



Etude multi-échelle de la convection océanique profonde en mer Méditerranée : de l'observation à la modélisation climatique

Robin Waldman

► To cite this version:

Robin Waldman. Etude multi-échelle de la convection océanique profonde en mer Méditerranée : de l'observation à la modélisation climatique. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2016. Français. NNT : 2016TOU30361 . tel-01761870

HAL Id: tel-01761870

<https://theses.hal.science/tel-01761870>

Submitted on 9 Apr 2018

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

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 16 décembre 2016 par :

ROBIN WALDMAN

**Etude multi-échelle de la convection océanique profonde en
mer Méditerranée: de l'observation à la modélisation
climatique**

JURY		
SYLVAIN COQUILLAT	UPS, LA	Président du jury
XAVIER DURRIEU DE MADRON	CEFREM	Rapporteur
XAVIER CAPET	IPSL-LOCEAN	Rapporteur
JULIEN JOUANNO	LEGOS	Examineur
ANNE PETRENKO	AMU, MIO	Examinatrice
SAMUEL SOMOT	CNRM	Directeur de thèse
MARINE HERRMANN	LEGOS	Invitée
JULIEN LE SOMMER	LGGE	Invité

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de Recherche :

Météo-France

Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM, UMR 3589)

Directeur(s) de Thèse :

Samuel SOMOT et Marine HERRMANN

Rapporteurs :

Xavier CAPET et Xavier DURRIEU DE MADRON

Remerciements

Le point final enfin posé sur mon cher manuscrit et ses corrections, voici venu le moment tant attendu des remerciements ! Je vais bien sûr commencer par Samuel et Marine, des personnes fantastiques, des directeurs en or et de vrais modèles pour ma future carrière de chercheur. Merci à tous les deux pour votre implication à fond dans l'encadrement de ma thèse qui a été très enrichissant et a largement contribué à la réussite de mon projet de thèse. Je suis toujours impressionné de voir en vous trois qualités assez rarement combinées chez un chercheur : l'excellence scientifique, le sens de l'organisation et le sens humain. La première m'a vraiment aidé à me mettre au niveau dans mon sujet, à me donner des tonnes de bonnes idées et à tisser des contacts dans la communauté de la recherche. Le second est je pense indispensable pour cadrer son travail et ne pas s'éparpiller, et pour finaliser ses projets. Il m'a beaucoup aidé pour rester dans les temps sur ma thèse et mener au bout mes études scientifiques. Le troisième, qui ne figure pourtant pas sur un CV, est sûrement le plus important pour moi. J'ai toujours senti votre enthousiasme communicatif vis-à-vis de mon travail, votre présence et soutien en cas de difficulté et je me suis toujours senti accepté et valorisé. Ça m'a donné un formidable carburant pour aller de l'avant dans un projet qui n'est quand même pas de tout repos. J'ai aussi une pensée particulière pour des preuves exemplaires d'abnégation telles que la relecture par Samuel de mon manuscrit pendant les vacances et certains dimanches... ou les réponses fidèles de Marine à mes incessantes questions à des heures avancées du soir (décalage horaire vietnamien oblige) avec une petite Anais dans les bras et Robin et Charlie pas loin... Un grand merci donc, je suis sûrement un de vos plus grands admirateurs et je suis ravi qu'on puisse continuer à faire des supers études ensemble dans la suite ! Je tiens aussi à dire un grand merci à Florence qui m'a été d'une aide précieuse dans tous les aspects numériques de ma thèse : il m'aurait sûrement fallu un an de plus pour finir ma thèse sans ton aide !

La seconde révérence revient à mes fidèles de la première heure, j'ai nommé mes parents Agnès et Tom, mon frère Valentin et mes grand-parents Michèle et Howard ! Merci Maman pour m'avoir toujours bichonné pour que je puisse faire mes études dans les meilleures conditions, et merci Papa pour avoir toujours cru si aveuglément dans mon succès académique et professionnel. Merci aussi Valou pour m'avoir toujours autant valorisé et fait passer pour le petit génie auprès de tes amis ! Papi Howard et Mamie Michèle, combien je vous dois dans ma réussite académique... Je pense en particulier à tous mes séjours de bachotage à la campagne en terminale et en prépa, qui m'ont vraiment permis d'avancer en toute sérénité. Papi, ton anglais est irréprochable malgré un petit accent français (humour). C'est quand même une sacrée chance d'avoir un grand-père pour corriger ses fautes de scientific English !

Je voudrais aussi remercier chaudement tous ceux qui m'ont accompagné et soutenu pendant ces trois années certes intenses, mais très riches. Ceux qui sont toujours à mes côtés, et ceux qui sont partis mais que je n'oublie pas. Mes amis de longue date, Wald, Martin et Laura, ce sont nos riches discussions qui ont forgé mes convictions et mes projets personnels, académiques notamment ! Bien sûr merci aux amis d'Amérique Latine, ma seconde patrie d'où j'ai fraîchement débarqué à mon arrivée en thèse : obviamente gracias a Yasna por todo tu cariño y apoyo. Pienso en los cuates mexicanos Ricardo y Ari, no se preocupen que ya regreso pronto. También agradezco a Humberto, Julio y Raimundo por los buenos recuerdos. Merci aussi à tous les gens sympas qui ont fait toute la différence dans mon quotidien à la Météopole : Emiliano, Nicola, Abdel-Lathif, Yannick, António, Pierrick, Hélène, Marie, Marine, Carole, Edouard, Alix, Sofia, Miriam, Danila, Hervé, Silvana, Matthieu, David, Martine, l'équipe de CTI et j'en oublie ! Merci aux amis du samba pagode pour toute la chaleur humaine et les bouffées d'air que m'ont

apporté nos soirées : K-Nard, Vanina, Benji, Rémi, Patrick, Antoine, Betty, Hugues, Carlos, Emilia, Fabrice et j'en oublie aussi ! Un grand merci aussi aux camarades qui me font voir des perspectives plus réjouissantes pour la recherche que cette décennie austéritaire dans laquelle nous sommes englués. Je pense bien sûr à Julián et Cécile, à Simon, Arthur, Nicolas, Suno, Yacine, Bernard. Obrigação à minha Pipinha pelos momentos fantásticos e pelo teu apoio incondicional. A tua confiança no meu sucesso dá-te também o direito, eu acho, a um lugar no meu "fan club" ! E como prova do meu apoio neste teu período de redacção, aqui estou eu a voltar a escrever !

Je tenais à finir par un merci artistique aux musiciens et intellectuels qui, sans me connaître, m'ont aidé à avancer dans ma thèse. Les premiers pour l'énergie et les seconds pour l'humilité. Merci aux musiciens Sílvio Rodríguez, Frank Delgado, Kevin Johansen, Jorge Drexler, Café Tacuba, Calle 13, Los Bunkers, Chico Trujillo, Pedro Piedra, Chico Buarque, João Bosco, Jorge Aragão, Casuarina, Martinho da Vila, Diogo e João Nogueira, João Gilberto, Vinícius de Moraes, Nicolas Krassik, Waldir Azevedo, Jacob do bandolím. Merci aux intellectuels Noam Chomski, Julien Salingue, Max Blumenthal, Miko Peled, Gideon Levi, François Ruffin, Henri Maler, Frédéric Lordon, Bernard Friot, Eduardo Galeano, Shlomo Sand, Jeremy Scahill, Amy Goodman, Juan González, Howard Zinn, Alan Nairn.

Résumé

La Méditerranée Nord-Occidentale, ou bassin Liguro-Provençal, est l'un des rares sièges de la convection océanique profonde. Ce phénomène localisé et intermittent est l'un des principaux modes d'interaction de l'océan profond avec le système climatique. Il est d'une importance primordiale pour la redistribution verticale de chaleur, de dioxyde de carbone et d'éléments biogéochimiques par l'océan, et donc pour le climat et la biologie marine. Le travail de thèse s'inscrit dans le cadre du programme HyMeX, il vise à caractériser le phénomène de convection dans le bassin Liguro-Provençal à partir du cas d'étude de l'année 2012-2013 et à comprendre le rôle de la dynamique de méso-échelle et de la variabilité intrinsèque océanique qui en résulte sur la convection.

Le travail de thèse a tout d'abord porté sur la caractérisation du phénomène de convection océanique profonde à partir des observations du cas d'étude 2012-2013. On a estimé le taux de convection hivernale et de restratification printanière et une Expérience de Simulation d'un Système d'Observations (OSSE) a été développée pour estimer l'erreur d'observation associée. On conclut à la validité des observations du réseau MOOSE pour estimer les taux de convection et de restratification sur la période 2012-2013. On caractérise la période comme exceptionnellement convective avec un taux de convection hivernal de $2.3 \pm 0.5 Sv$ ($1 Sv = 10^6 m^3/s$) et on estime pour la première fois un taux de restratification printanière de $0.8 \pm 0.4 Sv$.

Deux approches numériques novatrices ont été développées au cours de la thèse pour caractériser le rôle de la méso-échelle et de la variabilité intrinsèque océanique sur le phénomène de convection. On a implémenté l'outil de raffinement de maille AGRIF en Méditerranée Nord-Occidentale dans le modèle régional NEMOMED12 pour documenter l'impact de la méso-échelle sur la convection océanique profonde et sur la circulation thermohaline Méditerranéenne. On a de plus réalisé des simulations d'ensemble à état initial perturbé pour documenter l'impact de la variabilité intrinsèque océanique sur la convection.

Après avoir extensivement évalué le réalisme de la convection dans le modèle numérique NEMOMED12 grâce aux données de 2012-2013, on étudie avec ce modèle l'impact de la variabilité intrinsèque océanique sur ce phénomène. Sur le cas d'étude comme sur la période historique 1979-2013, la variabilité intrinsèque océanique module largement la géographie du patch convectif, en particulier dans le domaine hauturier. Aux échelles climatiques, la variabilité intrinsèque module largement la variabilité interannuelle du taux de convection. En moyenne climatologique, elle module aussi la géographie de la convection, mais elle impacte marginalement son intensité et les propriétés climatiques des eaux profondes.

Enfin, on étudie avec l'outil AGRIF l'impact de la dynamique de méso-échelle sur la convection profonde et sur la circulation thermohaline. Sur le cas d'étude de 2012-2013, la méso-échelle augmente le réalisme de la convection. On montre qu'elle augmente la variabilité intrinsèque de la convection. Sur cette période comme sur la période historique, elle diminue l'intensité moyenne de la convection et réduit les transformations des eaux profondes. On relie principalement son impact sur la convection à une modification de la circulation stationnaire marquée par un repositionnement et une intensification des courants de bord, et la présence d'un méandre stationnaire du Front Baléare. Par ailleurs, sur la période historique, les échanges avec le bassin Algérien sont intensifiés par la méso-échelle, ce qui modifie les propriétés climatiques des masses d'eau. On montre enfin que la signature de la méso-échelle en surface est susceptible d'impacter les échanges air-mer et donc le climat côtier voire régional Méditerranéen.

Abstract

The northwestern Mediterranean sea, also named the Liguro-Provençal basin, is one of the few places where ocean deep convection occurs. This localized and intermittent phenomenon is one of the main modes of interaction between the deep ocean and the climate system. It is of paramount importance for the vertical redistribution of heat, carbon dioxide and biogeochemical elements, and therefore for climate and marine biology. The PhD has been carried out in the framework of HyMeX programme, it aims at characterizing the ocean deep convection phenomenon in the Liguro-Provençal basin from the year 2012-2013 case study and at understanding the role of mesoscale dynamics and of the resulting intrinsic ocean variability on deep convection.

The PhD work has first focused on characterizing the ocean deep convection phenomenon from observations collected during the 2012-2013 case study. We estimated the winter deep convection and spring restratification rates and an Observing System Simulation Experiment (OSSE) was developed to estimate the associated observation error. We conclude on the validity of MOOSE network observations to estimate the deep convection and restratification rates in the period 2012-2013. We characterize the period as exceptionally convective with a winter deep water formation rate of $2.3 \pm 0.5 Sv$ ($1 Sv = 10^6 m^3/s$) and we estimate for the first time a spring deep water restratification rate of $0.8 \pm 0.4 Sv$.

Two novel numerical approaches were developed during the PhD to characterize the roles of mesoscale dynamics and of intrinsic variability in the deep convection phenomenon. We implemented AGRIF grid refinement tool in the northwestern Mediterranean Sea within NEMOMED12 regional model to document the impact of mesoscale on deep convection and on the Mediterranean thermohaline circulation. In addition, we carried out perturbed initial state ensemble simulations to characterize the impact of ocean intrinsic variability on convection.

After extensively evaluating the realism of deep convection in NEMOMED12 numerical model thanks to the 2012-2013 observations, we study with this model the impact of intrinsic variability on deep convection. During the case study as well as in the 1979-2013 historical period, intrinsic ocean variability largely modulates the mixed patch geography, particularly in the open-sea domain. At climatic timescales, intrinsic variability modulates largely the deep convection rate interannual variability. On average over the historical period, it also modulates the mixed patch geography, but it impacts marginally its magnitude and the properties of the deep water formed.

Finally, we study with AGRIF tool the impact of mesoscale dynamics on deep convection and on the thermohaline circulation. In the 2012-2013 case study, mesoscale improves the realism of the simulated convection. We show that it increases the deep convection intrinsic variability. In this period as well as during the 1979-2013 historical period, it decreases the mean deep convection rate and it reduces deep water transformations. We mainly relate its impact on convection to the modification of the stationary circulation characterized by a relocation and an intensification of boundary currents and the presence of a stationary Balearic Front meander. Also, in the historical period, exchanges with the Algerian basin are increased, which modifies water mass climatological properties. Finally, the surface signature of mesoscale is likely to alter air-sea interactions and the coastal to regional Mediterranean climate.

Sommaire

Résumé	v
Abstract	vii
Liste des tableaux	xiii
Liste des figures	xiii
I Introduction	1
1.1 Circulation thermohaline, convection océanique profonde et méso-échelle	2
1.1.1 La circulation thermohaline	2
1.1.2 La convection océanique profonde	5
1.1.3 La dynamique de méso-échelle	8
1.2 Le cas Méditerranéen	10
1.2.1 Circulation thermohaline méditerranéenne (MTHC)	10
1.2.2 Hydrodynamique en Méditerranée Nord-occidentale	13
1.3 Observer et modéliser la convection en Méditerranée Nord-occidentale : une vision historique	16
1.3.1 Observations de la convection	17
1.3.2 Modélisation de la convection	19
1.4 Les phases de la convection profonde dans le Golfe du Lion	20
1.4.1 Le préconditionnement	20
1.4.2 Le mélange vertical intense	21
1.4.3 La restratification	23
1.4.4 Spécificités de la convection du bassin Liguro-Provençal	24
1.5 Les mécanismes clés de la convection en Méditerranée Nord-occidentale	25
1.5.1 Rôle du forçage atmosphérique	25
1.5.2 Rôle du préconditionnement océanique	28
1.5.3 Rôle de la méso-échelle	30
1.6 Cadre de l'étude	32
1.6.1 Objectifs de l'étude	32
1.6.2 Les observations de la période 2012-2013	33
1.6.3 Les méthodes d'analyse de la convection	36
II Outils numériques : NEMO-AGRIF.	39
2.1 L'outil numérique régional : NEMOMED12	39
2.1.1 NEMO	40
2.1.2 Discrétisation spatio-temporelle	40
2.1.3 Dynamique horizontale	42
2.1.4 Physique verticale	44
2.1.5 Atlantique	45
2.1.6 Fleuves et Dardanelles	45
2.1.7 Forçage atmosphérique	46
2.1.8 Conditions initiales	47

2.2	La configuration raffinée avec AGRIF dans le bassin Liguro-Provençal : NWMED36	47
2.2.1	Présentation	47
2.2.2	Les étapes de la configuration d'un zoom AGRIF	49
2.3	Les tests de configuration AGRIF	53
2.3.1	Domaine	53
2.3.2	Bathymétrie	53
2.3.3	Forçage de AGRIF par NEMOMED12	54
2.3.4	Forçage de NEMOMED12 par AGRIF	55
2.3.5	Zoom 1 et pas de temps	55
2.4	Les simulations numériques étudiées	55
III	Estimation du volume d'eaux denses et de son évolution en mer Méditerranée	57
	Abstract	59
	1. Introduction	59
	2. Methods, models and data	62
	3. Results from models	65
	4. Observed 2012-2013 dense water volume evolution	69
	5. Discussions	74
	6. Conclusions	76
	References	77
3.7	Analyse complémentaire.	80
3.7.1	Comparaison des résultats de SYMPHONIE avec NEMOMED12	80
3.7.2	Suivi interannuel des eaux denses par MOOSE-GE	81
IV	Modélisation d'ensemble de l'hiver convectif 2012-2013 en Méditerranée Nord-occidentale	87
4.1	Introduction	89
4.2	Model, data and methods	91
4.2.1	Model	91
4.2.2	Data	93
4.2.3	Validation of the ensemble initial state	94
4.2.4	Methods	96
4.3	Results	99
4.3.1	Chronology of the 2012-2013 deep convection events	99
4.3.2	Estimating the deep convection area	101
4.3.3	Estimating the DWF rate	104
4.3.4	Hydrological signature of convection	107
4.3.5	Identification of processes driving water mass transformations	111
4.4	Discussions	115
4.4.1	Model evaluation	115
4.4.2	OIV estimate	116
4.4.3	Water mass transformations	116
4.5	Conclusions	117
4.6	Appendix : Evaluation of ALDERA above the NWMed sea	119

V	Impact de la dynamique de méso-échelle sur la formation d'eaux denses en 2012-2013.	127
5.1	Introduction	130
5.2	Model, data and methods	132
5.2.1	Model	132
5.2.2	Data	134
5.2.3	Methods	135
5.3	How does mesoscale impact dense water formation?	137
5.3.1	Mean impact of mesoscale on DWF	137
5.3.2	Impact of mesoscale on the OIV of DWF	142
5.4	Understanding the causes of mesoscale impact on dense water formation	143
5.4.1	Mean impact of mesoscale on DWF	143
5.4.2	Impact of mesoscale on the OIV of DWF	150
5.5	Discussion.	153
5.5.1	Modelling approach	153
5.5.2	Mean impact of mesoscale on DWF	153
5.5.3	Impact of mesoscale on the OIV of DWF	154
5.6	Conclusions	154
VI	Impact de la variabilité intrinsèque océanique et de la dynamique de méso-échelle sur la convection aux échelles climatiques	159
6.1	Introduction	160
6.2	Impact de la variabilité intrinsèque de l'océan (OIV) sur la convection profonde	161
6.2.1	Outils numériques	161
6.2.2	Evaluation de la simulation d'ensemble NEMOMED12	163
6.2.3	Impact de l'OIV sur la convection profonde	166
6.2.4	Sources d'OIV de la convection profonde	169
6.2.5	L'advection latérale de flottabilité contribue-t-elle à la variabilité interannuelle de la convection?	172
6.2.6	L'advection latérale contribue-t-elle à la déstratification d'automne?	175
6.3	Impact de la méso-échelle sur la convection océanique et la circulation thermohaline	178
6.3.1	Outils numériques	178
6.3.2	Impact moyen de la méso-échelle sur la convection profonde	178
6.3.3	Origines de l'impact de la méso-échelle sur la convection	182
6.3.4	Impact sur le devenir des eaux profondes en Méditerranée occidentale	192
6.3.5	Impact sur la circulation thermohaline en Méditerranée orientale	194
6.4	Conclusions et perspectives	202
VII	Conclusions et perspectives	205
7.1	Conclusions numériques	205
7.1.1	L'usage d'un OSSE pour estimer les erreurs de réseaux d'observations	205
7.1.2	Méthodes d'initialisation d'ensemble pour étudier la variabilité intrinsèque océanique	206
7.1.3	L'outil de raffinement de maille AGRIF pour étudier la méso-échelle	206

7.2 Conclusions scientifiques.	207
7.2.1 Que nous ont appris les observations de la période 2012-2013 sur la convection océanique profonde en Méditerranée Nord-Occidentale ?	207
7.2.2 Quel est le réalisme des modèles dans leur représentation de la convection océanique profonde ?	207
7.2.3 Que nous ont appris les simulations numériques sur la caractérisation et la compréhension de la convection océanique profonde ?	208
7.2.4 Comment la variabilité intrinsèque océanique impacte-t-elle la convection océanique profonde ?	209
7.2.5 Comment la dynamique de méso-échelle impacte-t-elle la convection océanique profonde et la circulation thermohaline méditerranéenne ?	209
7.3 Perspectives.	210
7.3.1 Utilisation de l'OSSE pour observer l'océan	210
7.3.2 Apport de l'outil de raffinement de maille AGRIF pour résoudre les petites échelles physiques et topographiques	211
7.3.3 Modélisation des phénomènes de mélange océaniques	211
7.3.4 Compréhension du phénomène de convection aux échelles climatiques	211
7.3.5 Caractérisation de la variabilité intrinsèque océanique aux échelles climatiques	212
7.3.6 L'impact de la dynamique de méso-échelle sur le climat	212
Références	214
Annexes	I
A - Configuration de référence.	II
B - Liste des simulations	III
C : Tests de sensibilité physiques.	IV
D - Modélisation du cycle saisonnier de la circulation méridienne de retournement Atlantique.	XXIII

Liste des tableaux

1.1	<i>Table synthétique des observations utilisées au cours de la thèse.</i>	34
2.1	<i>Tableau récapitulatif des configurations de référence NEMOMED12 et NWMED36 utilisées dans la thèse.</i>	41
2.2	<i>Tableau récapitulatif des principaux tests AGRIF réalisés au cours de la thèse.</i>	56
3.1	<i>Dense water formation rate estimates in the northwestern Mediterranean basin from observations and numerical simulations.</i>	60
3.2	<i>Dense water volume from virtual reality.</i>	67
3.3	<i>Observed dense water volume estimates.</i>	72
3.4	<i>Observed dense water formation and restratification rates.</i>	72
3.5	<i>Statistiques d'erreur déduites de l'OSSE pour les trois simulations</i>	81
4.1	<i>Large-scale estimates related to the 2012-2013 convective event.</i>	103
5.1	<i>Large-scale estimates related to the 2012-2013 convective event.</i>	140
6.1	<i>Impact de la variabilité intrinsèque sur l'état moyen et la variabilité de la convection</i>	167
6.2	<i>Bilan de flottabilité d'hiver et variabilité de la convection</i>	173
6.3	<i>Bilan de flottabilité d'automne et variabilité de la convection</i>	176
7.1	<i>Principaux paramètres de namelist de l'expérience NM12A-41.</i>	II
7.2	<i>Les simulations numériques du cas d'étude 2012-2013.</i>	IV
7.3	<i>Les simulations numériques sur la période 1979-2013.</i>	V

Liste des figures

1.1	<i>Schéma simplifié de la circulation thermohaline globale (Kuhlbrodt et al. (2007)).</i>	3
1.2	<i>Carte du maximum annuel de la profondeur de la couche de mélange (de Boyer Montégut et al. (2004))</i>	6
1.3	<i>Cycle saisonnier de la profondeur de la couche de mélange (MLD) en Méditerranée (Houpert et al., 2015)</i>	7
1.4	<i>Tourbillons de méso-échelle observés par altimétrie satellitale (Chelton et al. (2011))</i>	9
1.5	<i>Carte de la mer Méditerranée (EMODnet)</i>	11
1.6	<i>Circulation en mer Méditerranée des eaux Atlantiques (AW) (Millot et Taupier-Letage (2005)).</i>	12
1.7	<i>Schéma de la circulation thermohaline méditerranéenne (MTHC)</i>	13
1.8	<i>Circulation en Méditerranée Nord-occidentale des eaux Levantines intermédiaires (LIW) (Bosse et al. (2015)).</i>	14
1.9	<i>Circulation en mer Méditerranée des eaux profondes (Millot et Taupier-Letage, 2005)</i>	15
1.10	<i>Energie cinétique turbulente en Méditerranée Nord-occidentale (Escudier et al. (2013)).</i>	16
1.11	<i>Diagramme θ/S déduit de tous les profils CTD de Méditerranée Nord-occidentale de Nov. 2009 à Oct. 2013 (Bosse et al., 2016).</i>	21
1.12	<i>Schéma des principaux mécanismes de préconditionnement de la convection dans le bassin Liguro-Provençal.</i>	22
1.13	<i>Schéma des principaux mécanismes lors de la phase de mélange vertical intense dans le bassin Liguro-Provençal.</i>	23

1.14	<i>Schéma des principaux mécanismes de restratification et 'spreading' de la convection dans le bassin Liguro-Provençal.</i>	24
1.15	<i>Carte des observations utilisées au cours de la thèse.</i>	35
2.1	<i>Domaine et bathymétrie du modèle NEMOMED12.</i>	42
2.2	<i>Schéma de la grille verticale.</i>	43
2.3	<i>Schéma de la grille tridimensionnelle Arakawa-C de NEMO.</i>	44
2.4	<i>Représentation d'un épisode de Mistral le 14 Mars 2013 par ALADIN.</i>	46
2.5	<i>Domaine et bathymétrie du modèle AGRIF emboîté dans NEMOMED12.</i>	49
2.6	<i>Schéma des correspondances entre domaine NEMOMED12 et AGRIF.</i>	50
2.7	<i>Schéma de l'actualisation de la grille fille au bord Ouest du domaine AGRIF.</i>	51
2.8	<i>Schéma de l'actualisation du masque terre-mère de la grille NEMOMED12.</i>	51
3.1	<i>CTD casts locations for MOOSE theoretical and actual networks.</i>	63
3.2	<i>Map of simulated dense water thickness variation range.</i>	64
3.3	<i>Scatterplot of reconstructed dense water thickness.</i>	65
3.4	<i>Dense water thickness virtual reality and reconstructed fields from MOOSE networks.</i>	66
3.5	<i>Space sampling 95% confidence interval as a function of network size.</i>	69
3.6	<i>Dense water thickness map reconstructed from observations.</i>	70
3.7	<i>Dense water formation, restratification and annual variation rates as a function of density.</i>	73
3.8	<i>Estimated dense water volume in observations and SYMPHONIE simulations.</i>	74
3.9	<i>Correlogram of simulated dense water thickness.</i>	75
3.10	<i>Carte de l'épaisseur d'eaux denses le 12 Février 2013.</i>	84
3.11	<i>Evolution du volume d'eaux denses dans la simulation hindcast NEMOMED12.</i>	85
4.1	<i>Domain and associated bathymetry for NEMOMED12 model.</i>	92
4.2	<i>Large-scale bottom stratification index.</i>	95
4.3	<i>Average initial hydrological profiles.</i>	97
4.4	<i>Daily timeseries of surface parameters at LION buoy.</i>	100
4.5	<i>Convection area.</i>	102
4.6	<i>Convection area as a function of time.</i>	105
4.7	<i>Convection volume as a function of time.</i>	106
4.8	<i>Quantitative (θ,S) diagram and dense water volume tendency.</i>	108
4.9	<i>Sea bottom θ, S and σ_0 timeseries at LION.</i>	110
4.10	<i>Diapycnal, diathermal and dia-haline water mass transformation diagnostic.</i>	112
4.11	<i>Normalized daily Taylor diagram of ALDERA surface parameters at LION.</i>	119
4.12	<i>Quantile-quantile plot of ALDERA surface parameters at LION.</i>	121
4.13	<i>Mean net surface heat flux map in ALDERA.</i>	123
5.1	<i>Domain and associated bathymetry for NEMOMED12 and NWMED36 models.</i>	133
5.2	<i>Daily timeseries of surface parameters at LION buoy.</i>	138
5.3	<i>Mixed patch area.</i>	139
5.4	<i>Mixed patch volume as a function of time.</i>	141
5.5	<i>Diapycnal water mass transformation diagnostic.</i>	144
5.6	<i>Mean velocity map at 50m depth.</i>	147
5.7	<i>Mean bottom Index of Stratification map.</i>	148
5.8	<i>Daily timeseries of the bottom Index of Stratification anomaly between NWMED36 and NEMOMED12.</i>	149

5.9	Average total, standing and transient Eddy Kinetic Energy map and timeseries in NWMED36.	152
6.1	Persistance de l'anomalie d'Indice de Stratification au fond	162
6.2	Carte moyenne et de la dispersion d'ensemble du patch convectif.	164
6.3	Variabilité interannuelle de la profondeur maximale de la couche de mélange . .	164
6.4	Variabilité interannuelle de l'aire et du volume de convection	165
6.5	Variabilité interannuelle de l'hydrologie des eaux profondes	166
6.6	Mesure de la dispersion d'ensemble de la convection	168
6.7	Relation entre l'Indice de Stratification et le taux de convection.	169
6.8	Carte de la moyenne et la variabilité intrinsèque de l'Indice de Stratification . .	170
6.9	Contribution des couches hydrologiques à la variabilité intrinsèque	171
6.10	Variabilité forcée, baroclinicité et pente de la bathymétrie.	172
6.11	Contributions à la perte de flottabilité d'hiver	175
6.12	Contributions à la perte de flottabilité d'automne	177
6.13	Carte moyenne du patch convectif dans NWMED36 et NEMOMED12.	179
6.14	Variabilité interannuelle de la profondeur maximale de la couche de mélange dans NEMOMED12 et NWMED36.	180
6.15	Variabilité interannuelle de l'aire et du volume de convection dans NEMOMED12 et NWMED36.	181
6.16	Variabilité interannuelle des eaux profondes dans NEMOMED12 et NWMED36. .	182
6.17	Courants moyens à 50m dans NWMED36 et NEMOMED12.	183
6.18	Carte de l'Indice de Stratification et de son bilan dans NWMED36 et NEMOMED12.	185
6.19	Série du bilan d'Indice de Stratification au fond.	187
6.20	Carte de l'anomalie de SST et de flux de chaleur en surface entre NWMED36 et NEMOMED12.	188
6.21	Diagramme de Hovmoeller du profil hydrologique dans la zone de convection . .	190
6.22	Diagnostic des transformations volumiques des eaux denses et salées dans la zone de convection.	193
6.23	Diagramme de Hovmoeller du profil hydrologique dans le bassin Algérien	195
6.24	Diagramme de Hovmoeller du profil hydrologique en mer Egée	197
6.25	Diagramme de Hovmoeller du profil hydrologique dans le bassin Levantin	198
6.26	Carte de l'hydrologie moyenne sur la couche 0-150m entre NWMED36 et NEMOMED12.	200
6.27	Transports moyens aux détroits de Méditerranée occidentale dans NWMED36 et NEMOMED12.	201

CHAPITRE I

Introduction

1.1	Circulation thermohaline, convection océanique profonde et méso-échelle	2
1.1.1	La circulation thermohaline	2
1.1.1.1	Définitions	2
1.1.1.2	Les forçages	3
1.1.1.3	Importance climatique	4
1.1.2	La convection océanique profonde	5
1.1.2.1	Couche de mélange océanique	5
1.1.2.2	Localisation de la convection profonde	6
1.1.2.3	Deux principaux modes	7
1.1.3	La dynamique de méso-échelle	8
1.1.3.1	Ubiquité de la méso-échelle	8
1.1.3.2	Méso-échelle et état moyen	8
1.1.3.3	Méso-échelle et variabilité intrinsèque	9
1.2	Le cas Méditerranéen	10
1.2.1	Circulation thermohaline méditerranéenne (MTHC)	10
1.2.1.1	Bilans globaux	10
1.2.1.2	Eaux Atlantiques et régime thermohalin	10
1.2.1.3	Eaux intermédiaires et régime halin	11
1.2.1.4	Eaux profondes et régime thermique	12
1.2.2	Hydrodynamique en Méditerranée Nord-occidentale	13
1.2.2.1	Circulation superficielle	13
1.2.2.2	Circulation intermédiaire	15
1.2.2.3	Circulation profonde	15
1.2.2.4	Activité de méso-échelle	16
1.3	Observer et modéliser la convection en Méditerranée Nord-occidentale : une vision historique	16
1.3.1	Observations de la convection	17
1.3.1.1	De 1969 à 1992 : caractérisation et variabilité interannuelle	17
1.3.1.2	De 1993 à 2004 : une décennie peu convective	17
1.3.1.3	De 2004 à 2006 : la transition Ouest-méditerranéenne	18
1.3.1.4	De 2009 à 2013 : des épisodes intenses et bien observés	18
1.3.1.5	Estimations du taux de convection profonde	19
1.3.2	Modélisation de la convection	19
1.4	Les phases de la convection profonde dans le Golfe du Lion	20
1.4.1	Le préconditionnement	20
1.4.2	Le mélange vertical intense	21
1.4.3	La restratification	23
1.4.4	Spécificités de la convection du bassin Liguro-Provençal	24
1.5	Les mécanismes clés de la convection en Méditerranée Nord-occidentale	25
1.5.1	Rôle du forçage atmosphérique	25
1.5.1.1	Forçage thermique	25
1.5.1.2	Forçage halin	26
1.5.1.3	Forçage dynamique	27

1.5.1.4 Réchauffement climatique	28
1.5.2 Rôle du préconditionnement océanique	28
1.5.2.1 Préconditionnement d'été	28
1.5.2.2 Préconditionnement d'automne	28
1.5.2.3 Rôle des LIW dans le préconditionnement	29
1.5.2.4 Rôle des AW dans le préconditionnement	29
1.5.2.5 Rôle de la bathymétrie dans le préconditionnement	29
1.5.3 Rôle de la méso-échelle	30
1.5.3.1 Restratification de l'océan	30
1.5.3.2 Spreading des eaux profondes	31
1.5.3.3 Variabilité intrinsèque de l'océan	32
1.6 Cadre de l'étude	32
1.6.1 Objectifs de l'étude	32
1.6.2 Les observations de la période 2012-2013	33
1.6.3 Les méthodes d'analyse de la convection	36

1.1. Circulation thermohaline, convection océanique profonde et méso-échelle

1.1.1. La circulation thermohaline

1.1.1.1 Définitions

La circulation thermohaline désigne la circulation globale de l'océan qui est forcée par les flux de chaleur et d'eau en surface. Ces flux de surface créent des anomalies de densité de l'eau de mer qui mettent en mouvement l'océan. Cette définition fait donc référence à un mécanisme de forçage physique plutôt qu'à une réalité observée (Wunsch, 2002). En effet, dans la nature, tout courant océanique est mis en mouvement à la fois par les échanges de chaleur, d'eau et de quantité de mouvement.

On associe donc généralement la circulation thermohaline à un concept complémentaire qui est la circulation méridienne de retournement (MOC). En effet, la circulation thermohaline se caractérise par une circulation moyenne en fonction de la latitude et de la profondeur. Le flux de volume associé est relativement faible en comparaison de la circulation superficielle : il atteint environ 20 Sv ($1\text{ Sv} = 10^6\text{ m}^3/\text{s}$) en Atlantique Nord (Kieke et Yashayaev, 2015), soit un temps de renouvellement des eaux profondes d'environ 2000 ans.

La Fig.1.1 montre un schéma de la circulation thermohaline globale. Elle s'organise en quatre branches (Srokosz et al. (2012); Lozier (2012)) : les sites de convection profonde sont le siège de la plongée des eaux de surface qui forment des eaux profondes. Les courants profonds advectent ces masses d'eaux profondes dans tout l'océan abyssal. Des processus advectifs et diffusifs génèrent un flux de masse qui transfère les propriétés des eaux profondes vers la surface. Enfin, les courants superficiels advectent l'eau vers les sites de convection.

Les flux de chaleur et d'eau en surface peuvent mettre en mouvement ou réduire la circulation thermohaline. On distingue donc deux régimes en fonction du type de flux qui domine cette circulation : le régime thermique et le régime halin (Huang et al. (1992)). Les zones de convection profonde de l'océan global sont toutes situées aux hautes latitudes, zones de refroidissement et de flux d'eau douce en surface. Par conséquent, les deux régimes s'opposent, les flux de chaleur en surface activant la circulation thermohaline et la convection profonde, alors que les flux

d'eau l'inhibent. Le régime thermique domine dans les océans Atlantique, Arctique et Austral où sont présents plusieurs sites de convection profonde. En revanche, le régime halin domine le bassin Pacifique qui ne présente pas de site de convection océanique profonde.

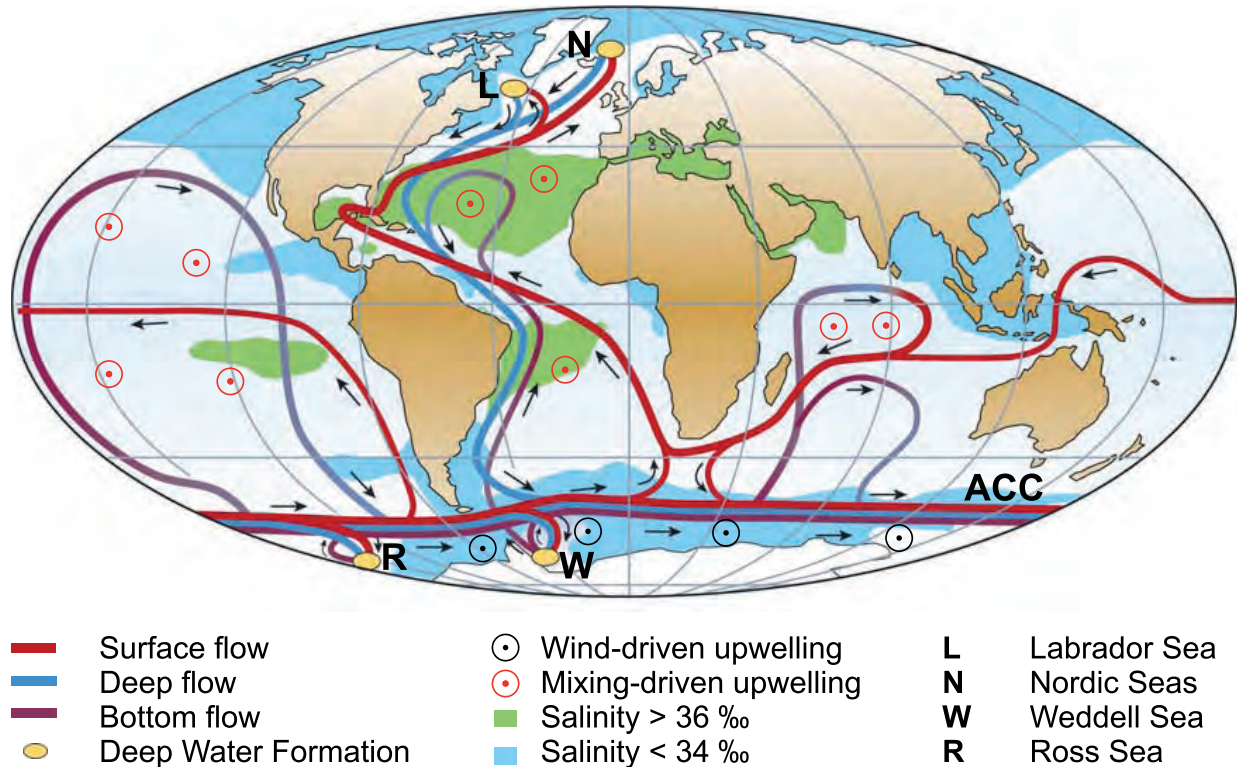


FIGURE 1.1: Schéma simplifié de la circulation thermohaline globale (Kuhlbrodt et al. (2007)).

1.1.1.2 Les forçages

Plusieurs paradigmes se sont succédé pour expliquer le moteur de la circulation thermohaline : celui historique (Wüst (1935)) affirmant qu'elle est 'poussée' par l'intensité de la convection profonde, donc plutôt par le forçage thermohalin, celui plus récent (Munk et Wunsch (1998); Wunsch (2002); Kuhlbrodt et al. (2007)) affirmant qu'elle est 'tirée' par l'intensité de sa branche ascendante, donc plutôt par le forçage dynamique, et celui (Tailleux, 2009; Tailleux et Rouleau, 2010; Hughes et al., 2009) affirmant que c'est le couplage entre forçages thermohalin et dynamique qui met en mouvement cette circulation.

D'un point de vue énergétique, la boucle décrite par la circulation thermohaline est une machine thermodynamique, c'est-à-dire qu'elle nécessite une source d'énergie pour être activée. En effet, la source et le puits de chaleur de l'océan sont tous les deux situés en surface. Ce constat expérimental est qualifié de 'théorème de Sandström' (Sandström (1908)), et bien qu'il ait été contredit par des travaux plus récents (Coman et al. (2006)), deux éléments restent corrects : plus la source de chaleur est haute par rapport à celle de froid, moins la circulation thermohaline est vigoureuse ; et il est nécessaire de transmettre la chaleur vers le bas pour que le cycle thermodynamique soit moteur. Une série d'études ont identifié le vent et les marées comme étant la principale source de mélange permettant de transmettre en profondeur la source de

chaleur (Munk et Wunsch, 1998; Wunsch, 2002; Kuhlbrodt et al., 2007). Elles en concluent que la circulation thermohaline est principalement mise en mouvement par le forçage mécanique.

Toutefois, une série d'études récentes ont appliqué à l'océan le concept d'énergie potentielle disponible (APE) de Lorenz (1955) pour déterminer la source de la circulation globale de retournement. Le concept d'APE permet de séparer les sources adiabatiques d'énergie potentielle (échanges avec l'énergie cinétique) des sources diabatiques (mélange, chauffage). Les arguments théoriques développés par Tailleux (2009, 2010); Tailleux et Rouleau (2010) montrent que le mélange nécessaire à la mise en mouvement de la circulation thermohaline peut être fourni par le 'chemin barocline'. Le forçage de flottabilité en surface, bien que de moyenne nulle à l'état stationnaire, est source d'APE puisqu'il maintient un gradient de densité, donc d'énergie potentielle, entre les eaux tropicales qui sont chauffées et les eaux des hautes latitudes qui sont refroidies. Cette APE peut ensuite être convertie en énergie cinétique par conversion barocline (le travail des forces de flottabilité), qui pourra elle-même être source de mélange par dissipation.

Plusieurs expériences numériques confirment ces arguments théoriques. Hughes et al. (2009) montrent que le mélange irréversible est équilibré par les flux de flottabilité en surface, et non par la tension de vent, ils en concluent que ces premiers sont une source potentielle majeure de mélange diapycnal. Saenz et al. (2012) montrent par un bilan énergétique à partir d'un modèle bidimensionnel de circulation méridienne qu'un équilibre s'établit entre les deux forçages qui rétroagissent positivement pour mettre en mouvement l'océan. Gregory et Tailleux (2011) diagnostiquent la structure spatiale de l'apport d'énergie cinétique par le travail du vent et celui des forces de pression. Ils déduisent du fort travail des forces de pression au voisinage des zones de convection que c'est le forçage thermohalin qui met en mouvement la circulation thermohaline. Enfin, von Storch et al. (2012) calculent le cycle énergétique de Lorenz dans un modèle 'eddy-resolving' et ils établissent que l'océan est mis en mouvement à 60% par le travail du vent en surface, et à 40% par l'apport d'APE par le forçage thermohalin.

Cette approche énergétique qui remet en avant le paradigme historique d'une circulation thermohaline mise en mouvement par les flux d'eau / de sel et de chaleur en surface est elle aussi corroborée par des études numériques sur la variabilité interannuelle à multi-décennale de l'AMOC. Les expériences numériques d'arrosage ('hosing' en anglais) consistent à fournir un large volume d'eau douce à proximité des zones de convection pour étudier leur impact sur la circulation thermohaline et le climat. Ces études (Vellinga et Wood, 2002; Jackson et al., 2015) montrent bien qu'un tel flux de flottabilité réduit drastiquement la circulation thermohaline, et ce à forçage mécanique constant. Enfin, une série d'études de variabilité de l'AMOC l'ont liée à la variabilité de la convection océanique profonde aux hautes latitudes Nord, elle-même forcée par les flux de flottabilité en surface (Boning et al., 2006; Danabasoglu et al., 2016; Buckley et Marshall, 2016).

On peut conclure de ces études que c'est principalement l'effet du forçage thermohalin, dont l'efficacité est modulée par le forçage mécanique, qui met en mouvement la circulation thermohaline. Il explique en particulier la structure géographique et l'intensité de la circulation ainsi que les propriétés des masses d'eau profondes. La convection océanique profonde a donc un rôle clé dans les transferts de chaleur et de propriétés biogéochimiques associés à la circulation thermohaline.

1.1.1.3 Importance climatique

La circulation thermohaline a un rôle climatique important puisqu'elle transporte la chaleur des basses latitudes vers les pôles et de l'hémisphère Sud vers le Nord (Hall et Bryden (1982);

Trenberth et Caron (2001); Ganachaud et Wunsch (2003)). Dans l'Atlantique Nord elle représente 88% du transport méridien de chaleur par l'océan (Johns et al. (2011)), ce qui explique en partie que les moyennes et hautes latitudes de l'Atlantique Nord soient plus douces que celles du Pacifique Nord dépourvu de site de convection profonde. Les sites de convection profonde ont quant à eux une atmosphère jusqu'à 10°C plus douce en surface que la moyenne globale à la même latitude.

Toutefois, le manque d'observations dans l'océan profond laisse ouvertes de nombreuses questions sur le fonctionnement et le rôle climatique de cette circulation thermohaline (Lozier (2010, 2012)). On distingue ici trois types de données : les archives paléoclimatiques, les observations en climat présent et les scénarios de réchauffement climatique.

Les données paléoclimatiques montrent un fort lien entre l'intensité de la circulation thermohaline et le contenu thermique de l'océan dans l'Atlantique Nord. Ceux-ci sont fortement connectés à des événements de glaciation (Dansgaard-Oeschger, Stocker (1998)) et déglaciation (Heinrich et Younger Dryas, Clark et al. (2002)) abrupts. Toutefois, ils ne permettent pas de montrer que les variations de la circulation thermohaline ont causé ces variations climatiques, bien que les études numériques le suggèrent fortement (Manabe et Stouffer, 1997; Kageyama et al., 2013).

En climat présent, on sait que la circulation thermohaline transporte la chaleur vers les hautes latitudes, mais beaucoup de questions restent ouvertes sur son impact sur le climat. En effet, il s'agit d'une circulation aux longues échelles de temps qui est mal observée comparativement aux courants de surface (Lozier, 2012). Cette circulation est le mode principal d'interactions de l'océan profond avec la surface, ce qui contrôle son absorption de chaleur, de CO_2 et le niveau de la mer (Santinelli et al. (2013); Winton et al. (2013); Rugenstein et al. (2013)). En revanche, aucun lien robuste n'a été établi à partir d'observations entre sa variabilité, qui est connue depuis peu, et la variabilité de la température de surface (SST) ou du climat (Lozier (2010)).

En scénario climatique, de nombreuses études ont montré qu'un ralentissement de la circulation thermohaline est attendu en réponse à l'affaiblissement du phénomène de convection profonde (Srokosz et al., 2012). Ce ralentissement est estimé à 10-40% à l'horizon 2100. Les impacts associés sont un ralentissement du réchauffement et une accélération de la montée des eaux au voisinage des sites de convection profonde (Kuhlbrodt et al., 2009). L'hypothèse d'un arrêt de la circulation thermohaline en scénario de réchauffement climatique est un risque à très faible probabilité mais fort impact (Collins et al., 2013).

1.1.2. La convection océanique profonde

La convection océanique profonde est un élément clé de la circulation thermohaline puisqu'elle détermine sa géographie, son intensité et les propriétés des masses d'eau profondes.

1.1.2.1 Couche de mélange océanique

La couche de mélange océanique est la couche au sommet de l'océan qui est en interaction directe avec l'atmosphère. Elle a des propriétés physiques relativement homogènes sur la verticale en raison du mélange induit par les flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau en surface (Large et al. (1994)). Ainsi, un coup de vent ou un refroidissement en surface contribuent à homogénéiser et approfondir cette couche de mélange. A l'inverse, un chauffage de surface en l'absence de vent contribue à stratifier l'océan et donc à amincir la couche de mélange.

Toutefois, la couche de mélange océanique n'occupe qu'une faible fraction de la colonne d'eau puisqu'elle mesure typiquement quelques dizaines de mètres de profondeur (de Boyer Montégut et al. (2004); D'Ortenzio et al. (2005); Houpert et al. (2015), Fig.1.2 et 1.3), soit $\sim 1\%$ du volume océanique. L'écrasante majorité de l'océan global n'est donc pas en contact direct avec l'atmosphère et le système climatique. Seules quelques rares régions aux hautes latitudes et en Méditerranée présentent une couche de mélange qui atteint des grandes profondeurs ($> 1000m$) en hiver lors d'événements intermittents qualifiés de convection océanique profonde. Les valeurs inférieures à $500m$ dans les sites de convection profonde (Fig.1.2 et 1.3) illustrent le fait que la convection profonde n'a pas lieu tous les ans.

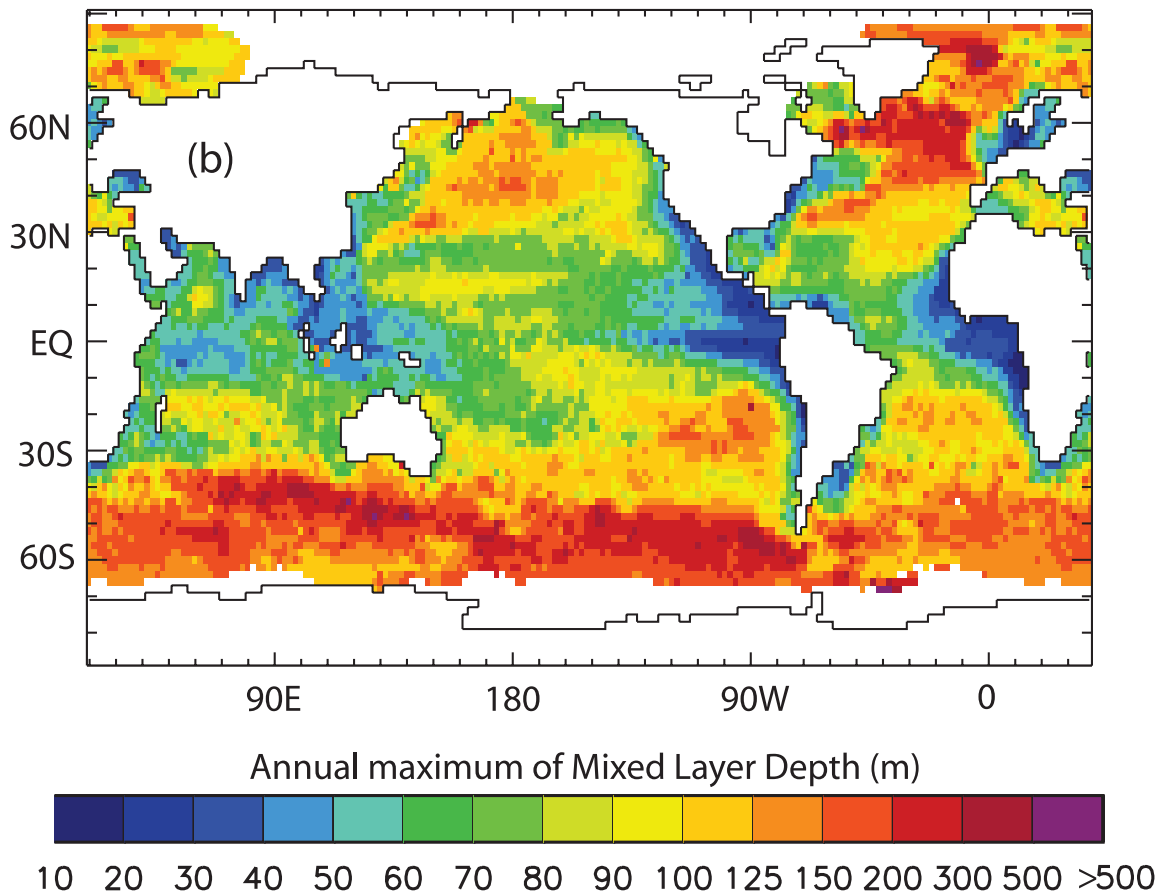


FIGURE 1.2: Carte globale du maximum annuel de la profondeur de la couche de mélange estimée à partir d'un critère en température de $\Delta T = 0.2^\circ C$ (de Boyer Montégut et al. (2004)).

1.1.2.2 Localisation de la convection profonde

Les zones de convection profonde sont très limitées dans l'océan global (Fig.1.1), puisque ce mécanisme n'a lieu que dans quelques régions : mer du Labrador, d'Irminger, du Groenland aux hautes latitudes Nord, mers de Weddel et de Ross aux hautes latitudes Sud, et mer Méditerranée. Toutes ces régions sont caractérisées par plusieurs ingrédients nécessaires à l'occurrence de la convection profonde : une circulation océanique cyclonique qui isole les masses d'eau et réduit leur stratification et des fortes pertes de flottabilité, principalement de chaleur,

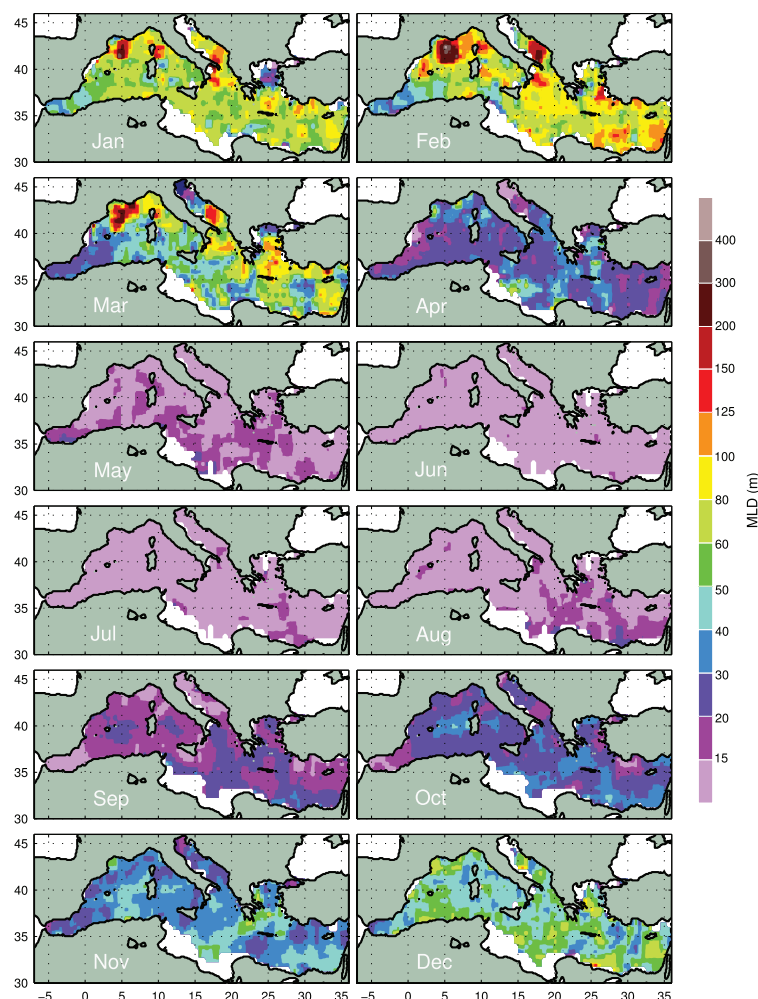


FIGURE 1.3: Cycle saisonnier moyen de la profondeur de la couche de mélange (MLD) en Méditerranée estimée à partir d'observations sur la période 1969-2012 et d'un critère en température de $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$ (Houpert et al. (2015)).

en surface (Marshall et Schott, 1999). Ceux-ci sont fortement pilotés par la présence de vents froids et secs induisant de forts flux de chaleur latente.

1.1.2.3 Deux principaux modes

Dans les bassins de convection, la perte de flottabilité en surface est maximale proche de la côte en l'absence de banquise, là où l'atmosphère est la plus froide et sèche. Toutefois, c'est en haute mer qu'on observe les plus larges taux de convection profonde. En effet, les régions côtières des bassins de convection présentent des courants de bord et des embouchures de fleuves qui y advectent des eaux légères et inhibent la convection profonde.

La convection profonde peut aussi avoir lieu par courant de gravité (« cascading ») d'eaux denses formées sur les plateaux continentaux. Les eaux de plateaux sont peu épaisses, ce qui leur permet de fortement se densifier au cours de l'hiver, soit par refroidissement soit par le rejet de saumures lors de la formation de banquises. Suite à cela, elles peuvent s'écouler le long

de canyons sous-marins pour alimenter la formation d'eaux denses hauturières. Toutefois, elles représentent généralement une faible fraction du volume d'eaux denses formées.

Notons enfin que des eaux profondes peuvent se former en l'absence de toute convection profonde par courant de gravité lors de passages de seuils, comme c'est le cas aux détroits de Gibraltar et du Danemark. Les eaux denses qui cascaden entraînent par mélange turbulent des eaux environnantes, ce qui réduit leur densité finale mais augmente leur volume.

1.1.3. La dynamique de méso-échelle

1.1.3.1 Ubiquité de la méso-échelle

La dynamique de méso-échelle est d'une grande importance puisque son énergie associée est supérieure à celle de la circulation moyenne (Stammer et Wunsch, 1999; Wunsch, 2002). A ce titre, elle est susceptible de fortement impacter des phénomènes océaniques tels que la convection océanique profonde. Il s'agit de structures de typiquement 30-500km de taille et de 10-100 jours de durée de vie prenant des formes variées : tourbillons, méandres, fronts, filaments. Dynamiquement, ces structures sont des perturbations de l'état moyen de l'océan générées par des instabilités dynamiques (barotrope et barocline) mais qui restent d'assez grande échelle pour être proches de l'équilibre géostrophique. Leur taille est approximée par le rayon de déformation de Rossby (Rd), qui mesure la distance d'ajustement géostrophique d'une perturbation de l'écoulement. Cela fait de la méso-échelle la plus grande échelle turbulente dans l'océan. Toutefois, il n'existe pas de relation constante entre la taille des structures et Rd (Chelton et al., 2011), elle doit donc être déterminée expérimentalement.

L'apparition de l'altimétrie satellitale a révélé l'ubiquité des structures de méso-échelle et a permis de mieux les caractériser. Un article récent (Chelton et al. (2011), Fig.1.4) a recensé plus de 35,000 tourbillons de méso-échelle sur la période 1992-2008, présents dans tous les bassins hormis proche de l'équateur. Paradoxalement, les régions de convection profonde sont pauvres en tourbillons détectés par altimétrie, en raison de leur faible taille caractéristique ($Rd \sim 5km$) qui ne permet pas aux traces satellitales de les identifier. Toutefois, les observations in situ dans les zones de convection confirment une riche activité de sub/méso-échelle (Gascard (1978); Testor et Gascard (2003, 2006); Bosse et al. (2016); Gascard et al. (2002); Lilly et Rhines (2002); Hátún et al. (2007)).

1.1.3.2 Méso-échelle et état moyen

L'activité de méso-échelle modifie l'état moyen de grande échelle de l'océan. Les tourbillons et méandres sont particulièrement intenses sur les courants de bord ouest et leur dérive, sur le courant circumpolaire Antarctique ou encore dans les zones de convection ou d'upwelling. L'un des principaux mécanismes de leur formation est l'instabilité barocline, qui est omniprésente dans l'océan (Chelton et al. (2011)). Or ce mécanisme convertit l'énergie potentielle de l'océan en énergie cinétique turbulente, ce qui réduit le caractère barocline (cisailé verticalement) de la circulation. Leur effet moyen est donc une cellule de retournement qui advecte de la flottabilité (Gent et McWilliams (1990)), donc généralement de la chaleur, vers les hautes latitudes (Farneti et Gent (2011); Marshall et Schott (1999)) et la surface (Griffies et al. (2015)). Par ailleurs, la cascade vers les petites échelles activée par la méso-échelle favorise le mélange isopycnal, c'est-à-dire à densité constante. Celui-ci permet de mélanger des eaux chaudes et salées avec des eaux plus froides et moins salées. Ce mécanisme induit lui aussi un large flux de chaleur vers les hautes latitudes et la surface dans l'Océan Austral.

Par conséquent, la méso-échelle tend à réchauffer le climat moyen (Bryan et al. (2014)),

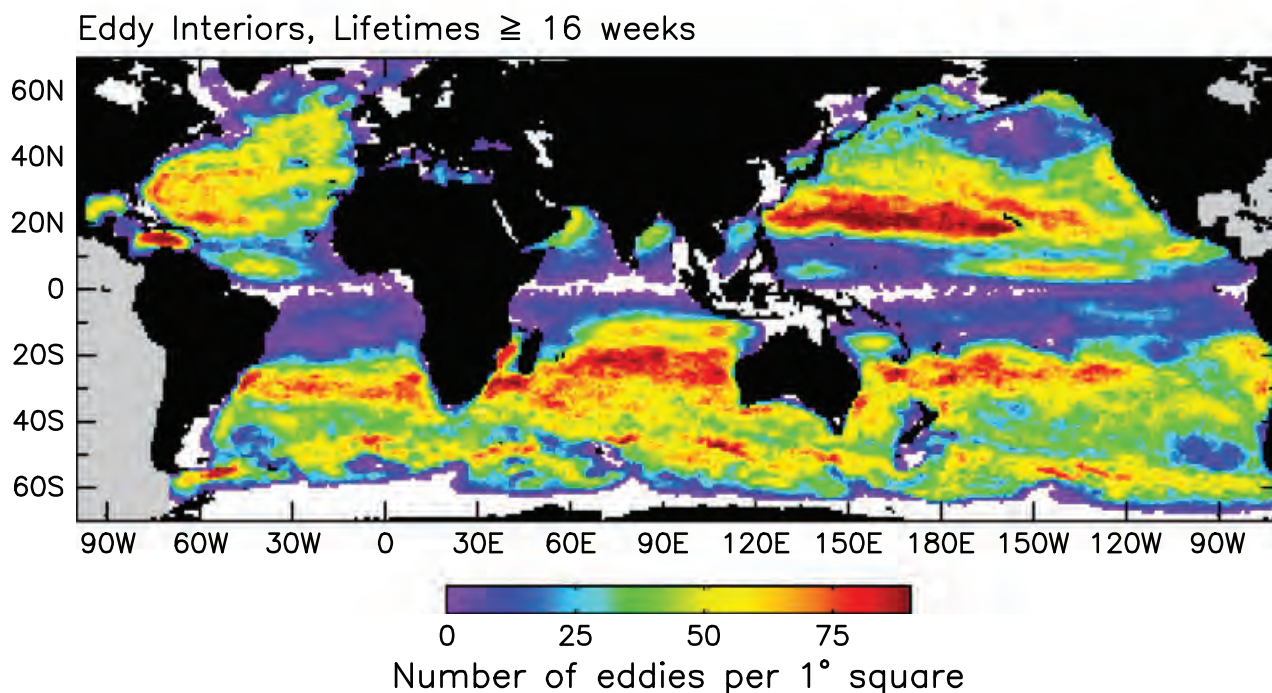


FIGURE 1.4: *Nombre de tourbillons de méso-échelle observés par altimétrie satellitale par cellule de 1° de côté sur la période octobre 1992 - décembre 2008 (Chelton et al. (2011)).*

particulièrement aux hautes latitudes. Elle tend aussi à diminuer l'absorption de chaleur et à la concentrer proche de la surface en climat présent, ce qui renforce l'augmentation de SST (Kuhlbrodt et Gregory (2012); Griffies et al. (2015)). Certaines études numériques ont même montré qu'elle modifie la réponse de l'océan au réchauffement climatique : elle atténue le renforcement du Courant Circumpolaire Antarctique (ACC) lié au forçage dynamique (Farneti et Gent (2011)), et elle participe à la diminution de l'advection de chaleur vers les sites de convection profonde en Atlantique Nord liée au forçage thermodynamique (Zhang et Vallis, 2013). Dans les zones de convection, on peut s'attendre à ce que la méso-échelle restratifie l'océan et inhibe le phénomène de convection.

1.1.3.3 Méso-échelle et variabilité intrinsèque

La variabilité intrinsèque de l'océan, aussi appelée variabilité stochastique, turbulente ou interne, caractérise la variabilité naturelle à caractère chaotique de l'océan. Elle est fortement impactée par la méso-échelle. Des expériences récentes (Penduff et al. (2011, 2014)) ont montré que les modèles océaniques utilisés jusqu'à présent pour l'étude du climat, qui sont laminaires en raison de leur résolution grossière, ne présentent presque aucune variabilité intrinsèque en mode forcé, ce qui est paradoxal pour un milieu chaotique comme l'océan où le nombre de Reynolds qui compare échelles turbulente et diffusive atteint $Re = 10^9$.

En revanche, les modèles qui permettent (eddy-permitting) ou résolvent (eddy-resolving) l'activité de méso-échelle présentent une large variabilité intrinsèque en mode forcé. Sa contribution à la variabilité interannuelle de l'océan excède localement 40% dans la moitié de l'océan global pour le niveau de la mer (Penduff et al., 2011), et elle varie de 5 à 60% pour la circulation méridienne de retournement en Atlantique (AMOC, Grégorio et al. (2015)). Par ailleurs, elle agit sur une large gamme d'échelles temporelles, mais préférentiellement à des échelles spatiales relativement réduites ($L < 6^\circ$, Sérazin et al. (2015)).

La théorie des systèmes chaotiques (Lorenz (1963)) prévoit que cette variabilité intrinsèque est non-reproductible, ce qui impacte fortement l'analyse des observations et remet en question les méthodes déterministes couramment utilisées en modélisation océanique. Concernant l'estimation des tendances régionales du niveau de la mer, Sérazin et al. (2016) montrent que l'incertitude liée à la variabilité intrinsèque de l'océan est du même ordre que celle liée à la variabilité interne du système climatique couplé, et celle-ci n'est pas prise en compte actuellement dans les modèles de climat. En particulier, la dynamique intrinsèque de l'océan est susceptible de fortement impacter le phénomène de convection océanique profonde.

1.2. Le cas Méditerranéen

1.2.1. Circulation thermohaline méditerranéenne (MTHC)

1.2.1.1 Bilans globaux

La mer Méditerranée est une mer semi-fermée qui ne communique avec l'océan global qu'à travers le détroit de Gibraltar de section méridienne de 14km x 300m (Fig.1.5). Or, les échanges du bassin Méditerranéen avec la surface et la côte sont déficitaires d'environ -3 à $-10W/m^2$ pour les échanges de chaleur (Béthoux (1979); Bunker et al. (1982); Macdonald et al. (1994); Sevault et al. (2014)) et -0.43 à $-0.66m/an$ pour les échanges d'eau (Bryden (1995); Sanchez-Gomez et al. (2011); Dubois et al. (2012)). En climat stationnaire, les pertes de chaleur et d'eau en surface sont compensés par les échanges à Gibraltar (Soto-Navarro et al. (2015)).

D'un point de vue énergétique, la perte d'eau et de chaleur en surface est une source d'énergie potentielle pour la mer Méditerranée. Cette énergie potentielle est convertie en énergie cinétique par des instabilités dynamiques, et la méso-échelle en est la résultante de plus grande taille. Elle s'ajoute à la source d'énergie cinétique induite par la friction de surface et les marées et elle explique l'intensité des courants dans ce bassin comparativement à d'autres mers semi-fermées (Cessi et al., 2014).

Millot et Taupier-Letage (2005) proposent une climatologie détaillée des masses d'eau en mer Méditerranée. Au détroit de Gibraltar, des eaux Atlantiques (AW) chaudes ($15.5^{\circ}C$) et peu salées (36.2psu) entrent en surface à un débit d'environ 0.81Sv tandis que les eaux Méditerranéennes de sortie (MOW) plus froides ($13^{\circ}C$) et salées (38.4psu) en sortent en subsurface à un débit de 0.78Sv (Soto-Navarro et al. (2015)) qui ferme le bilan d'eau du bassin. La Méditerranée est donc qualifiée de bassin de concentration car elle transforme des eaux peu salées en entrée en eaux salées en sortie, ou encore de bassin à circulation anti-estuarine car les eaux entrent en surface et ressortent en subsurface. Le flux entrant en surface et sortant en subsurface implique par ailleurs, par continuité, un flux descendant dans le bassin entre la surface et la subsurface : il s'agit de la branche intermédiaire de la circulation thermohaline méditerranéenne.

1.2.1.2 Eaux Atlantiques et régime thermohalin

Si dans l'océan global la circulation thermohaline résulte d'un déséquilibre thermique entre basses et hautes latitudes, en Méditerranée elle résulte d'un déséquilibre thermique et halin entre les AW entrantes et les eaux intérieures. Cela signifie que les régimes thermique et halin y contribuent, et qu'elle est présente à la fois sur le plan zonal et méridien, d'où la complexité de sa représentation. Dans les deux directions, les AW constituent la branche superficielle de la MTHC. Les AW sont advectées dans le bassin par un courant de bord cyclonique, puis elles sont exportées au large par l'instabilité de ce courant et son interaction avec la topographie

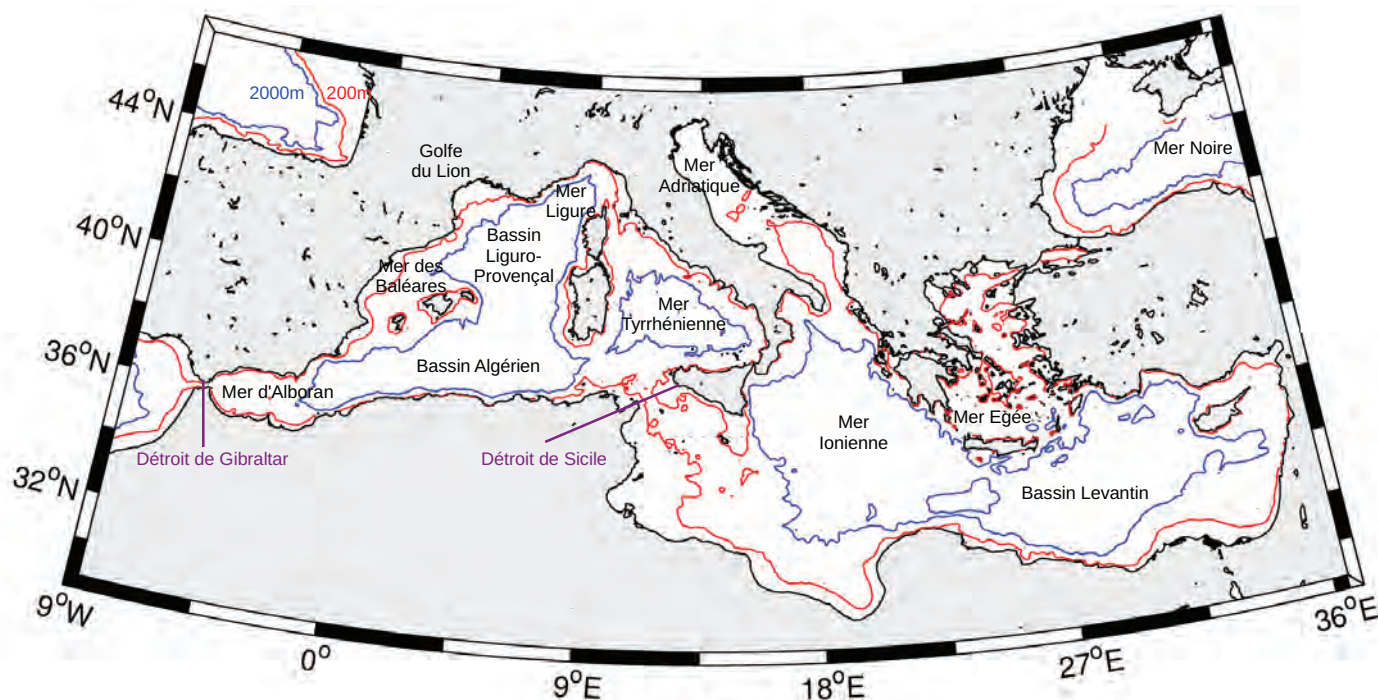


FIGURE 1.5: Carte de la mer Méditerranée, ses principaux bassins et détroits. Les contours de bathymétrie à 200m (rouge) et 2000m (bleu) permettent d'identifier les domaines côtiers, de talus et hauturiers (base de données EMODnet, www.emodnet-bathymetry.eu).

(Fig.1.6).

Sur le plan zonal, le régime halin domine puisque les AW se salent lors de leur advection vers l'Est à mesure que leur temps de résidence dans le bassin augmente (Fig.1.7). Leur salinité passe de 36.2psu à l'entrée du bassin à un maximum de 38.2psu en Méditerranée occidentale (bassin Liguro-provençal) et de 38.9psu en Méditerranée orientale (bassin Levantin). Sur le plan méridien, le régime thermique contribue fortement à la convection profonde puisque les AW se refroidissent lors de leur advection au Nord du bassin. Elles atteignent en hiver des minima de température de 12.5°C (hauturier) et 9°C (plateau) au Nord de la Méditerranée occidentale, de 11°C en mer Adriatique et de 14°C au Nord de la Méditerranée orientale. Ainsi, plusieurs sites de convection profonde sont présents dans le bassin Méditerranéen et forment à la fois des eaux intermédiaires et profondes.

1.2.1.3 Eaux intermédiaires et régime halin

Les eaux Levantines intermédiaires (LIW) dominent les couches intermédiaires du bassin Méditerranéen (Fig.1.8). Elles sont formées à l'Est du bassin Méditerranéen, aux profondeurs 200-300m dans le bassin Levantin (gyre de Rhodes), par régime halin (Fig.1.7) puisqu'elles ne sont pas refroidies (15.5°C) mais fortement salées (39.1psu) par rapport aux AW entrantes (Wüst (1961); Hopkins (1978)). Elles sont par la suite advectées à l'ensemble du bassin Méditerranéen par différents processus (Fig.1.8) : courant de bord cyclonique, tourbillons cohérents de submésos-échelle (SCV) qui les advectent au large (Bosse et al. (2015)) et courants de gravité au passage de seuils (Sparnocchia et al. (1999)). Elles cascaded lors du franchissement du seuil de Sicile pour atteindre une profondeur de 300-800m dans le bassin occidental, et leur cœur chaud et salé est atténué pour atteindre 14.2°C et 38.7psu dans le bassin occidental (Sparnoc-

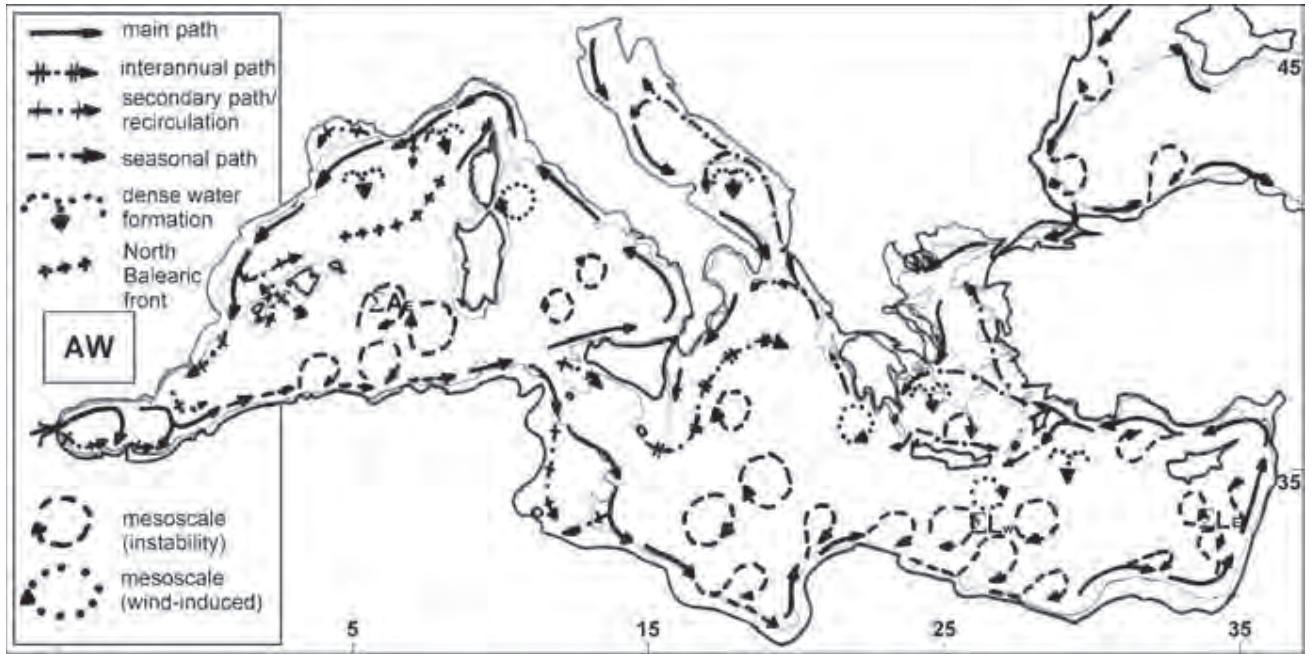


FIGURE 1.6: *Circulation en mer Méditerranée des eaux Atlantiques (AW) (Millot et Taupier-Letage (2005)).*

chia et al. (1999); Gasparini et al. (2005)). Enfin, leur mélange avec les eaux profondes de la Méditerranée occidentale érode ultérieurement leur température et salinité pour atteindre celles des MOW sortantes (Millot et al. (2006)).

Notons aussi la formation en hiver dans le bassin Nord-occidental d'eaux modales par convection intermédiaire ($\sim 200\text{m}$) des AW en l'absence de mélange vertical avec la LIW, nommées les eaux intermédiaires d'hiver (WIW, Salat et Font (1987)). Elles ont par conséquent une salinité typique des AW et une signature froide ($12\text{-}13^\circ\text{C}$), caractéristique d'un régime thermique. Elles contribuent aussi à la formation des MOW.

1.2.1.4 Eaux profondes et régime thermique

Différentes eaux profondes sont formées au Nord du bassin Méditerranéen par refroidissement hivernal (Fig. 1.7 et 1.9, Robinson et al. (2001)). Le bassin oriental est dominé par deux sites de convection profonde, l'un en mer Adriatique où les eaux denses Adriatiques (AdDW, 13°C , 38.6psu) sont formées puis cascaden en mer Ionienne pour former les principales eaux denses orientales (EMDW, 13.3°C , 38.67psu , Wüst (1961); Hopkins (1978); Manca et al. (2003)), et l'autre en mer Egée où des eaux plus chaudes ($T > 13.6^\circ\text{C}$), salées ($S > 38.8\text{psu}$) et denses ont été formées puis exportées dans le reste du bassin au cours de la Transition Est-Méditerranéenne (EMT) des années 1990 (Roether et al. (1996); Klein et al. (1999)).

Le bassin occidental est dominé par la convection profonde sur le plateau et au large du Golfe du Lion. La convection se fait majoritairement au large, autour de ($42^\circ\text{N}, 5^\circ\text{E}$), où les eaux profondes de Méditerranée occidentale (WMDW) sont formées à une température de 13°C et une salinité de 38.45psu (MEDOC-Group (1970); Leaman et Schott (1991); Schott et al. (1996); Schröder et al. (2006); Durrieu de Madron et al. (2013)). En outre, des eaux denses ont été observées au fond de la colonne d'eau hauturière, avec une signature froide (12.8°C), peu salée (38.4psu) et dense caractéristique du cascading depuis le plateau du Golfe du Lion (Canals

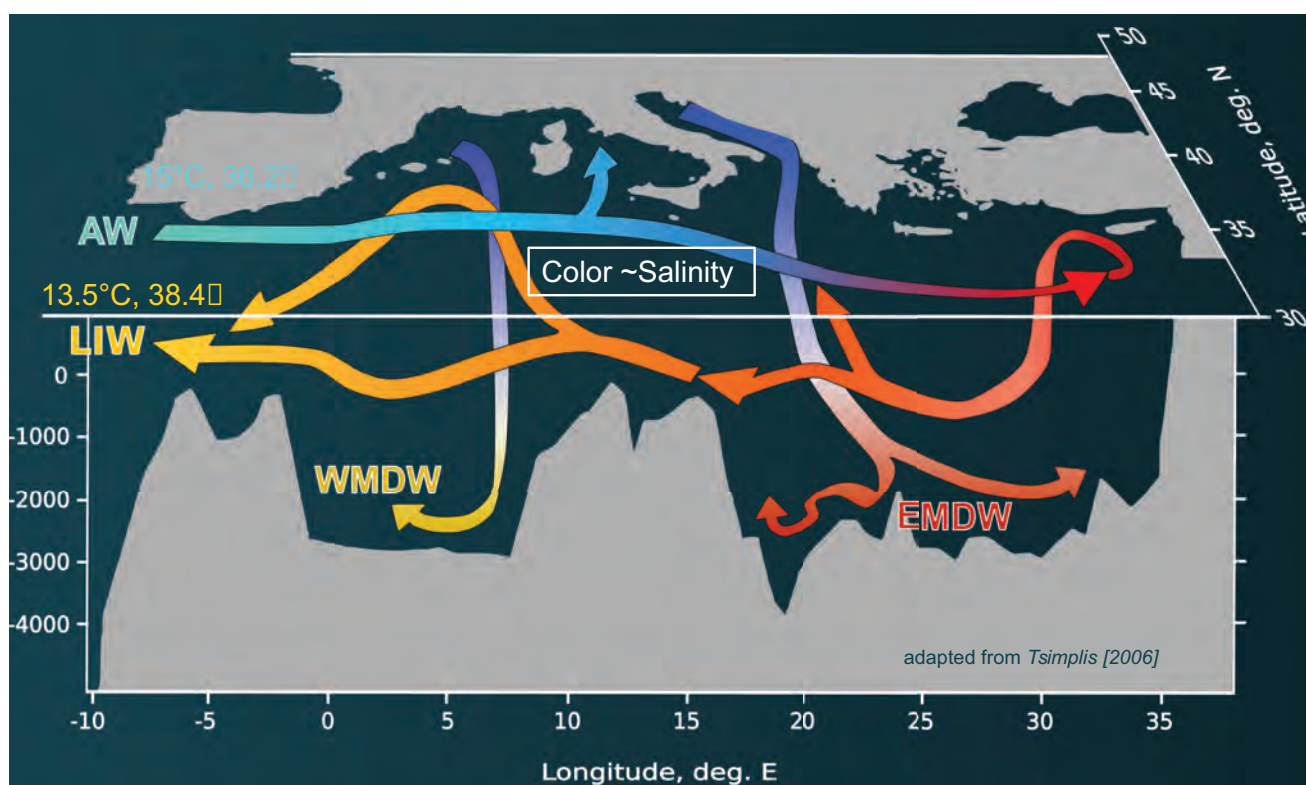


FIGURE 1.7: Schéma de la circulation thermohaline méditerranéenne (MTHC, thèse de L. Houpert, 2013). Les quatre principales masses d'eau méditerranéennes sont représentées : eaux Atlantiques (AW), eaux Levantines intermédiaires (LIW), eaux profondes Ouest (WMDW) et Est (EMDW) méditerranéennes. L'hydrologie des eaux entrantes et sortantes à Gibraltar est aussi indiquée.

et al. (2007); Font et al. (2007); Durrieu de Madron et al. (2013)). On note que pour toutes ces masses d'eau, le refroidissement a contribué à la convection profonde puisqu'elles sont 2 à 3°C plus froides que les AW entrantes. En effet, dans tous les cas, la convection profonde est activée par des vents froids et secs soufflant au Nord du bassin : Mistral, Tramontane, Bora, Etésien.

Ainsi, si la convection intermédiaire zonale est caractéristique d'un bassin de concentration et dominée par un régime halin, la convection profonde méridienne présente dans les deux sous-bassins a une forte composante thermique et est activée, comme dans l'océan global, par un gradient méridien de chaleur forcé en surface. On peut aussi noter que la circulation thermohaline intermédiaire ne nécessite pas de branche ascendante puisqu'elle communique avec l'extérieur du bassin, tandis que les circulations thermohalines profondes la nécessitent.

1.2.2. Hydrodynamique en Méditerranée Nord-occidentale

1.2.2.1 Circulation superficielle

Millot (1999a) proposent une climatologie détaillée de la circulation en Méditerranée Nord-occidentale (Fig.1.6). En surface, la circulation en Méditerranée Nord-occidentale est dominée par la circulation des AW. Celles-ci sont advectées sur une épaisseur de $\sim 200m$ par le courant de Corse occidental et le canal de Corse (Pinardi et al., 2013). L'advection par le canal de

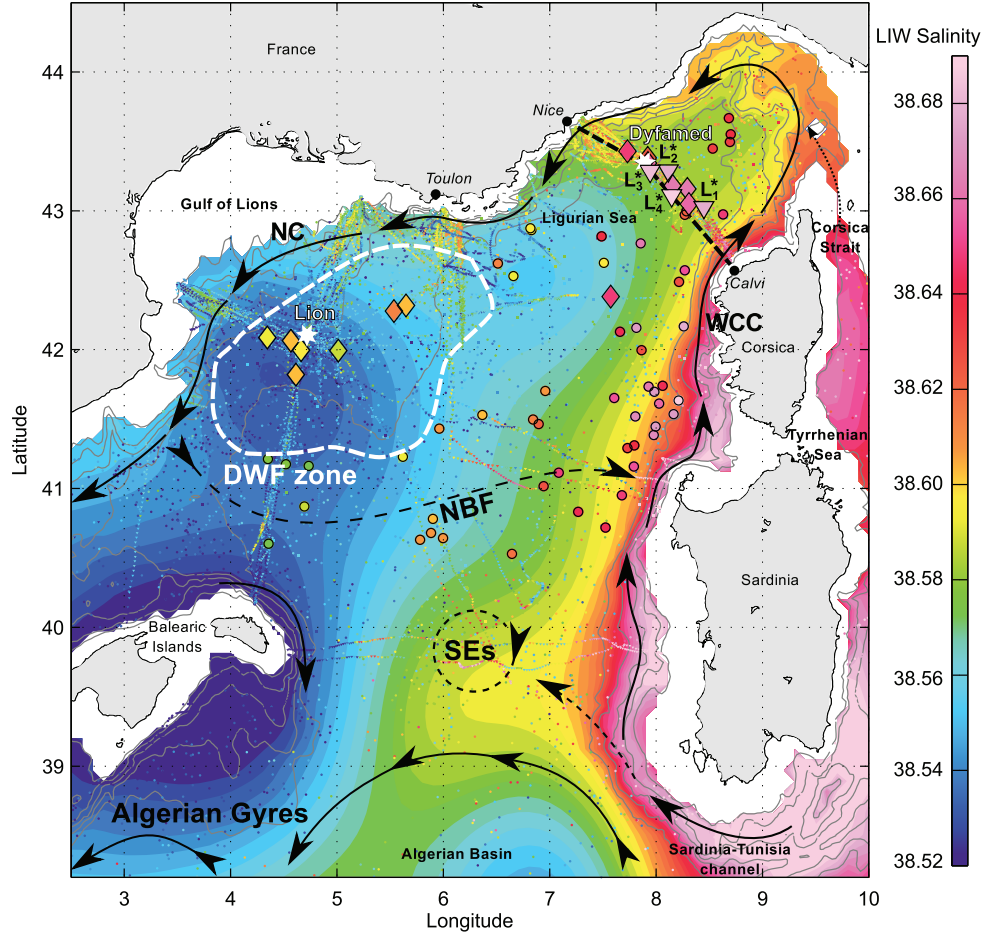


FIGURE 1.8: *Circulation en Méditerranée Nord-occidentale des eaux Levantines intermédiaires (LIW) (Bosse et al. (2015)). Une analyse objective de la salinité des LIW est déduite des observations sur la période 2007-2013 entre les isopycnes 29.03 et 29.10 kg/m³. Les mesures par glider (losanges et triangles) et par mouillages (cercles) de tourbillons cohérents de submésos-échelle (SCVs) de LIW sont indiquées. Les flèches continues indiquent les courants permanents à 300m de profondeur (courant de Corse Occidentale - WCC et Courant Nord - NC), et les flèches tiretées indiquent d'autres structures dynamiques importantes (Front Nord-Baléare - NBF et Tourbillons de Sardaigne - SE).*

Corse s'annule en été en raison de l'inversion des gradients de densité entre mers Ligurie et Tyrrhénienne (Schroeder et al., 2008b), tandis que le courant de Corse occidentale est présent toute l'année (Bosse et al., 2016). La jonction de ces deux courants forme le courant Nord, aussi appelé courant Liguro-Provençal, qui s'étend au Nord du bassin de la mer Ligurie à la mer des Baléares (Milot, 1999a). Au Sud, le front Nord-Baléare, très instable dynamiquement, sépare la zone de convection du bassin Algérien et referme le gyre. On peut enfin noter l'advection de panaches d'eau peu salée depuis l'embouchure du Rhône vers le plateau du Golfe du Lion puis le courant de bord (Estournel et al., 2003). Ceux-ci contribuent à intensifier la circulation de gyre. La circulation de gyre connaît un cycle saisonnier marqué qui est forcé par le refroidissement de surface (Herrmann et al., 2009). En hiver, le gyre s'intensifie : le courant Nord atteint $\sim 1.5 - 2 Sv$, il est aussi plus proche de la côte et plus étroit (Conan et Milot, 1995).

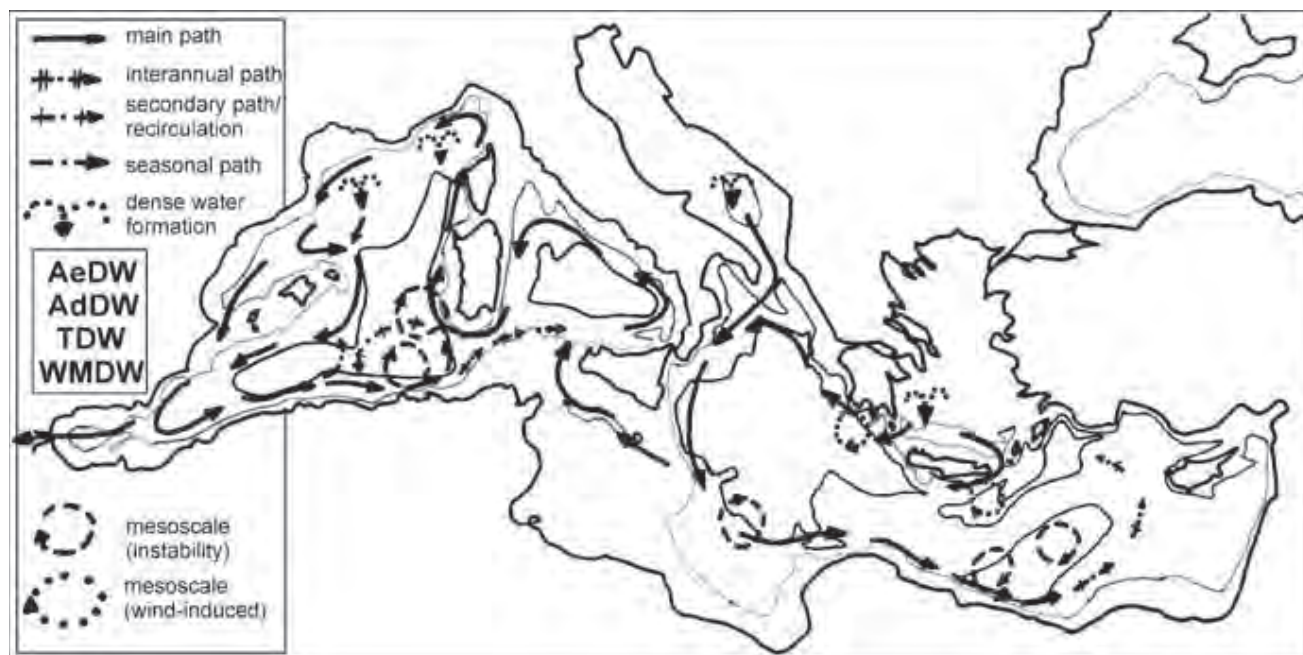


FIGURE 1.9: *Circulation en mer Méditerranée des eaux profondes : respectivement les eaux profondes Ouest-méditerranéennes (WMDW) et tyrrhéniennes (TDW) dans le bassin occidental, et les eaux profondes Adriatiques (AdDW) et Egéennes (AeDW) dans le bassin oriental, qui se transforment en eaux profondes Est-méditerranéennes (EMDW) (Millot et Taupier-Letage (2005)).*

1.2.2.2 Circulation intermédiaire

Bosse et al. (2015) proposent une climatologie détaillée de la circulation intermédiaire en Méditerranée Nord-occidentale (Fig.1.8). Aux profondeurs intermédiaires, les LIW sont advectées par un courant de bord de sens cyclonique, dont la circulation est fortement contrainte par la bathymétrie. Elles entrent majoritairement par le canal de Sardaigne puisque le détroit de Corse est peu profond, puis elles sont advectées vers le Nord à l'ouest de la Sardaigne et de la Corse, elles longent la mer Ligure et sont advectées à l'ouest sous le courant Nord.

Ce courant de bord d'eaux intermédiaires est lui aussi instable dynamiquement et forme des structures plus petites que celles résultant de l'instabilité du courant de surface ($\sim 10 - 15\text{km}$) puisque l'océan est très peu stratifié à ces profondeurs. Il s'agit de SCVs de LIW qui sont observés l'intérieur de l'ensemble du bassin. En l'absence d'événement convectif, l'eau intermédiaire hauturière se charge donc progressivement en LIW, donc en chaleur et en sel, par advection latérale et mélange.

1.2.2.3 Circulation profonde

En profondeur, un 'mille-feuille' d'eaux profondes issues de différents événements convectifs est présent (Béthoux et al. (1999); Houpert et al. (2016); Bosse et al. (2016)), ayant toutefois des densités très proches (moins de 0.01kg/m^3 de différence). Ces eaux denses, suite à leur formation, sont advectées vers le Sud et l'Ouest du bassin (Schröder et al. (2006); Schroeder et al. (2008b)) par un courant profond de bord ouest (phénomène de 'bleeding', Send et al. (1996)) et par des tourbillons de méso-échelle et SCVs (Testor et Gascard (2003, 2006); Bosse et al. (2016), Fig.1.9). Elles sont progressivement mélangées aux vieilles WMDW environnantes

plus légères, dans un milieu toutefois relativement homogène donc moins énergétique que dans l’océan global. Notons enfin que leur mélange avec les LIW forme les MOW qui sont exportées à Gibraltar.

1.2.2.4 Activité de méso-échelle

La mesure altimétrique (Fig.1.10, Escudier et al. (2013)) permet d’estimer l’énergie cinétique turbulente dans le bassin et révèle que le flux d’AW est la principale source de variabilité turbulente. En effet, la circulation d’AW dans le sens cyclonique par les bords du bassin est hautement instable et génère méandres et tourbillons. Cela se traduit par deux types principaux de structures de méso-échelle : les méandres du courant Nord qui détache parfois aussi des tourbillons, et les tourbillons baroclines générés au large, principalement par instabilité du front Nord-Baléare (Millot et Taupier-Letage (2005)). Dans ces deux régions, on observe une forte variabilité saisonnière de l’activité méso-échelle, qui est maximale en fin d’hiver en lien avec l’intensification du gyre et la convection (Madec et al. (1991)). Des travaux récents (Bosse et al. (2015, 2016)) ont aussi identifié par des mesures in situ dans tout le bassin la présence de SCVs de LIW et de WMDW aux profondeurs intermédiaires et profondes, participant à l’export et au mélange de ces masses d’eau à l’échelle du bassin.

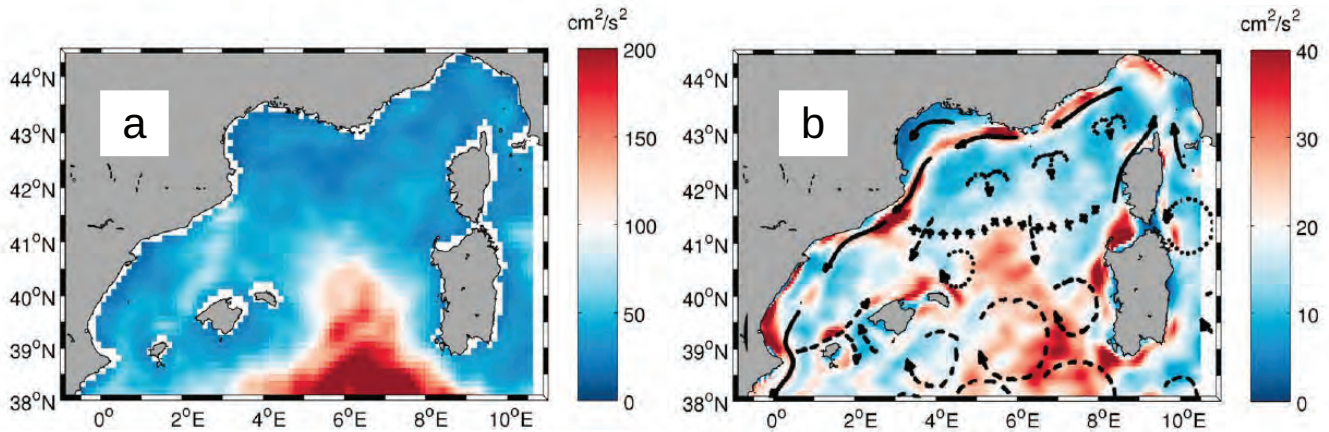


FIGURE 1.10: *Reconstruction de l’énergie cinétique turbulente en Méditerranée Nord-occidentale par altimétrie satellitale avec (a) le produit grillé AVISO (b) en ajoutant un résidu issu de la trace satellite, en anomalie par rapport au produit grillé AVISO (Escudier et al. (2013)). Les principaux éléments de la circulation (Millot (1999a)) sont reportés : circulation stationnaire (flèches continues), tourbillons baroclines et circulation transitoire (flèches tiretées), tourbillons forcés par le vent (flèches pointillées), front Nord-Baléare (croix) et zones de convection (flèches plongeantes).*

1.3. Observer et modéliser la convection en Méditerranée Nord-occidentale : une vision historique

On s’intéresse maintenant à l’histoire des observations et de la modélisation de la convection océanique profonde en Méditerranée nord-occidentale, qui nous permet de caractériser les principales phases de la convection dans ce bassin.

1.3.1. Observations de la convection

La mer Méditerranée est la première région où le phénomène de convection océanique profonde ait été observé (Marshall et Schott (1999); MEDOC-Group (1970)). Les observations, bien qu'éparses jusqu'aux années 2000, ont permis de bien documenter les hivers convectifs 1969, 1987, 1992, 2005, 2006 et de 2009 à 2013.

1.3.1.1 De 1969 à 1992 : caractérisation et variabilité interannuelle

Le groupe MEDOC (MEDOC-Group (1970)) identifie pour la première fois un événement convectif en hiver 1969 avec un patch convectif de 65km de diamètre et 1400m de profondeur centré sur la localisation ($42^{\circ}\text{N}, 5^{\circ}\text{E}$), appelé par la suite le 'point MEDOC'. Ils observent que la colonne d'eau devient entièrement mélangée suite à des épisodes de vent violent de Nord et Nord-Ouest, et ils définissent les trois phases de la convection : préconditionnement, mélange vertical intense et 'spreading' (ultérieurement : restratification). Des observations pendant l'hiver non-convectif 1975 (Gascard (1978)) ont montré que ce phénomène est intermittent à l'échelle interannuelle et ont permis d'identifier l'instabilité barocline comme un mécanisme clé lors de la phase de restratification.

Plus tard, Leaman et Schott (1991) observent un nouvel épisode de convection profonde en hiver 1986-1987, qui atteint le fond de la colonne océanique (2200m de profondeur). Ils établissent clairement le lien entre l'occurrence de la phase de mélange vertical intense et le refroidissement consécutif à des épisodes successifs de Mistral. Ils observent des inversions de densité en surface dans le patch mélangé et Schott et Leaman (1991) mesurent pour la première fois des panaches convectifs avec des vitesses verticales du même ordre que celles horizontales ($\sim 5 - 10\text{cm/s}$). Enfin, Leaman et Schott (1991) notent une tendance à la salinisation et au réchauffement des nouvelles WMDW formées.

Schott et al. (1996) caractérisent l'hiver convectif 1991-1992 qui, s'il est similaire aux précédents en termes de localisation autour du point MEDOC et de dimensions (100km de diamètre, 1500m de profondeur), présente une activité associée aux panaches convectifs plus faible que l'hiver 1986/1987.

1.3.1.2 De 1993 à 2004 : une décennie peu convective

Par la suite, la décennie de 1993 à 2004 a été peu convective, et aucune étude d'observations dédiée à la convection n'a été menée sur cette période. Récemment, Somot et al. (2016) ont estimé le maximum annuel de la profondeur de la couche de mélange à partir de plusieurs jeux de données pour reconstruire l'historique de la convection profonde entre 1981 et 2013. Ils confirment tout d'abord que la décennie 1981-1992 a été fortement convective avec 60% des années observées convectives. Sur la période 1993-2004, seulement 25% d'années sont convectives, ce qui confirme que la convection a été peu intense.

Par ailleurs, Testor et Gascard (2003) découvrent l'existence de SCVs anticycloniques à longue durée de vie exportant les WMDW sur un cas d'étude de 1994-1995. Bosse et al. (2016) confirment par la suite que ces SCVs sont présents toute l'année et dans tous le bassin, qu'ils sont anticycloniques ou cycloniques et qu'ils transportent LIW et WMDW. Testor et Gascard (2006); Bosse et al. (2016) estiment à 8 – 53% leur contribution à l'export de WMDW en-dehors du bassin nord-occidental.

1.3.1.3 *De 2004 à 2006 : la transition Ouest-méditerranéenne*

Une série d'observations mettent par la suite en évidence un large renouvellement des eaux profondes Ouest-méditerranéennes entre 2004 et 2006. L'hiver 2004-2005 connaît un épisode de convection exceptionnel à plusieurs égards. L'intensité du refroidissement et de l'évaporation de surface atteint selon le jeu de données de flux ARPERA (Herrmann et Somot (2008)) des valeurs sans précédent depuis 1958 (López-Jurado et al. (2005); Schroeder et al. (2010)). Par conséquent, un épisode convectif à la fois hauturier (Schröder et al. (2006)) et de 'cascading' (Canals et al. (2007); Font et al. (2007)) a lieu dans le bassin, les deux de caractère exceptionnel. La convection hauturière sur toute la colonne d'eau est observée jusqu'en mers des Baléares et Ligure (Smith et al. (2008)) et un taux moyen de convection de 1.2Sv est estimé sur la période 2004-2006 (Schroeder et al. (2008a)). L'épisode de cascading est observé dans l'un des canyons exutoires des eaux denses du plateau du Golfe du Lion (Canals et al. (2007)) à des températures très basses ($< 11^{\circ}\text{C}$) et des densités élevées ($> 29.4\text{kg/m}^3$), puis les eaux denses résultant du cascading sont observées au Nord des Baléares et à l'Est de Minorque (López-Jurado et al. (2005)), suggérant une contribution non-négligeable du cascading au volume d'eaux profondes formées.

Par ailleurs, les nouvelles eaux denses hauturières ont une signature chaude ($+0.05^{\circ}\text{C}$), salée ($+0.04\text{psu}$) et dense ($+0.02\text{kg/m}^3$) très marquée par rapport aux WMDW pré-existantes dans le bassin. Plusieurs auteurs (Schröder et al. (2006); Font et al. (2007); Schroeder et al. (2010)) relient cette anomalie à l'advection en Méditerranée Nord-occidentale de LIW associée à l'EMT, la qualifiant de Transition Ouest-Méditerranéenne (WMT). Enfin, ces nouvelles eaux denses se propagent en un an et demi dans le bassin Ouest-méditerranéen, à l'exception de l'exutoire de la mer d'Alborán et de la mer Tyrrhénienne (Schroeder et al. (2008b)).

1.3.1.4 *De 2009 à 2013 : des épisodes intenses et bien observés*

Suite à cet épisode, l'étude de la convection a connu un regain d'intérêt dans cette zone et la densité d'observations a largement augmenté à partir de 2008 avec l'implantation des mouillages profonds permanents LION (Houpert et al. (2016)) et AZUR en complément des bouées de surface resp. LION et Dyfamed, l'usage de gliders (Bosse et al. (2016)), l'implémentation à partir de 2010 de la campagne hydrographique annuelle MOOSE-GE (Mediterranean Ocean Observing System for the Environment, <http://www.moose-network.fr>, Testor et al. (2012, 2013b)) puis une année d'observations intenses en 2012-2013 dans le cadre des programmes HyMeX (Hydrological Cycle of the Mediterranean Experiment) et MERMeX (Marine Ecosystems Response in the Mediterranean Experiment, en particulier la campagne DEWEX : Testor (2013a); Conan (2013)). On a pu caractériser les hivers 2009 à 2013 comme convectifs (Houpert et al. (2016)), avec des événements intenses en 2009, 2012 et 2013 (Somot et al. (2016)). L'hiver 2011/2012 a connu une convection hauturière et de cascading avec une zone de convection de 150km de diamètre centrée légèrement au Sud-Ouest du point MEDOC et atteignant par endroits le fond de la colonne d'eau. Le taux de convection est estimé à 1.1Sv et largement dominé par la convection hauturière (Durrieu de Madron et al. (2013)).

L'hiver 2012/2013 a lui aussi connu une intense convection profonde hauturière au large du Golfe du Lion (Somot et al. (2016)), et si de nombreuses études sont en cours pour le caractériser, on peut noter la continuation de la tendance au réchauffement et à la salinisation des nouvelles WMDW (Houpert et al. (2016)). Pour la première fois dans le bassin, les nombreuses observations collectées lors de cet épisode convectif permettent d'estimer le taux de convection profonde à l'échelle du bassin avec plusieurs méthodologies indépendantes.

1.3.1.5 Estimations du taux de convection profonde

Le phénomène de convection profonde peut être quantifié en estimant le volume total impliqué dans la convection profonde. On le qualifie de taux de convection profonde, et il est intimement relié à l'intensité de la circulation thermohaline, d'où son importance climatique majeure. Plusieurs études ont tenté d'estimer le taux de convection profonde en Méditerranée Nord-Occidentale à partir d'observations.

Cinq principales méthodes ont été employées pour estimer le taux de convection profonde en Méditerranée Nord-Occidentale : l'estimation du volume ou de l'aire du patch convectif, les bilans de sel et de chaleur du bassin, les flux diapycnaux en surface et l'usage de traceurs biogéochimiques. Les estimations du volume du patch convectif intègrent le volume de couche de mélange convective, dont la profondeur dépasse typiquement 1000m. Marshall et Schott (1999) obtiennent un ordre de grandeur de $0.3Sv$ (with $1Sv = 10^6 m^3/s$). Les mesures de l'aire du patch convectif utilisent la télédétection pour identifier l'aire convective à une zone de faible niveau de la mer dynamique ou concentration en chlorophylle. Puis une hypothèse est faite sur la profondeur moyenne de la couche de mélange convective pour pouvoir intégrer un volume. Durrieu de Madron et al. (2013) estiment le taux de convection à $1.1Sv$ en 2012 et Herrmann et al. (2017) l'estiment en 2013 entre 1.5 et $2Sv$.

Des bilans de chaleur et de sel permettent d'estimer indirectement le taux climatologique de formation d'eaux profondes. Bethoux (1980) estiment ce taux climatologique à $1.56Sv$, tandis que Schroeder et al. (2008a) donnent un taux moyen sur 2004-2006 de $1.2Sv$. Tziperman et Speer (1994) ont introduit en Méditerranée les diagnostics de transformations de masses d'eau qui permettent d'estimer les flux volumiques de masses d'eau induits par les échanges en surface. Ils déduisent dans le bassin Liguro-Provençal une limite supérieure pour le taux de convection climatologique de $1Sv$. On note enfin l'estimation de Rhein (1995) d'un taux de $1.22Sv$ pour l'épisode de 1991-1992 déduit à partir de traceurs biogéochimiques.

Les résultats obtenus varient d'un facteur ~ 5 , ce qui est à la fois lié à la variabilité du phénomène, aux différences méthodologiques et aux sources d'incertitude. De telles incertitudes existent aussi dans les autres bassins de convection profonde : elle varie d'un facteur 4 à 6 en mer du Labrador (Kieke et Yashayaev, 2015) et d'un facteur au moins 3 en mer de Weddel (Kuhlbrodt et al., 2007). La question de l'intensité moyenne de ce phénomène et de son lien avec la circulation thermohaline reste donc largement ouverte, et les observations intenses menées à partir de 2008 en Méditerranée Nord-occidentale sont susceptible de mieux le contraindre.

1.3.2. Modélisation de la convection

En parallèle des efforts d'observations pour caractériser la convection en Méditerranée nord-occidentale, des travaux de modélisation ont été réalisés pour tenter d'identifier les mécanismes physiques et les forçages extérieurs qui la gouvernent, et comprendre sa variabilité temporelle. On peut distinguer trois générations de simulations numériques de la convection : des simulations idéalisées, des simulations dans une configuration réaliste mais nécessitant des corrections de flux empiriques pour simuler la convection, et enfin des simulations réalistes sans corrections de flux empiriques.

Les premières simulations idéalisées sont menées au début des années 1990. Elles représentent de façon simplifiée le bassin Liguro-Provençal, soit dans un modèle colonne (Mertens et Schott, 1998), soit avec une bathymétrie et des flux de surface simplifiés (Madec et al., 1991, 1996).

Une seconde génération de modèles apparaît à la fin des années 1990, qui résolvent la circula-

tion générale méditerranéenne et qui commencent à résoudre la méso-échelle (eddy-permitting), mais qui nécessitent des corrections empiriques des flux air-mer pour représenter la convection dans le Golfe du Lion (Wu et Haines, 1996; Myers et al., 1998; Haines et Wu, 1998; Castellari et al., 2000; Myers et Haines, 2002; Herrmann et al., 2008; Estournel et al., 2016b).

Par la suite, des modèles méditerranéens réalistes sans corrections ad hoc des flux air-mer, et en particulier sans rappel de salinité en surface, apparaissent en configurations forcée et couplée. Des études numériques qui résolvent la méso-échelle (eddy-resolving) dans le bassin Liguro-Provençal sont menées (Léger et al., 2016; Estournel et al., 2016b). Toutefois, il faut noter que dans la plupart des configurations forcées, un rappel de chaleur en surface vers une SST climatologique est toujours imposé. Il reproduit l'effet du couplage au premier ordre (Barnier et al., 1995), mais il inhibe la variabilité interne de l'océan et la SST de grande échelle de rappel inhibe le développement de sub/méso-échelle. Par ailleurs, plusieurs études ont maintenu une correction empirique des flux air-mer pour obtenir une convection océanique profonde réaliste (Herrmann et al. (2008); Béranger et al. (2010)).

On peut enfin noter que seules quelques études en mode couplé régional (L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016)) ont été capables de représenter de façon réaliste le phénomène de convection dans le Golfe du Lion sans appliquer de rappel des flux de chaleur et d'eau en surface.

À ce jour, aucune étude d'intercomparaison des modèles océaniques existants n'a été effectuée concernant la convection profonde dans le Golfe du Lion.

1.4. Les phases de la convection profonde dans le Golfe du Lion

Les nombreuses campagnes d'observations et études numériques menées dans le Golfe du Lion ont permis de caractériser les trois phases de la convection dans ce bassin : le préconditionnement, le mélange vertical intense et la restratification. Par ailleurs, Marshall et Schott (1999) rendent compte en détail des mécanismes impliqués dans chaque phase.

1.4.1. Le préconditionnement

La Fig.1.12 montre les principaux mécanismes de préconditionnement du bassin Liguro-Provençal. La section zonale moyenne de densité σ_0 et salinité S du 1-8-2012 au 4-1-2013 est représentée à 41.5°N dans le modèle NEMOMED12 (voir section 2). Notons que les mécanismes de préconditionnement ne se limitent pas exclusivement à cette période. Par ailleurs, la Fig.1.11 identifie dans un diagramme θ/S les principales masses d'eau du bassin Liguro-Provençal à partir d'observations. On identifie les trois principales masses d'eau et leur hydrographie : les AW légères et peu salées sur les premiers 200m, les LIW denses et salées de 300 à 800m et les WMDW denses et relativement moins salées sous 1000m.

En été, lors du préconditionnement océanique précédant le phénomène de convection, la stratification de la colonne d'eau est dominée par les AW et par la thermocline saisonnière qui résulte du chauffage radiatif en surface (Estournel et al. (2016b)). En automne, le 'dôme' des isopycnes se renforce sous l'effet d'épisodes relativement courts (quelques jours) de Mistral et Tramontane (Leaman et Schott, 1991; Mertens et Schott, 1998). Les isopycnes denses remontent progressivement en surface à mesure que la couche de mélange s'approfondit (MEDOC-Group, 1970). La densification des masses d'eau se fait principalement par refroidissement, bien que l'évaporation y contribue aussi (Mertens et Schott, 1998). En revanche, le pompage d'Ekman

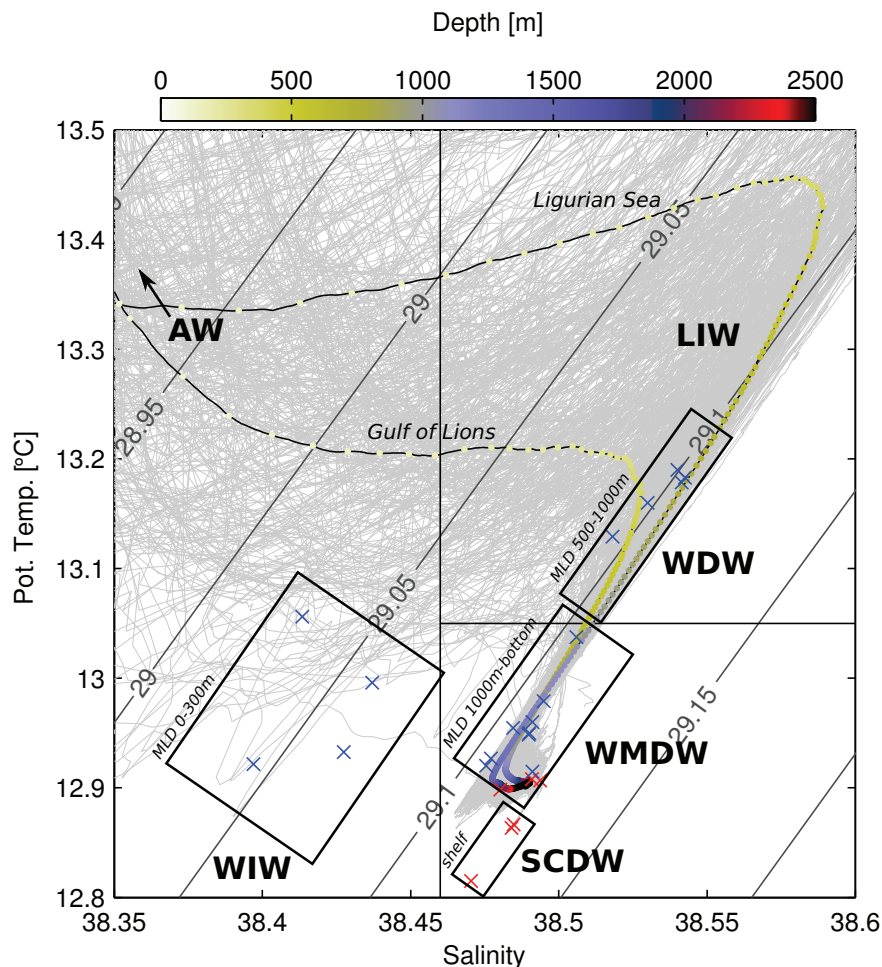


FIGURE 1.11: Diagramme θ/S déduit de tous les profils CTD de Méditerranée Nord-occidentale de Nov. 2009 à Oct. 2013 (Bosse et al., 2016). Les principales masses d'eau sont représentées : Eaux Atlantiques (AW), Eaux Intermédiaires d'Hiver (WIW), Eaux Levantines Intermédiaires (LIW), Eaux Profondes d'Hiver (WDW), Eaux Profondes de Méditerranée Occidentale (WMDW) et Eaux Profondes de Cascading (SCDW). Les profils hydrologiques moyens du Golfe du Lion et de la mer Ligurie sont indiqués en couleur. Les croix bleues (resp. rouges) identifient des SCVs anticycloniques (resp. cycloniques).

participe marginalement à ce doming, il est même négatif sur le flanc Sud-ouest du gyre (Caniaux et al., 2017).

Ce 'dôme' des isopycnes s'accompagne d'une circulation cyclonique, alimentée par le courant de bord advectant les AW légères en périphérie du bassin (Milot, 1999a). On notera aussi un courant de bord intermédiaire de LIW (Bosse et al., 2015), qui est toutefois moins intense puisque la densité des masses d'eau est plus homogène à cette profondeur.

1.4.2. Le mélange vertical intense

La Fig.1.13 montre les principaux mécanismes lors de la phase de mélange vertical intense dans le bassin Liguro-Provençal, ainsi que la section hydrographique zonale moyenne à 41.5°N sur cette période en 2012-2013 dans le modèle NEMOMED12 (voir section 2). En hiver, si les

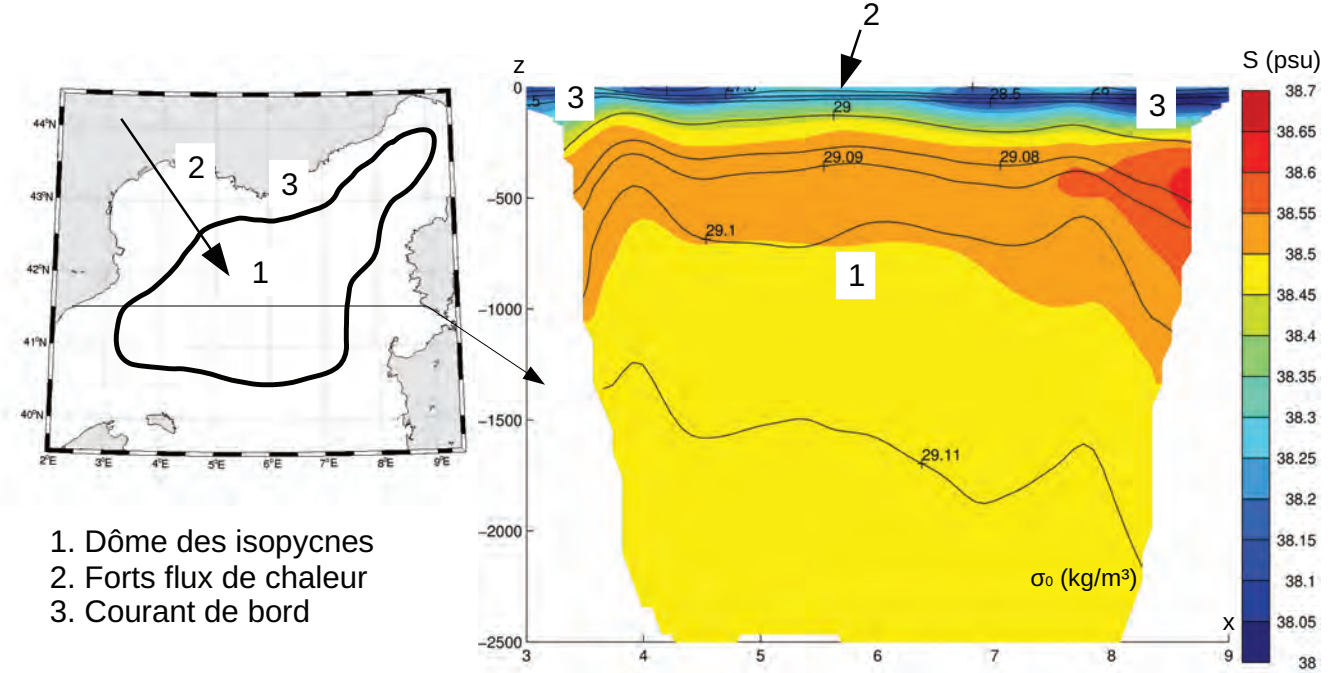


FIGURE 1.12: Schéma des principaux mécanismes de préconditionnement de la convection dans le bassin Liguro-Provençal. On représente la section hydrographique moyenne à 41.5°N du 1-8-2012 au 4-1-2013 dans le modèle NEMOMED12 (voir section 2).

épisodes de Mistral et Tramontane sont suffisamment intenses (Mertens et Schott, 1998; Herrmann et al., 2010; Somot et al., 2016), ils érodent la flottabilité de toute la colonne océanique, déclenchant la phase de mélange vertical intense.

Lors de cette phase, sont formées les masses d'eau successives issues de l'approfondissement de la couche de mélange. Lorsque la couche de mélange atteint 200m de profondeur, les WIW froides et peu salées issues du refroidissement des AW de surface sont formées (Salat et Font, 1987). Puis lorsque la couche de mélange atteint la profondeur de la LIW, les eaux de convection intermédiaire plus chaudes et salées sont formées par érosion des LIW (WDW, (Mertens et Schott, 1998; Bosse et al., 2016)). Enfin les nouvelles WMDW sont formées par mélange vertical de toute la colonne d'eau. La couche de mélange peut atteindre le plancher océanique dans ce site de convection (Leaman et Schott, 1991; Houpert et al., 2016; Somot et al., 2016). Au plus fort de cette phase, les isopycnes des WMDW ($\sigma_0 \sim 29.10 - 29.12 \text{ kg/m}^3$) font surface en entourant la zone de convection profonde. Cette zone est qualifiée de patch ou cheminée convective et mesure typiquement $\sim 50\text{-}200\text{ km}$ de diamètre dans ce bassin (MEDOC-Group, 1970; Leaman et Schott, 1991; Schott et al., 1996; Durrieu de Madron et al., 2013; Houpert et al., 2016). Toutefois, le mélange vertical intense est généralement intermittent (MEDOC-Group, 1970; Leaman et Schott, 1991; Send et al., 1995), ce qui explique qu'en moyenne sur un hiver convectif, les isopycnes profondes ne font pas surface sur la Fig.1.13. Le mélange vertical intense se fait par des panaches (en anglais : 'plumes') convectifs de typiquement 0.1-1km qui exportent les masses d'eau à la base de la couche mélangée lors de l'apparition d'instabilités statiques (Schott et Leaman, 1991; Schott et al., 1996).

Par ailleurs, des eaux denses particulièrement froides et peu salées sont formées sur le plateau du Golfe du Lion (SCDW, Canals et al. (2007); Font et al. (2007); Durrieu de Madron et al. (2013)). Elles cascaden ensuite par des courants de gravité le long des canyons sous-marins

du talus. Elles se retrouvent généralement au fond de la colonne d'eau hauturière, où elles contribuent marginalement au volume total de nouvelles WMDW (Durrieu de Madron et al., 2013).

On note enfin l'apparition après typiquement quelques semaines (Madec et al., 1991; Marshall et Schott, 1999; Estournel et al., 2016b) d'instabilités baroclines en périphérie du patch convectif, qui sont la résultante de l'intensification du courant de bord barocline (Gascard, 1978). Elles forment à la fois des tourbillons de méso-échelle de $\sim 30 - 50\text{km}$ (Gascard, 1978) et des SCVs de $\sim 15\text{km}$ (Bosse et al., 2016). Ceux-ci inhibent la phase de mélange vertical intense en induisant une cellule de retournement qui importe des eaux légères (AW et LIW) et exporte les eaux denses (WMDW) (Gascard, 1978; Madec et al., 1991). Si cette activité est suffisamment intense, elle peut mettre un terme à la phase de mélange vertical intense (Madec et al., 1991).

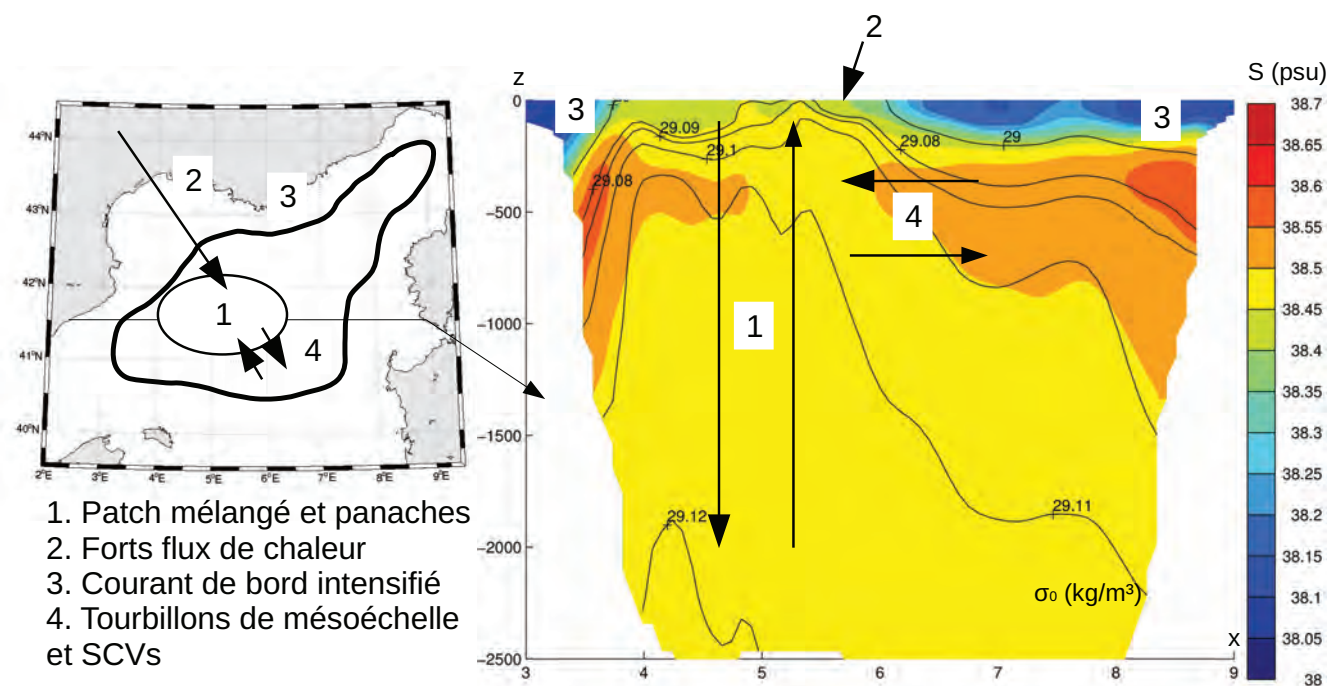


FIGURE 1.13: Schéma des principaux mécanismes lors de la phase de mélange vertical intense dans le bassin Liguro-Provençal. On représente la section hydrographique moyenne à 41.5°N du 5-1-2013 au 24-3-2013 dans le modèle NEMOMED12 (voir section 2).

1.4.3. La restratification

La Fig.1.14 montre les principaux mécanismes lors de la phase de restratification et 'spreading' dans le bassin Liguro-Provençal, ainsi que la section hydrographique zonale moyenne à 41.5°N sur cette période en 2012-2013 dans le modèle NEMOMED12 (voir section 2). Au cours du printemps, la colonne d'eau se restratifie progressivement sous l'effet du chauffage radiatif en surface (Herrmann et Somot, 2008; Houpert et al., 2016) et l'activité de méso/subméso-échelle (Gascard, 1978; Madec et al., 1991; Herrmann et al., 2008). Le chauffage radiatif induit une thermocline saisonnière de typiquement 100m, tandis que l'activité de méso/subméso-échelle restratifie l'océan à toutes les profondeurs. La restratification par la sub/méso-échelle est maximale lors de cette phase puisque le courant de bord est le plus instable en fin d'hiver et que ces

instabilités se développent en typiquement quelques semaines (Madec et al., 1991). Le courant de bord contribue lui aussi à la restratification de la zone de convection, mais plus en périphérie (Herrmann et al., 2008).

La phase de restratification s'accompagne d'un 'spreading' des nouvelles WMDW dans tout le bassin Méditerranéen occidental, qui alimente la circulation thermohaline du bassin. Celui-ci se fait par l'action conjuguée d'un courant profond de bord Ouest (Send et al., 1996), et par des tourbillons de sub/méso-échelle (Bosse et al., 2016). Le premier phénomène est qualifié de 'bleeding' et semble dominer le taux d'export vers le bassin Algérien des nouvelles WMDW (Testor et Gascard, 2006; Herrmann et al., 2008). Le second phénomène implique largement des SCVs à longue durée de vie (~ 6 mois) qui advectent les nouvelles WMDW vers le reste du bassin Liguro-Provençal et le bassin Algérien (Testor et Gascard, 2003, 2006; Bosse et al., 2016).

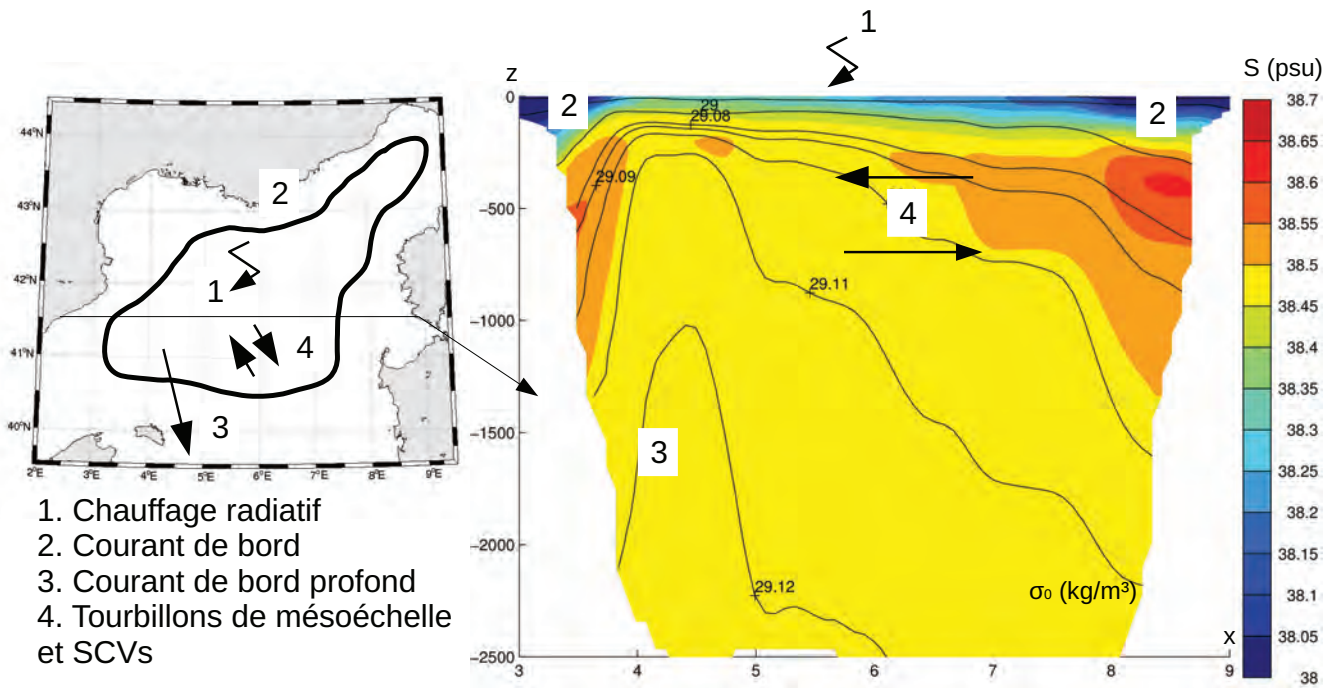


FIGURE 1.14: Schéma des principaux mécanismes de restratification et 'spreading' de la convection dans le bassin Liguro-Provençal. On représente la section hydrographique moyenne à 41.5°N du 25-3-2013 au 30-6-2013 dans le modèle NEMOMED12 (voir section 2).

1.4.4. Spécificités de la convection du bassin Liguro-Provençal

Nous pouvons ainsi noter quelques spécificités de la convection profonde Méditerranéenne par rapport aux zones de convection des hautes latitudes. Tout d'abord lors du préconditionnement, la stratification est dominée par la couche d'AW sur les 200 premiers mètres, ce qui implique que la convection profonde atteint fréquemment le fond de la colonne d'eau (Somot et al., 2016). Cela signifie aussi que la Méditerranée est peu énergétique sous 200m en raison des faibles gradients de densité. Ce n'est pas le cas des sites de l'Atlantique Nord (Yashayaev, 2007; Jong et Steur, 2016) puisque des masses d'eau très denses issues du cascading depuis l'océan Arctique occupent le fond de la colonne d'eau.

Par ailleurs, si des vents froids et secs sont aussi la condition nécessaire de la convection

profonde, l'intensité des flux de chaleur est plus faible qu'aux hautes latitudes (Yu et Weller, 2007), mais elle est maximale sur le plateau continental (Herrmann et Somot, 2008), ce qui n'est pas le cas en mer du Labrador en raison de la présence de glace de mer (Moore et al., 2014). Le flux d'eau en surface participe à la convection en Méditerranée (Mertens et Schott, 1998) alors qu'il l'inhibe dans les bassins des hautes latitudes (Kuhlbrodt et al., 2007).

Le pompage d'Ekman a été invoqué comme facteur majeur de préconditionnement océanique dans d'autres bassins comme la mer d'Irminger (Pickart et al., 2003), mais il semble jouer un rôle modeste en Méditerranée puisque les sites de convection sont sous le jet de vent, et non pas à sa gauche où le pompage est positif (Caniaux et al., 2017).

Certains points communs apparaissent cependant avec les autres sites de convection. Le courant de bord de la zone de convection connaît de fortes instabilités baroclines, et les tourbillons produits ont des R_d de ~ 5 km, non-détectables par altimétrie et difficiles à résoudre dans les modèles d'océan (Marshall et Schott, 1999). La méso-échelle y est donc un phénomène clé et difficile à représenter. En Méditerranée, c'est la stratification particulièrement faible de la colonne qui explique la taille réduite des structures, tandis que dans les autres sites, la haute latitude y contribue. Par ailleurs, l'export des nouvelles eaux denses formées se fait en Méditerranée par un courant profond de bord ouest et des tourbillons de sub/méso-échelle, comme en mer du Labrador (Dengler et al., 2006; Lilly et Rhines, 2002). Enfin, ce phénomène a une large variabilité interannuelle en Méditerranée (Somot et al., 2016) comme dans l'océan global (Yashayaev, 2007; Jong et Steur, 2016), pilotée dans les deux cas en premier lieu par celle des régimes de temps atmosphériques (Kieke et Yashayaev, 2015; Somot et al., 2016).

1.5. Les mécanismes clés de la convection en Méditerranée Nord-occidentale

On s'intéresse maintenant aux mécanismes physiques qui pilotent le phénomène de convection océanique profonde en Méditerranée Nord-occidentale.

1.5.1. Rôle du forçage atmosphérique

Le forçage de surface par le Mistral et la Tramontane a été le premier mécanisme identifié comme déclencheur de la convection océanique profonde dans ce bassin (MEDOC-Group, 1970; Leaman et Schott, 1991). Les études ont porté sur le forçage thermique, halin et dynamique par l'atmosphère, et plus récemment des études ont été menées en scénario climatique.

1.5.1.1 Forçage thermique

Historiquement, les études sur la convection profonde dans le Golfe du Lion ont relié ce phénomène à la perte de flottabilité de la colonne d'eau. Elles se sont donc naturellement attachées à l'expliquer par les flux de flottabilité en surface. Le flux thermique de flottabilité domine largement sur le flux halin (Mertens et Schott, 1998), c'est donc celui-ci qui a été le plus étudié.

Le MEDOC-Group (1970) associe la convection de 1969 aux vents froids ayant soufflé cet hiver, et Leaman et Schott (1991) estiment que les flux de chaleur en surface expliquent l'épisode convectif de 1986-1987. Par la suite, plusieurs études montrent que lors de l'épisode convectif exceptionnel de 2004-2005, l'intensité du refroidissement et de l'évaporation de surface a atteint des valeurs sans précédent depuis 1958 (López-Jurado et al. (2005); Schroeder et al. (2010); Herrmann et al. (2010)). Plusieurs études numériques (par ex : Myers et al. (1998)) montrent

en effet que seul un flux atmosphérique réaliste permet la convection profonde. Herrmann et al. (2010) se sont intéressés aux rôles respectifs des flux de surface et du préconditionnement océanique dans l'épisode convectif exceptionnel de 2005, et ils en concluent que les premiers sont le principal facteur explicatif de cet événement.

La résolution spatio-temporelle des flux atmosphériques de chaleur a aussi une importance cruciale en raison du caractère régional et intermittent du Mistral et de la Tramontane (Herrmann et al., 2011). Castellari et al. (2000) trouvent qu'un flux à fréquence mensuelle ne permet pas la convection, suggérant qu'elle est déclenchée par des événements à haute fréquence. Herrmann et Somot (2008); Béranger et al. (2010) ont montré que seul un forçage à haute résolution spatiale peut reproduire de façon réaliste la convection en raison des vents régionaux qui induisent de forts flux de chaleur turbulents à petite échelle. En revanche, aucune étude dans une configuration réaliste n'a déterminé le lien entre la distribution temporelle de ces vents au cours de l'hiver et l'occurrence de la convection profonde.

Enfin, plusieurs études ont relié la variabilité interannuelle de la convection à celle des flux de flottabilité en surface. Mertens et Schott (1998) utilisent un modèle colonne de couche de mélange et ils parviennent à reproduire la variabilité interannuelle de la convection et de l'hydrologie des WMDW en faisant varier uniquement le forçage atmosphérique de surface. Ils en concluent que c'est la variabilité du forçage atmosphérique qui pilote au premier ordre celle de la convection. Toutefois, leur conclusion est affaiblie par l'absence de variabilité dans le préconditionnement et l'absence d'échanges latéraux. Par la suite, L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) étudient la relation entre le préconditionnement de début d'hiver et les flux hivernaux de surface dans le déclenchement de la convection, son intensité et sa variabilité interannuelle. Ils montrent que ces deux grandeurs indépendantes permettent d'expliquer la majorité de la variabilité interannuelle de la convection et qu'une relation peut être établie entre leur différence et l'intensité de la convection. Somot et al. (2016) identifient par ailleurs le régime de temps de dorsale Atlantique (AR) comme un précurseur de la convection, tandis que la phase positive de l'oscillation Nord-Atlantique (NAO+) l'inhibe.

Ainsi, il est établi de façon robuste que les flux de chaleur en surface jouent un rôle primordial dans le déclenchement et les propriétés de la convection dans le bassin Liguro-Provençal. On peut toutefois déplorer qu'aucune de ces études n'estime les flux de chaleur en surface à partir de mesures directes. Ceci est lié à la domination des flux turbulents dans le refroidissement hivernal (Mertens et Schott, 1998) et à la difficulté de leur mesure, en particulier par vents forts. Une étude récente (Caniaux et al., 2017) a reconstruit par méthode inverse les flux de surface sur la période 2012-2013 de façon à fermer les bilans de chaleur et d'eau du bassin Liguro-Provençal. Les résultats sont proches des paramétrisations couramment utilisées (par ex. Fairall et al. (2003)) pour estimer ces flux, ce qui donne confiance dans les résultats des études mentionnées.

1.5.1.2 Forçage halin

Les flux halins de flottabilité ne représentent que quelques pourcents de la perte hivernale de flottabilité (Mertens et Schott, 1998; Somot et al., 2016), mais ils sont un puits de flottabilité toute l'année, ce qui les rend importants pour la convection aux échelles de temps longues. Plusieurs études portent sur le lien entre les flux halins de surface et le déclenchement de la convection profonde. Spall (2012) réalise une étude idéalisée de la convection profonde en mer semi-fermée, et ils obtiennent une relation entre l'intensité des forçages thermique et halin qui détermine l'occurrence et l'intensité de la convection profonde. Plus ils sont intenses, plus la convection profonde est vigoureuse, et leur relation théorique est en bon accord avec leurs

résultats numériques. En mer Méditerranée, Myers et Haines (2002) modélisent une diminution de 20% du flux moyen d'évaporation et ils obtiennent un arrêt de la convection profonde, soulignant que le forçage de surface est bien thermohalin.

Ces études montrent qu'à l'échelle d'un épisode convectif, les flux d'eau en surface contribuent marginalement au déclenchement de la convection profonde, mais qu'aux échelles de temps de la circulation thermohaline, ils jouent aussi un rôle central.

1.5.1.3 Forçage dynamique

Le forçage dynamique est couramment invoqué pour expliquer le dôme des isopycnes dans les zones de convection océanique profonde (Marshall et Schott, 1999), qui contribue à leur préconditionnement. Toutefois, le calcul de leur impact sur la flottabilité de la colonne d'eau est moins trivial que pour le forçage thermohalin. A ce titre, on constate une présence plus modeste de ce forçage dans les études s'intéressant aux causes de la convection profonde dans le bassin Liguro-Provençal.

Le pompage d'Ekman induit par un rotationnel positif de la tension de vent en surface est un forçage dynamique mentionné dans d'autres sites de convection profonde pour expliquer le dôme des isopycnes (Pickart et al., 2003). Toutefois, dans le bassin Liguro-Provençal, Caniaux et al. (2017) ont montré sur 2012-2013 qu'il est positif au Nord-Est et négatif au Sud-Ouest de la zone de convection, qui se trouve sous le jet de vent. Il est même légèrement négatif au point MEDOC, il ne contribue donc pas au préconditionnement de la zone de convection.

Une étude numérique idéalisée (Madec et al., 1996) confirme qu'en régime transitoire, le pompage d'Ekman induit une gyre cyclonique à gauche du jet de vent, et une gyre anticyclonique à sa droite. Cette étude constate qu'en présence uniquement d'un forçage dynamique par un jet constant d'orientation Nord-Sud, une unique gyre cyclonique se met en place à régime stationnaire. Les auteurs l'interprètent comme une mise à l'équilibre de Sverdrup, ce qui est en accord avec l'intensité de la gyre. Toutefois, les conditions de forçage sont trop peu réalistes pour qu'un tel équilibre se mette en place en Méditerranée Nord-occidentale. En effet, les épisodes de Mistral et Tramontane ne sont pas constants mais intermittents puisqu'ils ont lieu moins de la moitié du temps (Obermann et al., 2016). Or, l'équilibre de Sverdrup nécessite une relative constance du rotationnel de vent pendant plusieurs mois, ce qui invalide aussi ce mécanisme dans ce bassin.

Plus récemment, Estournel et al. (2016b) se sont intéressés séparément à l'impact des flux de flottabilité en surface et de l'advection latérale de flottabilité sur la convection, et ils montrent que cette dernière représente 40% de la déstratification de la zone de convection en automne 2012. Ils suggèrent que cette advection latérale est pilotée par les courants d'Ekman, donc par le forçage atmosphérique direct, puisqu'ils ont lieu lors des épisodes de fort vent (Mistral et Tramontane). Toutefois, un calcul explicite serait nécessaire pour conclure.

Enfin, Giordani et al. (2017) développent une approche en vorticité potentielle (PV) pour caractériser l'impact des flux de surface sur la convection océanique profonde dans le bassin Liguro-Provençal. Cette approche nécessite d'utiliser une nouvelle variable diagnostique pour identifier la formation d'eaux profondes non pas par une flottabilité nulle, mais par une PV nulle. Elle permet d'intégrer dans un seul diagnostic d'effet conjugué des flux diabatiques (forçage thermohalin) et frictionnels (forçage dynamique) de PV sur la convection profonde. Cette variable diagnostique avait déjà été utilisée pour étudier la convection dans une étude théorique ancienne (Bretherton, 1966) et plus récemment dans des études de la convection profonde en mer d'Irmingier (Pickart et al., 2003; Jong et Steur, 2016). Les auteurs montrent sur le cas de l'hiver 2013 que le forçage dynamique domine largement le bilan de PV dans les zones frontales

du bassin. Il y contribue à la formation d'eaux profondes lorsque le vent est aligné aux courants de surface, ce qui est toutefois le cas dans peu de régions : sur la branche Ouest du courant Nord, et le long du front Nord-Baléare. A l'inverse, il inhibe drastiquement la convection océanique lorsque le vent est opposé aux courants de surface, ce qui est le cas par exemple au large de Marseille.

En conclusion, on peut noter que le forçage dynamique semble jouer un rôle secondaire au forçage thermohalin dans le déclenchement de la convection profonde en Méditerranée Nord-Occidentale. Il pourrait contribuer à la déstratification en automne, mais cela reste à démontrer. En hiver, il domine la formation d'eaux profondes sur des zones frontales réduites, mais à l'échelle du bassin les flux thermohalins dominent. La question de son impact sur la phase de restratification de printemps reste quant à elle ouverte.

1.5.1.4 Réchauffement climatique

Le flux de chaleur en surface de l'océan connaît une augmentation historique liée au forçage radiatif par les gaz à effet de serre anthropiques. Cela impacte les équilibres de l'océan, et un impact sur la convection océanique profonde est attendu en scénario de réchauffement. En Méditerranée, Somot et al. (2006) ont étudié la réponse du bassin à un scénario de réchauffement haut en émissions de gaz à effet de serre. Ils ont montré que la convection est réduite dans tout le bassin en conséquence du réchauffement de surface, en particulier dans le Golfe du Lion où elle est réduite de 80% à la fin du XXI^{ème} siècle. Plus récemment, Adloff et al. (2015) ont confirmé ce résultat dans un ensemble de scénarios océaniques. Ils n'obtiennent en revanche pas de changement significatif de la convection profonde avec des scénarios faibles en émissions de gaz à effet de serre. Il s'agit donc d'un phénomène très sensible au réchauffement climatique et dont la réponse est incertaine, ce qui motive son étude.

1.5.2. Rôle du préconditionnement océanique

Par la suite, une série d'études ont caractérisé le rôle joué par le préconditionnement océanique dans la convection.

1.5.2.1 Préconditionnement d'été

Plusieurs études se sont intéressées à l'impact du préconditionnement océanique d'été sur la convection, avec des résultats contradictoires. Herrmann et al. (2010) trouvent que le préconditionnement océanique est de second ordre dans l'épisode exceptionnel de 2005 bien qu'il module le volume d'eaux denses formées et qu'il explique leur signal de réchauffement et salinisation. A l'inverse, Léger et al. (2016) trouvent que le préconditionnement océanique module d'un facteur 4.4 l'intensité de l'épisode convectif de 2013, montrant la sensibilité de la représentation de la convection aux réanalyses océaniques utilisées pour initialiser l'hydrologie des masses d'eau.

1.5.2.2 Préconditionnement d'automne

D'autres études se sont intéressées au préconditionnement de fin d'automne, qui a l'avantage de mieux expliquer l'occurrence et l'intensité de la convection profonde si on néglige l'advection latérale. En effet, l'hypothèse d'une advection négligeable est mieux vérifiée sur une période hivernale courte que sur une période plus longue. Comme mentionné précédemment, L'Hévéder et al. (2013) et Somot et al. (2016) obtiennent une relation robuste entre ce préconditionnement de fin d'automne, l'intensité des flux de flottabilité en hiver et l'intensité de la convection. L'Hé-

véder et al. (2013) trouvent que le préconditionnement et les flux de surface pilotent de façon comparable la variabilité interannuelle de la convection, tandis que Somot et al. (2016) trouvent que la variabilité du préconditionnement est largement moindre à celle des flux atmosphériques.

Une limitation des approches par le préconditionnement de la colonne océanique est qu'il est difficile de relier ce préconditionnement à un mécanisme physique spécifique. En effet, il résulte à la fois du forçage atmosphérique local, à distance et de la physique interne de l'océan. Une question qui reste ouverte est par exemple si ce préconditionnement est principalement forcé localement, auquel cas il serait inapproprié d'opposer forçage atmosphérique et préconditionnement océanique.

1.5.2.3 Rôle des LIW dans le préconditionnement

Les LIW, qui sont un réservoir de chaleur et de sel dans le bassin, sont un bon candidat pour expliquer la tendance historique au réchauffement et à la salinisation des eaux profondes (Leaman et Schott, 1991; Schröder et al., 2006; Houpert et al., 2016; Somot et al., 2016). Dès les années 1990, Haines et Wu (1998) montrent que seule une advection réaliste de LIW depuis le bassin Est permet d'obtenir une salinité réaliste des WMDW, et Wu et Haines (1996) suggèrent que la LIW favorise le préconditionnement dans le Golfe du Lion.

Par la suite, deux visions se sont opposées pour expliquer le réchauffement et la salinisation exceptionnels des WMDW suite à l'épisode de 2004-2005. Certains (Gasparini et al., 2005; Schröder et al., 2006) le relient à un changement de propriétés des LIW lié à l'EMT, la qualifiant de WMT, tandis que d'autres (Herrmann et al., 2010) l'expliquent par une 'recharge en sel' en l'absence de convection. Gasparini et al. (2005) suivent l'évolution climatique du flux de LIW au détroit de Sicile sur 1980-2003, et ils montrent l'apparition d'une anomalie dense, chaude et salée de LIW qui est maximale en 1992-1994, soit peu après l'EMT. Ils en concluent que l'EMT a causé un apport supplémentaire de chaleur et de sel aux couches intermédiaires du bassin Occidental, et Schröder et al. (2006) le relient au signal hydrologique de l'épisode convectif de 2004-2005.

Herrmann et al. (2010) confirment par une étude numérique qu'une anomalie dense des couches intermédiaires a pu contribuer marginalement à augmenter la convection lors de cet épisode. En revanche, ils trouvent que l'EMT n'explique pas l'hydrologie observée, qui est liée à une accumulation de chaleur aux couches intermédiaires par absence de convection profonde lors des années précédant l'épisode de 2005.

1.5.2.4 Rôle des AW dans le préconditionnement

Les AW sont une masse d'eaux légères et peu salées qui domine la flottabilité intégrée de la colonne d'eau (Estournel et al., 2016b). Elles sont advectées depuis le détroit de Gibraltar, et quelques études se sont donc intéressées à l'impact de ces échanges dans la convection profonde. Sannino et al. (2009) montrent que les échanges à Gibraltar peuvent réduire la flottabilité moyenne du bassin Liguro-Provençal et Somot et al. (2016) identifient qu'ils contribuent à la tendance historique à la salinisation des eaux denses, proposant une troisième interprétation à cette tendance de long terme. En revanche aucune étude n'a clairement établi un lien entre ces échanges et l'intensité de la convection, qui reste une question ouverte.

1.5.2.5 Rôle de la bathymétrie dans le préconditionnement

La bathymétrie impacte le préconditionnement de la zone de convection car elle contraint fortement l'écoulement moyen et la génération de tourbillons de méso-échelle. Son impact sur

la convection a été étudié uniquement dans des configurations idéalisées. Madec et al. (1996) étudient comment la circulation de gyre préconditionne la convection, et ils obtiennent un large impact de la bathymétrie, et en particulier du cône alluvial du Rhône, dans le positionnement du gyre et donc de la zone de convection.

Par la suite, Spall (2004) étudie les interactions entre convection profonde et courants de bord dans une simulation idéalisée de mer semi-fermée. Il s'intéresse donc plutôt à la génération de flux turbulents de la côte vers le large en présence d'un talus océanique. Il trouve que le paramètre clé régissant les flux turbulents de chaleur du courant de bord vers l'intérieur du bassin est le ratio entre la pente des isopycnes et celle de la bathymétrie. La première est une mesure de la baroclinie de la circulation et la seconde inhibe les échanges turbulents côte - large. Ce résultat est confirmé par une étude idéalisée plus récente (Pennel et al., 2012).

Ainsi, le talus a deux effets opposés sur la convection : il dévie le courant de bord vers le large, ce qui inhibe la convection profonde, mais il réduit les échanges turbulents entre ce courant et l'océan intérieur, ce qui au contraire active la convection. La compétition entre ces deux phénomènes reste une question ouverte en mer Méditerranée.

En conclusion, ces études montrent que le préconditionnement océanique joue un rôle secondaire par rapport aux flux atmosphériques dans l'occurrence et la variabilité de la convection. En revanche, il participe à moduler le taux de convection profonde et à déterminer l'hydrologie des eaux profondes. En particulier, la tendance historique au réchauffement et à la salinisation, qui s'est accélérée depuis les années 2000, est vraisemblablement liée au préconditionnement des masses d'eau. Enfin, on peut noter que sur le cas bien étudié de 2012-2013, les produits issus de l'assimilation de donnée océanique sont loin de converger dans leur représentation de ce phénomène. Cela suggère que des travaux supplémentaires seront nécessaires avant d'utiliser des champs assimilés comme une 'observation' de référence de la convection.

1.5.3. Rôle de la méso-échelle

Le rôle de la méso-échelle dans la convection profonde a été identifié dans un certain nombre d'études théoriques et expérimentales (Marshall et Schott, 1999). En effet, la dynamique sous-jacente a été étudiée tôt dans l'atmosphère puisque c'est elle qui gouverne les régimes de temps aux moyennes latitudes, et sa représentation dans des modèles d'océan nécessite uniquement l'approximation quasi-géostrophique. Les études méditerranéennes ont principalement porté sur deux aspects : la restratification de l'océan et le spreading des eaux profondes.

1.5.3.1 Restratisation de l'océan

On s'intéresse ici au rôle de la méso-échelle dans la restratification de l'océan à toutes les phases de la convection profonde, c'est-à-dire à son rôle dans l'apport de flottabilité en zone de convection. Des considérations théoriques ont tout d'abord permis de caractériser l'impact de structures de méso-échelle générées par des instabilités baroclines sur la convection profonde. Marshall et Schott (1999) prévoient que si le patch convectif est plus grand que Rd , ce qui est le cas dans toutes les zones de convection, alors il se détache en tourbillons de taille $L \sim Rd$. Une analyse dimensionnelle permet de conclure qu'il y a compétition entre la convection d'échelle de temps courte (quelques jours) et l'instabilité barocline d'échelle de temps plus longue (quelques semaines à mois). Marshall et Schott (1999) estiment à quelques jours le temps de développement des instabilités baroclines à partir d'une simulation idéalisée en chenal.

Des expériences de laboratoire (Visbeck et al., 1996) ont montré qu'à cette échelle de temps plus longue, les tourbillons baroclines peuvent conduire à un arrêt de la convection profonde.

Similairement, Madec et al. (1991) analysent des simulations idéalisées de la convection en Méditerranée nord-occidentale et ils trouvent que la méso-échelle limite la profondeur maximale atteinte par la couche mélangée pendant la convection profonde. Ils identifient un transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique de méso-échelle, qui devient comparable à celle de grande échelle au printemps, pendant la phase restratification. C'est donc au cours de cette phase que la méso-échelle impacte le plus la dynamique des zones de convection.

Aux échelles de temps plus longues, Spall (2011) montre à partir d'une simulation idéalisée de mer semi-fermée que les flux turbulents par la méso-échelle équilibrent les flux de surface dans l'intérieur du bassin, de telle sorte que leur intensité relative détermine l'existence ou non de convection profonde. En revanche, à notre connaissance aucune simulation n'a été menée aux échelles climatiques en Méditerranée pour étudier son rôle sur les équilibres des zones de convection.

En mer Méditerranée, Gascard (1978) a caractérisé l'apparition d'instabilités baroclines au printemps à partir d'observations. En termes de modélisation, seuls Herrmann et al. (2008) se sont intéressés à l'effet de la méso-échelle sur la stratification de la colonne d'eau dans une configuration réaliste. Ils trouvent que la convection profonde est inhibée par la haute résolution océanique. Cependant, les résultats sont obtenus à partir de modèles de configurations physiques différentes, ce qui ne permet pas de discriminer l'effet de la résolution sur la convection profonde. Ils trouvent par ailleurs que la restratification est dominée par l'advection latérale d'AW légères, et que la méso-échelle domine cette advection seulement après plusieurs mois de restratification. Estournel et al. (2016b) ont estimé que l'effet de restratification par l'advection pendant l'hiver 2012-2013 représente 58% de la déstratification induite par les flux de surface. Cette large contribution remet en question les études supposant d'advection latérale négligeable en hiver (Mertens et Schott (1998); L'Hévéder et al. (2013)). Cependant, ils ne diagnostiquent pas l'origine dynamique de cette restratification.

1.5.3.2 *Spreading des eaux profondes*

Concernant l'impact de la méso-échelle sur la convection, c'est la question du spreading des nouvelles WMDW qui a été la plus traitée en mer Méditerranée. Ceci est probablement dû au fait qu'il est plus aisé d'observer des structures individuelles liées au spreading (un flotteur est suffisant) que de diagnostiquer l'effet intégré de restratification par la méso-échelle (une section hydrographique continue est nécessaire). En termes d'observations, les études se sont concentrées exclusivement sur les SCVs de nouvelles WMDW. Testor et Gascard (2003) ont découvert l'existence de SCVs anticycloniques exportant les WMDW. Bosse et al. (2016) ont confirmé que ces SCVs sont présents toute l'année et dans tout le bassin, qu'ils peuvent être de nature anticyclonique ou cyclonique, que les courants associés excèdent les courants de grande échelle ce qui les rend cohérents et à longue durée de vie. Testor et Gascard (2006); Bosse et al. (2016) ont estimé à 8 – 53% leur contribution à l'export de WMDW en-dehors du bassin nord-occidental et à leur tendance de sel et de chaleur. Leur signature en termes de flottabilité résiduelle atteint typiquement $\sim 0.05 - 0.1 m^2/s^2$, ce qui suggère qu'ils pourraient contribuer au préconditionnement de la convection profonde.

Plusieurs études numériques (Demirov et Pinardi (2007); Herrmann et al. (2008); Beuvier et al. (2012)) se sont aussi intéressées aux mécanismes de spreading par la sub/méso-échelle. Toutes identifient un spreading vers le reste du bassin par des tourbillons cycloniques de méso-échelle, ce qui est plutôt en désaccord avec les observations qui identifient surtout des SCVs, dont de nombreux sont anticycloniques (Testor et Gascard (2003, 2006); Bosse et al. (2016)). Cette différence est probablement largement due à la résolution des simulations : méso-échelle permise

pour Demirov et Pinardi (2007); Beuvier et al. (2012), et méso-échelle résolue mais submésos-échelle permise pour Herrmann et al. (2008). Ces derniers ont comparé les contributions des tourbillons et du 'bleeding' du courant de bord à l'export de WMDW et ce dernier domine l'export aux 2/3.

1.5.3.3 Variabilité intrinsèque de l'océan

La variabilité intrinsèque de l'océan est intimement liée aux échelles turbulentes pour lesquelles les non-linéarités des équations du mouvement deviennent importantes (Spall, 1996). La méso-échelle est la plus grande échelle turbulente de l'océan. Or il a été montré que celle-ci module fortement des éléments clés de la circulation globale tels que le niveau de la mer dynamique (Penduff et al., 2011) ou l'AMOC (Grégorio et al., 2015). Il est donc probable qu'elle impacte le phénomène de convection profonde, d'autant qu'il est fortement non-linéaire, de telle sorte qu'une faible modulation hydrologique pourrait causer un large impact sur la convection. Cependant, l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan sur la convection profonde n'a jamais été étudié. Cela reste donc une question ouverte dans toutes les zones de convection océanique profonde.

Finalement, si la méso-échelle a été identifiée tôt comme un élément clé du phénomène de convection profonde, elle a été uniquement modélisée en configuration réaliste dans une étude en Méditerranée, dont la configuration numérique ne permet pas de conclure spécifiquement sur le rôle de la méso-échelle dans la convection. L'effet de restratification par la méso-échelle, c'est-à-dire les flux de flottabilité induits par les tourbillons transitoires, n'a pas été estimée en mer Méditerranée, contrairement à d'autres bassins (Chanut et al., 2008; Saenko et al., 2014). Par ailleurs, en termes d'objets dynamiques, seuls les tourbillons ont été étudiés, laissant ouverte la question du rôle des méandres, fronts et filaments. Enfin, aux échelles de temps plus longues, l'impact de la méso-échelle sur l'état moyen et la variabilité intrinsèque de ce phénomène n'a pas encore été établi. A ce stade, on peut donc inférer que la méso-échelle a un rôle important dans le phénomène de convection, mais aucune étude numérique réaliste ne l'a clairement démontré en mer Méditerranée.

1.6. Cadre de l'étude

1.6.1. Objectifs de l'étude

Comme nous venons de le voir, l'étude du phénomène de convection océanique profonde en mer Méditerranée reste encore très ouverte. Le phénomène est observé et modélisé de longue date en Méditerranée Nord-occidentale, ce qui a permis d'établir le rôle dominant du forçage atmosphérique, et celui secondaire du préconditionnement océanique dans la formation d'eaux profondes. Toutefois, un certain nombre de questions restent ouvertes sur la caractérisation du phénomène et l'identification des mécanismes à l'oeuvre.

Tout d'abord, les observations passées dans tous les sites de convection océanique profonde laissent une grande incertitude sur l'intensité de ce phénomène, avec des estimations variant typiquement d'un facteur 5. Or l'intensité de ce phénomène pilote celle de la circulation thermohaline et est susceptible d'avoir un impact sur le climat global et régional. Or les observations menées lors de l'épisode convectif de 2012-2013 offrent l'opportunité de mieux contraindre ce taux de convection en Méditerranée Nord-occidentale. La thèse se propose donc d'utiliser des méthodes complémentaires à partir des observations de la convection profonde en 2012-2013 pour estimer le taux de formation d'eaux profondes. Ce travail mobilisera aussi les simulations

numériques océaniques qui permettront d'estimer l'erreur liée au réseau d'observation et donc de proposer un intervalle de confiance à ces estimations. Les résultats obtenus à partir des observations permettront par la suite d'évaluer les simulations numériques réalisées au cours de la thèse.

Par ailleurs, l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan sur la convection profonde n'a à ce jour pas encore été étudié. La thèse vise donc à quantifier à partir de simulations numériques l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan sur la convection océanique profonde en Méditerranée Nord-occidentale. On développera dans cette thèse une approche de modélisation numérique ensembliste pour répondre à cette question scientifique dans le cas d'étude bien contraint de 2012-2013 puis à l'échelle de temps plus intégrée de simulations océaniques multi-décennales.

Enfin, la dynamique de méso-échelle est à la fois un processus identifié de longue date comme clé dans le processus de restratification en zone de convection, et peu étudié dans les configurations numériques réalistes en mer Méditerranée. Ainsi, on ne peut à ce jour pas conclure sur son importance dans le phénomène de convection dans le bassin Liguro-Provençal. On développera dans cette thèse une approche de modélisation numérique multi-échelle pour répondre à cette question scientifique dans le cas d'étude bien contraint de 2012-2013 puis à l'échelle de temps plus intégrée de simulations océaniques multi-décennales.

Ce manuscrit est organisé comme suit :

- Dans le Chapitre 2, on décrit l'outil numérique régional NEMOMED12 et son raffinement de maille interactif AGRIF utilisé au cours de la thèse pour la première fois en mer Méditerranée.
- Dans le Chapitre 3, on caractérise à partir des observations disponibles et de la Simulation d'un Système d'Observations (OSSE) l'année convective 2012-2013 en termes d'intensité et de propriétés de la convection océanique profonde en Méditerranée Nord-occidentale. Le cycle saisonnier du volume d'eaux denses estimé nous permettra de quantifier le taux de convection et de restratification pour la convection de l'hiver 2012-2013.
- Dans le Chapitre 4, on valide l'outil numérique au $1/12^\circ$ NEMOMED12 sur le cas d'étude 2012-2013 à l'aide des observations collectées sur l'année 2012-2013, on quantifie l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan sur la convection à l'aide d'une approche ensembliste et on identifie les processus pilotant les transformations des masses d'eau lors de cet épisode convectif.
- Dans le Chapitre 5, on étudie avec NEMOMED12 et le zoom NWMED36 sur le cas d'étude 2012-2013 l'impact de la méso-échelle sur la convection océanique profonde, et on évalue son réalisme à l'aide des observations collectées sur l'année 2012-2013.
- Dans le Chapitre 6, on étudie aux échelles multi-décennales avec NEMOMED12 et NWMED36 l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan et de la méso-échelle sur la variabilité interannuelle et l'état moyen de la convection et la circulation thermohaline méditerranéenne.

1.6.2. Les observations de la période 2012-2013

Ce manuscrit étant fortement structuré par articles, les observations du cas d'étude 2012-2013 sont successivement introduites dans les Chapitres 3, 4 et 5. On résume ici succinctement l'ensemble des observations exploitées au cours de la thèse. Le Tableau 1.1 et la Figure 1.15 résument les observations exploitées au cours de la thèse. On a cherché à déduire d'elles des propriétés intégrales de l'hiver convectif 2012-2013.

Instrument	Mesure	Diagnostic	Période
Bouée / mouillage LION	Température (SST) et salinité (SSS) de surface de la mer, vent de proche-surface ($V_{3.5m}$), température ($T_{3.5m}$) et humidité spécifique ($q_{3.5m}$) atmosphérique, flux radiatifs incidents (infra-rouge Q_{LWd} et visible Q_{SWd}), profil de température (θ)	vent à 10m (V_{10m}), flux de chaleur net (Q_{tot}), densité de surface de la mer ($SS\rho$), profondeur de la couche de mélange (MLD)	Continu
Campagnes CTD	profils (θ, S)	cartes de MLD, volume du patch convectif (V_{MLD}), volume d'eaux denses ($V_{29.11}$), volume de formation d'eaux denses (V_{dens}) et de restratification ($V_{Restrat}$)	4 campagnes centrées le 1-Aug-2012, 12-Feb-2013, 13-Apr-2013 and 24-Jun-2013
Profils glider (travail de A. Bosse)	Profils (θ, S) et courants moyens de 0-1000m ($U_{0-1000m}$ et $V_{0-1000m}$)	cartes de MLD, V_{MLD} , énergie cinétique tourbillonnaire (EKE)	Toute la période 2012-2013
Profils ARGO	profils (θ, S)	cartes de MLD, V_{MLD}	Toute la période 2012-2013

TABLEAU 1.1: *Table synthétique des observations utilisées au cours de la thèse : instruments, mesures physiques, diagnostics déduits et périodes d'échantillonnage.*

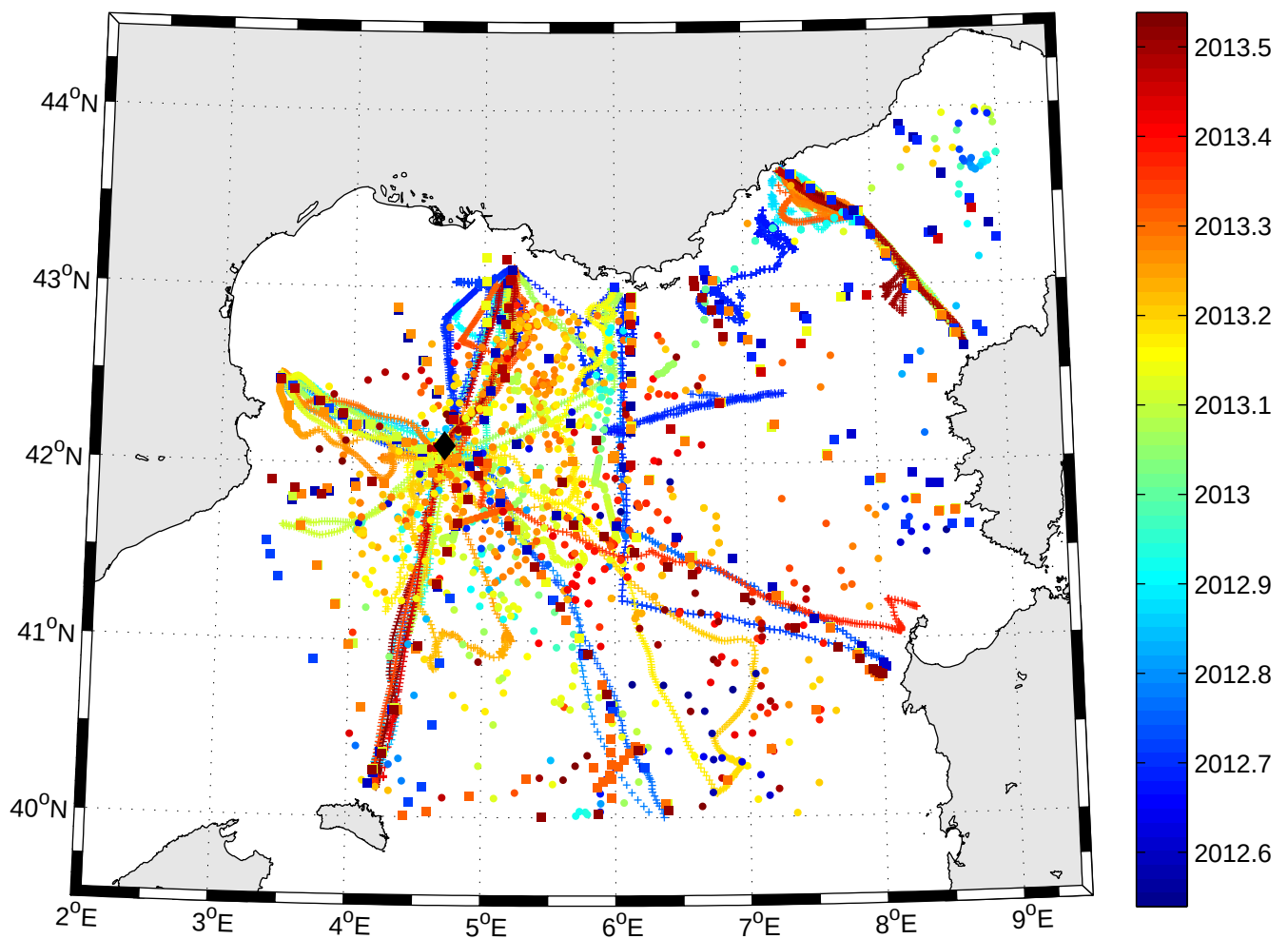


FIGURE 1.15: Carte des observations utilisées au cours de la thèse : bouée et mouillage LION (losange), campagnes CTD (carrés), profils glider (croix) et profils ARGO (cercles). Les couleurs symbolisent la date d'acquisition excepté pour la bouée / le mouillage LION qui échantillonne en continu du la période.

Pour documenter la chronologie et les propriétés hydrologiques de la convection, on analyse les données à la bouée et au mouillage LION, localisés dans la zone de convection. Pour documenter l'activité tourbillonnaire, on utilise une mesure d'énergie cinétique turbulente issue des estimations de courants à 0-1000m par les gliders. Enfin, pour documenter la géographie et l'intensité de la convection, on utilise deux approches complémentaires fondées sur l'estimation du volume d'eaux denses ou de la couche de mélange. La première est détaillée dans le Chapitre 3 et permet de déduire de plusieurs campagnes océanographique l'évolution saisonnière du volume d'eaux denses, duquel on déduit un taux de convection et de restratification. La seconde est présentée dans le Chapitre 4 puis actualisée dans le Chapitre 5 à partir du travail d'Anthony Bosse. Dans le Chapitre 4 le travail de thèse a permis de reconstruire un volume du patch convectif à partir des données hivernales de la campagne DEWEX et des profils ARGO disponibles. Dans le Chapitre 5 Anthony Bosse a complété ces données par les profils glider et le mouillage LION pour produire une analyse objective de la couche de mélange de résolution temporelle de 10 jours.

1.6.3. Les méthodes d'analyse de la convection

De même que concernant l'exploitation des observations, les principales méthodes d'analyse de la convection sont successivement introduites dans les Chapitres 3, 4 et 5, et on se propose de les résumer ici.

Le Chapitre 3 introduit la méthodologie de l'OSSE mis en oeuvre au cours de la thèse. Le principe est de simuler des observations virtuelles en sous-échantillonnant un champ numérique, puis de diagnostiquer l'erreur d'observation en comparant le champ complet au champ sous-échantillonné. On travaille avec un champ bidimensionnel d'épaisseur d'eau dense qui nous permet, une fois intégré spatialement, de déduire de l'évolution du volume d'eau dense un taux de convection hivernale et de restratification printanière. On échantillonne dans l'OSSE deux types d'erreur : l'erreur d'échantillonnage et les erreurs instrumentales. La première inclut une erreur spatiale et temporelle qu'on mesure en faisant varier la localisation et la date d'échantillonnage virtuel. La seconde inclut l'erreur de précision (le bruit du capteur) et l'erreur de stabilité (la dérive systématique du capteur), qu'on mesure en introduisant une anomalie gaussienne dans le champ virtuellement mesuré, soit à l'échelle d'une mesure (erreur de précision), soit à l'échelle de tout un réseau virtuel (erreur de stabilité).

Pour documenter la variabilité intrinsèque océanique, le Chapitre 4 introduit et évalue la méthode de création d'un ensemble à état initial de méso-échelle perturbée, mais à grande échelle réaliste contrainte par les observations de l'été 2012. On quantifie ensuite la variabilité intrinsèque par les méthodes suivantes : statistiques simples (écart-type d'ensemble), estimation de la fraction dispersive et de la circonférence du patch convectif. Pour documenter la méso-échelle, le Chapitre 5 introduit la configuration AGRIF à facteur 3 de résolution emboîtée en Méditerranée Nord-Occidentale dans le modèle NEMOMED12. Cette configuration est validée dans le même chapitre à partir de l'estimation glider de l'énergie cinétique tourbillonnaire des courants moyens de 0-1000m.

Enfin, les Chapitres 4 et 5 introduisent les principales méthodes employées pour évaluer la convection simulée par les modèles numériques et pour caractériser ce phénomène. Il s'agit d'estimer l'aire et les volumes de convection et de restratification ; de diagnostiquer les sources de transformations des masses d'eau ; et d'effectuer un bilan de stratification de la zone de convection. Pour estimer l'aire et les volumes de convection et/ou restratification, on utilise deux approches complémentaires : l'estimation du volume du patch convectif ou l'estimation du

volume d'eaux denses. Pour la première, on doit estimer la profondeur de la couche de mélange et on développe pour cela un nouveau critère à partir d'un seuil en indice de stratification. Les transformations des masses d'eau sont diagnostiquées à partir de la méthode de Walin (1982) appliquée à l'espace des densités, des salinités et des températures. Enfin, le bilan de stratification, aussi utilisé au Chapitre 6, décompose la tendance l'Indice de Stratification en la contribution des flux de surface et celle des flux advectifs latéraux.

CHAPITRE II

Outils numériques : NEMO-AGRIF

2.1	L'outil numérique régional : NEMOMED12	39
2.1.1	NEMO	40
2.1.2	Discretisation spatio-temporelle	40
2.1.3	Dynamique horizontale	42
2.1.4	Physique verticale	44
2.1.5	Atlantique	45
2.1.6	Fleuves et Dardanelles	45
2.1.7	Forçage atmosphérique	46
2.1.8	Conditions initiales	47
2.2	La configuration raffinée avec AGRIF dans le bassin Liguro-Provençal : NWMED36	47
2.2.1	Présentation	47
2.2.1.1	Principe	47
2.2.1.2	Applications scientifiques	48
2.2.1.3	La configuration NWMED36	48
2.2.2	Les étapes de la configuration d'un zoom AGRIF	49
2.2.2.1	Domaine	49
2.2.2.2	Conditions initiales, latérales et en surface	51
2.2.2.3	Options de simulation	52
2.2.2.4	Analyse des résultats	52
2.3	Les tests de configuration AGRIF	53
2.3.1	Domaine	53
2.3.2	Bathymétrie	53
2.3.3	Forçage de AGRIF par NEMOMED12	54
2.3.4	Forçage de NEMOMED12 par AGRIF	55
2.3.5	Zoom 1 et pas de temps	55
2.4	Les simulations numériques étudiées	55

Ce chapitre a pour objectifs de décrire la configuration numérique méditerranéenne de NEMO utilisée dans cette thèse, NEMOMED12, ainsi que son zoom interactif en Méditerranée Nord-occidentale développé pendant la thèse avec l'outil AGRIF. Les étapes d'implémentation du zoom AGRIF et les principaux tests techniques réalisés sont aussi présentés.

2.1. L'outil numérique régional : NEMOMED12

L'outil NEMOMED12 est développé conjointement par le CNRM, MERCATOR et l'ENSTA, et cette activité est portée au niveau national par le projet SIMED et à l'international par le programme MED-CORDEX. Sa configuration est pour l'essentiel commune aux trois laboratoires, bien que certaines spécificités aient été ajoutées au cours de la thèse. Ce groupe de recherche a développé les configurations Méditerranéennes successives OPAMED16 (Béranger et al., 2005, 2006), OPAMED8 (Somot et al., 2006), NEMOMED8 (Herrmann et al., 2011; Dubois et al., 2012; Sevault et al., 2014) puis NEMOMED12 (Beuvier et al., 2012; Hamon et al., 2016) et enfin NEMOMED12 avec l'outil de raffinement de maille AGRIF au zoom 3 (cette thèse).

NEMOMED12 est utilisé pour produire des simulations hindcast en Méditerranée (Hamon et al., 2016), une réanalyse océanique (MEDRYS, Hamon et al. (2016)), produire des configurations couplées (Berthou et al., 2015), forcer des simulations biogéochimiques marines (Alekseenko et al., 2014) et réaliser des études physiques dédiées (Beuvier et al. (2012)). Il vise aussi à être utilisé pour des études de cas (à l'image de (Léger et al., 2016)) et pour réaliser des scénarios de changement climatique (à l'image de (Adloff et al., 2015)).

2.1.1. NEMO

Le modèle océanique NEMO (Madec (2008)) couple un module de physique de l'océan, OPA (Madec et al. (1998)), un module de glace de mer (LIM), deux modules de biogéochimie marine (LOBSTER et PISCES) et un module pour les traceurs passifs (TRP). Au cours de cette thèse, nous avons utilisé la version 3.2 de NEMO sans couplage d'OPA avec les autres modules. Par la suite, NEMO fera donc référence au module océanique OPA.

Le modèle NEMO est basé sur le système des équations de Boussinesq, qui sont les équations de Navier-Stokes et l'équation d'état couplant les deux traceurs actifs (température et salinité) aux courants, avec une série d'approximations spécifiques à l'océan. Les hypothèses sous-jacentes sont déduites d'analyses d'échelles : Terre sphérique, enveloppe fine, hypothèse de fermeture turbulente, hypothèse de Boussinesq ($\delta\rho \ll \rho$), hypothèse hydrostatique et hypothèse incompressible. Ce système d'équations définit des variables pronostiques qui décrivent l'état physique de l'océan : les courants zonal (u) et méridien (v), la pression (P), le niveau dynamique de la mer (η ou SSH), la température (θ), la salinité (S), la densité (ρ) et l'énergie cinétique turbulente (e). En raison de la structuration de ces équations par la force gravitationnelle, on séparera les éléments de configuration NEMOMED12 liés à la dynamique horizontale et ceux liés à la physique verticale. Les configurations de référence NEMOMED12 et NWMED36 utilisées dans la thèse sont synthétisées dans le Tableau 2.1.

2.1.2. Discrétisation spatio-temporelle

NEMOMED12 a une résolution horizontale nominale de $1/12^\circ$, ce qui correspond à 5.5 à 7.5km du Sud au Nord du bassin, et 6.1 à 7.1km dans le domaine Liguro-Provençal qui est la zone d'étude principale de cette thèse. Dans ce domaine, la résolution horizontale typique est donc de $1/17^\circ$ en latitude et $1/12^\circ$ en longitude. La grille horizontale est un découpage en Méditerranée (Fig.2.1) de la grille curvilinéaire tripolaire ORCA12 globale. Cette résolution lui permet de représenter les principaux détroits, de résoudre la méso-échelle (eddy-resolving) dans le Sud du bassin et de la permettre (eddy-permitting) dans le Nord. En effet, le Sud du bassin est plus stratifié en raison de la veine entrante d'AW et le Nord l'est moins en raison des pertes de chaleur en surface, ce qui impacte le premier rayon de déformation de Rossby (R_d), donc la taille des tourbillons baroclines. Si une résolution minimale de $1/4^\circ$ est nécessaire pour représenter de façon réaliste le bassin Méditerranéen (Haines et Wu, 1995), notons toutefois qu'à $1/12^\circ$, le détroit de Gibraltar n'a que trois points dans sa section méridienne la plus réduite et que certains détroits (Messine, Bonifaccio, Dardanelles, topographie de la mer Egée) ne sont pas très bien résolus.

Sur la verticale, NEMOMED12 utilise une grille z (avec des niveaux de profondeur fixe) de 75 niveaux dont l'épaisseur est une fonction tangente hyperbolique de la profondeur et varie de 1m en surface à 130m dans l'océan abyssal. La bathymétrie (Fig.2.1) est issue de la base de données ETOPO (Smith et Sandwell (1997)). Par ailleurs, les 'partial cells' sont activées, ce qui adapte l'épaisseur du dernier niveau pour diminuer les erreurs de bathymétrie (Fig.2.2),

	NEMOMED12	NWMED36
Domaine	Méditerranée	Méditerranée Nord-occidentale
Grille	ORCA12	ORCA36
Résolution horizontale	5.5-7.5km	2.0-2.4km
Résolution verticale	1m (surface) à 130m (fond)	
Résolution temporelle	12 minutes	4 minutes
Advection latérale	Moment : forme vectorielle invariante et schéma EEN Traceurs : schéma TVD	
Diffusion latérale	Moment : bilaplacien horizontal, $Kh_m = -1.25 \cdot 10^{10} m^4/s$ Traceurs : laplacien isoneutre, $Kh_t = 60 m^2/s$	$Kh_m = -0.25 \cdot 10^9 m^4/s$ $Kh_t = 30 m^2/s$
Limite latérale	Glissement libre partiel : -60% (shlat=1.2)	
Surface libre	Ondes rapides filtrées, solveur elliptique linéaire (SOR)	
Turbulence	Schéma TKE, nombre de Prandtl fonction du nombre de Richardson.	
Convection	Schéma EVD pour traceurs et moment, $Kz_{EVD} = 10 m^2/s$.	
Friction de fond	Quadratique, fonction des courants et du TKE lié aux marées.	
Mélange de 'background'	$Kz_m = 10^{-4} m^2/s$ et $Kz_t = 10^{-5} m^2/s$.	
Frontière Atlantique	Rappel Newtonien en θ , S et η vers ORAS4 (Balmaseda et al., 2013)	
Fleuves	Flux d'eau douce en surface issu de RivDis et Ludwig et al. (2009)	
Dardanelles	Flux d'eau douce en surface issu de Stanev et Peneva (2001)	
Forçage atmosphérique	Flux ALDERA 12km, 3h : non-solaire, solaire, eau et moment rappel Newtonien vers la SST de ERA-INTERIM ($-40 W/m^2/K$).	
Conditions initiales	Aout 1979 : réanalyse Rixen ; anomalie saisonnière MEDATLAS-II ; Aout 2012 : réanalyse Estournel et al. (2016b).	

TABLEAU 2.1: *Tableau récapitulatif des configurations de référence NEMOMED12 et NW-MED36 utilisées dans la thèse.*

en lui imposant toutefois une épaisseur minimale pour des raisons de stabilité numérique. Une étude récente (S. Belamari, communication personnelle) a montré que la résolution en surface est suffisante pour représenter de façon réaliste le cycle diurne de la température de surface (SST), ce qui n'est pas le cas avec une résolution verticale de 5m. Plus en profondeur, certains processus liés aux courants de gravité ('cascading') sont diffusifs en grille z, mais une étude récente (Léger et al., 2016) a montré qu'à la résolution $1/36^\circ$, de tels courants peuvent être résolus même en grille z.

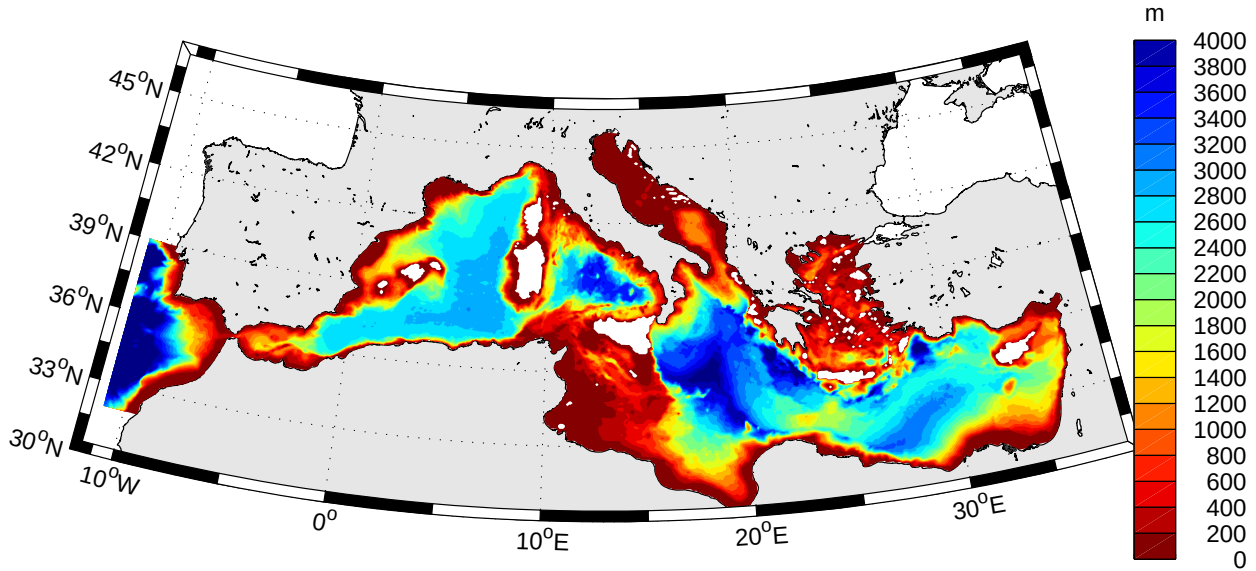


FIGURE 2.1: *Domaine et bathymétrie du modèle NEMOMED12.*

On peut enfin noter que la discrétisation spatiale des variables pronostiques est faite sur une grille Arakawa-C (Mesinger et Arakawa, 1976). Celle-ci positionne les variables scalaires au centre de chaque cellule du modèle, tandis que les trois composantes du courant sont localisées sur les faces Est, Nord et supérieure de la cellule (Fig.2.3). Du point de vue temporel, le pas de temps est de 720s. Le schéma d'avance temporelle pour les termes non-diffusifs est qualifié de 'Leapfrog', il est retenu pour sa stabilité et sa précision. La divergence progressive des pas de temps pair et impair impose l'emploi d'un filtre temporel d'Asselin (Asselin, 1972).

2.1.3. Dynamique horizontale

Concernant la dynamique, on s'intéresse ici aux principales spécificités de la configuration NEMOMED12 : les schémas d'advection, de diffusion latérale, la condition aux limites latérales et le calcul du gradient de pression en surface. On utilise la forme vectorielle invariante de l'advection de quantité de mouvement, avec le schéma conservant énergie et enstrophie (EEN) pour le terme de vorticit  . Pour l'advection de traceurs, on utilise le sch  ma de dissipation de variance totale (TVD). On peut noter qu'aucune vitesse induite par les tourbillons (EIV, Gent et McWilliams (1990)) n'est ajout  e au terme d'advection des traceurs, afin de permettre le d  veloppement explicite des tourbillons baroclines.

La diffusion lat  rale diff  re aussi entre le moment et les traceurs : l'op  rateur est laplacien pour les traceurs tandis qu'il est bilaplacien pour le moment pour limiter la diffusion de la m  so-  chelle r  solue par NEMOMED12. L'orientation est horizontale pour le moment, mais elle est

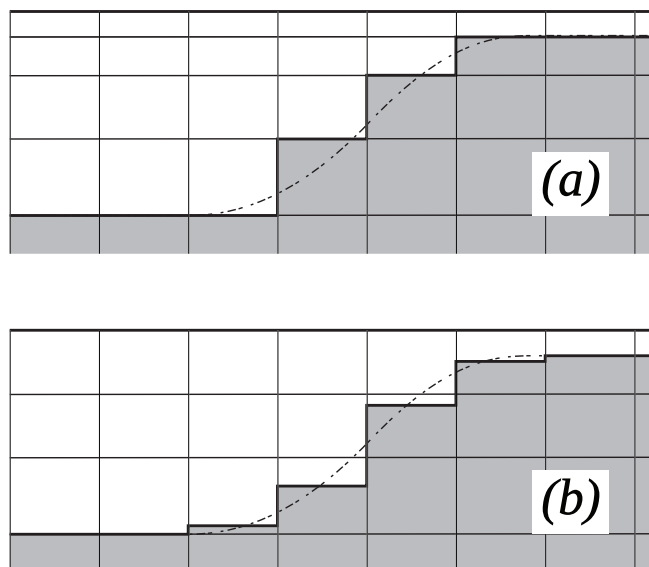


FIGURE 2.2: Schéma de la grille verticale (a) sans et (b) avec les 'partial cells' en comparaison de la bathymétrie réelle (tirets). Dans ce dernier cas, le dernier niveau océanique a une profondeur variable en meilleur accord avec la bathymétrie réelle.

isoneutre (tangente aux surfaces de densité neutre) pour les traceurs, ce qui permet d'éviter une diffusion dianeutre (normale aux surfaces de densité neutre) numérique, en meilleur accord avec les observations (McDougall (1987)). Les coefficients de diffusion sont constants et valent resp. $Kh_m = -1.25 \cdot 10^{10} m^4/s$ pour le moment et $Kh_t = 60 m^2/s$ pour les traceurs.

Aux frontières latérales fermées du domaine, si la vitesse normale est nulle, la vitesse tangentielle doit être fixée, et le choix retenu impacte grandement le bilan de vorticité et d'énergie cinétique. Aux deux extrêmes, la condition de non-glissement (vitesse tangentielle nulle aux bords, $shlat=2$) est une source de vorticité mais un puits d'énergie cinétique, alors que la condition de glissement libre (aucune friction aux bords, $shlat=0$) n'est ni source de vorticité ni puits d'énergie cinétique. L'impact majeur de cette condition aux limites en Méditerranée a lieu aux détroits :   titre d'exemple, à Gibraltar, deux des trois points méridiens du détroit sont aux frontières. Des tests numériques ont été effectués sur ce paramètre, et la moyenne climatologique du flux entrant à Gibraltar est de resp. $0.70Sv$, $0.84Sv$ et $1.06Sv$ pour un glissement libre nul ($shlat=2$), partiel ($shlat=1.2$) ou total ($shlat=0$). La condition de glissement libre partiel réduisant de 60% les courants tangentiels ($shlat=1.2$) se compare le mieux aux observations (Soto-Navarro et al., 2015), elle a donc été retenue dans NEMOMED12.

Enfin, le terme de gradient de pression se décompose en un gradient de pression en surface qui résulte de la hauteur de la surface libre et un gradient de pression hydrostatique. Dans NEMOMED12, on résout la surface libre pour étudier le niveau de la mer dynamique et pour s'affranchir des problèmes numériques liés à l'approximation de toit rigide (flux de sel artificiels). Cependant, les ondes de gravité sont une solution de l'équation pronostique de la surface libre, or leur grande vitesse de propagation nécessiterait un pas de temps faible, ce qui n'est pas envisageable pour des raisons de temps de calcul. Par conséquent, les ondes les plus rapides sont filtrées dans NEMOMED12, et la surface libre est qualifiée de filtrée. Le solveur de la surface libre résout itérativement une équation elliptique, et l'option linéaire (SOR) est activée

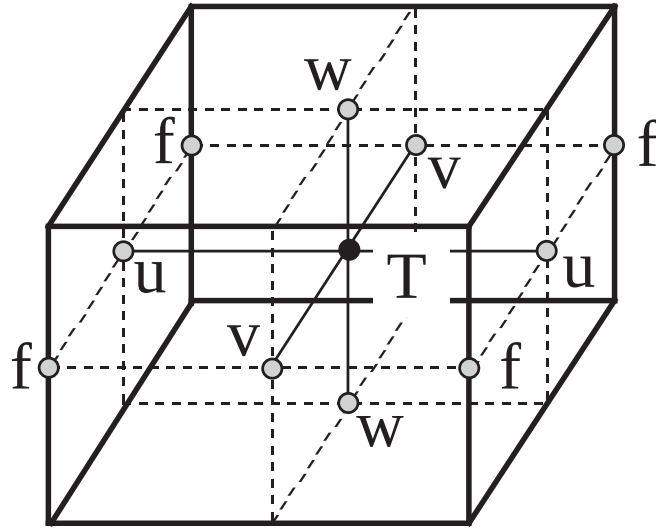


FIGURE 2.3: Schéma de la grille tridimensionnelle Arakawa-C de NEMO. Sont représentées les positions de la température T au centre, du courant zonal u à l'Est, méridien v au Nord et vertical w en haut, et du paramètre de Coriolis f au Nord-Est.

dans NEMOMED12.

2.1.4. Physique verticale

Sur la verticale, la vitesse verticale est simplement déduite de l'équation de continuité, mais c'est la turbulence non-résolue qui domine les échanges verticaux, elle doit donc être paramétrée. Le principe est de modéliser les flux turbulents des variables pronostiques par une diffusivité dite 'turbulente' de ces variables. Plusieurs approches existent pour calculer ces coefficients de diffusion turbulente, et elles sont nommées schémas de fermeture de la turbulence car elles permettent de fermer le système d'équations pronostiques du modèle. On distingue généralement la diffusion turbulente de quantité de mouvement (viscosité, Kz_m) et des traceurs (diffusivité, Kz_t), dont le ratio empirique est le nombre de Prandtl ($P_{rt} = Kz_m/Kz_t$).

NEMOMED12 utilise le schéma de fermeture en énergie cinétique turbulente (TKE, Gaspar et al. (1990)). Dans ce schéma, on détermine Kz_m et Kz_t à partir du bilan d'énergie cinétique turbulente e et d'une longueur de mélange l . La première est une mesure du taux de production d'énergie cinétique aux petites échelles, et la seconde est la distance verticale caractéristique du transfert de cette énergie cinétique turbulente en énergie potentielle. La source d'énergie cinétique turbulente, donc de mélange turbulent, est le gain de quantité de mouvement et la perte de flottabilité en surface, ce qui signifie que les valeurs de Kz_t et Kz_m décroissent généralement avec la profondeur. Un certain nombre de paramètres doivent être fixés, nous noterons simplement ici que dans NEMOMED12, le nombre de Prandtl est une fonction du nombre de Richardson ($Ri = \frac{N^2}{(\partial_z U_h)^2}$), qui mesure le ratio entre stratification et cisaillement des courants.

En outre, une série de processus verticaux supplémentaires doivent être paramétrés : la convection, le mélange au fond et le mélange 'de fond' ('background'). La première est paramé-

trée puisque sa représentation nécessiterait une formulation non-hydrostatique des équations du mouvement. On la paramètre simplement par un schéma qualifié de diffusion verticale augmentée (EVD) : en cas d'instabilité statique, les coefficients Kz_t et Kz_m sont fixés à $10m^2/s$. Par analyse dimensionnelle, ce mélange parcourt une profondeur de 1000m en typiquement 1 jour, ce qui permet une homogénéisation verticale très rapide.

Au fond de la colonne, on applique une friction qui est une fonction quadratique dépendant des énergies cinétiques moyenne et turbulente au fond. Cependant, on impose comme énergie cinétique turbulente au fond une climatologie de l'effet des marées en Méditerranée (Beuvier et al., 2012), puisqu'elles dominent la génération d'énergie cinétique turbulente proche du plancher océanique (Lyard et al. (2006)). Celle-ci est relativement faible en Méditerranée qui est un bassin semi-fermé, et maximale aux détroits de Gibraltar et de Sicile.

Enfin, on impose aux coefficients Kz_t et Kz_m une valeur 'de fond', c'est-à-dire minimale, qui est justifiée physiquement et numériquement : en effet, la diffusivité est au minimum moléculaire, mais jamais nulle, et cela évite le développement d'instabilités numériques en cas peu stratifié. Cette valeur est de $Kz_m = 10^{-4}m^2/s$ et $Kz_t = 10^{-5}m^2/s$, soit une valeur courante de $P_{rt} = 10$. On notera en particulier qu'elle reste $\sim 10 - 100$ fois supérieure aux diffusivités moléculaires des trois variables pronostiques, il s'agit donc toujours d'une paramétrisation de la turbulence.

En conclusion, on peut simplement noter que la profondeur de la couche de mélange n'est pas une variable pronostique de NEMOMED12, c'est une variable diagnostique qui peut être calculée a posteriori et qui dépend principalement des schémas TKE et EVD. On peut aussi noter que la diffusivité verticale des traceurs Kz_t varie fortement, de $10^{-5}m^2/s$ dans l'océan abyssal à $10m^2/s$ proche de la surface. Bien que les mesures de dissipation soient rares et l'estimation de coefficients de mélange implique des approximations, les valeurs dans l'océan abyssal sont en accord relatif avec les observations en mer Méditerranée (Cuyper et al., 2013).

2.1.5. Atlantique

Deux types de frontières latérales ouvertes existent en Méditerranée, et elles sont traitées comme des frontières fermées dans NEMOMED12 : l'Atlantique 'proche' (à la sortie du détroit de Gibraltar) et les fleuves / le détroit des Dardanelles. L'Atlantique proche est résolu comme un bassin fermé aux frontières 'rectangulaires' et verticales (cf : Fig.2.1). Les champs de température, salinité et niveau de la mer dynamique y sont rappelés par un terme Newtonien tridimensionnel vers la réanalyse ORAS4 (Balmaseda et al., 2013). Celle-ci présente des valeurs mensuelles qui permettent de prescrire le cycle saisonnier et la variabilité interannuelle en Atlantique. Le temps caractéristique du rappel diminue progressivement vers l'Est, allant d'une valeur infinie à $7.5^\circ W$ à un jour à $9^\circ W$, afin de limiter le développement de fronts numériques intenses. Par conséquent, la circulation au détroit de Gibraltar ($5.6^\circ W$) est libre.

2.1.6. Fleuves et Dardanelles

Concernant les fleuves, la frontière est aussi fermée et leur débit d'eau douce est ajouté en surface du point de grille océanique le plus proche de l'embouchure. Le débit moyen et sa variation saisonnière proviennent de la base de données RivDis (Vörösmarty et al. (1996)), tandis que sa variation interannuelle est connue jusqu'en 2000 et provient de la base de données de Ludwig et al. (2009). Par ailleurs, une fraction du débit total de Ludwig et al. (2009) n'est pas incluse dans RivDis en raison du nombre limité de fleuves répertoriés. Ainsi, un ruissellement dit côtier est réparti homogènement dans les points côtiers de chaque bassin versant (à l'exception

du Nil) pour compléter les débits de RivDis. On note que les échanges au canal de Suez sont négligés.

Le détroit des Dardanelles est traité comme un fleuve, un débit d'eau douce est donc ajouté en surface du point océanique le plus proche. On impose un débit mensuel moyen qui varie dans le temps. Il est issu de la base de données de Stanev et Peneva (2001).

2.1.7. Forçage atmosphérique

En surface, les flux proviennent du modèle régional de climat à aire limitée ALADIN-Climat version 5. Ce modèle est forcé aux frontières latérales et en surface par la réanalyse ERA-INTERIM (Colin et al. (2010); Herrmann et al. (2011)). Il fournit à l'océan les flux de moment, de chaleur et d'eau. Sa résolution spatiale est de 12km, ce qui permet de représenter de manière réaliste les vents régionaux Mistral et Tramontane qui forcent la convection dans le bassin Liguro-Provençal (Herrmann et al. (2011)). La résolution temporelle du forçage est de 3h pour permettre de résoudre le cycle diurne océanique.

Ce jeu de forçage est appelé ALDERA (Hamon et al., 2016) et il améliore en théorie le jeu de forçage précédant ARPERA (Herrmann et Somot, 2008). La Fig.4.6 montre sa représentation d'un épisode de Mistral aux résolutions 150, 50 et 12km, la dernière étant celle retenue pour forcer NEMOMED12. On identifie un maximum de flux de chaleur latente au Nord du domaine, qui est plus marqué et localisé à haute résolution, où il peut dépasser $800W/m^2$. Cela valide l'utilisation d'un modèle atmosphérique à haute résolution pour représenter les vents régionaux tels que le Mistral et la Tramontane dans le bassin Liguro-Provençal.

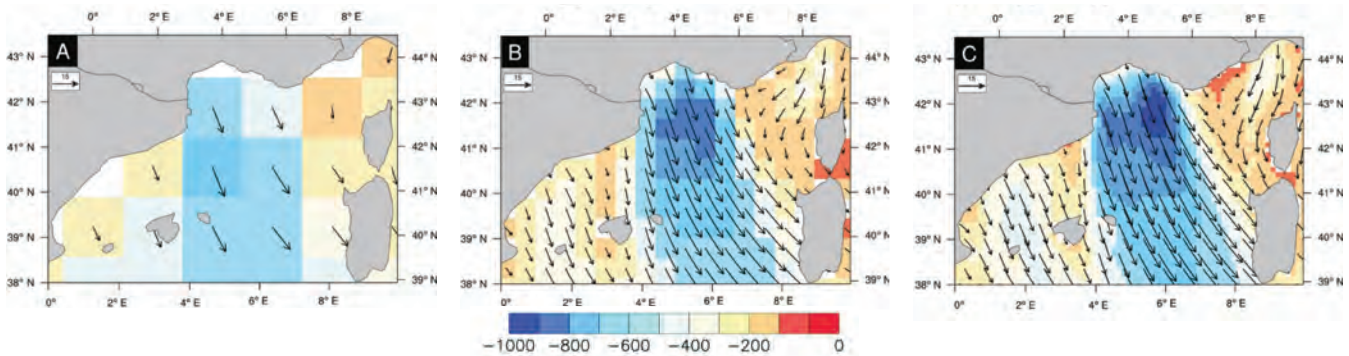


FIGURE 2.4: Représentation d'un épisode de Mistral le 14 Mars 2013 par ALADIN à 150km (A), 50km (B) et 12km (C) (Hamon et al., 2016). Sont représentés les directions du vent de surface et l'intensité du flux de chaleur latente (W/m^2) pour chaque point de grille du modèle.

NEMOMED12 est forcé en flux, ce qui signifie que les flux de chaleur, de moment et d'eau de la simulation ALDERA sont appliqués tels quels à la surface de l'océan. Ceci permet en particulier une cohérence dans la formulation des flux entre les configurations océaniques forcées et couplées développées au CNRM. Physiquement, quatre types de flux de chaleur interviennent : les flux radiatifs aux fréquences visibles (Q_{SW}) et infra-rouges (Q_{LW}), les flux turbulents de chaleur sensible (Q_S) et latente (Q_L). Dans NEMOMED12, on décompose simplement le flux net en un flux non-solaire qui s'applique en surface, et un flux solaire qui pénètre aux premiers niveaux. Mentionnons simplement quelques hypothèses : un albédo constant de 6% pour Q_{SW} , un profil exponentiel décroissant et constant dans l'espace pour la pénétration du flux solaire et la paramétrisation Louis (Louis (1979)) pour les flux turbulents. Cette même paramétrisa-

tion est employée pour estimer le flux turbulent de moment et l'évaporation, tandis que les précipitations sont déduites des paramétrisations de ALADIN-Climat. Ainsi, le bilan d'eau en surface est déduit de l'évaporation, des précipitations et des débits des fleuves, Dardanelles et en Atlantique.

Le forçage en flux induit une incohérence entre les flux turbulents de chaleur et la SST de NEMOMED12, puisque la SST ayant forcé ALDERA provient de ERA-INTERIM. Par conséquent, pour réduire cette inconsistance et simuler au premier ordre l'effet du couplage océan-atmosphère, un terme de rappel Newtonien en SST vers le champ de ERA-INTERIM est appliqué en surface. Son amplitude est de $-40W/m^2/K$ (Barnier et al. (1995, 2006)), ce qui correspond à un temps caractéristique de 1.2 jours sur la couche de surface d'un mètre d'épaisseur. Ce terme permet par ailleurs d'éviter des dérives en SST, et il maintient la stabilité numérique de NEMOMED12 aux zones côtières peu profondes lors de fortes pertes de chaleur. En revanche, comme mentionné en introduction, il réduit probablement la variabilité intrinsèque et les petites échelles de l'océan.

2.1.8. Conditions initiales

Deux types de conditions initiales sont employées dans cette étude : une réanalyse océanique (Estournel et al., 2016b) est utilisée en aout 2012 pour initialiser les simulations annuelles du cas d'étude 2012-2013, qui est validée dans le Chapitre 4. Elle assimile les observations issues de flotteurs ARGO et de la section CTD MOOSE-GE 2012 sur la Méditerranée occidentale, avec une fenêtre temporelle de plus ou moins une semaine. Dans le reste du bassin, l'analyse MERCATOR PSY2V4R4 est imposée.

Pour initialiser en aout 1979 les simulations hindcast, la réanalyse en interpolation optimale de (Rixen et al., 2005) est utilisée qui assimile des observations sur tout le bassin avec une fenêtre temporelle de plus ou moins 5 ans. On lui ajoute l'anomalie saisonnière du mois d'aout déduite du cycle saisonnier moyen de MEDATLAS-II (MEDAR/MEDATLAS Group, 2002). Dans les deux cas, on initialise température et salinité au repos.

2.2. La configuration raffinée avec AGRIF dans le bassin Liguro-Provençal : NWMED36

Le raffinement de maille AGRIF dans la configuration NEMOMED12, nommé NWMED36 par la suite, a été développé dans le cadre de cette thèse avec l'appui technique de F. Sevault (CNRM), R. Benshila (LEGOS) et J. Chanut (MERCATOR). Nous présenterons successivement l'outil AGRIF et la configuration NWMED36, puis nous détaillerons la mise en place d'AGRIF et enfin, nous passerons en revue les tests techniques effectués au cours de la thèse.

2.2.1. Présentation

2.2.1.1 Principe

L'outil de raffinement de grille adaptatif dans Fortran AGRIF (Debreu et al. (2008); Djath et al. (2014b)) est un module disponible dans NEMO qui permet de définir au sein d'une configuration NEMO une nouvelle configuration dans un sous-domaine, zoomée ou non, qui peut être forcée par (mode 'one-way'), ou couplée avec (mode 'two-way') la configuration de grande échelle. On appellera par la suite les deux configurations respectivement NEMO et AGRIF. Le modèle AGRIF est forcé à ses frontières ouvertes, appelées 'zone tampon', tandis

qu'en cas de couplage, le modèle NEMO est rappelé sur tout le domaine AGRIF vers les champs du modèle AGRIF. Les principales options de configuration sont donc les suivantes : avec ou sans raffinement, avec ou sans plusieurs raffinements emboîtés, en forcé ou en couplé.

2.2.1.2 Applications scientifiques

Scientifiquement, cet outil présente une série d'intérêts. Il est tout d'abord l'outil de choix pour évaluer l'impact de la haute résolution sur des processus physiques à l'échelle régionale, toutes choses égales par ailleurs. C'est d'ailleurs la principale application scientifique qu'a connue NEMO-AGRIF (Biaستoch et al., 2008; Chanut et al., 2008; Jouanno et al., 2012; Talandier et al., 2014; Djath et al., 2014a). Par ailleurs, la possibilité de couplage entre les modèles NEMO et AGRIF permet d'évaluer l'impact de la haute résolution régionale sur des phénomènes physiques à l'échelle globale (Biaستoch et al., 2008; Biaستoch et Böning, 2013; Talandier et al., 2014). Ceci est particulièrement intéressant pour des phénomènes régionaux tels que la convection profonde, qui nécessitent une haute résolution et qui sont moteurs de la circulation globale. Enfin, l'outil AGRIF peut être implémenté sans raffinement de maille, ce qui permet de tester la sensibilité de l'océan à un paramètre physique dans une région cible.

Cet outil de raffinement a été utilisé dans une série d'études océaniques régionales avec des thématiques connexes à celles de cette thèse. On a déjà mentionné en introduction Chanut et al. (2008) qui se sont intéressés à l'impact de la méso-échelle sur la convection profonde en mer du Labrador. D'autres études se sont intéressées à la dynamique de mers semi-fermées (Djath et al. (2014a); Jouanno et al. (2012)), à l'impact des courants de bord (Talandier et al., 2014) ou des tourbillons de méso-échelle (Biaستoch et al., 2008; Biaستoch et Böning, 2013) sur la circulation méridienne de retournement Atlantique ou à la génération d'énergie cinétique turbulente (Jouanno et al., 2012).

2.2.1.3 La configuration NWMED36

Un des objectifs de cette thèse est d'évaluer l'impact de la méso-échelle océanique sur la convection profonde en Méditerranée Nord-occidentale et sur la circulation thermohaline Méditerranéenne. Pour répondre aux deux questions, il est donc nécessaire d'implémenter une configuration AGRIF zoomée dans le bassin Liguro-Provençal qui soit couplée avec le modèle NEMOMED12. La configuration NWMED36 retenue présente un modèle AGRIF à facteur de raffinement 3 au Nord de $38.8^{\circ}N$ et à l'Ouest de $10^{\circ}E$, couplé à NEMOMED12 (Fig.2.5). On parle aussi de grille fille pour le modèle AGRIF et de grille mère pour NEMOMED12. Le domaine couvre l'intégralité du bassin Liguro-Provençal à l'exception du canal de Corse, et ses frontières sont à au moins 1° des zones connues de convection profonde, ce qui permet de bien y résoudre la méso-échelle et de ne pas subir l'impact numérique des frontières ouvertes. La résolution y est de 2.0-2.4km, ce qui correspond à une résolution effective de $\sim 7\delta x = 14.2 - 16.7km$ (Marchesiello et al. (2011)). Ainsi, NWMED36 est 'eddy-resolving' pour la méso-échelle et 'eddy-permitting' pour la subméso-échelle en Méditerranée Nord-occidentale, tandis que NEMOMED12 y est uniquement 'eddy-permitting' pour la méso-échelle avec une résolution effective de 42.5-50.0km. La comparaison des configurations NEMOMED12 et NWMED36 permet donc d'évaluer l'impact de la méso-échelle sur la convection profonde et la circulation thermohaline.

Les configurations numériques des modèles NEMOMED12 et AGRIF sont identiques, hormis les paramétrisations dépendant de la résolution horizontale (voir Tableau 2.1). Le saut de résolution est d'un facteur 3 donc peu de paramétrisations sont modifiées, et seuls les coeffi-

cients de diffusivité horizontale (moment) et isoneutre (traceurs) sont réduits dans AGRIF pour permettre le développement des petites échelles. Leurs valeurs sont issues de la configuration NEMOMED36 (Soto-Navarro et al., 2015) et sont respectivement de $Kh_m = -0.25 \cdot 10^9 m^4/s$ et $Kh_t = 30 m^2/s$. Enfin, le pas de temps est une fraction entière de celui de NEMOMED12, et il est divisé par trois, passant de 12 à 4 minutes.

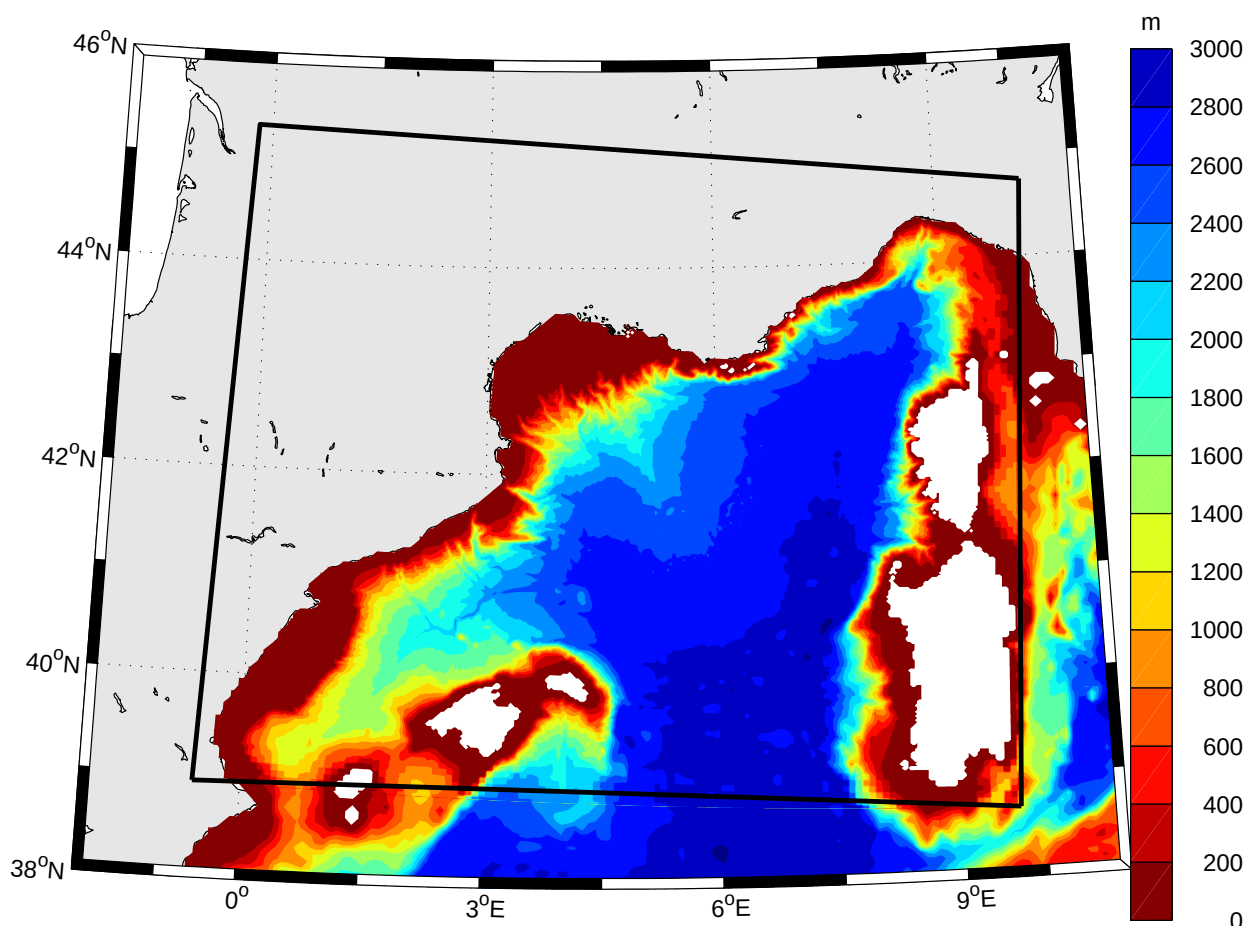


FIGURE 2.5: *Domaine et bathymétrie du modèle AGRIF emboîté dans NEMOMED12.*

2.2.2. Les étapes de la configuration d'un zoom AGRIF

L'implémentation d'un zoom AGRIF nécessite la mise en place du domaine AGRIF, des conditions initiales, aux limites et en surface et des options de simulation.

2.2.2.1 *Domaine*

On définit tout d'abord les coordonnées et la bathymétrie du modèle AGRIF. Les coordonnées sont un découpage des grilles ORCA12 et ORCA36 respectivement pour un facteur de raffinement de 1 et 3, de telle sorte qu'au zoom 3, chaque point de grille de NEMOMED12 contient 9 points de grille de AGRIF. Les correspondances entre les deux grilles sont données dans le fichier AGRIF_FixedGrids.in sous le format suivant :

1


```
imin imax jmin jmax 3 3 3
0
```

où 0 indique le modèle NEMOMED12, 1 indique le modèle AGRIF et la ligne les séparant indique les indices minimaux et maximaux du domaine AGRIF dans le domaine NEMOMED12 et les facteurs de raffinement spatio-temporels. Il est à noter que le modèle AGRIF est défini physiquement entre les cellules $(imin+2, jmin+2)$ et $(imax+1, jmax+1)$ du domaine NEMOMED12, auxquels il faut ajouter deux cellules 'fantômes' (non-physiques) à tous les bords du domaine AGRIF (Fig.2.6). Ainsi, au zoom 1, le domaine AGRIF s'étend de $(imin, jmin)$ à $(imax+3, jmax+3)$, tandis qu'au zoom 3, il s'étend de $(imin+1, jmin+1)$ à $(imax+2, jmax+2)$.

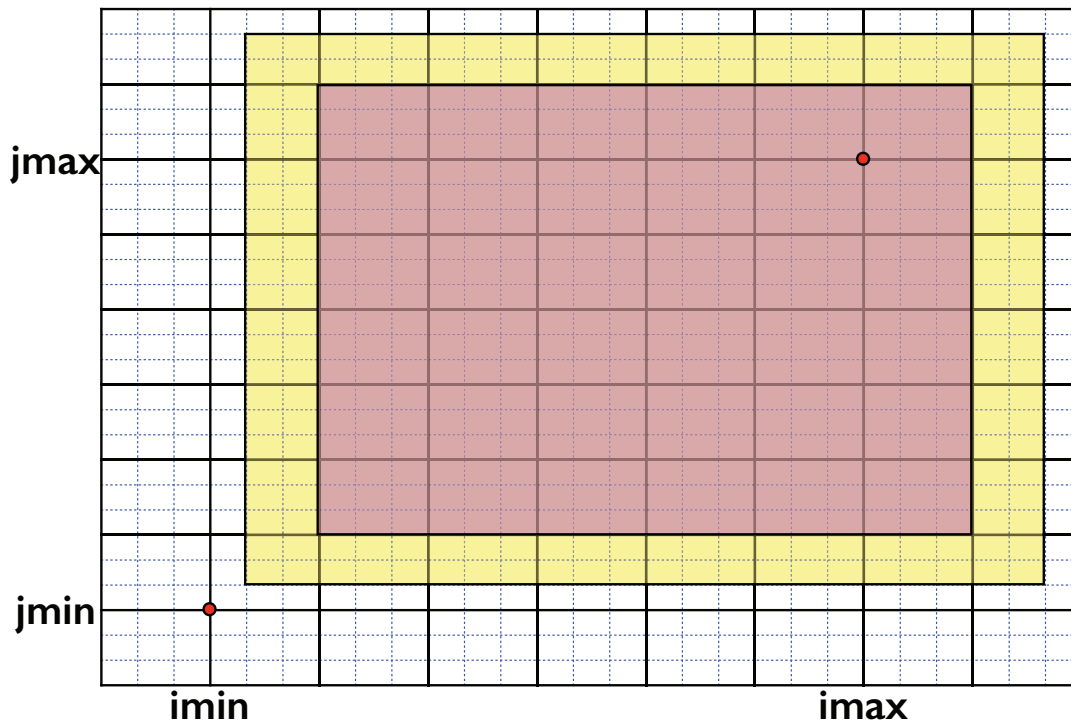


FIGURE 2.6: Schéma des correspondances entre domaine NEMOMED12 et AGRIF. Les indices du fichier `AGRIF_FixedGrids.in` sont indiqués, ainsi que la position des cellules 'fantôme' de AGRIF (jaune) et des cellules physiques de AGRIF (rose).

Les bathymétries des modèles NEMOMED12 et AGRIF sont modifiées par la configuration AGRIF pour permettre une bonne communication. La bathymétrie AGRIF subit 4 traitements (Fig.2.7) : elle est extraite d'un fichier de bathymétrie à $1/36^\circ$, ses valeurs dans la 'zone tampon' sont fixées à celles de NEMOMED12, un lissage horizontal est appliqué, et une connexion linéaire est assurée à la frontière entre zone tampon et domaine intérieur. Similairement à NEMOMED12, la bathymétrie AGRIF est une interpolation à $1/36^\circ$ de la base de données ETOPO (Smith et Sandwell (1997)). Par ailleurs, les 11 points de frontière (2 points de 'cellules fantômes' et 9 points de 'zone tampon') ont une bathymétrie exactement identique à celle de NEMOMED12 pour assurer un forçage correct du modèle AGRIF. On applique aussi un lissage horizontal sur le logarithme de la bathymétrie ce qui limite les erreurs sur le gradient de pression de surface. Enfin, une interpolation linéaire de bathymétrie entre celle à $1/12^\circ$ et celle à $1/36^\circ$ est appliquée aux 9 premiers points intérieurs du domaine AGRIF.

Concernant la bathymétrie NEMOMED12, un traitement spécifique est aussi nécessaire

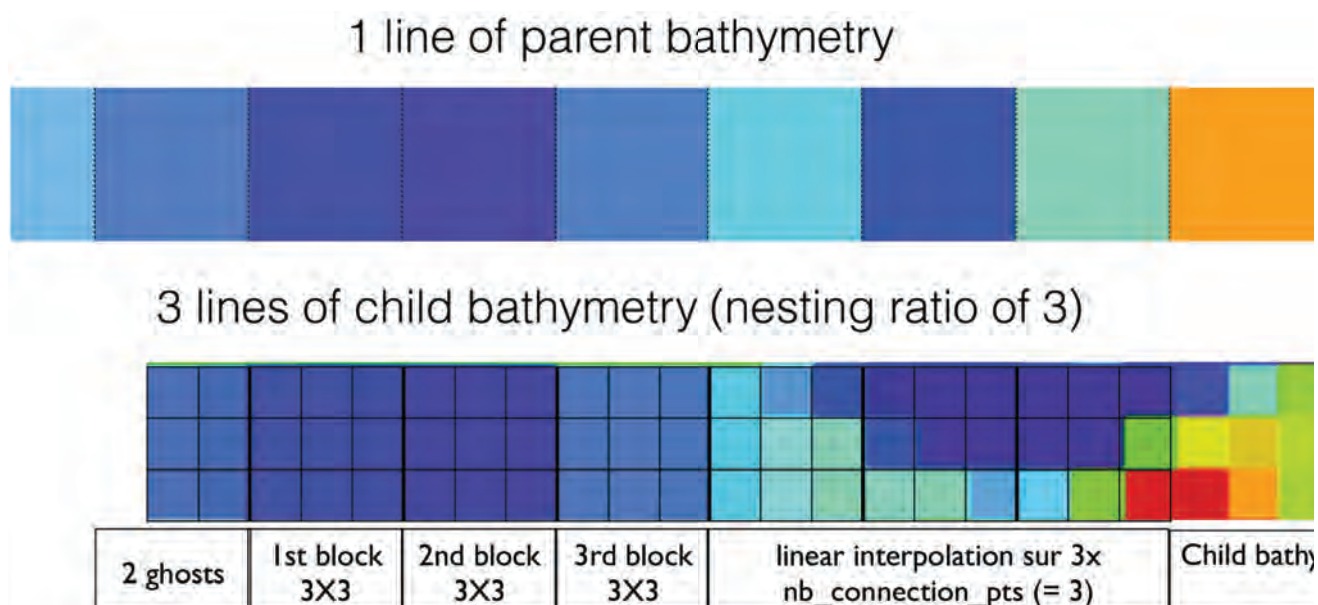


FIGURE 2.7: Schéma de l'actualisation de la grille fille au bord Ouest du domaine AGRIF. Les 2×3 cellules 'fantôme' et les 9×3 cellules de la zone tampon ont une bathymétrie identique à NEMOMED12; puis sur 9×3 points dont la bathymétrie est une interpolation linéaire entre les deux grilles, et enfin à l'Est la bathymétrie au $1/36^\circ$ de AGRIF.

dans le domaine AGRIF (Fig.2.8). L'option a minima a été retenue pour la configuration NW-MED36 : à chaque colonne océanique de AGRIF doit correspondre une colonne océanique dans NEMOMED12. Ainsi, sur quelques points côtiers (environ 15), une colonne océanique d'une profondeur arbitraire de 3.5m a été créée dans NEMOMED12 pour assurer la correspondance avec le domaine AGRIF.

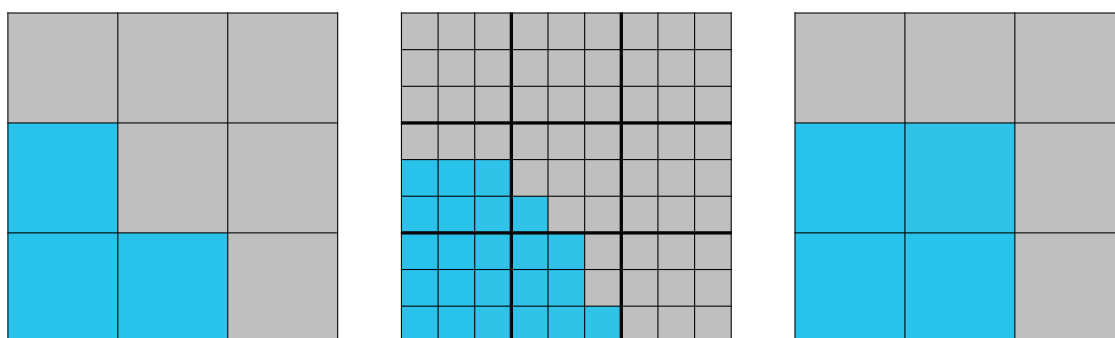


FIGURE 2.8: Schéma de l'actualisation du masque terre-mère de la grille NEMOMED12. Les points de terre du masque NEMOMED12 initial (gauche) sont remplacés par des points de mer (droite) lorsqu'il existe au moins un point de mer dans AGRIF (milieu).

2.2.2.2 Conditions initiales, latérales et en surface

L'état initial et les conditions aux limites doivent être interpolés sur la grille AGRIF. Si ils sont disponibles à plus haute résolution que NEMOMED12, il est préférable d'interpoler directement du fichier source vers le domaine AGRIF. Ce n'est pas le cas de notre configuration, on

a donc simplement 'noyé' ('drowning') puis interpolé les champs de forçage de la grille NEMOMED12 à la grille AGRIF avec l'outil d'interpolation SOSIE (<http://sosie.sourceforge.net/>). L'étape de 'drowning' affecte à tout point continental la valeur du point océanique le plus proche, et l'étape d'interpolation emploie une méthode bilinéaire.

Une exception notable est le flux d'eau aux fleuves et à Dardanelles, qui s'applique au point le plus proche de l'embouchure aux deux résolutions, et dont le débit par unité de surface (en m/s) est multiplié par ~ 9 avec un zoom 3 pour assurer un débit total (en m^3/s) identique aux deux résolutions.

2.2.2.3 Options de simulation

Dans le dossier de simulation, outre les fichiers de domaine, de conditions initiales et aux limites, doivent figurer un exécutable de NEMO et une namelist spécifiques à AGRIF. L'exécutable est commun aux modèles NEMOMED12 et AGRIF, il doit avoir été compilé avec la clé de compilation `key_agrif` indiquée dans le fichier `BB_make.ldef`. Par ailleurs, le programme `agrif_opa_update.F90` du dossier source d'AGRIF `NST_SRC` contrôle si les échanges sont forcés (`#define ONE_WAY`) ou couplés (`#define TWO_WAY`) entre les deux modèles. Certaines clés de compilation ou certains diagnostics peuvent être incompatibles avec la clé `key_agrif`, la compilation demande donc un travail préalable.

Par ailleurs, une namelist spécifique au modèle AGRIF doit être renseignée. Celle-ci est identique à la namelist de NEMOMED12, hormis les coefficients de diffusion Kh_m (`rn_ahm_0`) et Kh_t (`rn_aht_0`), le pas de temps (`rn_rdt`) et tous les paramètres qui en dépendent. Quatre paramètres de namelist spécifiques à AGRIF seront lus : la fréquence d'actualisation barocline (`nn_cln_update = 3`), la valeur spéciale pour la dynamique (`ln_spc_dyn = .true.`) et les coefficients de 'couche éponge' pour les traceurs (`rn_sponge_tra = 300.`) et la dynamique (`rn_sponge_dyn = 300.`). Les valeurs retenues pour `nn_cln_update`, `rn_sponge_tra` et `rn_sponge_dyn` ont fait l'objet de tests détaillés dans la section suivante. On peut noter que `nn_cln_update` contrôle la fréquence d'actualisation des traceurs et de la composante barocline des courants dans le modèle NEMOMED12, tandis que `rn_sponge_tra` et `rn_sponge_dyn` contrôlent l'intensité du lissage des petites échelles dans la 'zone tampon' pour le modèle AGRIF.

Un point très important est le traitement spécifique qu'il est nécessaire de réaliser dans le cas d'une condition aux limites sans glissement ou à glissement libre partiel (`shlat>0`). Dans ce cas, d'importantes accumulations d'énergie surviendront aux frontières ouvertes du domaine AGRIF. Pour pallier à cette incompatibilité, il est nécessaire d'effectuer un traitement particulier qui est détaillé dans la section suivante.

2.2.2.4 Analyse des résultats

A la fin de la simulation, les résultats sont disponibles pour les modèles NEMOMED12 et AGRIF. Dans le cas d'une configuration AGRIF forcée par NEMOMED12, les résultats sont susceptibles d'être sensiblement différents entre les deux modèles, et il est nécessaire de les interpoler sur la même grille pour les comparer. Dans le cas d'une configuration AGRIF couplée à NEMOMED12, les résultats sont quasiment identiques entre les deux modèles dans le domaine AGRIF, puisque les champs de NEMOMED12 sont actualisés vers ceux de AGRIF à très haute fréquence : tous les pas de temps pour la composante barotrope et tous les `nn_cln_update = 3` pas de temps pour la composante barocline.

Ainsi, dans toute l'étude, on fait deux hypothèses pour simplifier l'analyse des résultats :

que les échelles résolues par AGRIF sont plus grossières que la résolution de NEMOMED12 (6.1 à 7.1km), ce qui permet d'analyser tous les résultats sur la grille de NEMOMED12 ; et qu'à résolution de $1/12^\circ$, les champs sont identiques entre les deux modèles dans le cas couplé, ce qui permet d'analyser uniquement les sorties de NEMOMED12 dans ce cas. Ces deux hypothèses ont fait l'objet d'une validation sur l'étude de cas de 2012-2013.

2.3. Les tests de configuration AGRIF

Une série de tests ont été réalisés en vue d'optimiser la configuration NWMED36 (voir Tableau 2.2). En revanche, ils ont été menés à différents niveaux d'avancement de la thèse, ils n'ont donc pas tous été effectués à partir de la même configuration AGRIF de référence.

2.3.1. Domaine

Plusieurs tests portent sur la taille du domaine AGRIF. L'objectif est de déterminer les dimensions minimales du domaine AGRIF qui permettent de résoudre correctement le processus de convection profonde et la circulation du bassin Liguro-Provençal. On notera que ces tests ont été réalisés avec une condition de glissement libre partiel aux frontières latérales ($shlat=1.2$) qui est incompatible avec la configuration AGRIF. La frontière Sud du domaine est riche en énergie cinétique turbulente en raison du courant Nord-Baléare instable, et on constate dans ces simulations une accumulation d'énergie au bord du domaine, sur une bande d'environ 0.5° d'extension méridienne. Or la zone de convection s'étend jusqu'à $40.5^\circ N$, il est donc préférable d'éloigner d'au moins 1° la frontière Sud. La comparaison des résultats avec une frontière au Sud à resp. $40.2^\circ N$ et $38.8^\circ N$ montre que cette dernière localisation permet d'éviter l'accumulation numérique d'énergie proche de la zone de convection.

2.3.2. Bathymétrie

Les deux options principales existant concernant l'actualisation de la bathymétrie de NEMOMED12 ont été comparées. Ce test a aussi été réalisé avec un glissement libre partiel aux frontières ($shlat=1.2$). Comme indiqué précédemment, dans la configuration NWMED36 on crée quelques colonnes océaniques d'une profondeur ad hoc de 3.5m pour assurer la correspondance avec le domaine AGRIF. L'autre option employée avec AGRIF est d'actualiser la bathymétrie de NEMOMED12 en chaque point avec le maximum de bathymétrie du domaine AGRIF. On compare deux simulations NWMED36 identiques à l'exception de la bathymétrie NEMOMED12 sur trois mois de simulation. L'évaluation porte sur l'énergie cinétique turbulente, et elle montre des résultats très similaires en moyenne et en termes de variabilité temporelle. On en conclut que le choix de la méthode d'actualisation de la bathymétrie impacte peu les résultats, et la première méthode est donc retenue car elle modifie peu la bathymétrie NEMOMED12 utilisée par ailleurs.

En revanche, il semble que la création de colonnes océaniques d'uniquement 3.5m de profondeur soit problématique en termes de réalisme des champs physiques. En particulier, on observe des $SST < 10^\circ C$ en hiver sur ces points de côte, ce qui n'est pas réaliste. Ceci est lié à la faible capacité calorifique de la colonne, qui peut se refroidir de $\sim 5^\circ C$ par jour en présence de flux intenses ($\sim 1000W/m^2$) et en l'absence de rappel en SST. Il serait donc préférable par la suite d'augmenter la profondeur ad hoc de cette colonne.

2.3.3. Forçage de AGRIF par NEMOMED12

Le forçage de AGRIF par NEMOMED12 se fait à travers la zone tampon, et de nombreux paramètres contrôlent ses propriétés.

En premier lieu, le travail de thèse a révélé une incompatibilité entre la configuration AGRIF et une condition aux limites latérales de non-glissement ou de glissement libre réduit ($shlat > 0$). Dans ce cas, une large accumulation d'énergie tangentielle à la frontière Sud du domaine se développe. Elle est visible sur une simulation annuelle sur la période 2012-2013, et elle tend à s'accroître sur une simulation historique 1979-2013. Sa signature en surface est une large anomalie positive du niveau de la mer à la frontière Sud du domaine, qui atteint typiquement +60cm après 10 ans de simulation, ce qui est totalement non-physique. Par la suite, la simulation océanique développe des instabilités numériques aux frontières si les coefficients de 'zone tampon' (rn_sponge_tra et rn_sponge_dyn) valent $2880m^2/s$.

La solution la plus simple à ce problème est de passer à une condition de glissement libre ($shlat=0$). Cette option est envisageable pour l'étude annuelle 2012-2013 puisqu'elle permet une représentation réaliste de la convection profonde. En revanche, à l'échelle interannuelle, une accumulation de flottabilité dans le bassin Liguro-Provençal résulte des échanges à Gibraltar qui sont surestimés à cause de la condition de glissement libre. Elle a pour conséquence d'inhiber toute convection profonde après environ 15 ans de simulation, ce qui signifie qu'une telle option n'est pas souhaitable pour étudier la variabilité interannuelle de la convection.

Une autre solution simple est d'imposer deux conditions aux limites latérales différentes entre NEMOMED12 et AGRIF. Dans NEMOMED12, la condition de glissement libre réduit ($shlat=1.2$) est maintenue et permet des échanges réalistes aux principaux détroits. Dans AGRIF, une condition de glissement libre ($shlat=0$) est imposée. Cette configuration n'a été testée qu'à zoom 1, et elle impacte fortement la circulation des courants de bords du bassin Liguro-Provençal, elle a donc été abandonnée. En revanche, aucune étude dédiée n'a été menée pour évaluer si une circulation réaliste se maintient dans ce cas.

Finalement, une solution complète à cette incompatibilité est de renseigner une carte de valeurs de $shlat$ dans le modèle AGRIF, qui ont une valeur de glissement libre partiel ($shlat=1.2$) aux points de côte, et une valeur de glissement libre ($shlat=0$) aux frontières ouvertes du domaine. Cette option nécessite de renseigner un fichier de $shlat$ dans la `namelist` de AGRIF, de modifier le programme `dommsk.F90` pour qu'il soit lu et de fournir un fichier de valeurs de $shlat$ dans le dossier de l'expérience. Elle a été implémentée avec succès dans le cas d'étude 2012-2013 et le cas historique 1979-2013, et elle a permis une représentation réaliste de la convection profonde à ces deux échelles de temps.

Les coefficients de zone tampon, rn_sponge_tra et rn_sponge_dyn , ont eux aussi été testés dans une configuration de glissement libre partiel ($shlat=1.2$) incompatible avec AGRIF. Ils ont révélé dans le cas interannuel qu'une forte valeur de $2880m^2/s$ pour ces coefficients favorise le développement d'instabilités numériques à la frontière Sud du domaine AGRIF, ce qui n'est pas le cas avec une valeur de $300m^2/s$. Les valeurs de $5000m^2/s$ et $10000m^2/s$ ont elles aussi été testées, et elles ont provoqué des instabilités numériques après quelques pas de temps, confirmant que des valeurs élevées de rn_sponge_tra et rn_sponge_dyn ne sont pas souhaitables. Une valeur de $300m^2/s$ a donc été retenue.

Le programme `agrif_opa_interp.F90` effectue un lissage des courants tangentiels à la frontière dans la zone tampon. Cette option a été désactivée et testée dans une configuration au zoom 1 avec deux modèles NEMOMED12 et AGRIF identiques. Après quelques jours de simulation, les anomalies entre les deux modèles, qui doivent être proches de 0 dans ce cas, sont

deux fois plus faibles en désactivant cette option. On a donc retenu cette modification dans la configuration de référence.

Enfin, plusieurs corrections portant sur la 'zone tampon' ont été apportées sans être testées individuellement. Elles correspondent à des déboguages intégrés à la version 3.6 de NEMO. Le couplage de l'énergie cinétique turbulente entre NEMOMED12 et AGRIF a été ajouté en modifiant `agrif_opa_interp.F90`, `agrif_opa_update.F90`, `agrif_user.F90`, `agrif_oce.F90`, `zdfcke.F90` et `zdfoce.F90`. Quelques corrections aux coins du domaine AGRIF et sur la méthode de lissage des champs physiques ont été ajoutées dans `agrif_opa_sponge.F90`. L'actualisation du schéma temporel de NEMO dans AGRIF a été corrigée dans `agrif_opa_update.F90`.

2.3.4. Forçage de NEMOMED12 par AGRIF

Le forçage de NEMOMED12 par AGRIF se fait par actualisation des champs pronostics dans le domaine AGRIF, par une montée d'échelle ('upscaling') de la grille AGRIF à la grille NEMOMED12. Il se fait tous les pas de temps pour la composante barotrope, et tous les `nn_cln_update` pas de temps pour leur composante barocline, qui est tridimensionnelle et donc plus coûteuse en calcul. La fréquence d'actualisation barocline (`nn_cln_update`) du modèle NEMOMED12 a été testée aux valeurs 1, 3 et 10, avec une valeur de `shlat=1.2`. Les résultats sont très proches dans les trois cas. Cela signifie qu'une actualisation barocline tous les 10 pas de temps est suffisante pour rappeler le modèle NEMOMED12 vers les champs AGRIF dans le cas où NWMED36 est couplé. On peut aussi noter qu'une valeur de `nn_cln_update=120` a été testée, soit une actualisation de NEMOMED12 par AGRIF tous les jours de simulation, mais la simulation a été interrompue en raison d'une démultiplication du temps de calcul. Ceci est lié au ralentissement du solveur elliptique dans le cas où l'actualisation barocline est trop peu fréquente. On a retenu dans la configuration de référence la valeur de `nn_cln_update=3`.

2.3.5. Zoom 1 et pas de temps

Une série de tests ont été réalisés au zoom 1 avec des configurations identiques entre NEMOMED12 et AGRIF. Ce cas est plus simple à interpréter puisqu'en théorie, les résultats devraient être strictement identiques avec AGRIF ou sans AGRIF. On a quantifié les différences entre cette configuration et NEMOMED12 seul, ce qui nous a permis de valider les options numériques de la configuration AGRIF de référence. En revanche, on a observé qu'une diminution d'un facteur 2 du pas de temps est nécessaire pour faire tourner le zoom 1 d'AGRIF. Ceci peut être lié à la phase de spin-up du modèle, puisque les simulations démarrent du repos, mais d'autres tests seraient nécessaires pour en investiguer les causes.

2.4. Les simulations numériques étudiées

Au cours de cette thèse, une série de simulations numériques ont été réalisées pour répondre aux questions scientifiques, elles sont décrites en Annexe B. La configuration de la simulation numérique NWMED36 de référence est par ailleurs détaillée en Annexe A.

On s'intéresse dans le Chapitre 4 à évaluer la convection simulée par la configuration NEMOMED12 de référence sur le cas d'étude 2012-2013, à identifier les processus clés à l'oeuvre et à quantifier l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan dans la convection océanique profonde. Pour répondre à cette question, on utilise une simulation d'ensemble NEMOMED12 de 10 membres dont l'état initial de grande échelle est issu de la réanalyse SYMPHONIE et sa petite échelle est perturbée. Cette simulation d'ensemble est détaillée et évaluée dans le

Test	Résultats
Domaine	Maintenir la frontière à plus de 0.5° du phénomène à étudier
Bathymétrie NEMOMED12	Les deux méthodes d'update' donnent des résultats similaires
nn_sponge_tra et dyn	Développement d'instabilités numériques pour des valeurs élevées Valeur de 300 préférable dans cette configuration
Courants tangentiels	Préférable de désactiver cette option dans agrif_opa_interp.F90
shlat	Seul le glissement libre (shlat=0) fonctionne par défaut shlat=0 (AGRIF) et shlat=1.2 (NEMOMED12) modifie la circulation Nécessité d'un fichier 2D pour <i>shlat</i> > 0 dans AGRIF
nn_cln_update	Résultats très peu impactés par sa valeur dans la gamme 1-10
Zoom 1	Nécessité de diviser le pas de temps par 2

TABLEAU 2.2: *Tableau récapitulatif des principaux tests AGRIF réalisés au cours de la thèse.*

Chapitre 4, et elle est décrite en Annexe B (simulations NM12A-41n à NM12A-50n).

Dans le Chapitre 5, on cherche à quantifier l'impact de la méso-échelle océanique sur la convection océanique profonde moyenne et sa variabilité intrinsèque sur le cas d'étude de la période 2012-2013, avec l'usage de l'outil AGRIF. On réalise une seconde simulation d'ensemble couplant cette fois-ci NEMOMED12 à AGRIF au zoom 3 en Méditerranée Nord-occidentale, de nommée NWMED36 dans la suite du manuscrit. Cette nouvelle simulation d'ensemble est évaluée dans le Chapitre 5, et elle est décrite en Annexe B (simulations NM12A-41 à NM12A-50).

Dans le Chapitre 6, on s'intéresse en mode forcé sur la période historique 1979-2013 à l'impact de la variabilité intrinsèque et de la dynamique de méso-échelle de l'océan sur la convection. On répond à la première question en réalisant une simulation d'ensemble de 5 membres NEMOMED12 à configuration identique mais dont l'état initial a été perturbé. Il s'agit des simulations NM12I-3, NM12I-3-80, NM12I-3-81, NM12I-3-82, NM12I-3-83 listées en Annexe B. On répond ensuite à la seconde question en réalisant deux simulations avec AGRIF au zoom 3 forcé ou couplé à NEMOMED12, nommées resp. NWMED36 et NWMED36-1w. Il s'agit des simulations NM12AI8-1w (AGRIF forcé) et NM12AI8 (AGRIF couplé) listées en Annexe B.

Enfin, on liste en Annexe B une série de tests numériques à vocation scientifique effectués au cours de la thèse, dont certains sont analysés en Annexe C.

CHAPITRE III

Estimation du volume d'eaux denses et de son évolution en mer Méditerranée

Abstract	59
1. Introduction	59
2. Methods, models and data	62
3. Results from models	65
4. Observed 2012-2013 dense water volume evolution	69
5. Discussions	74
6. Conclusions	76
References	77
3.7 Analyse complémentaire.	80
3.7.1 Comparaison des résultats de SYMPHONIE avec NEMOMED12	80
3.7.2 Suivi interannuel des eaux denses par MOOSE-GE	81

Dans un premier temps, cette thèse a porté sur l'exploitation des nombreuses observations recueillies au cours de l'année 2012-2013 dans le cadre des programmes MOOSE-GE (Mediterranean Ocean Observing System for the Environment, <http://www.moose-network.fr>, Testor et al. (2012, 2013b)), HyMeX (Hydrological Cycle of the Mediterranean Experiment) et MER-MeX (Marine Ecosystems Response in the Mediterranean Experiment). L'objectif de cette étude, qui a donné lieu à un article publié dans JGR-Oceans, est d'estimer le taux de convection profonde en suivant l'évolution du volume d'eaux denses dans le bassin Liguro-Provençal. Ces estimations fournissent un outil d'évaluation du phénomène pour les modèles numériques.

Résumé de l'article

Comme mentionné en introduction, le phénomène de convection profonde est difficile à documenter pour plusieurs raisons : il est localisé et intermittent, il a généralement lieu dans des conditions de vent et houle forts et il nécessite d'échantillonner l'océan abyssal par des mesures in situ très précises en température et salinité. En mer Méditerranée, la plupart des études instrumentales portant sur la convection profonde ont caractérisé le phénomène et les processus associés sans estimer son intensité. Les études ayant estimé à partir d'observations le taux annuel de convection profonde en Méditerranée Nord-occidentale obtiennent une large amplitude de valeurs, allant de 0.3 à 1.56Sv. Ceci peut s'expliquer par la diversité des méthodes utilisées, par la large variabilité interannuelle du phénomène ou par l'incertitude des estimations. Or la convection profonde est un moteur de la circulation thermohaline, qui a un rôle important dans le climat.

L'année 2012-2013 est marquée par un épisode convectif qui a été documenté de manière exceptionnelle. L'objectif de cette étude est donc d'estimer à partir des observations l'évolution du volume d'eaux profondes avec l'aide d'une simulation de système d'observation (OSSE).

Pour cela, dans la section 2 de l'article on simule le système d'observations MOOSE-GE qui a permis d'échantillonner le bassin avec l'aide d'une simulation de référence. On a retenu la simulation SYMPHONIE qui est validée par Estournel et al. (2016b) et qui est 'eddy-resolving' pour la méso-échelle et la subméso-échelle avec une résolution horizontale de 1km. On considère

le champ complet d'épaisseur d'eaux denses comme une réalité virtuelle, puis on simule le système d'observations en réalisant des observations virtuelles, puis en reconstruisant le champ d'épaisseurs d'eaux denses, et enfin en l'intégrant dans l'espace pour obtenir un volume d'eaux denses. La différence entre le volume reconstruit et le volume de la réalité virtuelle permet d'estimer l'erreur associée au système d'observations. Deux types d'erreurs sont estimés dans cette étude : celle associée à l'échantillonnage spatio-temporel du bassin et l'erreur de précision et de stabilité des instruments de mesure.

La section 3 de l'article présente les résultats de l'OSSE. Les différentes sources d'erreur sont ajoutées successivement pour estimer leur contribution à l'erreur totale du système d'observations MOOSE-GE. L'erreur d'échantillonnage spatio-temporel est faible, et l'intervalle de confiance à 95% a une amplitude inférieure à 10% du volume d'eaux denses estimé. Elle est maximale en hiver lorsque l'épaisseur d'eaux denses est la plus variable dans l'espace et dans le temps. Cela confirme la capacité du réseau MOOSE-GE à mesurer précisément le volume d'eaux denses et son évolution sur la période 2012-2013. En revanche, l'erreur totale, qui inclut aussi l'erreur instrumentale, atteint 20 à 25% du volume estimé. Elle est dominée par l'erreur de stabilité instrumentale, ce qui révèle l'importance de calibrer les mesures CTD pour estimer le volume d'eaux denses. Une relation analytique est par ailleurs proposée entre l'erreur d'échantillonnage spatial et la densité d'observations, et on trouve une erreur inférieure à 10% si au moins 50 observations sont effectuées dans le bassin. Par conséquent, le réseau MOOSE-GE est correctement dimensionné pour ce diagnostic scientifique.

La section 4 présente les résultats obtenus à partir des observations lors de 4 campagnes océanographiques, réalisées entre l'été 2012 et l'été 2013. Le volume d'eaux denses présente un fort cycle saisonnier avec un maximum au printemps 2013 qui succède à l'épisode convectif de Février-Mars 2013. Les variations d'eaux denses ont lieu principalement à l'Ouest de $6.5^\circ E$, qui est la zone de convection profonde et d'export des nouvelles eaux denses formées. En diagnostiquant les eaux de densité $\sigma_0 > 29.11 kg/m^3$, on trouve que le volume d'eaux denses est relativement stable entre l'été 2012 ($13.3 \pm 0.6 10^{13} m^3$) et l'hiver 2013 ($13.7 \pm 1.3 10^{13} m^3$), puis il augmente largement au printemps 2013 ($17.7 \pm 0.9 10^{13} m^3$) et enfin il décroît rapidement pour atteindre $15.1 \pm 0.6 10^{13} m^3$ en été 2013. Le taux de convection hauturier est estimé entre l'été 2012 et le printemps 2013 et il atteint $1.4 \pm 0.3 Sv$. L'estimation est limitée au domaine hauturier et à ces deux périodes pour des raisons de couverture spatio-temporelle des observations. Le taux équivalent sur tout le bassin et pendant la période de convection est estimé à $2.3 \pm 0.5 Sv$. Cette estimation fournit le taux de convection le plus élevé qui ait été observé en Méditerranée Nord-occidentale, ce qui suggère que l'épisode convectif de l'hiver 2013 était exceptionnel. Le taux de restratification est estimé pour la première fois dans le bassin et il atteint entre le printemps et l'été 2013 $-0.8 \pm 0.4 Sv$.

Estimation du volume d'eau dense et de son évolution en sur la période 2012-2013 en mer Méditerranée : Simulation d'un Système d'observations (article)

Estimating dense water volume and its evolution for the year 2012-2013 in the North-western Mediterranean Sea : an Observing System Simulation Experiment approach. **R. Waldman**, S. Somot, M. Herrmann, P. Testor, C. Estournel, F. Sevault, L. Prieur, L. Mortier, L. Coppola, V. Taillandier, P. Conan and D. Dausse, *J. Geophys. Res. Oceans* (2016), 121, doi :10.1002/2016JC011694.

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2016JC011694

Special Section:

Dense water formations in the North Western Mediterranean: from the physical forcings to the biogeochemical consequences

Key Points:

- MOOSE observing network is able to estimate convection with high accuracy
- 2012–2013 was an exceptional dense water formation and restratification year
- Dense water volume is maximum in spring 2013 and the west of the basin dominates its evolution

Correspondence to:

R. Waldman,
robin.waldman@meteo.fr

Citation:

Waldman, R., et al. (2016), Estimating dense water volume and its evolution for the year 2012–2013 in the Northwestern Mediterranean Sea: An observing system simulation experiment approach, *J. Geophys. Res. Oceans*, 121, doi:10.1002/2016JC011694.

Received 2 FEB 2016

Accepted 12 AUG 2016

Accepted article online 19 AUG 2016

Estimating dense water volume and its evolution for the year 2012–2013 in the Northwestern Mediterranean Sea: An observing system simulation experiment approach

Robin Waldman¹, Samuel Somot¹, Marine Herrmann², Pierre Testor³, Claude Estournel⁴, Florence Sevault¹, Louis Prieur⁵, Laurent Mortier⁶, Laurent Coppola⁵, Vincent Taillandier⁵, Pascal Conan⁷, and Denis Dausse³

¹Centre National de Recherches Meteorologiques, Meteo-France-CNRS, Toulouse, France, ²Laboratoire d'Etudes Geophysiques et d'Océanographie Spatiale, UMR5566, CNRS-CNES-IRD-Universite de Toulouse, Toulouse, France, ³Centre National de Recherches Scientifiques, Universite Pierre et Marie Curie, Laboratoire d'Océanographie et de Climat—Experimentations et Approches Numeriques, Paris, France, ⁴Laboratoire d'Aerologie, Observatoire Midi-Pyrenees, Toulouse, France, ⁵Laboratoire d'Océanographie de Villefranche-sur-Mer, Villefranche-sur-Mer, France, ⁶ENSTA ParisTech, Universite Paris-Saclay, Palaiseau, France, ⁷Observatoire Oceanologique de Banyuls-sur-Mer, Banyuls-sur-Mer, France

Abstract The Northwestern Mediterranean (NWMed) Sea includes one of the best observed ocean deep convection sites in the World. An observing system simulation experiment (OSSE) is developed to provide a methodology for estimating observing network errors. It is applied to quantify dense water volumes in the NWMed during 2012–2013 with their observation error from MOOSE network. Results from the OSSE show low spatiotemporal sampling errors, which confirms MOOSE network ability to measure dense waters. However, results are highly sensitive to instrumental stability. The dense water volume is then estimated in observations from four ship cruises between summers 2012 and 2013. A large seasonal cycle is found, maximal in spring 2013 and dominated by the area west of 6.5°E. The dense water volume ($\sigma_\theta > 29.11 \text{ kg/m}^3$) is stable between summer 2012 ($13.3 \pm 0.6 \times 10^{13} \text{ m}^3$) and winter 2013 ($13.7 \pm 1.3 \times 10^{13} \text{ m}^3$). It increases dramatically in spring 2013 ($17.7 \pm 0.9 \times 10^{13} \text{ m}^3$) due to an intense convective event, and it finally decreases rapidly in summer 2013 ($15.1 \pm 0.6 \times 10^{13} \text{ m}^3$) due to restratification and spreading. We estimate an open-sea dense water formation (DWF) rate of $1.4 \pm 0.3 \text{ Sv}$ between summer 2012 and spring 2013 over the studied area, extrapolated to $2.3 \pm 0.5 \text{ Sv}$ over the whole NWMed Sea and for the optimal timing. This is to our knowledge the highest measured DWF rate, suggesting winter 2013 was exceptionally convective. The observed restratification rate between spring and summer 2013 is $-0.8 \pm 0.4 \text{ Sv}$. This study provides robust quantifications of deep convection during an exceptional event that will allow to evaluate numerical simulations.

1. Introduction

1.1. Climatological and Biogeochemical Importance of Deep Convection

The Northwestern Mediterranean (NWMed) Sea is a key region of dense water formation (DWF) in the World ocean [Marshall and Schott, 1999]. The rate of formation of deep waters and in particular western Mediterranean deep water (WMDW), the main deep water mass in the NWMed, constrains many biogeochemical and thermodynamical processes: nutrient renewal in upper layers and biological activity [Herrmann et al., 2013; Auger et al., 2014; Tamburini et al., 2013], carbon and heat storage rate [Santinelli et al., 2013; Winton et al., 2013; Rugenstein et al., 2013], and therefore climate.

Ocean deep convection also plays a key role in activating the thermohaline circulation, both at regional and global scales. In the Mediterranean Sea [Crépon et al., 1989] showed analytically that a thermodynamical forcing comparable to that of the convective region induces an intensifying geostrophic flow around the convective region. Herrmann et al. [2009] showed from a modeling study that the winter sea surface height (SSH) minimum at the convective region, associated with a cyclonic gyre current, is highly correlated to deep convection intensity. As for deep currents, Schroeder et al. [2008a] show the spreading of an $[\text{O}_2]$ anomaly in the Algerian basin on the year following the exceptional 2004–2005 convective winter,

suggesting a rapid basin-scale spreading of newly formed deep waters. *Canals et al.* [2007] show the link between dense water cascading in the NWMed and high-suspended sediment concentration near the seabed. Finally, *Naranjo et al.* [2014] suggest from a modeling study that the interannual variability of Mediterranean outflow water at the strait of Gibraltar is related to the magnitude of deep convection at the Gulf of Lions.

Therefore, estimating quantitatively ocean deep convection and deep water mass transformations is a major challenge for observation networks devoted to the study of physical processes and biogeochemical cycles and also for ocean modeling.

1.2. Deep Convection Estimates in the NWMed Sea

Ocean deep convection occurs in the NWMed Sea when the ocean stratification becomes null under the effect of intense surface buoyancy (mostly heat) fluxes [*Mertens and Schott*, 1998]. It involves the vertical mixing of the ocean column by small plumes that contribute to ventilate the deep ocean, rapidly altering its physical and biogeochemical properties which otherwise evolve very slowly [*Marshall and Schott*, 1999]. This process can be quantified by estimating the total volume implied in deep convection or equivalently, a yearly deep convection rate can be deduced by dividing the convected volume by the number of seconds in 1 year [*Castellari et al.*, 2000]. This deep convection rate is an equivalent annual volume flux. Several approaches have been employed to estimate deep convection, which all rely on a specific property of the dense water formed. Table 1 summarizes the main DWF rate estimates in the NWMed from observations and numerical simulations.

Estimates of the mixed patch volume are based on the computation of a convective mixed layer depth (MLD) with either hydrological [*D'Ortenzio et al.*, 2005] or dynamical [*Somot et al.*, 2006] criteria. Then, all convective mixed layer volumes are integrated. From observations during winter 1991–1992, *Marshall and Schott* [1999] gave an order estimate of 0.3 Sv (with $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$), and several numerical simulations found a range of 0.01–1.62 Sv for periods between 1961 and 2007 [*Béranger et al.*, 2010; *Herrmann et al.*, 2009, 2010].

Several deep convection estimates rely on surface ocean properties which are well-observed by satellite. DWF leads to a vertical mixing of Chl_A that is otherwise located near the surface, which decreases its concentration at the surface. *Durrieu de Madron et al.* [2013] provided from observations an estimate of DWF rate of 1.1 Sv for winter 2012 from surface $[\text{Chl}_A]$ retrieval from satellite and assuming a constant MLD in the mixed patch. In addition, intense DWF is usually associated with a cyclonic gyre intensification and

Table 1. DWF Rate Estimates in the Northwestern Mediterranean Basin in Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) From Observations and Numerical Simulations^a

Period	Estimates From Observations
Climatological mean	1.56 Sv <i>Bethoux</i> [1980], salinity budgets 1 Sv <i>Tziperman and Speer</i> [1994], surf. diapycnal mixing (29 kg/m^3)
1991–1992	1.22 Sv <i>Rhein</i> [1995], box biogeochemical model inversion 0.3 Sv <i>Marshall and Schott</i> [1999], mixed patch estimate
2004–2006 average	1.2 Sv <i>Schroeder et al.</i> [2008b], quantitative (θ , S) diagram
2011–2012	1.1 Sv <i>Durrieu de Madron et al.</i> [2013], satellite ocean color data
2012–2013	$1.4 \pm 0.3 \text{ Sv}$ or $2.3 \pm 0.5 \text{ Sv}$ (this study), diapycnal mixing (29.11 kg/m^3)
2013 (restrat.)	$-0.8 \pm 0.4 \text{ Sv}$ (this study), diapycnal mixing (29.11 kg/m^3)
	Estimates From Numerical Simulations
1958–2001	1.08 Sv average <i>L'Hévéder et al.</i> [2013a], diapycnal mixing in the ML
1958–1968	0.2–4 Sv <i>Naranjo et al.</i> [2014], diapycnal mixing (29.1 kg/m^3)
1960–1980	0.93 Sv <i>Somot et al.</i> [2006], diapycnal mixing (28.91 kg/m^3)
1961–2006	0.07–1.62 Sv <i>Herrmann et al.</i> [2010], mixed patch estimate
1979–2013	0.28 Sv average <i>Somot et al.</i> [2016], diapycnal mixing (29.10 kg/m^3)
1980–1988	0.2–1.6 Sv <i>Castellari et al.</i> [2000], diapycnal mixing in the ML
1986–1987	1.3 or 1.8 Sv <i>Herrmann et al.</i> [2008a], diapycnal mixing (29.1 kg/m^3)
1987–2007	0.9 Sv average <i>Pinardi et al.</i> [2013], diapycnal mixing in the ML
1988–2003	1.3 or 0.01–0.18 Sv <i>Béranger et al.</i> [2010], mixed patch estimate
1999–2007	0–1.28 Sv <i>Herrmann et al.</i> [2009], mixed patch estimate
2004–2006	1.73 Sv average <i>Beuvier et al.</i> [2012], diapycnal mixing (29.1 kg/m^3)
2012–2013	1.6 Sv <i>Estournel et al.</i> [2016], diapycnal mixing (29.11 kg/m^3)

^aThe period and methodology of computation is given in all cases. Note that estimates originally given in m^3 were converted into Sv by dividing by the number of seconds in 1 year, for comparison purposes.

therefore a negative sea level anomaly (SLA) in the convective region. Herrmann et al. (Long term interannual monitoring of open-ocean deep convection using altimetry and ocean color multi-sensors satellite data: Case study of the northwestern mediterranean sea, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, submitted manuscript) deduced from a physical-biogeochemical model a relation between DWF and $[Chl_a]$ -SLA anomalies and estimated a winter 2013 DWF rate between 1.5 and 2 Sv.

The evolution of the dense water hydrology can also be used to quantify the rate of dense water transformation by deep convection. Several studies are based on dense water salinity [Bethoux, 1980] or heat [Walín, 1982] budgets and others quantify transformations in the (θ, S) coordinates [Walín, 1982; Schroeder et al., 2008b; Groeskamp et al., 2014a, 2014b]. Bethoux [1980] estimated the Western Mediterranean basin salinity budgets and deduced that the WMDW was formed by the mixing of 27% of surface water at a rate of 0.43 Sv and 73% of intermediate waters at a rate of 1.13 Sv, making up a total DWF rate of 1.56 Sv. Schroeder et al. [2008b] estimated an average annual DWF rate between 2004 and 2006 of 1.2 Sv from observed quantitative (θ, S) diagrams.

Other studies quantify density variations, also called diapycnal mixing, either at the surface [Tziperman and Speer, 1994], within the mixed layer [Lascaratos, 1993; Castellari et al., 2000; Pinardi et al., 2013] or at all depths [Somot et al., 2006; Herrmann et al., 2008a; Beuvier et al., 2012; Naranjo et al., 2014; Estournel et al., 2016]. Tziperman and Speer [1994] used climatological surface buoyancy fluxes and densities to deduce from the surface diapycnal mixing an upper bound of climatological DWF of 1 Sv in the NWMed Sea. Several modeling studies quantified diapycnal mixing in the mixed layer and found in periods between 1980 and 2007 average DWF rates between 0.2 and 1.6 Sv [Castellari et al., 2000; Pinardi et al., 2013], and others integrated diapycnal mixing at all depths and found in periods between 1958 and 2013 rates between 0.2 and 4 Sv [Somot et al., 2006; Herrmann et al., 2008a; Beuvier et al., 2012; L'Hévéder et al., 2013a; Naranjo et al., 2014; Estournel et al., 2016, Somot et al., 2016].

Note finally the possibility to quantify deep convection with specific ocean properties such as chlorofluoromethane and tritium concentrations [Rhein, 1995] found 1.22 Sv for winter 1991–1992), pO_2 anomaly at depth or a cold θ anomaly at intermediate depth as proxies of ventilated deep waters or intermediate waters that have been eroded by DWF.

The differences in results are not only due to the different methodologies and the large interannual variability of this phenomenon, both in observations [Mertens and Schott, 1998] and state-of-the-art models [Somot et al., 2006; Herrmann et al., 2010; L'Hévéder et al., 2013a], but also to the large uncertainty in observed DWF estimates and in the representation of DWF in models.

1.3. An Extensive Observation of the 2012–2013 Convective Year Over the NWMed

This study takes advantage of the exceptional measurement year of 2012–2013 in the NWMed Sea. Thanks to the MERMeX (Marine Ecosystems Response in the Mediterranean Experiment) [Testor, 2013; Conan, 2013] and HyMeX (Hydrological Cycle of the Mediterranean Experiment) programs, measurements have been carried out to study the impacts of DWF on the Mediterranean pelagic ecosystems Experiment (DeWex) in addition to those carried out on a long term basis in the framework of the Mediterranean Ocean Observing System for the Environment (MOOSE, <http://www.moose-network.fr>) [Testor et al., 2012, 2013]. In the framework of this long-term observatory, a large-scale observation cruise has been performed during summer 2012 and 2013. It will therefore be referred to in this study as the MOOSE network. In addition, during the DeWex experiment, two cruises (DeWex-1 and DeWex-2) [Testor, 2013; Conan, 2013] using MOOSE network took place in winter and spring 2013. Those four cruises, referred as S12, W13, SP13, and S13, respectively, hereafter (standing for Summer 2012, Winter 2013, Spring 2013, and Summer 2013), give an estimate of the NWMed Sea dense water volume.

1.4. Oceanic OSSEs to Evaluate and Optimize Observing Systems

Several oceanic OSSEs have been employed to optimize existing or potential observing systems. L'Hévéder et al. [2013b] and Alvarez and Mourre [2014] focus on glider networks. The former estimate the optimal glider density to capture mesoscale variability, and the latter quantify the added value of glider coordination for the forecast of ocean temperature. Hackert et al. [1998] and Ballabrera-Poy et al. [2007] optimize mooring networks in order to minimize the error in the assimilated SSH and sea surface temperature (SST) fields.

Finally, *Mourre et al.* [2006] assess the potential performance of future satellite altimetry and tide gauge measurements to resolve high-frequency barotropic dynamics.

1.5. Aim of the Study

The aim of this study is to assess the accuracy of deep water volume estimates from MOOSE network via an OSSE and to quantify dense water volumes, DWF and restratification rates from observations in the period 2012–2013 including these error estimates. The OSSE therefore aims at quantifying comprehensively the observing system error, in contrast with previous oceanic OSSEs which aimed at optimizing it.

Section 2 describes OSSE methodology as well as the data and models used; section 3 presents the OSSE results; section 4 applies the results to estimate observed dense water variations in 2012–2013; section 5 discusses the methodology and potential applications of the OSSE; finally, section 6 summarizes the main results.

2. Methods, Models, and Data

The aim of this OSSE is to quantify the accuracy of dense water volume estimates by estimating MOOSE observing system errors. For that purpose, a numerical simulation is used as a virtual reality, virtual observations are carried out, the virtual observations are interpolated and finally the volume reconstruction error is quantified.

2.1. Creation of a Virtual Reality

This study uses as a virtual reality the free surface, generalized sigma vertical coordinate model SYMPHONIE, described by *Marsaleix et al.* [2009, 2012]. The model domain covers the entire convection area, with a 1 km horizontal resolution and a variable 40 level vertical resolution making of it an eddy-resolving ocean model. This model has previously been used in the Mediterranean to simulate convection in the open sea [*Herrmann et al.*, 2008a; *Herrmann and Somot*, 2008] as well as coastal DWF [*Ulses et al.*, 2008; *Estournel et al.*, 2005; *Herrmann et al.*, 2008b]. More recently, this model has been used to simulate the 2012–2013 convective year [*Estournel et al.*, 2016]. The run used in this study is described by *Estournel et al.* [2016] who show a realistic initial state with regard to MOOSE large-scale observations and also a realistic simulation of ocean deep convection.

The dense water volume is deduced by integrating dense water thickness over space. Therefore, the virtual reality field is the bidimensional map of dense water thickness from SYMPHONIE. It is defined as the thickness of water which potential density ($\sigma_{\theta} = 0$ db) exceeds 29.11 kg/m^3 , which corresponds to maximal diapycnal mixing during the convective event in both observations (see section 4) and SYMPHONIE [*Estournel et al.*, 2016]. A similar analysis is also done on density thresholds 29.08, 29.09, and 29.10 kg/m^3 . Note that previous observational [*Tziperman and Speer*, 1994] and modeling [*Castellari et al.*, 2000; *Herrmann et al.*, 2008a; *Beuvier et al.*, 2012; *Naranjo et al.*, 2014; *Estournel et al.*, 2016] studies used density levels from 28.91 to 29.11 kg/m^3 which corresponded to the respective levels of maximum diapycnal mixing.

Four periods are considered here which correspond to the ship cruises deployed over the NWMed: S12, W13, SP13, and S13. The central dates are resp. 1 August 2012, 12 February 2013, 13 April 2013, and 24 June 2013. For each period, we quantify MOOSE actual and theoretical networks' accuracy (see Figure 1, for the network maps), the former being used to evaluate the theoretical observing system and the latter to quantify uncertainties in observations. MOOSE actual networks include 68 (S13) to 82 (SP13) casts, whereas the theoretical network comprises 102 casts.

The analysis domain is a reduced NWMed region which covers most of the convective area: between $[2.5^\circ\text{E}; 9^\circ\text{E}]$ and $[40^\circ\text{N}; 44^\circ\text{N}]$, with a bathymetry $H > 2000 \text{ m}$. Its volume is $3.28 \times 10^{14} \text{ m}^3$. Figure 2 shows the annual dense water thickness variation range map for the period 1 August 2012 to 31 July 2013. Most areas with a thickness variation range exceeding 1500 m are included in the subdomain. They correspond to areas of DWF or where newly formed WMDW is advected. Therefore, despite large values along the north-western shelf and southeast of Menorca, most dense water variations are captured by the domain and it allows for a compromise between the coverage of the DWF region and the availability of observations.

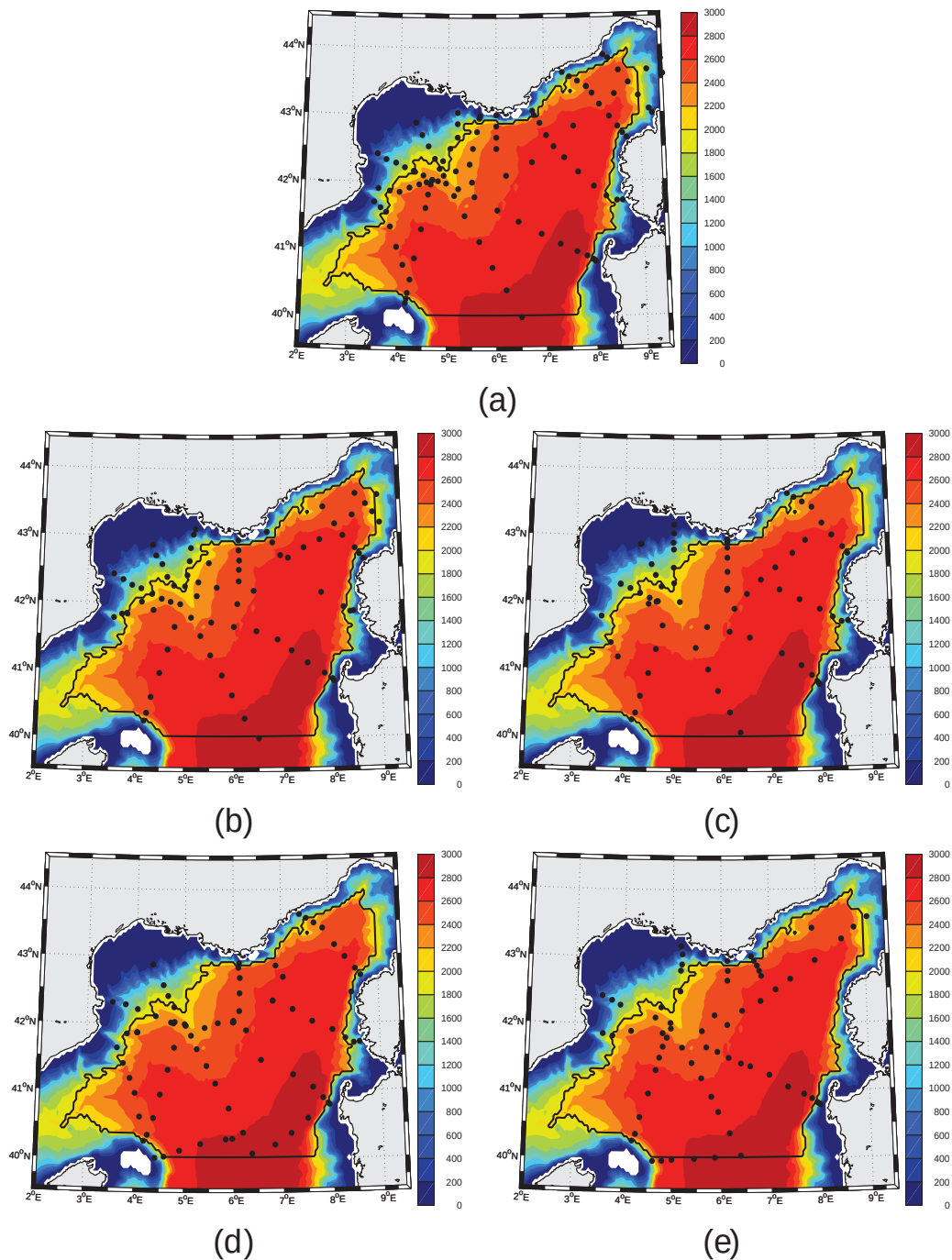


Figure 1. CTD casts locations for (a) MOOSE theoretical network and MOOSE actual networks during (b) S12, (c) W13, (d) SP13, and (e) S13 cruises. The black contour displays the analysis domain. The bathymetry is displayed in background of all figures.

2.2. Computation of Virtual Observations

We deal with all sources of error successively in order to quantify both their individual and cumulative impact on the total observing system error. First, space sampling error is assessed by generating 400 random networks of the same size as MOOSE network but with observation locations picked at random from a

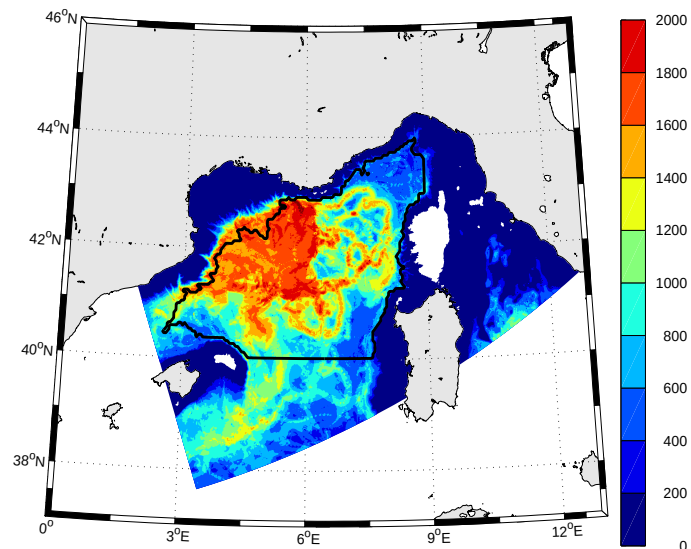


Figure 2. Map of simulated annual dense water thickness variation range (m), between 2 August 2012 and 31 July 2013. The black contour displays the analysis domain.

uniform distribution over the analysis domain. This ensemble size ensures a convergence of the error estimates (not shown). Virtual observations are picked at the central date of each period from the virtual reality field.

Second, the time coverage error is added by picking a random date for each virtual observation from all previously generated networks, from a uniform time distribution within each cruise period of 2–3 weeks.

Third, a Gaussian instrumental error is added to each virtual observation of the spatiotemporal network ensemble to account for the sensor accuracy. Finally, a systematic error, of Gaussian distribution among the network ensemble but constant for each network, is applied to account for instrumental stability. Whereas the instrumental accuracy is variable for each virtual observation, the instrumental stability is constant within a given network but variable between all networks. Both instrumental sources of error are based on W13 and SP13 cruises technical report [Taillandier, 2014], which estimates an instrumental accuracy of standard deviation (STD) 0.001 kg/m^3 and an instrumental stability of the order 0.001 kg/m^3 . Errors on density measurements are converted into dense water thickness errors by estimating from all cruise data the average vertical density gradient at each isopycnal depth. The observed density gradient at the levels 29.08, 29.09, 29.10, and 29.11 kg/m^3 are 0.001 kg/m^3 , respectively, every 5, 13, 50, and 125 m. The density error of 0.001 kg/m^3 is thus converted to a dense water thickness error of STD resp. 5, 13, 50, and 125 m for the density levels 29.08, 29.09, 29.10, and 29.11 kg/m^3 , which is assumed to be Gaussian for both the instrumental accuracy and stability errors. Therefore, for the isopycnal 29.11 kg/m^3 , the instrumental accuracy error is picked randomly for each virtual observation from a Gaussian distribution of $\text{STD} = 125 \text{ m}$, and the instrumental stability error is picked randomly for each network, but constant within each network, from a Gaussian distribution of $\text{STD} = 125 \text{ m}$.

2.3. Kriging of Virtual Observations

For each network, the dense water thickness is integrated over space on the analysis domain in order to deduce a dense water volume reconstruction. We perform a kriging of the virtual observations in order to reconstruct on the model grid the full bidimensional dense water thickness field. See Appendix A for a detailed description of the kriging method. This OSSE therefore does not include any assimilation procedure, contrary to Mourre et al. [2006], Hackert et al. [1998], Ballabrera-Poy et al. [2007], L'Hévéder et al. [2013b], and Alvarez and Mourre [2014]: indeed, the scientific aim is to provide a volume estimate independent from numerical models which can be later used for model evaluation purposes, and therefore to avoid the use of a model guess.

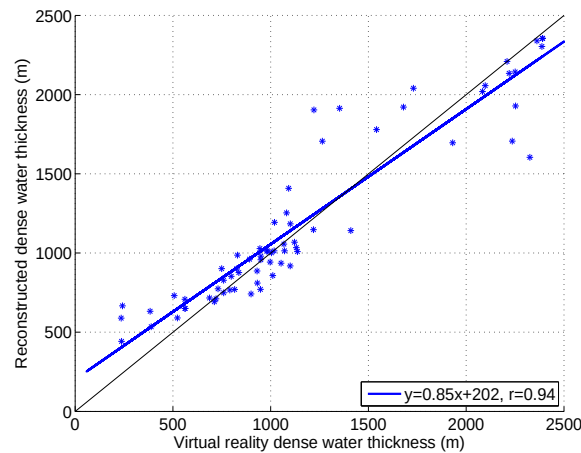


Figure 3. Scatterplot of reconstructed dense water thickness values at observation location as a function of dense water thickness actual value, in SYMPHONIE, for MOOSE theoretical network and the W13 ship cruise. The linear fit and correlation r are also given.

The interpolated field differs from the virtual reality even at virtual observations due to the fact that the kriging method retrieves the large-scale structures. Indeed, MOOSE network is not designed to sample mesoscale and smaller-scale structures which are of typical scale 15–50 km in the NWMed basin as its effective resolution is ≈ 50 km. Figure 3 displays the scatterplot of all reconstructed dense water thicknesses at observation locations with respect to virtual reality dense water thickness in SYMPHONIE for W13 period and MOOSE theoretical network. The linear fit shows an average absolute error of $|\epsilon|=147$ m with a slope of 0.85. This means that the kriging method overestimates low values and underestimates high values, consistently with the large-scale reconstruction method which smoothes extreme values.

2.4. Assessment of the Reconstruction Error

Each random network provides a dense water volume reconstruction. The distribution of reconstruction error with respect to virtual reality gives access to an estimate of the 95% confidence interval in the volume estimate from observations, which will later be applied to actual observations. The root mean squared error (RMSE) deduced from the network ensemble is assumed to represent the STD of a Gaussian error variable. Therefore, the 95% confidence interval is given by $\pm 1.96RMSE$.

This framework provides four successive confidence intervals on volume estimates: a space error $\pm 1.96RMSE_s$, a spatiotemporal error $\pm 1.96RMSE_{st}$, a spatiotemporal and instrumental accuracy error $\pm 1.96RMSE_{sti1}$, and finally a spatiotemporal and full instrumental error $\pm 1.96RMSE_{sti2}$. The latter gives access to a global observing system error, whereas each one provides the successive contributions of each source of error.

In addition, for the space sampling ensemble, the space accuracy of the reconstructed dense water thickness map is addressed by computing its correlation r with the virtual reality field.

3. Results From Models

3.1. Modeled 2012–2013 Dense Water Thickness

Figure 4 shows the map of the simulated dense water thickness virtual reality, its reconstruction from MOOSE theoretical network and from MOOSE actual network during (a–c) S12, (d–f) W13, (g–i) SP13, and (j–l).

The model S12 field (Figure 4a) shows values between 1000 and 1400 m in the open-sea domain, with some mesoscale structures of higher or lower thickness most likely related to mesoscale eddies. Indeed, mesoscale eddies perturb the isopycnal levels by lifting (cyclonic) or lowering (anticyclonic) them. Only the eddies that extend vertically down to the 29.11 kg/m^3 isopycnal level, that is about 1000 m depth will have an impact on it. As a consequence, SCVs carrying lighter Levantine Intermediate Water (LIW) to the center of the NWMed domain do not impact the dense water thickness during S12 as the LIW extends approximately from 300 to 800 m depth [Bosse *et al.*, 2015]. The mesoscale structures observed in this period are related exclusively to the exchanges between the denser WMDW formed off the Gulf of Lions and lighter WMDW around them [Demirov and Pinardi, 2007]. Note that some unphysical patterns related to the initialization procedure might be visible for this period, as the S12 cruise is used to initialize SYMPHONIE and it therefore falls within the model spin-up phase. At the domain eastern and northern boundaries, the dense water thickness declines as a consequence of the incoming of lighter WMDW coming from the Algerian basin.

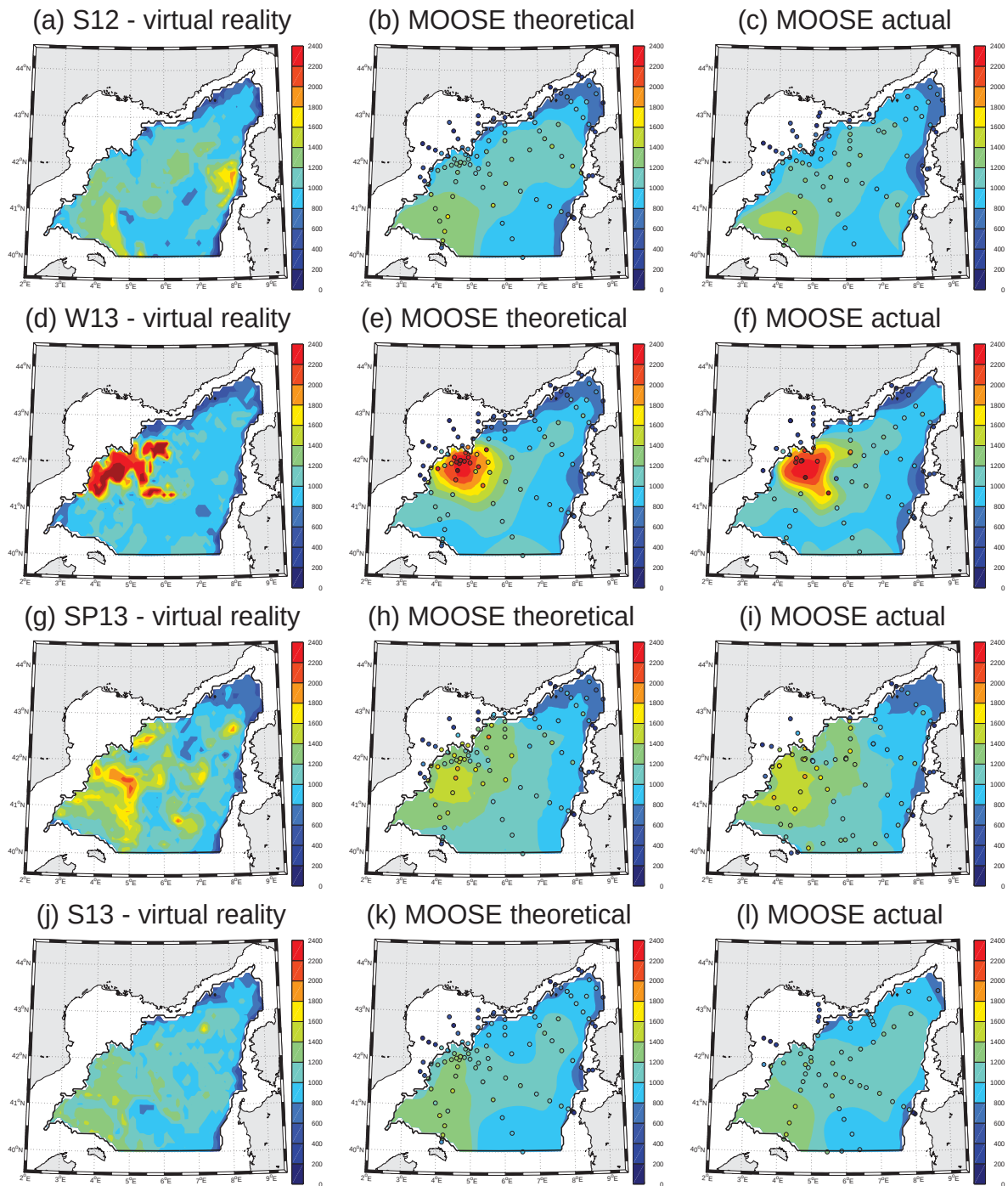


Figure 4. (a) Dense water thickness (m) virtual reality (SYMPHONIE) for S12 period; (b and c) Reconstructed field from MOOSE theoretical and actual networks (circles are the dense water thickness virtual observations from the network). Resp. (d–f), (g–i), and (j–l): same for W13, SP13, and S13 periods.

The W13 field (Figure 4d) shows a large increase off the Gulf of Lions, with thicknesses exceeding 2000 m that identify a mixed patch of newly formed dense waters extending over the whole water column. This patch tends to detach into a series of small-scale structures ($\approx 20–30$ km size) that are mesoscale and sub-mesoscale eddies; on the other hand, eddies with lower dense water thickness enter the mixed patch [see

Herrmann *et al.*, 2008a; Estournel *et al.*, 2016]. They are both formed by baroclinic instability of the gyre rim current and contribute to restratification [Madec *et al.*, 1991; Marshall and Schott, 1999]. The advection of lighter waters into the mixed patch area involves the first 1000 m of the water column as the dense water thickness is about 1000 m lower in those waters: therefore, the three main water masses of the NWMed are involved in this restratification process: the Atlantic Waters (AW) down to 300 m, the LIW from 300 to 800 m and the old WMDW below 800 m depth. In the other parts of the domain, the average dense water thickness decreases due to restratification between S12 and W13. Therefore, spatial gradients of dense water thickness are intensified both by convection in the mixed patch and restratification outside. This in turns activates dense water circulation [Herrmann *et al.*, 2008a] by increasing the horizontal pressure gradient at depth.

The SP13 field (Figure 4g) shows several mesoscale structures of dense water thickness anomaly across the interior basin: the mesoscale eddies formed following the convective event are long-lived [Testor and Gascard, 2006], however they progressively mix up with the surrounding environment, and the dense water thickness field tends to homogenize. At the larger scale, a west-east dense water thickness gradient is forming between the newly formed dense water pole in the west and the old and lighter dense water in the east. It was already visible in previous observing [Schroeder *et al.*, 2008a] and modeling [Beuvier *et al.*, 2012] studies.

Finally, the S13 field (Figure 4j) is similar to S12: the small-scale variability has decreased as compared to SP13, although some mesoscale structures are still visible. The west-east basin-scale gradient is still visible but it is progressively replaced by the pattern of minimum dense water thickness at the eastern and northern boundaries already visible in S12 period.

Now looking at the reconstructed field from MOOSE theoretical network in Figures 4b, 4e, 4h, and 4k for illustration purpose, one notes a series of differences with the virtual reality. As large autocorrelation scales are used (see Appendix A, for more details), the kriging is not capable of reconstructing small-scale features as mesoscale eddies or strong gradients at the domain boundaries, which is consistent with a low-resolution observing network. Instead small-scale features are smoothed over large regions. However, the main large-scale features are visible: minimum values in the eastern and northern boundaries in S12 and S13 periods, a large-scale mixed patch of diameter ≈ 70 km during W13 and an east-west basin-scale gradient visible in SP13 and to a lesser extent in S13. The performance of the reconstructed field will be described below.

3.2. Space Sampling Error

We now consider the ensemble of 400 random space networks of same size as MOOSE theoretical network to quantify the observing error related to space sampling. Table 2 shows for MOOSE theoretical and actual networks and all ship cruises, the virtual reality dense water volume, the space 95% confidence interval (expressed in percent of the virtual reality volume) given by $1.96 RMSE_s$, as well as the average space correlation of this ensemble r , the spatiotemporal confidence interval $1.96 RMSE_{st}$, the spatiotemporal and instrumental accuracy confidence interval $1.96 RMSE_{sti1}$ and finally the total observing system confidence interval $1.96 RMSE_{sti2}$. The simulated dense water volume increases successively between S12 and W13 and between

Table 2. Dense Water Volume From Virtual Reality V , Space Confidence Interval $1.96 RMSE_s$ and Correlation r , Spatiotemporal Confidence Interval $1.96 RMSE_{st}$, Spatiotemporal and Instrumental Accuracy Confidence Interval $1.96 RMSE_{sti1}$, and Total Observing System Confidence Interval $1.96 RMSE_{sti2}$, for all Cruise Periods and for Both MOOSE Theoretical and Actual Networks^a

	Theoretical Network				Actual Networks			
	S12	W13	SP13	S13	S12	W13	SP13	S13
$V (10^{13} \text{ m}^3)$	11.9	13.1	14.9	14.1	11.9	13.1	14.9	14.1
$1.96 RMSE_s (\%)$	4.1	6.7	4.4	3.0	4.6	8.3	4.8	4.1
r	0.69	0.75	0.73	0.73	0.65	0.71	0.71	0.68
$1.96 RMSE_{st} (\%)$	4.1	8.6	4.0	3.0	4.6	9.5	5.0	3.8
$1.96 RMSE_{sti1} (\%)$	4.8	8.8	4.4	3.8	5.5	10.0	5.7	4.9
$1.96 RMSE_{sti2} (\%)$	26.3	25.0	23.2	22.1	24.7	24.9	22.0	24.8

^aThe confidence interval is given at the 95% probability level, in percent of the virtual reality volume.

W13 and SP13 in SYMPHONIE, which confirms that DWF occurred both before and after W13 cruise in the simulation. It then decreases between SP13 and S13 as a result of restratification.

Now looking at the error and space correlation deduced from MOOSE theoretical network space ensemble, the confidence interval is between 3.0% and 6.7%. This relatively low error illustrates that MOOSE theoretical network density of observations is sufficient to estimate dense water volume in 2012–2013 with high confidence. It also suggests that the volume estimate is little sensitive to the spatial distribution of observations as the networks were constructed randomly. However, W13 period shows the highest error, which provides evidence that a higher observation density is necessary in this period. This is consistent with the space patterns of the dense water thickness in W13 (Figure 4d) with strong gradients between the mixed patch and the rest of the domain. However, despite a high accuracy in estimating the integrated volume, the space correlation of the reconstructed dense water thickness with the virtual reality is relatively low, between 0.69 and 0.75. This is due to the kriging method which only reconstructs the large-scale: despite large errors in the small-scale structures, the large-scale, and therefore the integral volume, are accurately reconstructed. The period with the lowest correlation is S12 and has more small-scale structures, whereas the period with the highest correlation is W13 and has more large-scale structures (see Appendix A, for more details).

As a conclusion, MOOSE theoretical network has a satisfactory observation density and space sampling is not crucial given the number of observations: it is fit to reconstruct the NWMed Sea dense water volumes. However, small-scale features are not captured by this network which leads to larger error in the bidimensional reconstruction of the dense water thickness.

3.3. Spatiotemporal Sampling Error

We now turn to the confidence interval deduced from the spatiotemporal sampling ensemble shown in Table 2. The 95% confidence interval $1.96 RMSE_{st}$ is comprised between 3.0% and 8.6%, which is relatively low. Only in W13 period, it is higher than the space-only confidence interval. This means that in most cases, the time sampling error does not add to the space sampling error. In SP13 period, it has even decreased as compared to the space-only error: this might be related to a lower space dispersion in average during the SP13 period as compared to the central date. However, W13 shows a clear error increase that can be attributed to the time variability of dense water volumes during W13.

As a consequence, the time sampling error only adds marginally to the space sampling error, and the total sampling error of MOOSE theoretical network is low. This means that the ship cruises are rapid enough to measure accurately dense water volumes.

3.4. Sampling and Instrumental Accuracy Error

We now consider the confidence interval deduced from the sampling and instrumental accuracy ensemble shown in Table 2. The 95% confidence interval $1.96 RMSE_{st1}$ is comprised between 3.8% and 8.8%, which remains relatively low. In all cases, adding instrumental accuracy error has only marginally increased the total error, between 0.2% and 0.7%. However, for a given virtual dense water thickness observation, a Gaussian perturbation of $STD = 125$ m has been applied, which is more than a 10% perturbation in most of the analysis domain. The low impact in the reconstructed volume error can be explained by an average error compensation over each virtual network as this perturbation is null in average.

As a consequence, the observing system instrumental accuracy is largely sufficient to estimate accurately dense water volumes.

3.5. Full Sampling and Instrumental Error

We finally consider the total observing system error, once the instrumental stability error has been added to the previous ones, shown in Table 2. The 95% confidence interval $1.96 RMSE_{st2}$ is comprised between 22.1% and 26.3%, which is larger by a factor 2.8–5.8 than the previous error estimate. As a conclusion, the instrumental stability error largely dominates the total observing system error. This is due to the fact that the stability error uplifts or lowers the isopycnal depth at the basin-scale. In addition, the low potential density vertical gradient at depth leads to potential large errors in the isopycnal level depth.

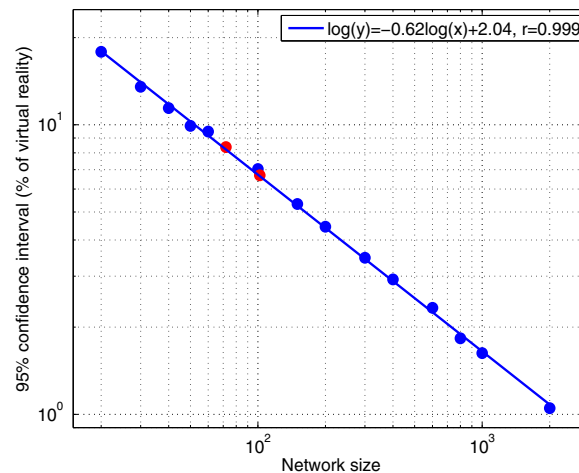


Figure 5. Space sampling 95% confidence interval (in % of virtual reality) as a function of the network size (from 20 to 2000 observations per network) for W13 period; red dots represent, respectively, MOOSE actual size for W13 cruise (72 points) and theoretical size (102 points). The line represents the logarithmic fit, its formula and correlation are given.

Note that the observations used in this study have been thoroughly post-treated and intercalibrated in order to ensure instrumental error tends to be null. Both error estimates including instrumental error are therefore an upper bound of the expected actual instrumental error.

3.6. How Does the Network Size Impact Space Error?

In this section, we try to characterize the evolution of space error with the network size. For that purpose, for the W13 period, the same space error estimate is done with 400 member ensembles of networks of size varying from 20 to 2000 observations. The ensemble 95% confidence interval $1.96 RMSE_s$ is given as a function of the network size in Figure 5 in a logarithmic scale, including also MOOSE actual

W13 network (72 casts) and theoretical (102 casts) network sizes. The error is indeed a strictly decreasing function of network size, following remarkably well a power law of parameter $\alpha = -0.62$ ($r > 0.99$). MOOSE actual and theoretical networks, represented with red dots in Figure 5, fit closely the logarithmic regression. The 95% confidence interval ranges from 19% for a 20 point network to 1% for a 2000 point network. This means that any doubling of network size will lead to an error decrease by 35%.

As a consequence, even with a 20 point network, the space confidence interval would remain lower than the total confidence interval of MOOSE theoretical network, which is dominated by the instrumental stability error. In addition, a 50 point network would be sufficient to obtain a space confidence interval lower than 10%. This confirms that MOOSE network density is largely sufficient to estimate accurately dense water volumes. Potential observing systems can be dimensioned using an accuracy threshold from this relation.

4. Observed 2012–2013 Dense Water Volume Evolution

Using the methodological framework described above, the dense water volume evolution is quantified together with its confidence interval from observations in the 2012–2013 period.

4.1. Evolution of the Dense Water Thickness Over the Basin

We first focus on the spatial structure of dense water evolution in the 2012–2013 period. Figure 6 displays the observed dense water thickness computed at the 29.11 kg/m^3 level and its bidimensional reconstruction for all cruise periods. The dense water evolution between S12 and SP13 and between SP13 and S13 is also displayed. During S12 cruise, the observed dense water thickness shows a maximum value in the southwest of the basin and minimal values both in the Ligurian Sea and north of the basin. Both patterns resemble those of SYMPHONIE simulation and they might be associated with the exiting of a previous WMDW to the southwest of the basin [Béthoux *et al.*, 2002; Beuvier *et al.*, 2012], balanced by an incoming of old and lighter WMDW from the Algerian basin and the Ligurian Sea through a cyclonic deep boundary current [Demirov and Pinardi, 2007].

The pattern of dense water thickness is very different during W13 period, with two compensating trends. On the one hand, dense water increases sharply in the mixed patch, associated with the formation of new WMDW. There is no clear dense water increase in the Ligurian Sea, suggesting that ocean convection was not deep and dense enough to reach the 29.11 kg/m^3 density level in this basin. On the other hand, all regions outside of the mixed patch and Ligurian Sea show a clear decrease between S12 and W13,

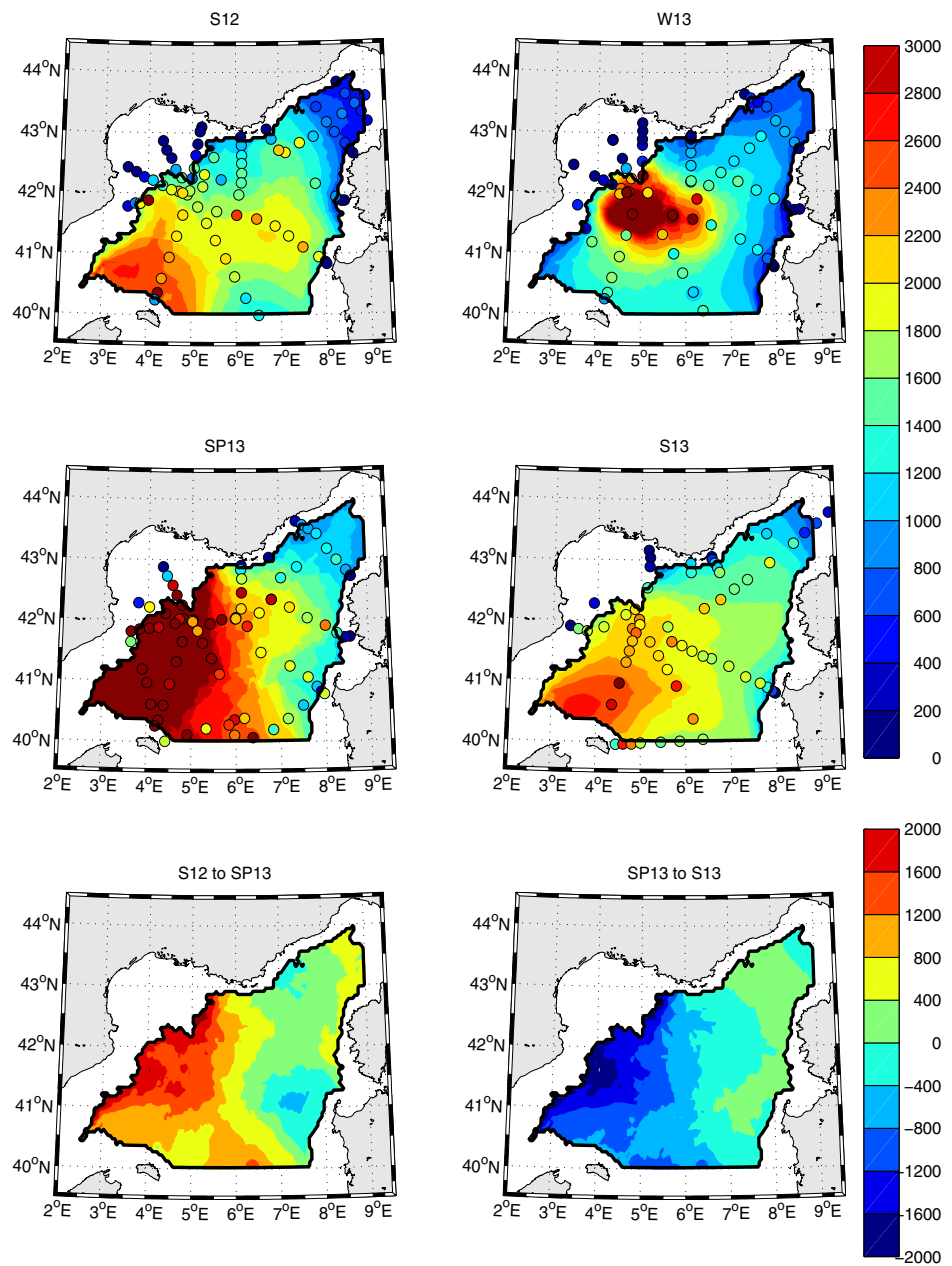


Figure 6. (top and middle plots) Dense water thickness map (m) reconstructed from observations (dots) at the level 29.11 kg/m^3 and for each period. (bottom plots) Dense water thickness variation map (m) reconstructed from observations between S12 and SP13, and between SP13 and S13.

suggesting a continued restratification. As a result, it is not clear that between S12 and W13, DWF dominates over restratification.

On the contrary, the observed dense water thickness during SP13 is in average higher over almost all the domain than during S12 and W13 periods. This period closely follows the end of the DWF event and a large increase of dense water volume is visible west of 6.5°E . This newly formed dense water was produced either locally in the mixed patch area, or it was advected from it to the southwest of the basin, a pattern that was already visible in SYMPHONIE (Figure 4g) during SP13 and in observations during S12 period. Thick columns

of convective waters ($H > 2500$ m) have already reached the south of the analysis domain and are likely to be advected to the Algerian basin [Beuvier *et al.*, 2012; Demirov and Pinardi, 2007]. In the eastern half of the domain, the 29.11 kg/m^3 isopycnal level has been lifted and as a consequence the dense water thickness is also increased, although less than in the west. This might result from both advection and mixing of newly formed WMDW [Béthoux *et al.*, 2002]. The period between S12 and SP13 thus seems to be the most adequate to estimate DWF. Indeed, during W13, most of the dense waters are not formed yet and the observing system error is higher.

Finally, during S13, the observed dense water thickness resembles highly that of the S12 period, although it is slightly higher in average. The dense water thickness has dramatically decreased west of 6.5°E as compared to SP13, and high values ($H > 2000$ m) are only present in the southwest of the domain. The dense water thickness is lowest in the east and north of the domain, however it remains almost constant in those regions between SP13 and S13. As a consequence, the dense water decrease between SP13 and S13 can be used to estimate a restratification rate in that period.

The map of dense water thickness evolution between S12 and SP13 confirms a large volume increase, mostly from the western half of the basin. The average thickening for this area is higher than 1000 m. This area is generally south and west of the mixed patch area which could be identified from W13 period, suggesting that most of the export of new WMDW is oriented southwestward, in agreement with previous observing [Schroeder *et al.*, 2008a] and modeling [Demirov and Pinardi, 2007; Beuvier *et al.*, 2012] results. Once again, between SP13 and S13 periods, most of the dense water evolution occurs west of 6.5°E , with an average dense water shallowing slightly lower than 1000 m. This suggests that a large fraction of the dense water formed in the winter 2013 is in late June either destroyed by internal mixing or advected southwestward outside of the NWMed basin.

4.2. Dense Water Volume Estimates

The volume of waters denser than 29.11 kg/m^3 is estimated from observed CTD casts with the reconstruction method presented in section 2, and the 95% confidence interval is deduced from the same OSSE applied on the actual MOOSE networks. The dense water thickness reconstruction from the actual networks (Figures 4c, 4f, 4i, and 4l) is very similar to that with the theoretical network, even if the reconstruction is degraded due to the fewer observations. Table 2 provides the 95% confidence interval related to the four sources of observation error as well as the space ensemble average correlation with virtual reality. Space error given by 1.96 RMSE_s is only little increased with respect to the theoretical network, with low values comprised between 4.1% and 8.3% and with a space correlation slightly decreased to 0.69 in average. Spatiotemporal error given by 1.96 RMSE_{st} also increases little, between 3.8% and 9.5%. The same is true for the spatiotemporal and instrumental accuracy error given by 1.96 RMSE_{sti1} with values between 4.9% and 10.0%. Finally, the total error given by 1.96 RMSE_{sti2} remains highly dominated by the instrumental stability error and therefore it is comparable between MOOSE theoretical and actual networks.

As a consequence, for the observed volume estimate, two confidence intervals are displayed: a sampling confidence interval given by 1.96 RMSE_{st} which is below 10% in all cases, and a total confidence interval dominated by the instrumental stability error and comprised between 22.0% and 24.9%. Indeed, the observations used in this study have been thoroughly intercalibrated and therefore the latter confidence interval is likely to overestimate the actual observation error. In addition, a high instrumental error would imply a homogeneous uplift or lowering of the dense water thickness over the whole domain, which is not what is observed from Figure 6. This gives further confidence in a low instrumental error and an observing system error well approximated by the sampling error only.

Table 3 compiles the observed dense water volume estimates with their 95% confidence interval, for densities between 29.08 and 29.11 kg/m^3 , and only the volume estimates for the 29.11 kg/m^3 level since such densities are not represented in SYMPHONIE simulation. The volume of waters denser than 29.11 kg/m^3 shows that the period between S12 and W13 was associated with a slight increase in the estimated dense water volume, from 13.3 to $13.7 \times 10^{13} \text{ m}^3$. However, this volume increase of $0.4 \times 10^{13} \text{ m}^3$ is not significant which certainly reflects a compensation between restratification and start of deep convection as suggested by Visbeck *et al.* [1996]. Moreover, the DWF process was still active after the W13 period and this explains why the SP13 cruise shows significantly higher volumes of dense water, reaching $17.7 \times 10^{13} \text{ m}^3$ ($p > 0.95$, assuming both volume estimates are independent). Finally, dense water volume decreases

Table 3. Observed Dense Water Volume Estimates (10^{13} m^3) for All Ship Cruises and Density Levels Between 29.08 and 29.11 kg/m^3 With Its 95% Confidence Interval^a

σ_θ (kg/m^3)	S12 1 August 2012 79 CTDs	W13 12 February 2013 72 CTDs	SP13 13 April 2013 82 CTDs	S13 24 June 2013 68 CTDs
29.08	28.3 ± 0.7 (± 0.7)	30.0 ± 1.0 (± 1.0)	30.3 ± 0.7 (± 0.7)	30.1 ± 0.8 (± 0.8)
29.09	27.5 ± 0.7 (± 0.8)	29.1 ± 1.1 (± 1.2)	29.6 ± 0.7 (± 0.7)	29.4 ± 0.8 (± 0.9)
29.10	25.3 ± 0.7 (± 1.4)	26.3 ± 1.4 (± 2.0)	28.1 ± 0.8 (± 1.7)	27.3 ± 0.9 (± 1.9)
29.11	13.3 ± 0.6 (± 3.3)	13.7 ± 1.3 (± 3.4)	17.7 ± 0.9 (± 3.9)	15.1 ± 0.6 (± 3.8)
29.12	2.0	0.7	2.5	1.0

^aThe first confidence interval includes only spatiotemporal sampling errors and corresponds to 1.96 RMSE_{st} , whereas the second (in brackets) includes also instrumental errors and corresponds to 1.96 RMSE_{st+2} . At the level 29.12 kg/m^3 , only the volume estimates are provided as this density class is not simulated by SYMPHONIE.

significantly ($p > 0.95$) between SP13 and S13 periods and it reaches $15.1 \times 10^{13} \text{ m}^3$ as a result of the restratification phase. Note that the S13 dense water volume is higher than during S12. It can be related to the very intense 2012–2013 DWF event that induces a densification of the whole basin that does not fade away on the seasonal scale. To a lesser extent, it could also be related to the earlier date of the S13 cruise (24 June) with respect to S12 cruise (1 August). Note however that none of these volume evolutions is significant when including the instrumental error: this illustrates the sensitivity of results to instrumental stability, although it can be reasonably assumed that instrumental stability was low in the observations considered here.

In this study, the 2012–2013 DWF rate is estimated from the volume evolution between S12 and SP13 cruises to avoid the transient effect and larger error of the volume estimate during W13 cruise, and the restratification rate is estimated between SP13 and S13 periods. Assuming both volume estimates are independent, the squared errors computed in the OSSE can be added in order to deduce a volume variation error for both periods. The DWF and restratification rates and their relative errors are shown in Table 4 for density levels 29.08–29.11 kg/m^3 , and only the transformation rates are given for the level 29.12 kg/m^3 . For the level 29.11 kg/m^3 , the relative errors on the volume variation are higher than on the actual volume, reaching 24% for the DWF rate and 42% for the restratification rate, as compared to less than 10% for the actual volume. This is due partly to the absolute error increase and mostly to the lower values of volume variations as compared to the actual volumes. The DWF rate is estimated at $4.5 \times 10^{13} \text{ m}^3$, largely significant when assuming a null instrumental error. It can be converted into an equivalent annual flux of $1.4 \pm 0.3 \text{ Sv}$, which is in the upper end among previous DWF rate estimates in the NWMed (see Table 1, for a comparison). The restratification rate is estimated at $-2.6 \times 10^{13} \text{ m}^3$ or equivalently $-0.8 \pm 0.3 \text{ Sv}$, which is also largely significant assuming a low instrumental error. This is, to our knowledge, the first restratification rate estimate from observations in the NWMed basin.

Finally, the same computations for other density levels confirm that the diapycnal mixing rate is maximum for waters denser than 29.11 kg/m^3 during both periods. This means that in the 2012–2013 period, the 29.11 kg/m^3 level captures best the deep ocean ventilation. The DWF rates are resp. of 0.6 ± 0.3 , 0.7 ± 0.3 , 0.9 ± 0.4 , and 0.2

Sv for density levels of 29.08, 29.09, 29.10, and 29.12 kg/m^3 . The restratification rates are resp. of -0.1 ± 0.3 , -0.1 ± 0.3 , -0.3 ± 0.4 , and -0.5 Sv for the same levels. We note that the instrumental error decreases sharply when density decreases, which is due to the increase of the vertical density gradient when density decreases.

Computing DWF rate in the reduced analysis domain and between S12 and SP13 is not equivalent as computing the actual DWF rate over the whole NWMed domain and between the

Table 4. Observed DWF and Restrification Rates for Density Levels Between 29.08 and 29.11 kg/m^3 With Its 95% Confidence Interval^a

σ_θ (kg/m^3)	DWF Rate (S12–SP13)	Restrification Rate (SP13 to S13)
29.08	2.0 ± 1.0 (± 1.0) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ 0.6 ± 0.3 (± 0.3) Sv	-0.2 ± 1.0 (± 1.0) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ -0.1 ± 0.3 (± 0.3) Sv
29.09	2.1 ± 1.0 (± 1.1) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ 0.7 ± 0.3 (± 0.3) Sv	-0.3 ± 1.0 (± 1.1) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ -0.1 ± 0.3 (± 0.4) Sv
29.10	2.8 ± 1.1 (± 2.2) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ 0.9 ± 0.4 (± 0.7) Sv	-0.8 ± 1.2 (± 2.4) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ -0.3 ± 0.4 (± 0.7) Sv
29.11	4.5 ± 1.1 (± 5.1) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ 1.4 ± 0.3 (± 1.6) Sv	-2.6 ± 1.1 (± 5.3) $\times 10^{13} \text{ m}^3$ -0.8 ± 0.3 (± 1.7) Sv
29.12	$0.5 \times 10^{13} \text{ m}^3$ 0.2 Sv	$-1.5 \times 10^{13} \text{ m}^3$ -0.5 Sv

^aThe first confidence interval includes only spatiotemporal sampling errors and corresponds to 1.96 RMSE_{st} , whereas the second includes also instrumental errors and corresponds to 1.96 RMSE_{st+2} . At the level 29.12 kg/m^3 , only the volume estimates are provided as this density class is not simulated by SYMPHONIE.

beginning and the end of the DWF event. SYMPHONIE simulation is used to extrapolate the results over the whole NWMed domain and between the dates of annual minimum and maximum dense water volume. In SYMPHONIE, the DWF rate is higher by 63% when computing it over the whole domain and between the dates of minimum and maximum dense water volume, due to 1/3 to the reduced analysis domain and to 2/3 to the observation dates. This factor applied to observations gives a total DWF estimate of $7.3 \pm 1.8 \times 10^{13} \text{ m}^3$ or equivalently $2.3 \pm 0.5 \text{ Sv}$. This is the largest DWF rate observed in the NWMed basin, which suggests the 2012–2013 DWF event was exceptional. This also suggests that the optimal cruise dates to measure the winter 2013 DWF rate from the dense water volume evolution would have been mid-January, before the beginning of DWF (long after S12 cruise), and late-March, after its end (close to SP13 cruise).

4.3. Dense Water Evolution as a Function of Density

Dense water volume transformations result from surface formation by atmospheric fluxes, diapycnal mixing, and lateral advection through the boundaries of the NWMed domain [Somot *et al.*, 2006]. A volume integration for different density levels allows to identify which water masses are formed and disappear during the different phases of the 2012–2013 convective event.

Figure 7 shows the diapycnal mixing rate as a function of density, that is the volume formation of denser waters, from S12 to SP13, SP13 to S13 and for the whole S12 to S13 period. Its derivative with respect to density allows to identify which density classes are formed and disappear. A positive (resp. negative) derivative indicates that more water exits (resp. enters) than enters (resp. exits) a density class and as a result, the density class is reduced (resp. formed) at a rate given by the rate of entrance minus the rate of exiting in this water class [see Somot *et al.*, 2006, for more details on the methodology].

The DWF rate between S12 and SP13 (blue curve) is indeed maximal at the 29.11 kg/m^3 threshold and is null for waters denser than 29.125 kg/m^3 . This means that the new dense waters have mainly a density between 29.11 and 29.125 kg/m^3 and form at an annual rate of 1.4 Sv . 3/4 of the new dense waters have a density between 29.115 and 29.12 kg/m^3 . By volume conservation, this dense water results from the destruction of lighter waters. The DWF rate curve reveals that half of it has a density comprised between 29.08 and 29.11 kg/m^3 , whereas the second half is lighter than 29.08 kg/m^3 by conservation (not shown in the figure). This corresponds, respectively, to half of LIW and old WMDW, and half of AW being transformed into new WMDW waters at a rate of $\approx 0.7 \text{ Sv}$ each.

The restratification rate between SP13 and S13 shows a partly symmetric picture of water class transformation: whereas waters lighter than 29.11 kg/m^3 are formed at a rate of 0.8 Sv , the same amount of denser waters disappears. More specifically,

90% of the water formed has a density of $29.09 < \sigma_0 < 29.11 \text{ kg/m}^3$, which is characteristic of lighter WMDW, and all the waters that disappear have a density of $29.11 < \sigma_0 < 29.125 \text{ kg/m}^3$: the restratification phase seems to consume the densest waters and to produce mostly lighter WMDW.

Finally, the volume variations in the S12–S13 period are associated with an annual volume formation of 0.9 Sv for waters having a density of $29.1 < \sigma_0 < 29.12 \text{ kg/m}^3$, a water destruction at a rate of 0.3 Sv at the highest density ($\sigma_0 > 29.12$) and a water destruction at a rate of 0.6 Sv , mostly at densities lower than 29.07 kg/m^3 . Therefore, there seems to be an annual dense water accumulation in the basin,

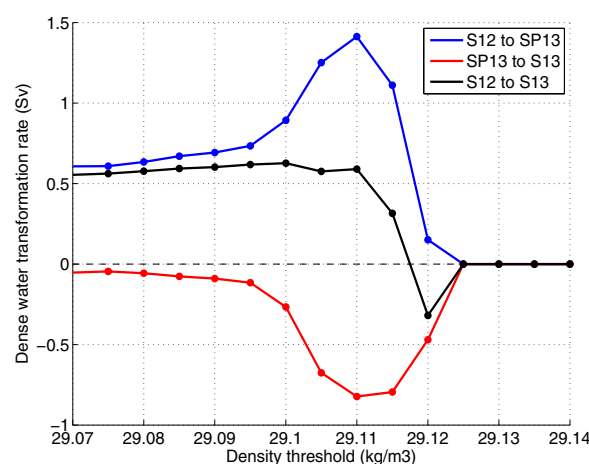


Figure 7. Blue dots: DWF rate (Sv) estimated between S12 and SP13 cruises as a function of density. Red dots: same for the restratification rate estimate between SP13 and S13 cruises. Black dots: sum of DWF and restratification rates given by the dense water variation rate between S12 and S13 cruises.

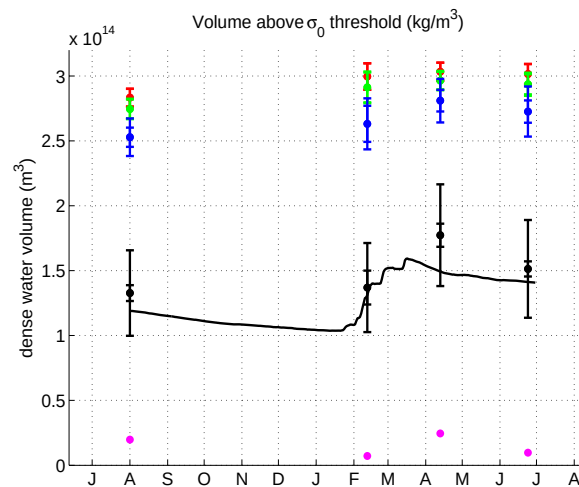


Figure 8. Error bars: estimated dense water volume and their 95% confidence interval in observations for all cruises and for (red) 29.08 kg/m³, (green) 29.09 kg/m³, (blue) 29.10 kg/m³, and (black) 29.11 kg/m³ density thresholds. The small error bar includes only spatiotemporal sampling errors and corresponds to $1.96 RMSE_{st}$; the large one includes also instrumental errors and corresponds to $1.96 RMSE_{st2}$. Pink dots correspond to the dense water volume estimate at the 29.12 kg/m³ level. The black curve displays the simulated daily time series of dense water volume at 29.11 kg/m³ in SYMPHONIE.

due at 2/3 to the transformation of LIW and AW into dense waters, and at 1/3 to the disappearance of the densest waters. The first transformation suggests an annual trend of dense waters due to the large 2012–2013 DWF event. However, part of this annual difference might also be related to the delay between S12 cruise on 1 August and S13 on 24 June. This hypothesis is weakened by the fact that the restratification rate given by SYMPHONIE simulation from 24 June 2013 to 1 August 2013 is only $-0.15 Sv$, which is far lower than the annual volume transformation of $0.6 Sv$ shown in Figure 7.

The destruction of the densest water class in this period is more challenging to interpret: a former study [Durrieu de Madron *et al.*, 2013] has revealed that the 2011–2012 convective event in the NWMed was marked with a large fraction of DWF by cascading, forming a denser layer at the bottom of the

water column, with a cold and fresh signature. Such water masses might have disappeared over the year due to less intense cascading in the 2012–2013 winter, interior mixing or advection outside of the domain.

4.4. Model Validation at the 29.11 kg/m³ Density Threshold

The dense water volume has been estimated in observations with a confidence interval accounting for sampling and instrumental error. The simulation used in this study can now be evaluated a posteriori in terms of its capacity to reproduce dense water volume variations in 2012–2013. Figure 8 represents the daily variations of dense water volume in SYMPHONIE simulation at the 29.11 kg/m³ level, as well as the 95% confidence interval from observation including the sampling and total error. In addition, observed volumes are given from observations in the levels 29.08, 29.09, 29.10, and 29.11 kg/m³.

SYMPHONIE observed S12 volume is in relative agreement with observations, although it is slightly underestimated. In the W13 period, there is a good agreement between observations and SYMPHONIE simulation. In the simulation, the volume reaches its minimum in late January, just before the violent mixing phase of the deep convection, and its maximum in mid-March. The volume in the SP13 period is underestimated in SYMPHONIE simulation, which leads to an underestimate of the DWF rate by this simulation. The difference is significant only when excluding the instrumental error, however as argued before a low instrumental error is expected from the observations used in this study. Finally, the S13 dense water volume has a low negative bias in SYMPHONIE simulations, resulting from a partial compensation between too low DWF and restratification rates.

As a consequence, SYMPHONIE simulation has no significant bias ($p < 0.95$) when including all observation errors, but it has a significant ($p > 0.95$) negative bias in all but W13 periods when excluding instrumental error. However, the bias is lower than 10% in S12 and S13. The dense water volume is therefore well captured in most periods by this simulation and this supports our error estimates.

5. Discussions

5.1. Hypotheses of the OSSE

Each step of the OSSE implies some hypotheses. The main hypotheses are related to the selection of the virtual reality, to the random network ensemble construction and to the dense water reconstruction method. The numerical simulation used as a virtual reality is assumed to be accurate enough for results to be transposable

in observations. Modeled dense water volumes from SYMPHONIE simulation have been evaluated a posteriori with regard to observations in section 4 and they show low biases in all but SP13 period, which validates their use for this OSSE. Moreover, the same OSSE has been performed on an eddy-permitting (7 km resolution) ocean simulation with a similar initial state as SYMPHONIE and results (not shown) were very similar. This suggests that results are little sensitive to the model horizontal resolution in the 1–7 km resolution range.

The network ensemble reconstruction assumes that a random selection of measurement dates and locations from a uniform distribution gives the spatiotemporal error related to MOOSE network. However, MOOSE network is designed with both scientific and practical constraints and the dates and locations are not picked at random. An alternative option would have been to fix MOOSE network location and to use a dense water thickness field from different years, however the simulation was done only in the period 2012–2013. In addition, the space correlation of MOOSE network reconstruction with the virtual reality is comparable to the average space correlation of the random networks, which suggests that their performance in capturing the dense water volume is similar. As for the time sampling, it is a reasonable hypothesis that MOOSE network time distribution of sampling is homogeneous over the period, as the CTD casts are done at a regular frequency.

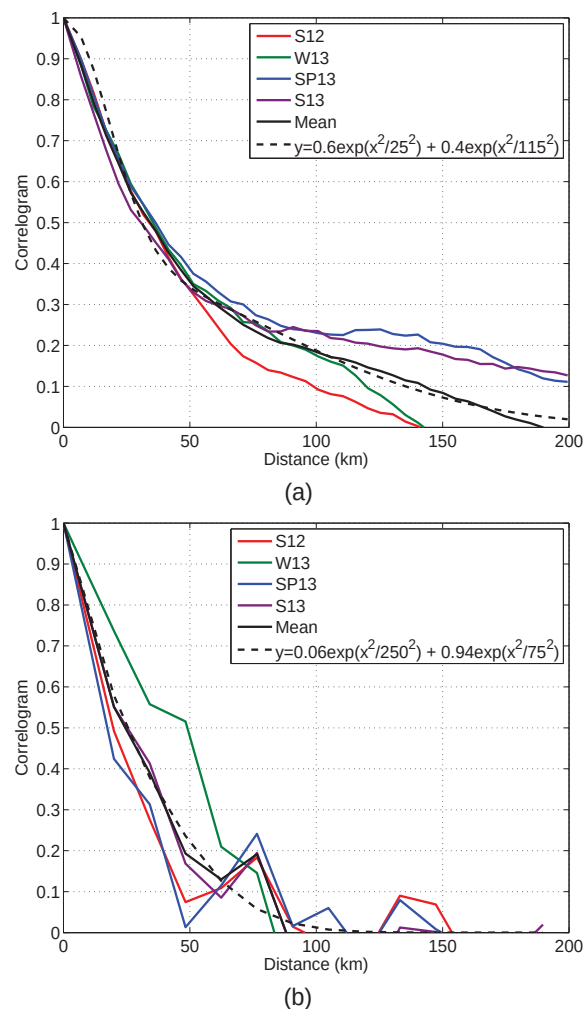


Figure 9. (a) Correlogram of simulated dense water thickness for each cruise and average (black line). The dashed line gives the least square fit for the mean correlogram with its formula. (b) Same as Figure 9a deduced from the subsampled field by MOOSE theoretical network.

Finally, the kriging method used to reconstruct the field implies a series of hypotheses. The choice of using no model guess to fill the field far from any observation leads to high errors at such locations. In this study, the dense water volume estimates are constructed as independent to model fields as possible, for model validation purposes. In addition, state-of-the-art ocean reanalyses in the Mediterranean Sea show high discrepancies in deep water hydrology (e.g., *Pinardi et al., 2013; Hamon et al., 2016*). This makes their use as backgrounds for challenging for deep waters and they were not considered in this study. The space correlation scales selected in the kriging method also impact results, however they vary for each virtual network depending on the reconstructed correlogram (see Appendix A), therefore their associated error is implicitly accounted for in the random network ensemble.

5.2. Applying the OSSE to Other Variables

The same OSSE can be applied to other bidimensional physical variables sampled by MOOSE network. The specific results will however be variable-dependent.

In particular, the same methodology could be applied to estimate DWF rate from other physical or biogeochemical diagnostics. Note however a few drawbacks of alternative DWF rate estimates, which justify our approach

based on diapycnal mixing. Estimating the DWF rate by integrating a mixed patch volume from in situ measurements imposes the deployment of large-scale observations during the DWF event, which is intermittent in time, localized and is mostly characterized by strong winds and waves at surface, complicating work at sea from a research vessel. On the contrary, as diapycnal mixing is integral in time, it does not require high-frequency measurements. In addition, the diagnostic of DWF from tracers that interact with biology, such as O_2 or Chl_A is highly dependent on biological activity and implies strong hypotheses. Finally, satellite measurements such as altimetry provide high-frequency and high-resolution surface measurements, however their relation with DWF rate is not trivial *Herrmann et al.*, [2009].

The DWF estimate presented here is integrated in time, based on a physical diagnostic independent from biology and monitors the basin over all depths. This is why we strongly recommend the approach based on diapycnal mixing presented in this study to quantify DWF rate from observations.

6. Conclusions

An observing system simulation experiment (OSSE) has been proposed to estimate the dense water volume using the MOOSE network over the Northwestern Mediterranean (NWMed) Sea in the period 2012–2013 and its associated observation error. A yearly eddy-resolving simulation (SYMPHONIE, 1 km resolution) initialized in summer 2012 is used to estimate the spatiotemporal sampling and instrumental error of the observing network MOOSE carried out during four ship cruises in summer 2012, winter 2013, spring 2013, and summer 2013. Results show a low sampling error, with a 95% confidence level below 10% in all cases. It is maximum during winter when dense water thickness is most variable in space and time. This confirms the ability of MOOSE network to measure accurately the NWMed Sea dense water volume and its evolution in the period 2012–2013. On the other hand, the total sampling and instrumental error is comprised between 20% and 25% and it is dominated by the instrumental stability error, which reveals the importance of thoroughly calibrating CTD measurements in order to compute dense water volumes. An analytical relation between the space sampling error and the observation density is proposed, which reveals that space error falls below 10% when at least 50 observations are done and therefore that MOOSE network sampling is largely sufficient.

Open-sea dense water volumes are then estimated from observations. Results show that the dense water volumes have a strong seasonal cycle with a maximum during the spring 2013 cruise, and that dense water variations are dominated by transformations west of 6.5°E . Using the isopycnal $\sigma_\theta = 29.11 \text{ kg/m}^3$ level, the dense water volume is relatively stable between summer 2012 ($13.3 \pm 0.6 \times 10^{13} \text{ m}^3$) and winter 2013 ($13.7 \pm 1.3 \times 10^{13} \text{ m}^3$), it increases dramatically in spring 2013 to $17.7 \pm 0.9 \times 10^{13} \text{ m}^3$ and then it decreases rapidly to reach $15.1 \pm 0.6 \times 10^{13} \text{ m}^3$ in summer 2013. The open-sea DWF rate is estimated between summer 2012 and spring 2013 and it reaches $1.4 \pm 0.3 \text{ Sv}$, which is equivalent to $2.3 \pm 0.5 \text{ Sv}$ over the whole NWMed basin and during the deep convection period. This estimate is the highest ever observed DWF rate in the NWMed Sea, which suggests that 2012–2013 was an exceptional convective year. An analysis as a function of density reveals that half of the dense water is formed from the transformation of LIW and former dense water, and half from subsurface Atlantic waters. The open-sea restratification rate is estimated for the first time in the NWMed basin and it reaches between spring and summer 2013 $-0.8 \pm 0.4 \text{ Sv}$. It results mostly from the advection and mixing of deep waters whose average density decreases.

Appendix A: The Kriging Method

An asymmetric kriging method is applied for the field reconstruction. For each model grid point, an asymmetric Gaussian weight computed is given to the 10 closest observations (due to computational costs). In addition, no model guess is used in order to keep the volume estimates as independent from models as possible, so that they can be used for model validation purposes.

For each network and each period, a space correlogram is computed in order to fit a double Gaussian weight function for the field analysis. The correlation of all pairs of points within distance bins between 0 and 200 km is computed and shown in Figure 9 for SYMPHONIE simulation. The result is a spatial covariance function. A function is then fitted to the autocorrelation curve, which is the sum of two Gaussians involving two different spatial scales, with a least square method and ensuring a 100% autocorrelation at null

distance. The choice of two spatial scales ensures a high fit to the autocorrelation function ($r > 0.95$), which is not the case with only one scale (not shown). Figure 9a shows the autocorrelation function and Gaussian fit for SYMPHONIE simulation for the four cruise periods and their mean deduced from the virtual reality. The autocorrelation function is little sensitive to the period considered, with only SP13 cruise that has higher autocorrelation ranges on large scales. The mean autocorrelation function is fitted with two Gaussian functions of, respectively, 25 and 115 km ranges and almost same weight, with high accuracy.

The same autocorrelation and Gaussian fit with the undersampled field at MOOSE theoretical network shows different results (Figure 9b). The autocorrelation function is noisy due to the limited number of points used to construct it. In addition, the Gaussian fit gives mostly one dominant scale of 75 km in this case, which is an intermediate value between the two scales obtained with the virtual reality. This result shows that although a two-scale Gaussian fit seems adapted for the autocorrelation function, the network induces errors in their estimation and therefore in the kriging method. This source of error is part of the error related to space sampling and it is taken into account implicitly in this study. The double Gaussian weight function is hereafter deduced from virtual networks and not from the virtual reality to mimic actual estimates from the data only.

In addition, in a geostrophic approximation, water columns are expected to move as Taylor columns with a constant ratio f/H , with f the planetary vorticity and H bathymetry. Therefore, asymmetry across f/H contours is accounted for [see Bohme and Send, 2005, for a similar f/H asymmetry in kriging]. The relative distance to each observation is thus the product of the absolute distance between the points and the ratio of the f/H values at these points. For instance, an observation at 15 km distance and with a f/H twice as high (or twice lower) will be affected a relative distance of $15 \times 2 = 30$ km. Finally, the formula of the weight function is given by the equation:

$$W(X_1, X_2) = A \exp\left(-\frac{(d(X_1, X_2)R)^2}{p_1^2}\right) + (1-A) \exp\left(-\frac{(d(X_1, X_2)R)^2}{p_2^2}\right)$$

with

$$R = \max\left(\frac{f/H(X_1)}{f/H(X_2)}, \frac{f/H(X_2)}{f/H(X_1)}\right),$$

X_1 and X_2 are two locations, $d(X_1, X_2)$ is their absolute distance, p_1 and p_2 are the two Gaussian ranges deduced from each correlogram, A is the amplitude for the first range, f/H the ratio of the Coriolis parameter over bathymetry and R the f/H ratio between X_1 and X_2 .

The analysis is done on a regular $1/10^\circ$ grid in order to reduce computational costs. Due to the large autocorrelation scales ($p_1 = 25$ km and $p_2 = 115$ km), one expects little sensitivity of results to interpolation grid size δx as long as $\delta x < p$. For W13 ship cruise, a sensitivity of the OSSE on the analysis grid has been done which shows that results are little affected by the interpolation method (not shown here).

Acknowledgments

This work is a contribution to the HyMeX program (HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment—www.hymex.org) through INSU-MISTRALS support and through the ASICS-MED project (Air-Sea Interaction and Coupling with Submesoscale structures in the MEDiterranean, ANR-2012-BS06-003). The data used in this study are included in the references: Testor et al. [2012], Testor [2013], Testor et al. [2013], Conan [2013], and Taillandier [2014]. The authors thank the programmes HyMeX, MerMex, MOOSE, DEWEX, and the ANR project ASICS-Med for providing the funding necessary for this study. The authors are thankful for the recommendations formulated by the two anonymous reviewers, as well as the helpful exchanges with Gabriel Jordà.

References

- Alvarez, A., and B. Mourre (2014), Cooperation or coordination of underwater glider networks? An assessment from observing system simulation experiments in the Ligurian sea, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **31**(10), 2268–2277.
- Auger, P., C. Estournel, C. Ulses, L. Stemmann, S. Somot, and F. Diaz (2014), Interannual control of plankton ecosystem in a deep convection area as inferred from a 30-year 3D modeling study: Winter mixing and prey/predator interactions in the NW Mediterranean, *Prog. Oceanogr.*, **124**, 12–27, doi:10.1016/j.pcean.2014.04.004.
- Ballabrera-Poy, J., E. Hackert, R. Murtugudde, and A. J. Busalacchi (2007), An observing system simulation experiment for an optimal moored instrument array in the tropical Indian ocean, *J. Clim.*, **20**(13), 3284–3299.
- Béranger, K., Y. Drillet, M.-N. Houssais, P. Testor, R. Bourdallé-Badie, B. Alhammoud, A. Bozec, L. Mortier, P. Bouruet-Aubertot, and M. Crépon (2010), Impact of the spatial distribution of the atmospheric forcing on water mass formation in the Mediterranean Sea, *J. Geophys. Res.*, **115**, C12041, doi:10.1029/2009JC005648.
- Bethoux, J.-P. (1980), Mean water fluxes across sections in the Mediterranean sea, evaluated on the basis of water and salt budgets and of observed salinities, *Oceanol. Acta*, **3**(1), 79–88.
- Béthoux, J.-P., X. Durrieu de Madron, F. Nyffeler, and D. Tailliez (2002), Deep water in the western Mediterranean: Peculiar 1999 and 2000 characteristics, shelf formation hypothesis, variability since 1970 and geochemical inferences, *J. Mar. Syst.*, **33–34**, 117–131.
- Beuvier, J., K. Branger, C. L. Brossier, S. Somot, F. Sevault, Y. Drillet, R. Bourdallé-Badie, N. Ferry, and F. Lyard (2012), Spreading of the western Mediterranean deep water after winter 2005: Time scales and deep cyclone transport, *J. Geophys. Res.*, **117**, C07022, doi:10.1029/2011JC007679.
- Bohme, L., and U. Send (2005), Objective analyses of hydrographic data for referencing profiling float salinities in highly variable environments, *Deep Sea Res., Part II*, **52**, 651–664.
- Bosse, A., P. Testor, L. Mortier, L. Prieur, V. Taillandier, F. d'Ortenzio, and L. Coppola (2015), Spreading of Levantine intermediate waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean sea as observed with gliders, *J. Geophys. Res. Oceans*, **120**, 1599–1622, doi:10.1002/2014JC010263.

- Canals, M., P. Puig, X. Durrieu de Madron, S. Heussner, A. Palanques, and J. Fabres (2007), Flushing submarine canyons, *Nature*, *444*, 354–357.
- Castellari, S., N. Pinardi, and K. Leaman (2000), Simulation of the water mass formation processes in the Mediterranean Sea: Influence of the time frequency of the atmospheric forcing, *J. Geophys. Res.*, *105*(C10), 24,157–24,181, doi:10.1029/2000JC900055.
- Conan, P. (2013), Dewex-mermex 2013 leg2 cruise, le suroît r/v, *Tech. Rep.*, doi:10.17600/13020030. [Available at <http://campagnes.flotteoceanographique.fr/campagnes/13020030/>]
- Crépon, M., M. Boukthir, B. Barnier, and F. Aikman III (1989), Horizontal ocean circulation forced by deep-water formation. Part I: An analytical study, *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 1781–1792.
- Demirov, E. K., and N. Pinardi (2007), On the relationship between the water mass pathways and eddy variability in the western Mediterranean sea, *J. Geophys. Res.*, *112*, C02024, doi:10.1029/2005JC003174.
- D'Ortenzio, F., D. Iudicone, C. de Boyer Montegut, P. Testor, D. Antoine, S. Marullo, R. Santoleri, and G. Madec (2005), Seasonal variability of the mixed layer depth in the Mediterranean Sea as derived from in situ profiles, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L12605, doi:10.1029/2005GL022463.
- Durrieu de Madron, X., et al. (2013), Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 1379–1385, doi:10.1002/grl.50331.
- Estournel, C., V. Zervakis, P. Marsaleix, A. Papadopoulos, F. Auclair, L. Perivoliotis, and E. Tragou (2005), Dense water formation and cascading in the Gulf of Thermaikos (North Aegean) from observations and modelling, *Cont. Shelf Res.*, *25*, 2366–2386, doi:10.1016/j.csr.2005.08.014.
- Estournel, C., et al. (2016), High resolution modeling of dense water formation in the north-western mediterranean during winter 2012–2013: Processes and budget, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *121*(7), 5367–5392, doi: 10.1002/2016JC011935.
- Groeskamp, S., J. D. Zika, T. J. McDougall, B. M. Sloyan, and F. Laliberté (2014a), The representation of ocean circulation and variability in thermodynamic coordinates, *J. Phys. Oceanogr.*, *44*(7), 1735–1750.
- Groeskamp, S., J. D. Zika, B. M. Sloyan, T. J. McDougall, and P. C. McIntosh (2014b), A thermohaline inverse method for estimating diathermohaline circulation and mixing, *J. Phys. Oceanogr.*, *44*, 2681–2697, doi:10.1175/JPO-D-14-0039.1.
- Hackert, E. C., R. N. Miller, and A. J. Busalacchi (1998), An optimized design for a moored instrument array in the tropical Atlantic ocean, *J. Geophys. Res.*, *103*(C4), 7491–7509, doi:10.1029/97JC03206.
- Hamon, M., et al. (2016), Design and validation of Medrys, a Mediterranean sea reanalysis over the period 1992–2013, *Ocean Sci.*, *12*(2), 577–599, doi:10.5194/os-12-577-2016.
- Herrmann, M., and S. Somot (2008), Relevance of ERA40 dynamical downscaling for modeling deep convection in the Mediterranean Sea, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L04607, doi:10.1029/2007GL032442.
- Herrmann, M., S. Somot, F. Sevault, C. Estournel, and M. Déqué (2008a), Modeling the deep convection in the Northwestern Mediterranean sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model: Case study of winter 1986–87, *J. Geophys. Res.*, *113*, C04011, doi:10.1029/2006JC003991.
- Herrmann, M., C. Estournel, M. Déqué, P. Marsaleix, F. Sevault, and S. Somot (2008b), Dense water formation in the Gulf of Lions shelf: Impact of atmospheric interannual variability and climate change, *Cont. Shelf Res.*, *28*(15), 2092–2112, doi:10.1016/j.csr.2008.03.003.
- Herrmann, M., J. Bouffard, and K. Béranger (2009), Monitoring open-ocean deep convection from space, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L03606, doi: 10.1029/2008GL036422.
- Herrmann, M., F. Sevault, J. Beuvier, and S. Somot (2010), What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern Mediterranean basin? Answers from a modeling study, *J. Geophys. Res.*, *115*, C08029, doi:10.1029/2009JC005749.
- Herrmann, M., F. Diaz, C. Estournel, P. Marsaleix, and C. Ulises (2013), Impact of atmospheric and oceanic interannual variability on the Northwestern Mediterranean Sea pelagic planktonic ecosystem and associated carbon cycle, *J. Geophys. Res.*, *118*, 5792–5813, doi: 10.1002/jgrc.20405.
- Lascaratos, A. (1993), Estimation of deep and intermediate water mass formation rates in the Mediterranean sea, *Deep Sea Res., Part II*, *40*(6), 1327–1332.
- L'Hévéder, B., L. Li, F. Sevault, and S. Somot (2013a), Interannual variability of deep convection in the northwestern Mediterranean simulated with a coupled AORCM, *Clim. Dyn.*, *41*(3–4), 937–960, doi:10.1007/s00382-012-1527-5.
- L'Hévéder, B., L. Mortier, P. Testor, and F. Lekien (2013b), A glider network design study for a synoptic view of the oceanic mesoscale variability, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *30*(7), 1472–1493.
- Madec, G., M. Chartier, P. Delecluse, and M. Crépon (1991), A three-dimensional numerical study of deep-water formation in the Northwestern Mediterranean Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, *21*(9), 1349–1371.
- Marsaleix, P., F. Auclair, and C. Estournel (2009), Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models: The seamount test revisited, *Ocean Modell.*, *30*, 169–177, doi:10.1016/j.ocemod.2009.06.011.
- Marsaleix, P., F. Auclair, C. Estournel, C. Nguyen, and C. Ulises (2012), Alternatives to the Robert-Asselin filter, *Ocean Modell.*, *41*, 53–66, doi: 10.1016/j.ocemod.2011.11.002.
- Marshall, J., and F. Schott (1999), Open-ocean convection: Observations, theory, and models, *Rev. Geophys.*, *37*(1), 1–64.
- Mertens, C., and F. Schott (1998), Interannual variability of deep-water formation in the Northwestern Mediterranean, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 1410–1424.
- Mourre, B., P. Mey, Y. Ménard, F. Lyard, and C. Provost (2006), Relative performance of future altimeter systems and tide gauges in constraining a model of north sea high-frequency barotropic dynamics, *Ocean Dyn.*, *56*(5), 473–486, doi:10.1007/s10236-006-0081-2.
- Naranjo, C., J. Garcia-Lafuente, G. Sannino, and J. C. Sanchez-Garrido (2014), How much do tides affect the circulation of the Mediterranean sea? From local processes in the strait of Gibraltar to basin-scale effects, *Prog. Oceanogr.*, *127*, 108–116.
- Pinardi, N., et al. (2013), Mediterranean sea large-scale low-frequency ocean variability and water mass formation rates from 1987 to 2007: A retrospective analysis, *Prog. Oceanogr.*, *132*, 318–332.
- Rhein, M. (1995), Deep water formation in the western Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, *100*(C4), 6943–6959, doi:10.1029/94JC03198.
- Rugenstein, M., M. Winton, R. J. Stouffer, S. M. Griffies, and R. Hallberg (2013), Northern high-latitude heat budget decomposition and transient warming, *J. Clim.*, *26*, 609–621.
- Santinelli, C., D. A. Hansell, and M. Ribera d'Alcalà (2013), Influence of stratification on marine dissolved organic carbon (doc) dynamics: The Mediterranean sea case, *Prog. Oceanogr.*, *119*, 68–77.
- Schroeder, K., A. Ribotti, M. Borghini, R. Sorgente, A. Perilli, and G. P. Gasparini (2008a), An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L18605, doi:10.1029/2008GL035146.
- Schroeder, K., M. Borghini, G. Cerrati, V. Difesa, R. Delfanti, C. Santinelli, and G. Gasparini (2008b), Multiparametric mixing analysis of the deep waters in the western Mediterranean sea, *Chem. Ecol.*, *24*, 47–56.

- Somot, S., F. Sevault, and M. Déqué (2006), Transient climate change scenario simulation of the Mediterranean Sea for the 21st century using a high resolution ocean circulation model, *Clim. Dyn.*, 27, 851–879, doi:10.1007/s00382-006-0167-z.
- Somot, S., et al. (2016), Modelling and understanding the climate variability of the deep water formation in the north-western mediterranean sea, *Climate Dynamics*, doi: 10.1007/s00382-016-3295-0, in press.
- Taillandier, V. (2014), (ctd dataset acquired during the field survey dewex), *Tech. Rep.*, doi:10.17600/13450110. [Available at ftp://oceane.obs-vlfr.fr/pub/prieur/GC/Dewex2013leg1_leg2_ASCII/DEWEX2013-CTDReport.pdf.]
- Tamburini, C., et al. (2013), Deep-sea bioluminescence blooms after dense water formation at the ocean surface, *PLoS ONE*, 8(7), e67523, doi:10.1371/journal.pone.0067523.
- Testor, P. (2013), Dewex-mermex 2013 leg1 cruise, le suroît r/v, *Tech. Rep.*, doi:10.17600/13020010. [Available at <http://campagnes.flotteoceanographique.fr/campagnes/13020010/>.]
- Testor, P., and J.-C. Gascard (2006), Post-convection spreading phase in the Northwestern Mediterranean Sea, *Deep Sea Res., Part I*, 53, 869–893.
- Testor, P., L. Coppola, and L. Mortier (2012), (2012 moose-ge cruise, le suroît r/v), *Tech. Rep.*, doi:10.17600/12020030. [Available at <http://campagnes.flotteoceanographique.fr/campagnes/12020030/index.htm>.]
- Testor, P., L. Coppola, and L. Mortier (2013), (2013 moose-ge cruise, tethys ii r/v), *Tech. Rep.*, doi:10.17600/13450110. [Available at <http://campagnes.flotteoceanographique.fr/campagnes/13450110/index.htm>.]
- Tziperman, E., and K. Speer (1994), A study of water mass transformation in the Mediterranean Sea: Analysis of climatological data and a simple three-box model, *Dyn. Atmos. Oceans*, 21, 53–82.
- Ulses, C., C. Estournel, P. Puig, X. Durrieu de Madron, and P. Marsaleix (2008), Dense shelf water cascading in the northwestern Mediterranean during the cold winter 2005. Quantification of the export through the Gulf of Lion and the Catalan margin, *Geophysical Res. Lett.*, 35, L07610, doi:10.1029/2008GL033257.
- Visbeck, M. J., J. Marshall, and H. Jones (1996), Dynamics of isolated convective regions in the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 1721–1734.
- Walín, G. (1982), On the relation between sea-surface heat flow and the thermal circulation in the ocean, *Tellus*, 34, 187–195.
- Winton, M., S. M. Griffies, B. L. Samuels, J. L. Sarmiento, and T. L. Frolicher (2013), Connecting changing ocean circulation with changing climate, *J. Clim.*, 26, 2268–2278.

3.7. Analyse complémentaire

A la suite de cet article, on présente ici deux études complémentaires menées à partir de l'OSSE. L'une compare les résultats obtenus avec le modèle SYMPHONIE à ceux du modèle NEMOMED12, et l'autre s'intéresse à la capacité du réseau MOOSE-GE à suivre la variabilité interannuelle du volume d'eaux denses sur la période 1980-2012.

3.7.1. Comparaison des résultats de SYMPHONIE avec NEMOMED12

La simulation SYMPHONIE a fourni une réalité virtuelle de référence pour l'OSSE. On a par ailleurs utilisé NEMOMED12 dans deux configurations différentes pour déterminer si ce modèle eddy-permitting peut être utilisé pour ce type d'OSSE et pour estimer l'impact de l'initialisation des champs physiques sur les résultats. On ré-applique donc l'OSSE à une simulation NEMOMED12 initialisée par la réanalyse SYMPHONIE, nommée par la suite NEMOMED12-I, et une simulation hindcast nommée NEMOMED12.

La Figure 3.10 représente la carte d'épaisseur d'eaux denses à la date centrale de la campagne (12 Février 2013) dans les modèles a) SYMPHONIE, c) NEMOMED12-I et e) NEMOMED12. On montre aussi en (b,d,f) pour illustrer le champ d'épaisseur d'eau dense reconstruit par krigage à partir d'observations virtuelles par le réseau MOOSE-GE. Les champs d'épaisseur d'eau dense sont relativement proches à grande échelle pour (a) SYMPHONIE et (c) NEMOMED12-I. Ils présentent tous les deux une zone de patch convectif avec des épaisseurs d'eau denses supérieures à 2000m au large du Golfe du Lion, qui sont la signature de la convection profonde. Dans le reste du bassin hauturier, on note une épaisseur moyenne de 1000-1500m, tandis que dans les zones côtières au Nord, Ouest et Est du domaine l'eau dense occupe une faible épaisseur ($< 500m$) qui est liée à la plus faible bathymétrie et à la présence d'un courant de bord d'eaux légères. Les deux champs diffèrent par leur petite échelle : en haute mer, le patch convectif se découpe en structures de petite échelle ($\sim 30km$) dans SYMPHONIE, ce qui n'est pas le cas dans NEMOMED12-I ; par ailleurs, le minimum sur le talus est plus prononcé dans NEMOMED12-I. Ces différences sont probablement reliées directement à la résolution horizontale plus faible de NEMOMED12, qui ne résoud pas les petites structures de méso-échelle et qui représente un courant Nord d'eaux légères plus large. A l'inverse, le champ NEMOMED12 (e) est très différent : la zone de convection est plus réduite, et le reste du bassin présente un faible volume d'eaux denses puisque l'épaisseur est inférieure à 1000m. Par conséquent, le champ reconstruit à partir des observations virtuelles du réseau MOOSE-GE est relativement proche entre (b) SYMPHONIE et (d) NEMOMED12-I, tandis qu'il a une valeur généralement plus faible pour (f) NEMOMED12.

On s'intéresse maintenant aux statistiques d'erreur déduites de l'OSSE dans les trois cas, données dans le Tableau 5.1. Les erreurs estimées par le modèle NEMOMED12-I sont très similaires à celles estimées par SYMPHONIE. Si les erreurs d'échantillonnage $1.96RMSE_s$, $1.96RMSE_{st}$ et l'erreur incluant la précision instrumentale $1.96RMSE_{sti1}$ sont légèrement plus élevées avec NEMOMED12-I, l'erreur totale $1.96RMSE_{sti2}$ est légèrement plus faible. Toutefois, cette erreur totale ne diffère que de 0.9%, ce qui montre que l'OSSE donne des résultats similaires entre les deux simulations. En revanche, l'erreur est plus élevée dans tous les cas avec la simulation NEMOMED12, atteignant même 46.2% du volume à estimer pour l'erreur totale, soit presque deux fois plus que pour la simulation SYMPHONIE. On peut lier cette large erreur relative de NEMOMED12 au volume d'eaux denses environ deux fois plus faible dans cette simulation que dans SYMPHONIE et NEMOMED12-I. Ce faible volume, qui est peu réaliste au regard des observations, est plus difficile à reconstruire avec le réseau MOOSE-GE et cause

	SYMPHONIE	NEMOMED12-I	NEMOMED12
1.96 $RMSE_s$ (%)	6.7	9.2	13.1
1.96 $RMSE_{st}$ (%)	8.6	9.7	14.5
1.96 $RMSE_{sti1}$ (%)	8.8	10.2	15.3
1.96 $RMSE_{sti2}$ (%)	25.0	24.1	46.2

TABLEAU 3.5: *Statistiques d'erreur déduites de l'OSSE pour les trois simulations : intervalle de confiance spatial $1.96RMSE_s$, spatio-temporel $1.96RMSE_{st}$, spatio-temporel et de précision instrumentale $1.96RMSE_{sti1}$ et total $1.96RMSE_{sti2}$ du système d'observation. Les résultats sont donnés pour la campagne d'hiver 2013, le réseau MOOSE-GE théorique et la classe de densité $\sigma_0 > 29.11\text{kg/m}^3$. L'intervalle de confiance est donné à la probabilité 95%, en pourcents du volume de la réalité virtuelle. NEMOMED12-I et NEMOMED12 désignent resp. NEMOMED12 initialisé par SYMPHONIE et par le hindcast.*

une surestimation de l'erreur.

On peut en conclure que le réalisme de l'initialisation en été 2012 impacte fortement l'OSSE, tandis que les résultats sont peu sensibles au choix du modèle utilisé et à sa résolution horizontale. Ceci signifie que le modèle NEMOMED12 peut être utilisé pour réaliser un OSSE portant sur le volume d'eaux denses, mais qu'en revanche un état initial corrigé est nécessaire car il impacte fortement le réalisme du champ à reconstruire.

3.7.2. Suivi interannuel des eaux denses par MOOSE-GE

On a montré que le réseau MOOSE est capable de mesurer les variations saisonnières du volume d'eaux denses pendant l'année fortement convective 2012-2013. On s'intéresse maintenant à la capacité du réseau MOOSE à mesurer sa variabilité interannuelle. En effet, MOOSE est un observatoire interannuel (<http://www.moose-network.fr/>) ayant entre autres pour objectif de mesurer les variations de long terme des masses d'eau à partir de campagnes annuelles menées en été. On utilise pour répondre à cette question la simulation interannuelle NEMOMED12, initialisée en août 1979 par la climatologie MEDATLAS-II. On considère uniquement l'erreur spatiale du réseau donnée par $RMSE_s$. On cherche à mesurer les variations annuelles du volume d'eaux denses de Juillet de l'année n (V_n) à Juillet de l'année $n+1$ (V_{n+1}), puisque les campagnes MOOSE-GE ont lieu typiquement en été. On suppose que les erreurs obtenues sur les volumes en Juillet 2012 (V_{2012}) et 2013 (V_{2013}) peuvent être extrapolées aux années précédentes, et que les erreurs des années n et $n+1$ suivent des lois Normales indépendantes. Ainsi, l'erreur moyenne commise sur la mesure de la variation de volume est donnée par :

$$\begin{aligned} 1.65 RMSE(V_{n+1} - V_n) &= 1.65 \sqrt{RMSE(V_n)^2 + RMSE(V_{n+1})^2} \\ &= 1.65 \sqrt{RMSE(V_{2012})^2 + RMSE(V_{2013})^2} = 10.7\% \end{aligned}$$

Cela signifie que sous ces hypothèses, toute variation annuelle d'au moins 10.7% du volume d'eaux denses peut être détectée par MOOSE à 95% de probabilité. La Figure 3.11 représente l'évolution annuelle du volume d'eau dense en Juillet dans la simulation NEMOMED12, sur la période 1980-2012. On voit que la simulation connaît trois périodes d'augmentation de son volume d'eaux denses, la première sur 1981-1995, la seconde sur 2004-2005 et la troisième sur 2009-2012. Ces trois périodes incluent les principales années convectives observées qui sont :

1987 (Leaman et Schott, 1991), 1992 (Schott et al., 1996), 2005 (Schröder et al., 2006) et 2012 (Durrieu de Madron et al., 2013), ce qui suggère que NEMOMED12 est capable de reproduire la variabilité interannuelle de la convection. Les années marquées par des cercles sont détectées par MOOSE-GE, tandis que celles avec des croix ne le sont pas. Les résultats montrent que 44% des variations annuelles du volume d'eaux denses sont détectées par MOOSE. Elles correspondent en majorité à des années de formation d'eaux denses (1981-1986, 1991, 2005, 2010 et 2012), mais aussi à certaines années de forte restratification : 1999, 2002, 2004 et 2006.

Ces résultats sont dépendants du réalisme de la simulation NEMOMED12 et sont probablement pollués par la phase initiale de spinup du modèle. Concernant le spinup, Somot et al. (2016) ont montré que la décennie 1981-1992 a été fortement convective, il est donc plutôt réaliste que NEMOMED12 reproduise cette tendance. Par ailleurs, on a vu précédemment que cette simulation tend à surestimer l'erreur d'observation, les résultats donnent donc probablement une borne supérieure pour celle-ci. Cela signifie que le réseau MOOSE peut mesurer environ une année sur deux de variations d'eaux denses, lorsque les variations de volume sont suffisamment grandes pour être détectées.

Conclusions et perspectives

Ce chapitre nous a donc permis de caractériser l'année convective 2012-2013 en termes de volumes d'eaux denses, de taux de convection et de restratification. Les résultats ont tout d'abord montré que le réseau d'observations d'utilisé permet de mesurer avec une précision supérieure à 10% les volumes d'eaux denses, à condition que les instruments aient été calibrés. Ceci implique que ses variations saisonnières sur l'année convective 2012-2013 et la moitié de ses variations annuelles peuvent être mesurées par ce réseau. Seuls 50 points de mesure sont nécessaire pour réduire l'erreur d'échantillonnage spatial à 10%. Enfin, un modèle eddy-resolving comme SYMPHONIE ou un modèle eddy-permitting comme NEMOMED12 peuvent être utilisés pour estimer les statistiques d'erreur du réseau d'observations.

En termes d'observations, on a identifié un large cycle saisonnier du volume d'eaux denses qui augmente rapidement entre l'hiver et le printemps 2013, puis diminue jusqu'à l'été 2013. La moitié Ouest du bassin domine les formations d'eaux denses par convection profonde et leur export principalement au Sud-Ouest par advection et mélange. Le taux de convection profonde est estimé à partir des observations entre l'été 2012 et le printemps 2013 et sur un domaine hauturier de bathymétrie supérieure à 2000m, et il atteint $1.4 \pm 0.3 Sv$. Ce taux de convection est équivalent à $2.3 \pm 0.5 Sv$ sur toute la Méditerranée Nord-occidentale et pendant la période de convection, durant laquelle la formation des eaux denses a lieu.

Cette estimation fournit le taux de convection le plus élevé qui ait été observé en Méditerranée Nord-occidentale, ce qui suggère que l'épisode convectif de l'hiver 2013 était exceptionnel. D'autres observations indépendantes (Houpert et al. (2016); Herrmann et al. (2017)) et plusieurs études de modélisation (Somot et al., 2016; Estournel et al., 2016b; Léger et al., 2016) suggèrent aussi que l'hiver 2013 a été marqué par une convection profonde intense. Le taux de restratification est estimé pour la première fois dans le bassin et il atteint entre le printemps et l'été 2013 $-0.8 \pm 0.4 Sv$. Cette valeur relativement élevée suggère que des processus internes sont actifs en fin de printemps et contribuent à l'export et au mélange des nouvelles eaux denses formées.

La méthodologie de cet OSSE pourra être améliorée et appliquée à d'autres variables. La méthode de reconstruction du champ d'épaisseur d'eaux denses permet de fournir une estimation du taux de convection profonde indépendante d'une ébauche issue d'une simulation

numérique, cependant cette contrainte pourrait être relâchée pour augmenter le réalisme du champ physique reconstruit loin de toute observation. Par ailleurs, le manque d'observations et les forts gradients côte-large n'ont pas permis de reconstruire le volume d'eaux denses sur le talus océanique, qui contribue pourtant au volume d'eaux convectées. Des développements supplémentaires seraient nécessaires pour inclure ces zones sans augmenter l'erreur de reconstruction. L'ajout d'une ébauche réaliste pourrait améliorer cet aspect. En termes de finalité scientifique, on pourrait aussi utiliser cet OSSE afin d'optimiser le réseau d'observations MOOSE. Les statistiques d'erreur de cette méthode pourraient être utilisées pour le développement d'un tel algorithme d'optimisation. Enfin, on peut penser à l'utilisation de cet OSSE pour d'autres diagnostics physics de grande échelle : propriété des masses d'eau, identification de structures dynamiques, contenu en chaleur du bassin, etc.

Cette étude fournit une estimation de grande échelle d'un processus clé en mer Méditerranée. Il sera intéressant par la suite d'évaluer la capacité des modèles numériques à simuler cet épisode et d'investiguer les mécanismes à l'oeuvre lors des phases de mélange vertical et de restratification intenses. En particulier, les résultats suggèrent que le patch convectif a atteint une étendue plus grande que celle mesurée lors de la campagne de Février 2013. Par ailleurs, la restratification a été intense avant et après l'épisode de convection de l'hiver 2013, et plusieurs phénomènes peuvent y contribuer : la disparition d'eaux denses par mélange, par échanges en surface ou par export à l'extérieur du bassin Liguro-Provençal. Ces questions seront approfondies dans le Chapitre 4.

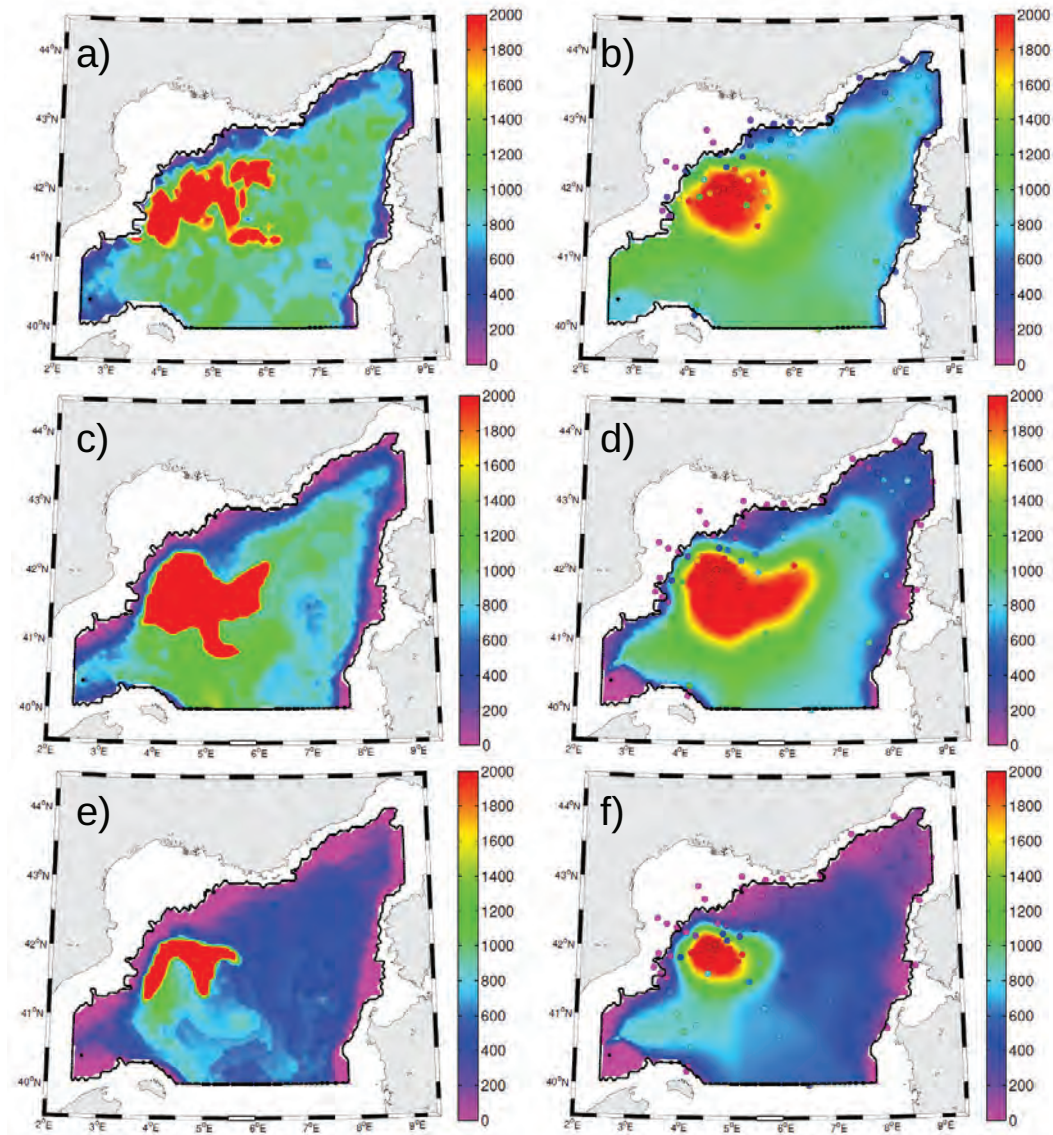


FIGURE 3.10: Carte de l'épaisseur d'eaux denses à la date centrale de la campagne d'hiver (12 Février 2013). La réalité virtuelle est issue a) de SYMPHONIE, c) de NEMOMED12 initialisé avec la réanalyse SYMPHONIE et e) le hindcast NEMOMED12. (b,d,f) Champ reconstruit par krigage à partir du réseau MOOSE-GE théorique (points), pour les trois simulations.

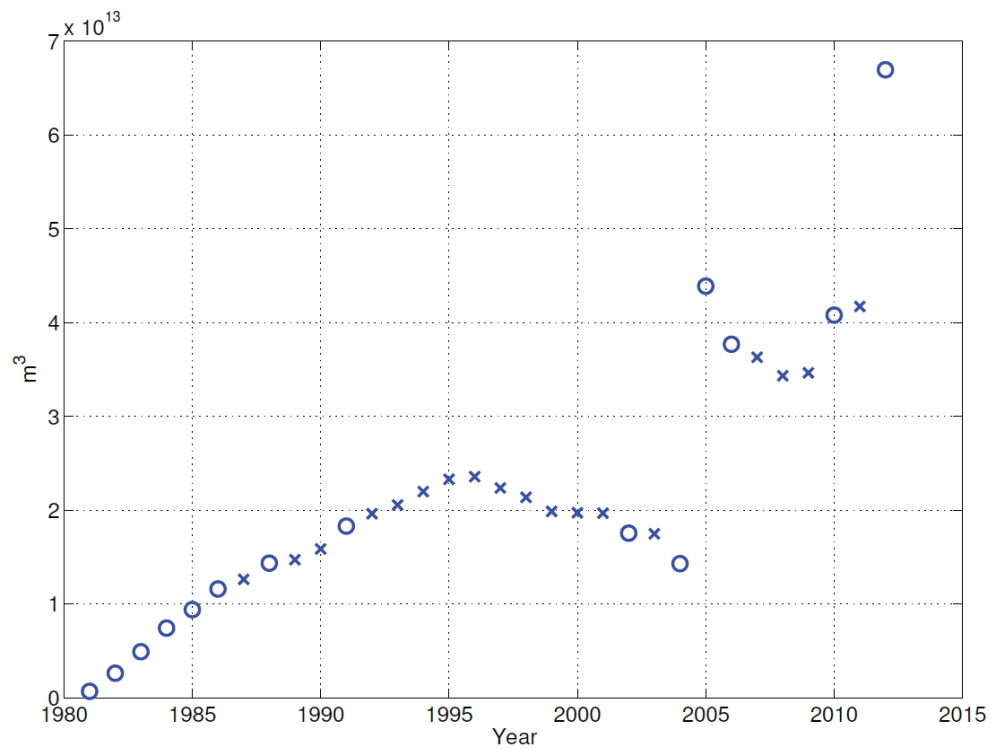


FIGURE 3.11: *Evolution du volume d'eaux denses dans la simulation hindcast NEMOMED12. Les ronds indiquent les années où le réseau MOOSE-GE capture la variation d'eaux denses à 95%, tandis que les croix indiquent les années où MOOSE-GE ne les capture pas.*

CHAPITRE IV

Modélisation d'ensemble de l'hiver convectif 2012-2013 en Méditerranée Nord-occidentale

4.1	Introduction	89
4.2	Model, data and methods	91
4.2.1	Model	91
4.2.2	Data	93
4.2.3	Validation of the ensemble initial state	94
4.2.4	Methods	96
4.2.4.1	Deriving the mixed layer depth from the IS	96
4.2.4.2	Estimating the DWF area and rate	96
4.2.4.3	Volumetric θ -S diagram	98
4.2.4.4	Water mass transformation diagnostic	99
4.3	Results	99
4.3.1	Chronology of the 2012-2013 deep convection events	99
4.3.2	Estimating the deep convection area	101
4.3.3	Estimating the DWF rate	104
4.3.4	Hydrological signature of convection	107
4.3.4.1	Quantitative deep water transformations	107
4.3.4.2	Deep water evolution at LION	109
4.3.5	Identification of processes driving water mass transformations	111
4.3.5.1	Preconditionning	111
4.3.5.2	Intense mixing	113
4.3.5.3	Restratification	114
4.4	Discussions	115
4.4.1	Model evaluation	115
4.4.2	OIV estimate	116
4.4.3	Water mass transformations	116
4.5	Conclusions	117
4.6	Appendix : Evaluation of ALDERA above the NWMed sea	119

Dans un second temps, nous avons tiré profit des observations de la convection de 2012-2013 pour évaluer le modèle numérique NEMOMED12. L'objectif de cette étude, qui a donné lieu à un article soumis à JGR-Oceans, est d'évaluer NEMOMED12 en termes de convection profondes et de transformations de masses d'eau, d'utiliser une approche ensembliste pour étudier l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan sur la convection profonde et d'identifier les mécanismes clés de transformations de masses d'eau.

Résumé de l'article

En mer Méditerranée, une série d'études de cas ont été réalisées pour évaluer la convection profonde simulée par les modèles océaniques. Dans le bassin Liguro-Provençal, il s'agit des cas

1986-1987, 2004-2005 et 2012-2013. En raison de la grande quantité d'observations, on dispose sur l'année 2012-2013 d'un cas d'étude bien documenté et dont la convection profonde a été exceptionnelle. Les observations in situ sont nombreuses et incluent plate-formes autonomes (ARGO, glider), bouées et mouillages océanographiques (points LION et DYFAMED) et plusieurs campagnes hydrographiques réalisées sur tout le bassin. On peut donc reconstituer une vision 4D du cas 2012-2013 en termes de convection profonde, de masses d'eau et même de dynamique. Cet article porte donc sur l'évaluation du modèle NEMOMED12 sur ce cas d'étude bien documenté.

Comme mentionné en introduction, jusqu'à présent de nombreuses études ont porté sur l'impact du forçage atmosphérique et du préconditionnement océanique sur la convection océanique profonde. Elles ont mis en évidence le rôle primordial du forçage atmosphérique dans la convection profonde du bassin Liguro-Provençal et sa variabilité interannuelle. Elles ont par ailleurs établi que le préconditionnement océanique joue un rôle secondaire dans le déclenchement et l'intensité de la convection, mais qu'il peut fortement impacter l'hydrologie des nouvelles eaux denses formées. Cependant, une large fraction du préconditionnement est liée à la variabilité intrinsèque de l'océan (OIV), dont le rôle n'a jusqu'à présent pas été étudié. Or le bassin Liguro-Provençal est une zone fortement turbulente avec en particulier des instabilités du Courant Nord (NC), du Front Nord-Baléare (NBF) et une riche activité de méso-échelle et subméso-échelle. Dans cette étude, nous cherchons à quantifier l'impact de l'OIV sur la convection profonde qui à notre connaissance est une question traitée pour la première fois dans l'océan global. Enfin, on s'intéresse à identifier les processus physiques qui dominent les transformations des masses d'eau lors de la convection océanique profonde.

Pour cela, on utilise une simulation d'ensemble de NEMOMED12 à état initial perturbé. La section 2 décrit et valide cet état initial. La grande échelle provient de l'analyse objective de Estournel et al. (2016b) et assure le réalisme de l'état initial, tandis que la méso-échelle provient d'une simulation NEMOMED12 historique jumelle et permet de documenter l'impact de l'OIV sur la convection. On utilise le forçage atmosphérique ALDERA qui est lui aussi évalué en section 2 : il présente une chronologie et une structure spatiale réaliste des flux de chaleur, qui provient du réalisme de ses variables de surface, mais il surestime les flux de chaleur latente extrêmes.

Dans la section 3, on valide NEMOMED12, on quantifie l'impact de l'OIV sur la convection et on identifie les mécanismes de transformations de masses d'eau. NEMOMED12 représente globalement les épisodes convectifs de 2012-2013 de façon réaliste. La chronologie de l'événement et sa signature en surface sont bien reproduites et mettent en évidence trois épisodes de mélange vertical intense entre fin Janvier et mi-Mars. NEMOMED12 représente bien un épisode convectif principalement au large du Golfe du Lion, mais trop au Sud. Le taux de convection a le bon ordre de grandeur, entre 1.7-1.8Sv. En termes d'hydrologie, les eaux denses formées ont une densification réaliste, mais elle résulte d'une compensation entre un biais froid et un biais peu salé des eaux denses.

L'OIV impacte largement la géographie de la convection, puisqu'environ la moitié du patch convectif est impacté par l'OIV. Cependant, l'impact est faible au Nord de la zone de convection, ce qui est cohérent avec l'impact de la pente de la bathymétrie sur la convection et les flux turbulents. En revanche, on montre que l'OIV impacte modestement le taux de convection, le modulant de typiquement 5%. Enfin, on identifie une tendance d'augmentation de l'OIV avec le temps qui suggère qu'il pourrait être plus fort aux échelles de temps interannuelles.

Enfin, on identifie les mécanismes qui pilotent les transformations diapycnales, diathermales et dia-halines des masses d'eau. Chaque phase de la convection montre un régime différent :

pendant le préconditionnement, la circulation thermohaline est alimentée par les échanges avec le bassin Algérien où les eaux profondes sont exportées et les eaux intermédiaires sont importées. Lors de la phase de mélange vertical intense, les flux de chaleur de surface induisent un large flux diathermal et diapycnal qui déclenche la convection. Cependant, le mélange interne détermine largement les propriétés des nouvelles WMDW en érodant un large volume de LIW. Lors de la restratification, les échanges latéraux et le mélange interne sont intensifiés par rapport au préconditionnement. Ils alimentent la circulation thermohaline et déterminent les propriétés de long terme des eaux intermédiaires et profondes.

Modélisation d'ensemble de l'hiver convectif 2012-2013 en Méditerranée Nord-occidentale : évaluation avec une simulation d'ensemble (article)

Modelling the intense 2012-2013 dense water formation event in the northwestern Mediterranean sea : evaluation with an ensemble simulation approach. **R. Waldman**, S. Somot, M. Herrmann, A. Bosse, G. Caniaux, C. Estournel, L. Houpert, L. Prieur, F. Sevault and P. Testor, *Journal of Geophysical Research - Oceans*, in revision.

Abstract

The northwestern Mediterranean (NWMed) sea includes one of the best observed ocean deep convection sites in the world. Winter 2012-2013 was an intense and well-observed dense water formation (DWF) event. We evaluate this DWF event in an ensemble configuration of the regional ocean model NEMOMED12. We then assess the impact of ocean intrinsic variability (OIV) on DWF and to identify the main physical mechanisms driving water mass transformations.

NEMOMED12 reproduces accurately the chronology of the deep convection event between late January and March, its location mostly off the Gulf of Lions although with a southward shift and its magnitude. It fails to reproduce the observed Western Mediterranean Deep Waters (WMDW) salinification and warming, consistently with a too strong surface heat loss.

The OIV is shown to modulate half of the DWF area, especially in the open-sea where the bathymetry slope is low. It impacts marginally (3-5%) the integrated DWF rate, but its increase with time suggests its impact could be larger at interannual timescales. We conclude that ensemble frameworks are necessary to evaluate accurately numerical simulations of DWF.

Each phase of DWF was shown to have distinct diapycnal and thermohaline regimes : during preconditioning, the Mediterranean thermohaline circulation (MTHC) is driven by exchanges with the Algerian basin. During intense mixing, surface heat fluxes trigger deep convection and internal mixing largely determines the resulting WMDW properties. During restratification, lateral exchanges and internal mixing are enhanced. Finally, isopycnal mixing was shown to play a large role in water mass transformations during the preconditioning and restratification phases.

4.1. Introduction

The Northwestern Mediterranean sea (NWMed) is a key region of Dense Water Formation (DWF) in the World ocean (Marshall et Schott (1999)). DWF and in particular the formation of Western Mediterranean Deep Water (WMDW), the main deep water mass in the Western

Mediterranean sea, constrains many biogeochemical and thermodynamical processes : nutrient renewal in upper layers and biological activity (Tamburini et al. (2013); Herrmann et al. (2014); Auger et al. (2014)), carbon and heat storage rate (Santinelli et al. (2013); Winton et al. (2013); Rugenstein et al. (2013)) and therefore climate.

DWF has long been observed in the NWMed sea (MEDOC-Group (1970); Leaman et Schott (1991); Schott et al. (1996); Durrieu de Madron et al. (2013)), mostly off the Gulf of Lions in an area centered on the 'MEDOC' point ($42^{\circ}\text{N}, 5^{\circ}\text{E}$). It is triggered in the winter by the cold and dry regional winds Mistral and Tramontane (Leaman et Schott (1991); Mertens et Schott (1998); Somot et al. (2016)). It is typically described in three phases (Marshall et Schott, 1999) : the preconditioning phase, the intense mixing phase and the restratification-spreading phase. During preconditioning, the DWF area shows an isopycnal dome and a cyclonic circulation that favours deep convection. During the intense mixing phase, the residual buoyancy of the whole water column is cancelled by strong atmospheric fluxes and a deep convective mixed patch is formed. Finally, during the restratification-spreading phase, a mean overturning circulation is activated which exports newly-formed WMDW, imports lighter surrounding waters and increases the DWF area buoyancy. This sequence is a conceptual view of the deep convection process and one should consider these three phases can overlap.

Several numerical case studies have been performed on observed DWF events, mostly the 1986-1987 (Demirov et Pinardi, 2007; Herrmann et al., 2008; Herrmann et Somot, 2008), 2004-2005 (Herrmann et al., 2010; Beuvier et al., 2012) and 2012-2013 (Estournel et al., 2016b; Léger et al., 2016) events. They aimed at evaluating the deep convection simulated by numerical models and documenting the key processes that drive it. They have focused on the roles of atmospheric forcing (Herrmann et Somot, 2008; Herrmann et al., 2010; Estournel et al., 2016b), ocean preconditioning (Herrmann et al., 2010; Léger et al., 2016), model resolution (Herrmann et al., 2008) and spreading (Demirov et Pinardi, 2007; Beuvier et al., 2012) in those DWF events. In the period 2012-2013, an intense set of observations were carried out (Estournel et al., 2016a) and results suggest that winter 2013 DWF event had an exceptional magnitude (Waldman et al., 2016; Houpert et al., 2016; Herrmann et al., 2017). Therefore, in this study, we evaluate the representation of this DWF period in a regional ocean model.

Past numerical studies have focused mostly on the impact of atmospheric forcing and ocean preconditioning on the NWMed sea DWF phenomenon. A large consensus emerges on the dominant role of atmospheric forcing in triggering DWF (Demirov et Pinardi (2007); Herrmann et Somot (2008); Sannino et al. (2009); Herrmann et al. (2010); Béranger et al. (2010); L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016)). Several studies also point out the impact of ocean preconditioning before the convection event in modulating the DWF intensity (Herrmann et al. (2010); L'Hévéder et al. (2013); Léger et al. (2016); Somot et al. (2016)). For the 1986-1987 case study, Herrmann et al. (2010) find that preconditioning can modulate by a factor 2 the DWF rate, and Léger et al. (2016) find a factor 4.4 for the 2012-2013 case study, but in both cases the atmospheric forcing triggers the DWF event. At the interannual timescale, L'Hévéder et al. (2013) use a pre-convection Index of Stratification (IS) as an interannual predictor of the DWF rate and Somot et al. (2016) also conclude on the dominant role of atmospheric forcing at those timescales.

Ocean preconditioning is likely to be impacted by the Ocean Intrinsic Variability (OIV), which none of the aforementioned study has quantified. The NWMed sea is a strong eddying region (Escudier et al., 2013) with instabilities of the Northern Current, the North Balearic Front (Milot et Taupier-Letage, 2005) and a large presence of mesoscale (Gascard, 1978) and submesoscale (Testor et Gascard, 2003) eddies. Such structures can also retroact on the basin-

scale circulation through an inverse energy cascade (Sérazin et al., 2015). Those structures contribute to OIV. Recent numerical experiments have shown that this OIV contributes to 5-60% of the global thermohaline circulation variability (Grégorio et al., 2015), being active from daily to multi-decadal timescales (Grégorio et al., 2015). However, to our knowledge, the impact of OIV on DWF has not been assessed so far. Therefore, our study uses a regional ocean model to quantify the impact of OIV on DWF.

Finally, water mass transformation diagnostics have been largely used to relate water mass transformations to their thermohaline forcing (Walín, 1982) and are still a reference method to estimate the DWF rate in deep convection areas (Myers et Donnelly, 2008; Waldman et al., 2016). In the northwestern Mediterranean, Tziperman et Speer (1994) used this diagnostic to estimate the surface DWF rate and later Herrmann et al. (2008) identified the key role of lateral transports in the dense water export, light water import and resulting overturning cell activated by deep convection. However, no clear role of internal mixing on water mass transformations has been established and the focus has been solely on diapycnal transformations whereas isopycnals are a preferred direction of mixing by basin-scale ocean turbulence (Iselin, 1939; McDougall, 1987; McDougall et al., 2014). We therefore aim in this study at identifying the main mechanisms of water mass transformations during DWF, with a special focus on internal mixing and isopycnal transformations.

To summarize, this study evaluates NEMOMED12 regional ocean model's representation of the well-documented 2012-2013 DWF event, it quantifies the impact of OIV on DWF and it characterizes the water mass transformation processes at play. Section 2 describes the model, data and methods used, section 3 presents the main results, section 4 discusses hypotheses, limitations and perspectives and section 5 summarizes the main conclusions.

4.2. Model, data and methods

4.2.1. Model

We use the ocean general circulation model NEMO (Madec (2008)) in a regional configuration of the Mediterranean Sea called NEMOMED12 (Fig.5.1). See Hamon et al. (2016) for a similar configuration of this regional model. Its horizontal resolution is $\delta x = 6.1 - 7.1 km$ in the NWMed sea and it has 75 vertical levels of resolution between 1m at the surface and 130m at the bottom. In the NWMed sea, the size of mesoscale eddies and meanders is typically between 30-80km (Crépon et al., 1982; Millot, 1991), but it is variable over time and space and the first baroclinic Rossby radius was estimated to be as low as 1.2km in the DWF area during winter 2012-2013 (Giordani et al., 2017). The model's far-dissipation range is $7\delta x = 42.5 - 50.0 km$ (Marchesiello et al., 2011), it is therefore a mesoscale eddy-permitting ocean model in the NW-Med sea. Its bathymetry is extracted from MERCATOR - LEGOS version 10 1/120° resolution database (Beuvier et al. (2012)).

In terms of physics, we use in the horizontal a bilaplacian momentum diffusion operator ($-1.25 \cdot 10^{10} m^4/s$) to limit model diffusion at mesoscale. For tracers, we use a Laplacian isopycnal mixing operator ($60 m^2/s$) to parametrize unresolved eddies but no eddy-induced velocity parametrization (Gent et McWilliams (1990)) is added to permit the explicit resolution of baroclinic eddies. At the lateral boundaries, we use a free slip condition. In the vertical, mixing is driven by the Turbulent Kinetic Energy scheme (TKE, Gaspar et al. (1990)), by the parametrizations of convection and bottom friction. For convection, we use the Enhanced Vertical Diffusion (EVD) scheme which imposes a vertical mixing coefficient of $10 m^2/s$ on tracers and

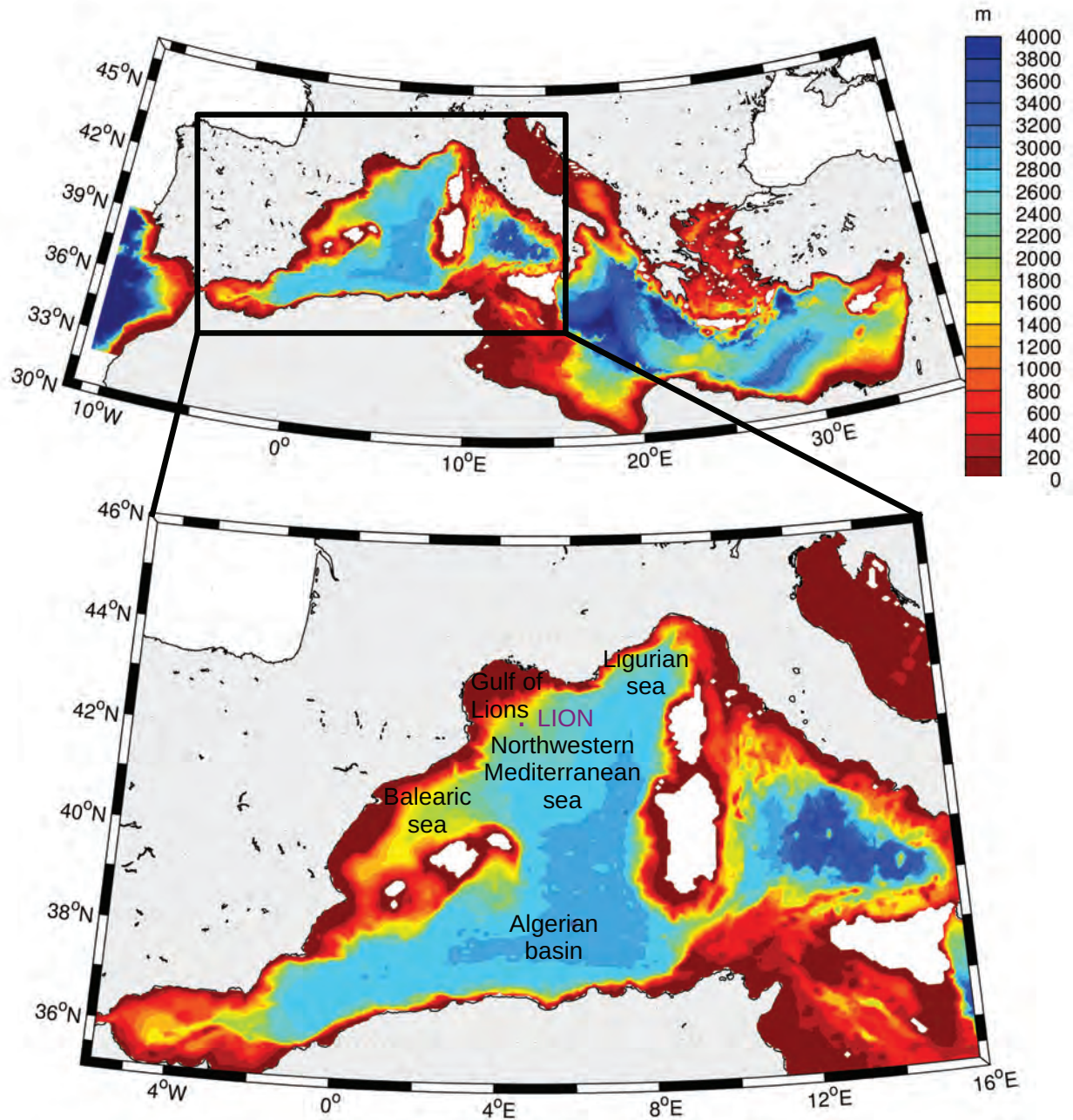


FIGURE 4.1: Domain and associated bathymetry for NEMOMED12 model. The locations of LION buoy (purple) and the main basins (black) are also displayed.

momentum when static instabilities occur. At the bottom, a quadratic friction is applied (Beuvier et al., 2012) which depends on the bottom mean kinetic energy and on a tidal eddy kinetic energy climatology (Lyard et al. (2006)).

NEMOMED12 is forced at the surface by a dynamical downscaling of the ERA-Interim reanalysis by the 12km-resolution atmosphere-only regional climate model ALADIN-Climate version 5 (Colin et al. (2010); Herrmann et al. (2011)). This forcing called ALDERA (Hamon et al. (2016)) provides momentum, water and heat fluxes every 3h over the 2012-2013 period. It is applied with a Newtonian sea surface temperature (SST) restoration of $40W/m^2/K$ to act as a first order coupling term (Barnier et al., 1995, 2006). Appendix 4.6 provides an evaluation of ALDERA forcing for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013 at LION buoy and at the basin-scale. ALDERA is shown to be realistic in terms of surface parameters and chronology, but it overestimates the net heat loss mostly due to a latent heat flux overestimation during intense wind events.

West of the Gibraltar strait, we apply a Newtonian temperature, salinity and sea level restoration toward ORAS4 reanalysis (Balmaseda et al., 2013). Finally, the river runoff climatology is taken from Ludwig et al. (2009) for the main river mouths listed in RivDis (Vörösmarty et al., 1996). The inputs of the other rivers are gathered and imposed as a coastal runoff in each coastal grid point. The Black Sea runoff climatology is deduced from Stanev et Peneva (2001). All restoration and runoff terms are monthly mean timeseries.

NEMOMED12 is initialized on 1-Aug-2012 based on an ocean objective analysis (Estournel et al., 2016b). The first guess of the initial state is given by the MERCATOR-Ocean operational analysis. To improve the realism of the model initial conditions over the region of interest, 3D corrections were added using MOOSE-GE summer 2012 cruise (Testor et al., 2012) and ARGO (ARGO, 2000) data. As described by Estournel et al. (2016b), these corrections are computed by interpolating the differences of temperature and salinity between observations and the first guess. An anisotropic interpolation method was preferred as Estournel et al. (2016b) show an improved error correction along isopycnals. NEMOMED12 runs for the period 2012-2013 until 30-Jun-2013 in order to diagnose all three phases of deep convection : preconditioning, intense mixing and restratification.

4.2.2. Data

The realism of the numerical simulations is assessed using an extensive set of observations. This study takes advantage of the exceptional year of 2012-2013 in the NWMed sea during which intensive observations were carried out to study DWF and its effect on the vernal bloom intensity. Thanks to MERMeX (Marine Ecosystems Response in the Mediterranean Experiment), HyMeX (Hydrological Cycle of the Mediterranean Experiment) the ANR ASICS-MED project, and the long term observational program MOOSE (Mediterranean Ocean Observing System for the Environment, <http://www.moose-network.fr>) a number of cruises has been carried out at the basin scale, each summer and during 2012-2013 Winter-Spring period with the DEWEX field cruises (Testor et al., 2012, 2013b; Testor, 2013a; Conan, 2013), collecting an important data set together with the use of autonomous platforms (gliders, profiling floats, moorings).

Observations include LION buoy (Caniaux et al., 2017) and deep mooring (Testor et al., 2016) in the DWF area ($42.102^\circ N$ $4.703^\circ E$, see Fig.5.1) to evaluate the air-sea fluxes and to follow the chronology of deep convection both at the surface and the bottom of the water column. The LION buoy, anchored at $4.703^\circ E$ $42.10^\circ N$ (Fig.5.1), provides all the near surface meteorological observables since 2001 (except precipitation) to estimate turbulent fluxes. Since 2012, the

dataset includes radiative fluxes (incoming and shortwave radiation). The data were checked following the procedure described by Caniaux et al. (2017), and hourly turbulent fluxes (latent and sensible heat fluxes, and wind stress) were computed with the COARE3.0 flux algorithm (Fairall et al., 2003) for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013. Due to missing sequences of values and rejected data, the record of fluxes is limited to only 1808 hourly fluxes (over 8760).

We also use extensively a series of 4 basin-scale CTD ship measurements in summer 2012, winter 2013, spring 2013 and summer 2013 including 68 to 82 CTD casts (Testor et al. (2012); Testor (2013a); Conan (2013); Testor et al. (2013b), see Waldman et al. (2016) for their location). They allow to estimate basin-scale properties of the NWMed sea : thermohaline and density properties, integral buoyancy and mixed patch area and volume. The mixed patch area and volume estimates from winter 2013 measurements are little sensitive to sensor intercalibration, we therefore added ARGO measurements (ARGO, 2000) to compute them (3 floats sampled the mixed patch).

Finally, we deduce a DWF area estimate from all glider measurements between January and March 2013 (up to 6 gliders at the same time, Bosse et al. (2016)). They only cover the depth 0-1000m but they constitute by far the largest in situ observation source for this DWF event : assuming a vertical profile frequency of 1/hour, 6 gliders perform in 14 hours more CTD casts than any of the basin-scale CTD ship measurements.

Several area and volume estimates are integrated over space : the DWF areas, volumes, the diapycnal and thermohaline volume transformations. In all cases but the glider-based estimates, we extrapolate observations over space using a kriging method validated by Waldman et al. (2016) for dense water volume estimates. This method uses no model guess to ensure the independence of results with numerical simulations, for model evaluation purposes. For the glider-based DWF area estimate, we use an objective analysis method validated by Bosse et al. (2015). All integrated estimates are provided for the whole NWMed sea, except the dense water volume estimate computed in the open-sea ($H > 2000m$).

4.2.3. Validation of the ensemble initial state

In this study, we develop a perturbed initialized ensemble approach in order to address the impact of OIV on DWF in a realistic configuration. We consider that the ocean objective analysis based on Estournel et al. (2016b) used as the initial state is only valid at the basin-scale. Indeed, most of the mesoscale and smaller-scale structures were not sampled by any observation. In addition, most of the OIV occurs at mesoscale (Sérazin et al., 2015), which motivates to perturb the mesoscale field to quantify the role of OIV on DWF. As a consequence, we create 10 perturbed initial hydrologies by selecting the basin-scale potential temperature θ_{BS} and salinity S_{BS} from 1-Aug-2012 of Estournel et al. (2016b) objective analysis and the mesoscale θ_{MS} and S_{MS} from 1-Aug of years between 1980 and 1989 of a twin hindcast NEMOMED12 similar to the free run in Hamon et al. (2016). For each model vertical level, θ_{BS} and S_{BS} are obtained by averaging each field over slipping windows of $\pm 50km$ in longitude and latitude, and θ_{MS} and S_{MS} are the residual : $\theta_{MS} = \theta - \theta_{BS}$ and $S_{MS} = S - S_{BS}$. The largest mesoscale structures reach 80-100km in the NWMed sea (Milot, 1991), we therefore ensure that all the mesoscale signal is included in θ_{MS} and S_{MS} .

Fig.4.2 displays the initial Index of Stratification (IS) of the water column deduced from θ_{BS} and S_{BS} of Estournel et al. (2016b) objective analysis together with its measurement in observations (summer 2012 cruise, dots) and the example of IS mesoscale perturbation at the ocean bed from 1-Aug-1985 of the twin NEMOMED12 hindcast simulation. The sum of both

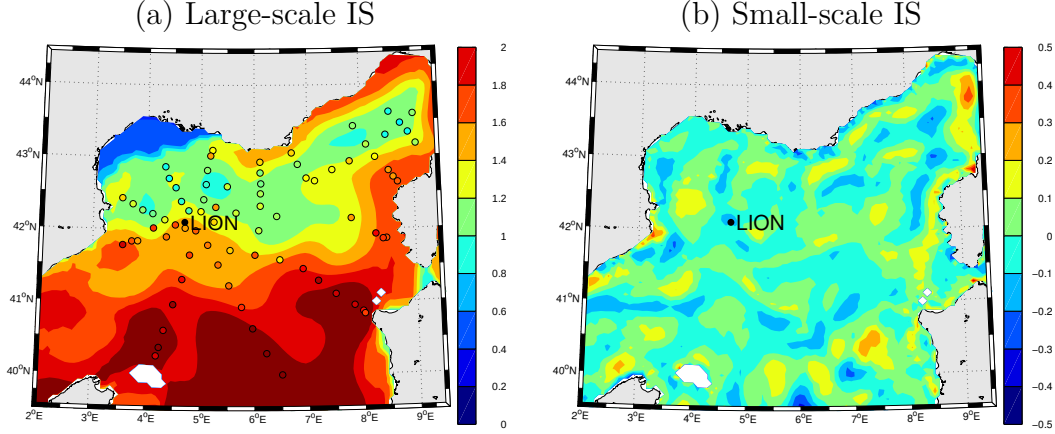


FIGURE 4.2: (a) Large-scale bottom stratification index ($IS(-z_b)$, m^2/s^2) common to all ensemble members, from Estournel et al. (2016b) objective analysis; filled dots are observations from the summer 2012 cruise. (b) Mesoscale $IS(-z_b)$ anomaly used for one of the ensemble members, from 1-Aug-1985 of a NEMOMED12 hindcast simulation.

terms is the initial IS of one of the ensemble members. The IS is defined following Herrmann et al. (2008) as :

$$IS(-z_b) = -\frac{g}{\rho_0} \int_{-z_b}^0 z \frac{\partial \sigma_0}{\partial z} dz$$

with g the gravity acceleration, ρ_0 the reference density, $-z_b$ the depth of the ocean bed and σ_0 the ocean potential density. The potential density is referenced at surface to correct from the effect of pressure on temperature and to ensure a comparison to surface buoyancy fluxes. The basin-scale IS deduced from Estournel et al. (2016b) seems highly realistic when compared to observations (Fig.4.2a.), with similar average values (mean bias $\epsilon = 0.08 m^2/s^2$, root mean square error $RMSE = 0.21 m^2/s^2$) and space patterns (space correlation $r = 0.85$). The low IS in the Gulf of Lions plateau is related to low bathymetry. A basin-scale North-South pattern appears with a relatively low stratification in the North of the basin ($\sim 1 m^2/s^2$), where DWF occurs and high in the South ($\sim 2 - 3 m^2/s^2$), with warmer and fresher surface Atlantic Waters (AW). In addition, a higher IS is observed along most coasts ($\sim 1.5 m^2/s^2$) which corresponds to veins of stratified AW advected by the NWMed boundary currents. The mesoscale IS anomaly is relatively homogeneously distributed, null in average over the NWMed sea and $\pm 0.15 m^2/s^2$, which is up to $\sim 1/4$ of the basin-scale stratification. This confirms that in summer, the water column stratification is dominated by the basin-scale NWMed basin patterns and that the mesoscale component only represents a small perturbation to the initial state, as found in previous studies (Bosse et al., 2015).

Fig.4.3 displays the average NWMed hydrological profiles on 1-Aug-2012 at observation locations (see the dots in Fig.4.2), in observations (black) and in the basin-scale initial state (blue), as well as its mean bias. The average observed hydrology allows to identify the 3 main water masses of the basin. At the surface, down to $\sim 200m$ depth is the AW, warm and fresh. Its average salinity varies from 38.15 to 38.5psu, with a minimum above 50m depth, whereas its temperature varies highly from 13 to $23^\circ C$, with a seasonal thermocline of waters warmer than $15^\circ C$ above 50m depth. The resultant potential density increases highly with depth between 26 and $29.02 kg/m^3$. It implies that the IS increases sharply in the top 50m that account for $\sim 1/3$

of the whole water column IS, and it reaches $1m^2/s^2$ at 200m depth, which accounts for most (70%) of the total IS. This means that the warm and fresh subsurface AW layer dominates the summer stratification in the NWMed sea. Below, between ~ 200 and $\sim 800m$ depth are the LIW waters with a warm ($\theta > 13^\circ C$) and salty ($S > 38.5psu$) core, densities between 29.02 and $29.10kg/m^3$ and a low IS signature of $0.3m^2/s^2$ between the top and bottom of this layer. Finally, below $\sim 800m$ depth are the WMDW of almost constant temperature ($12.9 - 13^\circ C$), salinity ($38.47 - 38.50psu$), potential density ($29.10 - 29.125kg/m^3$) and a low contribution to the integral stratification of $0.3m^2/s^2$, same as the LIW.

The basin-scale field has low biases with observations. The total and basin-scale initial states are very similar on average over the NWMed sea (not shown), confirming that the mesoscale perturbations compensate over the domain, although they might be locally large. Indeed, the spatial standard deviation (STD) of this mesoscale perturbation is $1.11^\circ C$ and $0.08psu$ for the AW, $0.03^\circ C$ and $0.03psu$ for the LIW and $0.06^\circ C$ and $0.01psu$ for the WMDW (not shown). Temperature shows mostly a warm bias above 50m depth, salinity shows a low fresh bias in the 30-100m depth layer, which induces a light bias above 100m depth and therefore a stratified bias down to 2000m depth. However, this stratified bias represents 5 – 10% of the average stratification. In addition, the surface hydrology is extrapolated from 5m depth to the surface in observations, which might cause part of this apparent bias. The ensemble average AW biases over the NWMed sea reach $+0.11^\circ C$, $-0.01psu$ and $-0.03kg/m^3$, LIW biases are $+0.02^\circ C$, $+0.01psu$ and $-0.00kg/m^3$ and WMDW biases are all below $0.01^\circ C$, $0.01psu$ and $0.01kg/m^3$. For a comparison with other available products in the same period, the AW density bias is comparable in MEDRYS (Hamon et al. (2016)) and ASICS (Léger et al. (2016)) reanalyses, it is twice as high in MERCATOR (<http://www.mercator-ocean.fr>, Léger et al. (2016)) analysis and it is far higher ($+0.2kg/m^3$) in the twin NEMOMED12 hindcast simulation (similar as Hamon et al. (2016) free run).

To conclude, the initial state ensemble is realistic in terms of its basin-scale hydrology and its mesoscale perturbation allows to assess the impact of OIV on DWF.

4.2.4. Methods

4.2.4.1 Deriving the mixed layer depth from the IS

The IS allows to quantify the integral buoyancy of the water column, which resists to convection. It has the unit of a surface buoyancy flux, therefore it can be easily compared with atmospheric buoyancy fluxes. In this study, we use it for the first time to estimate the mixed layer depth (MLD). The MLD is determined as the depth where the IS reaches a threshold value of $0.01m^2/s^2$, which is of the order of the average daily surface buoyancy variation during winter (Somot et al. (2016); Prieur et al. (2010)). Therefore, the mixed layer depth is physically determined as the surface layer whose stratification is cancelled by a daily mean winter buoyancy loss. This allows to use a non-arbitrary physical criterion which is in relation with the surface forcing, contrary to density or temperature criteria.

4.2.4.2 Estimating the DWF area and rate

This study aims at quantifying the DWF rate in the NWMed basin-scale in NEMOMED12 and observations. For that we use three diagnostics : the convective mixed layer, the cold intermediate water area and the dense water volume.

We first estimate the mixed patch area and volume. The mixed patch is defined as the area where $MLD > 1000m$, which is the depth of the WMDW before the convective event

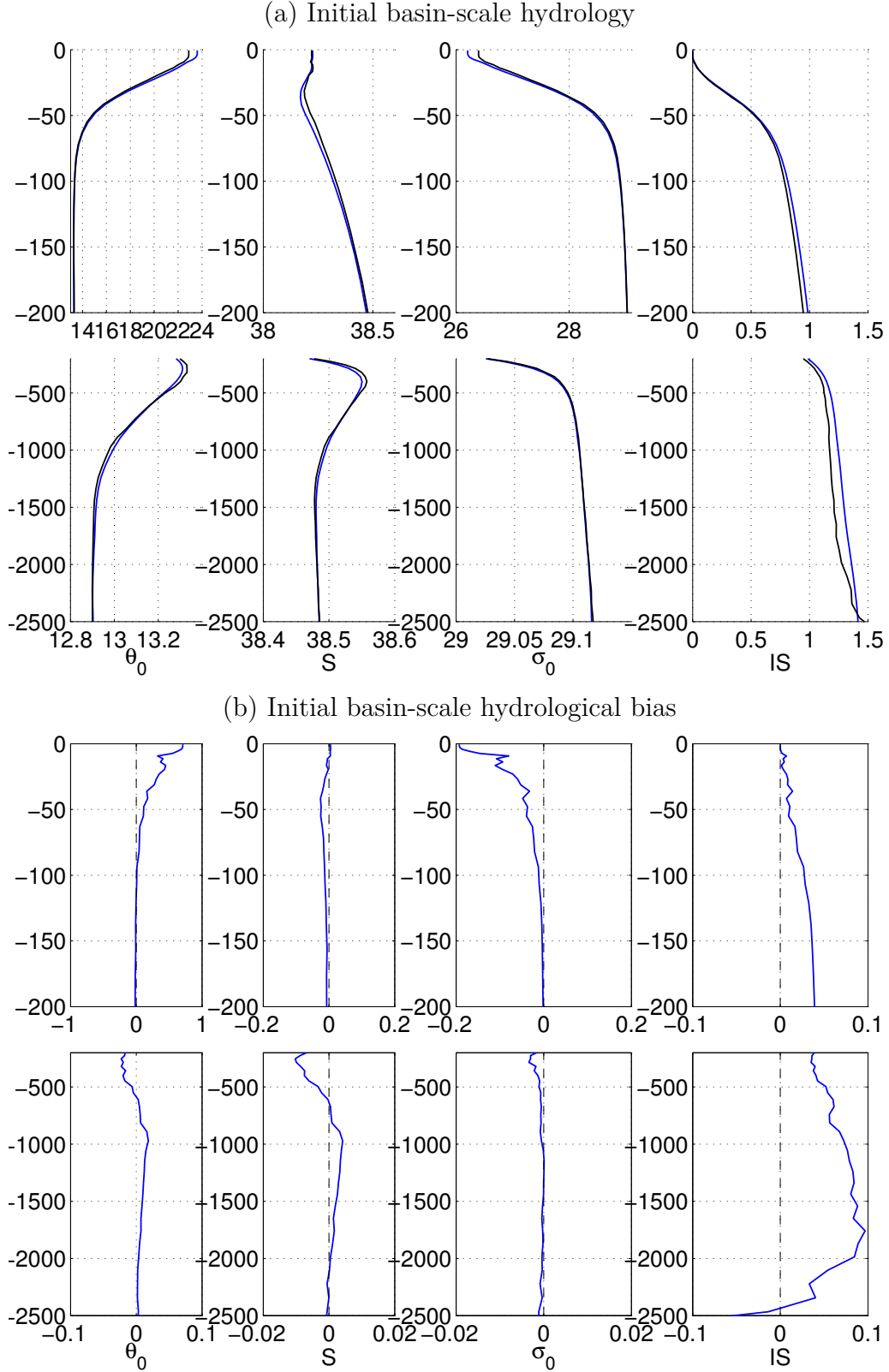


FIGURE 4.3: (a) Average hydrological profiles from observations of the summer cruise 2012 (black) and the model basin-scale initial state colocalized at observation locations (blue). salinity S (psu), temperature θ ($^{\circ}\text{C}$), density σ_0 (kg/m^3) and the bottom index of stratification ($IS(-z_b)$) are displayed. (b) Same as (a) for model biases.

(Fig.4.3). Therefore, when the mixed layer reaches this depth, its water has the properties of newly-formed WMDW. The area A_{MLD} in km^2 is integrated using the equation :

$$A_{MLD} = \iint_{MLD > 1000} dx dy$$

This method has been largely used in previous studies (see Waldman et al. (2016) for a review).

Equivalently, a convective volume V_{MLD} in m^3 can be deduced by multiplying A_{MLD} by the average MLD over the mixed patch :

$$V_{MLD} = \iint_{MLD > 1000} MLD(x, y) dx dy$$

The second method estimates a convective area A_{cold} whose average θ between 400 and 600m depth is $\theta_{400-600m} < 13^\circ C$:

$$A_{cold} = \iint_{\theta_{400-600m} < 13^\circ C} dx dy$$

Indeed, once the warm intermediate water reaches the cold properties of the WMDW, it means that ocean convection has reached the isothermal depth of 1000m (Fig.4.3). This indicator has already been used by Somot et al. (2016).

The last method quantifies the dense water volume and deduces a convective volume from its increase during deep convection. The dense water volume is defined as :

$$V_{29.11} = \iiint_{\sigma_0 > 29.11 kg/m^3} dx dy dz$$

Waldman et al. (2016) showed from observations that during the 2012-2013 DWF event, the DWF rate is maximal for $\sigma_0 = 29.11 kg/m^3$. This isopycnal thus quantifies the rate of renewal of dense waters for this year. Finally, a convective volume V_{dens} is deduced from the difference between the maximum $V_{29.11}$ during the intense mixing phase and its minimum during the preconditioning phase :

$$V_{dens} = max_{Int.Mix.}(V_{29.11}) - min_{Precond}(V_{29.11})$$

This method has been largely used in previous modelling studies (see Waldman et al. (2016) for a review).

Finally, V_{MLD} and V_{dens} can be converted into an equivalent annual volume flux F in Sverdrup ($1 Sv = 10^6 m^3/s$) by dividing the volume by the number of seconds in one year.

4.2.4.3 Volumetric θ - S diagram

In this study, we assess water budgets as a function of θ , S and σ_0 . We first compute quantitative (θ, S) diagrams (Montgomery, 1958; Worthington, 1981) by displaying the NWMed basin probability density function (PDF) of water volume in the (θ, S) space. This PDF is defined as :

$$PDF(S, \theta) = \frac{100}{V_{tot}} \int \int \int_{S - \frac{\delta S}{2} < S(x, y, z) < S + \frac{\delta S}{2}, \theta - \frac{\delta \theta}{2} < \theta(x, y, z) < \theta + \frac{\delta \theta}{2}} dx dy dz$$

in percent of the total volume V_{tot} per bin of resolution $\delta S = 10^{-3} psu$ and $\delta \theta = 10^{-3} ^\circ C$, so that its integral is 100%.

4.2.4.4 Water mass transformation diagnostic

In addition, we compute water mass transformation diagnostics as a function of θ (Walin, 1982), S (Walin, 1977) and σ_0 (Tziperman et Speer, 1994). It is computed as a function of temperature and salinity for the first time in the Mediterranean sea. The dense (resp. warm and salty) water volume as a function of σ_0 (resp. θ and S) is defined as :

$$V_{dens} = \iiint_{\sigma_0(x,y,z) > \sigma_0} dx dy dz$$

The computation of its variation between two dates d_1 and d_2 gives an estimate of the diapycnal (resp. diathermal and dia-haline) transformation rate (DTR, resp. TTR and HTR) as :

$$DTR = \max_{\sigma_0} (|V_{dens}(d_2) - V_{dens}(d_1)|)$$

This transformation rate, expressed in m^3 or equivalently in Sv, quantifies the largest volume transformation occurring in the σ_0 (resp. θ and S) dimension, which is particularly relevant during deep convection because it gives an estimate of the DWF rate (Tziperman et Speer, 1994; Somot et al., 2006; Herrmann et al., 2008).

We follow Herrmann et al. (2008) by decomposing the dense (resp. warm and salty) water volume tendency in the NWMed sea (north of $40^\circ N$ and west of $9^\circ E$) into 4 terms : a net volume variation V , a surface formation Su , a lateral transport T and an interior mixing M , all in m^3 so that :

$$V = Su + T + M$$

Su quantifies the surface volume flux resulting from densification (resp. warming and salting) by surface buoyancy (resp. heat and water) fluxes. T is computed from the lateral volume advection across the NWMed sea boundaries : Spain - Menorca, Menorca - Sardinia and Corsica - Ligurian coast. Finally, M is the residual from the formula $M = V - Su - T$. It includes all mixing processes occurring within the NWMed basin, both explicit and numerical.

4.3. Results

4.3.1. Chronology of the 2012-2013 deep convection events

We first focus on the evolution of oceanic properties at LION buoy and deep mooring in order to determine the chronology of the 2012-2013 DWF event. Fig.5.2 displays the evolution of atmospheric forcing ($|V|_{10m}$ and Q_{tot}), surface hydrology (SST, sea surface salinity SSS and sea surface density $SS\rho$) and of the MLD at LION location in observations and in the NEMOMED12 ensemble, between 1-Dec-2012 and 30-Apr-2013. The MLD is computed for model evaluation purposes with Houpert et al. (2016) method : a temperature threshold with respect to surface of $0.1^\circ C$ down to 300m depth, then of $0.01^\circ C$ down to the bottom. The atmospheric forcing reveals strong winds on average ($|V|_{10m} \sim 10m/s$) and cooling at the surface over this period. A series of intense wind and cooling events related to the Mistral and Tramontane can be identified, with a wind exceeding $15m/s$ and a surface cooling stronger than $-500W/m^2$ in early December, mid-January, throughout February and in mid-March, similar to modelling results from Estournel et al. (2016b); Léger et al. (2016). Results from Annex 4.6

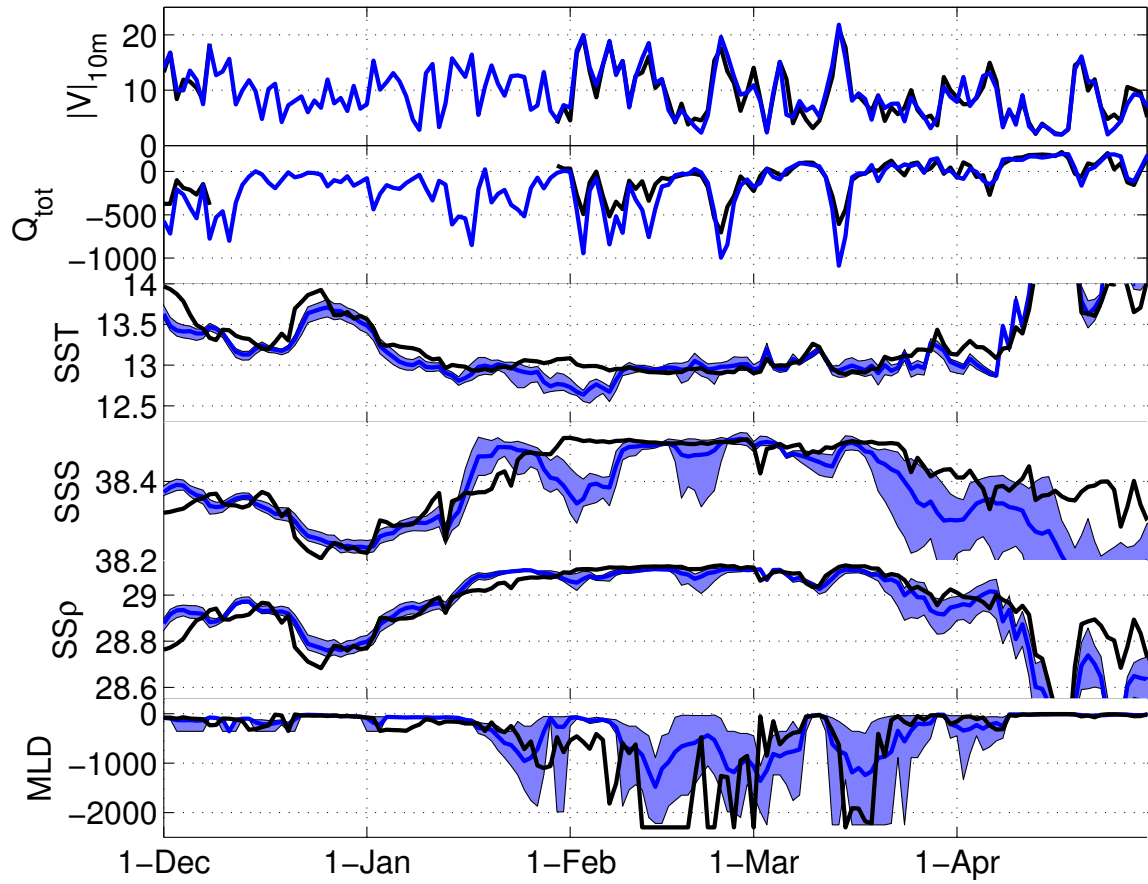


FIGURE 4.4: Daily timeseries of near-surface wind $|V|_{10m}$, net surface heat flux Q_{tot} , sea surface temperature (SST), salinity (SSS) and density (SSp) and of the mixed layer depth (MLD) at LION buoy between 1-Dec-2012 and 30-Apr-2013, in observations when available (black) and in NEMOMED12 ensemble (blue). The bold lines represent the ensemble mean and the enveloppes cover minimum and maximum values.

show that ALDERA represents well the chronology and geography of surface heat fluxes, but it overestimates strong coolings.

Those events are associated with a hydrological transition. The first step of convection during the early-December and mid-January events is dominated by a cooling at the surface, with still low S , σ_0 and MLD : only the AW are impacted by the air-sea interactions. In a second step, from mid-January to late-January, the SST reaches a floor at $\sim 13^\circ C$ and the SSS and $SS\rho$ increase to LIW values of $\sim 38.5psu$ and $29.10kg/m^3$: convection starts to deepen to intermediate depth and the LIW layer is eroded. In a third step, occurring in late January, throughout February and in mid-March, the MLD increases to WMDW depth below 1000m and the surface hydrology stabilizes to the WMDW properties of $\sim 13.0^\circ C$, $38.48psu$ and $29.11kg/m^3$, which corresponds to the intense mixing phase.

This chronology is well-reproduced on average by NEMOMED12 simulations, although the MLD is underestimated during the mid-February DWF event. Throughout the period, a high-frequency variability is visible in both observations and NEMOMED12, either inhibiting or enhancing deep convection, that can be related to the eddy advection from the meandering northern current located a few kilometers north (Crépon et al., 1982). The eddy activity is confirmed by the large OIV. As a result NEMOMED12 biases are therefore largely insignificant, with the exception of the cold and fresh bias in early February. The MLD is the diagnostic that has the highest ensemble spread (between ~ 200 and $2000m$), suggesting that DWF is a process that is particularly sensitive to OIV. Therefore, NEMOMED12 ensemble shows a realistic chronology of DWF which is mainly triggered by atmospheric forcings, in agreement with Herrmann et Somot (2008); Herrmann et al. (2010).

4.3.2. Estimating the deep convection area

We compute both convection area estimates A_{MLD} and A_{cold} from observations (black) and NEMOMED12. Fig.5.3 displays A_{MLD} and A_{cold} surfaces in observations and in NEMOMED12 ensemble. Note that A_{MLD} estimate from observations integrates data from the winter 2013 cruise and ARGO profiles between 3-February-2013 and 21-February-2013, whereas A_{cold} estimate is deduced from the January-March 2013 minimum $\theta_{400-600m}$ retrieved from glider profiles. Estimates in NEMOMED12 are computed at the same dates (blue) for evaluation purposes and as annual maxima (red) to assess the integrated modelled DWF area.

First, A_{cold} and A_{MLD} surfaces are in agreement on a mixed patch location off the Gulf of Lions between $4 - 6^\circ E$ and $41.2 - 42.8^\circ N$, excluding slope areas. However, $A_{cold} > A_{MLD}$, which is consistent with the fact that A_{MLD} is only computed during the intense mixing phase, whereas A_{cold} is more integral in time. In addition, both diagnostics physically differ : A_{MLD} results solely from intense vertical mixing during the DWF events, whereas A_{cold} also results from the post-convection spreading of the convective intermediate waters.

The modelled DWF area at the observations dates (blue) covers the observed area but it extends further south to $41^\circ N$ (A_{MLD}) and $40^\circ N$ (A_{cold}) on average and marginally to the northeast. In addition, the northern extent of the DWF area is underestimated. The annual maximum DWF area in NEMOMED12 (red) is largely increased for A_{MLD} , especially to the south of the mixed patch and the Ligurian sea, whereas A_{cold} is marginally increased. This confirms that in observations, A_{cold} estimate is more integrated in time than A_{MLD} .

We now look at the impact of OIV on DWF. We assess the ensemble dispersion by computing the mixed patch dispersive fraction (DF) which measures the fraction between the dispersive mixed patch area (at least one member doesn't simulate DWF) and the total mixed patch area

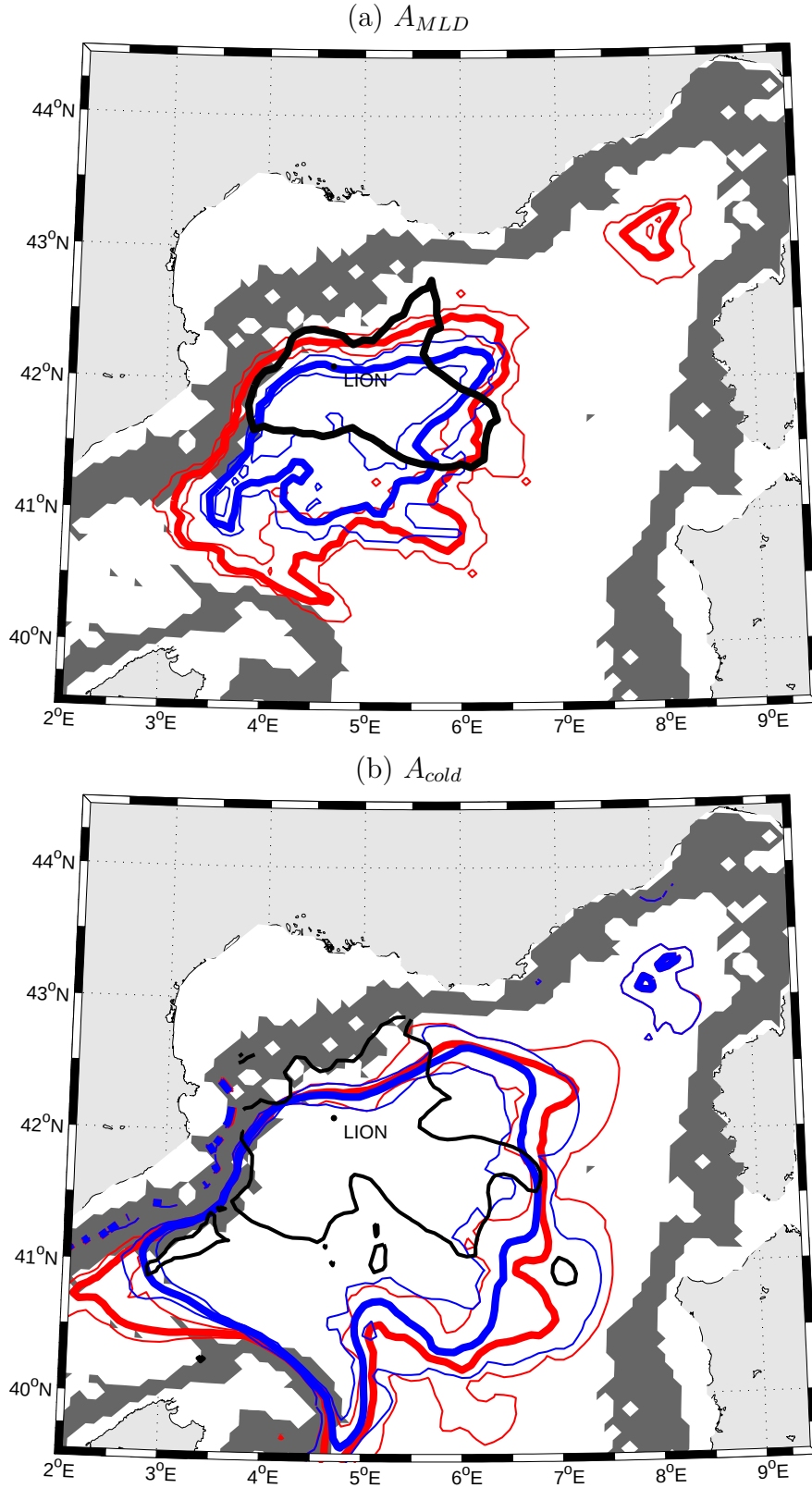


FIGURE 4.5: (a) Convection area A_{MLD} in observations (black) and NEMOMED12 ensemble at the dates of observations (blue) and as an annual maximum (red). In NEMOMED12, the ensemble mean (bold), minimum (thin) and maximum (thin) areas are displayed (b) Convective area A_{cold} , with the same colour code. Grey areas have a bathymetry slope higher than 2%.

	Observations	NEMOMED12
$A_{MLD} (km^2)$	16,800	$17,800 \pm 1,700$
$A_{MLD} \text{ max } (km^2)$	/	$28,000 \pm 900$
$DF_{MLD} (\%)$	/	47
$A_{cold} (km^2)$	29,000	$45,000 \pm 1,700$
$DF_{cold} (\%)$	/	52
$V_{MLD} (10^{13}m^3)$	2.4	3.4 ± 0.1
$V_{MLD} \text{ max } (10^{13}m^3)$	/	5.7 ± 0.2
$V_{dens} (10^{13}m^3)$	4.5 ± 1.1	3.3 ± 0.2
$V_{dens} \text{ max } (10^{13}m^3)$	7.6 ± 1.6	5.4 ± 0.2
Restrat. $(10^{13}m^3)$	-2.6 ± 1.1	-1.4 ± 0.2
$DTR_{precond} (10^{13}m^3)$	/	-2.4 ± 0.0
$DTR_{mix} (10^{13}m^3)$	/	5.8 ± 0.2
$DTR_{restrat} (10^{13}m^3)$	/	-1.9 ± 0.2

TABLEAU 4.1: Large-scale estimates related to the 2012-2013 convective event in observations and NEMOMED12 ensemble : convection area A_{MLD} and A_{cold} , ensemble dispersive fraction DF_{MLD} and DF_{cold} , convection volume V_{MLD} and $V_{29.11}$, restratification rate and the diapycnal transformation rate (DTR) for the preconditioning (before 5-Jan-2013), intense mixing (5-Jan-2013 to 24-Mar-2013) and restratification (after 24-Mar-2013) phases. NEMOMED12 ensemble standard deviation is displayed when relevant.

(at least one member simulates DWF) : $DF = \frac{\max(A_{MLD}) - \min(A_{MLD})}{\max(A_{MLD})}$. Note that these surfaces are obtained from spatial composites of all members, so that : $\min(A_{MLD})$ is the area where all members simulate DWF, and $\max(A_{MLD})$ is the area where at least one member simulates DWF. All basin-scale convection estimates are given in Table 5.1. The DF_{MLD} and DF_{cold} reach resp. 47 and 52%, meaning that about half of the DWF area is impacted by OIV. Fig.5.3 shows that this dispersion is lower to the northwest, along the slope, than to the southeast, offshore. However, a large dispersion was visible at LION buoy (Fig.5.2), which is consistent with its location at the northern boundary of the modelled mixed patch.

The 2% bathymetry slope shows that areas most impacted by OIV are in the vicinity of the slope area. This suggests that the bathymetry slope inhibits the OIV. It is also visible in both mixed patch surface estimates from observations whose northern edges follow closely the 2% bathymetry slope contour. This result is consistent with results from idealized simulations (Spall, 2004; Pennel et al., 2012) which identify that the bathymetry slope inhibits boundary current instabilities and eddy fluxes between the shelf and the open-sea. Spall (2004) find using the linear quasi-geostrophic theory from Blumsack et Gierasch (1972) that cross-slope eddy fluxes are reduced by a factor 5 when the bathymetry slope is as large as the isopycnal slope, as compared to a flat bottom. Assuming that the OIV is related to eddy activity, consistently with results from Penduff et al. (2014), we conclude that the bathymetry slope inhibits the OIV of DWF in slope regions.

Fig.4.6 displays the daily series of A_{MLD} and A_{cold} in NEMOMED12 and the estimates from observations. In observations, $A_{MLD} = 16,800km^2$ and $A_{cold} = 29,000km^2$, confirming that $A_{cold} > A_{MLD}$. NEMOMED12 simulates well A_{MLD} , however it overestimates A_{cold} . Now looking at the modeled A_{MLD} and A_{cold} time evolution, Fig.4.6 reveals a different behaviour between both estimates. Whereas A_{MLD} is intermittent and decreases between the main in-

tense mixing episodes, A_{cold} increases constantly throughout the intense mixing phase. A_{MLD} is derived from the MLD and gives an instantaneous estimate of convection which is maximal on 26-Feb-2013, whereas A_{cold} is integral in time and maximum on 20-Mar-2013. In NEMO-MED12 ensemble, A_{MLD} and A_{cold} reach resp. $28,000 \pm 900$ and $45,000 \pm 1,700 km^2$. Finally, the post-convection A_{cold} decreasing trend results only from internal ocean physics (advection and mixing) as the intermediate layer is isolated from surface.

For both maximum A_{MLD} and A_{cold} estimates, the OIV is relatively low, with an STD below 5%. This result is in contrast with previous conclusions showing that at LION buoy and in the open-sea, the OIV can highly modulate DWF. It means that the impact of OIV on DWF compensates over space on average. Such conclusions are in agreement with Herrmann et al. (2010) but in disagreement with Léger et al. (2016), however both studies perturb the basin-scale summer hydrology, which is expected to be mostly forced and less related to OIV (Grégorio et al., 2015). Finally, we note that the OIV increases with time for A_{cold} and it is largest in spring : this suggests that it might play a larger role in DWF at interannual scales.

To conclude the 2012-2013 convective winter is well-reproduced in terms of geography and intensity by NEMOMED12 although it seems to be overestimated to the south and underestimated to the north of the DWF area. Two diagnostics have been proposed, which assess either the mixed patch extent resulting from local vertical mixing (A_{MLD}) or the cold intermediate signature of DWF (A_{cold}). The OIV modulates largely the DWF geography in the open-sea but it impacts marginally the integrated DWF area.

4.3.3. Estimating the DWF rate

We now turn to the convective volume estimates. Fig.5.4 displays V_{MLD} and $V_{29,11}$ estimates in observations and their daily timeseries in NEMOMED12 in the NWMed sea (blue) or in the open-sea ($H > 2000m$, red). In observations, $V_{MLD} = 2.4 \cdot 10^{13} m^3$, equivalent to an annual flux of $F_{MLD} = 0.75 Sv$. V_{dens} is deduced from the difference between $V_{29,11}$ in spring 2013 and $V_{29,11}$ in summer 2012 (see Waldman et al. (2016) for more details) and it reaches the larger value of $V_{dens} = 4.5 \pm 1.1 \cdot 10^{13} m^3$, equivalent to an annual flux of $F_{dens} = 1.4 \pm 0.3 Sv$. In addition, Waldman et al. (2016) suggested that the basin-integrated DWF rate could have reached $V_{dens} = 7.6 \pm 1.6 \cdot 10^{13} m^3$ or $F_{dens} = 2.3 \pm 0.5 Sv$. Similarly to A_{cold} and A_{MLD} , $V_{dens} > V_{MLD}$, which is consistent with the fact that V_{MLD} results from vertical mixing during deep convection, whereas $V_{29,11}$ also results from post-convection spreading. Such a discrepancy is also likely to be related to observation sampling issues.

NEMOMED12 ensemble shows convection volume evolutions similar to the convective area estimates : V_{MLD} is intermittent with a maximum on 26-Feb-2013 whereas $V_{29,11}$ increases throughout the intense mixing phase with a maximum on 17-Mar-2013. The ensemble $STD < 5\%$ for both estimates, confirming that the OIV impacts marginally the basin-scale DWF rate. Modelled V_{MLD} is overestimated by 46% in the observation period, but it shows a very large temporal variability which is likely to explain part of this bias. Its maximal value reaches an ensemble mean of $V_{MLD} = 5.7 \pm 0.2 \cdot 10^{13} m^3$ or $F_{MLD} = 1.8 \pm 0.1 Sv$ on 26-Feb-2013. $V_{dens} = 5.4 \pm 0.2 \cdot 10^{13} m^3$ or $F_{dens} = 1.7 \pm 0.1 Sv$ during the intense mixing phase (blue), however it is underestimated by 22%, reaching $V_{dens} = 3.6 \pm 0.2 \cdot 10^{13} m^3$ or $F_{dens} = 1.1 \pm 0.1 Sv$, at the dates of observations and in the open-sea ($H > 2000m$, red). The modelled $V_{29,11}$ over the whole NWMed sea (blue) is higher by 2.3% but it gives the same value for V_{dens} , confirming that in NEMOMED12, most of DWF occurs in the open-sea. Now considering the upper estimate of $F_{dens} = 2.3 \pm 0.5 Sv$ from Waldman et al. (2016), NEMOMED12 could underestimate the DWF

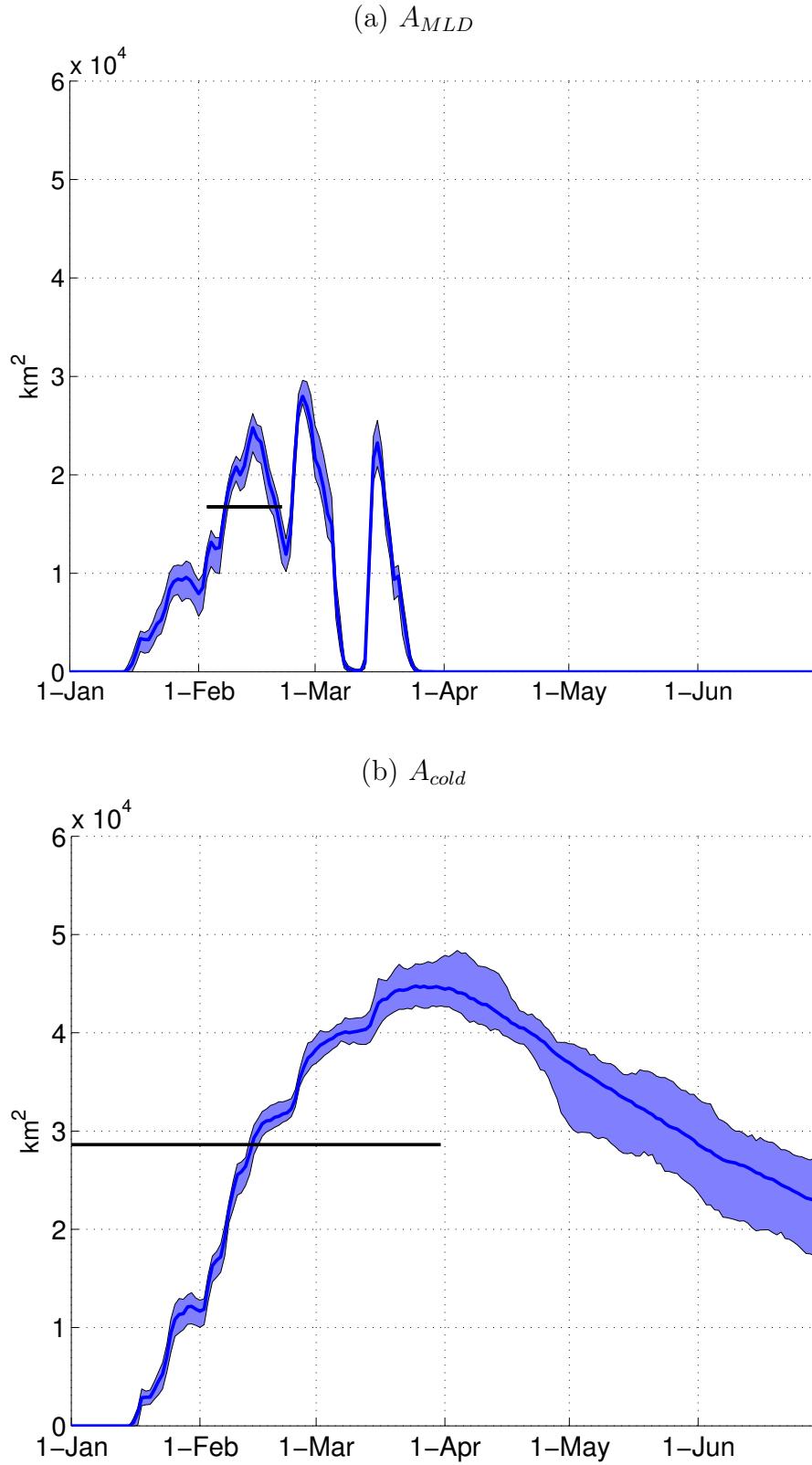


FIGURE 4.6: (a) Convective area A_{MLD} as a function of time in observations (black) and NE-MOMED12 ensemble (blue). The bold lines represent the ensemble mean and the envelopes cover minimum and maximum values. (b) Convective area A_{cold} as a function of time, with the same colour code.

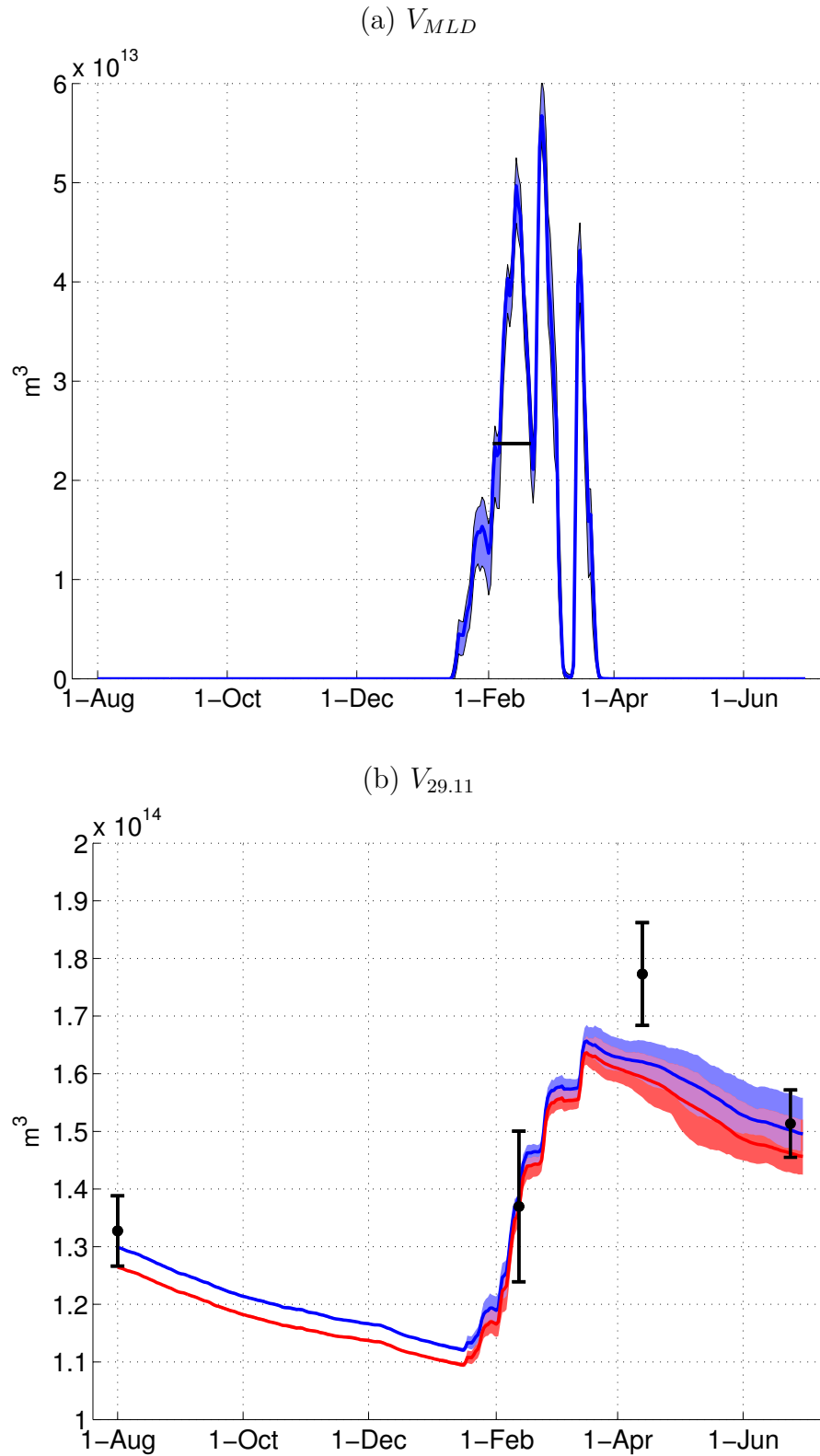


FIGURE 4.7: (a) Convective volume V_{MLD} as a function of time in observations (black) and NEMOMED12 ensemble (blue). The bold lines represent the ensemble mean and the enveloppes cover minimum and maximum values. (b) Dense water volume $V_{29.11}$ as a function of time, in the open-sea ($H > 2000\text{m}$) for observations (black) and NEMOMED12 (red) and in the whole basin for NEMOMED12 (blue).

rate by 29%. Finally the modelled $F_{dens} = 1.7 \pm 0.1 Sv$ is very close to results from Estournel et al. (2016b) with a similar initial condition but different fluxes, and it is largely different from Léger et al. (2016) estimates which range from 0.59 to 2.59Sv depending on the initialization of ocean summer preconditioning. Such differences are likely to be related to biases in the initial states used by Léger et al. (2016), as they use MERCATOR analysis which was shown to have biases twice as large as Estournel et al. (2016b) objective analysis.

Finally, the restratification rate is computed with the $V_{29.11}$ decrease rate between 13-Apr-2013 and 24-Jun-2013. In observations, it reaches $-2.6 \pm 1.1 10^{13} m^3$, larger than NEMOMED12 (red) that reaches $-1.4 \pm 0.2 10^{13} m^3$. Over the whole domain, NEMOMED12 restratification rate (blue) is even lower ($-1.2 \pm 0.2 10^{13} m^3$), meaning that a fraction of the newly-formed dense water volume is exported from the open-sea to the slope and shelf area. The impact of OIV on restratification is larger in relative terms, reaching 14%. NEMOMED12 values are similar to those found by Herrmann et al. (2008) for the 1986-1987 case study at the eddy-permitting resolution.

To conclude, convective volume estimates confirm that OIV has a marginal impact on basin-scale DWF but that increases with time. V_{dens} estimates suggest that NEMOMED12 underestimates the DWF rate, however V_{MLD} suggests the contrary, which might be related to observation sampling issues of the intermittent DWF events or to the different physical nature of both estimates. Finally $V_{29.11}$ reveals that NEMOMED12 underestimates the restratification rate.

4.3.4. Hydrological signature of convection

4.3.4.1 Quantitative deep water transformations

We now turn to the hydrological properties of water masses during deep convection. Fig.4.8 displays the NWMed sea quantitative (θ, S) diagram and the dense water volume V_{dens} on 1-Aug-2012, and their successive evolutions at the dates of the spring (13-Apr-2013) and summer (24-Jun-2013) cruises, in NEMOMED12 and observations. Note that for clarity purposes, only NEMOMED12 ensemble mean is displayed in Fig.4.8a-b,c,e. At the initial state (Fig.4.8a-b), deep water (θ, S) and σ_0 properties are similar in NEMOMED12 and observations (see Fig.4.3), therefore only NEMOMED12 ensemble mean is displayed. Most of the NWMed basin volume water hydrology is ($12.88 - 12.92^\circ C, 38.47 - 38.49 psu$) and $29.105 - 29.12 kg/m^3$, which corresponds to the WMDW properties preceeding the 2012-2013 convective event (Durrieu de Madron et al. (2013)). Waters denser than $29.10 kg/m^3$ account for 69% of the NWMed sea volume, and those denser than $29.05 kg/m^3$ account for 88% of it. Therefore, most of the NWMed sea volume is displayed in Fig.4.8a-b. The observed dense water volume doesn't vary significantly between summer 2012 and winter 2013 cruises (Fig.5.4b), which is therefore not displayed.

On 13-Apr-2013, after preconditioning, intense mixing and ~ 3 weeks of restratification have occurred, the dense water properties are marked with an increasing density trend in both NEMOMED12 and observations (Fig.4.8c-d). Most of the volume increases occur between $29.11 - 29.125 kg/m^3$. The observed DTR (Fig.4.8d) reaches $4.5 10^{13} m^3$, close to the NEMOMED12 value of $4.9 \pm 0.2 10^{13} m^3$. The maximum diapycnal transformation is reached at $29.11 kg/m^3$ in observations, whereas in NEMOMED12 ensemble it is reached at higher densities ($29.116 kg/m^3$). The impact of OIV on modelled DTR is low ($STD = 8\%$). This confirms that OIV doesn't impact largely the basin-scale DWF in terms of hydrological transformation on an annual basis.

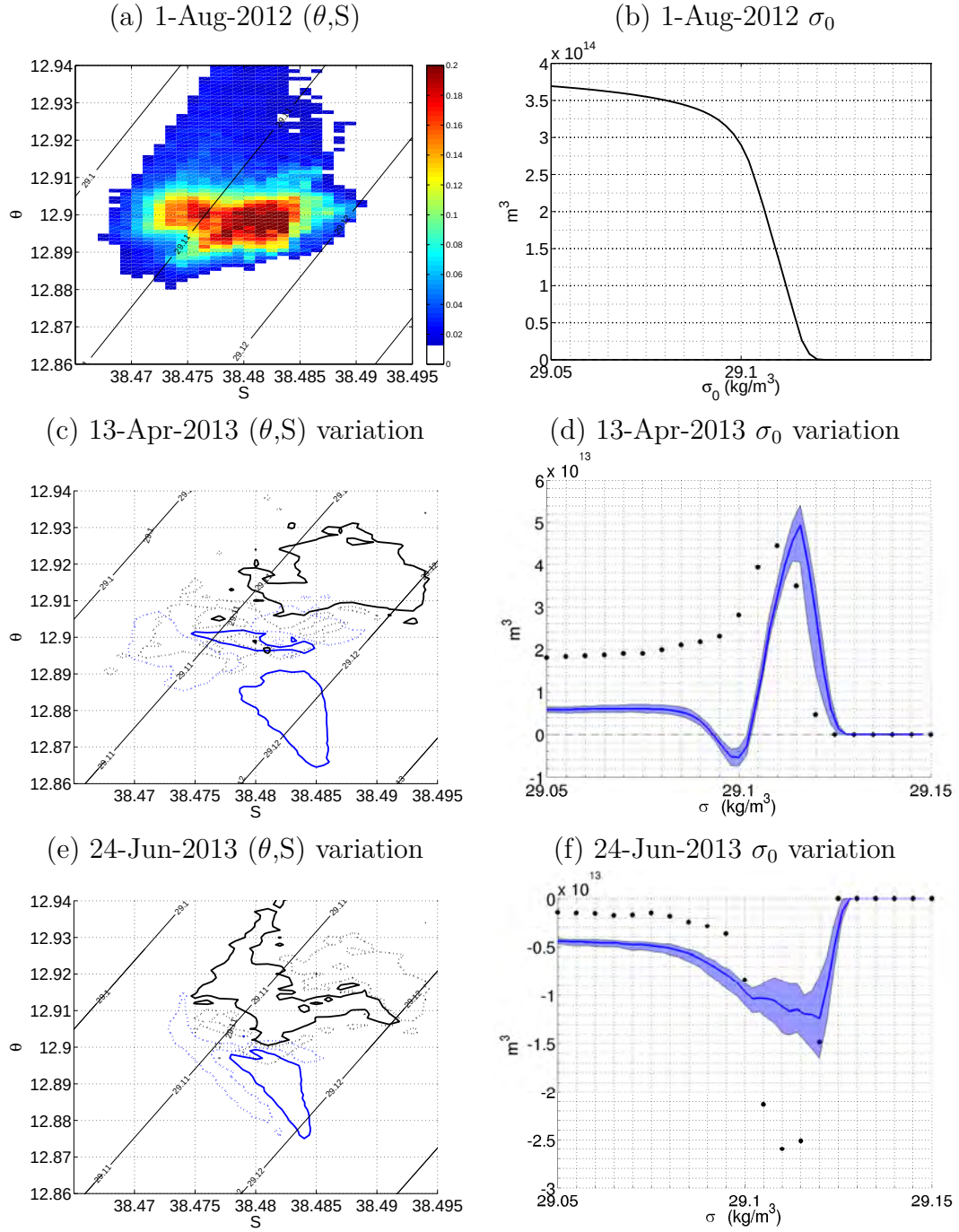


FIGURE 4.8: (a) Quantitative (θ, S) diagram and (b) dense water volume from Estournel et al. (2016b) basin-scale objective analysis on 1-Aug-2012. For the (θ, S) diagram, the volume fraction of the total NWMed ocean volume, in %, is displayed per (θ, S) class bin of resolution 10^{-3} psu and 10^{-3} °C. (c,e) variations of the (θ, S) and (d,f) dense water volumes resp. between 1-Aug-2012 and 13-Apr-2013 and between 13-Apr-2013 and 24-Jun-2013. Observations are displayed in black, NEMOMED12 ensemble mean in blue and the min-max envelope in light blue. For (c,e), only the $-0.05\%/0.001\text{psu}/0.001^\circ\text{C}$ (dotted) and $+0.05\%/0.001\text{psu}/0.001^\circ\text{C}$ (solid) contours are displayed.

Quantitative (θ, S) transformations (Fig.4.8c) show a large difference between observations of a warming and saltening trend ($\sim +0.02^\circ C, \sim +0.01psu$), consistent with recent trends (Schröder et al. (2006); Durrieu de Madron et al. (2013)) and a modelled cooling and saltening trend of ($\sim -0.02^\circ C, \sim +0.005psu$). The lack of warming signal in NEMOMED12 explains its bias in the newly formed WMDW density (Fig.4.8d.). It is consistent with the overestimation of surface cooling by ALDERA atmospheric forcing (see Appendix 4.6). Also, the saltening trend is stronger in observations than NEMOMED12 despite a low initial salinity bias (Fig.4.3b) and a positive evaporation bias related to ALDERA forcing. Therefore, this fresh model bias doesn't result from local forcing. We found (not shown) that this fresh bias develops throughout the simulation as a signature of too fresh AW advected to the NWMed sea. The cause for this bias is left for further studies. In NEMOMED12, a distinct volume of hydrology ($12.9^\circ C, 38.48psu$) is formed, of similar density as the pre-existing WMDW (Fig.4.8c). Finally, in observations, waters lighter than $29.05kg/m^3$ also contribute to DWF whereas in NEMOMED12, the new WMDW results mostly from the densification of old WMDW of density $29.1 < \sigma_0 < 29.116$ (Fig.4.8d).

On 24-Jun-2013, after ~ 10 more weeks of restratification, a fraction of the newly-formed dense water has disappeared, mostly replaced by lighter WMDW and LIW (Fig.4.8e-f). In observations, half of the newly-formed dense water has disappeared, representing a DTR of $2.6 \cdot 10^{13}m^3$, replaced at $\sim 70\%$ by lighter WMDW and at $\sim 25\%$ by LIW. In NEMOMED12, the LIW lighter than $29.10kg/m^3$ contributes to most of the dense water replacement (Fig.4.8f.) and the DTR is 54% lower in NEMOMED12 ($1.2 \cdot 10^{13}m^3$). Previous results (Herrmann et al. (2008)) have shown that eddy-permitting numerical models underestimate the destruction of new WMDW by export and mixing, which is likely to cause this bias. Finally, the OIV impact on the DTR is of 14%, confirming its increase with time.

To conclude, the quantitative deep water transformations reveal that the densification of deep waters and the DTR during the DWF events is realistic in NEMOMED12. However, the hydrological transformation is marked with warming and saltening in observations, whereas a cooling and low saltening dominates NEMOMED12. During restratification, NEMOMED12 underestimates the DTR because of too low replacement of the new WMDW by new WMDW. The OIV plays a marginal role in modulating basin-scale hydrological transformations, although an increase of its impact on DTR with time is confirmed.

4.3.4.2 Deep water evolution at LION

We now focus on the evolution of WMDW hydrology throughout 2012-2013 in order to identify the origin of thermohaline transformations. Fig.4.9 displays the daily variation of S , θ and σ_0 at the bottom of LION mooring (2300m depth) in observations and NEMOMED12. We observe a saltening trend of $\sim 0.004psu$ consistent with quantitative (θ, S) transformations (Fig.4.8c) mostly between early February and early March. Some high-frequency variability is visible during the intense mixing phase, possibly linked to eddy activity and/or internal waves (Bosse et al., 2016), but they are lower in amplitude than the saltening trend. The observed θ shows a long-term warming trend of $\sim 0.015^\circ C$ throughout the period, also consistent with Fig.4.8c. However, the intense mixing phase is dominated by high-frequency variability and no clear temperature trend is visible in this period. Therefore, LION mooring suggests that the warming and saltening trend in Fig.4.8c. result from different mechanisms : a warming related the 2012 DWF event and a saltening during the 2013 DWF event. As a resultant, σ_0 slowly decreases before and after the intense mixing phase due to warming, whereas it increases rapidly ($\sim +0.003kg/m^3$) in February due to saltening.

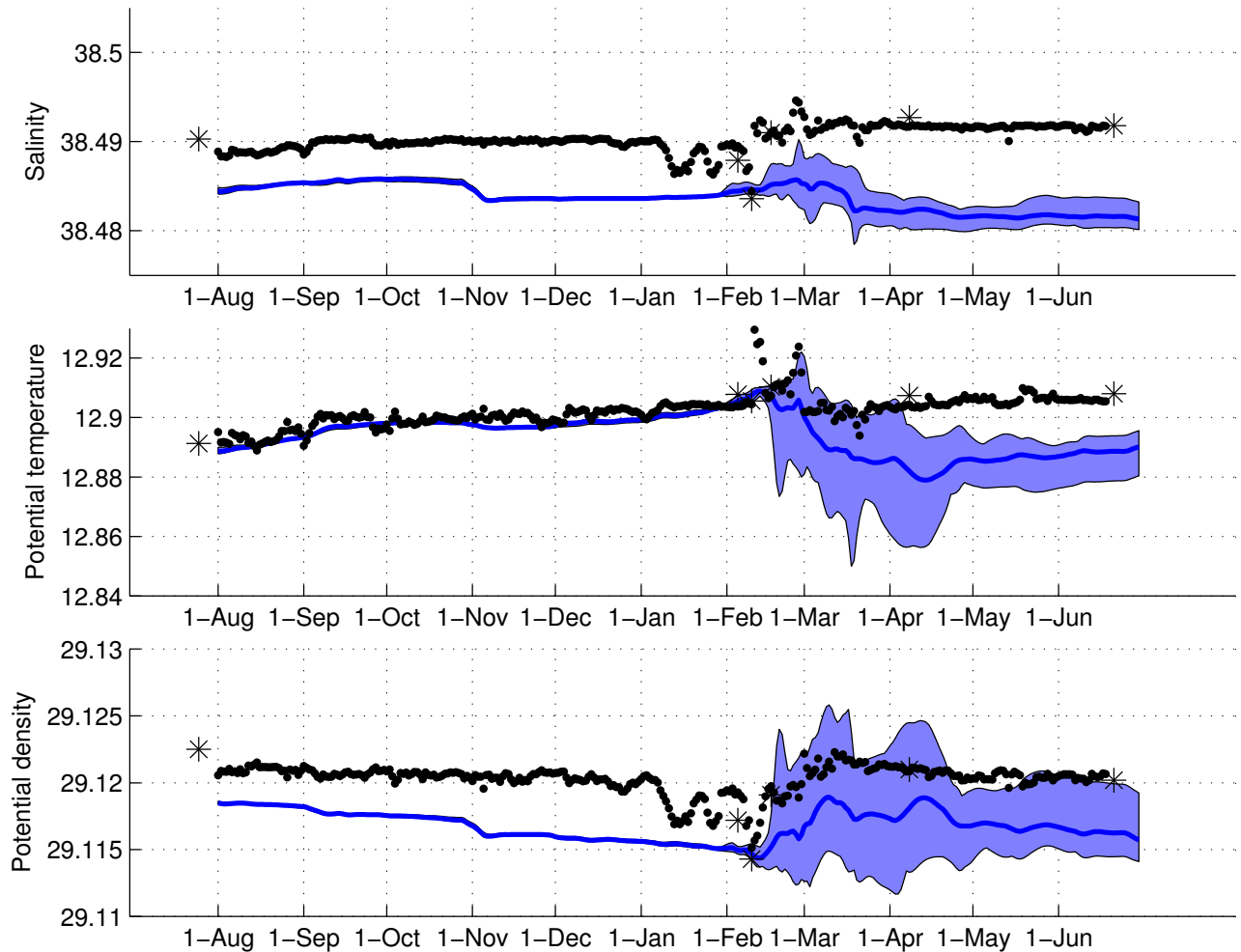


FIGURE 4.9: Daily timeseries of sea bottom (2300m depth) θ , S and σ_0 at LION mooring in 2012-2013, in observations (black) and in NEMOMED12 ensemble (blue). The bold lines represent the ensemble mean and the enveloppes cover minimum and maximum values. Independent observations are displayed in dots (LION mooring) and stars (cruise measurements); an offset of -0.0052psu has been applied to LION mooring data using intercalibrated cruise measurements.

In NEMOMED12, a fresh ($\sim -0.004\text{psu}$) and light ($\sim -0.002\text{kg/m}^3$) bias is present before the intense mixing phase, but the temperature and its warming trend are remarkably well reproduced. A densification trend appears from 10-Feb-2013, in agreement with observations. It is mostly related to a cooling of -0.02°C , in agreement with Fig.4.8c. The corresponding densification is accurately simulated, in agreement with Fig.4.8d. We also note a freshening trend of -0.002psu in NEMOMED12 during the intense mixing phase, related as argued before to the downward propagation during DWF of a fresh AW bias that develops throughout the simulation. The lack of a saltening signal at LION may be due to the weakness of this saltening and its space variability (Fig.4.8c). Finally, during the restratification phase, the long-term warming trend is again well reproduced by NEMOMED12.

The OIV is almost null until the DWF event starts, when it reaches values comparable to the ensemble mean signal in terms of θ and σ_0 ($STD = 0.013^\circ\text{C}$ and 0.003kg/m^3 on 28-Feb-2013). This means that OIV can largely impact the chronology and properties of DWF locally. This behaviour was already visible at the surface of LION buoy (Fig.5.2) and in terms of the convective surface (Fig.5.3).

As a conclusion, the model evaluation confirms that NEMOMED12 reproduces realistically the well-documented and intense 2012-2013 DWF event. The chronology of the event is well reproduced thanks to an accurate surface forcing chronology and summer ocean preconditioning. NEMOMED12 simulates a DWF mostly off the Gulf of Lions, in agreement with observations, but too much to the south. In terms of intensity, despite divergent estimates from observations, NEMOMED12 shows the right order of DWF magnitude. In terms of hydrology, the WMDW densification is accurately reproduced and driven by a cooling in NEMOMED12 rather than a saltening in observations, which is consistent with a too strong latent heat loss induced by ALDERA. Finally, the OIV was shown to largely impact the geography of DWF and its hydrology locally, mostly in the open-sea, but it modulates marginally the integrated DWF rate. Several diagnostics also show an increase of OIV through time, especially during the intense mixing phase, suggesting its impact could be larger at interannual timescales.

4.3.5. Identification of processes driving water mass transformations

Despite some biases, NEMOMED12 represents realistically the 2012-2013 DWF event. We now use it to identify the processes driving water mass transformations during deep convection by computing a water mass transformation diagnostic in σ_0 , θ and S dimensions. We decompose the 2012-2013 period into 3 DWF phases : preconditioning, intense mixing and restratification. Intense mixing starts on 5-Jan-2013 when surface DWF (Su) at $\sigma_0 = 29.11\text{kg/m}^3$ becomes non-negligible in NEMOMED12, and it ends on 24-Mar-2013 when Su becomes negligible at this class. As a consequence, we define preconditioning between 1-Aug-2012 and 4-Jan-2013 and restratification between 25-Mar-2013 and 30-Jun-2013.

4.3.5.1 Preconditioning

Fig.5.5 displays water mass transformations in NEMOMED12, for the 3 phases of convection and as a function of σ_0 , θ and S . In terms of density, the preconditioning phase (Fig.5.5a) is dominated by the replacement of WMDW denser than 29.102kg/m^3 by lighter water, mostly (80-90%) LIW of density $29.08 - 29.10\text{kg/m}^3$ ($DTR = -2.4 \pm 0.0 \cdot 10^{13}\text{m}^3$). The lateral transport T largely dominates the dense water budget through meridional exchanges with the Algerian basin between Menorca and Sardinia islands (not shown).

Transformations in the temperature and salinity dimensions (Fig.5.5d,g) also reveal the

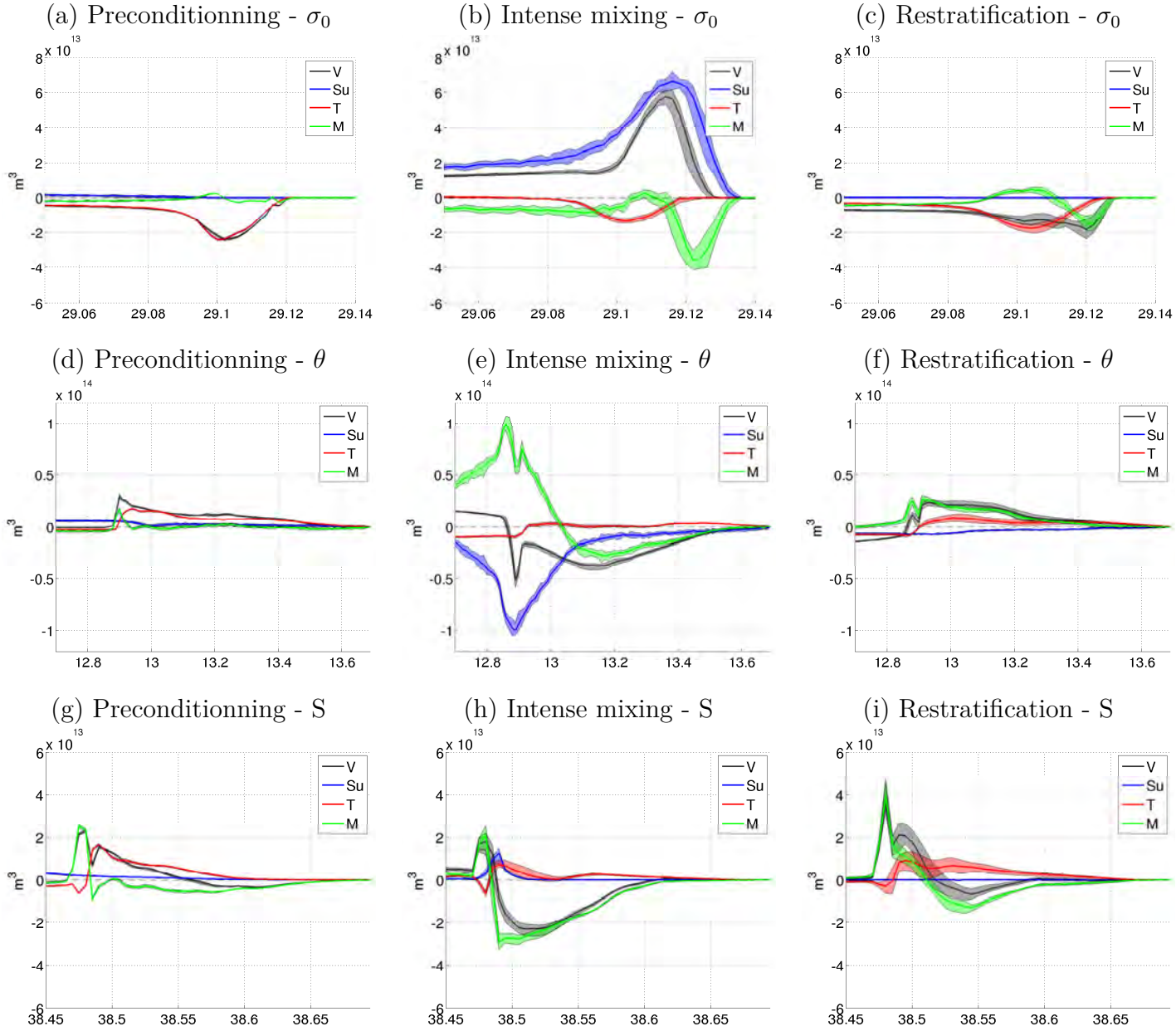


FIGURE 4.10: (a-c) Evolution of the NWMed sea dense water volume (V in m^3) in NEMO-MED12 as a function of σ_0 and contributions of surface fluxes (Su), lateral transport (T) and internal mixing (M) during (a) preconditioning (1-Aug-2012 to 4-Jan-2013), (b) intense mixing (5-Jan-2013 to 24-Mar-2013) and (c) restratification (25-Mar-2013 to 30-Jun-2013). The bold lines display the ensemble mean and the envelopes cover minimum and maximum values. (d-f) and (g-i) : same as (a-c) for diathermal and dia-haline transformations.

destruction of cold ($12.88 - 12.90^\circ\text{C}$) and fresh ($38.46 - 38.48\text{psu}$) waters replaced by warmer ($12.90 - 13.7^\circ\text{C}$) and saltier ($38.48 - 38.60\text{psu}$) waters, at a rate of $TTR = 2.9 \pm 0.1 \cdot 10^{13}\text{m}^3$ and $HTR = 2.3 \pm 0.1 \cdot 10^{13}\text{m}^3$. OIV is very low in all cases, suggesting that at that stage, it impacts marginally water mass transformations. However, those transformations are only dominated by transport in the range $12.92 - 13.70^\circ\text{C}$ and $38.49 - 38.58\text{psu}$. Indeed, an intense internal mixing occurs at the hydrology of WMDW ($12.88 - 12.92^\circ\text{C}$ and $38.46 - 38.49\text{psu}$) and for the saltiest LIW ($38.58 - 38.70\text{psu}$) which is responsible for the warming and saltening of WMDW. The maximum volume transformations induced by Su and M are similar, meaning that both processes drive the preconditioning phase. In addition, M has no density signature, it therefore corresponds to isopycnal mixing.

To conclude, the preconditioning phase is marked with the export of WMDW and the import of LIW through the Menorca - Sardinia section and with the mostly isopycnal mixing of WMDW of different hydrological properties. The latter result is consistent with the domination of isopycnal mixing over diapycnal mixing in the world ocean (Iselin, 1939; McDougall, 1987; McDougall et al., 2014). In NEMOMED12, diapycnal mixing is parametrized through vertical turbulence and it can reach in the interior ocean its background value of $Kz_b = 10^{-5}\text{m}^2/\text{s}$, whereas isopycnal mixing is resolved by mesoscale eddies and parametrized by a tracer diffusion coefficient of $Kh = 60\text{m}^2/\text{s}$. The ratio between both diffusivity coefficients can therefore reach $Kh/Kz_b = 6 \cdot 10^6$ in the interior ocean. Such an isopycnal mixing between different WMDW might be the signature of the 2012 DWF event (Durrieu de Madron et al., 2013) spreading phase that mixes new and old WMDW.

4.3.5.2 Intense mixing

During the intense mixing phase, Fig.5.5b. shows a large DTR of $5.8 \pm 0.2 \cdot 10^{13}\text{m}^3$. The dense waters formed have densities between $29.114 - 29.128\text{kg}/\text{m}^3$, confirming that the large densification signal visible for NEMOMED12 in Fig.4.8d occurs during the intense mixing phase. Most of the DWF is associated with the destruction of lighter WMDW, as $\sim 65\%$ of the water destroyed has $29.10 < \sigma_0 < 29.114\text{kg}/\text{m}^3$. Now looking at the contributions to this intense mixing phase, the dominant term is the surface forcing Su , which confirms that ocean convection is triggered by surface fluxes. The surface term resembles the total volume variation, however its amplitude is higher, reaching $6.4 \cdot 10^{13}\text{m}^3$, and it acts at higher densities. The interior mixing term is also large during this phase, although lower by a factor ~ 2 than surface forcing. It acts at denser levels than the surface term : it destroys totally the densest waters ($\sigma_0 > 29.118\text{kg}/\text{m}^3$) formed at the surface and replaces them with slightly lighter WMDWs ($29.108 < \sigma_0 < 29.118\text{kg}/\text{m}^3$). This implies that the new WMDW ultimately result from internal mixing. It might be related either to the vertical mixing during the mixed layer deepening, or to horizontal mixing at the mixed patch boundaries. Finally, lateral transport resembles highly its structure during preconditioning but it only contributes to a small fraction of dense water transformations during this phase.

The WMDW formation rate reaches similar values in temperature and salinity dimensions, with the formation of new WMDW at properties of $12.84 - 12.90^\circ\text{C}$ and $38.48 - 38.51\text{psu}$. However, whereas Su plays a marginal role in dia-haline transformations, it triggers large dia-thermal transformations : this illustrates that the DWF event is forced at the surface by thermal buoyancy fluxes. In addition, in both cases, internal mixing plays a central role in determining the resulting WMDW properties : it dominates all dia-haline transformations and it counteracts surface dia-thermal fluxes to form waters between $12.84 - 13.16^\circ\text{C}$ and destroy a large volume of LIW. T also has a similar structure to the preconditioning phase and plays a minor role.

To conclude, DWF is forced by surface thermal buoyancy forcing. However, in all dimensions internal ocean mixing counteracts surface forcing and reduces the resulting DWF rate and the density of the new WMDW. Together with prior water column properties, it ultimately determines the hydrological properties of the new WMDW formed. The ensemble dispersion is again low, although higher ($STD = 0.2 \cdot 10^{13} m^3$ for the DTR, TTR and HTR) than in the previous phase.

4.3.5.3 *Restratification*

Finally, during the restratification phase, Fig.5.5c. shows the new WMDW destruction at $\sigma_0 > 29.12 kg/m^3$ and $DTR = -1.9 \pm 0.2 \cdot 10^{13} m^3$. They are replaced by all three main water masses of the basin : AW lighter than $29.05 kg/m^3$ account for 35% of the replacement, LIW of $29.05 < \sigma_0 < 29.10 kg/m^3$ account for 40% and finally lighter WMDW account for the remaining 25%. The surface term is negligible by construction. Lateral transport is dominated by the meridional exchanges with the Algerian basin (not shown), it exports both old ($29.105 - 29.114 kg/m^3$) and new ($29.114 - 29.128 kg/m^3$) WMDW and it imports mostly LIW ($29.08 - 29.10 kg/m^3$). It is enhanced with respect to the preconditioning phase, being twice as large per day. Mixing destroys the densest WMDW and LIW waters to form lighter WMDW. As a resultant, most of the lighter WMDW of $29.105 < \sigma_0 < 29.120 kg/m^3$ exported to the Algerian basin are replaced in the NWMed by the internal mixing processes, and their volume remains almost constant during the restratification phase.

Transformations in the temperature and salinity dimensions (Fig.5.5f,i) are larger than diapycnal transformations, with $TTR = 2.4 \pm 0.2 \cdot 10^{13} m^3$ and $HTR = 3.7 \pm 0.4 \cdot 10^{13} m^3$. We also note the destruction of mostly WMDW with a cold ($12.84 - 12.86^\circ C$) and fresh ($38.47 - 38.48 psu$) signature. It is replaced by two distinct water masses : warmer and saltier WMDW, and LIW. Thermohaline transformations reveal that internal mixing plays a large role in setting intermediate and deep water characteristics. Indeed, internal mixing contributes to the formation of warmer ($12.88 - 12.90^\circ C$) and saltier ($38.48 - 38.49 psu$) WMDW and of colder ($13.16 - 13.40^\circ C$) and fresher ($38.50 - 38.54 psu$) LIW typical of the NWMed basin. Both internal mixing processes have a strong isopycnal component because they have little or no density signature. In addition, the volumes involved in dia-thermohaline mixing, and particularly dia-haline mixing, are larger than diapycnal mixing. It means that during restratification, isopycnal internal mixing contributes to the dominant water mass transformations : the formation of WMDW and LIW waters resulting from the mixing of pre-existing waters. Finally, the ensemble dispersion is higher than in the two previous phases, showing that through time, and as a consequence of DWF, OIV plays a larger role in water mass transformations.

To conclude, during the restratification phase, lateral exchanges with the Algerian basin play an important role, similar in nature but more intense than during the preconditioning phase. It exports WMDW and imports LIW, feeding the basin-scale thermohaline circulation. In addition, a large internal mixing occurs within the basin, partly diapycnal and mostly isopycnal, which alters the properties of both the WMDW and LIW. The WMDW are warmed, saltened with almost no density signature, whereas the LIW are cooled and freshened with a low densification signature. The mixing magnitude suggests that isopycnal mixing plays a central role in determining the long-scale properties of intermediate and deep waters in the NWMed sea. It is therefore a key physical mechanism to resolve and parametrize in numerical ocean models.

Finally, each phase of DWF is marked with distinct thermohaline regimes : during preconditioning, the basin-scale thermohaline circulation is fed by exchanges with the Algerian

basin. During intense mixing, surface heat fluxes trigger deep convection and internal mixing largely determines the resulting WMDW properties. During restratification, lateral exchanges and internal mixing are enhanced. They feed the basin-scale thermohaline circulation and determine the long-term properties of intermediate and deep waters in the NWMed sea. During both the preconditioning and the restratification phases, we identified a large contribution of isopycnal mixing to diathermal and dia-haline transformations, contributing to heat and salten the WMDW.

4.4. Discussions

This study focused on NEMOMED12 evaluation, the quantification of OIV and the identification of processes driving water mass transformations. We now discuss the hypotheses, limitations and perspectives.

4.4.1. Model evaluation

NEMOMED12 has been evaluated using a wide range of observations : from local to basin-scale measurements, focusing on ocean-atmosphere fluxes, ocean hydrological properties and DWF. We can note the lack of a diagnostic on mesoscale activity which impacts both DWF (Gascard, 1978) and OIV (Penduff et al., 2011) and might be poorly represented at the eddy-permitting resolution of NEMOMED12. However, the aim of this study is to provide diagnostics on DWF and water mass transformations that are integrated in space and/or in time.

Results regarding NEMOMED12 evaluation show overall its realism in simulating the 2012-2013 DWF events. However, two main biases have been identified : a southward shift of the mixed patch location and a compensating θ -S bias in the new WMDW properties. The first bias is probably related to the representation of the Northern Current and North Balearic front in NEMOMED12, as they dominate the advection of buoyant AW around the DWF area (Herrmann et al., 2008) and constrain the mixed patch location. Given the Northern Current Rossby radius of deformation (Crépon et al., 1982; Millot, 1991), the Northern Current is expected to be diffusive and therefore wider than observed at NEMOMED12 resolution, which remains to be documented. As for the southward shift of the North Balearic Front, it is visible in the 40m currents of Hamon et al. (2016) hindcast simulation, with a similar NEMOMED12 configuration, as compared to their reanalysis (Fig.7 of Hamon et al. (2016)). In particular, we note the presence of an intensified anticyclonic eddy in the Balearic sea which weakens the North Balearic Front and shifts it to the south. This eddy is no more present in their reanalysis. In our simulations, such a standing eddy was not observed, possibly due to the model initialization, however an anticyclonic circulation anomaly might have developed throughout the simulation. The origin of such a bias remains to be documented.

We showed that the cold bias in the new WMDW is related to ALDERA atmospheric forcing which overestimates strong latent heat flux events. It would probably be reduced by replacing Louis (1979) turbulent flux parametrization by a more recent one such as Fairall et al. (2003). As for the fresh bias in the new WMDW, we argued that it originates from a fresh AW bias that develops throughout the simulation at the surface and propagates at depth during DWF. Such a bias might originate from exchanges at the straits of Gibraltar and Sicily or from biases in the WMed sea circulation. In particular, the Balearic sea anticyclonic anomaly might bypass the general cyclonic circulation of AW around the basin and advect anomalously fresh AW to the NWMed sea. The origin of this bias also remains to be documented.

4.4.2. OIV estimate

This study quantifies for the first time the impact of OIV on the Mediterranean sea and on DWF. For this purpose, we perturbed the mesoscale hydrology in summer 2012, assuming that OIV is mostly related to mesoscale activity. Therefore, we made two approximations regarding the spatial scales involved : that smaller scales (e.g. submesoscale) and basin-scale hydrology play a marginal role in OIV. Due to computational costs, the former is unresolved by NEMOMED12 and to our knowledge, its impact on OIV has not been assessed so far.

Now the basin-scale hydrology was fixed in summer 2012 in order to reproduce realistically the 2012-2013 case study. By doing so, the large-scale OIV was cancelled by construction. However, a recent study (Sérazin et al., 2015) suggests the large impact of OIV at scales up to $\sim 500km$, which is the approximate size of the NWMed sea. Therefore, in an uninitialized configuration, the basin-scale OIV might contribute to increase the total OIV. This issue is intimately related to timescales as the reverse energy cascade between mesoscale and basin-scale OIV takes place at interannual timescales (Sérazin et al., 2015). We can expect an increase of OIV at interannual timescales as a result of this inverse cascade. We documented an increase of OIV through time in NEMOMED12 which is consistent with this prediction.

Regarding mesoscale, NEMOMED12 only partially resolves it due to the low stratification in the NWMed sea. Similar studies will have to be conducted with eddy-resolving models to determine NEMOMED12 realism. However, the largest mesoscale structures are resolved by NEMOMED12 and they also have the largest stratification signature : it can be assumed that such mesoscale structures dominate the OIV impact on DWF. In addition, results regarding the sea level OIV at the global scale showed very similar results at eddy-permitting and eddy resolving resolutions (Penduff et al., 2014).

Finally, the ensemble size responds to the constraints of limiting computational costs and documenting OIV. We used a 10-member ensemble whereas previous studies used 50 members (Penduff et al., 2011, 2014; Grégorio et al., 2015; Sérazin et al., 2015, 2016). Unfortunately, due to computational costs, we could not increase the ensemble size. Further work should be done to determine the minimum ensemble size for which the OIV statistics converge.

4.4.3. Water mass transformations

Finally, we focused on water mass transformation diagnostics. We identified the large role played by lateral exchanges with the Algerian basin during preconditioning and restratification. They feed the Mediterranean thermohaline circulation. However, we did not establish the link between these exchanges and the restratification of the DWF area, that is the buoyancy advection. It would be interesting to link such exchanges to the DWF area restratification, which impacts the magnitude and properties of deep convection.

We also identified the large role played by internal mixing in all phases : it largely determines the new WMDW properties during the intense mixing phases, and it also impacts the long-term intermediate and deep water properties during preconditioning and restratification. However, the water mass transformation diagnostic only gives access to a basin-scale internal mixing rate. It would be interesting to identify the regions where such mixing occurs. In particular, it would allow to determine if internal mixing during DWF is mostly vertical (due to the mixed layer deepening) or horizontal (due to mixing at the boundaries of the mixed patch).

Also, we identified for the first time a large isopycnal mixing during preconditioning and restratification. Both the WMDW and LIW are involved in this mixing, which is enhanced during the restratification phase. The question of its spatial distribution and its origin remains

open. In NEMOMED12, it might be generated by explicitly-resolved mesoscale eddies or by their parametrization in the isopycnal mixing coefficient. The question of its realism also remains to be documented.

Finally, because of the density dependency on pressure, there is in theory no equivalence between isopycnal and isoneutral mixing. The former has been determined from a surface-referenced potential density σ_0 which doesn't follow isoneutral surfaces (of neutral buoyancy) far from the surface. All diagnostics related to σ_0 are impacted by this source of error. However, σ_0 is by far the most used density variable in the Mediterranean sea, which facilitates the interpretation of results and the comparison with previous studies. In addition, no neutral density function γ^n (Jackett et McDougall, 1997) has been implemented in the Mediterranean sea, and such a work would be useful to limit errors in density-related diagnostics.

4.5. Conclusions

Winter 2012-2013 was an intense and well-documented dense water formation (DWF) period in the northwestern Mediterranean (NWMed) sea. In this study, we use an ensemble eddy-permitting simulation with the regional model NEMOMED12 in order to evaluate its realism in representing the DWF process, to assess the impact of ocean intrinsic variability (OIV) in DWF and to characterize the physical processes that drive water mass transformations. For that purpose, we use a perturbed initial state ensemble with a common basin-scale initial hydrology deduced from observations in summer 2012 and a perturbed mesoscale hydrology deduced from a twin hindcast simulation.

We first characterize and evaluate the chronology and geography of DWF, we quantify the DWF and restratification rate and we assess the main hydrological transformations involved. NEMOMED12 reproduces realistically the well-documented and intense 2012-2013 DWF event. The chronology of the event and its surface signature are well reproduced with three main intense vertical mixing episodes between late January and mid-March. Accurate initial hydrology and surface forcing chronology are necessary ingredients to reproduce this event. Its location compares overall well with observations, with a mixed patch mostly off the Gulf of Lions, although too much to the south. The DWF rate is estimated with complementary methods and NEMOMED12 shows the right order of magnitude of 1.7-1.8Sv. Observations suggest either that NEMOMED12 is realistic (mixed patch area), that it overestimates (mixed patch volume and cold intermediate water area) or underestimates (dense water volume) DWF. The discrepancies are related to the different physical nature of each diagnostic and to different observation periods. In terms of hydrology, the Western Mediterranean Deep Water (WMDW) densification and associated diapycnal transformation rate is realistic in NEMOMED12. However, the thermohaline signature is mostly a cooling in NEMOMED12, but a warming and saltening in observations. This is consistent with the atmospheric forcing ALDERA which was shown to be realistic in terms of surface parameters and chronology, but which overestimates the net heat loss mostly due to the latent heat flux.

The OIV impacts largely the DWF event geography and properties locally, especially in the open-sea. More than 50% of the modelled mixed patch surface is impacted by OIV. It is however low along the northern shelf, which is consistent with the impact of bathymetry slope on eddy fluxes. In addition, the OIV was shown to impact marginally the time and space-integrated DWF rate, reaching typically 3-5% of the modelled DWF rate. Finally, we have identified an increase of OIV as a function of time, suggesting that it could impact largely DWF at interannual timescales.

We then assessed the physical mechanisms that drive water mass transformations in the density, salinity and temperature dimensions. Each phase of DWF is dominated by distinct thermohaline regimes : during preconditioning, the basin-scale thermohaline circulation is fed by exchanges with the Algerian basin where the WMDW is exported and replaced by Levantine Intermediate Water (LIW). We also identify a mostly isopycnal internal mixing of WMDW which increases their salinity and temperature. During the intense mixing phase, surface heat fluxes generate a large diathermal and diapycnal flux which triggers deep convection. However, internal mixing largely determines the resulting WMDW properties, while eroding a large volume of LIW. During restratification, lateral exchanges and internal mixing are enhanced. They feed the basin-scale thermohaline circulation and determine the long-term properties of intermediate and deep waters in the NWMed sea. Internal mixing is shown to also have a large isopycnal component which contributes to warm and salten WMDW whereas it cools and freshens LIW water. Therefore internal mixing plays a large role in water mass transformations throughout DWF and it ultimately determines the intermediate and deep water properties in the NWMed sea.

Acknowledgments

This work is a contribution to the HyMeX program (*HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment* - www.hymex.org) through INSU-MISTRALS support and through the ASICS-MED project (*Air-Sea Interaction and Coupling with Submesoscale structures in the MEDiterranean*, ANR-2012-BS06-003). The data used in this study are included in the references : Testor et al. (2012); Testor (2013a); Testor et al. (2013b); Conan (2013); Taillandier (2014). The authors thank the programmes HyMeX, MerMex, MOOSE, DEWEX and the ANR project ASICS-Med for providing the funding necessary for this study. The authors are thankful for the helpful exchanges on transformation diagnostics with Loïc Jullion, on isopycnal mixing with Pierre Flament and Nicolas Kolodziejczyk and on OIV with Thierry Penduff. The authors kindly thank Marie-Noelle Bouin for providing LION buoy data and Laurent Coppola for ARGO float data.

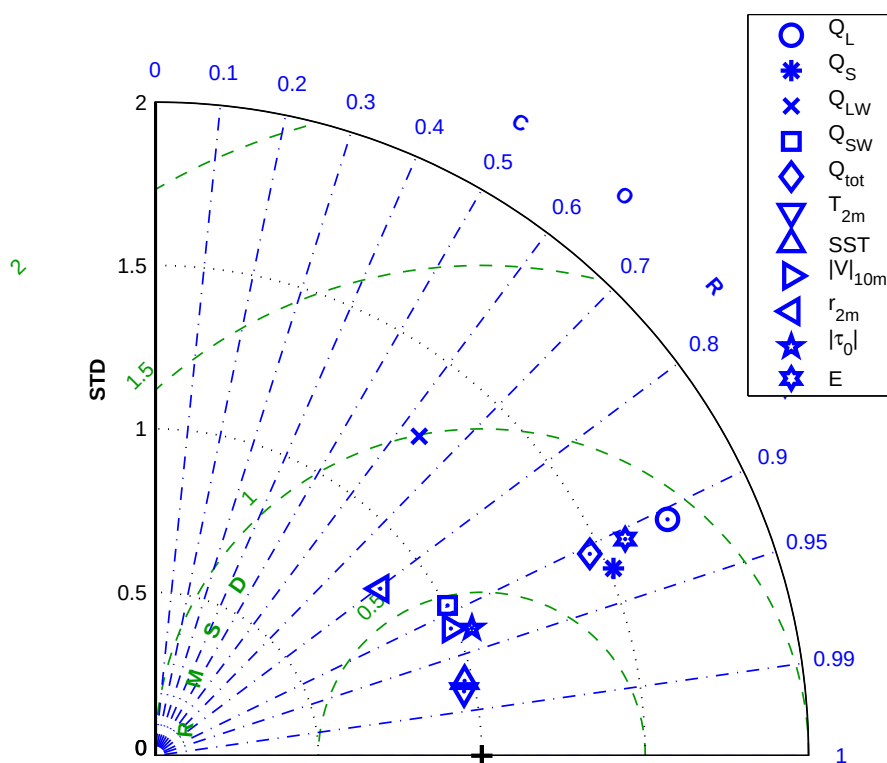


FIGURE 4.11: *Normalized daily temporal Taylor diagram of ALDERA surface parameters and turbulent fluxes at LION buoy with respect to observations or reconstructions for turbulent fluxes. The black cross represents observations.*

4.6. Appendix : Evaluation of ALDERA above the NWMed sea

We focus on the evaluation of ALDERA surface forcing (12km, 3h resolution) with fluxes estimated locally at the LION moored buoy as well as with fluxes that were retrieved over a much larger area at fine temporal (1 hour) and spatial scale (0.04° longitude x 0.04° latitude) by an inverse method (Caniaux et al., 2017). They produced an annual surface heat and water flux dataset derived from the closure of the heat and water budgets observed in the area. The inverse method used relies on numerous simulations of a single-column model optimized by a genetic algorithm and able to minimize a cost function taking into account all the observations collected during one year in the NWMed basin. The surface flux data set over the area 0°E - 12°E , 38°N - 44°N and the period between 1-Aug-2012 and 30-Jun-2013 is considered here as a reference.

Fig.4.11 displays the normalized temporal daily Taylor diagram (Taylor, 2001) of surface parameters and heat fluxes at LION buoy modelled by ALDERA during the oceanic run period (1-Aug-2012 to 30-Jun-2013) with respect to observations or reconstructions from observations for turbulent fluxes. Note that the Taylor diagram gives no information on the model mean bias. It is normalized with observations for both the STD and RMSD.

Three groups of surface variables clearly appear in this diagram : first, the air (T_{2m}) and sea (SST) surface temperatures, the surface wind $|V|_{10m}$ and wind stress $|\tau_0|$ have high correlations

with observations ($COR > 0.9$), similar STDs (factor 0.9–1.1) and therefore low RMSDs (below 0.5). They are well represented by ALDERA, and this can be related to the boundary forcings of ALDERA by ERA-Interim reanalysis, both at the surface for the SST and at the lateral boundaries for all atmospheric pronostic variables. Second, the turbulent sensible (Q_S) and latent (Q_L) heat fluxes, the total heat flux (Q_{tot}) and the evaporation E are well-represented in terms of correlation ($COR > 0.90$), but relatively poorly in terms of STD, with overestimates of 45-70% of the variability, and therefore larger RMSDs (0.7-0.9). ALDERA uses Louis turbulent flux parametrization (Louis (1979)) which deduces from surface variables the Q_S , Q_L , the evaporation rate and the surface wind stress. It might cause the STD overestimation for all those variables, which has already been identified at the Mediterranean basin-scale (Hamon et al. (2016)). Finally, the near-surface moisture r_{2m} , the longwave (Q_{LW}) and shortwave (Q_{SW}) heat fluxes have relatively low STD biases (factor 0.8 – 1.3) but lower correlations with observations ($COR < 0.9$), which causes larger RMSDs (0.5-1). This suggests that average biases are low but the chronology of those parameters doesn't compare well with observations in ALDERA. It can be related to the high dependency of all these parameters to the mesoscale vertical physics determining moisture and clouds.

Fig.4.12 displays for all previous parameters the quantile-quantile plot of daily modelled values (blue dots) with respect to observed or reconstructed values (black bissectrice), and it specifies their average bias and temporal correlation. The 5th (p5) to 95th (p95) model percentiles are displayed with respect to observations, which allows to identify the causes of model biases. Regarding the first group of highly accurate parameters, T_{2m} has a low warm bias at all quantiles of average $+0.4^\circ C$. The SST has no average bias but the quantile distribution is stair-like due to the monthly averaging of ERA-Interim SST in ALDERA. The $SST - T_{2m}$ (not shown) therefore has a low negative bias at all quantiles, of average $-0.5^\circ C$. The near-surface wind $|V|_{10m}$ has almost no bias even for extreme values and only an average bias of $-0.2m/s$, confirming Herrmann et al. (2011) results. Finally, the surface wind stress $|\tau_0|$ has no average bias. Now looking at the second group of parameters with too high STDs, they are all overestimated on average with biases of $-1.2W/m^2$, $-37W/m^2$, $-48.1W/m^2$ and $-1mm/day$ for resp. Q_S , Q_L , Q_{tot} and E . In all cases it is related to extreme values (percentiles p5 to p25). In particular, Q_{tot} bias at LION is dominated at 80% by Q_L bias. The low Q_S bias is due to the compensation between a negative bias for high-flux regimes related to the turbulent flux formulation and a positive bias for low and positive flux regimes related to a too warm near-surface atmosphere. As for the third group of variables with lower correlation, r_{2m} has a low bias of 2%, lower than the instrumental accuracy (MN. Bouin, personal communication). Q_{LW} is too low by $-15.8W/m^2$ on average and at all quantiles, due to a too low downward Q_{LW} (not shown), and Q_{SW} is slightly too high on average ($+4.5W/m^2$) : both biases might be caused by a too low atmospheric optical depth likely related to a too low cloud cover in ALDERA and they are responsible for the remaining 20% of Q_{tot} bias.

We finally look at the space distribution of Q_{tot} in the NWMed sea. Fig.4.13 displays Q_{tot} average over the simulation period in ALDERA, its bias with regard to Caniaux et al. (2017) reconstruction and the average heat flux correction corresponding to the SST restoration in NEMOMED12 (see section 2.1). The model Q_{tot} has a negative average over the 11-month period, consistent with an average heat loss in the Mediterranean sea compensated by a heat intake at the Gibraltar strait and with the lack of one summer month in the period. The heat loss is highest off and south of the Gulf of Lions with two jets that are the surface signatures of Mistral and Tramontane regional wind pathways (Herrmann et al. (2011)). Their location is in qualitative agreement with Caniaux et al. (2017) reconstruction (spatial correlation $r=0.78$).

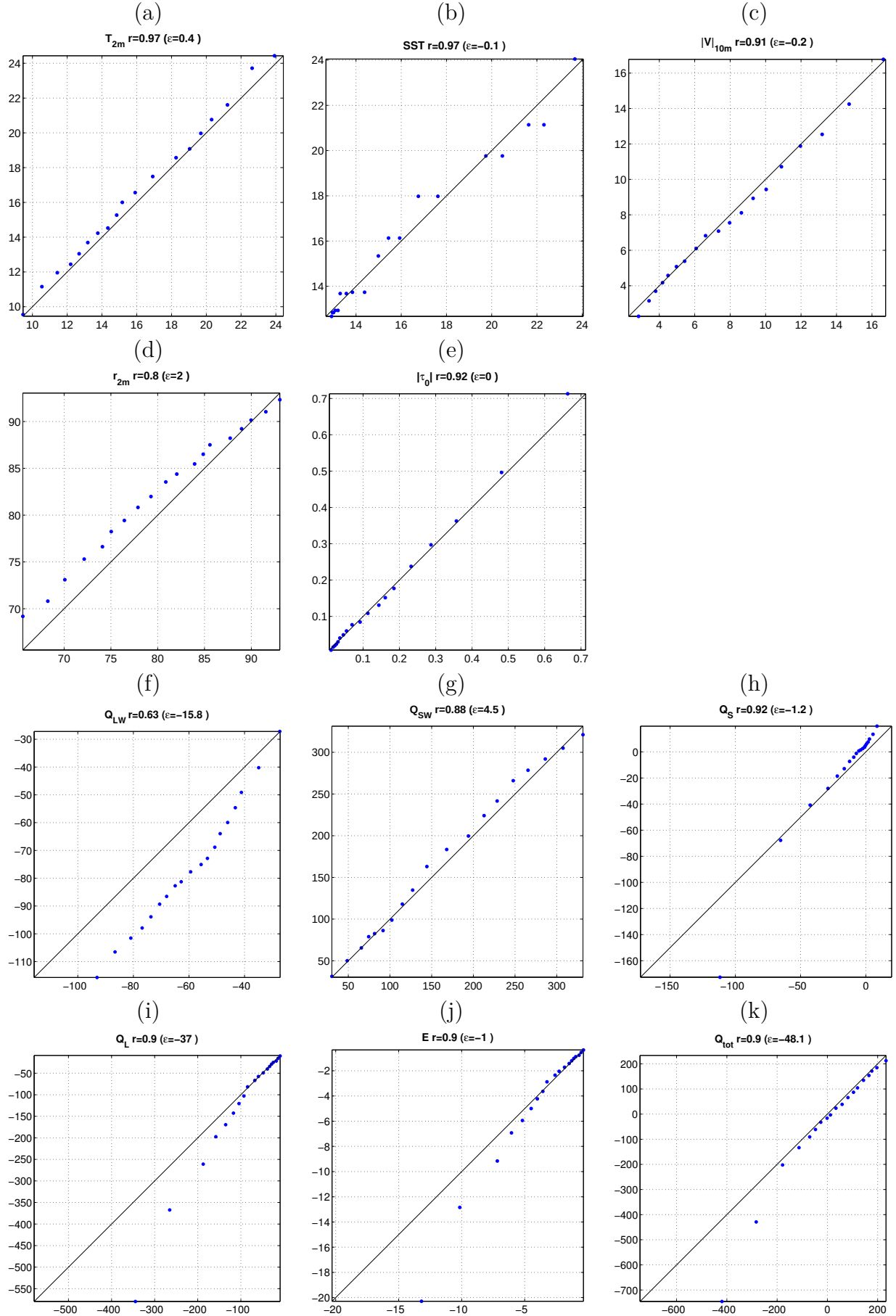


FIGURE 4.12: Quantile-quantile plot of daily modelled surface parameters at LION between 1-Aug-2012 and 30-Jun-2013 with respect to observations or reconstructions for turbulent fluxes. Blue dots represent comparisons between model in the y-axis and observations in the x-axis for all 1/20th quantiles between p_5 and p_{95} , the black bissectrice represents a null bias. The time correlation r and mean bias ϵ are also displayed.

The average heat loss reaches up to $-100W/m^2$ below the Mistral jet at ($43^\circ N$, $5^\circ E$). A secondary heat loss pattern is visible in the Ligurian sea and can be related to the northeasterly wind pattern off the French Riviera Caniaux et al. (2017). The model bias with respect to Caniaux et al. (2017) heat flux reconstruction is negative on average similarly as LION buoy, although it is highest below the Mistral and Tramontane pathways (Fig.4.13b.). Therefore, LION buoy heat flux is representative of the average NWMed basin heat flux, although it is stronger on average. The average heat flux bias is $\sim -20W/m^2$ over the basin. Finally, the SST restoration acts as a flux correction term but it is negative on average ($-3.4W/m^2$), because of strong negative values along the northern coast. The coastal - open-sea opposite dipole of restoration is related to high-resolution SST gradients in NEMOMED12 which are damped towards the low-resolution ERA-Interim SST. However, most of the heat flux bias is not compensated by the SST restoration term, therefore the oceanic simulations still receive excessive cooling over the period.

To conclude, the atmospheric forcing evaluation at LION reveals a high accuracy of thermal and dynamic parameters, but an overestimation of turbulent cooling and the resulting total cooling and evaporation and poorer representation of the parameters related to moisture and clouds in terms of chronology. The resulting total heat flux has an accurate chronology but it overestimates high-flux values due to the Louis (1979) turbulent flux parametrization. Results at LION resemble those at the basin-scale, although the average total heat flux bias is twice as high at LION as the whole NWMed sea. Also, ALDERA evaluation at the basin-scale reveals the realism of the spatial patterns of modelled mean heat fluxes. To our knowledge, no better high-resolution atmospheric forcing is available over the whole Mediterranean sea in this period (Estournel et al., 2016b; Léger et al., 2016).

Conclusions et perspectives

Cette étude nous a permis de valider extensivement la représentation de la convection océanique profonde par le modèle NEMOMED12. On l'a évalué avec une large variété d'observations : locales et de grande échelle, ponctuelles ou intégrées dans le temps, s'intéressant aux flux air-mer, aux propriétés des masses d'eau et à la convection profonde. On peut noter l'absence d'évaluation de la méso-échelle de NEMOMED12, qui est susceptible de fortement impacter l'OIV. Cette question est traitée dans le Chapitre 5.

L'évaluation de NEMOMED12 montre globalement son réalisme dans la représentation de la convection lors de l'hiver 2012-2013. Toutefois, deux biais principaux ont été identifiés : un décalage au Sud de la zone de convection et un biais froid et peu salé qui se compense en densité dans les propriétés des nouvelles eaux profondes. Le premier biais est probablement relié à la représentation du NC et du NBF dans NEMOMED12, puisqu'ils advectent des eaux légères en périphérie de la zone de convection. Le biais au Sud du NC peut être lié à la basse résolution océanique, mais il reste à être documenté. Quant au biais vers le Sud du NBF, on peut supposer qu'il est relié au biais de circulation anticyclonique en mer des Baléares, qui est en particulier visible dans l'étude de Hamon et al. (2016). L'origine de ce biais reste aussi à documenter. Quant au biais froid et peu salé des nouvelles eaux denses, il vient à la fois du forçage local par ALDERA qui surestime le refroidissement de surface, et à la dynamique interne de l'océan. En effet, un biais peu salé se met en place au cours de la simulation aux profondeurs des AW, et il se propage en profondeur lors de la phase de mélange vertical intense. L'origine de ce biais reste aussi à documenter.

Cette étude quantifie pour la première fois l'impact de l'OIV sur la convection profonde. On

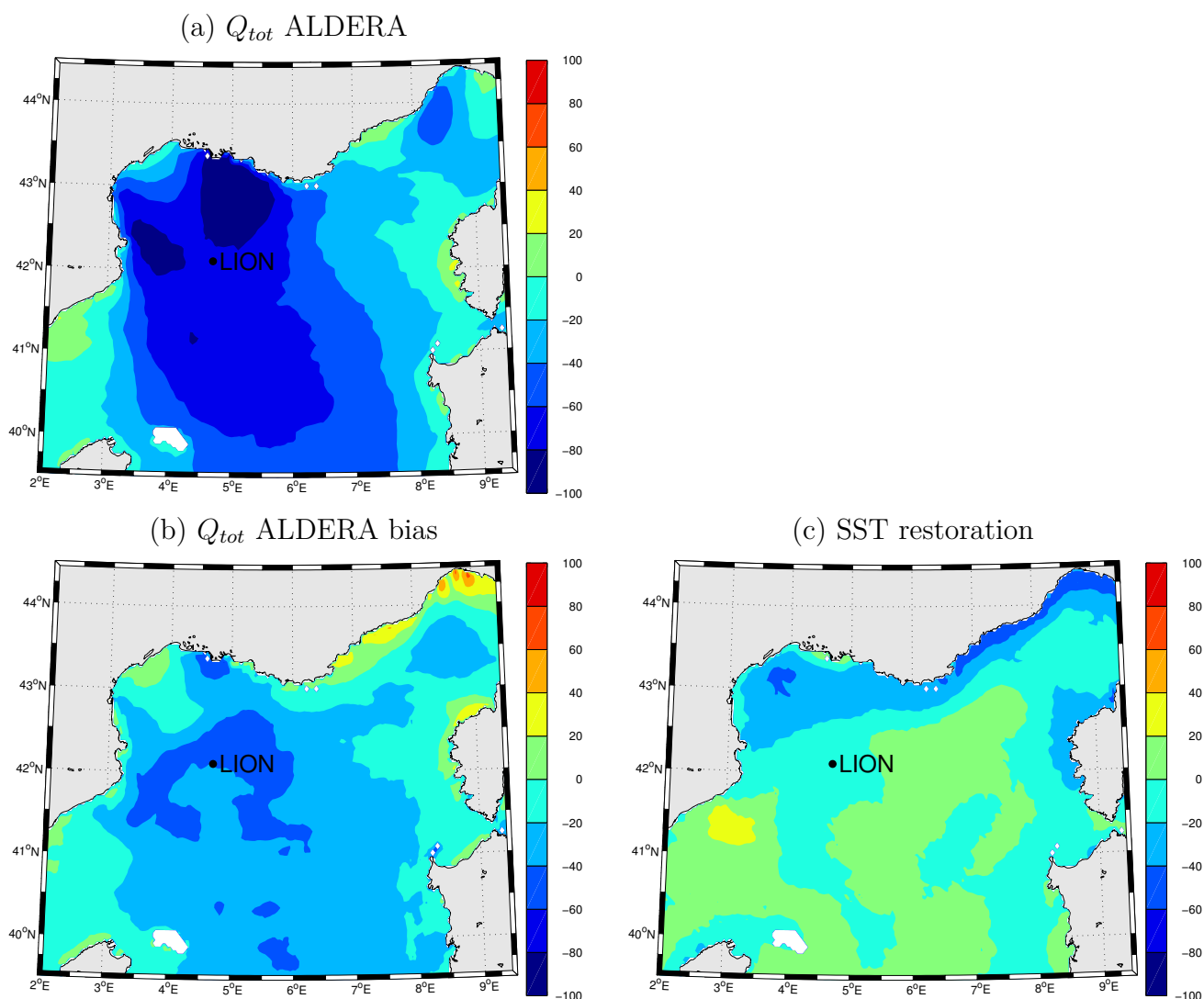


FIGURE 4.13: (a) Mean net surface heat flux Q_{tot} (W/m^2) in ALDERA, on average between 1-Aug-2012 and 30-Jun-2013. (b) Same as (a), bias with respect to Caniaux et al. (2017) reconstruction. (c) Mean surface heat flux restoration over the same period induced by the Newtonian sea surface temperature (SST) damping in NEMOMED12.

a montré que l'OIV impacte fortement l'hydrologie de la convection localement et sa géographie, puisque la moitié du patch convectif est impacté. En revanche, on a montré un impact marginal de l'OIV sur le taux de convection, de l'ordre de quelques pourcents. Pour quantifier l'impact de l'OIV sur la convection, on a perturbé la méso-échelle de l'état initial, en supposant que c'est celle-ci qui domine l'OIV. On a donc fait l'hypothèse que les échelles plus petites (ex : la subméso-échelle) et la grande échelle jouent un rôle marginal sur l'OIV. En raison des coûts numériques, la première échelle n'est pas résolue et à notre connaissance, la question de son impact sur l'OIV reste ouverte. Quant à la seconde, elle est annulée par l'initialisation de grande échelle, commune à tous les membres de l'ensemble. Toutefois, on sait que l'OIV peut avoir un large impact jusqu'aux échelles de $\sim 500m$, qui est la taille du bassin Liguro-Provençal. Par conséquent, l'OIV totale est susceptible d'être sous-estimé, et cette question est liée à l'échelle de temps courte de ce cas d'étude. Aux échelles interannuelles, l'OIV est susceptible d'être plus grand, ce qui est l'un des objets du Chapitre 6. Concernant la méso-échelle, elle est uniquement permise dans NEMOMED12, et une simulation eddy-resolving sera nécessaire pour valider ces résultats : c'est l'un des objets du Chapitre 5. Enfin, on a quantifié l'OIV en utilisant un ensemble perturbé de 10 membres, pour des raisons de coût de calcul. Des études antérieures ont utilisé 50 membres, il sera donc nécessaire d'augmenter la taille de l'ensemble pour déterminer si les statistiques obtenues à 10 membres sont valables.

Enfin, on s'est intéressé aux transformations de masses d'eau lors des trois phases de la convection. On a identifié le large rôle joué par les échanges avec le bassin Algérien lors du préconditionnement et de la restratification. Ils alimentent la circulation thermohaline méditerranéenne en exportant des WMDW et en important des LIW. Ces échanges sont aussi la source principale d'AW légères, donc de flottabilité, dans le bassin Liguro-Provençal. Ces eaux représentent moins de 10% de l'épaisseur de la colonne d'eau, donc elles sont peu visibles dans les diagnostics de transformations volumiques des masses d'eau. Pourtant elles dominent la flottabilité intégrée de la colonne d'eau. Il serait donc intéressant de relier les échanges avec le bassin Algérien et l'advection de flottabilité dans le bassin Liguro-Provençal, qui impacte le préconditionnement océanique.

On a aussi identifié le large rôle du mélange interne dans toutes les phases de la convection : il détermine largement les propriétés des nouvelles WMDW lors de la phase de mélange vertical intense, et il impacte les propriétés de long terme des eaux intermédiaires et profondes pendant le préconditionnement et la restratification. On a identifié un large mélange diapycnal pendant la convection, qui s'oppose à la formation d'eaux denses en surface, et pour la première fois on a mis en évidence dans ce bassin un large mélange isopycnal pendant le préconditionnement et la restratification, qui augmente la température et salinité des WMDW. Cependant, le diagnostic de transformations de masses d'eau donne uniquement accès à un terme de mélange intégré sur le bassin, et la question des régions où ce mélange a lieu reste ouverte. En particulier, la localisation du mélange isopycnal reste inconnue, et lors de la convection, le mélange diapycnal peut avoir lieu par approfondissement de la couche mélangée ou par mélange latéral aux bords du patch convectif. Enfin, on peut noter l'approximation faite dans le calcul des transformations diapycnales, puisqu'il s'agit d'une densité potentielle à référence en surface. Loin de la surface, on commet une erreur dans l'estimation de ce mélange, qui peut polluer les résultats. Dans l'océan global, ce problème a été traité par l'introduction d'une fonction de densité neutre γ^n , mais elle n'a pas été calibrée pour la Méditerranée. Ce travail serait utile pour diagnostiquer plus précisément les transformations diapycnales en Méditerranée.

Le Chapitre 5 s'intéresse à l'impact de la méso-échelle sur la convection. Il va notamment apporter des réponses à deux questions restées ouvertes dans cette étude : l'évaluation de la

méso-échelle et le réalisme de l'impact de l'OIV sur la convection dans NEMOMED12.

CHAPITRE V

Impact de la dynamique de méso-échelle sur la formation d'eaux denses en 2012-2013

5.1	Introduction	130
5.2	Model, data and methods	132
5.2.1	Model	132
5.2.1.1	Eddy-permitting model	132
5.2.1.2	Eddy-resolving model	132
5.2.1.3	Simulations	134
5.2.2	Data	134
5.2.3	Methods	135
5.2.3.1	DWF and restratification rates	135
5.2.3.2	Diapycnal water mass transformations	135
5.2.3.3	EKE	136
5.3	How does mesoscale impact dense water formation?	137
5.3.1	Mean impact of mesoscale on DWF	137
5.3.2	Impact of mesoscale on the OIV of DWF	142
5.4	Understanding the causes of mesoscale impact on dense water formation	143
5.4.1	Mean impact of mesoscale on DWF	143
5.4.1.1	Diapycnal water mass transformations	143
5.4.1.2	Mean circulation and stratification	146
5.4.1.3	Buoyancy budget in the areas impacted by mesoscale	148
5.4.1.4	Does mesoscale increase the DWF area buoyancy?	150
5.4.2	Impact of mesoscale on the OIV of DWF	150
5.5	Discussion.	153
5.5.1	Modelling approach	153
5.5.2	Mean impact of mesoscale on DWF	153
5.5.3	Impact of mesoscale on the OIV of DWF	154
5.6	Conclusions	154

Dans les études précédentes, on a caractérisé l'hiver 2012-2013 comme étant exceptionnellement convectif, puis on a évalué le réalisme du modèle NEMOMED12 sur ce cas d'étude en tentant de comprendre le rôle de l'OIV et des mécanismes de transformations de masses d'eau dans la convection. Dans ce chapitre, on s'intéresse dans ce même cas d'étude à l'impact de la méso-échelle sur la convection profonde et à son réalisme. Cette étude a donné lieu à un article en préparation pour soumission à JGR-Oceans.

Résumé de l'article

Comme mentionné dans les chapitres précédents, les épisodes convectifs de l'hiver 2012-2013 ont été intenses et bien documentés. C'est donc un cadre privilégié pour évaluer la convection dans les modèles océaniques régionaux. Par ailleurs, jusqu'à présent de nombreuses études ont

porté sur l'impact du forçage atmosphérique et du préconditionnement océanique sur la convection océanique profonde. L'activité de méso-échelle participe au préconditionnement océanique et à la restratification post-convection, comme l'attestent de nombreuses études théoriques et idéalisées. Cependant, dans le bassin Liguro-Provençal, le mécanisme de 'spreading' post-convection des nouvelles WMDW a été l'objet principal des études numériques réalistes. Seule une étude réaliste s'intéresse à l'impact de la méso-échelle sur la phase de mélange vertical intense, en comparant une simulation qui permet la méso-échelle ('eddy-permitting') à une simulation qui la résout ('eddy-resolving'). Toutefois, les configurations numériques des deux modèles sont trop différentes pour pouvoir conclure sur le rôle spécifique de la méso-échelle sur la convection. Enfin, on a montré dans le Chapitre 4 que l'OIV impacte largement la géographie de la convection et des résultats récents suggèrent qu'elle est augmentée à résolution 'eddy-resolving'.

Par conséquent, cette étude utilise une simulation d'ensemble à résolutions 'eddy-permitting' et 'eddy-resolving' sur la période 2012-2013 pour étudier l'impact de la méso-échelle sur la convection en termes d'état moyen et d'OIV et pour évaluer son réalisme. Pour cela, on utilise une simulation d'ensemble à état initial perturbé de NEMOMED12 et NWMED36, toutes deux décrites dans la section 2. La comparaison des deux moyennes d'ensemble permet de quantifier l'impact moyen de la méso-échelle sur la convection et sa robustesse, et la comparaison des deux écarts-type d'ensemble permet de quantifier son impact sur l'OIV de la convection.

Dans la section 3, on quantifie l'impact de la méso-échelle sur la convection. A la bouée LION, la dynamique de méso-échelle permet de représenter de façon plus réaliste la phase de restratification : la tendance à la diminution de salinité et de densité est moindre à résolution 'eddy-resolving' que 'eddy-permitting'. A l'échelle du bassin Liguro-Provençal, la méso-échelle améliore la représentation de l'étendue du patch convectif en le repositionnant au Nord. Elle réduit significativement le taux de convection de la fin Janvier au 10 Février 2013, et le taux moyen de convection est en meilleur accord avec les observations. La méso-échelle augmente le taux de restratification, aussi en meilleur accord avec les observations. On montre que la méso-échelle impacte aussi l'OIV de la convection : la dispersion spatiale du patch convectif est augmentée, et la majorité de sa surface est impactée par l'OIV. Par ailleurs, la circonférence du patch convectif est augmentée, suggérant que les méandres du courant de bord contribuent à l'OIV. Enfin, la méso-échelle multiplie par 2-3 l'OIV du taux de convection, qui atteint 7-14%.

Dans la section 4, on étudie les causes de l'impact de la méso-échelle sur la convection. Le diagnostic des transformations diapycnales des masses d'eau confirme que la méso-échelle n'augmente pas le taux de formation d'eaux denses et qu'elle augmente le taux de restratification. Pendant la phase de mélange vertical intense, la méso-échelle réduit la densification des nouvelles WMDW, par compensation entre des flux de surface et un mélange interne augmentés. Lors de la restratification, le mélange interne est réduit et il a lieu à des densités plus faibles avec méso-échelle. Cela réduit la compensation entre la formation de WMDW par mélange interne et leur destruction par transport, ce qui explique l'augmentation du taux de restratification.

L'analyse de la circulation et de la stratification moyennes révèle deux effets dominants de la méso-échelle : une intensification et un repositionnement vers la côte des courants de bord, qui réduit la stratification au large, et la présence d'un méandre à l'Ouest du Front Nord-Baléare associé à une anomalie stratifiée. Le premier résultat est consistant avec l'augmentation de la convection au Nord du patch convectif, et le second avec la diminution de la convection au Sud. Par ailleurs, l'effet de la méso-échelle sur la convection est totalement dû à l'advection de flottabilité à haute fréquence à l'Est du Front Nord-Baléare et en mer Ligure, et cette advection impacte aussi largement la réduction de la convection à l'Ouest du Front Nord-Baléare. Enfin,

l'impact de la méso-échelle sur la stratification de la zone de convection n'est pas significatif la majorité du temps, et aucune tendance significative à sa restratification liée à la méso-échelle n'a été détectée.

On interprète l'augmentation de l'OIV avec méso-échelle en diagnostiquant l'activité de méso-échelle dans le bassin Liguro-Provençal. La méso-échelle augmente d'un facteur 2.4 l'énergie cinétique turbulente (EKE) du bassin, réduisant de 73% les biais du modèle. Avec la méso-échelle l'EKE est supérieure à l'énergie cinétique moyenne (MKE), et elle largement dominée par l'EKE transitoire (TEKE) qui totalise la moitié de l'énergie cinétique totale du bassin. Les régions de forte TEKE se trouvent dans l'océan intérieur, particulièrement le long du Front Nord-Baléare. Elles couvrent la majorité des régions où le patch convectif est impacté par l'OIV.

Comment la dynamique de méso-échelle impacte-t-elle la formation d'eaux denses en Méditerranée Nord-occidentale ? Réponses à partir d'une simulation d'ensemble de l'épisode intense 2012-2013 en Méditerranée Nord-occidentale (article)

How does mesoscale impact dense water formation ? Answers from an ensemble simulation of the intense 2012-2013 event in the northwestern Mediterranean sea. **R. Waldman**, M. Herrmann, S. Somot, T. Arsouze, R. Benshila, A. Bosse, J. Chanut, H. Giordani and F. Sevault, *Journal of Geophysical Research - Oceans*, in preparation.

Abstract

The northwestern Mediterranean (NWMed) sea includes one of the best observed ocean deep convection sites in the world. Winter 2012-2013 was an intense and well-observed dense water formation (DWF) event in the NWMed sea. In order to investigate the impact of mesoscale on the 2012-2013 DWF event, we perform two numerical simulation ensembles, respectively at mesoscale-permitting and mesoscale-resolving resolutions, using the two-way grid refinement tool AGRIF in NEMOMED12 model. We assess the impact of mesoscale on mean DWF and on Ocean Intrinsic Variability (OIV) of DWF.

Mesoscale impacts the mixed patch geography, mostly to the west of the North Balearic Front where DWF is inhibited and along the Northern Current where it is enhanced. Both signals are in better agreement with observations. They are related to a mean relocation of both structures, possibly linked to lower numerical diffusion. The former leads to a reduction of the mixed patch volume and of the deep water densification. Also, high-frequency buoyancy advection contributes to DWF anomalies. The restratification rate is enhanced and more realistic with mesoscale. However, no mean restratification effect by transient eddies was found, suggesting an interannual framework would be necessary to detect it.

The impact of OIV is largely increased with mesoscale. The mixed patch area impacted by OIV reaches 65% in the eddy-resolving ensemble, 38% as large as in the eddy-permitting ensemble. The average mixed patch circumference is increased by 15%, suggesting the role of the rim current meanders in the modulation of the DWF area. As an integral result, the OIV modulates by $\sim 10\%$ the DWF rate in the eddy-resolving ensemble, 2-3 times as large as in the eddy-permitting ensemble. It is related to a large increase (factor 2.9) of the transient eddy kinetic energy throughout the interior NWMed sea, in far better agreement with observations.

5.1. Introduction

The Northwestern Mediterranean sea (NWMed) is a key region of Dense Water Formation (DWF) in the World ocean (Marshall et Schott (1999)). DWF and in particular the formation of Western Mediterranean Deep Water (WMDW), the main deep water mass in the Western Mediterranean sea, constrains many biogeochemical and thermodynamical processes : nutrient renewal in upper layers and biological activity (Herrmann et al. (2014); Auger et al. (2014); Tamburini et al. (2013)), carbon and heat storage rate (Santinelli et al. (2013); Winton et al. (2013); Rugenstein et al. (2013)) and therefore climate.

DWF has long been observed in the NWMed sea (MEDOC-Group (1970); Leaman et Schott (1991); Schott et al. (1996); Durrieu de Madron et al. (2013)). It has a large interannual variability, with approximately 1/2 of years with convection deeper than 1000m and a wide range of intensities (Mertens et Schott, 1998; Somot et al., 2016; Herrmann et al., 2017). From the numerous studies focusing on the driving mechanisms of the NWMed DWF phenomenon, a large consensus emerges on the dominant role of atmospheric forcing in triggering DWF (Demirov et Pinardi (2007); Herrmann et Somot (2008); Sannino et al. (2009); Herrmann et al. (2010); Béranger et al. (2010); L'Hévéder et al. (2013), Somot et al. (2016)). Several studies also point out the impact of ocean preconditioning before the convection event in modulating the DWF intensity (Herrmann et al. (2010); L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016)).

In addition, mesoscale dynamics is a known factor impacting DWF. In the Mediterranean sea, several studies have characterized the impact of mesoscale and submesoscale on DWF and the Mediterranean thermohaline circulation (MTHC), including observations, theoretical approaches, idealized and realistic ocean simulations. Regarding observations in the NWMed sea, most studies have focused on the generation and spreading of submesoscale coherent vortices (SCVs) throughout the DWF process. Testor et Gascard (2003) focus on the restratification phase and they find for the first time a mechanism of newly-formed dense water export by anticyclonic SCVs with long lifetime from observations in the 1990's. Testor et Gascard (2006) complement this analysis and they estimate that those SCVs contribute to $\sim 1/2$ of the dense water export outside of the NWMed basin. They suggest that such long-lived SCVs could introduce an ocean memory effect at longer timescales as such SCVs have a hydrological and buoyancy signature and therefore could also impact preconditioning. Finally, Bosse et al. (2015) characterize in the 2008-2013 period SCVs of intermediate water that are ubiquitous in the NWMed sea. They quantify their Index of Stratification (IS) signature of $\sim 0.1m^2/s^2$, which represents $\sim 5 - 10\%$ of the bottom IS in summer (Waldman et al., 2017), suggesting that they could impact preconditioning.

Theoretical considerations have also permitted to characterize the impact of mesoscale structures generated by baroclinic instabilities on DWF. Marshall et Schott (1999) argue that if the mixed patch is larger than the first Rossby radius of deformation, which is the case in the NW-Med sea, then it must breakup into Rossby-radius-scale mesoscale eddies. They also find with scale estimates that there is a competition between deep convection that dominates at short timescales (a few days) and baroclinic instability that dominates at longer timescales (weeks to months) and inhibits DWF. Lab experiments reveal that the development of baroclinic eddies can eventually stop DWF (Marshall et Schott, 1999). In the 1990's, several idealized simulations have aimed at characterizing the impact of mesoscale on convection. Marshall et Schott (1999) find with idealized channel simulations that baroclinic instabilities develop after typically a few days of convection that inhibit it, which means that there is no strong scale separation between convective and baroclinic instability processes. Madec et al. (1991) use idealized NWMed sea

simulations and they find that buoyancy advection by mesoscale eddies compensates surface buoyancy loss and might limit the maximum MLD during a DWF event. Such instabilities develop through a transfer from available potential energy into kinetic energy, and the mesoscale kinetic energy becomes as high as the large-scale kinetic energy during the restratification phase. Finally, they find that the meandering is associated with vertical motion which leads to an overturning cell which restratifies the DWF region.

Finally, from the 2000's, a series of realistic numerical simulations have been performed to quantify the impact of mesoscale on DWF (Demirov et Pinardi (2007); Herrmann et al. (2008); Beuvier et al. (2012)). In all cases, they identify mesoscale eddies rather than SCVs that their resolution does not enable to reproduce. Demirov et Pinardi (2007) find at eddy-permitting resolution that at depth, cyclonic eddies are formed following DWF by the baroclinic instability of the rim current separating old and new WMDW. They either remain in the NWMed sea or are exported to the Algerian basin. On average, their flux is oriented southward and ultimately towards Gibraltar : as a consequence, they suggest that the MTHC is eddy-driven. Herrmann et al. (2008) find at eddy-resolving resolution that restratification is dominated by a southward export of new WMDW and that 1/3 of it is due to mesoscale eddies. They also compare an eddy-permitting and an eddy-resolving simulation, and they find that the latter reduces DWF, in better agreement with observations. However it is difficult to attribute it exclusively to horizontal resolution as both model configurations are fairly different. Finally, Beuvier et al. (2012) confirm at eddy-permitting resolution the role of eddies in the post-convection southward spreading of WMDW, although they suggest that at the $1/12^\circ$ resolution this southward spreading is underestimated. This study considers pairs of simulations using the same model, with physical and resolution settings allowing to assess the impact of mesoscale on DWF.

None of the mentioned studies focuses on the late 2000's - early 2010's which were intense and well-documented DWF years (Houpert et al., 2016). This paper focuses on the well-documented DWF case study of 2012-2013 in order to characterize and evaluate accurately the numerical simulations using available observations. In addition, most studies focus on the post-convection restratification phase, whereas observations have suggested the probable impact of mesoscale on the preconditioning and intense mixing phases of DWF. Here we focus on the three main phases of DWF that are preconditioning, intense vertical mixing and restratification.

Moreover, mesoscale is a large source of Ocean Intrinsic variability (OIV) (Penduff et al., 2011; Grégorio et al., 2015; Sérazin et al., 2015, 2016). In order to separate the mean impact of mesoscale of DWF from its impact on OIV, we use an ensemble simulation approach. Waldman et al. (2017) showed for the 2012-2013 case-study in the NWMed sea that OIV impacts largely the mixed patch location but it modulates marginally the DWF rate. However, their study was performed at the eddy-permitting resolution. We propose here for the first time an ensemble eddy-resolving framework to assess the impact of mesoscale on mean DWF and on its OIV.

The aim of this study is therefore to compare an eddy-permitting ensemble simulation with an eddy-resolving ensemble simulation using exactly the same ocean model core in the well-documented and convective 2012-2013 case study in order to diagnose and interpret the impact of mesoscale on mean DWF and on its OIV.

Section 2 describes the model, data and methods used, section 3 diagnoses the impacts of mesoscale on DWF and on its OIV, section 4 provides insight into the physical mechanisms involved, section 5 discusses hypotheses, limitations and perspectives and section 6 summarizes the main conclusions.

5.2. Model, data and methods

5.2.1. Model

5.2.1.1 Eddy-permitting model

In this modelling study, we use the ocean general circulation model NEMO (Madec, 2008) in a regional configuration of the Mediterranean Sea called NEMOMED12 (Fig.5.1). The configuration is identical to Waldman et al. (2017) who detail it comprehensively. It is forced at the surface by fluxes coming from a dynamical downscaling of the ERA-Interim reanalysis 12km-resolution atmosphere-only regional climate model ALADIN-Climate (Radu et al. (2008); Colin et al. (2010); Herrmann et al. (2011)). This forcing called ALDERA (Hamon et al., 2016; Waldman et al., 2016) provides momentum, water and heat fluxes every 3h over the 2012-2013 period. It has been evaluated for the 2012-2013 period in the NWMed sea by Waldman et al. (2016). It is applied with a Newtonian sea surface temperature (SST) restoration of $40W/m^2/K$ to ensure thermal stability and to act as a first order coupling term. NEMOMED12 horizontal resolution is $\delta x = 6.1 - 7.1km$ in the NWMed sea and it has 75 vertical levels of resolution between 1m at the surface and 130m at the bottom. We apply a bilaplacian horizontal momentum diffusion of $-1.25 \cdot 10^{10} m^4/s$ and a laplacian isoneutral tracer diffusion of $60m^2/s$.

In the NWMed sea, the size of mesoscale eddies and meanders is typically between 30-80km (Crépon et al., 1982; Millot, 1991), but it is variable over time and space and the first baroclinic Rossby radius (R_d) was estimated to be as low as 1.2km in the DWF area during winter 2012-2013 (Giordani et al., 2017). The model's far-dissipation range is $7\delta x = 42.5 - 50.0km$ (Marchesiello et al., 2011), it is therefore a mesoscale eddy-permitting ocean model in the NWMed sea.

5.2.1.2 Eddy-resolving model

In addition, we use the two-way horizontal nesting tool AGRIF (Debreu et al., 2008; Djath et al., 2014b) in NEMOMED12 with a refinement factor of 3 in an extended NWMed sea domain north of $38.8^\circ N$ and west of $10^\circ E$. This model, named NWMED36 for simplicity, has a twin configuration to NEMOMED12, which allows to assess the impact of mesoscale on DWF. AGRIF is a two-way grid refinement tool which allows the NEMOMED12 model to impose lateral boundary conditions to the embedded NWMED36 model while at the same time updating the NEMOMED12 fields over the embedded domain by upscaling the NWMED36 fields. It has already been used in a number of regional oceanic studies focusing specifically on the dynamics of semi-enclosed seas (Djath et al., 2014a), on the impact of mesoscale on the Labrador Sea DWF (Chanut et al., 2008), on the Atlantic Meridional Overturning Circulation (Talandier et al., 2014; Biastoch et al., 2008)) and on eddy activity (Jouanno et al., 2012).

NWMED36 resolution is $\delta x = 2.0 - 2.4km$ in the NWMed sea, equivalent to an effective resolution of $7\delta x = 14.2 - 16.7km$, it is therefore mesoscale eddy-resolving in the NWMed sea. We also note that NWMED36 is eddy-permitting for SCVs which have been extensively observed in the NWMed sea and whose size is typically 15km (Testor et Gascard, 2003, 2006; Bosse et al., 2015, 2016). Its numerical configuration is identical to NEMOMED12 except for horizontal and isoneutral diffusion coefficients which are reduced to resp. $-0.25 \cdot 10^9 m^4/s$ and $30m^2/s$ in order to resolve mesoscale. Fig.5.1 displays the domain and associated bathymetry for NEMOMED12 and its embedded NWMED36 configuration.

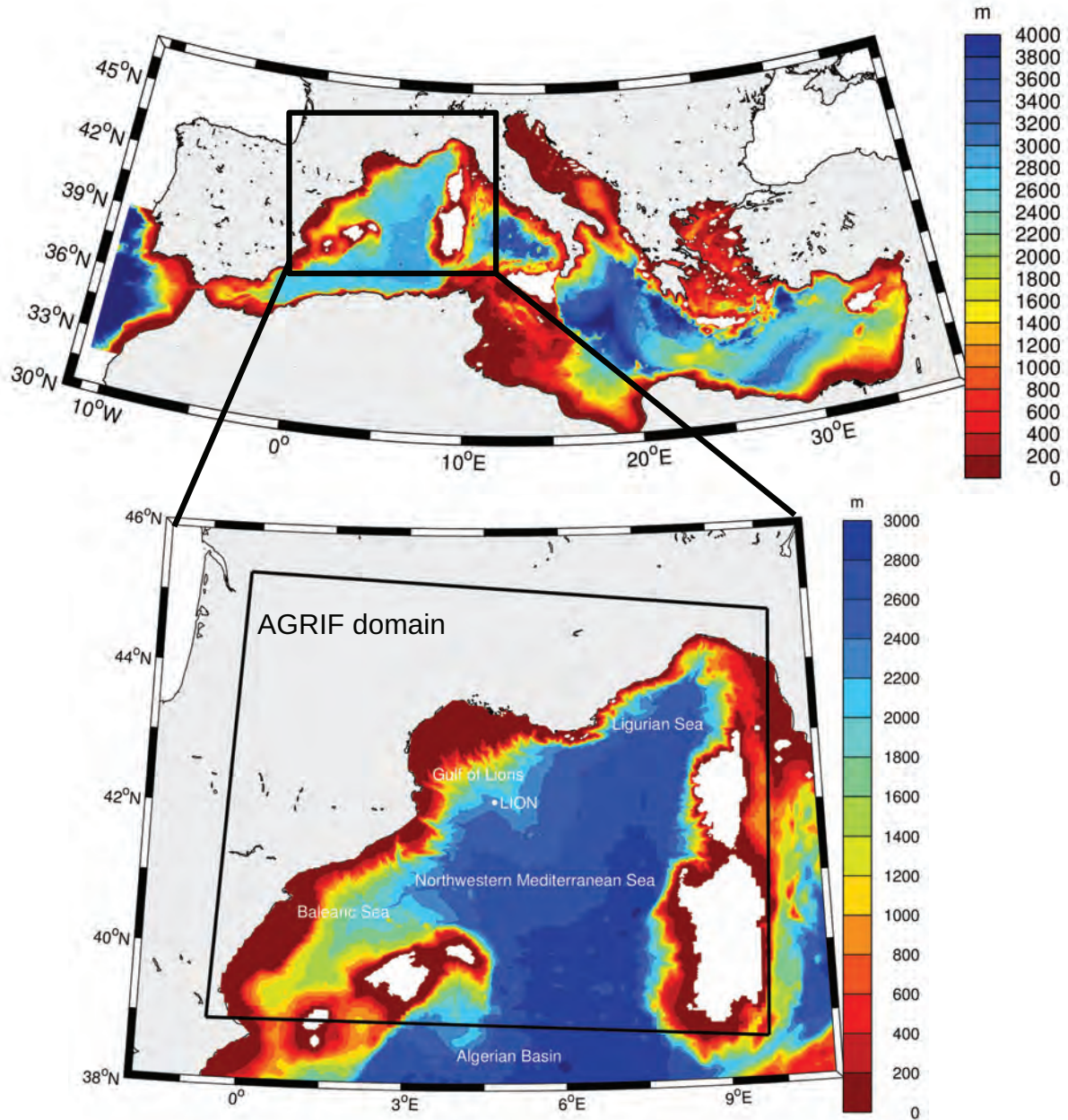


FIGURE 5.1: Domain and associated bathymetry for NEMOMED12 (top) and its embedded NWMED36 configuration in the northwestern Mediterranean sea (bottom). The locations of LION buoy and the main basins are displayed.

5.2.1.3 Simulations

Both configurations are initialized on 1-Aug-2012 based on an ocean objective analysis (Estournel et al., 2016b) evaluated by Estournel et al. (2016b); Waldman et al. (2016). The first guess of the initial state is given by the MERCATOR-Ocean operational analysis. To improve the realism of the model initial conditions over the region of interest, 3D corrections were added using MOOSE-GE summer 2012 cruise (Testor et al., 2012) and ARGO (ARGO, 2000) data. Also, the initial mesoscale field is perturbed identically as Waldman et al. (2017) to produce a 10-member ensemble at both resolutions in order to assess the impact of mesoscale on OIV and the significance of its mean impact on DWF.

NEMOMED12 has been evaluated on the 2012-2013 period by Waldman et al. (2017). Therefore in this study we only use observations to evaluate the realism of the mesoscale impact on DWF in simulation NWMED36.

5.2.2. Data

The realism of the numerical simulations is assessed using an extensive set of observations. This study takes advantage of the exceptional measurement year of 2012-2013 in the NWMed sea. Thanks to the Marine Ecosystems Response in the Mediterranean Experiment (MERMeX, in particular DEWEX field cruise : Testor (2013a); Conan (2013)), Hydrological Cycle of the Mediterranean Experiment (HyMeX) and Mediterranean Ocean Observing System for the Environment (MOOSE, <http://www.moose-network.fr>, Testor et al. (2012, 2013b)) programs, measurements have been carried out to study DWF in the NWMed sea.

Observations include LION buoy (Caniaux et al., 2017) in the DWF area ($42.102^{\circ}N$ $4.703^{\circ}E$, Fig.5.1) to follow the chronology of deep convection both at the surface. LION buoy, anchored at $4.703^{\circ}E$ $42.10^{\circ}N$ (Fig.5.1), provides all the near surface meteorological observables since 2001 (except precipitation) to estimate turbulent fluxes. Since 2012, the dataset includes radiative fluxes (incoming and shortwave radiation). The data were validated following the procedure described by Caniaux et al. (2017), and hourly turbulent fluxes (latent and sensible heat fluxes, and wind stress) were computed with the COARE3.0 flux algorithm (Fairall et al., 2003) for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013. Due to missing sequences of values and rejected data, the record of fluxes is limited to only 1808 hourly fluxes (over 8760). Also, LION deep mooring (Testor et al., 2016) is used exclusively to estimate the Mixed Layer Depth (MLD) daily timeseries.

We quantify the DWF rate from two complementary observations : dense water volume estimates and the mixed patch volume estimate. Waldman et al. (2016) used 4 basin-scale CTD ship measurements centered on 1-Aug-2012, 12-Feb-2013, 13-Apr-2013 and 24-Jun-2013 including 68 to 82 CTD casts (Testor et al. (2012); Testor (2013a); Conan (2013); Testor et al. (2013b), see Waldman et al. (2016) for their location) to estimate the open-sea ($H > 2000m$) dense water volume evolution in 2012-2013 in the NWMed sea and to deduce a DWF and restratification rate. In addition, we estimate the mixed patch area and volume from winter 2013 ship (Testor, 2013a) and ARGO (ARGO, 2000) measurements. For both the dense water and mixed patch volume estimates, we extrapolate observations over space using a kriging method validated by Waldman et al. (2016). This method uses no model guess to ensure the independence of results with numerical simulations, for model evaluation purposes.

Finally, we estimate the evolution of Eddy Kinetic Energy (EKE) from glider measurements of the 0-1000m average velocities (up to 6 gliders at the same time, Bosse et al. (2016)). Indeed, the low R_d in the NWMed sea leads to high underestimations of altimetry-based EKE, whereas

gliders observations give higher accuracies (Escudier et al., 2013). Over the simulation period, we estimate a mean EKE over 44 5-day periods by averaging all available glider observations (on average 27 per period). Observations are done mostly on 4 radials covering the NWMed sea basin (see Fig.1 of Bosse et al. (2016)), and we ensured from our numerical simulations that those radials provide an EKE representative of the whole NWMed sea (not shown).

5.2.3. Methods

5.2.3.1 DWF and restratification rates

This study aims at quantifying the DWF rate in the NWMed basin-scale in models and observations. For that we compute both the mixed patch volume and dense water volume. Both estimates have been largely used in the Mediterranean sea (see Waldman et al. (2016) for a review). The mixed patch is defined as the area where $MLD > 1000m$, which is the average depth of the WMDW on 1-Aug-2012 (Waldman et al., 2017). A convective volume V_{MLD} (m^3) is deduced :

$$V_{MLD} = \iint_{MLD > 1000} MLD(x, y) dx dy$$

The dense water volume is defined as :

$$V_{29.11} = \iiint_{\sigma_0 > 29.11 kg/m^3} dx dy dz$$

with σ_0 the potential density (reference at surface) of sea water. Waldman et al. (2016) showed from observations that during the 2012-2013 DWF event, the DWF rate is maximal for $\sigma_0 = 29.11 kg/m^3$. This isopycnal thus allows to quantify the rate of renewal of dense waters for this year. In numerical simulations, the convective volume V_{dens} is deduced from the difference between the maximum $V_{29.11}$ during the intense mixing phase and its minimum during the preconditioning phase :

$$V_{dens} = max_{Int.Mix.}(V_{29.11}) - min_{Precond}(V_{29.11})$$

In observations, Waldman et al. (2016) showed that only the difference between the summer 2012 and spring 2013 period allows to estimate the DWF rate :

$$V_{dens} = V_{29.11}(12/Apr/2013) - V_{29.11}(1/Aug/2012)$$

and the difference between spring and summer 2013 gives an estimate of the restratification rate :

$$V_{Restrat} = V_{29.11}(24/Jun/2013) - V_{29.11}(12/Apr/2013)$$

5.2.3.2 Diapycnal water mass transformations

In order to identify the mechanisms driving water mass transformations during DWF, we compute a water mass transformation diagnostic as a function of σ_0 (Tziperman et Speer, 1994; Herrmann et al., 2008; Waldman et al., 2017). The dense water volume is defined as :

$$V(\sigma_0) = \iiint_{\sigma_0(x,y,z) > \sigma_0} dx dy dz$$

The computation of its variation between two dates d_1 and d_2 gives an estimate of the diapycnal transformation rate (DTR, m^3) as :

$$DTR = \max_{\sigma_0} (|V(\sigma_0, d_2) - V(\sigma_0, d_1)|)$$

It quantifies the largest volume transformation occurring in the σ_0 space, which is particularly relevant during deep convection because it gives an estimate of the DWF rate (Tziperman et al., 1994; Somot et al., 2006; Herrmann et al., 2008; Waldman et al., 2017).

We follow Herrmann et al. (2008); Waldman et al. (2017) by decomposing the dense water volume tendency in the NWMed sea (north of $40^\circ N$ and west of $9^\circ E$) into 4 terms : a net volume variation V , a surface formation Su , a lateral transport T and an interior mixing M , all in m^3 so that :

$$V = Su + T + M$$

Su quantifies the surface volume flux resulting from densification by surface buoyancy fluxes. T is computed from the lateral volume advection across the NWMed sea boundaries : Spain - Menorca, Menorca - Sardinia and Corsica - Ligurian coast. Finally, M is the residual from the formula $M = V - Su - T$. It includes all mixing processes occurring within the NWMed basin, both explicit and numerical.

Also, we follow Waldman et al. (2017) by defining the 2012-2013 period into 3 DWF phases : preconditioning, intense mixing and restratification. Intense mixing starts on 5-Jan-2013 when Su becomes non-negligible at $\sigma_0 = 29.11 kg/m^3$ in NEMOMED12, and it ends on 24-Mar-2013 when Su becomes negligible. As a consequence, we define preconditioning between 1-Aug-2012 and 4-Jan-2013 and restratification between 25-Mar-2013 and 30-Jun-2013.

5.2.3.3 EKE

The EKE is computed from the vertical-mean zonal and meridional velocities above 1000m depth $U_{0-1000m}$ and $V_{0-1000m}$. This allows for model evaluation with glider-based estimates. The kinetic energy KE (m^2/s^2), is :

$$KE = 1/2(U_{0-1000m}^2 + V_{0-1000m}^2)$$

Then, following Herrmann et al. (2008), we decompose the KE into a large-scale KE and a mesoscale KE which corresponds to resp. the mean KE (MKE) and the EKE. The MKE is defined as the mean KE over slipping windows of width $L = 100km$ in longitude and latitude, and the EKE is the residual :

$$EKE(x, y) = KE(x, y) - MKE(x, y) = KE(x, y) - \frac{1}{L^2} \int_{x-L/2}^{x+L/2} \int_{y-L/2}^{y+L/2} KE(x', y') dy' dx'$$

This ensures that all mesoscale (up to $\sim 80 - 100km$ (Milot, 1991)) and smaller-scale dynamical structures are included in the EKE. In addition, we compute a standing and transient EKE (resp. SEKE and TEKE) in order to assess both the mean and transient mesoscale dynamics in the NWMed sea. The SEKE is defined as the mean EKE over slipping time windows of $T = 6$ months, and the TEKE is the residual :

$$TEKE(t) = EKE(t) - SEKE(t) = EKE(t) - \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} EKE(t') dt'$$

5.3. How does mesoscale impact dense water formation ?

5.3.1. Mean impact of mesoscale on DWF

We first focus on the evolution of oceanic properties at LION buoy and deep mooring. Fig.5.2 displays the evolution of the near-surface wind $|V|_{10m}$, the net heat flux Q_{tot} , surface hydrology (SST, sea surface salinity SSS and sea surface density $SS\rho$) and the MLD at LION location in observations and in the NEMOMED12 and NWMED36 ensembles, between 1-Dec-2012 and 30-Apr-2013. The MLD is computed for model evaluation purposes with Houpert et al. (2016) method : a temperature threshold with respect to surface of $0.1^\circ C$ down to 300m depth, then of $0.01^\circ C$ down to the bottom. The atmospheric forcing reveals strong winds and cooling on average at the surface throughout the period. At the ocean surface, deep convection lasts intermittently from 26-Jan-2013 to 18-Mar-2013 with a mixed layer reaching the ocean bed. Surface hydrology stabilizes to the WMDW properties of $\sim 13.0^\circ C$, $38.48psu$ and $29.11kg/m^3$ when deep convection occurs.

The DWF event is simulated on average by both NEMOMED12 and NWMED36, although the MLD is underestimated, especially for the late-January event in NWMED36. Mesoscale therefore decreases DWF at LION buoy for this event ($p > 0.99$, Student t-test). In addition, the surface hydrology is very similar at both resolutions. The main difference occurs during the restratification phase. From 15-Mar-2013 to 30-Apr-2013, the SSS and $SS\rho$ decrease trend is lower ($p > 0.99$, Student t-test) and in better agreement with observations in NWMED36. The low salinity signature in NEMOMED12 might be related to a southward bias of the Northern Current (NC) which advects low salinity waters at the surface of LION buoy.

LION buoy only gives local information of the DWF and it is highly impacted by OIV. In order to provide a space-integrated assessment of DWF, Fig.5.3 displays the mixed patch area in observations and in both simulation ensembles, in the observation period and as an annual maximum. In observations (Fig5.3a), the DWF area is located off the Gulf of Lions, at $3 - 6.5^\circ E$ and $41.5 - 42.5^\circ N$. The modelled DWF area in the observation period shows large differences between NEMOMED12 and NWMED36. Whereas the mixed patch extends south to $41^\circ N$ in NEMOMED12, it only extends to $41.5^\circ N$ in NWMED36, in better agreement with observations. The mean MLD is reduced with mesoscale ($p > 0.99$, Student t-test, grey area) in an even larger area at $4 - 5^\circ E$ and $41 - 42^\circ N$. As a consequence, mesoscale reduces the mixed patch extent and average MLD in the 2-Feb-2013 to 21-Feb-2013 period, in better agreement with observations.

In addition, Fig.5.3b displays the mixed patch deduced from the model annual maximum MLD at both resolutions. The impact of mesoscale on the annual maximum mixed patch is lower in this case than over the shorter period of observations, suggesting that its mean impact partially compensates over time. We still identify a significant ($p > 0.99$, Student t-test) DWF decrease to the south at $4 - 5^\circ E$ and $40.5 - 41.2^\circ N$. It is located further south than Fig.5.3a, probably as a consequence of the mixed patch southward extension after 21-Feb-2013 at both resolutions. This area is located to the west of the North Balearic Front (NBF), it is therefore referred to as NBF-W. We identify 3 other areas where mesoscale significantly impact DWF ($p > 0.99$, Student t-test) : an increase at $5 - 5.6^\circ E$ and $42.2 - 42.6^\circ N$, an increase at $6.4 - 6.9^\circ E$ and $41.6 - 42.1^\circ N$ and a decrease at $7.8 - 8.2^\circ E$ and $43 - 43.3^\circ N$. Those areas are located resp. along the NC, to the east of the NBF and in the Ligurian sea, we therefore refer to them as NC, NBF-E and L areas. We note that the DWF increase in the NC area is in good agreement with observations (Fig.5.3a), although it is only visible after 21-Feb-2013.

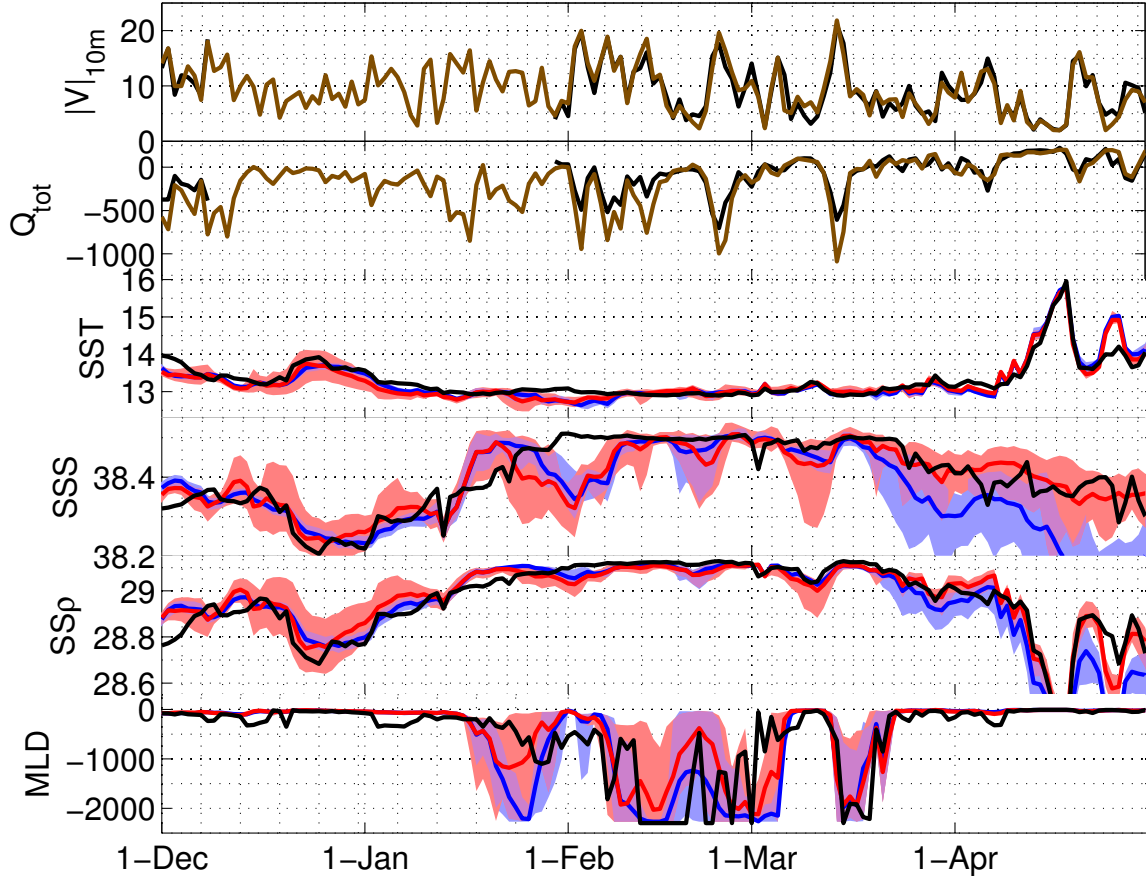


FIGURE 5.2: Daily timeseries of near-surface wind $|U|_{10m}$ and net surface heat flux Q_{tot} from ALDERA forcing (blue), sea surface temperature (SST), salinity (SSS) and density (SSp) and mixed layer depth (MLD) at LION buoy between 1-Dec-2012 and 30-Apr-2013, in observations (LION buoy and mooring, black), NEMOMED12 (blue) and NWMED36 (red) simulation ensembles. The bold lines represent the ensemble mean and the envelopes cover minimum and maximum values.

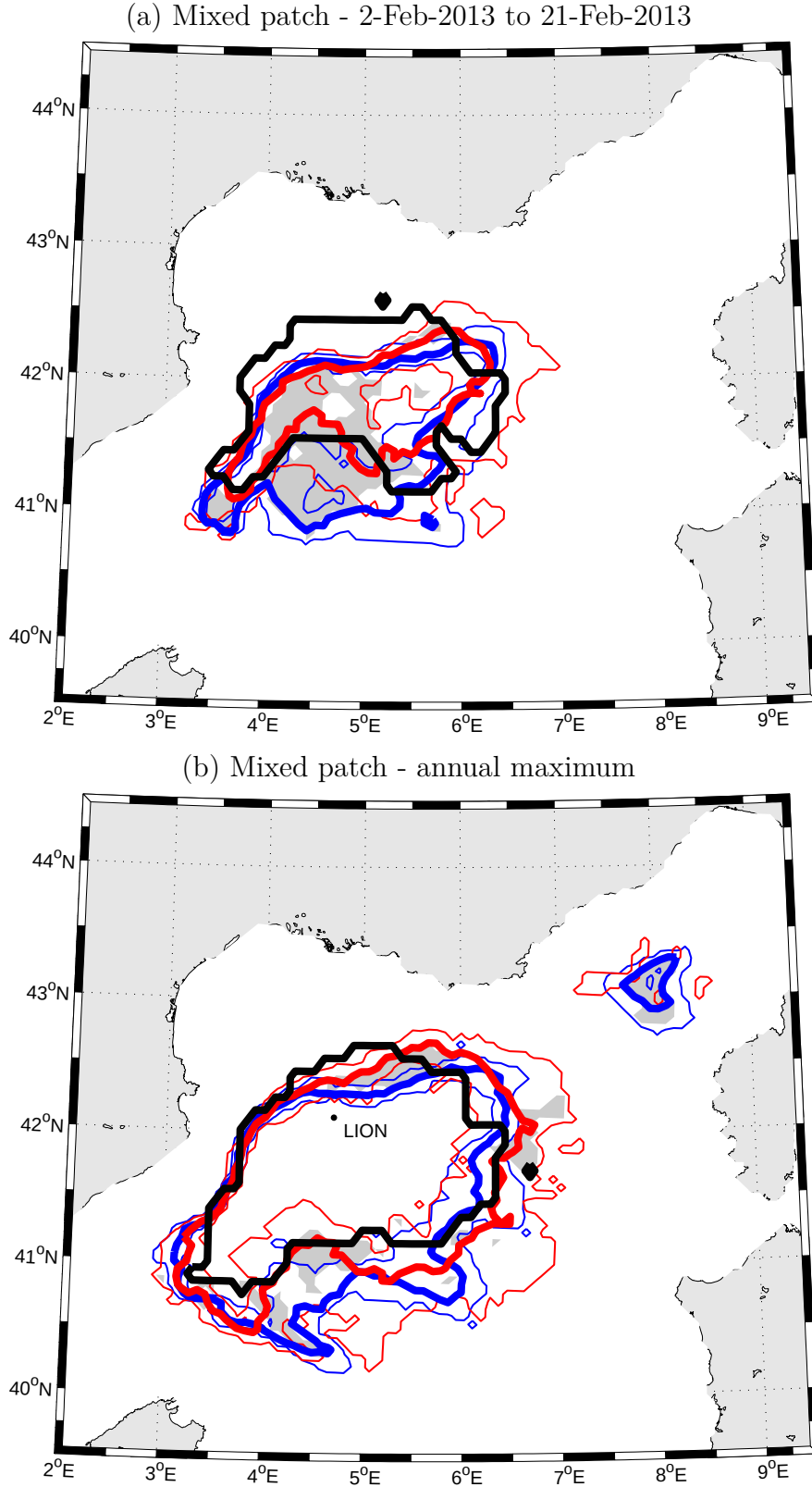


FIGURE 5.3: (a) Mixed patch area ($MLD > 1000m$) in observations (winter cruise and ARGO floats, black), NEMOMED12 (blue) and NWMED36 (red) ensembles, 2-Feb-2013 to 21-Feb-2013 average. In both simulations, the ensemble mean (bold), minimum (thin) and maximum (thin) areas are displayed. The 99% significance level (Student t -test, 2-sided) for ensemble mean differences is displayed in grey. (b) Same as (a) but the mixed patch is computed from the modelled annual maximum MLD.

	Observations	NEMOMED12	NWMED36
V_{MLD} ($10^{13}m^3$)	2.4	3.4 ± 0.1	1.9 ± 0.3
V_{MLD} max ($10^{13}m^3$)	/	5.7 ± 0.2	4.2 ± 0.6
DF (%)	/	47	65
$Circ$ (km)	/	$1,114 \pm 71$	$1,277 \pm 75$
V_{dens} ($10^{13}m^3$)	4.5 ± 1.1	3.3 ± 0.2	3.1 ± 0.4
V_{dens} max ($10^{13}m^3$)	7.6 ± 1.6	5.4 ± 0.2	5.7 ± 0.4
Restrat. ($10^{13}m^3$)	-2.6 ± 1.1	-1.4 ± 0.2	-1.8 ± 0.2
$DTR_{precond}$ ($10^{13}m^3$)	/	-2.4 ± 0.0	-2.6 ± 0.1
DTR_{mix} ($10^{13}m^3$)	/	5.8 ± 0.2	5.5 ± 0.4
$DTR_{restrat}$ ($10^{13}m^3$)	/	-1.9 ± 0.2	-2.3 ± 0.2
$EKE(cm^2/s^2)$	17.4	5.8 ± 0.3	14.2 ± 0.5

TABLEAU 5.1: *Large-scale estimates related to the 2012-2013 dense water formation (DWF) event in observations, NEMOMED12 and NWMED36 ensembles : DWF volume V_{MLD} and V_{dens} at the dates of observations and their annual maximum, mixed patch dispersive fraction DF , mixed patch circumference $Circ$, restratification rate, diapycnal (DTR) transformation rate for the preconditioning, intense mixing and restratification phases and 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013 mean EKE . Standard deviations are displayed when relevant.*

As deep convection is a tridimensional phenomenon, we compute the convective volume time evolution. Fig.5.4 displays the estimates of V_{MLD} and $V_{29.11}$ in observations and their daily timeseries in both simulation ensembles. All quantitative diagnostics related to DWF are given in Table 5.1. In observations, $V_{MLD} = 2.4 \cdot 10^{13}m^3$. $V_{29.11}$ evolution gives a larger value of $V_{dens} = 4.5 \pm 1.1 \cdot 10^{13}m^3$, and Waldman et al. (2016) deduced from it an annual maximum DWF rate of $V_{dens} = 7.6 \pm 1.6 \cdot 10^{13}m^3$. As argued by Waldman et al. (2017), the difference between both estimates might be due to the different physical nature of both quantities, the difference in the periods of observations or sampling issues. Finally, $V_{29.11}$ decrease rate between 12-Apr-2013 and 24-Jun-2013 gives an estimate of $V_{Restrat} = -2.6 \pm 1.1 \cdot 10^{13}m^3$ (Fig.5.4b).

In models, V_{MLD} follows approximately the chronology of the MLD at LION buoy (Fig.5.2) during the intense mixing phase of deep convection. It is however lower on average ($p > 0.99$, Student t-test) in NWMED36 than in NEMOMED12 from late January to late February. At the dates of observations, it reaches $1.9 \pm 0.3 \cdot 10^{13}m^3$ in NWMED36, lower by 44% than in NEMOMED12, and in better agreement with observations. The annual maximum V_{MLD} is decreased by 26% ($p > 0.99$, Student t-test) in NWMED36 as compared to NEMOMED12, reaching $4.2 \pm 0.6 \cdot 10^{13}m^3$, confirming that mesoscale reduces the time-integral DWF rate. In addition, $V_{29.11}$ shows a large increase throughout the intense mixing phase at both resolutions. It is significantly lower ($p > 0.99$, Student t-test) in NWMED36 from late January to 10-Feb-2013, however in the 11-Feb-2013 to 20-Mar-2013 period it is not significantly different at both resolutions. As a consequence, the evaluation of the modelled V_{dens} from 1-Aug-2012 to 12-Apr-2013 shows no significant difference between both resolutions. We also note that in NWMED36, V_{dens} is larger by 63% than $V_{29.11}$, which explains the discrepancy between both estimates in observations. Therefore, results from V_{MLD} and $V_{29.11}$ agree on a DWF reduction by mesoscale from late January to 10-Feb-2013 and on insignificant differences in the 1-Mar-2013 to 18-Mar-2013 period, but they disagree on the significance of the DWF reduction between 11-Feb-2013 and 28-Feb-2013. They also disagree on the annual maximum DWF rate, as V_{dens} shows no significant difference between NWMED36 ($5.7 \pm 0.4 \cdot 10^{13}m^3$) and NEMOMED12 ($5.4 \pm$

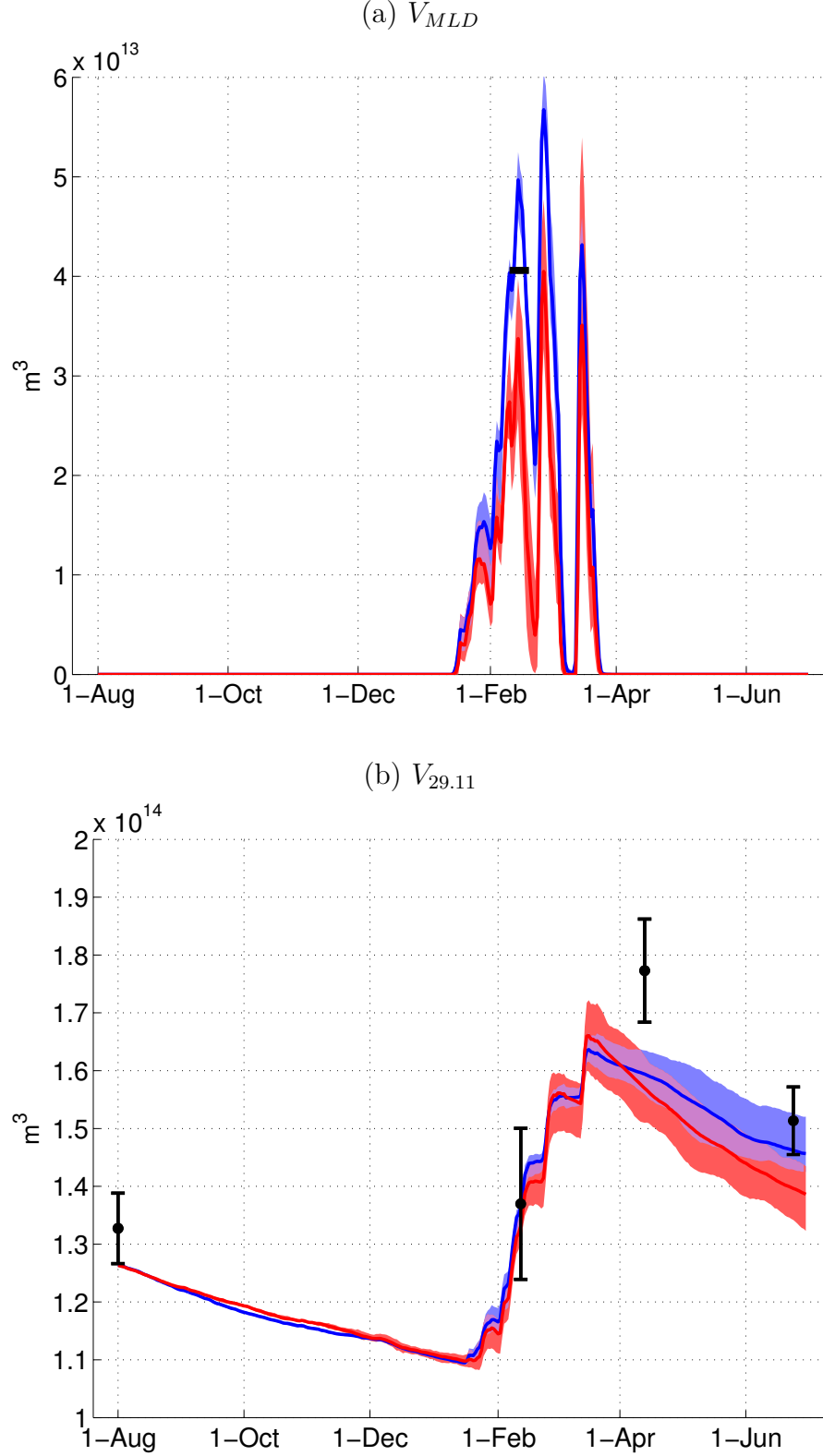


FIGURE 5.4: (a) Timeseries of the mixed patch volume V_{MLD} ($MLD > 1000\text{m}$) in observations (black), NEMOMED12 (blue) and NWMED36 (red) ensembles. (b) Timeseries of the dense water volume $V_{29.11}$ with the same colour code; the observed 95% confidence interval (Waldman et al., 2016) is also displayed. In both simulation ensembles, the mean (bold line), and min-max (enveloppe) volumes are displayed.

$0.2 \cdot 10^{13} m^3$). Finally, the modelled restratification rate is significantly ($p > 0.99$, Student t-test) increased by 29% in NWMED36, reaching $-1.8 \pm 0.2 \cdot 10^{13} m^3$, in better agreement with observations.

To conclude, at LION buoy, the main impact of mesoscale is to reproduce more realistically the post-convection restratification trend. Over the NWMed sea, mesoscale improves the representation of the 2012-2013 mixed patch extent in the NBF-W area and possibly in the NC area; it also impacts the NBF-E and L areas. It significantly reduces the DWF rate from late January to 10-Feb-2013, and the average DWF rate is in better agreement with observations. However, both diagnostics of the DWF rate disagree on the significance of the DWF reduction between 11-Feb-2013 and 28-Feb-2013. Finally, the restratification rate is enhanced by mesoscale, which is also in better agreement with observations. Both results regarding the mean DWF inhibition and restratification enhancement are in agreement with results from Herrmann et al. (2008). They also found a large DWF reduction in the NBF-W area.

5.3.2. Impact of mesoscale on the OIV of DWF

We now turn to the impact of mesoscale on the OIV of DWF. At LION buoy (Fig.5.2), high-frequency variability is visible in observed surface hydrology, which can be related to the eddy activity from the unstable northern current located a few kilometers north (see Houpert et al. (2016)). In both models, a similar OIV is visible on surface ocean hydrology and it is particularly strong for the MLD which varies by 2000m depth among ensemble members during the intense mixing phase. It confirms results from Waldman et al. (2017) who showed with NEMOMED12 the large impact of OIV on DWF at LION buoy, but no significant impact of mesoscale is visible from the comparison with NWMED36.

Over the whole NWMed sea, we quantify the impact of mesoscale on the annual maximum mixed patch area (Fig.5.3b, Fig.5.1) by computing the mixed patch dispersive fraction (DF) and its circumference (Circ). The DF measures the fraction between the dispersive mixed patch area (at least one member doesn't simulate DWF) and the total mixed patch area (at least one member simulates DWF) : $DF = \frac{max(A_{MLD}) - min(A_{MLD})}{max(A_{MLD})}$. Note that these surfaces are obtained from spatial composites of all members, so that : $min(A_{MLD})$ is the area where all members simulate DWF, and $max(A_{MLD})$ is the area where at least one member simulates DWF. The Circ is a proxy for the intensity of rim current meanders around the mixed patch. Both the DF and Circ increase with NWMED36 as compared to NEMOMED12 : the DF reaches 65% (38% increase) and the Circ reaches $1277 \pm 75 km$ (15% increase). This means that mesoscale increases the modulation of the DWF geography by OIV, and as a consequence, most of the 2013 event DWF area is impacted by OIV. Also, mesoscale increases the mixed patch meandering, suggesting that the rim current instability contributes to the OIV of DWF.

The impact of OIV on the integrated DWF and restratification rates (Fig.5.4, Fig.5.1) is now assessed. The annual maximum V_{MLD} and V_{dens} ensemble standard deviation (STD) is increased by a factor resp. 3 and 2 in NWMED36 as compared to NEMOMED12, reaching resp. 14% and 7%. The difference between both estimates might be related to the fact that V_{MLD} is more instantaneous than V_{dens} which integrates all intense mixing events over time and also results from lateral processes (mixing and transport). As a consequence, the latter is less impacted by OIV. Finally, $V_{Restrnat}$ doesn't increase in NWMED36, reaching 11% and suggesting that mesoscale impacts more OIV during the intense mixing phase than the restratification phase.

To conclude, mesoscale was shown to have no clear impact on the OIV of DWF at LION buoy, which is of the same order of magnitude for the eddy-permitting and eddy-resolving si-

mulations. However, over the NWMed sea, it increases the mixed patch DF and most simulated DWF areas in the 2013 DWF event are impacted by OIV. In addition, the mixed patch circumference is increased, suggesting that its rim current meanders contribute to the OIV of DWF. Finally, mesoscale dramatically increases OIV in the annual maximum DWF rates. It is multiplied by 2-3 in the eddy-resolving simulations, reaching an STD of 7-14%. Those results are in qualitative agreement with Waldman et al. (2017) who showed that OIV impacts mostly DWF geography but only marginally the integral DWF rate. However, this study suggests that despite a common initial large-scale hydrology, the mesoscale perturbation can modulate the integral DWF rate. Such an impact is likely to be increased at the interannual timescale.

5.4. Understanding the causes of mesoscale impact on dense water formation

We now turn to the physical mechanisms involved in the impacts of mesoscale on mean DWF and on its OIV.

5.4.1. Mean impact of mesoscale on DWF

5.4.1.1 Diapycnal water mass transformations

In the previous section, we found during the intense mixing phase a discrepancy between the significant V_{MLD} decrease by mesoscale in the 11-Feb-2012 to 28-Feb-2013 period and as an annual maximum and the insignificant impact on V_{dens} in the same periods. In addition, $V_{29.11}$ showed a significant restratification rate increase related to mesoscale. Here we compute a water mass transformation diagnostic as a function of σ_0 (Tziperman et Speer, 1994) to investigate the robustness and cause of those effects.

Fig.5.5 displays the water mass transformation diagnostic in both simulation ensembles, for the 3 phases of DWF. The preconditioning phase (Fig.5.5a,d,g,j.) is dominated at both resolutions by the replacement of WMDW denser than $29.102kg/m^3$ by lighter water, mostly (80-90%) Levantine Intermediate Waters (LIW) of density $29.08 - 29.10kg/m^3$. The corresponding DTR reaches $-2.4 \pm 0.0 10^{13}m^3$ for NEMOMED12 and it is significantly higher, reaching $-2.6 \pm 0.1 10^{13}m^3$, for NWMed36. The lateral transport T largely dominates the dense water budget in this phase, whereas both surface formation and interior mixing are at least one order of magnitude lower for dense waters. T is driven by the meridional exchanges with the Algerian basin between Menorca and Sardinia islands (not shown). As a consequence, during preconditioning, mesoscale significantly enhances meridional exchanges between the NWMed and Algerian basins, increasing the export of WMDW and the import of LIW.

During the intense mixing phase, Fig.5.5b,e,h,k. shows at both resolutions a large dense water formation with a DTR of 5.8 ± 0.2 and $5.5 \pm 0.4 10^{13}m^3$ resp. for NEMOMED12 and NWMed36. However, the difference is not significant ($p < 0.99$, Student t-test), which confirms results from Fig.5.4b. Therefore the DWF rate estimates based on the mixed patch volume and on diapycnal transformations are not equivalent. The former is the result of vertical mixing locally and is significantly reduced by mesoscale from late January to 28-Feb-2013, whereas the latter also results from lateral processes such as advection and mixing and it is significantly reduced by mesoscale only from late January to 10-Feb-2013. The different physical nature of both diagnostics is visible in Fig.5.4 which shows that V_{MLD} is intermittent and maximal on 28-Feb-2013, whereas $V_{29.11}$ increases almost throughout the intense mixing phase and reaches its maximum on 20-Mar-2013. The dense waters formed are significantly denser ($p > 0.99$, Student

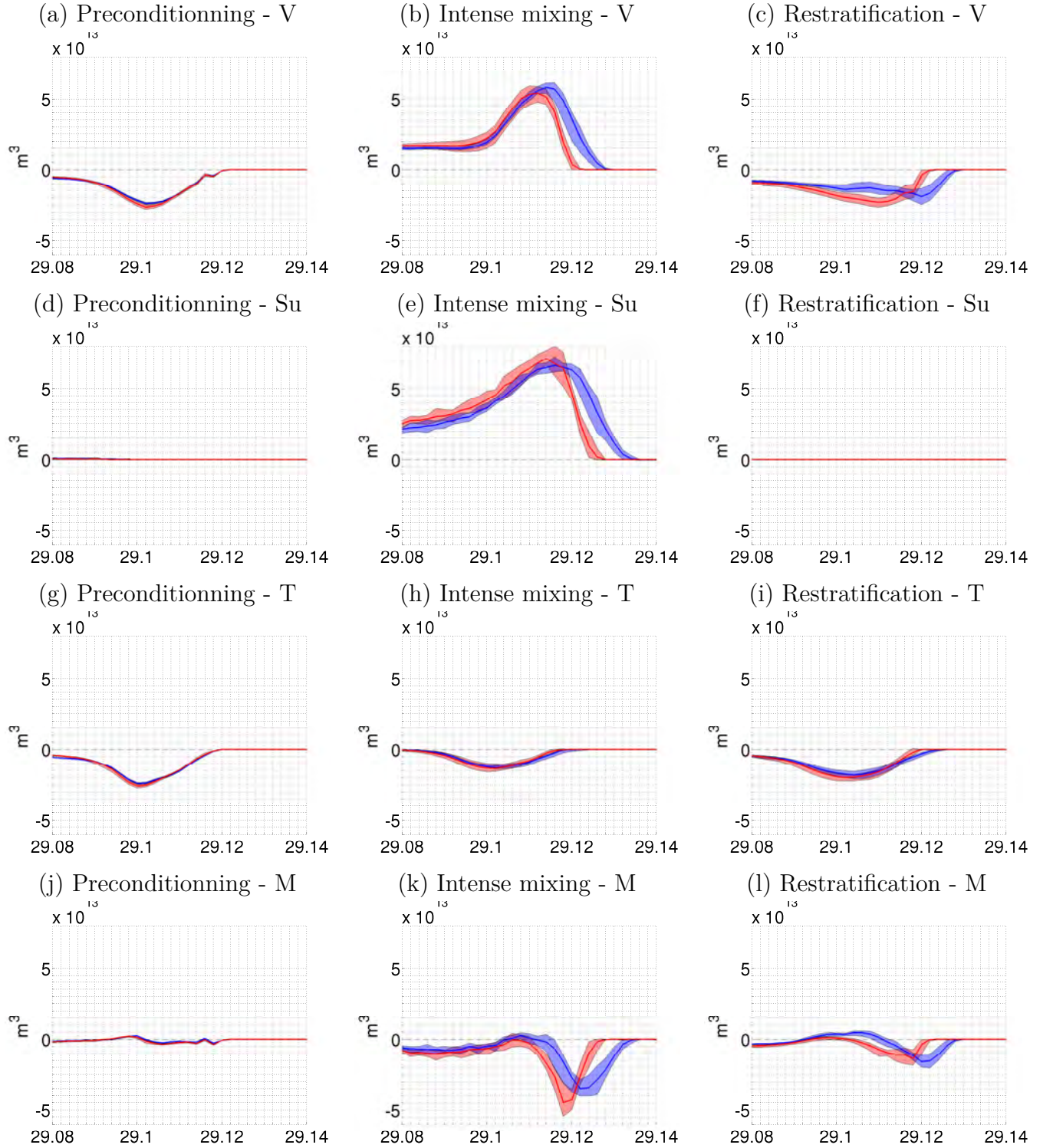


FIGURE 5.5: (a-c) NWMed sea dense water volume (V) variation (m^3) as a function of σ_0 in the 3 phases of convection : preconditioning (1-Aug-2012 to 4-Jan-2013), intense mixing (5-Jan-2013 to 24-Mar-2013) and restratification (25-Mar-2013 to 30-Jun-2013) in NEMOMED12 (blue) and NWMed36 (red) ensembles. The bold lines represent the ensemble mean and the enveloppes cover minimum and maximum values. (d-f), (g-i) and (j-l) : contributions for all 3 periods of resp. surface fluxes (Su), lateral transport (T) and internal mixing (M).

t-test) in NEMOMED12, between $29.114 - 29.128 \text{ kg/m}^3$, as compared to $29.112 - 29.122 \text{ kg/m}^3$ with NWMED36. It means that although the volume of dense waters formed is equivalent at both resolutions, their densification is inhibited by mesoscale, mostly through a reduction of WMDW cooling (not shown). It is consistent with the V_{MLD} reduction in Fig.5.4a. At both resolutions, most of the DWF is associated with the destruction of lighter WMDW, as $\sim 65\%$ of the water destroyed has $29.10 < \sigma_0 < 29.114 \text{ kg/m}^3$.

The dominant physical contribution to this densification is the surface forcing Su , and its magnitude is significantly higher ($p > 0.99$, Student t-test) with mesoscale, reaching a maximum of resp. 6.4 and $7.0 \cdot 10^{13} \text{ m}^3$ in NEMOMED12 and NWMED36. At the same time, the interior mixing is also significantly larger ($p > 0.99$, Student t-test) with mesoscale, reaching a maximum of resp. 3.5 and $4.5 \cdot 10^{13} \text{ m}^3$ in NEMOMED12 and NWMED36. This result contradicts former results by Herrmann et al. (2008), however as argued before their numerical configuration doesn't allow to conclude on the specific impact of mesoscale on DWF. Both contributions occur at lower densities in NWMED36 than in NEMOMED12, in agreement with the lower WMDW densification with mesoscale. Su is maximum at resp. 29.116 and 29.112 kg/m^3 in NEMOMED12 and NWMED36, and M is maximum at resp. 29.118 and 29.122 kg/m^3 . Therefore, the insignificant impact of mesoscale on the intense mixing phase DTR is the result of an increased surface formation compensated by an increased internal mixing. A comparison between the spatial structures of Su at both resolutions (not shown) reveals that it is largely increased with mesoscale in the northern edge of the NBF-W area whereas it is decreased to the south of it. This suggests that the decreased DWF in the NBF-W area with mesoscale maintains for a longer period waters of $SS\rho = 29.11 \text{ kg/m}^3$, which causes an increase of Su at this isopycnal. In addition, the decreased DWF in the NBF-W area also originates from the presence of lower density waters in this area which increase M during the intense mixing phase. Also, the larger mixed patch meandering with mesoscale quantified in Table 5.1 might contribute to M increase during DWF as it increases surface of contact between the new WMDW and the lighter waters. Finally, T resembles highly its structure during preconditioning, it has a low contribution to diapycnal transformations in the intense mixing phase and in is not significantly impacted ($p < 0.99$, Student t-test) by mesoscale.

During the restratification phase, Fig.5.5c. shows that the DMR is significantly higher ($p > 0.99$, Student t-test) with mesoscale, in agreement with results from Fig.5.4b : it reaches resp. -1.9 ± 0.2 and $-2.3 \pm 0.2 \cdot 10^{13} \text{ m}^3$ for NEMOMED12 and NWMED36. Dense water transformations occur at lower densities ($p > 0.99$, Student t-test) with mesoscale : the waters destroyed have densities of resp. $29.120 - 29.128$ and $29.110 - 29.122$ in NEMOMED12 and NWMED36. It corresponds to the densities of the new WMDW formed during the intense mixing phase. In both cases, the waters formed have properties of AW, LIW and WMDW, however, the formation of LIW and WMDW is higher with mesoscale. M dominates the impact of mesoscale on the restratification phase (Fig.5.5f,i,l). Indeed, Su is negligible by construction and T is not significantly increased with mesoscale, although the incoming LIW and outgoing WMDW are lighter. At both resolutions, M destroys the mostly the densest WMDW and partly LIW to form WMDW of intermediate density. However, the magnitude of transformations and the density of the WMDW transformations are significantly ($p > 0.99$, Student t-test) lower with mesoscale. The former result might be the consequence of lower density gradients within the WMDW layer in NWMED36, as a consequence of the lower WMDW densification during the intense mixing phase. Therefore, mesoscale decreases internal mixing but increases diapycnal transformations during the restratification phase. This apparent paradox is explained by the fact that T and M compensate in NEMOMED12, the former exporting most of the WMDW

formed by the latter, which true in a lesser extent for NWMED36. Finally, results regarding transport are in disagreement with Herrmann et al. (2008), whereas those regarding internal mixing agree with their study.

To conclude, water mass transformation diagnostics have confirmed the robustness of two results found in section 3 : mesoscale doesn't significantly impact integral dense water volume transformations during the intense mixing phase, but it significantly increases them during the restratification phase. In the preconditioning phase, we found that mesoscale enhances exchanges with the Algerian basin. In the intense mixing phase, mesoscale reduces the densification of the newly-formed WMDW as a result of a compensation between increased surface fluxes and increased internal mixing. In the restratification phase, mesoscale shows a lower internal mixing which occurs at lower densities as a consequence on the deep convection event. This causes a decrease in the compensation between WMDW formation by mixing and destruction by transport, which explains the increased restratification rate. Therefore, mesoscale enhances internal mixing during the intense mixing phase but it reduces it during restratification. Our results suggest that the latter is a direct consequence of the former.

5.4.1.2 Mean circulation and stratification

We now aim at interpreting the significant impacts of mesoscale on the areas NBF-W, NC, NBF-E and L, which caused an average reduction of the V_{MLD} in the 2-Feb-2013 to 21-Feb-2013 period and of its annual maximum. For that, Fig.5.6 displays the time average velocities at 50m depth $\mathbf{u}_{50}$ in NWMED36 for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013 and their difference with respect to NEMOMED12. As several dynamical structures in the NWMed sea such as the NC are surface intensified (Crépon et al., 1982), $\mathbf{u}_{50}$ is a relevant diagnostic to diagnose the mean basin-scale circulation below the Ekman layer. In Fig.5.6a, we note that in NWMED36, the most energetic mean circulation is the NC and, to a lesser extent, boundary currents off the Balearic, Corsica and Sardinia islands. Mean velocities reach up to resp. $15cm/s$ off Sardinia, $20cm/s$ off Corsica, $25cm/s$ off Menorca and $50cm/s$ in the NC. Those boundary currents are narrow ($\sim 50km$) and their core is close to the coast ($\sim 20km$). In the open-sea, mean velocities are below $10cm/s$. We identify a mean meandering circulation with velocities higher than $5cm/s$ resulting from the NBF. It flows north from ($40^\circ N, 5.2^\circ E$) to ($41.5^\circ N, 4.5^\circ E$), then southeast until ($40.5^\circ N, 5.5^\circ E$) and finally northeast until ($42^\circ N, 7^\circ E$). NC area is located in the southern edge of the NC, NBF-W and NBF-E area are crossed by the NBF and L is crossed by no mean current.

Fig.5.6b displays time mean differences between NWMED36 and NEMOMED12 simulations. The main impact of mesoscale on the basin-scale circulation is a significant ($p > 0.99$, Student t-test) intensification of all boundary currents. Velocities are increased by up to $5cm/s$ off Corsica, $7.5cm/s$ off Sardinia, $12.5cm/s$ off Menorca and $20cm/s$ in the NC. In addition, all boundary currents are significantly ($p > 0.99$, Student t-test) weakened by mesoscale offshore, by $2.5 - 5cm/s$, and along the Gulf of Lions the NC is also weakened onshore by $5cm/s$. This means that mesoscale also narrows boundary currents. As a consequence, the NC area is significantly ($p > 0.99$, Student t-test) impacted by a weakening of the NC. As the NC carries light Atlantic Waters (AW) to the basin, such a reduction might explain the DWF increase in the NC area. Offshore, mean currents are weaker and highly impacted by the NBF instability (Escudier et al., 2013), therefore, most of mesoscale impact on mean circulation is insignificant. It is the case in the NBF-E and L areas. However, the north of the NBF-W area shows a significant ($p > 0.99$, Student t-test) increase of the cyclonic circulation with mesoscale, with velocity increases by $2.5 - 5cm/s$. It is of the same magnitude as the NBF meander identified in

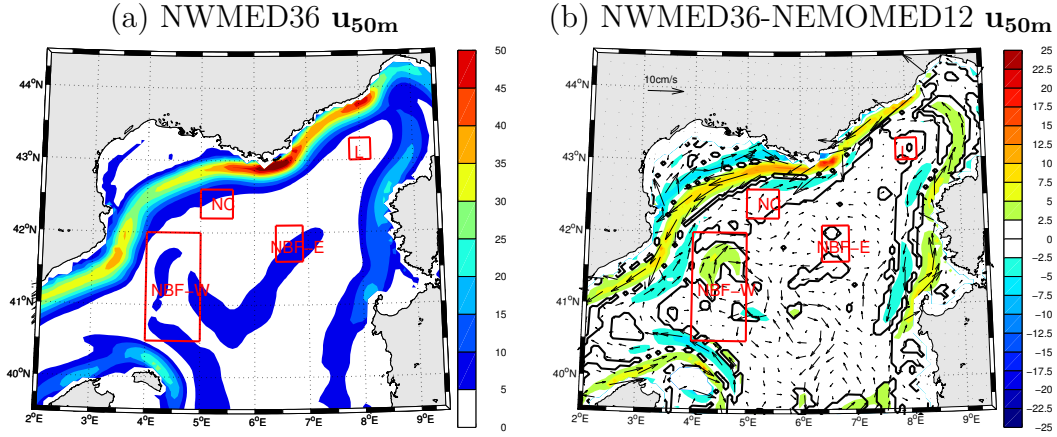


FIGURE 5.6: (a) NWMed36 time mean velocities at 50m depth (u_{50} , cm/s) and their module ($|u_{50}|$) for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013. (b) NWMed36 time mean u_{50} anomaly map with respect to NEMOMED12. The black contour displays the 99% significance level (Student t-test, 2-sided) for ensemble mean differences. The 4 areas where dense water formation differs are displayed.

Fig.5.6a., which means that without mesoscale, such a mean meander is not present on average. This meander carries light AW to the DWF area, and its presence with mesoscale might explain the DWF decrease in the NBF-W area.

In order to relate subsurface circulation anomalies to stratification anomalies, Fig.6.18 displays the mean bottom IS in NWMed36 for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013 and its anomaly with respect to NEMOMED12. It measures the integral buoyancy of the water column. Waldman et al. (2017) have shown that 70% of the NWMed sea bottom IS on 1-Aug-2012 is due to the AW layer between 0-200m depth. Therefore, most of the bottom IS spatial structures in Fig.6.18 are related to this surface circulation. We see a mean meridional IS gradient that corresponds to a gradient between cold and salty (dense) AW in the NWMed and warm and fresh (light) AW in the Algerian basin. The high IS gradient area corresponds to the NBF. We identify its northward meander in the NBF-W area and its signature in the NBF-E area. In addition, an IS maximum is present at the periphery of the NWMed sea, which corresponds to the circulation of light AW within boundary currents. The northern edge of the NC area is impacted by the positive IS anomaly. To the center of the NWMed sea, a minimum IS is present, which identifies the general cyclonic basin-scale circulation and the DWF area. Finally, shelf areas show very low ($< 0.4m^2/s^2$) bottom IS which are due to the low water column depth.

Fig.6.18 displays the mean bottom IS anomaly between NWMed36 and NEMOMED12 simulations. Most of the boundary current areas are significantly impacted ($p > 0.99$, Student t-test) by mesoscale in terms of stratification. To the offshore side of the Corsica, Ligurian, Mallorca, Menorca boundary currents and of the NC, mesoscale decreases the mean IS. On the contrary, to the onshore side of the Corsica, Ligurian boundary currents and the NC, mesoscale increases the mean IS. As boundary currents are intensified with mesoscale, it means that isopycnal slopes are steeper. As a consequence, the AW layer depth is decreased offshore, and increased onshore, which creates a dipolar IS anomaly. This leads in particular to a significant ($p > 0.99$, Student t-test) IS decrease in the NC area, which is consistent with the DWF increase. We also note a significant IS decrease to the northern edge of the NBF-W area related to the NC relocation, which is inconsistent with the DWF decrease (Fig.5.3a). In addition,

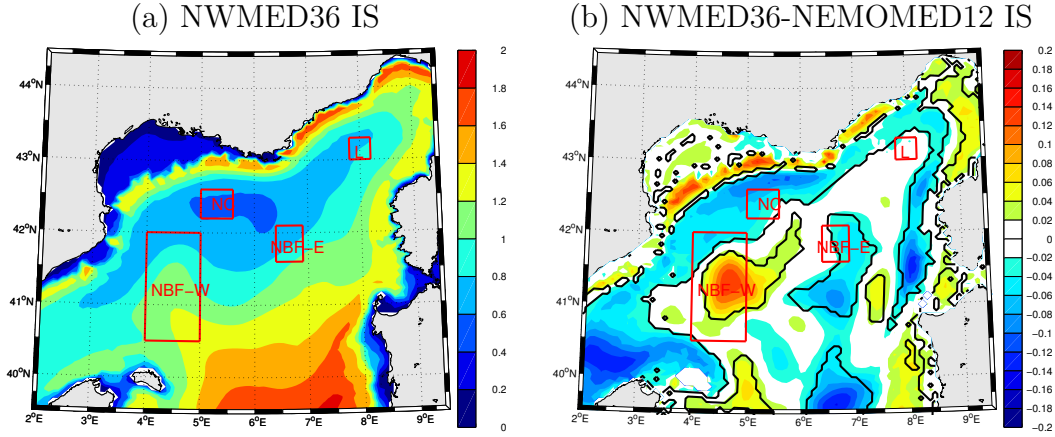


FIGURE 5.7: (a) NWMed36 time mean bottom Index of Stratification ($IS, m^2/s^2$) for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013. (b) NWMed36 time mean bottom IS anomaly map with respect to NEMOMED12. The black contour displays the 99% significance level (Student t -test, 2-sided) for ensemble mean differences. The areas where dense water formation differs are displayed : the Northern Current (NC), Western (NBF-W) and Eastern (NBF-E) North Balearic Front and the Ligurian sea (L).

mean IS is significantly ($p > 0.99$, Student t -test) impacted by mesoscale along the NBF : it is increased to the west, in an area centered by the NBF-W area, and it is reduced to the east at the vicinity of the NBF-E area. The former is consistent with a meander in the NBF-W area only present with mesoscale, whereas the latter is associated with no significant circulation impact (Fig.5.6b). The NBF-W area is significantly impacted by the IS increase, whereas the NBF-E area shows no significant impact ($p < 0.99$, Student t -test). In addition, L area shows no significant ($p < 0.99$, Student t -test) impact of mesoscale on IS. Finally, we note a large IS decrease due to mesoscale in the Balearic Sea, which is partly consistent with the boundary currents onshore relocation.

To conclude, the analysis of mean near-surface circulation and integral stratification has revealed two dominant effects of mesoscale : the intensification and onshore relocation of all boundary currents which decreases the IS offshore, and the presence of a meander of the NBF in the NBF-W area associated with a positive IS anomaly. The former is consistent with the DWF increase in the NC area, the latter is consistent with the DWF decrease in the NBF-W area, however, none explains mesoscale impacts on DWF in the NBF-E and L areas.

5.4.1.3 Buoyancy budget in the areas impacted by mesoscale

Mean circulation and buoyancy features have permitted to interpret two key features of the mean impact of mesoscale on DWF. However, the significant DWF increase in the NBF-E area and its decrease in the L area remain to be interpreted. In addition, the northern edge of the NBF-W area shows a mean IS decrease with mesoscale, which is inconsistent with the DWF decrease visible in Fig.5.3a. Therefore, we aim at evaluating the daily IS anomaly evolution between NWMed36 and NEMOMED12. Following Estournel et al. (2016b), we assume σ_0 is constant at the ocean bed, which is mostly true even during DWF (see Fig.5.5b), which implies that the IS anomaly only depends on integral surface forcing and advection anomalies. At both resolutions, the surface forcing ALDERA is identical and the SST restoration impacts marginally the buoyancy flux anomaly (not shown). Therefore, we assume in the following that

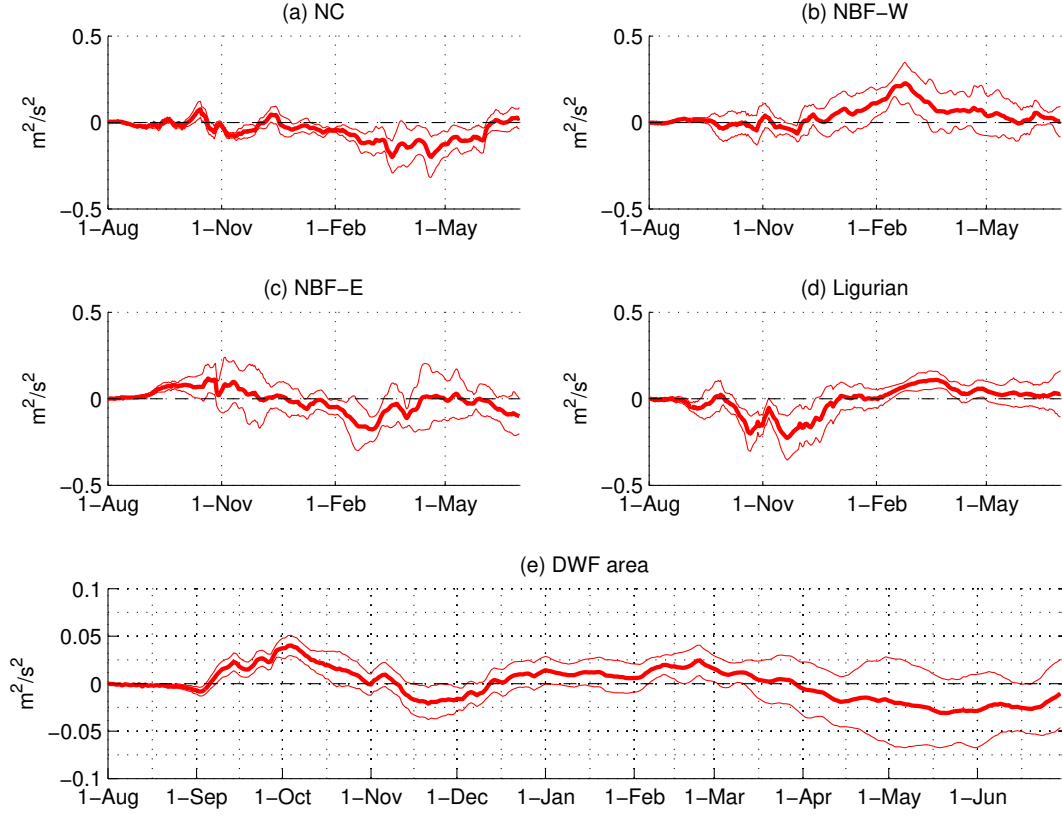


FIGURE 5.8: *Bottom Index of Stratification (IS, m^2/s^2) anomaly between NWMed36 and NEMOMED12 in the areas of dense water formation (DWF) difference (a) Northern Current (NC), (b) North-Balearic Front - West (NBF-W), (c) North Balearic Front - East (NBF-E), (d) Ligurian sea (L) and (e) in the modelled DWF area. The bold and thin lines represent the ensemble mean and its 99% confidence interval (Student's t-test, 2-sided).*

the impact of mesoscale on the bottom IS is solely related to horizontal advection.

Fig.5.8 displays the IS anomaly timeseries between NWMed36 and NEMOMED12 at in the NC, NBF-W, NBF-E and L areas (location in Fig.5.6) as well as in the ensemble mean integrated DWF area. As argued above, this quantity is almost identical to the time-integrated buoyancy advection anomaly (not shown), it is therefore related to lateral advection processes. In all areas impacted by mesoscale (Fig.5.8a-d), the IS anomaly has a large high-frequency variability that develops from early September 2012, that is after typically 30-45 days of simulation. The NC area is marked most of the year with a significant ($p > 0.99$, Student t-test) negative IS anomaly in agreement with its 2012-2013 mean (Fig.6.18b). However, the NBF-W, NBF-E and L areas have insignificant ($p < 0.99$, Student t-test) IS anomalies most of the year, which is consistent with the insignificant yearly mean anomaly for NBF-E and L, but inconsistent with the significant positive yearly mean IS anomaly in the NBF-W area (Fig.6.18b).

The NC area experiences significant IS anomalies with mesoscale throughout the simulation and in the period from 10-Jan-2013 to 3-Jun-2013. Therefore, we conclude that in the NC area, high-frequency IS lateral advection impacts marginally the mean IS decrease signal induced by mesoscale. On the contrary, the NBF-W area only shows positive IS anomalies related to mesoscale in the winter, between 25-Jan-2013 and 10-Mar-2013. They are insignificant the rest

of the year except from the 25-Nov-2012 to 30-Nov-2012 period. The IS anomaly therefore largely impacts DWF, but high-frequency IS advection anomalies dominate over the mean IS increase most of the year in this area. It might be related to the large eddy activity related to the NBF (Milot, 1999a; Escudier et al., 2013). The NBF-E and L areas were shown to have no significant impact of mesoscale on the mean IS. However, they both show over short periods significant IS anomalies, either positive or negative. The negative one between 25-Jan-2013 and 10-Mar-2013 explains the DWF increase in NBF-E area, and the positive one between 10-Feb-2013 and 5-Apr-2013 explains the DWF decrease in L area.

To conclude, high-frequency lateral IS advection impacts largely the IS anomaly in the NBF-W, NBF-E and L areas and it partially (NC), largely (NBF-W) or totally (NBF-E and L) explains the mean impact of mesoscale on the DWF area. The possible cause of such a significant IS advection anomaly is left for further studies.

5.4.1.4 *Does mesoscale increase the DWF area buoyancy ?*

Finally, we look at a possible time-integral buoyancy convergence trend in the DWF area induced by mesoscale, as expected from the baroclinic instability theory and from idealized modelling studies (Marshall et Schott, 1999). For that purpose, Fig.5.8e quantifies the IS difference between NWMED36 and NEMOMED12 over the ensemble mean integrated DWF area. It includes the area where DWF occurs in either NEMOMED12 or NWMED36 ensemble mean (bold contours in Fig.5.3b). As mentioned above, the IS anomaly between both simulations is dominated by lateral advection (not shown). It has values lower than $0.01m^2/s^2$ until early September. It experiences a significant ($p > 0.99$, Student t-test) positive anomaly in the 10-Sep-2012 to 16-Oct-2012 period, then a negative one in the 13-Nov-2012 to 3-Dec-2012 and finally a significant positive one in the 4-Feb-2013 to 1-Mar-2013 period, and it is insignificant the rest of the year. In particular, no significant linear IS trend ($p < 0.99$) appears in the 2012-2013 period, meaning that we identified no buoyancy increase trend resulting from mesoscale activity. The periods of significant positive IS anomaly are related to the NBF meander visible in Fig.5.6a and whos IS signature is visible in Fig.6.18b, although its location varies with time. The period of significantly negative IS anomaly is related to the NC IS anomaly visible in Fig.6.18b, although its location and magnitude along the NC also varies with time.

To conclude, the impact of mesoscale on the DWF area stratification is insignificant in most of the 2012-2013 period, and the significant impact identified in three periods is rather related to individual mesoscale structures than to a large-scale pattern. In addition, no significant buoyancy increase trend was identified. This suggests that a longer integration period is necessary to detect the average eddy-induced buoyancy convergence in the DWF area.

5.4.2. Impact of mesoscale on the OIV of DWF

We now investigate how mesoscale impacts OIV by quantifying and evaluating the modelled EKE at both resolutions in the NWMed sea. Fig.5.9 displays (a) the mean EKE in NWMED36 between 1-Aug-2012 and 30-Jun-2013, (b) the EKE daily evolution at both resolutions and its 5-day evolution from glider observations, (c,e) the SEKE and TEKE from NWMED36 simulation and (d,f) their anomaly with respect to NEMOMED12. We note two different patterns of mean EKE in NWMED36 simulation (Fig.5.9a) : a large EKE at the boundary current location and also throughout the open-sea NWMed basin. The former reaches typically $15 - 45cm^2/s^2$ and is maximum off Menorca and in the NC, whereas the latter varies in the $10 - 50cm^2/s^2$ range and it is maximum to the southwest of the NBF. In NWMED36, the EKE is 95% larger than

the MKE, meaning that most of the NWMed sea KE is at mesoscale. This result is consistent with global altimetry data showing that mesoscale KE is larger than large-scale KE (Stammer et Wunsch, 1999; Wunsch, 2002).

The observed NWMed sea EKE shows a large seasonal variability in the 2012-2013 period (Fig.5.9b) : it is as low as $4.2 \pm 3.4 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ during preconditioning (until 4-Jan-2013), it increases sharply to reach $31.6 \pm 26.1 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ during the intense mixing phase (until 24-Mar-2013) and it then decreases to $21.1 \pm 25.6 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ during restratification. Its annual mean reaches $17.4 \text{ cm}^2/\text{s}^2$. We note large high-frequency variability, especially during the intense mixing and restratification phases, related either to high velocity variability or to undersampling issues. Both numerical simulation ensembles reproduce qualitatively the sharp EKE increase from early February and its slower decrease from late March. However, the annual mean EKE reaches resp. $5.8 \pm 0.3 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ in NEMOMED12 and $14.2 \pm 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ in NWMed36 : mesoscale therefore increases EKE by a factor 2.4, in largely better agreement with observations. Indeed, model bias decreases from -67% in NEMOMED12 to -18% in NWMed36. Therefore, mesoscale largely improves the representation of eddy activity, which in turn impacts DWF. We performed the same EKE computation at the main glider radial locations in models and we found (not shown) sensibly the same results.

The EKE displays the mesoscale and smaller-scale KE ($L < 100 \text{ km}$), however only transient mesoscale structures will impact OIV. Therefore we decompose the EKE into its standing component (SEKE) and its transient one (TEKE). The mean SEKE (Fig.5.9c) map partly resembles the $|\mathbf{u}_{50}|$ (Fig.5.6a) : it reaches values larger than $10 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ exclusively along the main boundary currents. No strong SEKE signature is visible in parts of those boundary currents and in the interior NWMed sea, contrary to $|\mathbf{u}_{50}|$ (Fig.5.6a) : indeed, they are surface-intensified and their contribution to the 0-1000m velocities is lower than more barotropic currents. Now NWMed36 anomalies with respect to NEMOMED12 (Fig.5.9d) are mostly positive ($p > 0.99$, Student t-test), meaning that mesoscale intensifies the depth-integrated boundary currents. Negative anomalies ($p > 0.99$, Student t-test) are found offshore Menorca boundary current, consistent with its narrowing visible in Fig.5.6b. The SEKE is increased on average by 41% with mesoscale in the open-sea ($H > 1000 \text{ m}$) NWMed basin.

Finally, the TEKE in NWMed36 (Fig.5.9e) reaches high values mostly in the open-sea, especially along and to the southwest of the NBF. It dominates the total EKE by 70%, and it represents 46% of the NWMed sea KE. This result means that in the NWMed sea, approximately half of the KE originates from transient mesoscale eddies : therefore, they are a major component of ocean circulation. This TEKE varies through time and it can explain a large fraction of the OIV impact on DWF. In particular, we note that most of the areas impacted by OIV (Fig.5.4b) are located in regions with a $TEKE > 10 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ on average. NWMed36 anomalies with respect to NEMOMED12 (Fig.5.9d) are positive ($p > 0.99$, Student t-test) throughout the NWMed sea. It reaches values higher than $15 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ in a large fraction of the DWF area, especially in the NBF and around LION buoy. The TEKE is the component of the total KE which is mostly impacted by mesoscale, with an increase factor 2.9 between NEMOMED12 and NWMed36. It explains most (85%) of the EKE increase with mesoscale.

To conclude, the NWMed sea EKE shows a strong seasonal signal and large high-frequency variability. Mesoscale dramatically increases EKE, in far better agreement with observations, although the EKE seasonal cycle is qualitatively captured at both resolutions. With mesoscale, EKE is larger than the MKE and it is largely dominated by TEKE which accounts for half of the NWMed sea total KE. Regions of particularly high TEKE are found with mesoscale in the open-sea, and they cover most areas where DWF is impacted by OIV. This diagnostic therefore

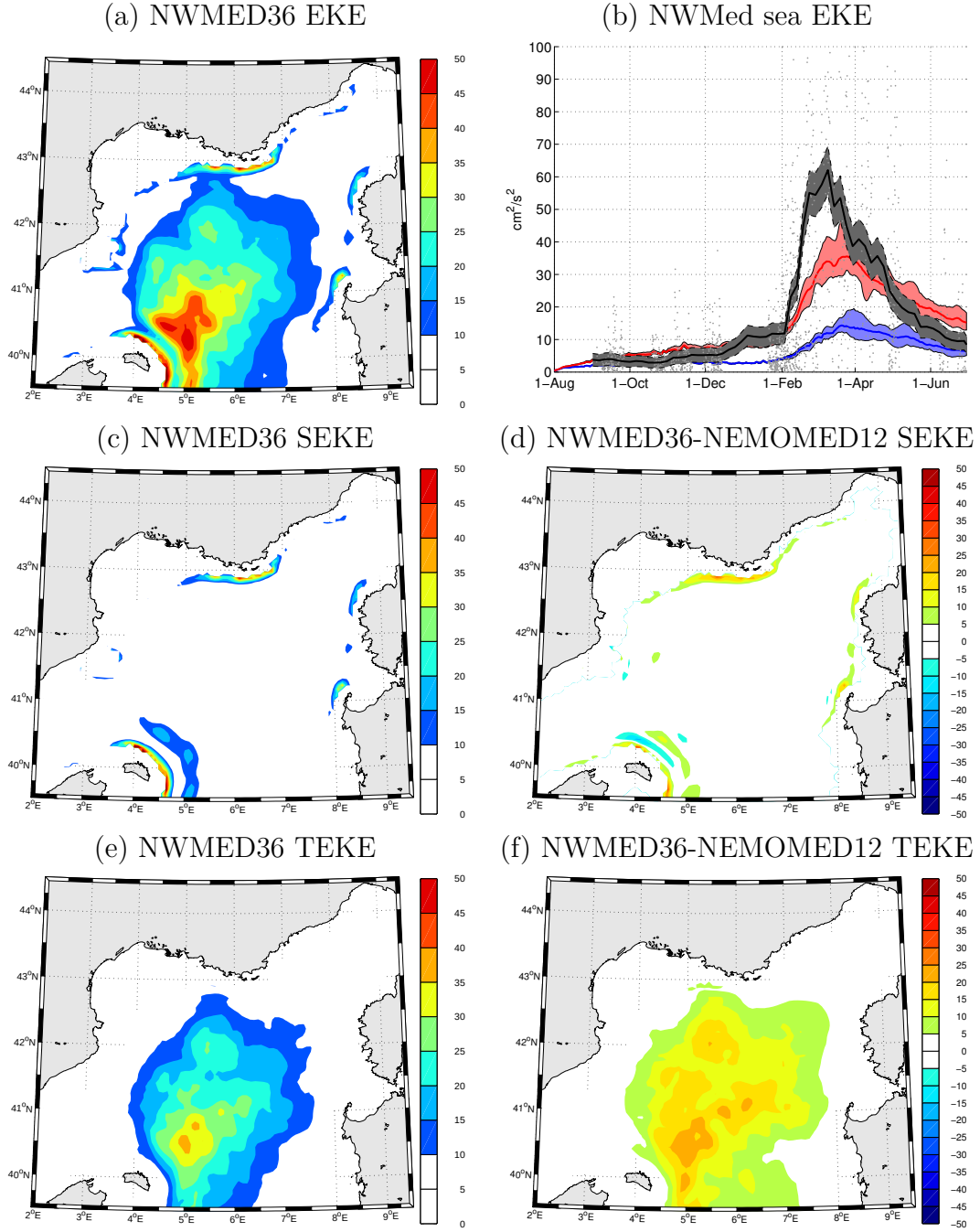


FIGURE 5.9: (a) NWMed36 averaged eddy kinetic energy (EKE, in cm^2/s^2) for the period 1-Aug-2012 to 30-Jun-2013. (b) NWMed-averaged open-sea ($H > 1000\text{m}$) EKE timeseries from observations (all glider data averaged, black), NEMOMED12 (blue) and NWMed36 (red) ensemble mean (bold) and min-max (enveloppe) values. (c) NWMed36 time averaged standing EKE (SEKE) and (d) its anomaly with respect to NEMOMED12. (e-f) same as (c-d) for the Transient EKE (TEKE).

provides a physical interpretation to the increase in the OIV of DWF with mesoscale, both spatially and in terms of integrated DWF rates.

5.5. Discussion

5.5.1. Modelling approach

In this study, we have assessed the impact of mesoscale dynamics exclusively by comparing two simulation ensembles only differing by their horizontal resolution. However R_d varies in time and space in the NWMed sea, being higher in summer and to the south when and where buoyancy is higher. Therefore this study strictly focuses on dynamical structures of size between the effective resolution of NWMED36 (14.2–16.7km) and that of NEMOMED12 (42.5–50km). It excludes the impact of larger mesoscale structures (up to 80–100km (Milot, 1991)) on DWF as they are resolved at both resolutions. However, it also includes SCVs whos size is typically 15km (Bosse et al., 2016) and which are permitted by NWMED36. The evaluation of the separate impacts of mesoscale and submesoscale on DWF is not trivial and left for further studies.

Also, in NWMED36, both the horizontal dynamics and the bathymetry are at high-resolution. Therefore either of them might be responsible for the differences between both ensembles. For this purpose, we performed a twin simulation with the physical resolution of NWMED36 but with NEMOMED12 bathymetry (not shown). Results for the DWF rate and water mass transformations were significantly different from NEMOMED12, but not significantly from NWMED36. Therefore, this results gives strong support that mesoscale impacts on convection are largely dominated by high-resolution physics, and not by high-resolution bathymetry.

5.5.2. Mean impact of mesoscale on DWF

A mean impact of mesoscale on DWF was found in several areas, a mean V_{MLD} reduction was found as well as a restratification rate increase. Results were found to be related both to the impact of mesoscale on mean circulation and stratification, and to its impact on high-frequency buoyancy advection. The impact of mesoscale on mean circulation might be initial state-dependent. In particular, the high bottom IS related to the western NBF meander is visible on 1-Aug-2012 (Waldman et al., 2017), and it is initialized in the large-scale hydrology from Estournel et al. (2016b). NWMED36 succeeds to reproduce this meander on average over the period 2012-2013, contrary to NEMOMED12. However, this meander might experience some long-term intrinsic variability so that our results would not be necessarily true for another DWF year. However, the presence of a similar mixed patch anomaly in Herrmann et al. (2008) eddy-resolving model supports the hypothesis that such a pattern is stable.

The question of the origin of the high-frequency buoyancy advection that impacts DWF at mesoscale remains open. We identified that this anomaly develops after typically 30-45 days of simulation. It corresponds both to the first strong wind event in the NWMed sea which occurred after 30 days of simulation and to the characteristic timescale for the development of baroclinic instabilities (Estournel et al., 2016b). Such a high-frequency impact might therefore result from a different response to the same wind forcing, in agreement with strong and small-scale frictional potential vorticity fluxes identified by Giordani et al. (2017), or from a different development of baroclinic instabilities at both resolutions.

Finally, we found no buoyancy convergence trend resulting from mesoscale, contrary to predictions from baroclinic instability theory and idealised simulations (Marshall et Schott, 1999).

This surprising result might be due to the short integration time and to large individual eddy signatures on bottom IS, particularly in the north-Balearic front. In addition, the absence of such a signal might result from a compensation between an IS decrease due to mean circulation and an IS increase due to transient eddies. However, the mean meander west of the NBF has a positive IS signature, which contradicts this hypothesis. This issue remains open, and it would require an explicit eddy buoyancy flux computation to be addressed.

5.5.3. Impact of mesoscale on the OIV of DWF

This study quantifies for the first time the impact of OIV on DWF in an eddy-resolving configuration. For this purpose, we perturbed the mesoscale hydrology in summer 2012, assuming that OIV is mostly related to mesoscale activity. Therefore, we made two approximations regarding the spatial scales involved : that smaller scales (e.g. submesoscale) and basin-scale hydrology play a marginal role in OIV. The former is unresolved by NEMOMED12 and only permitted in NWMed36 and to our knowledge, its impact on OIV has not been assessed so far : it remains an open question left for further studies.

Now the basin-scale hydrology was fixed in summer 2012 in order to reproduce realistically the 2012-2013 case study. By doing so, the large-scale OIV was cancelled by observations. However, a recent study (Sérazin et al., 2015) suggests the large impact of OIV at scales up to $\sim 500km$, which is the approximate size of the NWMed sea. Therefore, in an uninitialized configuration, the basin-scale OIV might contribute to increase the total OIV. This issue is intimately related to timescales as the reverse energy cascade between mesoscale and basin-scale OIV takes place at interannual timescales (Sérazin et al., 2015). We can expect an increase of OIV at interannual timescales as a result of this inverse cascade.

Finally, the ensemble size responds to the constraints of limiting computational costs and documenting OIV. We used a 10-member ensemble whereas previous studies used 50 members (Penduff et al., 2011, 2014; Grégorio et al., 2015; Sérazin et al., 2015, 2016). Unfortunately, due to computational costs, we could not increase the ensemble size. Further work should be done to determine the minimum ensemble size for which the OIV statistics converge.

5.6. Conclusions

In order to investigate the impact of mesoscale dynamics on the 2012-2013 dense water formation (DWF) event in the northwestern Mediterranean (NWMed) sea, we have performed two perturbed ensemble initialized numerical simulations, respectively at mesoscale-permitting and mesoscale-resolving resolutions but with an identical numerical core. We have examined the mean impact of mesoscale on DWF and its impact on the Ocean Intrinsic Variability (OIV) of DWF, and we have investigated the physical causes of such effects.

At LION buoy, the main impact of mesoscale is to reproduce more realistically the post-convection restratification trend. Over the NWMed sea, mesoscale improves the representation of the 2012-2013 mixed patch extent in the Western - North Balearic Front (NBF-W) area and possibly in the Northern Current (NC) area. It significantly reduces the DWF rate from late January to 10-Feb-2013, and the average DWF rate is in better agreement with observations. Finally, the restratification rate is enhanced by mesoscale, which is also in better agreement with observations.

We then turned to the causes of this mean impact of mesoscale on DWF. Water mass transformation diagnostics have confirmed that mesoscale doesn't significantly impact integral dense

water volume transformations during the intense mixing phase, but it significantly increases them during the restratification phase. In the intense mixing phase, mesoscale reduces the densification of the newly-formed Western Mediterranean Deep Waters (WMDW) as a result of a compensation between increased surface fluxes and increased internal mixing. In the restratification phase, mesoscale shows a lower internal mixing which occurs at lower densities as a consequence of the deep convection event. This causes a decrease in the compensation between WMDW formation by mixing and its destruction by transport, which explains the increased restratification rate.

The analysis of mean basin-scale circulation and integral stratification has revealed two dominant effects of mesoscale : the intensification and onshore relocation of all boundary currents which decreases the Index of Stratification (IS) offshore, and the presence of a meander of the North Balearic Front in the NBF-W area associated with a positive IS anomaly. The former is consistent with the DWF increase in the NC area, the latter is consistent with the DWF decrease in the NBF-W area. However, high-frequency lateral IS advection impacts largely IS anomalies in the NBF-W area, it partially impacts them in the NC area and it totally dominates them in two other identified DWF areas impacted by mesoscale. Finally, the impact of mesoscale on the DWF area stratification is insignificant in most of the 2012-2013 period, and no significant buoyancy increase trend was identified. This suggests that a longer integration period is necessary to detect an average eddy-induced buoyancy convergence in the DWF area.

Mesoscale was shown to have no clear impact on OIV of DWF at LION buoy, which is of the same order of magnitude for the eddy-permitting and eddy-resolving simulations. However, over the NWMed sea, it increases the mixed patch spatial dispersion and most of the simulated DWF area in the 2013 DWF event is impacted by OIV. In addition, the mixed patch circumference is increased, suggesting that its rim current meanders contribute to the OIV of DWF. Finally, mesoscale dramatically increases OIV in the annual maximum DWF rates. It is multiplied by 2-3 in the eddy-resolving simulations, reaching an STD of 7-14%.

We interpreted mesoscale impact of the OIV of DWF by computing the NWMed sea Eddy Kinetic Energy (EKE). Mesoscale dramatically increases EKE, in far better agreement with observations, although the EKE seasonal cycle is qualitatively captured at both resolutions. With mesoscale, EKE is larger than the mean KE (MKE) and it is largely dominated by the Transient EKE (TEKE) which accounts for half of the NWMed sea total KE. Regions of particularly high TEKE are found with mesoscale in the open-sea, and they cover most areas where DWF is impacted by OIV. This diagnostic therefore provides a physical interpretation to the increase in the OIV of DWF with mesoscale.

Aknowledgment

This work is a contribution to the HyMeX program (*HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment* - www.hymex.org) through INSU-MISTRALS support and through the ASICS-MED project (*Air-Sea Interaction and Coupling with Submesoscale structures in the MEDiterranean*, ANR-2012-BS06-003). The data used in this study are included in the references : Testor et al. (2012); Testor (2013a); Testor et al. (2013b); Conan (2013); Taillandier (2014). The authors thank the programmes HyMeX, MerMex, MOOSE, DEWEX and the ANR project ASICS-Med for providing the funding necessary for this study.

Conclusions et perspectives

Dans cette étude, on a montré que la méso-échelle impacte fortement la dynamique des courants de bords et du Front Nord-Baléare, ce qui impacte resp. positivement et négativement

le taux de convection sur la période 2012-2013. Le bilan net est dominé par le second impact et il engendre un volume du patch convectif réduit et une densification des nouvelles WMDW réduite. Ces deux impacts de la méso-échelle sur la convection sont identifiés pour la première fois dans le bassin Liguro-Provençal. Enfin, pendant la restratification, la méso-échelle augmente le taux de restratification et diminue la tendance de diminution de salinité des eaux de surface. Tous ces impacts sont en meilleur accord avec les observations sur cette période, ce qui suggère que la méso-échelle joue un rôle important dans la représentation réaliste de la convection.

Ces résultats sont obtenus dans un cadre numérique où on compare deux simulations d'ensemble à résolutions resp. 'eddy-permitting' et 'eddy-resolving', toutes choses égales par ailleurs. Par conséquent, les résultats portent strictement sur l'effet des échelles résolues par NWMED36 ($L > 14.2 - 16.7km$) et non-résolues par NEMOMED12 ($L < 42.5 - 50km$). Or l'échelle caractéristique de la méso-échelle (Rd) est variable dans le temps et l'espace : elle est plus grande en été et au Sud du bassin lorsque la stratification est élevée. Par conséquent, en comparant NEMOMED12 et NWMED36, on exclut la méso-échelle de taille $L > 50km$, et on inclut en partie la subméso-échelle, qui est permise par NWMED36. L'étude séparée de la méso-échelle et de la subméso-échelle n'est pas triviale en raison du continuum d'échelles qui existe dans la physique océanique : l'impact de la subméso-échelle sur la convection océanique profonde reste une question ouverte.

On a identifié deux origines physiques de l'impact moyen de la méso-échelle sur la convection : le repositionnement moyen du Courant Nord et du Front Nord-Baléare, et l'advection latérale de flottabilité à haute fréquence. L'impact de la méso-échelle sur la convection pourrait dépendre de l'état initial en Aout 2012. En particulier, la haute stratification associée au méandre à l'Ouest du Front Nord-Baléare est déjà visible le 1er Aout 2012, et il est initialisé dans la grande échelle de tous les membres de l'ensemble. NWMED36 réussit à le représenter en moyenne sur la période 2012-2013, contrairement à NEMOMED12. Cependant, ce méandre est susceptible de présenter une variabilité interannuelle de telle sorte que nos résultats ne seraient pas vrais pour une autre année convective. Cependant, une étude numérique antérieure (Herrmann et al., 2008) confirme cette anomalie de convection. Le chapitre 6 de la thèse répondra à cette question.

Par ailleurs, la question de l'origine des anomalies de haute fréquence d'advection de flottabilité à méso-échelle reste ouverte. On a identifié que cette anomalie se développe après typiquement 30-45 jours de simulation. Cette échéance correspond au premier épisode de vent fort et à l'échelle de temps caractéristique de développement des instabilités baroclines dans le bassin Liguro-Provençal. Ces anomalies de haute fréquence résultent donc possiblement d'une réponse différente au même forçage dynamique en surface, ou du développement différent des instabilités baroclines aux deux résolutions. Pour approfondir cette question, il serait utile d'étudier en détails la réponse de l'océan au premier coup de vent qui a lieu le 30 Aout 2012. Un bilan de vorticité potentielle serait un diagnostic intéressant pour comparer la réponse de l'océan au flux de quantité de mouvement en surface aux deux résolutions. Par ailleurs, un cadre d'étude interannuel permettrait de déterminer si cet effet est présent aux échelles de temps climatiques ou si il se dissipe après une période d'initialisation du modèle.

Cette étude a mis en évidence que l'effet moyen de restratification par les tourbillons de méso-échelle n'est pas robuste à l'échelle de temps d'une année de simulation. Ce résultat est contraire aux prédictions de la théorie des instabilités baroclines et à une série d'études numériques idéalisées. Il peut être lié au temps d'intégration court, et le Chapitre 6 répondra à cette question aux échelles de temps multi-décennales. Cela pourrait aussi provenir d'une compensation entre une déstratification par les courants moyens et une restratification par les

tourbillons transitoires. Cependant, le méandre moyen à l'ouest du Front Nord Baléare a une signature positive en stratification, ce qui contredit cette hypothèse.

On a par ailleurs montré que la méso-échelle augmente l'OIV de la convection, en termes de surface du patch convectif et de taux de convection. Cette étude renforce les résultats du Chapitre 4, à savoir que l'OIV impacte fortement l'hydrologie de la convection localement et la géographie du mixed patch. On confirme aussi que l'OIV impacte marginalement le taux de convection, mais la résolution de la méso-échelle a multiplié par 2-3 la dispersion d'ensemble du taux de convection, qui est de 7-14%. On a évalué l'activité de méso-échelle aux deux résolutions à partir de mesures in situ, ce qui est un travail inédit dans ce bassin. La méso-échelle augmente fortement l'énergie cinétique turbulente (EKE), et elle réduit de 73% le biais du modèle par rapport aux observations. On a mis en évidence que cette EKE domine l'énergie cinétique totale, et que sa composante transitoire (TEKE) représente la moitié de l'énergie cinétique totale. Il s'agit donc d'un élément clé de la dynamique du bassin. Enfin, on a identifié que les zones du patch convectif impactées par l'OIV ont une forte TEKE.

La méso-échelle est donc un ingrédient important pour l'étude de l'OIV de la convection, même si le modèle 'eddy-permitting' NEMOMED12 donne qualitativement les mêmes résultats. Contrairement au Chapitre 4, on n'a ici pas montré clairement une augmentation de l'OIV avec le temps, hormis pendant la phase de mélange vertical intense, et le Chapitre 6 visera donc notamment à répondre à cette question aux échelles de temps interannuelles. L'impact de la subméso-échelle sur l'OIV de la convection reste toujours une question ouverte. Enfin, tout comme au Chapitre 4, il serait utile d'augmenter la taille des deux ensembles pour déterminer si les statistiques obtenues avec 10 membres sont robustes.

CHAPITRE VI

Impact de la variabilité intrinsèque océanique et de la dynamique de méso-échelle sur la convection aux échelles climatiques

6.1	Introduction	160
6.2	Impact de la variabilité intrinsèque de l'océan (OIV) sur la convection profonde	161
6.2.1	Outils numériques	161
6.2.2	Evaluation de la simulation d'ensemble NEMOMED12	163
6.2.3	Impact de l'OIV sur la convection profonde	166
6.2.4	Sources d'OIV de la convection profonde	169
6.2.5	L'advection latérale de flottabilité contribue-t-elle à la variabilité interannuelle de la convection ?	172
6.2.6	L'advection latérale contribue-t-elle à la déstratification d'automne ?	175
6.3	Impact de la méso-échelle sur la convection océanique et la circulation thermohaline	178
6.3.1	Outils numériques	178
6.3.2	Impact moyen de la méso-échelle sur la convection profonde	178
6.3.3	Origines de l'impact de la méso-échelle sur la convection	182
6.3.3.1	Circulation	182
6.3.3.2	Bilans de flottabilité	183
6.3.3.3	Rétroaction des flux air-mer	186
6.3.3.4	Evolution des masses d'eau	187
6.3.3.5	Diagnostic de transformation des masses d'eau	189
6.3.4	Impact sur le devenir des eaux profondes en Méditerranée occidentale	192
6.3.5	Impact sur la circulation thermohaline en Méditerranée orientale	194
6.4	Conclusions et perspectives	202

Dans les Chapitres 3 à 5, on s'est intéressé au cas d'étude bien documenté de la convection profonde en hiver 2012-2013 dans le bassin Liguro-Provençal. On a estimé un intervalle de confiance pour le taux de convection et de restratification observé, qui nous permet de dire que l'hiver 2012-2013 a été fortement convectif. Puis on a évalué les outils numériques NEMOMED12 et NWMED36, nommé NWMED36, qui représentent globalement de façon réaliste cet épisode convectif, avec une valeur ajoutée de la haute résolution. Deux questions scientifiques principales ont été traitées : l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan (OIV) et celui de la méso-échelle sur la convection océanique profonde. Ce chapitre vise donc à reprendre ces deux questions aux échelles de temps multi-décennales, par des simulations océaniques forcées sur la période 1979-2013.

6.1. Introduction

Dans les Chapitres 4 et 5, on a quantifié à partir de simulations numériques de la convection dans le bassin Liguro-Provençal sur la période 2012-2013 l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan (OIV) sur la convection. Les résultats (Waldman et al. (2017), Waldman et al. (submitted)) ont montré son large impact dans la modulation de l'hydrologie de la convection localement et dans la géographie du patch convectif. Ils ont par ailleurs montré que l'OIV impacte modestement (typiquement 10%) le taux de convection. Or, des études récentes ont montré que sa contribution à la variabilité interannuelle de l'océan excède 40% dans la moitié de l'océan global pour le niveau de la mer (Penduff et al., 2011), et elle varie de 5 à 60% pour la circulation méridienne de retournement en Atlantique (AMOC, Grégorio et al. (2015)). Par ailleurs, elle agit aux échelles de temps interannuelles à multi-décennales, et jusqu'aux échelles spatiales de $\sim 500km$, qui est la taille du bassin Liguro-Provençal (Sérazin et al., 2015).

Par conséquent, le cas d'étude de 2012-2013 se limite à l'impact de l'OIV de méso-échelle sur la convection à l'échelle annuelle. Il est susceptible de sous-estimer l'impact total de l'OIV sur la convection puisqu'aux échelles de temps interannuelles, l'OIV peut impacter aussi l'état moyen de grande échelle du bassin Liguro-Provençal. Or, à notre connaissance, aucune étude ne s'est intéressée jusqu'à maintenant à l'impact de l'OIV sur la convection aux échelles de temps interannuelles. Le premier objectif de l'étude est donc d'utiliser une simulation numérique d'ensemble de la mer Méditerranée avec NEMOMED12 en mode hindcast avec forçages réalistes sur la période 1979-2013 pour estimer l'impact de l'OIV sur la variabilité interannuelle et l'état moyen de la convection dans le bassin Liguro-Provençal.

Par ailleurs, dans le Chapitre 5, on a identifié une série d'impacts réalistes de la méso-échelle sur la convection dans le cas d'étude de 2012-2013. Tout d'abord, la méso-échelle repositionne vers la côte et intensifie les courants de bord, ce qui augmente la convection au large du Courant Nord, et elle maintient un méandre stationnaire à l'Ouest du Front Nord-baléare, ce qui réduit la convection au Sud du patch convectif. En conséquence du second effet, le volume du patch convectif et la densification des Eaux Profondes de Méditerranée Nord-Occidentale (WMDW) sont réduits. Par ailleurs, la méso-échelle augmente de façon réaliste le taux de restratification car le mélange interne est diminué lors de cette phase. Enfin, l'effet de la méso-échelle sur les flux latéraux de flottabilité à haute fréquence impacte aussi la convection. En revanche, on n'a pas identifié de tendance significative à l'augmentation de la flottabilité de la zone de convection liée à la méso-échelle, contrairement aux prédictions théoriques et aux simulations idéalisées de la convection.

La question de la validité de ces résultats aux échelles de temps interannuelles reste ouverte. A notre connaissance, aucune étude n'a été conduite jusqu'à maintenant dans ce bassin pour estimer l'impact de la méso-échelle sur la convection aux échelles de temps interannuelles. Le second objectif de cette étude est donc d'utiliser deux simulations NEMOMED12 et NW-MED36 jumelles sur la période 1979-2013 pour quantifier l'impact de la méso-échelle sur la variabilité interannuelle et l'état moyen de la convection dans le bassin Liguro-Provençal. Une attention particulière sera portée à la comparaison aux résultats du Chapitre 5 (Waldman et al., submitted) et à l'étude de l'impact de la méso-échelle sur la circulation thermohaline Méditerranéenne.

6.2. Impact de la variabilité intrinsèque de l’océan (OIV) sur la convection profonde

Dans cette section, on décrit les outils numériques, on évalue les simulations hindcast océaniques et on détermine le rôle de l’OIV sur la convection profonde. Puis on diagnostique les sources d’OIV. Enfin, on détermine si le préconditionnement d’automne et la déstratification d’hiver sont impactés par l’OIV.

6.2.1. Outils numériques

Dans cette section, on utilise une simulation d’ensemble NEMOMED12 en mode hindcast avec un forçage réaliste. Sa configuration numérique est identique à celle du Chapitre 4 et décrite au Chapitre 2, hormis la condition aux limites latérale pour laquelle on applique un glissement libre partiel. Les courants tangentiels sont réduits de 60% aux frontières latérales du domaine, ce qui augmente le réalisme des échanges aux détroits et donc de la circulation thermohaline : le flux entrant à Gibraltar est de 0.84Sv, contre 1.06Sv en cas de glissement libre, en meilleur accord avec les observations (Soto-Navarro et al., 2015).

Les forçages de surface, en Atlantique, par les fleuves et la Mer Noire sont décrits au Chapitre 2 et identiques aux Chapitres 4 et 5. Le forçage de surface provient du modèle régional de climat à aire limitée ALADIN-Climat version 5, forcé aux frontières par la réanalyse ERA-INTERIM, nommé par la suite ALDERA et évalué par Hamon et al. (2016) et au Chapitre 4. On paramétrise l’effet du couplage au premier ordre par un rappel Newtonien en température de surface (SST) de $-40W/m^2/K$ (Barnier et al., 1995, 2006). Le flux net de chaleur ne diffère entre les simulations que par ce terme de rappel qui provient directement des différences de SST. La température, salinité et le niveau de la mer dynamique en Atlantique sont rappelés par un terme Newtonien tridimensionnel vers la réanalyse ORAS4 (Balmaseda et al., 2013). Le débit moyen des fleuves et sa variation saisonnière proviennent de Vörösmarty et al. (1996), tandis que sa variation interannuelle est connue jusqu’en 2000 et provient de la base de données de Ludwig et al. (2009). Le détroit des Dardanelles qui est traité comme un fleuve, et son débit est issu de la base de données de Stanev et Peneva (2001).

Pour étudier l’effet de l’OIV sur la variabilité interannuelle et l’état moyen de la convection, on réalise une simulation d’ensemble NEMOMED12 à état initial perturbé. Pour cela, on réalise une première simulation NEMOMED12 initialisée le 1-8-1979 à partir de l’interpolation optimale de (Rixen et al., 2005), à laquelle on ajoute l’anomalie saisonnière du mois d’août déduite du cycle saisonnier moyen de MEDATLAS-II (MEDAR/MEDATLAS Group, 2002). On utilise son état au 1-8-1980, 1-8-1981, 1-8-1982 et 1-8-1983 comme état initial du 1-8-1979 de 4 simulations jumelles NEMOMED12. On dispose donc d’un ensemble de 5 membres jumeaux dont l’état initial est perturbé et qui couvrent la période du 1-8-1979 au 30-6-2013.

A la différence des Chapitres 4 et 5, on a perturbé ici à la fois la méso-échelle et la grande échelle puisqu’aux échelles de temps interannuelles, cette dernière est aussi impactée par l’OIV (Sérazin et al., 2015). Toutefois, une fraction de la perturbation de grande échelle peut être liée au forçage atmosphérique, et non à l’OIV. Par conséquent, pour s’assurer que l’effet mémoire de l’état initial est perdu au cours de la simulation, on étudie la persistance de l’anomalie d’Indice de Stratification ($IS(-z_b)$) au fond de la colonne d’eau (Fig.6.1a) dans le bassin Liguro-Provençal. Il est défini par :

$$IS(-z_b) = -\frac{g}{\rho_0} \int_{-z_b}^0 z \frac{\partial \sigma_0}{\partial z} dz$$

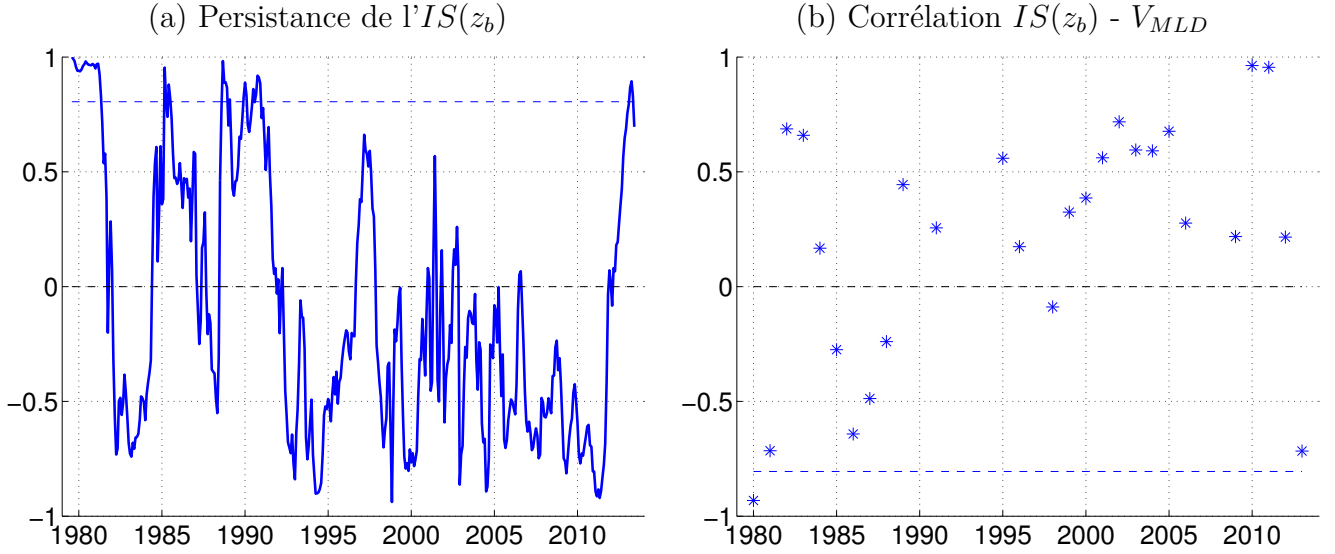


FIGURE 6.1: (a) *Persistance de l'anomalie d'Indice de Stratification au fond ($IS(z_b)$) : autocorrélation déphasée de l'anomalie d'ensemble d' $IS(z_b)$ avec l'anomalie initiale.* (b) *Corrélation de l'anomalie initiale d' $IS(z_b)$ et l'anomalie de volume du patch convectif V_{MLD} . La ligne tiretée indique le seuil à 95% (test de Student, unilatéral).*

avec g l'accélération de la gravité, ρ_0 la densité de référence, $-z_b$ la bathymétrie et σ_0 la densité potentielle (référence en surface). Il mesure la flottabilité résiduelle de la colonne d'eau, et L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) ont montré qu'il est un prédicteur de la convection profonde dans le bassin Liguro-Provençal. On observe dans la figure 6.1a une autocorrélation de l'anomalie d'ensemble d' $IS(-z_b)$ significative ($p > 0.95$, test de Student unilatéral) les 22 premiers mois de simulation. Cela signifie que pendant les 22 premiers mois de simulation, l'anomalie d' $IS(-z_b)$ d'un membre de l'ensemble par rapport à la moyenne d'ensemble est pilotée par l'état initial. Le reste de la période, elle n'est pas significative 95% du temps, ce qui signifie que l'effet mémoire de l'état initial est perdu après typiquement 22 mois de simulation. Cela confirme que sur 32 hivers sur 34, on peut interpréter les différences d' $IS(-z_b)$ de l'ensemble comme étant liées à l'OIV et non pas à un effet mémoire de l'état initial.

Par ailleurs, la Fig.6.1b représente la corrélation entre l'anomalie d'ensemble de volume du patch convectif (V_{MLD}) et l'anomalie initiale d' $IS(-z_b)$ dans le bassin Liguro-Provençal. Elle permet de quantifier dans quelle mesure l'anomalie du taux de convection d'un membre de l'ensemble par rapport à la moyenne d'ensemble est reliée à l'anomalie initiale d' $IS(-z_b)$ de ce membre. Le volume du patch convectif est calculé à partir du maximum annuel de profondeur de couche de mélange (MLD), avec un seuil à 1000m de profondeur qui correspond à la profondeur des WMDW (Waldman et al., 2017). La corrélation n'est significative ($p > 0.95$, test de Student unilatéral) qu'à l'hiver 1980, ce qui signifie que sur 33 hivers sur 34, on peut interpréter les différences de taux de convection de l'ensemble comme étant liées à l'OIV et non pas à l'effet mémoire de l'état initial.

On utilise dans la suite des statistiques simples pour quantifier l'impact de l'OIV sur la convection aux échelles de temps interannuelles. Soit la variable $X(i, t)$ avec $i \in \llbracket 1, 5 \rrbracket$ l'indice du membre de l'ensemble et $t \in \llbracket 1980, 2013 \rrbracket$ l'année. On note m_t l'opérateur de moyenne temporelle et m_ϵ celui de moyenne d'ensemble, et de même pour les estimateurs de l'écart-type

σ_t et σ_ϵ . L'état moyen de $X(i, t)$ est donc donné par $M(X) = m_\epsilon(m_t(X(i, t)))$. L'impact de l'OIV sur l'état moyen est donné par $M_I(X) = \sigma_\epsilon(m_t(X(i, t)))$ et mesure la dispersion d'ensemble de la moyenne climatique de $X(i, t)$. Sa variabilité interannuelle totale est donnée par $\Sigma_T(X) = m_\epsilon(\sigma_t(X(i, t)))$, sa variabilité forcée par $\Sigma_F(X) = \sigma_t(m_\epsilon(X(i, t)))$ et sa variabilité intrinsèque par $\Sigma_I(X) = m_t(\sigma_\epsilon(X(i, t)))$. On peut aussi suivre dans le temps la variabilité intrinsèque par la formule $\Sigma_I(X(t)) = \sigma_\epsilon(X(i, t))$. Enfin, on peut calculer le ratio de la variabilité intrinsèque sur la variabilité totale de $X(i, t)$ en moyenne sur la période $R_I(X) = \Sigma_I(X)/\Sigma_T(X)$ ou en fonction du temps $R_I(X(t)) = \Sigma_I(X(t))/\Sigma_T(X)$. Ces ratios mesurent l'impact typique de l'OIV sur la variabilité totale de $X(i, t)$.

6.2.2. Evaluation de la simulation d'ensemble NEMOMED12

On s'intéresse tout d'abord à caractériser l'état moyen et la variabilité interannuelle de la convection dans le bassin Liguro-Provençal, et à évaluer sa représentation par le modèle NEMOMED12. La Fig.6.2a représente la moyenne d'ensemble du maximum annuel moyen de la profondeur de la couche de mélange $M(MLD)$ dans NEMOMED12 et les zones observées de convection (contour noir) sur la période 1980-2013 (Leaman et Schott (1991); Schott et al. (1996); Houpert et al. (2016) et Chapitre 5). Dans NEMOMED12, la convection profonde a lieu principalement au large du Golfe du Lion où $M(MLD) > 500m$. Dans certaines zones, la convection profonde n'a lieu que quelques années sur la période, d'où une $M(MLD) < 1000m$ en moyenne. Cette zone de convection est en accord avec les observations de 1987, 1992 et 2009 à 2013, bien qu'on note une surestimation au Sud et une sous-estimation vers le Nord, en accord avec les résultats obtenus en 2013 dans le Chapitre 4. En revanche, les simulations ne reproduisent pas de convection en mer Ligure, qui a été observée en 2005, 2012 et 2013 (Smith et al., 2008; Houpert et al., 2016). Elles sont donc globalement réalistes en termes de géographie de la convection malgré ces trois biais principaux.

On s'intéresse maintenant à la variabilité interannuelle de la convection. La Fig.6.3 représente la profondeur maximale de la couche de mélange observée (noir, Somot et al. (2016)) et modélisée par NEMOMED12 (bleu) dans le bassin Liguro-Provençal. Sur la période, 52% des années sont convectives, alors que dans NEMOMED12, ce sont 74% des années : le modèle surestime donc le nombre d'épisodes convectifs. Cela peut être lié à la surestimation des flux de chaleur latente en surface par ALDERA identifiée dans le Chapitre 4. Cela peut être aussi lié au sous-échantillonnage de la zone de convection par des observations, comme discuté par Somot et al. (2016). En revanche, la corrélation temporelle de NEMOMED12 avec les observations est de 0.50, ce qui signifie qu'il reproduit en partie la chronologie de la convection.

La Fig.6.4a représente le maximum annuel de l'aire (A_{MLD}) du patch convectif à partir des observations (noir, Somot et al. (2016)) et de NEMOMED12 (bleu). Dans NEMOMED12, A_{MLD} intègre la surface dont la MLD maximale annuelle est supérieure à 1000m, ce qui correspond à la profondeur de la couche de WMDW (voir Chapitre 4). A_{MLD} est en accord avec les estimations issues des observations, uniquement disponibles sur la période 2009-2013. Cela valide donc le taux de convection moyen et sa variabilité dans NEMOMED12 sur la période récente. L'aire moyenne de convection est de $M(A_{MLD}) = 8700km^2$, et sa variabilité totale est supérieure puisqu'elle atteint $\Sigma_T(A_{MLD}) = 9700km^2$. Cela confirme que le phénomène de convection a une forte variabilité interannuelle dans le bassin Liguro-Provençal. La Fig.6.4b représente le maximum annuel du volume (V_{MLD}) du patch convectif. Il est obtenu en intégrant le volume de la couche de mélange convective ($MLD > 1000m$). On a en moyenne $M(V_{MLD}) = 1.8 \cdot 10^{13}m^3$, équivalent à un flux annuel moyen de $0.58Sv$ ($1Sv = 10^6m^3/s$). Tout comme A_{MLD} , il connaît

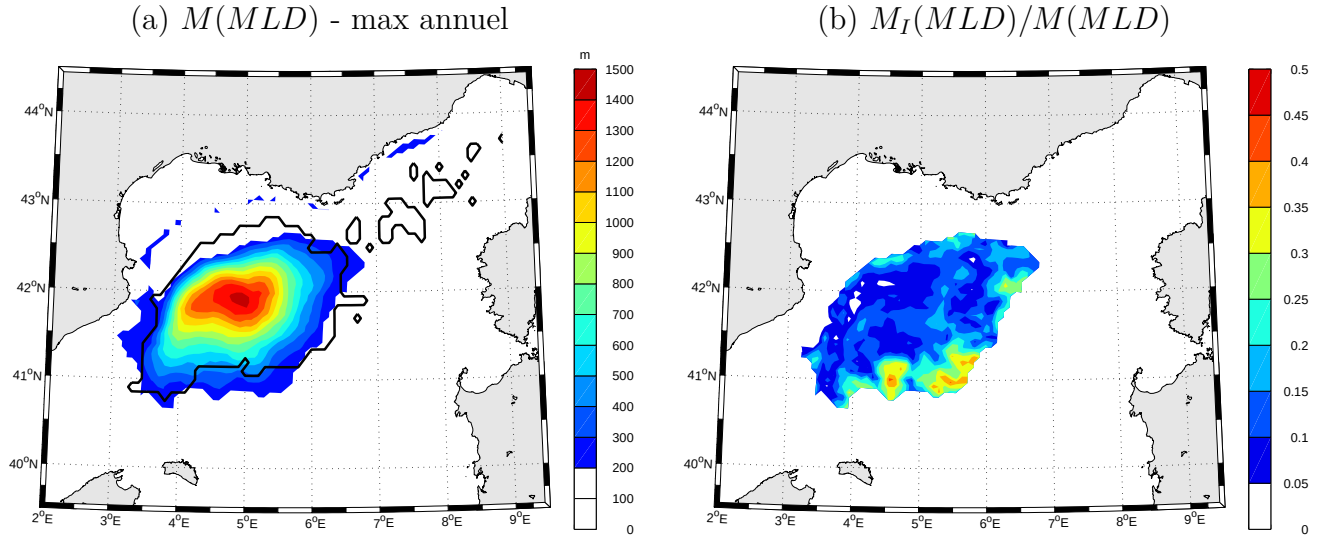


FIGURE 6.2: (a) Moyenne d'ensemble du maximum annuel moyen de profondeur de la couche de mélange $M(MLD)$ sur la période 1980-2013 dans NEMOMED12. Le contour noir inclut les zones observées de convection pour les années 1987 ($SSS > 38.40\text{psu}$, Leaman et Schott (1991)), 1992 ($MLD > 1400\text{m}$, Schott et al. (1996)), 2009 à 2013 ($[Chl_A]_S < 0.15\text{mg/m}^3$, Houpert et al. (2016)) et 2013 ($MLD > 1000\text{m}$, Waldman et al. (2017)) (b) Ratio $M_I(MLD)/M(MLD)$.

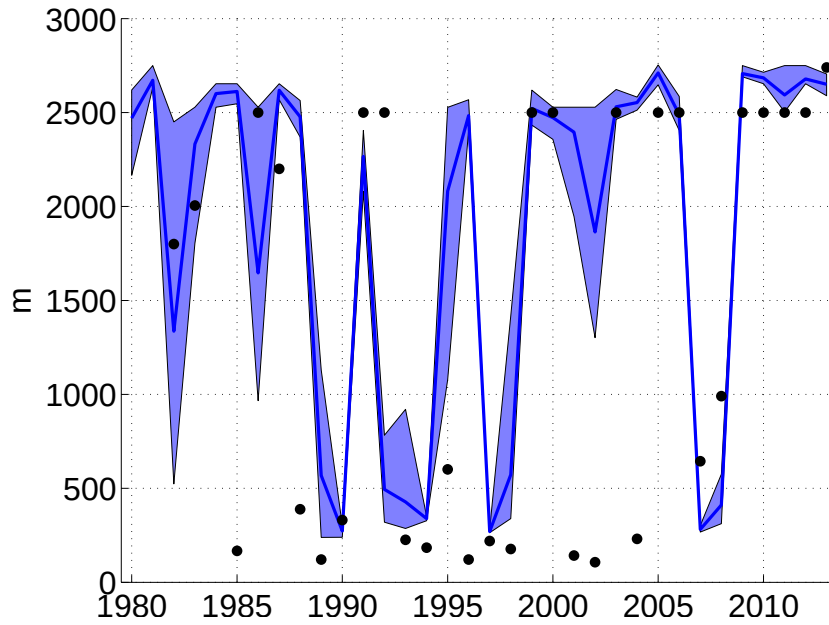


FIGURE 6.3: Profondeur maximale de la couche de mélange observée (noir) et modélisée par NEMOMED12 (bleu) sur le bassin Liguro-Provençal et entre 1980 et 2013. Pour NEMOMED12, on représente le minimum, la moyenne et le maximum d'ensemble.

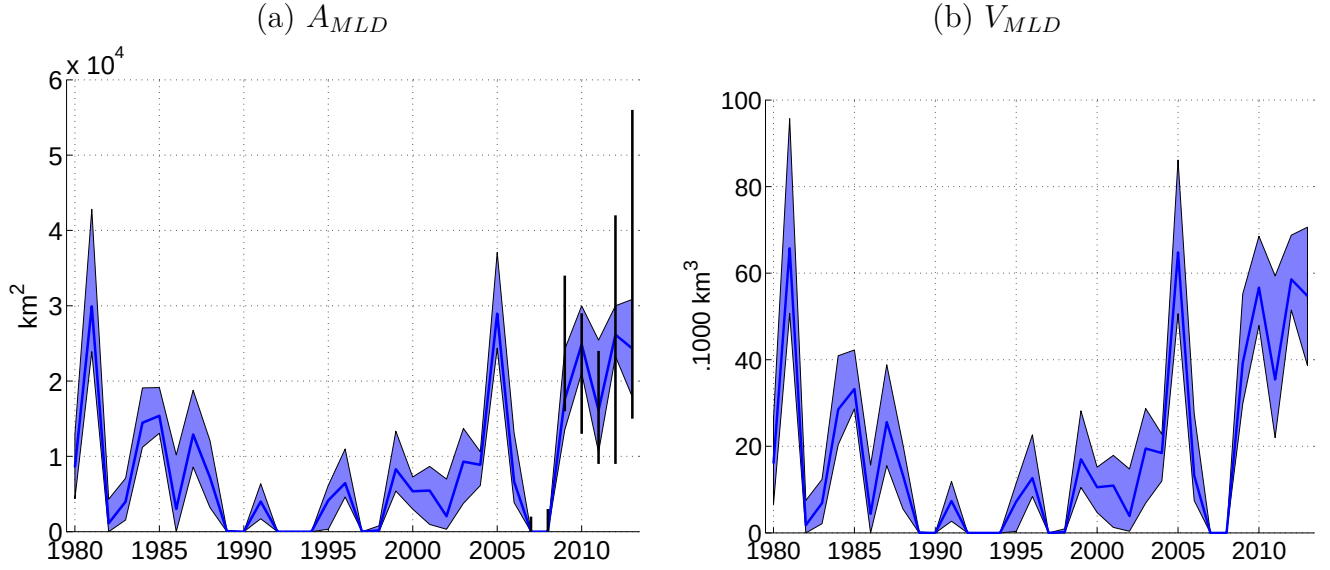


FIGURE 6.4: (a) Maximum annuel de l'aire du patch convectif A_{MLD} (km^2) observée (intervalles noirs) et modélisée par NEMOMED12 (bleu) entre 1980 et 2013. Pour NEMOMED12, on représente le minimum, la moyenne et le maximum d'ensemble. (b) Idem pour le volume du patch convectif V_{MLD} (m^3) dans NEMOMED12.

une très forte variabilité forcée sur la période puisque $\Sigma_T(V_{MLD}) = 2.2 \cdot 10^{13} \text{m}^3$, ce qui est supérieur à sa moyenne climatologique. On note en particulier que les périodes 1980-1987, 1999-2006 et 2009-2013 sont convectives, tandis que la période 1988-1998 l'est peu, ce qui est en accord qualitatif avec les observations (Fig.6.3).

On s'intéresse enfin à évaluer les propriétés des WMDW dans NEMOMED12. La Fig.6.5a représente l'hydrologie des WMDW observée (noir, Somot et al. (2016)) et dans NEMOMED12 (bleu) de 1980 à 2013. Les WMDW observées montrent une tendance historique au réchauffement, à la salinisation et à la densification. Ainsi, elles passent de $12.75 - 12.80^\circ\text{C}$, 38.44psu et $29.09 - 29.11\text{kg}/\text{m}^3$ dans les années 1980 à 12.90°C , $38.47-38.49\text{psu}$ et $29.12 - 29.13\text{kg}/\text{m}^3$ au début des années 2010. Cette tendance s'accélère à partir des années 2000. NEMOMED12 présente une hydrologie initiale des WMDW réaliste et représente la tendance historique bien qu'elle soit sous-estimée. Ainsi, un biais froid, peu salé et peu dense des WMDW se met en place dans NEMOMED12. Le biais froid est cohérent avec la surestimation des flux latents de chaleur par ALDERA documentée dans le Chapitre 4. L'origine du biais peu salé reste quant à elle à déterminer. Enfin, la Fig.6.5b représente le volume d'eaux denses $V_{29.10}$ observé (noir, Somot et al. (2016)) et dans NEMOMED12 (bleu) de 1980 à 2013. Le volume observé connaît une augmentation historique cohérente avec la densification des WMDW (Fig.6.5a). NEMOMED12 reproduit cette tendance bien qu'elle soit sous-estimée, en particulier dans les années 1980. Ce résultat est cohérent avec la sous-estimation de la densification des WMDW et est lié au développement d'un biais peu salé (Fig.6.5a).

En conclusion, la géographie de la convection est réaliste dans NEMOMED12 malgré un biais vers le Sud dans le Golfe du Lion et une sous-estimation de la convection en mer Ligure. Son intensité moyenne et sa chronologie sont réalistes malgré une surestimation du nombre d'années convectives, ce qui peut être dû soit à la surestimation du flux de chaleur latent par ALDERA, soit au sous-échantillonnage par les observations. Enfin, NEMOMED12 représente mais sous-estime la tendance au réchauffement, à la salinisation, à la densification et à l'augmentation

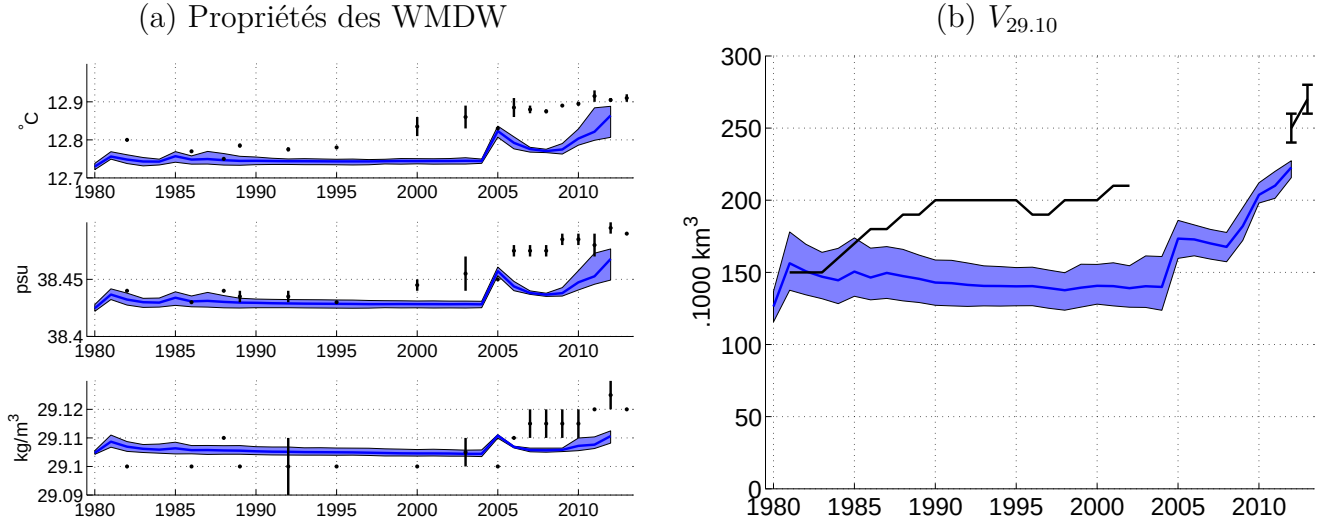


FIGURE 6.5: (a) *Hydrologie des WMDW observée (noir, Somot et al. (2016)) et dans NEMOMED12 (bleu) de 1980 à 2013 : température, salinité et densité potentielle. Pour NEMOMED12, on représente le minimum, la moyenne et le maximum d'ensemble.* (b) *Evolution du volume d'eaux denses $V_{29.10}$ observé (noir, Somot et al. (2016)) et dans NEMOMED12 (bleu) de 1980 à 2013.*

du volume des WMDW. Le biais froid est aussi cohérent avec le biais de forçage d'ALDERA, tandis que l'origine du biais peu salé, donc peu dense, reste à documenter.

6.2.3. Impact de l'OIV sur la convection profonde

On quantifie maintenant l'impact de l'OIV sur la moyenne climatologique et la variabilité interannuelle de la convection, en termes de géographie du patch convectif, de taux de convection et des propriétés des eaux denses formées. Les statistiques d'impact de l'OIV sur la convection profonde sont synthétisés dans le Tableau 6.1. La Fig.6.2b représente le ratio $M_I(MLD)/M(MLD)$ qui mesure l'impact de l'OIV sur la moyenne climatologique de la géographie de la convection. Ce ratio est faible (< 0.2) au centre de la zone moyenne de convection, en revanche il atteint des valeurs élevées (> 0.3) en périphérie de celle-ci. Au Nord et en mer Ligurie, il s'agit de zones non-concernées par la convection profonde ($M(MLD) < 200m$, Fig.6.2), tandis qu'au Sud et à l'Est, cela impacte l'étendue moyenne de la zone de convection profonde. Ce sont les principales régions de convection impactées par l'OIV en 2013 (Chapitres 4 et 5), et la Fig.6.2b révèle que l'OIV y impacte même la géographie moyenne de la convection. En revanche, le ratio $M_I(V_{MLD})/M(V_{MLD}) = 6\%$, ce qui signifie que l'OIV impacte de manière marginale le taux de convection moyen climatologique.

En termes de variabilité interannuelle, la Fig.6.3 montre que l'OIV impacte qualitativement l'occurrence de la convection : dans 15% des années, on trouve une $MLD > 1000m$ dans au moins un membre et $MLD < 1000m$ dans au moins un autre membre de l'ensemble. Par ailleurs, le ratio $R_I(MLD) = 18\%$, ce qui signifie que l'OIV de la MLD représente typiquement 18% de sa variabilité. Elle est donc principalement forcée.

La Fig.6.4a montre que l'OIV impacte aussi la variabilité de l'aire de convection, puisque $R_I(A_{MLD}) = 27\%$. Ce résultat est largement supérieur à ceux obtenus dans le Chapitre 4 avec NEMOMED12 (5%) et dans le Chapitre 5 (14%) avec NWMED36 sur le cas d'étude de 2012-2013. Ces études ayant quantifié uniquement l'OIV de méso-échelle ($L < 100km$), on en

	Total ($M(X)$ et $\Sigma_T(X)$)	OIV/Total ($M_I(X)$ et $R_I(X)$)
$M(V_{MLD})$	$1.8 \cdot 10^{13} m^3$	6%
$\Sigma(MLD)$	980m	18%
$\Sigma(A_{MLD})$	$9700 km^2$	27%
$\Sigma(V_{MLD})$	$2.2 \cdot 10^{13} m^3$	27%
DF	/	82%

TABLEAU 6.1: *Impact de la variabilité intrinsèque océanique (OIV) sur l'état moyen ($M(X)$ et $M_I(X)$) et la variabilité totale ($\Sigma_T(X)$ et $R_I(X)$) de la convection dans la simulation d'ensemble NEMOMED12 sur la période historique 1979-2013.*

déduit que l'OIV de grande échelle ($L > 100 km$) domine l'impact de l'OIV sur la variabilité interannuelle de la convection. La Fig.6.6a représente la fraction dispersive du patch convectif (étoiles) définie dans le Chapitre 4 comme la fraction entre l'aire dispersive du patch convectif (au moins un membre ne simule pas la convection) et l'aire maximale du patch convectif (au moins un membre simule la convection) : $DF = \frac{\max(A_{MLD}) - \min(A_{MLD})}{\max(A_{MLD})}$. On note qu'il s'agit de composites spatiaux, tels que $\min(A_{MLD})$ est l'aire où tous les membres simulent la convection et $\max(A_{MLD})$ est l'aire où au moins un membre la simule. Les résultats montrent que lors de tous les hivers convectifs simulés, plus de la moitié de l'aire convective est dispersive ($DF > 0.5$). En moyenne, on a $DF=82\%$: la quasi-totalité de l'aire du patch convectif est impactée par l'OIV. Ce résultat est supérieur à ceux du Chapitre 4 où on a obtenu $DF = 45\%$ avec NEMOMED12 et $DF = 65\%$ avec NWMED36 en 2013, ce qui confirme que l'OIV de grande échelle contribue à impacter la géographie de la convection. On a donc identifié un impact majeur de l'OIV sur la convection qui est de moduler sa géographie sur presque toute la zone du patch convectif. On donne une illustration de ce résultat sur la Fig.6.6b en montrant le minimum et maximum d'ensemble du patch convectif pour l'année 2000 peu convective et l'année 2013 fortement convective. Pour les deux années, l'aire dispersive du patch convectif est localisée principalement dans l'océan intérieur, au Sud et à l'Est de la zone de convection simulée. Cela confirme les résultats des Chapitres 4 et 5 sur le cas d'étude de 2012-2013, à savoir que l'OIV est maximale dans l'océan intérieur de faible pente de la bathymétrie, mais inhibé à proximité du talus continental. Ce résultat est cohérent avec l'inhibition des échanges turbulents côte-large à travers un courant de bord par le talus continental (Spall, 2004; Pennel et al., 2012).

La Fig.6.4b montre que l'OIV impacte la variabilité de V_{MLD} similairement à A_{MLD} : $R_I(V_{MLD}) = 27\%$. La Fig.6.6a (ligne) suit dans le temps le ratio entre OIV et variabilité totale de la convection : $R_I(V_{MLD}(t))$. Ce ratio prend des valeurs élevées ($> 50\%$) lors des épisodes les plus intenses de convection : 1981, 2005, 2011 et 2013. L'OIV peut donc atteindre typiquement la moitié de la variabilité totale de la convection lors d'épisodes intenses, ce qui est largement supérieur aux estimations des Chapitres 4 et 5 sur la période 2012-2013. On note toutefois que la variabilité forcée domine la variance totale de la convection puisque $R_I(V_{MLD}(t))^2$, qui est le ratio de la variance intrinsèque sur la variance totale, est supérieur à 50% uniquement en 1981 et 2011. $R_I(V_{MLD}(t))$ est très variable dans le temps puisqu'il prend des valeurs de 0 à 85% : son impact est proportionnel à l'intensité de la convection, il est donc nul pour les années non-convectives. On en déduit une nouvelle fois que l'OIV de grande échelle domine l'impact de l'OIV sur le taux de convection et qu'elle contribue largement à la variabilité de ce phénomène, en particulier lors d'épisodes de convection intenses. On note enfin que tous les hivers convectifs observés et modélisés dans des cas d'étude sur la période (1981, 1987, 2005 et 2013) ont une OIV

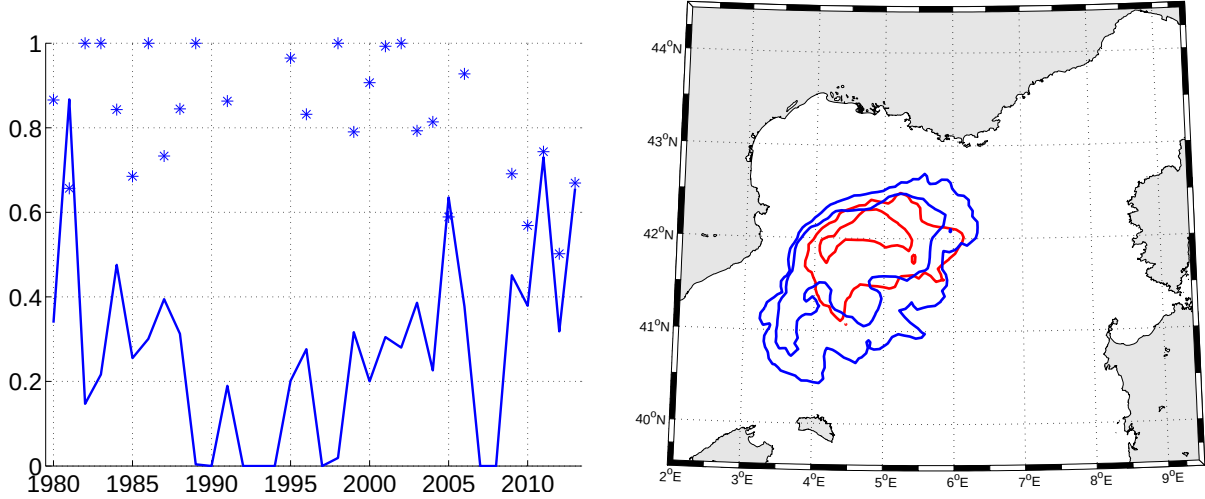


FIGURE 6.6: (a) Mesure de la dispersion d'ensemble de la convection. Etoiles : fraction dispersive du patch convectif dans l'ensemble NEMOMED12 entre 1980 et 2013. Ligne : ratio entre la variabilité intrinsèque et totale du taux de convection $R_I(V_{MLD}(t))$ entre 1980 et 2013. (b) Minimum et maximum d'ensemble du patch convectif, qui permettent de calculer sa fraction dispersive, pour l'année peu convective 2000 (rouge) et l'année fortement convective 2013 (bleu).

de V_{MLD} supérieure à 35% de sa variabilité totale. Cela signifie qu'une fraction non-négligeable des résultats obtenus avec des approches numériques déterministes peuvent être liées à l'OIV car jusqu'à cette thèse aucune simulation d'ensemble n'avait été menée en mer Méditerranée.

Enfin, la Fig.6.5 montre que l'OIV impacte peu l'hydrologie des eaux denses, puisque les anomalies hydrologiques initiales sont peu augmentées, hormis pour θ et S entre 2011 et 2013. Ce résultat est en accord avec le fait que l'OIV impacte marginalement la moyenne climatologique de la convection.

On a donc montré que l'OIV impacte marginalement (6%) le taux de convection moyen sur la période 1980-2013 mais qu'il peut moduler sa géographie moyenne au Sud et à l'Est de la zone de convection. En termes de variabilité interannuelle de la convection, l'OIV impacte sa géographie sur en moyenne 82% de l'aire de convection, contribue à la variabilité totale du taux de convection (27% de la variabilité totale) en particulier lors des épisodes de convection intense. Ces résultats confirment ceux des Chapitres 4 et 5 concernant l'impact de l'OIV sur la géographie de la convection. Ils montrent par ailleurs que l'OIV est une composante importante de la variabilité interannuelle du taux de convection, ce qui est lié à sa composante de grande échelle ($L > 100km$). Ces résultats questionnent l'impact de l'OIV sur la convection modélisée avec des approches déterministes dans ce bassin. Pour l'évaluation de modèles lors de cas d'étude, on a montré que certains éléments tels que la géographie de la convection ou ses propriétés locales sur un profil hydrologique sont très sensibles à l'OIV et donc difficiles à évaluer avec une approche déterministe. Pour des expériences de sensibilité physiques, une fraction importante des résultats peut être attribuable à l'impact de l'OIV sur la convection, et non au paramètre physique testé. Dans les deux cas, nous recommandons une approche ensembliste ou a minima de comparer les résultats de l'approche déterministe à des statistiques d'OIV établies préalablement.

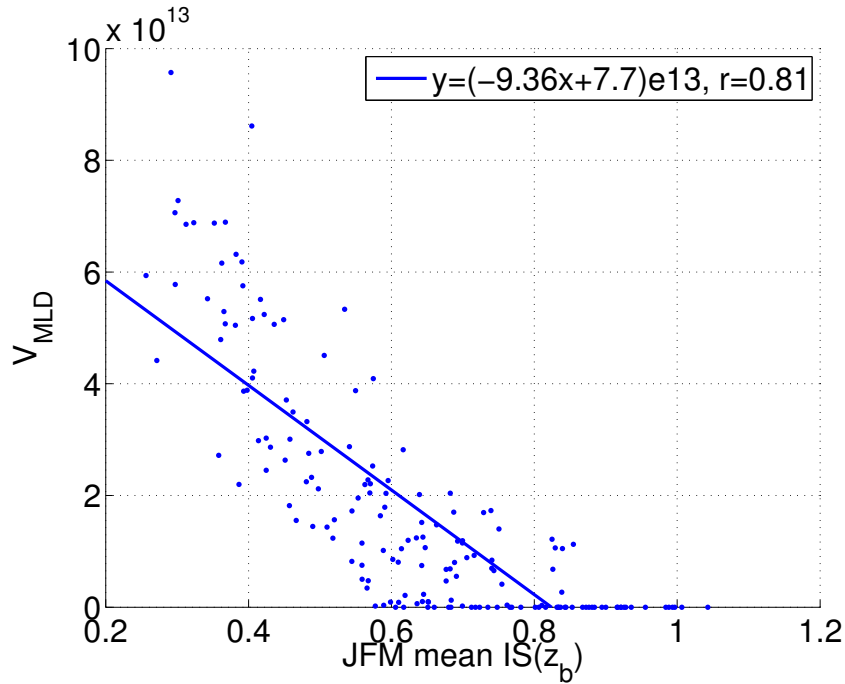


FIGURE 6.7: Relation entre l' $IS(z_b)$ moyen entre janvier et mars en zone de convection ($41 - 42.5^\circ N$ et $3.5 - 6.5^\circ E$) et le volume maximal du patch convectif V_{MLD} entre 1980 et 2013 pour tous les membres de l'ensemble NEMOMED12. La régression linéaire et sa corrélation sont indiquées.

6.2.4. Sources d'OIV de la convection profonde

On s'intéresse maintenant à identifier les sources géographiques et physiques de l'OIV de la convection. Pour cela, on étudie la variabilité de la flottabilité intégrée de la colonne d'eau $IS(z_b)$. La Fig.6.7 représente la relation entre l' $IS(z_b)$ moyen entre Janvier et Mars en zone de convection ($41 - 42.5^\circ N$ et $3.5 - 6.5^\circ E$) et le volume maximal du patch convectif V_{MLD} entre 1980 et 2013 pour tous les membres de l'ensemble NEMOMED12. On obtient une relation décroissante robuste ($r = 0.81$) entre ces deux grandeurs, l' $IS(z_b)$ expliquant 66% de la variance de V_{MLD} . En moyenne, une diminution de $0.33m^2/s^2$ de l' $IS(z_b)$ en hiver dans cette zone est liée à une augmentation de $1Sv$ ($V_{MLD} = 3.15 \cdot 10^{13}m^3$) le taux de convection. On en déduit que l' $IS(z_b)$ moyen de Janvier à Mars est un bon indicateur de l'intensité de la convection qui pourrait nous permettre de remonter aux sources de sa variabilité en termes de flottabilité. On note toutefois qu'aux valeurs nulles de V_{MLD} , l' $IS(z_b)$ varie grandement dans l'intervalle $0.58 - 1.04m^2/s^2$.

Par conséquent, on s'intéresse à la variabilité interannuelle de l' $IS(z_b)$ en hiver pour déterminer les sources de variabilité de la convection. La Fig.6.8 représente la carte moyenne de l' $IS(z_b)$ (m^2/s^2) moyen de Janvier à Mars dans NEMOMED12, ainsi que la carte de sa variabilité intrinsèque $\Sigma_I(IS(z_b))$. On reconnaît un minimum d' $IS(z_b)$ dans la zone de convection centrée au point MEDOC ($42^\circ N, 5^\circ E$). Sa valeur supérieure en périphérie Nord est la signature du Courant Nord, au Sud et à l'Est il s'agit du Front Nord-Baléare et au Sud-Ouest la forte stratification correspond à la présence d'un tourbillon anticyclonique stationnaire dans NEMOMED12 (voir Hamon et al. (2016), Fig.7). Dans les zones de plateau, $IS(z_b) < 0.2m^2/s^2$ en raison de la faible bathymétrie. Enfin, les valeurs les plus élevées d' $IS(z_b)$ se trouvent en mer

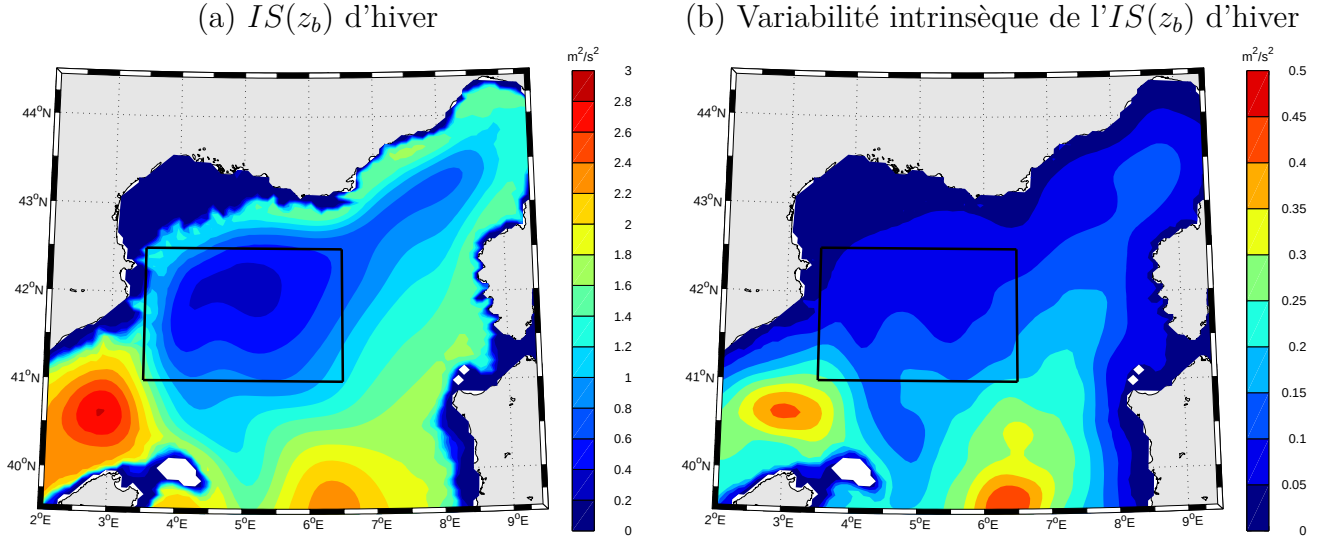


FIGURE 6.8: (a) Moyenne d'ensemble de l' $IS(z_b)$ (m^2/s^2) moyen de Janvier à Mars dans NEMOMED12. (b) Variabilité intrinsèque de l' $IS(z_b)$ moyen de Janvier à Mars dans NEMOMED12 $\Sigma_I(IS(z_b))$.

des Baléares et à la frontière Sud du bassin Liguro-Provençal. La variabilité intrinsèque de l' $IS(z_b)$ ne suit pas la même structure spatiale. Elle a principalement un gradient Nord-Sud avec des faibles valeurs ($< 0.1 m^2/s^2$) le long du Courant Nord et des valeurs élevées ($> 0.2 m^2/s^2$) en mer des Baléares et au Sud du domaine. On note aussi des valeurs faibles au large de la Corse et la Sardaigne. La variabilité intrinsèque de la zone de convection est dominée par le Sud avec les signatures de l'anticyclone des Baléares et du Front Nord-Baléares. Ce résultat est cohérent avec l'impact de l'OIV sur la géographie moyenne de la convection profonde (Fig.6.2b).

La Fig.6.9 représente le ratio entre l'OIV et la variabilité totale interannuelle de l' $IS(z_b)$ de Janvier à Mars dans la zone de convection ($41 - 42.5^\circ N$ et $3.5 - 6.5^\circ E$) $R_I(IS(z_b))$. On sépare les contributions des couches 0-150m, 150-600m et de 600m au fond à cette OIV, ce qui correspond approximativement aux couches d'Eaux Atlantiques (AW), d'Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) et de WMDW. $R_I(IS(z_b))$ prend une valeur maximale en 1980, ce qui est probablement lié à l'effet mémoire de l'initialisation et n'est pas exclusivement lié à l'OIV. Sur le reste de la période, il varie entre 16-54%, avec une valeur moyenne de 33%, ce qui est proche de l'impact de l'OIV sur la variabilité du taux de convection. On note dans ce cas que la variabilité forcée domine la variance totale de l' $IS(z_b)$ puisque $R_I(IS(z_b))^2 < 0.5$ sur la période 1981-2013. En revanche, contrairement au taux de convection, l'OIV de l' $IS(z_b)$ n'est pas proportionnel à l'intensité de la convection et sa variation temporelle est moindre. Cela signifie que le caractère fortement non-linéaire de la convection en fonction de l' $IS(z_b)$ augmente la variabilité temporelle de son OIV. La couche d'AW (0-150m, rouge) domine à la fois l'OIV moyen (54%) et sa variance temporelle (77%), les couches de LIW (150-600m, violet) et de WMDW (600m au fond, bleu) contribuant respectivement à 29% et 17% de l'OIV et à 15% et 8% à sa variance. Ce résultat identifie le rôle dominant de la couche d'AW dans l'OIV de la stratification d'hiver et la variabilité temporelle de celle-ci. On en conclut que c'est la variabilité intrinsèque de la flottabilité des AW au Sud de la zone de convection qui domine l'OIV de la convection dans le bassin Liguro-Provençal.

On explore enfin les sources physiques potentielles de l'OIV de l' IS . Penduff et al. (2011) ont montré à résolution 'eddy-permitting' que la dynamique de méso-échelle induit une OIV

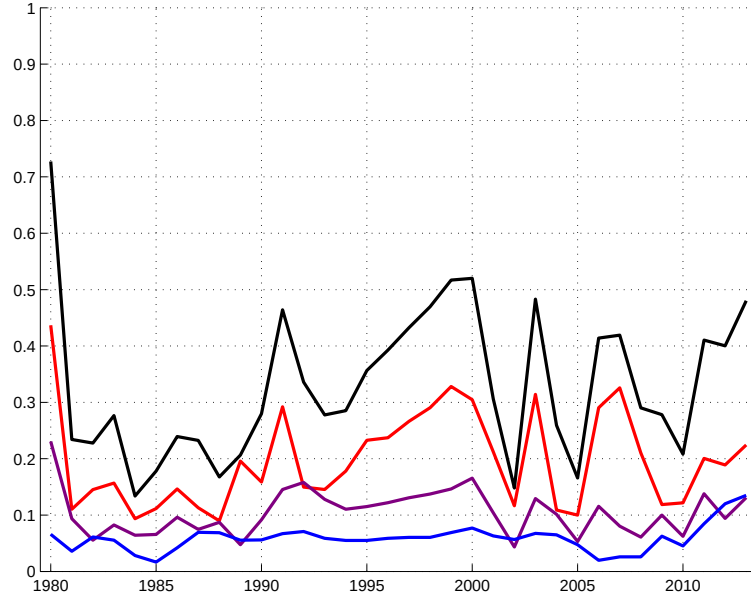


FIGURE 6.9: *Ratio entre la variabilité intrinsèque et la variabilité totale de l' $IS(z_b)$ de Janvier à Mars dans la zone de convection $R_I(IS(z_b))$: contribution des couches 0-150m (rouge), 150-600m (violet) et de 600m au fond (bleu), et total (noir).*

interannuelle du niveau de la mer dynamique qui excède 40% de sa variabilité totale locale dans la moitié de la surface de l'océan global. Arbic et al. (2014) ont mis en évidence un mécanisme de cascade inverse spatio-temporelle de l'OIV qui explique comment la méso-échelle peut impacter l'OIV de basse fréquence. L'intensité de la dynamique de méso-échelle est pilotée par les instabilités dynamiques de l'écoulement, en particulier l'instabilité barocline. Cette instabilité est influencée en zone de convection par l'intensité du forçage en flottabilité et par la topographie. En effet, la méso-échelle est maximale en fin d'hiver (voir Chapitre 5) en conséquence des pertes de flottabilité intenses. Par ailleurs, des études océaniques idéalisées (Pierini, 2011, 2014) suggèrent que la variabilité intrinsèque de basse fréquence de l'océan est excitée par le forçage atmosphérique. Enfin, on a montré au Chapitre 4 que l'OIV de la convection est faible en zone de talus, ce qui est cohérent avec l'inhibition de l'instabilité barocline d'un courant de bord sous l'effet du talus (Spall, 2004; Pennel et al., 2012). On s'intéresse donc dans la suite à trois causes physiques potentielles de l'OIV de l' IS : l'intensité du forçage atmosphérique, la baroclinicité des courants et la pente de la bathymétrie.

On diagnostique dans la Fig.6.10 la variabilité forcée de l' $IS(150m)$ $\Sigma_F(IS(150m))$, son gradient horizontal $|\nabla IS(150m)|$ et la zone de talus définie par une pente de bathymétrie $> 2\%$. Le calcul est fait uniquement pour la couche 0-150m qui domine l'OIV, ce qui permet de faire le diagnostic de $|\nabla IS(150m)|$ à profondeur constante. On interprète $|\nabla IS(150m)|$ comme une mesure de la baroclinicité des courants, similairement à Saenko et al. (2014) mais de façon intégrée sur la couche 0-150m. La variabilité forcée de l' $IS(150m)$ (Fig.6.10a) a des valeurs fortes ($> 0.6m^2/s^2$) uniquement en mer des Baléares et un minimum le long du courant Nord. Ainsi, la variabilité forcée peut expliquer la forte OIV en mer des Baléares et la faible OIV au niveau du courant Nord, mais elle n'explique pas la forte OIV au Sud du bassin et la faible OIV proche de la côte. La baroclinicité $|\nabla IS(150m)|$ (Fig.6.10b) est quant à elle maximale ($> 1m^2/s^2/100km$) proche de la côte, le long des courants de bord et à l'Est de la mer des

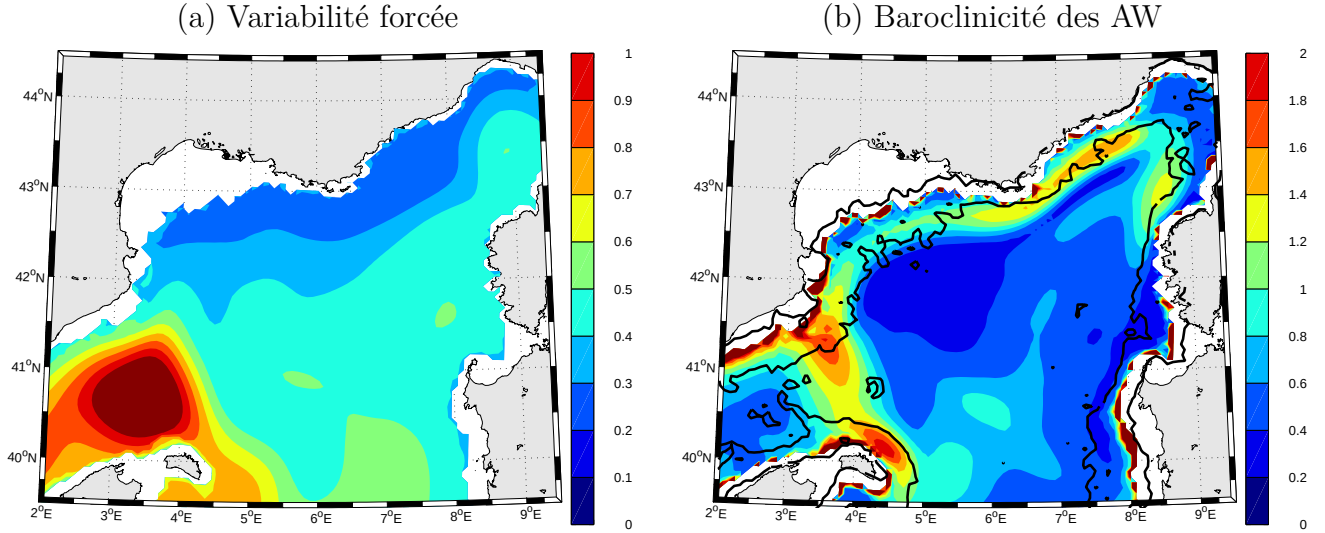


FIGURE 6.10: (a) Variabilité forcée interannuelle de l' $IS(150m)$ ($\Sigma_F(IS(150m))$, m^2/s^2) - contribution de la couche 0-150m. (b) Baroclinicité intégrée calculée comme le gradient horizontal de l' $IS(150m)$ ($m^2/s^2/100km$). Le contour noir représente la pente de bathymétrie à 2%.

Baléares. On observe aussi des valeurs relativement élevées ($0.6 - 1m^2/s^2/100km$) au Sud du bassin, le long du Front Nord-Baléaire. Ce résultat est en net contraste avec l'OIV de l' $IS(z_b)$ (Fig.6.8b) qui est faible ($< 1m^2/s^2$) le long des courants de bord. Ainsi, la baroclinicité peut expliquer la forte OIV à l'Est de la Mer des Baléares et au Sud du Bassin Liguro-Provençal, mais pas les valeurs faibles d'OIV le long des courants de bord et au nord du domaine. Enfin, la Fig.6.10b représente la zone de talus (contour noir) et effectivement, les courants de bord à forte baroclinicité mais faible OIV sont sur le talus ou à son voisinage (distance $< 30km$). Cela suggère fortement que la pente de la bathymétrie inhibe l'OIV, en accord avec les résultats du Chapitre 4.

Pour conclure, on peut distinguer trois zones avec des sources potentielles d'OIV différentes. Le courant Nord a une forte baroclinicité mais l'influence du talus inhibe fortement l'OIV. Par ailleurs, la variabilité forcée est faible, le forçage n'est donc pas une forte source d'OIV. L'OIV y est donc faible. La mer des Baléares a une forte variabilité forcée au centre et une forte baroclinicité à l'Est, avec une faible influence du talus : par conséquent, l'OIV est intense. Enfin, le Sud du Bassin Liguro-Provençal a une variabilité forcée et une baroclinicité relativement fortes et est éloigné de tout talus océanique : l'OIV est aussi intense. Ces résultats suggèrent que le Sud de la zone de convection domine l'OIV de la convection profonde car la variabilité forcée et la baroclinicité des courants y sont élevées, et le plancher océanique a une faible pente.

6.2.5. L'advection latérale de flottabilité contribue-t-elle à la variabilité interannuelle de la convection ?

Plusieurs études numériques de la convection dans le bassin Liguro-Provençal ont tenté d'expliquer la variabilité interannuelle de la convection profonde en réalisant des bilans de flottabilité de la zone de convection (L'Hévéder et al., 2013; Somot et al., 2016). Elles sont parvenues à expliquer plus de la moitié de la variance interannuelle du taux de convection par la différence entre l' $IS(z_b)$ du 1er Décembre et les flux de flottabilité en surface B_S de Décembre

	$M(B_L)$	$V(B_L)$	$V(V_{MLD})$
B_S	143%	57%	62%
A_F	-43%	-50%	-57%
A_{OIV}	0%	1%	-1%
$B_L = B_S + A_F + A_{OIV}$	100%	100%	36%
$IS(z_b, 1Dec)$	/	/	28%
$IS(z_b, 1Dec) + B_S$	/	/	76%
$IS(z_b, 1Dec) + B_L = IS(z_b, 1Mar)$	/	/	71%

TABLEAU 6.2: Facteurs influençant la perte de flottabilité moyenne hivernale du 1er Décembre au 1er Mars ($M(B_L)$), sa variance interannuelle ($V(B_L)$) et la variance interannuelle de la convection ($V(V_{MLD})$) sur la période historique 1979-2013. $IS(z_b, 1Dec)$, $IS(z_b, 1Mar)$, B_S , A_F et A_{OIV} désignent respectivement l'Indice de Stratification au fond de la colonne océanique le 1er Décembre et le 1er Mars, les flux de flottabilité de surface, l'advection latérale forcée et l'advection latérale intrinsèque de flottabilité intégrés du 1er Décembre au 1er Mars.

à Mars. Le premier mesure le préconditionnement océanique d'automne, et le second mesure les pertes de flottabilité, principalement par refroidissement, en surface. Ces études supposent que l'advection latérale de flottabilité, qui ferme le bilan d'IS dans la zone de convection (Estournel et al. (2016b) et Chapitre 5), est resp. nulle ou constante d'une année à l'autre sur la période de Décembre à Mars. On vise ici à évaluer cette hypothèse sur le bilan d' $IS(z_b)$ en hiver et en termes de variance expliquée du taux de convection V_{MLD} . On diagnostique aussi la part de l' $IS(z_b)$ d'automne et de l'advection de flottabilité de Décembre à Mars qui est forcée et intrinsèque.

Le Tableau 6.2 résume les facteurs influençant la perte de flottabilité moyenne hivernale, sa variance interannuelle et celle de la convection sur la période historique 1979-2013. On quantifie tout d'abord la part de l'OIV et de la variabilité forcée dans la variance de l' $IS(z_b)$ moyen le 1er Décembre dans la zone de convection ($41 - 42.5^\circ N$ et $3.5 - 6.5^\circ E$). On a déduit l' $IS(z_b)$ moyen le 1er Décembre des moyennes de l' $IS(z_b)$ moyen en Novembre et Décembre. On trouve que $R_I(IS(z_b))^2 = 0.16$, ce qui signifie que la variance du préconditionnement le 1er Décembre est à 84% forcée et à 16% intrinsèque. Par ailleurs, la variabilité totale de l' $IS(z_b)$ en Décembre explique 28% de la variance de V_{MLD} , sa variabilité forcée en explique 26% et son OIV en explique 6%. C'est donc la variabilité forcée qui domine la variabilité interannuelle du préconditionnement du 1er Décembre et son impact sur la convection. Cette variabilité forcée a plusieurs origines : les flux de flottabilité locaux, l'impact des flux de quantité de mouvement locaux sur la flottabilité de l'océan et les forçages non-locaux.

On s'intéresse maintenant aux pertes de flottabilité en hiver, entre le 1er Décembre et le 1er Mars. La Fig.6.11 représente la série temporelle de la perte de flottabilité B_L dans la zone de convection ($41 - 42.5^\circ N$ et $3.5 - 6.5^\circ E$) et des contributions du flux de flottabilité en surface B_S , de l'advection forcée A_F et de l'OIV de l'advection A_{OIV} d'IS. L'advection latérale ferme le bilan d'IS, donc A_F est obtenue comme la moyenne d'ensemble $m_\epsilon(B_L - B_S)$, et A_{OIV} est le résidu $B_L - B_S - A_F$. Sur cette période, on a une perte de flottabilité intégrée de $B_L = -0.45 \pm 0.14 m^2/s^2$. Elle n'explique que 36% de la variance du V_{MLD} . Le flux de flottabilité en surface est de $B_S = -0.65 \pm 0.22 m^2/s^2$, plus intense et plus variable que la perte de flottabilité d'hiver. Il est en moyenne plus intense de $0.20 m^2/s^2$, ce qui est en accord avec la valeur constante du terme d'advection latérale d'IS supposée par Somot et al. (2016). Il explique à lui seul 62% de la variabilité de V_{MLD} , ce qui en fait un facteur plus explicatif que

le préconditionnement du 1er Décembre et la perte de flottabilité nette d'hiver. Ceci peut être dû au fait que la convection est forcée à haute fréquence dans la période du 1er Décembre au 1er Mars, ce que la perte nette de flottabilité ne capture pas.

Par construction, A_F a une moyenne de $0.20m^2/s^2$: elle compense en moyenne B_S et inhibe la convection. Sa variabilité a une valeur de $0.12m^2/s^2$, proche de celle de B_L , ce qui invalide les hypothèses de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016). Toutefois, elle explique une forte fraction négative de la variance de V_{MLD} (-57%), ce qui signifie qu'elle inhibe aussi la variabilité interannuelle de la convection. Elle est donc fortement anti-corrélée aux flux de surface (-0.84), ce qui signifie que A_F compense partiellement B_S en moyenne et en termes de variabilité interannuelle. On identifie ce mécanisme sur le cas d'étude de 1986-1987 simulé par Herrmann et al. (2008). Ils établissent le bilan de volume d'AW de densité $\sigma_0 < 29kg/m^3$ à partir d'un diagnostic de transformations de masses d'eau (leur Fig.15) et ils montrent qu'alors que les AW sont détruites par les flux de surface en hiver, les courants principalement de grande échelle ré-équilibrent le bilan en important des AW dans la zone de convection. On peut supposer que le Courant Nord et le Front Nord-Baléaire domine ce flux advectif qui est une source de flottabilité pour la zone de convection. A_{OIV} est nul en moyenne par construction, et sa variabilité interannuelle est moindre que les autres termes, de $0.03m^2/s^2$. Elle explique -1% de la variance de V_{MLD} , ce qui signifie qu'à cette échelle spatiale, l'OIV n'explique pas la variabilité interannuelle de la convection.

Enfin, lorsqu'on soustrait le bilan complet de flottabilité à l' $IS(z_b)$ du 1er Décembre, on obtient l' $IS(z_b)$ du 1er Mars. Sa variabilité interannuelle explique 70% de la variabilité de V_{MLD} , ce qui est équivalent aux résultats de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) qui négligeaient les termes d'advection latérale. Dans notre cas, l'indice de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) explique même 75% de la variance de V_{MLD} , ce qui veut dire que l'ajout des termes advectifs dégrade légèrement le facteur explicatif. Le rôle de la haute fréquence temporelle pourrait expliquer ce résultat. On en conclut qu'à cette échelle, c'est l'indice proposé par L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) qui, à une constante près, explique le mieux la variabilité interannuelle de la convection, bien que ça ne soit pas pour les raisons invoquées par les auteurs. Les auteurs supposaient la variabilité de l'advection d' $IS(z_b)$ nulle, alors qu'on a montré qu'elle est forte mais qu'elle s'oppose en moyenne la variabilité de la convection.

En conclusion, on a repris le bilan d'hiver d' $IS(z_b)$ de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) dans une approche ensembliste pour tester la validité de l'hypothèse de variabilité nulle de l'advection latérale d' $IS(z_b)$ en hiver et pour quantifier les contributions du forçage et de l'OIV à la variabilité du préconditionnement d'automne et du bilan de stratification d'hiver. On a invalidé les hypothèses de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) en montrant que la variabilité interannuelle de l'advection d' $IS(z_b)$ en hiver est du même ordre que la variabilité du bilan total d' $IS(z_b)$. Ce terme advectif s'oppose fortement en moyenne à la convection, et en conséquence le bilan total d' $IS(z_b)$ en hiver est moins explicatif de la variabilité de la convection que le forçage en surface seul. On valide donc l'indice proposé par L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) en termes d'explication de la variance de la convection.

Enfin, l'OIV contribue de façon non-négligeable à la variabilité interannuelle du préconditionnement et du bilan d' $IS(z_b)$ en hiver, mais tous les deux sont principalement forcés. Par ailleurs, seule l'OIV du préconditionnement du 1er Décembre explique une fraction (6%) de la variance de la convection. Ce résultat est cohérent avec le ratio de la variabilité intrinsèque et forcée de la convection $R_I(V_{MLD}) = 27\%$, soit un ratio de variance de $R_I(V_{MLD})^2 = 7\%$. Toutefois, l'indice proposé par L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) n'explique dans notre cas que 75% de la variance de V_{MLD} , une valeur similaire aux deux études. On peut donc

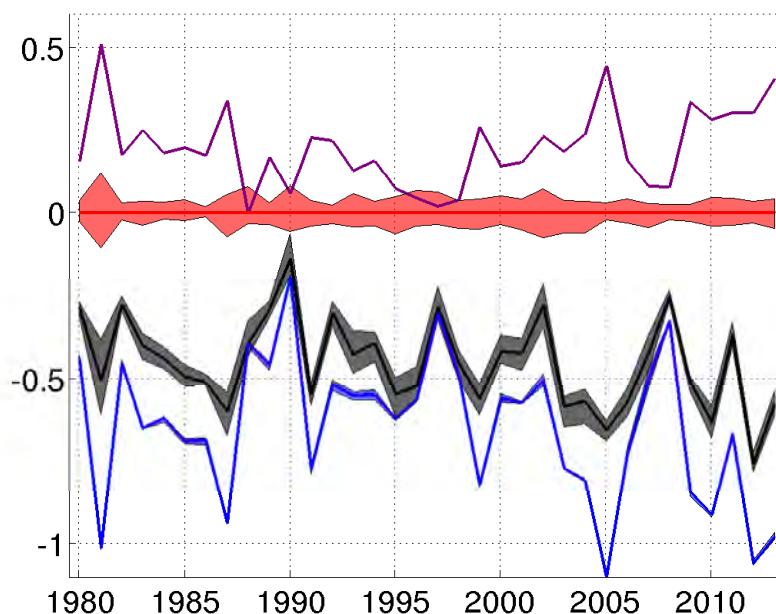


FIGURE 6.11: Contributions à la perte de flottabilité d'hiver (1er Décembre au 1er Mars) dans la zone de convection : total (B_L , noir), flux de flottabilité en surface (B_S , bleu), advection forcée (A_F , violet) et intrinsèque (A_{OIV} , rouge) de flottabilité. Le minimum, la moyenne et le maximum d'ensemble sont indiqués.

supposer que les 25% de variance non-expliqués sont liés à des phénomènes de petites échelles spatio-temporelles qui ne sont pas détectables par la méthode de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016). L'OIV peut aussi moduler ces petites échelles (voir Fig.6.6), impactant V_{MLD} sans que l' $IS(z_b)$ moyen sur la zone de convection ne soit fortement impacté.

6.2.6. L'advection latérale contribue-t-elle à la déstratification d'automne ?

On a confirmé les résultats de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) montrant que l' $IS(z_b)$ du 1er Décembre contribue à expliquer la variance interannuelle de la convection, bien qu'il joue un rôle secondaire par rapport aux flux de flottabilité hivernaux en surface. On a aussi montré que la variance du préconditionnement d'automne est principalement (à 84%) forcée. Or Estournel et al. (2016b) ont montré que l'advection latérale d' $IS(z_b)$ contribue à 40% de la déstratification de l'automne 2012, du 1er Septembre au 1er Décembre. Ils suggèrent donc qu'à cette période, l'advection latérale joue un rôle clé dans le préconditionnement de la zone de convection. Ils suggèrent qu'elle est liée aux Flux de Flottabilité d'Ekman (EBF) lors d'épisodes de Mistral et Tramontane. En effet, ces vents régionaux intenses soufflent du Nord-Ouest, ce qui advecte le Front Nord-Baléare au Sud-Ouest par les courants d'Ekman. Toutefois, ils n'ont pas calculé explicitement les EBF, on ne peut donc pour l'instant pas conclure sur le mécanisme physique à l'oeuvre. On utilise donc la simulation d'ensemble NEMOMED12 pour documenter si le signal de déstratification d'automne identifié en 2012 par Estournel et al. (2016b) est robuste aux échelles de temps climatiques, et pour déterminer s'il est principalement forcé ou lié à l'OIV.

Le Tableau 6.3 résume les facteurs influençant la perte de flottabilité moyenne automnale, sa

	$M(B_L)$	$V(B_L)$	$V(V_{MLD})$
B_S	56%	36%	2%
A_F	44%	13%	-1%
A_{OIV}	0%	14%	1%
$B_L = B_S + A_F + A_{OIV}$	100%	100%	1%
$IS(z_b, 1Sep)$	/	/	18%
$IS(z_b, 1Sep) + B_L = IS(z_b, 1Dec)$	/	/	28%

TABLEAU 6.3: *Facteurs influençant le bilan de flottabilité moyen d'automne ($M(B_L)$), sa variance intrannuelle ($V(B_L)$), et celle de la convection ($V(V_{MLD})$) sur la période historique 1979-2013. $IS(z_b, 1Sep)$, $IS(z_b, 1Dec)$, B_S , A_F , A_{OIV} et B_L désignent respectivement l'Indice de Stratification au fond de la colonne océanique le 1er Septembre et le 1er Décembre, les flux de flottabilité de surface, l'advection latérale forcée, l'advection latérale intrinsèque et le bilan net de flottabilité intégrés du 1er Septambre au 1er Décembre.*

variance interannuelle et celle de la convection sur la période historique 1979-2013. La Fig.6.12 représente le bilan d' $IS(z_b)$ identiquement à la Fig.6.11 mais sur la période d'automne du 1er Septembre au 1er Décembre. Le bilan total d' $IS(z_b)$ (noir) est de $B_L = -0.55 \pm 0.11 m^2/s^2$, ce qui signifie que la zone de convection se déstratifie en moyenne plus en automne qu'en hiver. Toutefois, contrairement à la période hivernale, les flux de flottabilité en surface n'expliquent qu'une fraction de B_L puisque $B_S = -0.31 \pm 0.11 m^2/s^2$. Le reste de la déstratification est expliqué par l'advection latérale forcée d' $IS(z_b)$: $A_F = -0.24 \pm 0.09 m^2/s^2$. Elle contribue donc en moyenne à 44% de la déstratification d'automne, en accord avec l'estimation de Estournel et al. (2016b) pour 2012. La variabilité de B_S et de A_F est du même ordre que celle de B_L , les deux termes contribuent donc aussi fortement à la variabilité interannuelle de la déstratification d'automne. Enfin, A_{OIV} est nul en moyenne par construction et d'écart-type interannuel de $0.04 m^2/s^2$, l'OIV contribue donc de façon secondaire à la variabilité interannuelle de la déstratification d'automne.

Ces trois termes contribuent à la variabilité interannuelle de l' $IS(z_b)$ du 1er Décembre qui elle-même explique 28% de la variance de V_{MLD} . Cependant, aucun de ces termes n'explique plus de 3% de la variance interannuelle de V_{MLD} , ce qui signifie que leur rôle sur la variabilité de la convection est plus indirect et secondaire que celui de B_S en hiver. Par ailleurs, les pertes totales de flottabilité B_L en automne n'expliquent que 7% de la variance interannuelle de l' $IS(z_b)$ du 1er Décembre. Sa variance est largement expliquée (à 60%) par celle de l' $IS(z_b)$ du 1er Septembre, ce qui signifie qu'elle est principalement pilotée par le bilan de flottabilité avant l'automne.

Enfin, on peut noter une forte corrélation négative (-0.46) entre la variabilité de B_S et A_F en automne : tout comme en hiver, ces deux termes s'opposent en termes de variabilité interannuelle, alors qu'on a vu que contrairement à l'hiver, ils sont additifs en moyenne climatologique. Or l'hypothèse de Estournel et al. (2016b) de l'impact de l'EBF sur la stratification suppose que B_S et A_F sont du même signe, puisque lors d'un événement intense de Mistral ou de Tramontane, $B_S < 0$ par refroidissement de surface et $A_F < 0$ par advection d'Ekman du Front Nord-Baléaire vers le Sud-Ouest. C'est cohérent avec l'effet moyen de déstratification par A_F , mais c'est incohérent avec l'effet opposé de B_S et A_F sur la variabilité interannuelle de B_L . On en conclut que l'EBF par les épisodes de Mistral et Tramontane peut contribuer à la déstratification moyenne en automne mais qu'il n'explique pas sa variabilité interannuelle. Cette dernière pourrait être expliquée par le même mécanisme que celui mis en évidence en hiver par

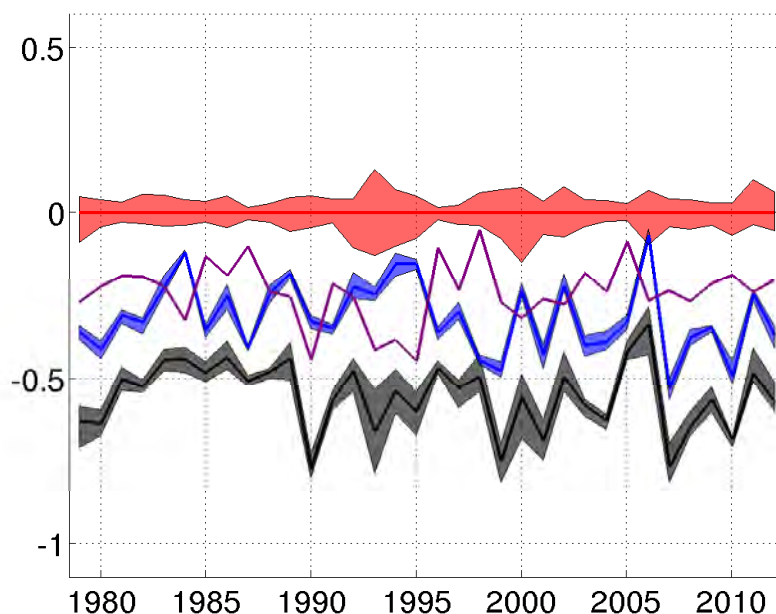


FIGURE 6.12: Contributions à la perte de flottabilité d'hiver (1er Décembre au 1er Mars) dans la zone de convection : total (B_L , noir), flux de flottabilité en surface (B_S , bleu), advection forcée (A_F , violet) et intrinsèque (A_{OIV} , rouge) de flottabilité. Le minimum, la moyenne et le maximum d'ensemble sont indiqués.

Herrmann et al. (2008), à savoir un ré-équilibrage du volume d'AW par les courants moyens. Des pertes de flottabilité plus intenses en surface augmentent le gradient de flottabilité entre les eaux en amont du Courant Nord, non-soumis au Mistral et à la Tramontane, et celles en aval, refroidies par ces vents. Cela augmente l'advection de flottabilité dans la zone de convection, ce qui compense partiellement l'anomalie de flux.

En conclusion, on a identifié en automne une intense advection forcée d' $IS(z_b)$ qui contribue à 44% de la déstratification, en accord avec les résultats de Estournel et al. (2016b), ce qui est cohérent avec l'hypothèse de ces auteurs sur le rôle des EBF sur le préconditionnement d'automne. Elle présente une variabilité interannuelle du même ordre que celle des flux de surface et du bilan net d' $IS(z_b)$ en automne, ce qui en fait aussi un élément clé de la variabilité interannuelle de la déstratification d'automne. On a une nouvelle fois montré que l'OIV a un impact secondaire sur le bilan d' $IS(z_b)$ à cette échelle spatio-temporelle. On a par ailleurs montré que la variabilité de l' $IS(z_b)$ du 1er Décembre est dominée par celle de l' $IS(z_b)$ du 1er Septembre, c'est donc le bilan de flottabilité avant l'automne qui détermine largement la variabilité du préconditionnement. Enfin, les variabilités interannuelles des flux de surface et de l'advection forcée d' $IS(z_b)$ s'opposent, ce qui invalide l'hypothèse de Estournel et al. (2016b) sur le rôle des EBF en termes de variabilité interannuelle de la déstratification d'automne. Les EBF n'ont pas été estimés dans cette étude, la question de leur rôle dans la convection en Méditerranée Nord-Occidentale reste donc toujours ouverte.

6.3. Impact de la méso-échelle sur la convection océanique et la circulation thermohaline

6.3.1. Outils numériques

Dans cette section, on utilise une simulation NEMOMED12 de référence de l'étude interannuelle de l'impact de l'OIV sur la convection, décrite dans la section précédente. Son état initial au 1-8-1979 provient de l'interpolation optimale de (Rixen et al., 2005), à laquelle on ajoute l'anomalie saisonnière du mois d'août déduite du cycle saisonnier moyen de MEDATLAS-II (MEDAR/MEDATLAS Group, 2002).

On la compare avec une simulation avec raffinement de maille AGRIF couplé ('two-way') à NEMOMED12, nommée NWMED36. Sa configuration numérique est identique hormis une valeur plus faible des coefficients de diffusion horizontale de moment (Kh_m) et de diffusion isoneutre des traceurs (Kh_t), comme décrit au Chapitre 2. Les valeurs passent respectivement de $Kh_m = -1.25 \cdot 10^{10} m^4/s$ et $Kh_t = 60 m^2/s$ dans NEMOMED12 à $Kh_m = -0.25 \cdot 10^9 m^4/s$ et $Kh_t = 30 m^2/s$ dans NWMED36. Ceci permet une résolution explicite des tourbillons de méso-échelle, et on a montré au Chapitre 5 que cela augmente d'un facteur 2.4 l'énergie cinétique turbulente (EKE) dans NWMED36 par rapport à NEMOMED12 et que cela diminue son biais de 73% sur la période 2012-2013.

En complément, on réalise une simulation NWMED36 avec AGRIF forcé par NEMOMED12 ('one-way') pour quantifier l'impact de la rétroaction de la méso-échelle vers le bassin Méditerranéen sur la convection profonde dans le bassin Liguro-Provençal. On nomme cette dernière simulation NWMED36-1w.

6.3.2. Impact moyen de la méso-échelle sur la convection profonde

On quantifie et on évalue dans un premier temps l'impact de la méso-échelle forcée (NW-MED36) et couplée (NWMED36-1w) avec la circulation de grande échelle Méditerranéenne sur la convection profonde sur la période 1980-2013. La Fig.6.13 représente le maximum annuel moyen de la MLD dans la simulation NWMED36 et son anomalie avec NEMOMED12. La simulation NWMED36 présente une zone climatologique de convection profonde avec $MLD > 500m$ au large du Golfe du Lion, centrée proche du point MEDOC, à ($42^\circ N, 4.7^\circ E$). Tout comme la simulation NEMOMED12, elle ne reproduit pas la convection en mer Ligure contrairement aux observations (Smith et al., 2008; Houpert et al., 2016), et au large du Golfe du Lion elle la sous-estime au Nord et elle la surestime au Sud. Par ailleurs, la convection est aussi sous-estimée à l'Est du patch convectif, mais ce biais peut être largement dû au nombre limité d'années observées puisque certaines années, le modèle parvient à reproduire la convection dans cette zone. La comparaison avec NEMOMED12 (Fig.6.13b) montre en moyenne une réduction de la MLD au large du Golfe du Lion. Cette réduction est significative ($p > 0.95$, test de Student bilatéral) à l'Est de la zone climatologique du patch convectif, entre $41.6 - 42.3^\circ N$ et $5 - 6^\circ E$, ce qui réduit le réalisme de la zone de convection. On observe aussi une réduction ($p > 0.95$) de la MLD au Sud-Est du patch convectif, centrée sur ($41.4^\circ N, 5.1^\circ E$), qui augmente le réalisme de la convection simulée. Enfin, la MLD est augmentée sur l'arc Nord-Ouest du patch convectif, mais cette augmentation n'est significative ($p > 0.95$) qu'à l'Ouest autour de ($41.9^\circ N, 4.9^\circ E$). Elle augmente le réalisme de la zone de convection au Nord-Ouest.

La réduction moyenne du patch convectif et les signaux au Sud-Est ($p > 0.95$) et au Nord ($p < 0.95$) ont été mis en évidence dans le Chapitre 5 sur le cas d'étude de 2012-2013, tandis que ceux à l'Est et à l'Ouest n'étaient pas présents dans ce cas d'étude. On confirme donc aux

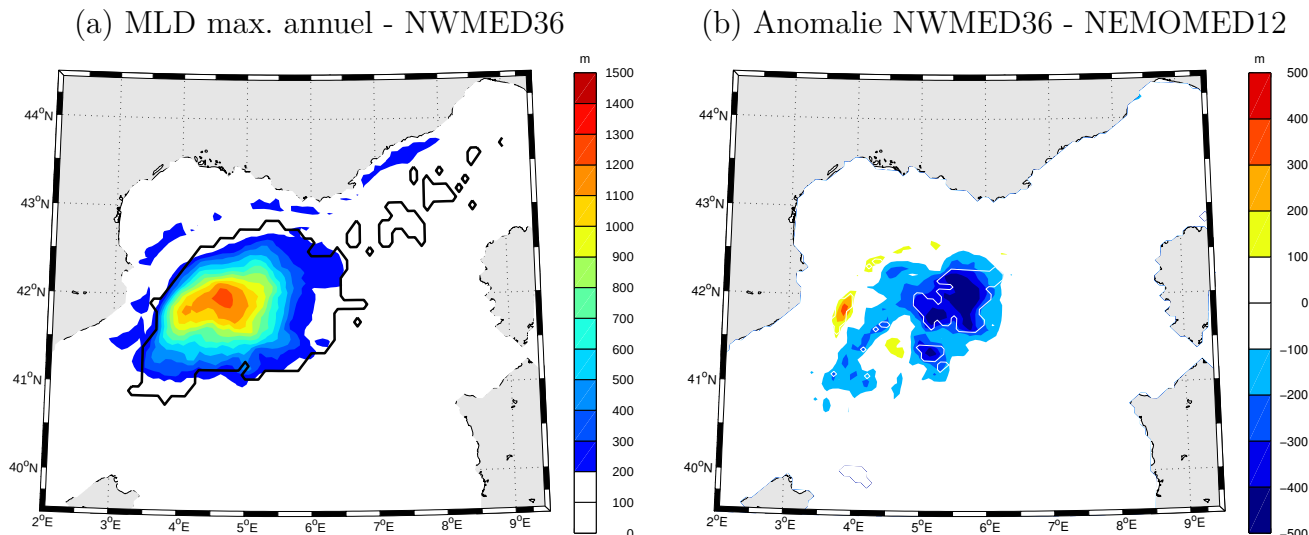


FIGURE 6.13: (a) *Maximum annuel moyen de la profondeur de la couche de mélange (MLD) sur la période 1980-2013 dans NWMED36. Le contour noir inclut les zones observées de convection pour les années 1987 ($SSS > 38.40\text{psu}$, Leaman et Schott (1991)), 1992 ($MLD > 1400\text{m}$, Schott et al. (1996)), 2009 à 2013 ($[Chl_A]_S < 0.15\text{mg/m}^3$ Houpert et al. (2016) et 2013 ($MLD > 1000\text{m}$, Waldman et al. (2017))* (b) *Idem en anomalie entre NWMED36 et NEMOMED12. Le contour blanc indique le niveau de significativité à 95% (test de Student bilatéral).*

échelles de temps multi-décennales le résultat principal du cas d'étude de 2012-2013, à savoir que la méso-échelle réduit l'extension spatiale de la convection. En revanche on trouve, comme cela avait été suggéré au Chapitre 5, que la géographie de cette réduction en 2012-2013 dépend de l'état initial et n'est donc pas la même en moyenne sur la période historique 1979-2013. Enfin, la méso-échelle augmente le réalisme de la convection sur l'année 2012-2013, alors que ce n'est pas le cas sur la période 1979-2013. Toutefois, le faible nombre d'années convectives observées peut expliquer cette perte apparente de réalisme liée à la méso-échelle, en particulier à l'Est de la zone de convection.

La Fig.6.14 représente le maximum spatio-temporel de MLD dans le bassin Liguro-Provençal entre 1980 et 2013 dans les observations (noir, Somot et al. (2016)), dans NEMOMED12 (bleu), NWMED36 (rouge) et NWMED36-1w (violet). Le nombre d'années convectives (avec $MLD > 1000\text{m}$) est réduit de 5 avec la méso-échelle couplée (NWMED36, $p > 0.95$) ou forcée (NWMED36-1w, $p < 0.95$) à la grande échelle par rapport à NEMOMED12. La fraction d'années convectives passe de 71% dans NEMOMED12 à 56% dans NWMED36 et NWMED36-1w, ce qui est en meilleur accord avec les observations (52%). La variabilité temporelle est elle aussi plus réaliste dans les deux cas, puisque sa corrélation avec les observations passe de 0.42 dans NEMOMED12 à resp. 0.49 et 0.48 dans NWMED36 et NWMED36-1w. Bien que la méso-échelle diminue en moyenne la MLD, la variabilité interannuelle de cette réponse est grande puisque certaines années, la méso-échelle augmente marginalement ($< 100\text{m}$, 1985, 1987, 1993, 2013) ou fortement ($> 1000\text{m}$, 2006) la MLD. Cela signifie que sur plusieurs années, le signal moyen de diminution de la convection par la méso-échelle est masqué par un signal à plus haute fréquence. A l'inverse, sur les années 1982, 1983, 1986, 1991, 2001 et 2002, le signal de diminution de la convection est fortement augmenté. Enfin, les simulations NWMED36 et NWMED36-1w ne sont pas significativement différentes ($p < 0.95$), ce qui montre que la rétroaction de la méso-échelle vers la grande échelle en Méditerranée n'a pas d'impact sur la convection profonde

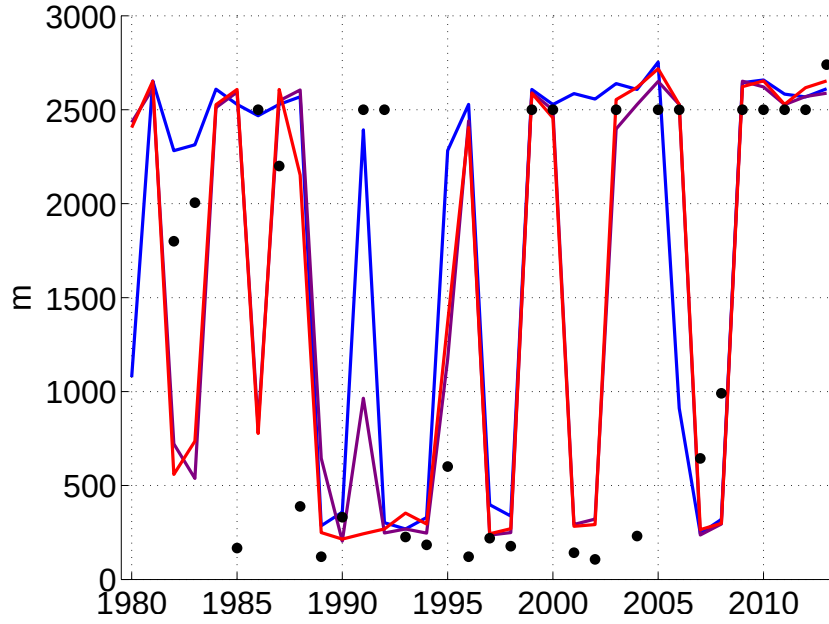


FIGURE 6.14: *Profondeur maximale de la couche de mélange observée (noir) et modélisée par NEMOMED12 (bleu), NWMED36 (rouge) et NWMED36-1w (violet) sur le bassin Liguro-Provençal et entre 1980 et 2013.*

dans le bassin Liguro-Provençal. Ce résultat valide l'usage de modèles à aire limitée et forcés aux bords en Méditerranée Nord-Occidentale pour étudier la convection profonde de ce bassin aux échelles de temps multi-décennales.

La Fig.6.15 représente l'aire (A_{MLD}) et le volume (V_{MLD}) maximum annuels de convection dans les observations (noir, Somot et al. (2016)), dans NEMOMED12 (bleu), NWMED36 (rouge) et NWMED36-1w (violet). Les trois simulations représentent correctement A_{MLD} et sa variabilité sur la période 2010-2013, en revanche la méso-échelle couplée (NWMED36) et forcée (NWMED36-1w) par la grande échelle induit une sous-estimation de A_{MLD} en 2009. En moyenne sur la période 1980-2013, A_{MLD} et V_{MLD} sont significativement ($p > 0.95$, test de Student bilatéral) réduits entre NEMOMED12 ($A_{MLD} = 8400 km^2$ et $V_{MLD} = 1.8 \cdot 10^{13} m^3$) et les deux simulations 'eddy-resolving' NWMED36 ($A_{MLD} = 6800 km^2$ et $V_{MLD} = 1.4 \cdot 10^{13} m^3$) et NWMED36-1w ($A_{MLD} = 6500 km^2$ et $V_{MLD} = 1.3 \cdot 10^{13} m^3$). La variabilité interannuelle de la convection est aussi réduite avec méso-échelle puisqu'elle passe de resp. $\sigma(A_{MLD}) = 8500 km^2$ et $\sigma(V_{MLD}) = 1.9 \cdot 10^{13} m^3$ avec NEMOMED12 à $\sigma(A_{MLD}) = 8300 km^2$ et $\sigma(V_{MLD}) = 1.8 \cdot 10^{13} m^3$ avec NWMED36 et $\sigma(A_{MLD}) = 8200 km^2$ et $\sigma(V_{MLD}) = 1.7 \cdot 10^{13} m^3$ avec NWMED36-1w. On constate comme pour la MLD que le signal moyen de réduction de la convection par la méso-échelle n'est pas valable pour plusieurs années où la convection est intensifiée (1981, 2006, 2012 et 2013) et qu'il est fortement amplifié sur d'autres années (1982, 1983, 1986, 1991, 2001 et 2002). Ainsi, le signal de réduction de A_{MLD} et V_{MLD} par la méso-échelle ne devient significatif ($p > 0.95$) que resp. en 1997 et en 2002 dans NWMED36. Cela signifie qu'il n'émerge que d'une série multi-décennale et qu'un minimum de 18 à 23 ans de simulations sont nécessaires pour le détecter. Cela peut être lié au fait que l'effet moyen de la méso-échelle est faible lors des premières années de simulations, puis que la décennie 1990 est peu convective. Enfin, tout comme la MLD, les différences de A_{MLD} et V_{MLD} ne sont pas significatives entre NWMED36 et NWMED36-1w.

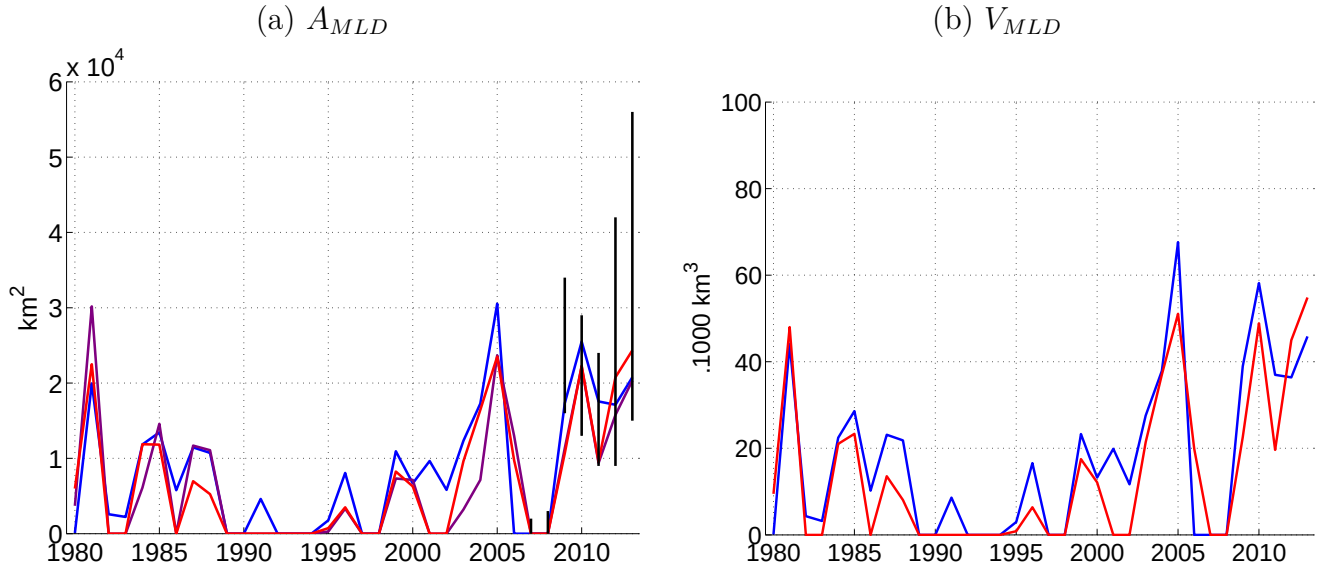


FIGURE 6.15: (a) Maximum annuel de l'aire du patch convectif A_{MLD} (km^2) observée (intervalles noirs) et modélisée par NEMOMED12 (bleu), NWMED36 (rouge) et NWMED36-1w (violet) entre 1980 et 2013. (b) Idem pour le volume du patch convectif V_{MLD} (m^3) modélisé.

La Fig.6.16 montre l'évolution des propriétés et du volume des WMDW dans les observations (noir, Somot et al. (2016)) et dans les simulations NEMOMED12 (bleu), NWMED36 (rouge) et NWMED36-1w (violet). La méso-échelle couplée (NWMED36) ou forcée (NWMED36-1w) par la grande échelle réduit en moyenne la salinité, la température, la densité et le volume des WMDW, ce qui est cohérent avec une réduction moyenne de la convection en Méditerranée Nord-Occidentale par la méso-échelle. Toutefois, le signal est faible ($< 0.01^\circ\text{C}$, $< 0.005\text{psu}$, $< 0.005\text{kg}/\text{m}^3$ et $< 10^{13}\text{m}^3$) jusqu'en 2005 à l'exception de l'année 1985. En effet, on a montré qu'il n'émerge significativement ($p > 0.95$) qu'après 18 à 23 ans de simulations. A partir de 2005, une anomalie peu salée, froide, peu dense et de faible volume des WMDW se développe dans les deux simulations 'eddy-resolving' en comparaison de NEMOMED12. En 2012, elle atteint -0.04°C , -0.02psu , $-0.005\text{kg}/\text{m}^3$ et $-3 \cdot 10^{13}\text{m}^3$. Cela augmente le biais du modèle qui sous-estime la tendance observée au réchauffement, à la salinisation, à la densification et à l'augmentation du volume des WMDW. Cette tendance linéaire n'est significative ($p > 0.95$) dans NWMED36 et NWMED36-1w que pour la température, la salinité et le volume d'eaux denses, contrairement à NEMOMED12 où elle l'est aussi pour la densité. Ce résultat est cohérent avec l'effet moyen de diminution de la convection par la méso-échelle, qui diminue la propagation du signal de réchauffement et salinisation vers les WMDW. Enfin, on n'observe pas de différence significative ($p < 0.95$) entre NWMED36 et NWMED36-1w dans les propriétés des WMDW.

En conclusion, on a montré que la méso-échelle diminue en moyenne l'intensité et la fréquence d'occurrence de la convection. Le patch convectif est réduit à l'Est et marginalement étendu à l'Ouest de l'aire climatologique de convection au large du Golfe du Lion. En conséquence, la tendance historique au réchauffement, à la salinisation et à l'augmentation du volume des masses d'eau est réduite et la tendance à leur densification est annulée. On a aussi mis en évidence une forte variabilité interannuelle de l'impact de la méso-échelle sur la convection, avec certaines années un signal d'augmentation, de telle sorte que l'effet moyen de réduction de la convection n'est détecté qu'après 18 à 23 ans de simulation. Le réalisme de la convection est augmenté concernant la variabilité interannuelle de la convection et l'étendue du patch

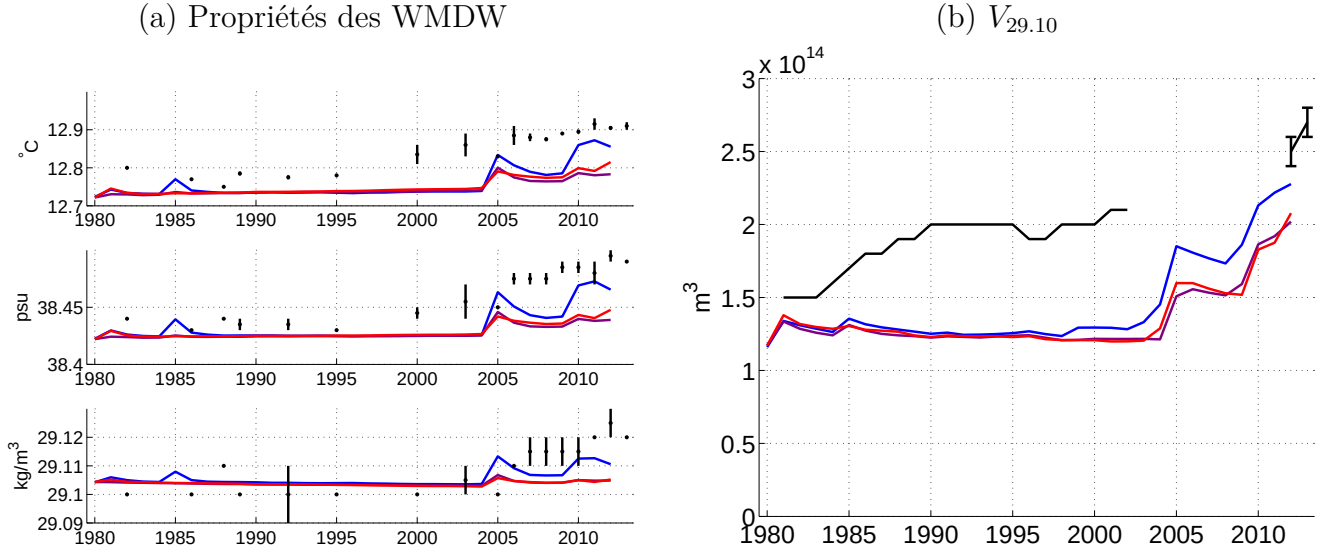


FIGURE 6.16: (a) *Hydrologie des WMDW observée (noir, Somot et al. (2016)), dans NEMO-MED12 (bleu), NWMED36 (rouge) et NWMED36-1w (violet) de 1980 à 2013 : température, salinité et densité potentielle. (b) Idem pour l'évolution du volume d'eaux denses $V_{29.10}$.*

convectif à l'Ouest, mais il est réduit en termes d'aire du patch convectif, de son étendue à l'Est, des propriétés et du volume des WMDW. On ne peut donc pas conclure, contrairement à l'étude de cas de 2012-2013 du Chapitre 5, à une amélioration de la représentation de la convection en moyenne sur 1979-2013 liée à la méso-échelle. Enfin, on a montré que la rétroaction de la méso-échelle sur la grande échelle en Méditerranée n'impacte pas la convection dans le bassin Liguro-Provençal, ce qui valide l'usage de modèles à aire limitée en Méditerranée Nord-Occidentale pour étudier la convection profonde aux échelles de temps multi-décennales.

6.3.3. Origines de l'impact de la méso-échelle sur la convection

6.3.3.1 Circulation

On a montré que la méso-échelle impacte l'intensité et la structure spatiale moyenne de la convection dans le bassin Liguro-Provençal, avec une forte variabilité interannuelle. On cherche maintenant à interpréter son origine physique. Pour cela, on suit la méthodologie du Chapitre 5 en étudiant l'impact de la méso-échelle sur la circulation des AW, sur la stratification moyenne et sa variabilité et sur les transformations des masses d'eau.

La Fig.6.17 représente les courants moyens à 50m dans NWMED36 et leur anomalie par rapport à NEMOMED12. On a montré dans le Chapitre 4 que les AW dominent la stratification du bassin Liguro-Provençal, or elles sont advectées par des courants de bord intensifiés en surface et par le Front Nord-Baléare (NBF). La Fig.6.17a permet donc de déduire la localisation des AW. On observe la présence de courants de bord au large de la Corse et de Minorque avec $|\mathbf{u}_{50}| = 20\text{cm/s}$ et du Courant Nord avec $|\mathbf{u}_{50}| = 30\text{cm/s}$. Au large, on note la présence du NBF qui méandré du Nord de Minorque ($41^\circ\text{N}, 4.5^\circ\text{E}$) à l'Ouest de la Corse ($42.8^\circ\text{N}, 8^\circ\text{E}$), avec $|\mathbf{u}_{50}| = 5 - 10\text{cm/s}$. Le méandre stationnaire à l'Ouest du NBF centré sur ($41^\circ\text{N}, 4.5^\circ\text{E}$) a été identifié dans le Chapitre 5, et on a montré qu'il inhibe la convection sur le cas d'étude de 2012-2013. En mer des Baléares, une circulation anticyclonique est présente en moyenne. Cette circulation irréaliste (Hamon et al., 2016) peut causer une advection d'AW peu salées et contribuer à expliquer le biais peu salé des WMDW (Fig.6.16). Cette structure n'est pas

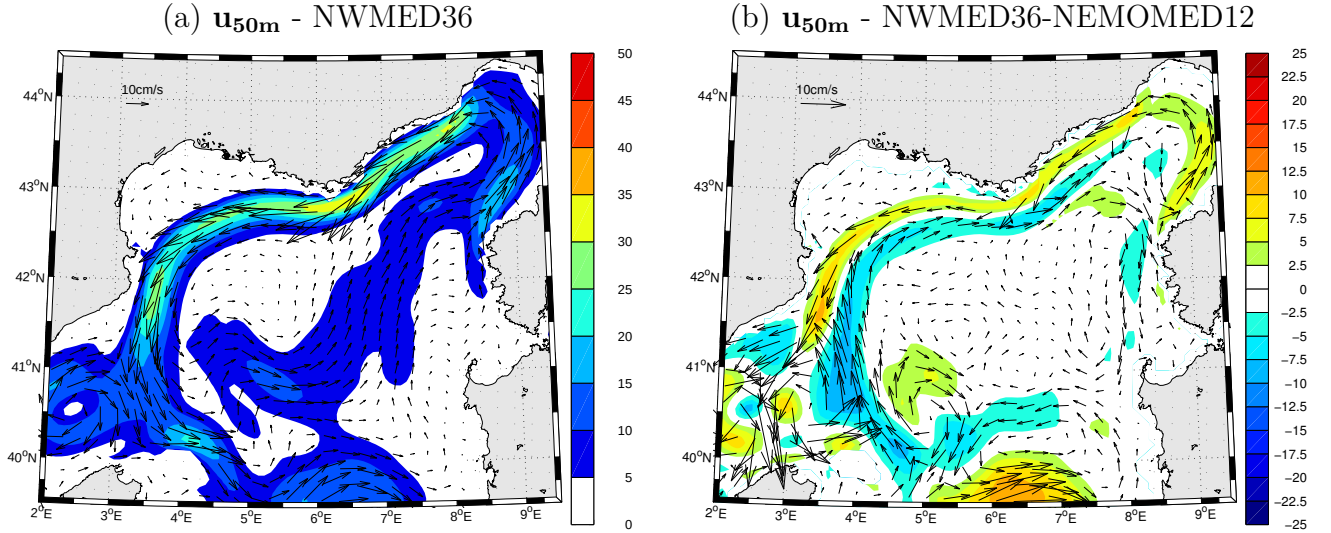


FIGURE 6.17: (a) Courants moyens à 50m ($\mathbf{u}_{50}$, cm/s) et leur module ($|\mathbf{u}_{50}|$) dans NW-MED36 sur la période du 1er Aout 1979 au 30 Juin 2013. (b) Idem, en anomalie NW-MED36-NEMOMED12 ($p > 0.95$, test de Student bilatéral).

présente dans les simulations du cas d'étude 2012-2013, ce qui peut être dû à la condition aux limites latérales du moment qui diffère où à une mise en place aux échelles interannuelles de cet anticyclone. Enfin, à la frontière Sud du bassin Liguro-Provençal, une circulation anticyclonique est visible, qui est cohérente avec la formation d'anticyclones semi-stationnaires au Nord du bassin Algérien (Millot, 1999b).

Les anomalies de circulations à 50m de NW-MED36 par rapport à NEMOMED12 (Fig.6.17b, $p > 0.95$, test de Student bilatéral) présentent de nombreuses similitudes avec celles identifiées dans le cas d'étude de 2012-2013 du Chapitre 5. On constate un affaiblissement de la partie hauturière des courants de bord au large de la Corse, de la Sardaigne, de la mer Ligure et le long du courant Nord. Il s'accompagne d'une intensification le long de la côte en mer Ligure et le long du Courant Nord. On constate aussi une anomalie le long du méandre à l'Ouest du NBF, qui est fortement affaibli dans NEMOMED12, où le NBF est localisé plus au Sud autour de $40.5^\circ N$. Comme argumenté dans le Chapitre 5, ces deux structures sont susceptibles de favoriser la convection à proximité du Courant Nord et de l'inhiber sur le méandre Ouest du NBF dans NW-MED36. Toutefois, le premier effet est faible et le second non-significatif sur la moyenne climatologique du patch convectif (Fig.6.13b), ils n'expliquent donc que partiellement l'effet de la méso-échelle sur la convection. Le repositionnement du courant de bord vers la côte en mer Ligure peut favoriser la convection dans cette région et corriger l'un des biais de NEMOMED12, cependant NW-MED36 ne simule pas non plus de convection profonde en mer Ligure. En mer des Baléares, la circulation anticyclonique est affaiblie dans NW-MED36, ce qui est en meilleur accord avec les observations (Hamon et al., 2016) et peut diminuer la stratification dans cette région.

6.3.3.2 Bilans de flottabilité

On a montré que la méso-échelle modifie la circulation des AW : les courants de bord sont plus proches de la côte, un méandre stationnaire est présent à l'Ouest du NBF et la circulation anticyclonique est affaiblie en mer des Baléares. La Fig.6.18 représente l' $IS(z_b)$

moyen de NWMED36, son anomalie par rapport à NEMOMED12 et les contributions des flux de flottabilité en surface B_S et de l'advection latérale totale de flottabilité A_T à cette anomalie. L' $IS(z_b)$ moyen présente une structure spatiale similaire au cas d'étude de 2012-2013 du Chapitre 5. Un gradient Nord-Sud est présent entre des valeurs faibles ($< 1.2m^2/s^2$) dans la zone de convection centrée au point MEDOC ($42^\circ N, 5^\circ E$) et en mer Ligure et des valeurs élevées ($> 2m^2/s^2$) au Sud du bassin. La stratification atteint un maximum local le long des courants de bord au large de la Corse, la Sardaigne, en mer Ligure et du Courant Nord ($1.5 - 2m^2/s^2$). Elle est très faible sur les zones de plateau ($< 0.4m^2/s^2$) en raison de la faible bathymétrie. Enfin, l' $IS(z_b)$ est élevé ($> 2m^2/s^2$) en Mer des Baléares, ce qui diffère du cas d'étude de 2012-2013. Ce résultat est cohérent avec la circulation anticyclonique de NWMED36.

Les anomalies d' $IS(z_b)$ entre NWMED36 et NEMOMED12 (Fig.6.18b) présentent elles aussi des similitudes avec les résultats du Chapitre 5 portant sur le cas d'étude 2012-2013. Une anomalie négative de stratification ($p > 0.95$, test de Student bilatéral) est visible au large du Courant Nord, et des courants de bord de mer Ligure et de Minorque. On a argumenté dans le Chapitre 5 que l'épaisseur de la couche d'AW est réduite dans les zones où les courants de bord sont affaiblis, ce qui explique cette déstratification. Toutefois, contrairement à l'étude de cas de 2012-2013, cette anomalie n'est pas significative au large de la Corse. En mer Ligure, cette anomalie favorise le préconditionnement océanique et pourrait contribuer à corriger la sous-estimation de la convection dans NEMOMED12, mais la convection profonde n'a pas non plus lieu en mer Ligure dans NWMED36. Au Sud de la zone de convection, une anomalie positive ($p > 0.95$, test de Student bilatéral) est présente, en accord avec la présence du méandre Ouest du NBF documenté dans l'étude de cas 2012-2013. En Mer des Baléares, une forte anomalie négative d' $IS(z_b)$ ($< -0.5m^2/s^2$) est présente, qui est en accord avec l'affaiblissement de la circulation anticyclonique par la méso-échelle. Elle impacte fortement l'Ouest de la zone de convection et est cohérente avec l'intensification de la convection par la méso-échelle. Enfin, à l'Est de la zone de convection, une anomalie positive de faible amplitude ($< 0.15m^2/s^2$) est présente. Dans la principale zone impactée par une réduction de la profondeur du patch convectif (Fig.6.13b), l'anomalie est non-significative ou faible ($< 0.1m^2/s^2$). Elle n'est associée à aucune anomalie de circulation à 50m (Fig.6.17b) et n'est pas présente en moyenne dans le cas d'étude de 2012-2013. Il peut s'agir d'un effet moyen de restratification par les tourbillons transitoires, bien que celui-ci reste à documenter.

L'analyse des contributions de B_S (Fig.6.18c) et A_F (Fig.6.18d) à ce bilan révèle que c'est l'advection latérale qui pilote la structure spatiale des anomalies d' $IS(z_b)$. Elle explique les anomalies peu stratifiées des mers Ligures et des Baléares et en partie celle au large du Courant Nord. Elle explique aussi l'anomalie stratifiée au Sud et à l'Est de la zone de convection. Sa valeur est typiquement d'un ordre de grandeur plus élevée que les anomalies d' $IS(z_b)$. En effet, elle est largement compensée par B_S qui est lui aussi typiquement supérieur d'un ordre de grandeur, mais de signe opposé, aux anomalies d' $IS(z_b)$. Cela signifie que la méso-échelle modifie l'advection de flottabilité, qui explique les anomalies d' $IS(z_b)$ moyen et donc en partie de convection. Celles-ci ont une signature en SST suffisante pour que l'effet du couplage air-mer, paramétré par un rappel Newtonien en SST de $-40W/m^2/K$, réduise d'un ordre de grandeur les anomalies finales d' $IS(z_b)$. La rétroaction négative du couplage air-mer sur les anomalies de SST liées à la méso-échelle a été identifiée en configuration 'eddy-resolving' couplée globale (Griffies et al., 2015). En Méditerranée, seule une configuration couplée permettra de conclure quantitativement sur cette rétroaction, bien qu'il soit probable qu'on obtienne qualitativement les mêmes résultats.

On a identifié une restratification à l'Est de la zone de convection qui domine l'effet de

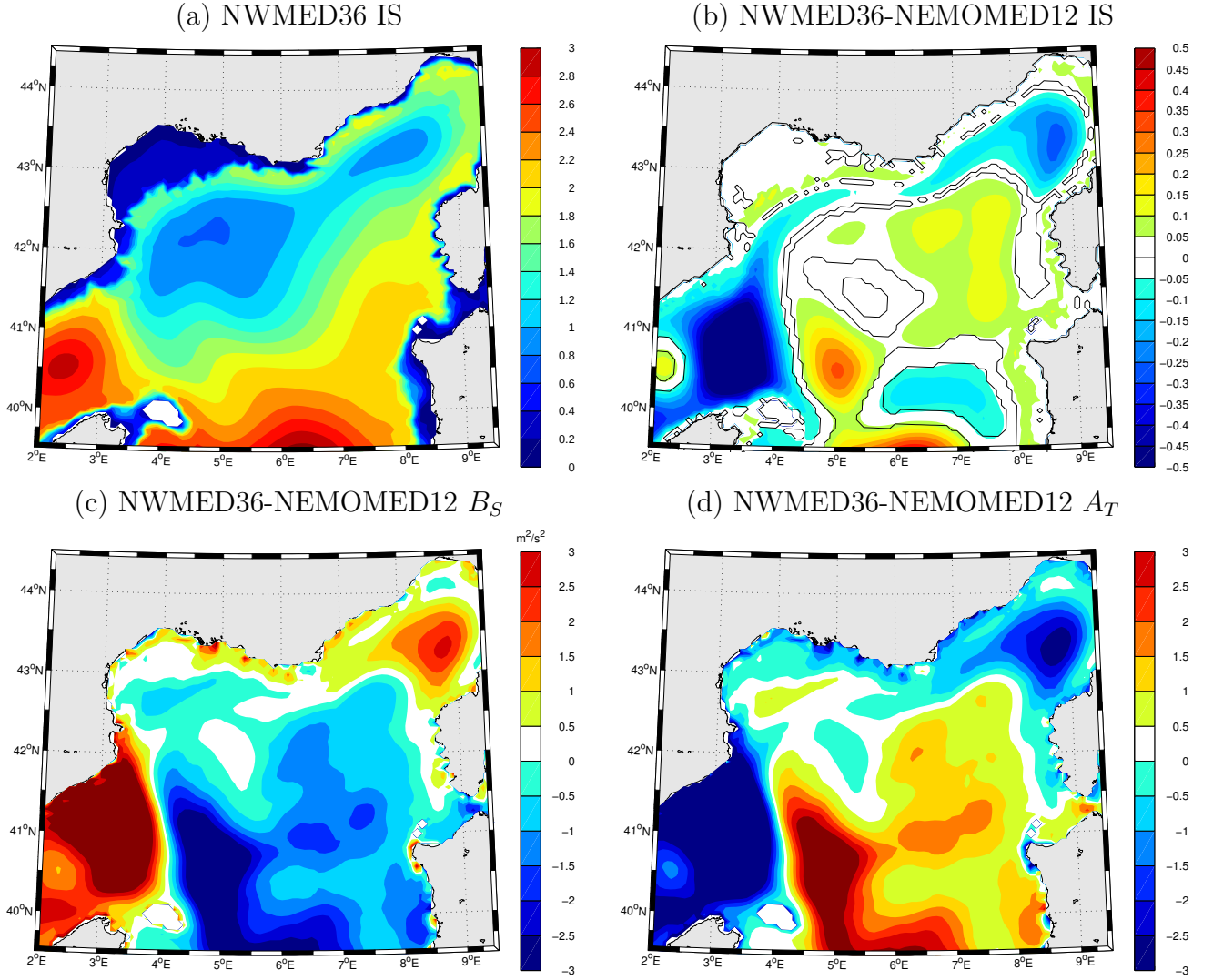


FIGURE 6.18: (a) Indice de Stratification au fond ($IS(z_b)$) moyen dans NW MED36 du 1er Aout 1979 au 30 Juin 2013, (b) anomalie par rapport à NEMOMED12, (c) contribution du flux de flottabilité en surface B_S et (d) contribution de l'advection latérale A_T à cette anomalie. Dans (b-d), le rectangle noir indique la zone de convection et le contour noir indique le niveau de significativité à 95% (test de Student bilatéral).

la méso-échelle sur le patch convectif. Or elle n'est pas significative ou faible $< 0.1m^2/s^2$ en moyenne dans la zone de réduction du patch convectif avec la méso-échelle. Cela suggère que la variabilité des anomalies d' $IS(z_b)$ peut impacter la convection moyenne sur la période 1979-2013. La Fig.6.19 représente la série temporelle des anomalies d' $IS(z_b)$ entre NWMED36 et NEMOMED12 dans le bassin Liguro- Provençal (zone NWMed, $lon < 9^\circ E$, $lat > 40^\circ N$) et dans la zone de convection (zone DWF, $3.5 - 6.5^\circ E$, $41 - 42.5^\circ N$). La zone DWF englobe toutes les régions impactées par la convection profonde dans NEMOMED12 ou NWMED36. L'anomalie d' $IS(z_b)$ est de moyenne négative dans les deux régions ($p > 0.95$ uniquement dans le NWMed) car elle est dominée par l'anomalie peu stratifiée en mer des Baléares. Toutefois, une forte variabilité haute fréquence est présente dans les deux régions, sans signal saisonnier robuste ($p < 0.95$). Par conséquent, l'anomalie d' $IS(z_b)$ est positive sur resp. 32% et 53% de la période dans les zones NWMed et DWF. On note par ailleurs une large variabilité de haute fréquence de cette anomalie dans les deux zones, en particulier en 1981-1982, 1989, 1991-1993 et 2005-2009.

Dans les deux régions, cette variabilité est expliquée principalement par celle de A_F , avec resp. 65% et 21% de variance expliquée. B_F est fortement anti-corrélé en moyenne à A_F (resp. -0.78 et -0.60) c'est donc un rappel négatif qui atténue l'effet de la méso-échelle sur l' $IS(z_b)$. Sa corrélation à A_F est maximale (resp. -0.82 et -0.68) à lags resp. de 7 et 9 mois. Ce résultat donne un temps caractéristique de réponse des flux air-mer aux anomalies de flottabilité induites par la méso-échelle de typiquement 6 mois à 1 an. Il n'y a pas d'effet moyen de restratification par A_F dans le bassin Liguro-Provençal, en revanche c'est le cas dans la zone de convection. Par conséquent, on a détecté un effet de restratification en zone de convection par la méso-échelle, mais l'effet du couplage sur les flux le compense de telle sorte qu'en moyenne, aucune différence significative d' $IS(z_b)$ ne s'y dégage.

Ce résultat diffère des prédictions théoriques (Marshall et Schott, 1999) et de simulations idéalisées (Madec et al., 1991) qui prévoient un effet moyen de restratification par les tourbillons transitoires. Par ailleurs, plusieurs zones présentent un effet moyen de réduction ou d'augmentation de l' $IS(z_b)$ liée à la méso-échelle, mais on les associe pour la plupart à une modification de la circulation stationnaire plutôt que transitoire. Enfin, une large variabilité de haute fréquence de l'effet de la méso-échelle sur l'advection de flottabilité est présente et est susceptible de largement impacter la convection aux échelles de temps climatiques. En particulier, la moitié Sud de la zone de réduction de convection à l'Est du patch convectif ($5-6^\circ E$, $41.5-41.9^\circ N$, Fig.6.13b) ne présente pas d'anomalie moyenne significative de flottabilité, ce qui suggère qu'elle est liée à l'effet à haute fréquence de la méso-échelle sur l' $IS(z_b)$. La question de son origine reste ouverte, et l'OIV pourrait expliquer une fraction de cet effet.

6.3.3.3 *Rétroaction des flux air-mer*

On a vu que l'effet du couplage sur les flux de chaleur en surface compense typiquement 90% de l'impact de la méso-échelle sur le bilan de flottabilité aux échelles climatiques. Ce n'est pas le cas dans sur la période 2012-2013 analysée au Chapitre 5 en raison du faible temps d'intégration. La Fig.6.20 documente les anomalies moyennes de SST et de flux net de chaleur en surface entre NWMED36 et NEMOMED12 sur la période 1979-2013. Ces deux termes sont proportionnels puisqu'on applique un rappel Newtonien en SST de $-40W/m^2/K$ au flux de chaleur en surface. Ils sont aussi proportionnels à B_S par définition (Fig.6.18c), leur structure spatiale correspond donc largement à la réponse des flux à l'advection latérale de flottabilité par la méso-échelle. L'anomalie de SST est maximale en mer des Baléares où elle atteint $-0.5^\circ C$ et est compensée par une anomalie de flux de chaleur de $+20W/m^2$ ($p > 0.95$,

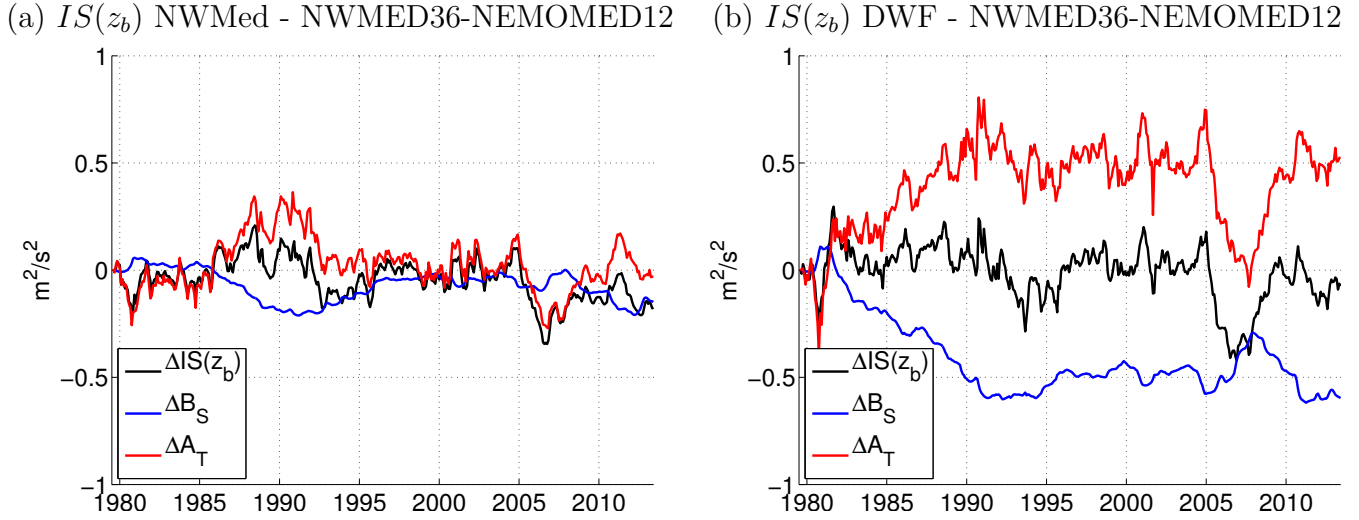


FIGURE 6.19: Série mensuelle de l'anomalie d'Indice de Stratification au fond ($\Delta IS(z_b)$, noir) de NWMED36 par rapport à NEMOMED12 et des contributions des flux de flottabilité en surface (B_S , bleu) et de l'advection latérale (A_T , rouge) (a) dans le bassin Liguro-Provençal (NWMed, $lon < 9^\circ E$, $lat > 40^\circ N$) et (b) dans la zone de convection (DWF, $3.5 - 6.5^\circ E$, $41 - 42.5^\circ N$).

test de Student bilatéral). On a aussi une anomalie froide en mer Ligure de $-0.25^\circ C$ avec une anomalie de flux de $+10 W/m^2$ ($p > 0.95$). Au niveau du méandre Ouest du NBF, l'anomalie chaude atteint $+0.3^\circ C$ avec une anomalie de flux de $-12 W/m^2$ ($p > 0.95$). Enfin, à l'Est de la zone de convection et à proximité du bassin Algérien, une faible anomalie chaude ($\sim 0.1^\circ C$) est visible, compensée par une anomalie de flux de $\sim -5 W/m^2$ ($p > 0.95$). On en conclut que la méso-échelle est susceptible d'impacter les flux air-mer donc le climat côtier voire régional en modifiant la circulation stationnaire, ce qui crée des anomalies de SST. En moyenne dans le bassin Liguro-Provençal, l'anomalie de flux de chaleur est positive et dominée par le signal en mer des Baléares, ce qui contredit des résultats à l'échelle globale montrant un chauffage de la surface par la méso-échelle (Griffies et al., 2015).

6.3.3.4 Evolution des masses d'eau

On a documenté l'effet de la méso-échelle sur la circulation et le bilan de flottabilité du bassin Liguro-Provençal. On s'intéresse maintenant aux propriétés hydrologiques des principales masses d'eau en zone de convection. La Fig.6.21 présente un diagramme de Hovmoeller sur la période 1980-2012 du profil hydrologique moyen dans la zone DWF ($3.5 - 6.5^\circ E$, $41 - 42.5^\circ N$) dans NWMED36 et son anomalie par rapport à NEMOMED12. On identifie les trois principales masses d'eau du bassin : les AW de propriétés ($S < 38.4 psu$, $\theta > 14^\circ C$, $\sigma_0 < 29 kg/m^3$) sur la couche 0-200m, les LIW de propriétés ($S > 38.50 psu$, $\theta > 13^\circ C$, $\sigma_0 = 29.05 - 29.10 kg/m^3$) sur la couche 300-800m et les WMDW de propriétés ($S = 38.42 - 38.50 psu$, $\theta = 12.7 - 13^\circ C$, $\sigma_0 = 29.10 - 29.12 kg/m^3$) sous 1000m de profondeur.

Sur la période historique, les LIW connaissent une tendance au réchauffement (Fig.6.21a) et à la salinisation (Fig.6.21c) à densité constante (Fig. 6.21e). Ainsi, elles passent de ($38.6 psu$, $13.5^\circ C$) à 500m en 1980 à une moyenne de ($38.65 psu$, $13.8^\circ C$) dans les années 2000. Cette tendance a lieu principalement sur la période 1979-1991, puis les propriétés des LIW se stabilisent. On note une forte diminution transitoire de salinité et température lors des événements convec-

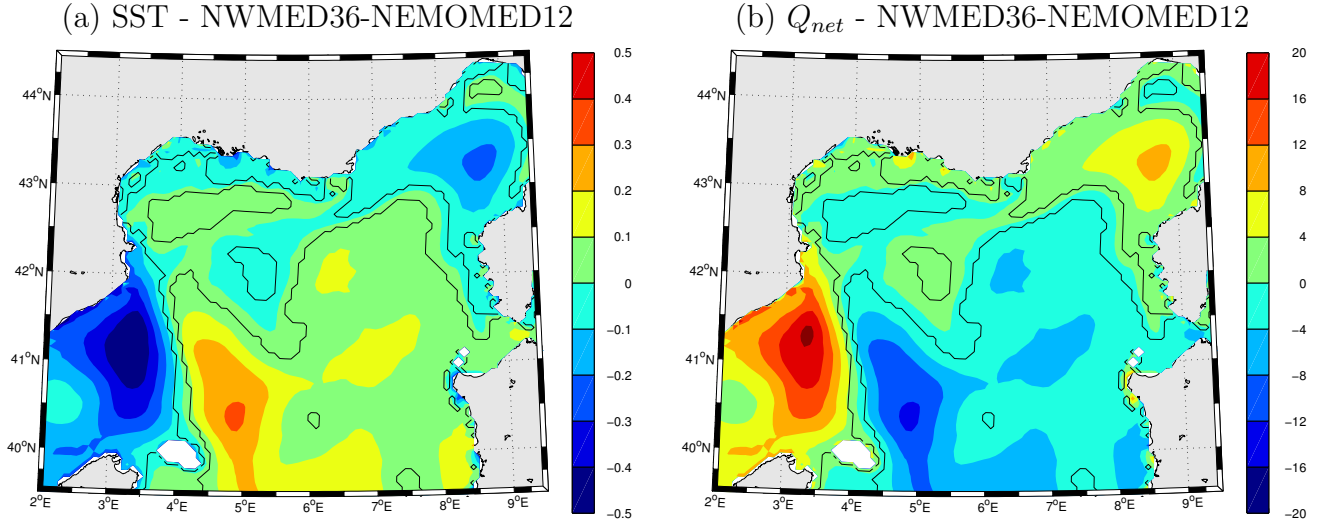


FIGURE 6.20: Anomalie moyenne de température de (a) surface de la mer (SST, K) et (b) flux net de chaleur en surface (Q_{net} , W/m^2) de NWMED36 par rapport à NEMOMED12 sur la période 1980-2012.

tifs intenses de NWMED36 en 1981, 2005, 2010 et 2012. Elle est liée à l'érosion de la couche de LIW par mélange vertical intense lors du phénomène de convection profonde. Toutefois la tendance est robuste ($p > 0.95$) sur la période 1979-2013. Celle-ci peut provenir d'un mécanisme de Transition Ouest-Méditerranéenne de charge en sel et en chaleur des LIW en réponse à la Transition Est-Méditerranéenne des années 1990 (Schröder et al., 2006), ou du mécanisme de recharge de la couche de LIW lors des années non-convectives comme suggéré par Herrmann et al. (2010). En effet, les LIW sont créées dans le bassin Levantin, en Méditerranée Orientale, et elles sont détruites en Méditerranée Nord-Occidentale par le phénomène de convection profonde. Le mécanisme de Transition Ouest-Méditerranéenne suppose que le signal est liée à une modification des propriétés des LIW à leur lieu de formation, tandis que le mécanisme de recharge suppose qu'en l'absence de convection profonde pendant plusieurs années, les LIW de Méditerranée Nord-Occidentale se rechargent progressivement en sel et en chaleur. Les WMDW subissent une densification lors des principaux événements convectifs : 1981, 2005, 2010 et 2012. Sur le reste de la période, leur densité est lentement réduite par diffusion verticale. En termes de propriétés hydrologiques, les principaux épisodes convectifs sont associés à une anomalie chaude et salée des WMDW, qui peut être interprétée comme un export de sel de la couche de LIW vers les WMDW. On a noté dans la Fig.6.16a que NWMED36 reproduit cette tendance historique, principalement à partir de 2005, mais qu'elle est sous-estimée.

Les deux principaux signaux d'évolution des masses d'eau dans la zone de convection sont donc une recharge en sel et en chaleur de la LIW sur la période 1979-1991 et une densification, salinisation et un réchauffement des WMDW à partir de 2005. Ces deux tendances sont significativement ($p > 0.95$) différentes à NEMOMED12 : la tendance à la salinisation et au réchauffement des eaux intermédiaires n'est pas significative dans NEMOMED12 ($p < 0.95$, Fig.6.21b,d) alors que celle à la densification, à la salinisation et au réchauffement des WMDW à partir de 2005 est plus intense d'un facteur ~ 2 , en accord avec la Fig.6.16a. L'effet de la méso-échelle sur la tendance des LIW se développe dès les premières années de simulation alors que la convection n'est pas significativement différente ($p < 0.95$, Fig.6.15). On en déduit qu'il est lié à une augmentation de l'advection latérale de sel et de chaleur aux couches intermédiaires.

Le second effet se met en place à partir de 2005, lorsque la convection devient significativement ($p > 0.95$) inhibée par la méso-échelle. Il est cohérent avec une réduction de l'intensité du phénomène de convection. On remarque que malgré l'accumulation de chaleur aux couches intermédiaires dans NWMED36, les WMDW se salent et chauffent moins à partir de 2005 que dans NEMOMED12. Or, à intensité de la convection constante, l'anomalie de sel et de chaleur des LIW se serait propagée dans la couche de WMDW lors de la convection profonde. On en déduit que l'effet de réduction de la convection domine sur l'anomalie chaude et salée des LIW et explique la réduction de la tendance des WMDW. En revanche, suite à l'événement de 2005, on constate une anomalie chaude des AW qui peut être liée à l'export de l'anomalie des LIW vers la surface par une convection intermédiaire. Cette anomalie peut aussi avoir une origine superficielle, puisqu'on constate une forte variabilité interannuelle de l'effet de la méso-échelle sur les AW. Ce résultat est cohérent avec ceux obtenus pour l' $IS(z_b)$ (Fig.6.19b).

6.3.3.5 Diagnostic de transformation des masses d'eau

On a identifié sur la période historique deux effets principaux de la méso-échelle sur les transformations des masses d'eau : une tendance à l'augmentation du contenu en sel et en chaleur des LIW principalement sur la période 1979-1991, et une sous-estimation de la tendance à la densification, salinisation et réchauffement des WMDW sur la période 2004-2013. On s'intéresse maintenant à déterminer les sources de ces tendances à partir d'un diagnostic de transformations des masses d'eau (Walin, 1977). On reprend l'analyse développée sur le cas d'étude de 2012-2013 au Chapitre 5 et inspirée de Herrmann et al. (2008) en diagnostiquant les transformations de volume des masses d'eau en fonction de σ_0 et S . On décompose la tendance du volume d'eaux denses V_{dens} (resp. du volume d'eaux salées V_S) dans le bassin Liguro-Provençal en un terme de transformation en surface Su , un terme de transport latéral aux frontières du bassin T et un terme de mélange interne M . Su est déduit en convertissant le flux de masse (resp. d'eau) en un flux de volume diapycnal (resp. dia-halin). T est déduit du bilan des eaux entrantes et sortantes à travers les trois principales sections du bassin Liguro-Provençal : Catalogne - Minorque, Minorque-Sardaigne et Corse-Ligure. Enfin, M est déduit comme le résidu $M = V - Su - T$.

La Fig.6.22 représente le bilan intégré de transformations d'eaux denses (V_{dens}) et salées (V_S) sur les périodes 1979-1991 et 2004-2013. La valeur de V_{dens} indique le volume d'eaux plus denses que σ_0 formées sur chaque période, tandis que la différence $V_{dens}(\sigma_2) - V_{dens}(\sigma_1)$ donne le volume d'eaux formées dans l'intervalle $[\sigma_1, \sigma_2]$, et similairement pour V_S . Sur la période 1979-1991, dans NEMOMED12 $2.5 \cdot 10^{13} m^3$ d'eaux de $\sigma_0 = 29.078 - 29.104$ apparaissent au détriment principalement d'eaux plus légères (Fig.6.22a). En effet, la période 1979-1991 est marquée par plusieurs hivers de convection intense ($V_{MLD} > 2 \cdot 10^{13} m^3$, 1981, 1985, 1987, 1988) qui expliquent une tendance à la densification des eaux intérieures. Su pilote la formation d'eaux denses dans l'intervalle $29.09 - 29.116 kg/m^3$, mais elles sont détruites par M dans l'intervalle $29.104 - 29.116 kg/m^3$ qui explique la densité finale des WMDW. Par ailleurs, T exporte des WMDW de densité $29.096 - 29.104 kg/m^3$ et domine l'apparition de LIW de densité $29.076 - 29.092 kg/m^3$. Dans NWMED36, Su est plus faible de 20% bien que la convection ne soit pas significativement réduite sur la période ($p < 0.95$, test de Student bilatéral). Toutefois, la différence principale dans les transformations de volume est la transformation de $4 \cdot 10^{13} m^3$ d'eaux denses. Elle est pilotée par M et peut être liée à un mélange plus efficace des WMDW avec les eaux environnantes. Enfin, T est intensifié de 15% avec la méso-échelle, et il est dominé par les échanges avec le bassin Algérien. On en conclut que sur la période 1979-1991, la méso-échelle diminue la formation de WMDW par les flux de surface, augmente leur transformation

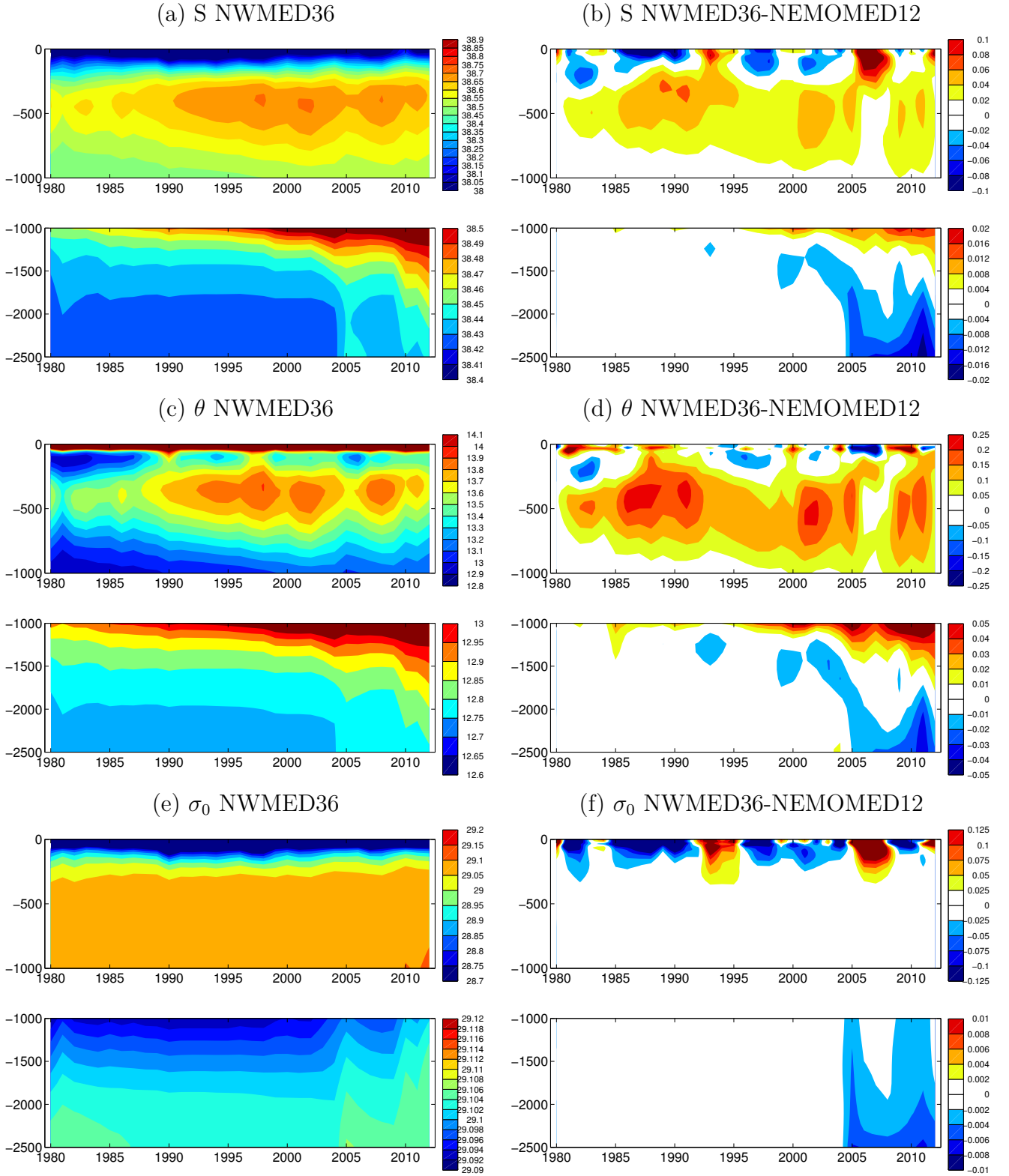


FIGURE 6.21: *Diagramme de Hovmoeller (a) du profil de salinité (S , psu) dans NWMED36 et (b) de son anomalie par rapport à NEMOMED12 dans la zone de convection (DWF) sur la période 1980-2012. (c-d) et (e-f) : idem pour resp. la température potentielle θ ($^{\circ}\text{C}$) et la densité potentielle σ_0 (kg/m^3).*

par mélange intérieur avec les eaux environnantes et active les échanges avec le bassin Algérien.

Les transformations de volume en fonction de S sur la même période dans NEMOMED12 (Fig.6.22b) révèlent une formation de $3.5 \cdot 10^{13} m^3$ de LIW et WMDW avec $S > 38.45 psu$ au détriment d'eaux moins salées, ce qui est cohérent avec la formation de WMDW par convection profonde et celle de LIW par advection latérale sur cette période. Su impacte peu les bilans de salinité des eaux intermédiaires et profondes. La formation de LIW de $S > 38.60 psu$ est expliquée par T , tandis que la formation de WMDW et LIW de $S < 38.60 psu$ est pilotée par M . Ainsi, on charge le bassin Liguro-Provençal en sel principalement par l'import de LIW depuis le bassin Algérien, et le mélange interne forme ultérieurement des LIW et WMDW de salinités intermédiaires. Dans NWMED36, un large volume de LIW avec $S > 38.60 psu$ apparaît, 4 fois supérieur à NEMOMED12, ce qui est cohérent avec les anomalies de salinité aux couches intermédiaires dans la zone de convection (Fig.6.21). Les LIW importées du bassin Algérien sont en effet plus salées puisque T est supérieur dans l'intervalle $38.63 - 38.69 psu$. Toutefois, c'est la diminution de M aux valeurs élevées de salinité qui domine largement l'augmentation du volume de LIW de $S > 38.60 psu$. On en conclut que la méso-échelle induit une augmentation du transport de LIW salées depuis le bassin Algérien, mais que c'est principalement la réduction du mélange interne dans le bassin Liguro-Provençal qui explique la salinisation et le chauffage des LIW par la méso-échelle. Une étude récente a mis en évidence le rôle des Tourbillons Cohérents de Submésos-échelle (SCVs) dans l'export de LIW depuis les courants de bord vers l'intérieur du bassin Liguro-Provençal (Bosse et al., 2015). Or NWMED36 est 'eddy-permitting' pour les SCVs, ce qui n'est pas le cas de NEMOMED12. On peut donc supposer que la méso-échelle (dans ce cas les SCVs) augmente les échanges côte - large des LIW ce qui charge en sel et en chaleur le bassin Liguro-Provençal.

Sur la période 2004-2013, plusieurs épisodes de convection intenses ont lieu et l'évolution de V_{dens} (Fig.6.22c) montre une large formation ($18 \cdot 10^{13} m^3$) de WMDW de densité $29.104 - 29.114 kg/m^3$ au détriment principalement de LIW de densité $29.08 - 29.10 kg/m^3$ et partiellement de WMDW de densité $29.10 - 29.104 kg/m^3$. Su pilote cette formation de WMDW et il crée en surface des eaux de densité $> 29.11 kg/m^3$. M détruit intégralement les WMDW formées en surface en les mélangeant avec des eaux plus légères $\sigma_0 < 29.104 kg/m^3$ et il explique les propriétés des WMDW finalement créées, de densité $29.104 - 29.112 kg/m^3$. Enfin, T exporte les nouvelles WMDW et importe des LIW, principalement par les échanges avec le bassin Algérien. Dans NWMED36, la formation de volume est moindre de 20% et les nouvelles WMDW sont moins denses de $-0.004 kg/m^3$, ce qui s'explique par une formation en surface Su réduite de 30% et agissant à des densités moindres. Enfin, T exporte des WMDW moins denses vers le bassin Algérien, mais le volume exporté est augmenté de 30%. Cela signifie que la méso-échelle active les échanges avec le bassin Algérien même lorsque la convection est plus faible, donc que le gradient méridien de densité des eaux profondes des deux bassins est plus faible dans NWMED36. On en conclut que sur la période 2004-2013, la méso-échelle a bien réduit le taux de convection et la densité des WMDW formées, et que malgré cela les échanges avec le bassin Algérien sont intensifiés.

Les transformations de volume en fonction de S sur la même période dans NEMOMED12 (Fig.6.22d) révèlent une formation massive de $10 \cdot 10^{13} m^3$ d'eaux de salinité $S > 38.45$, qui est cohérente avec la tendance de salinisation des WMDW (Fig.6.21a). La transformation est plus marquée dans l'intervalle $38, 45 - 38.60 psu$ dans NEMOMED12, en accord avec une salinisation plus intense des WMDW. Dans les deux cas, c'est M qui domine ces transformations. A l'inverse de la période 1979-1991, T est négatif pour les LIW de salinité $S > 38.60 psu$, ce qui peut être lié au fait qu'une fois le bassin Liguro-Provençal chargé en LIW, les flux entrants et sortants

se compensent. T exporte en moyenne un large volume ($14 \cdot 10^{13} m^3$) de WMDW et LIW de salinité $S > 38.45 psu$ et importe des AW moins salées, ce qui met en évidence l'activation de la circulation thermohaline par la convection profonde. Il est plus intense dans NWMed36, en accord avec l'augmentation des échanges avec le bassin Algérien par la méso-échelle. Ainsi, sur la période 2004-2013, la méso-échelle a activé les échanges avec le bassin Algérien.

En conclusion, on a montré que la méso-échelle modifie la circulation superficielle du bassin Liguro-Provençal : les courants de bord sont plus proches de la côte, un méandre stationnaire est présent à l'Ouest du NBF et la circulation anticyclonique est affaiblie en mer des Baléares. Ces anomalies génèrent une déstratification à proximité du Courant Nord et en Mer des Baléares et une restratification sur la branche Ouest du NBF, qui ont un impact modeste sur la convection profonde. On a par ailleurs identifié une restratification à l'Est de la zone de convection qui domine l'effet de la méso-échelle sur la convection. Elle n'est pas significative ou faible ($< 0.1 m^2/s^2$) en moyenne dans la zone de réduction du patch convectif et n'a pas de signature en termes de circulation superficielle moyenne. La forte variabilité de l'effet de la méso-échelle sur la flottabilité en zone de convection suggère que cette réduction de la convection est liée à une variabilité transitoire telle que l'effet de restratification par les tourbillons transitoires ou celui de l'OIV. La méso-échelle modifie l'advection de flottabilité, ce qui engendre une signature en SST suffisante pour que le couplage air-mer, paramétré par un rappel Newtonien en SST, réduise d'un ordre de grandeur cet effet. La méso-échelle est donc susceptible d'impacter le climat côtier voire régional, en particulier en mer des Baléares. On a identifié deux effets principaux de la méso-échelle sur les transformations des masses d'eau : une tendance à l'augmentation du contenu en sel et en chaleur des LIW principalement sur la période 1979-1991, et une sous-estimation de la tendance à la densification, salinisation et réchauffement des WMDW sur la période 2004-2013. Sur la période 1979-1991, le mélange intérieur est fortement augmenté par la méso-échelle, ce qui charge en sel et en chaleur la couche de LIW du bassin Liguro-Provençal. Sur la période 2004-2013, la méso-échelle réduit le taux de convection et la densité des WMDW formées par réduction de leur formation en surface. Enfin, sur les deux périodes, les échanges avec le bassin Algérien sont intensifiés par la méso-échelle, ce qui contribue à importer des LIW chaudes et salées de 1979 à 1991 et à exporter les nouvelles WMDW sur la période 2004-2013.

6.3.4. Impact sur le devenir des eaux profondes en Méditerranée occidentale

On a montré que la méso-échelle impacte les échanges du bassin Liguro-Provençal avec le bassin Algérien : elle augmente l'import de sel et de chaleur par les LIW, principalement sur la période 1979-1991, et elle augmente l'export de WMDW, qui sont moins denses sur la période 2005-2013. On s'intéresse ici à documenter l'impact de ces échanges sur les propriétés des masses d'eau du bassin Algérien. La Fig.6.23 présente un diagramme de Hovmöller sur la période 1980-2012 du profil hydrologique moyen dans le bassin Algérien ($lon = 0 - 9^\circ E$ et $lat < 38.8^\circ N$) dans NWMed36 et son anomalie par rapport à NEMOMED12. Le bassin est localisé à l'extérieur du domaine AGRIF de NWMed36, de telle sorte qu'on étudie la rétroaction de la méso-échelle en Méditerranée Nord-Occidentale sur le bassin Algérien. On identifie une nouvelle fois les trois principales masses d'eau de Méditerranée Occidentale dans NWMed36. La différence principale avec le bassin Liguro-Provençal, hormis des AW plus chaudes et moins salées, est la signature plus chaude (Fig.6.23c) et plus salée (Fig.6.23a) des LIW qui atteignent $14^\circ C$ et $38.8 psu$. Par ailleurs, les WMDW sont légèrement moins denses, de $-0.002 - 0.004 kg/m^3$ (Fig.6.23e). Tout comme dans le bassin Liguro-Provençal, on observe deux tendances des masses d'eau : une augmentation du contenu en sel et en chaleur des LIW qui a lieu sur toute la période 1979-

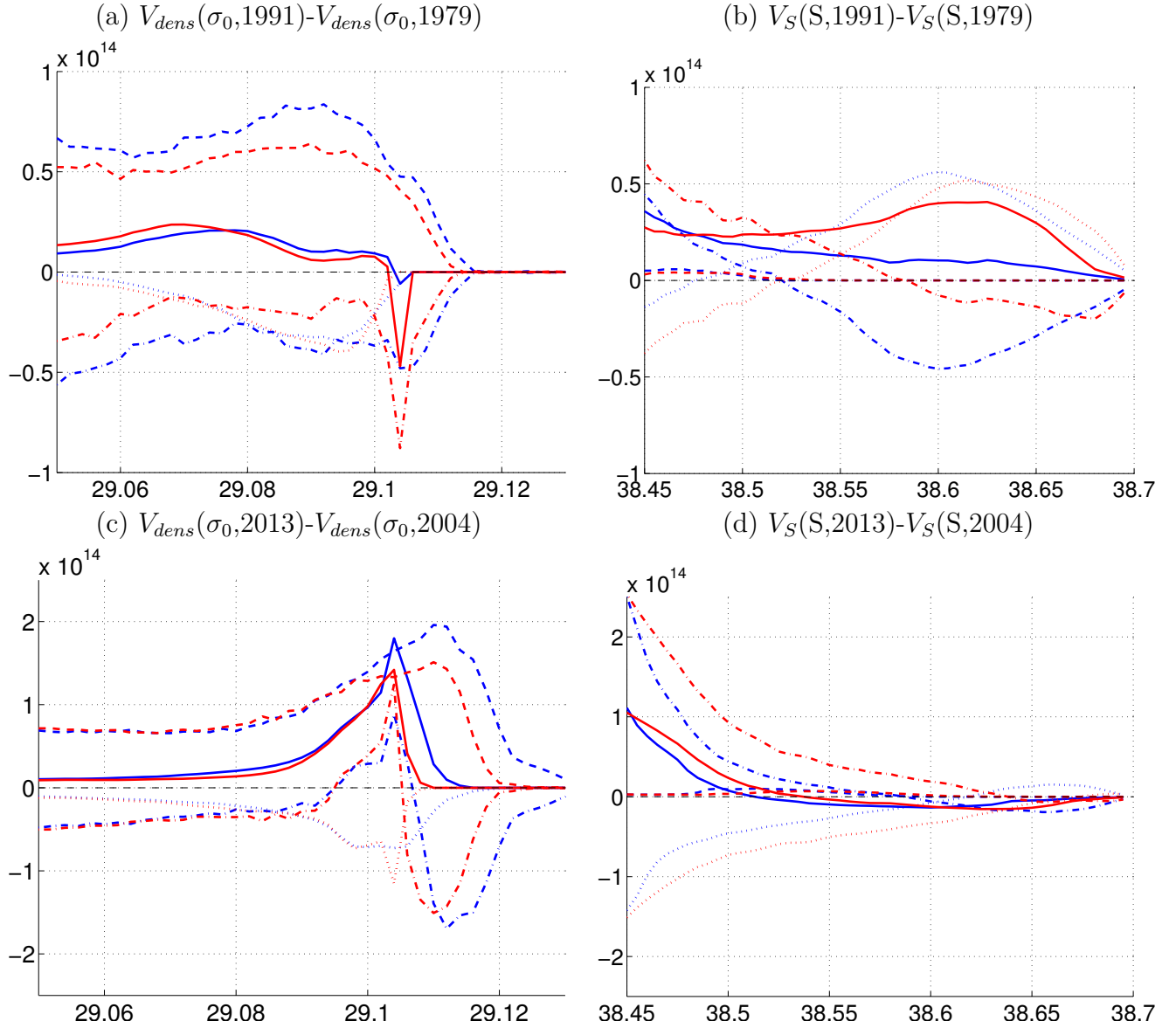


FIGURE 6.22: (a,c) Tendence du volume d'eaux denses ($V_{dens}(\sigma_0)$, m^3 , traits pleins) dans le bassin Liguro-Provençal sur les périodes (a) 1979-1991 et (c) 2004-2013 en fonction de la densité potentielle σ_0 , contribution du forçage en surface (Su , tirets), du transport latéral (T , pointillé) et du mélange interne (M , tirets-pointillés) dans les simulations NEMOMED12 (bleu) et NWMED36 (rouge). (b,d) Idem pour la tendence du volume d'eaux salées ($V_S(S)$, m^3).

2013, et une densification, une salinisation et un chauffage des WMDW à partir de 2005. Les deux tendances sont plus modestes qu'en Méditerranée Nord-occidentale : la transformation des LIW atteint 0.07psu et 0.2°C , et celle des WMDW atteint $0.002\text{kg}/\text{m}^3$. La seconde est cohérente avec l'export des nouvelles WMDW formées sur la période 2005-2013 vers le bassin Algérien.

L'anomalie induite par la méso-échelle est en moyenne peu salée (Fig.6.23b), froide (Fig.6.23d) et légère (Fig.6.23f) sur la couche 0-500m, bien qu'elle présente une forte variabilité interannuelle. Elle impacte la branche superficielle de la couche de LIW et elle est cohérente avec l'augmentation du transport de sel et de chaleur vers le bassin Liguro-Provençal. On en conclut que la méso-échelle dans le bassin Liguro-Provençal est un puits de sel et de chaleur pour la LIW du bassin Algérien. En profondeur, on observe sur la période 2000-2013 une anomalie chaude et salée sans signature en densité. Elle correspond à l'export des nouvelles WMDW, qui est fortement affaibli dans NEMOMED12. Pourtant, les nouvelles WMDW sont plus denses dans cette simulation, ce qui active le transport méridien des eaux profondes. On en déduit que malgré la signature moins dense des nouvelles WMDW avec la méso-échelle, elles sont plus efficacement exportées dans le bassin Algérien, qui se charge donc plus rapidement en sel et en chaleur. L'anomalie des AW est peu dense sur la période 1981-1999, et dominée par leur anomalie peu salée. Toutefois, sur la période 1999-2013, celle-ci s'inverse pour devenir faiblement positive en moyenne. La méso-échelle induit donc une variabilité multi-décennale de l'hydrologie des AW dans le bassin Algérien, probablement liée à celle des tourbillons anticycloniques d'AW de ce bassin.

En conclusion, on a trouvé deux effets de la méso-échelle sur les masses d'eau du bassin Algérien qui sont cohérents avec les bilans des masses d'eau dans le bassin Liguro-Provençal : une réduction moyenne du contenu en sel et en chaleur des LIW sur la période 1979-2013, et une augmentation de celui des WMDW sur la période 2000-2013. Ils sont cohérents avec l'augmentation des échanges latéraux entre les deux bassins par la méso-échelle, et le second effet domine sur celui de réduction de la densification des WMDW, comme identifié dans la Fig.6.22c.

6.3.5. Impact sur la circulation thermohaline en Méditerranée orientale

On a vu que la méso-échelle dans le bassin Liguro-Provençal impacte les propriétés de long terme des masses d'eau dans le bassin Algérien. On diagnostique maintenant son effet sur les masses d'eau de la mer Egée et du bassin Levantin. La Fig.6.24 présente un diagramme de Hovmoeller sur la période 1980-2012 du profil hydrologique moyen en mer Egée ($lon = 22.5-28^\circ\text{E}$ et $lat > 35.5^\circ\text{N}$) dans NWMED36 et son anomalie par rapport à NEMOMED12. On identifie les trois principales masses d'eau du bassin : les AW de $S < 38.5\text{psu}$ et $\theta > 15.5^\circ\text{C}$ sur la couche 0-50m, les eaux intermédiaires de $S = 39-39.2\text{psu}$ et $\theta = 14.5-15.5^\circ\text{C}$ sur la couche 100-300m et les Eaux Profondes Egéennes (AeDW) de $S = 38.75-39.1\text{psu}$ et $\theta = 13.7-14.3^\circ\text{C}$ sous 1000m. L'élément de variabilité dominant sur la période 1979-2013 est un fort épisode de Transition Est-Méditerranéenne (EMT, Roether et al. (1996); Klein et al. (1999)) sur la période 1990-1995 qui crée une forte anomalie salée (Fig.6.24a), chaude (Fig.6.24 c) et dense (Fig.6.24e) sous 500m de profondeur. Les AeDW passent donc de propriétés de 38.75psu , 13.7°C et $29.17\text{kg}/\text{m}^3$ sur la période 1979-1992 à des propriétés de 39.05psu , 14.4°C et $29.25\text{kg}/\text{m}^3$ sur la période 1992-2013. Les LIW connaissent une augmentation progressive du contenu en sel et en chaleur associée à une densification sur la période 1979-2013. Cette tendance est cohérente avec celle observée en Méditerranée Occidentale dans la couche de LIW.

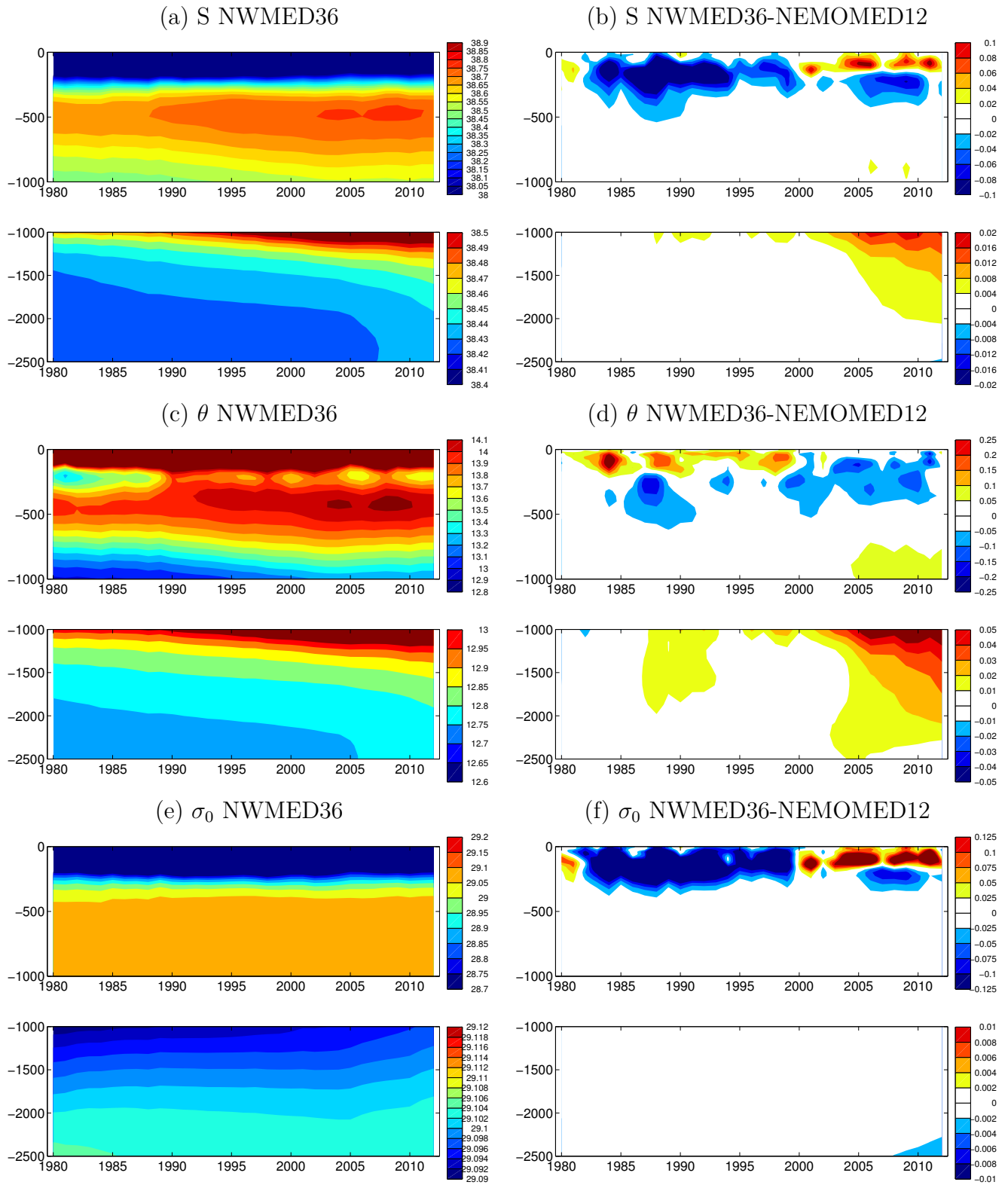


FIGURE 6.23: Diagramme de Hovmoeller (a) du profil de salinité (S , psu) dans NWMED36 et (b) de son anomalie par rapport à NEMOMED12 dans le bassin Algérien sur la période 1980-2012. (c-d) et (e-f) : idem pour resp. la température potentielle θ ($^{\circ}\text{C}$) et la densité potentielle σ_0 (kg/m^3).

En termes d'effet de la méso-échelle du bassin Liguro-Provençal, on observe une large anomalie de la signature de l'EMT dans les AeWD : la transformation est plus intense de 0.08psu , 0.15°C et $0.06\text{kg}/\text{m}^3$ avec la méso-échelle, ce qui correspond à une augmentation du signal hydrologique de l'EMT de $\sim 30\%$ en salinité et température, et à une multiplication par 2.4 du signal en densité. On a donc montré que la méso-échelle dans le bassin Liguro-Provençal a un effet majeur sur la circulation thermohaline en Méditerranée orientale. On note que cet événement est associé à une anomalie salée, chaude et dense en surface qui est présente sur la période 1990-1993 mais qui est faible en moyenne ($p > 0.95$ en salinité et densité, test de Student bilatéral) sur la période 1979-2013. Cela suggère que l'anomalie de l'EMT est provoquée principalement par une anomalie transitoire de circulation superficielle, et marginalement par un effet moyen sur cette circulation.

Les observations suggèrent que suite à l'EMT, les Eaux Profondes de Méditerranée Orientale (EMDW) ont connu une modification de leurs propriétés par intrusion des AeDW dans le bassin Levantin (Roether et al., 1996; Klein et al., 1999). On s'intéresse donc au signal de l'EMT dans le bassin Levantin. La Fig.6.25 présente un diagramme de Hovmoeller sur la période 1980-2012 du profil hydrologique moyen dans le bassin Levantin ($lon > 24^\circ\text{E}$, $lat < 37^\circ\text{N}$) dans NWMED36 et son anomalie par rapport à NEMOMED12. On reconnaît les trois principales masses d'eau de ce bassin : les AW sur la couche 0-50m, les LIW sur la couche 100-400m et les EMDW sous 1000m de profondeur. On note une augmentation progressive du contenu en sel et en chaleur des LIW sur la période 1979-2013, qui explique celle des autres bassins puisqu'il s'agit de la région de formation de cette masse d'eau. Elle est aussi visible dans la couche d'AW. Par ailleurs, un signal de type EMT est visible à partir de 1993, avec une augmentation du contenu en sel et en chaleur principalement sur la couche 500-2000m. A 1500m de profondeur, les EMDW passent de propriétés de 38.75psu (Fig.6.25a) et 13.55°C (Fig.6.25c) sur la période 1979-1992 à des propriétés de 38.78psu et 13.7°C sur la période 1992-2013, avec une faible augmentation de densité ($+0.005\text{kg}/\text{m}^3$, Fig.6.25e). Tout comme la mer Egée, ce signal est intensifié par la méso-échelle du bassin Liguro-Provençal, avec une anomalie de $+0.02\text{psu}$, $+0.06^\circ\text{C}$ et $+0.002\text{kg}/\text{m}^3$ à 1500m de profondeur. On observe aussi des anomalies dans la couche 0-200m avec une forte variabilité interannuelle. En particulier, on note la présence d'une forte anomalie salée et dense sur la période 1989-1992, soit environ un an avant son apparition en mer Egée. On peut donc supposer que cette anomalie a mis typiquement un an à se propager entre les deux bassins. En revanche, on n'observe pas de signal de densification moyen de la couche 0-200m dans le bassin Levantin, ce qui suggère que la méso-échelle a impacté l'EMT par des anomalies interannuelles de densité sur cette couche.

On a donc montré que la méso-échelle dans le bassin Liguro-Provençal a largement intensifié le signal de l'EMT en mer Egée et dans le bassin Levantin. On cherche maintenant à diagnostiquer si cette anomalie est liée à un effet moyen de la méso-échelle sur les propriétés des AW. La Fig.6.26 représente les anomalies de salinité, température et densité de la couche 0-150m dans NWMED36 par rapport à NEMOMED12. L'impact est le plus fort dans le bassin Liguro-Provençal où la méso-échelle est résolue. Les anomalies de $\theta(0 - 150\text{m})$ (Fig.6.26b) sont très similaires à celles de SST (Fig.6.20a) avec une anomalie froide en mers des Baléares et Ligure, une anomalie chaude au Sud et à l'Est de la zone de convection et à la frontière avec le bassin Algérien ($p > 0.95$, test de Student bilatéral). Ces anomalies ressemblent fortement à celles de $S(0 - 150\text{m})$ (Fig.6.26a) et $\sigma_0(0 - 150\text{m})$ (Fig.6.26c), qui sont de signe opposé. On a argumenté qu'elles étaient liées principalement à des changements de circulation moyenne. Dans le bassin oriental, la plupart des anomalies moyennes ne sont pas significatives ($p < 0.95$). Cependant, on observe une anomalie salée et dense significative de resp $+0.01 - 0.04\text{psu}$ et $+0.01 - 0.04\text{kg}/\text{m}^3$

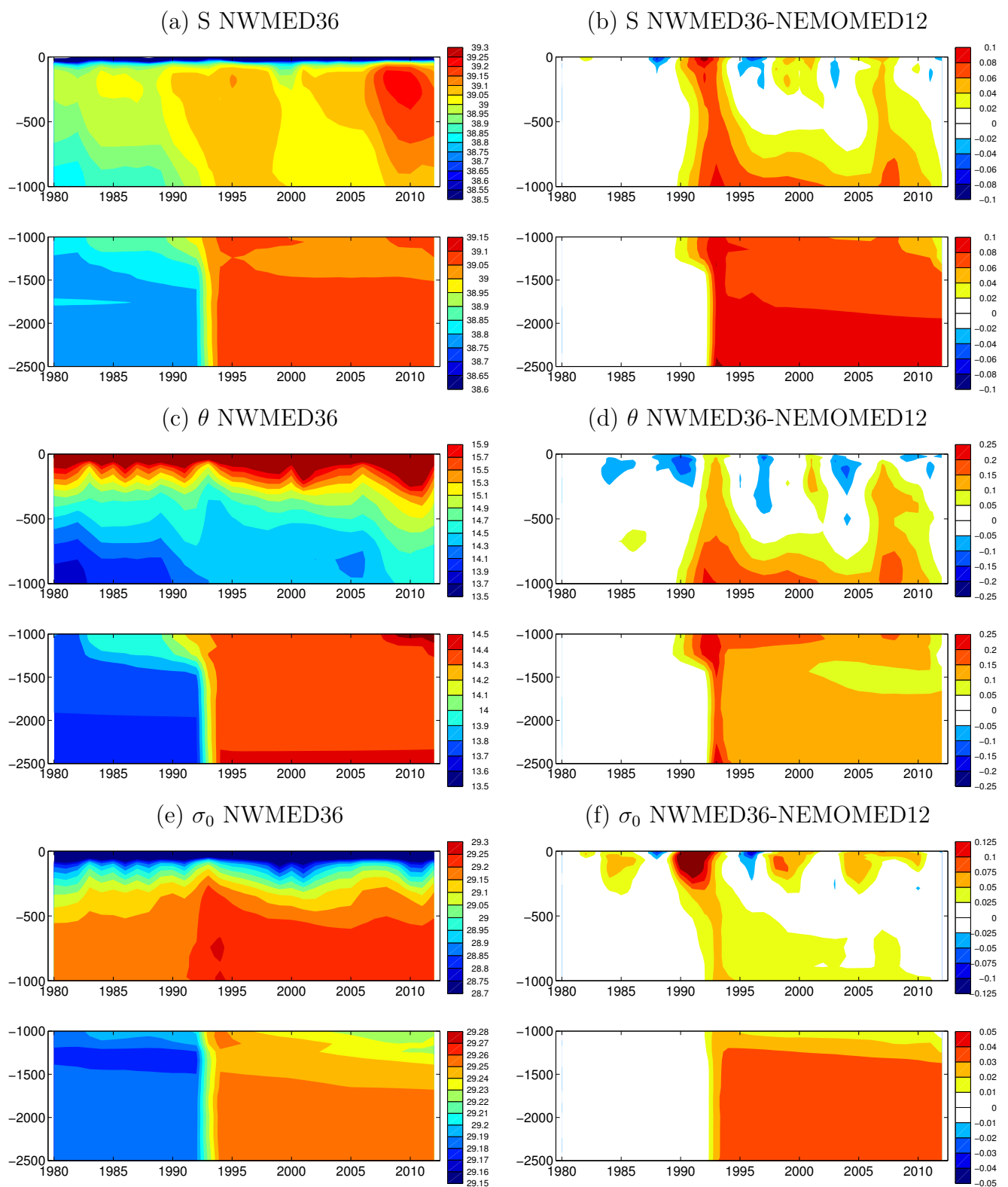


FIGURE 6.24: Diagramme de Hovmoeller (a) du profil de salinité (S , psu) dans NWMed36 et (b) de son anomalie par rapport à NEMOMED12 en mer Egée sur la période 1980-2012. (c-d) et (e-f) : idem pour resp. la température potentielle θ (°C) et la densité potentielle σ_0 (kg/m³).

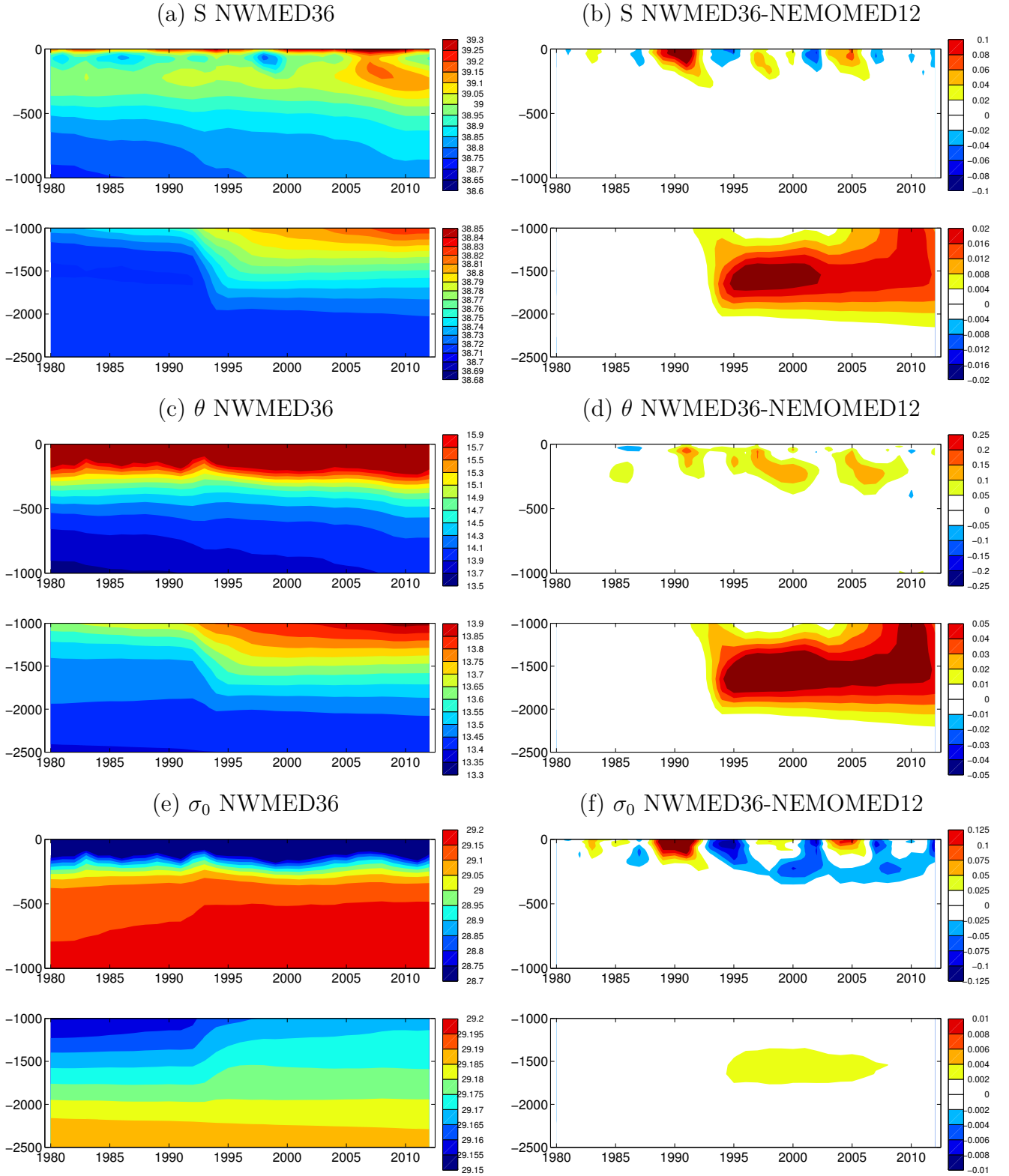


FIGURE 6.25: Diagramme de Hovmoeller (a) du profil de salinité (S , psu) dans NWMED36 et (b) de son anomalie par rapport à NEMOMED12 dans le bassin Levantin sur la période 1980-2012. (c-d) et (e-f) : idem pour resp. la température potentielle θ ($^{\circ}\text{C}$) et la densité potentielle σ_0 (kg/m^3).

le long du courant de bord d'AW au large de la Tunisie, à la frontière Est du bassin Oriental, au large de la Turquie et en mer Egée. Cette anomalie moyenne est cohérente avec une augmentation de l'EMT liée à la méso-échelle dans le bassin Liguro-Provençal. Cependant, elle est d'une amplitude ~ 4 fois plus faible que l'anomalie d'EMT des années 1990, elle ne peut donc expliquer que $\sim 25\%$ de ce signal.

On a identifié une anomalie salée et dense du courant de bord d'AW dans le bassin Oriental. On diagnostique donc dans la Fig.6.27 le bilan de volume, de chaleur et de sel du bassin Occidental pour déterminer si les échanges au détroit de Sicile présentent une anomalie de contenu en sel. Dans NWMED36 (Fig.6.27a), le flux d'eau entrant à Gibraltar de $0.82Sv$ et le flux sortant de $0.77Sv$, ce qui est réaliste (Soto-Navarro et al., 2015). Au détroit de Sicile le flux entrant est de $1.16Sv$ alors que celui sortant est de $1.06Sv$: bien que leur valeur moyenne est réaliste, le flux net est inversé par rapport aux observations (Béranger et al., 2004; Schroeder et al., 2008c), ce qui est compensé par le transport net au détroit de Messine qui est représenté à cette résolution (pas représenté). A l'intérieur du bassin occidental, on observe une boucle de circulation anticyclonique de $\sim 0.2Sv$ entre le bassin Algérien, la mer des Baléares et le bassin Liguro-Provençal. Celle-ci est liée à la présence peu réaliste de l' anticyclone en mer des Baléares (Fig.6.17, Hamon et al. (2016)). Une boucle de circulation cyclonique moyenne de $\sim 0.2Sv$ est présente entre le bassin Algérien, la mer Tyrrhénienne, la mer Ligure et le bassin Liguro-Provençal. Elle est en accord avec les observations (Schroeder et al., 2008c). Dans tous les cas hormis le transport de chaleur au détroit de Sicile, le transport net de volume détermine le sens du transport net de sel et de chaleur, ils sont donc tous les trois du même signe.

On s'intéresse maintenant aux anomalies de transport de NWMED36 par rapport à NEMOMED12 (Fig.6.27b). Les flux entrants et sortants aux détroits de Gibraltar et de Sicile sont légèrement intensifiés (0.005 à $0.007Sv$), mais pas de manière significative ($p < 0.95$, test de Student bilatéral). A l'intérieur du bassin occidental, NWMED36 a fortement affaibli (~ -0.35 à $0.4Sv$) la boucle de circulation anticyclonique à l'Ouest et on a légèrement intensifié ($\sim +0.02$ à $0.03Sv$) la boucle cyclonique à l'Est. Cela signifie en particulier qu'on a diminué d'un facteur 2-3 la circulation anticyclonique irréaliste en mer des Baléares, ce qui corrige en partie un biais majeur de NEMOMED12. Comme pour le transport moyen, l'anomalie de transport de volume pilote les anomalies de transport de chaleur et de sel. Ainsi, on a une anomalie positive de transport de sel vers la mer Tyrrhénienne, qui engendre une anomalie du flux sortant de sel au détroit de Sicile. Celle-ci est de $+0.19Sv.psu$ et elle est cohérente avec l' anomalie salée et dense des AW du courant de bord dans le bassin oriental (Fig.6.26a,c). Elle peut expliquer une fraction de l'anomalie d'EMT liée à la méso-échelle. Toutefois, elle n'est pas significative sur la période 1979-2013 ($p < 0.95$, test de Student bilatéral) car elle connaît une forte variabilité interannuelle. On en conclut donc que c'est la variabilité interannuelle du flux de sel vers le bassin Oriental et des propriétés des AW qui domine l'impact de la méso-échelle sur l'EMT. Un tel impact n'a pas été constaté dans la simulation hindcast d'ensemble NEMOMED12, elle n'est donc vraisemblablement pas liée à l'OIV de NEMOMED12. Elle peut donc être liée à l'augmentation de l'OIV dans NWMED36, ou à un effet forcé de la méso-échelle sur la variabilité interannuelle des AW. Une simulation d'ensemble historique NWMED36 permettrait d'évaluer ces deux hypothèses.

En conclusion, on a trouvé que la méso-échelle du bassin Liguro-Provençal a un effet majeur d'augmentation de l'EMT en mer Egée et dans le bassin Levantin. Cet effet pourrait être lié à 25% à une augmentation moyenne de la salinité et de la densité des AW circulant dans le courant de bord du bassin oriental. Il est cohérent avec une augmentation du flux sortant moyen de sel au détroit de Sicile vers le bassin oriental. Toutefois, l'effet de la méso-échelle sur ces

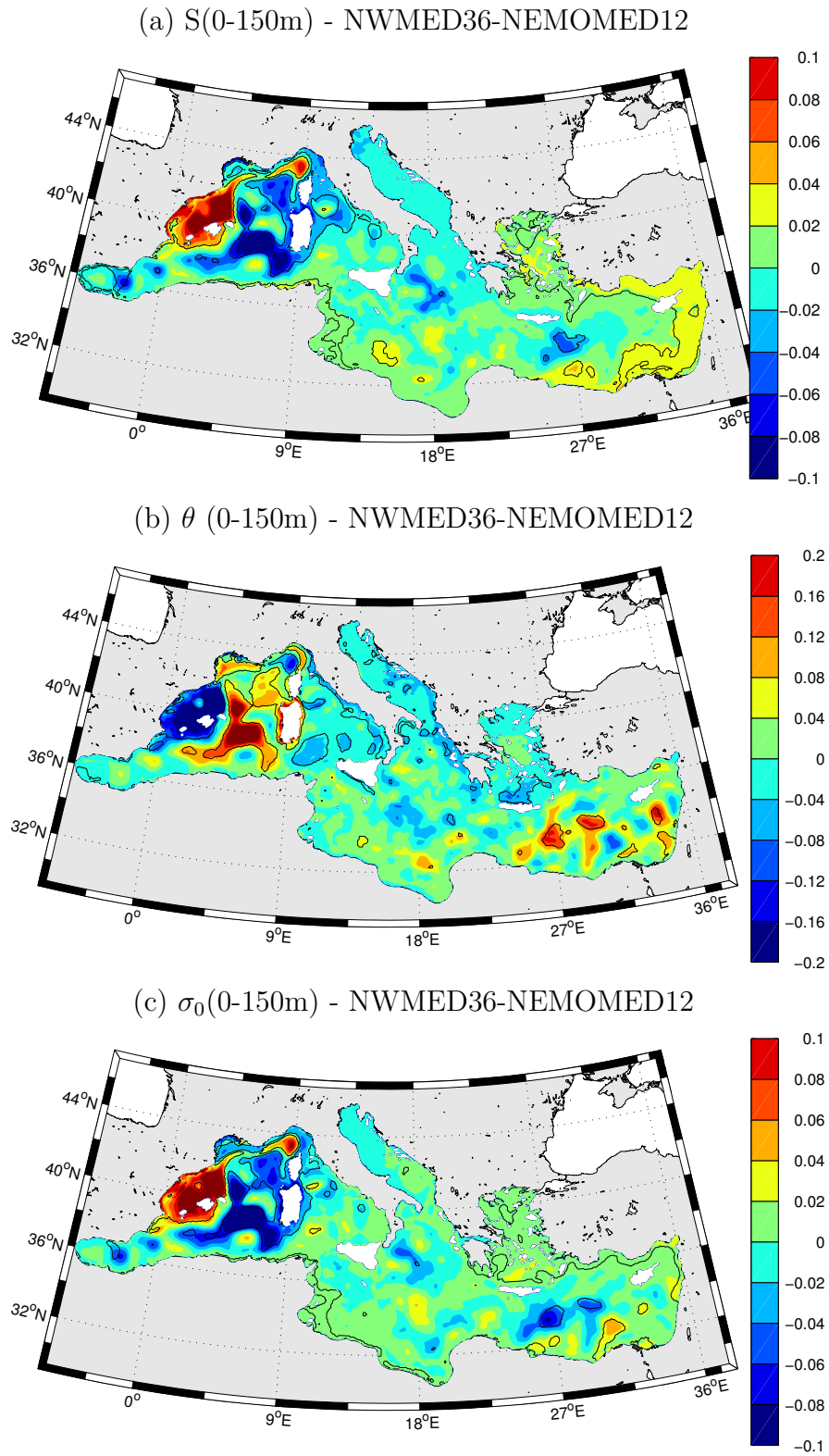
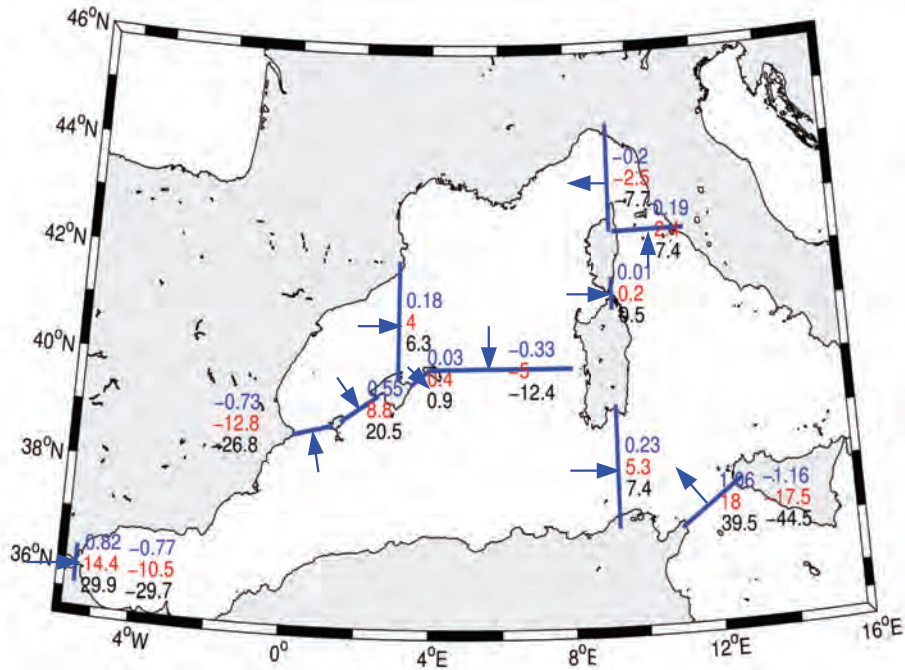


FIGURE 6.26: (a) Salinité (S , psu), (b) température potentielle (θ , °C) et densité potentielle (σ_0 , kg/m³) moyenne sur la couche de profondeur 0-150m en anomalie moyenne de NWMED36 par rapport à NEMOMED12 sur la période 1980-2012. Le contour noir indique le niveau de probabilité à 95% (test de Student bilatéral).

(a) Transports - NWMED36



(b) Transports - NWMED36-NEMOMED12

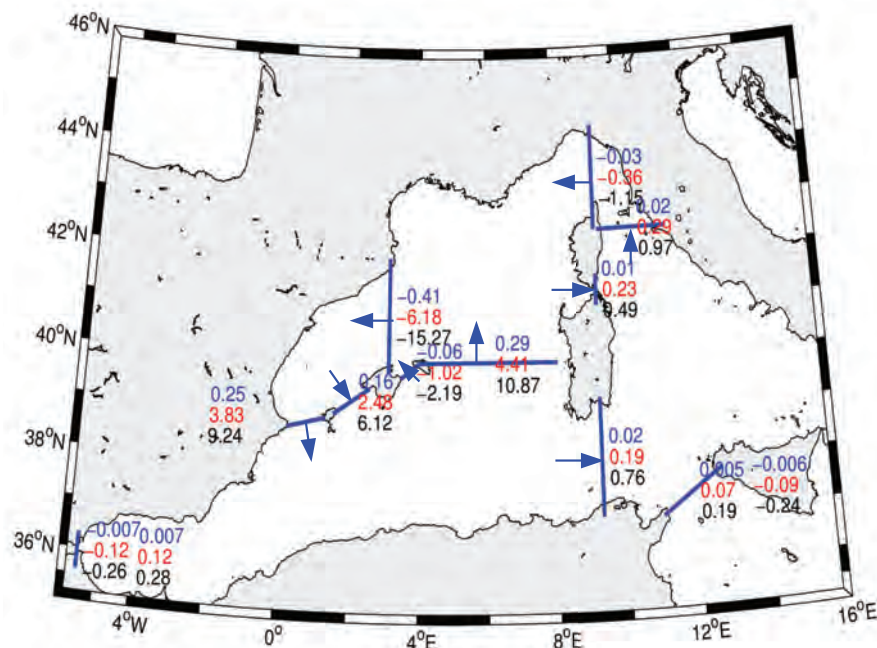


FIGURE 6.27: (a) Transports moyens nets aux détroits sur la période 1980-2012 dans NWMED36. Les transports nets de volume (Sv , bleu et flèches pour leur orientation), de chaleur ($Sv \cdot ^\circ C$, rouge) et de sel ($Sv \cdot psu$, noir) sont indiqués à l'exception des détroits de Gibraltar et de Sicile où figurent les transports entrants (gauche) et sortants (droite). Ils sont positifs vers l'Est, et pour les sections Minorque-Sardaigne et le Canal de Corse, ils sont positifs vers le Nord. (b) Idem en anomalie NWMED36-NEMOMED12.

deux éléments de circulation connaît une forte variabilité interannuelle qui domine le signal d'anomalie d'EMT. Cette variabilité pourrait être d'origine intrinsèque ou forcée, et elle reste à documenter.

6.4. Conclusions et perspectives

On s'est intéressé dans ce Chapitre au rôle de la variabilité intrinsèque océanique (OIV) et de la méso-échelle océanique sur la convection et la circulation thermohaline aux échelles climatiques. Pour cela, on a réalisé une simulation d'ensemble à état initial perturbé avec le modèle 'eddy-permitting' NEMOMED12 et une simulation avec le modèle à configuration numérique identique mais à résolution 'eddy-resolving' NWMED36.

La géographie de la convection est réaliste dans NEMOMED12 malgré un biais vers le Sud dans le Golfe du Lion et une sous-estimation de la convection en mer Ligure. Son intensité moyenne et sa chronologie sont réalistes malgré une surestimation du nombre d'années convectives, ce qui peut être dû soit à la surestimation du flux de chaleur latent par ALDERA, soit au sous-échantillonnage par les observations. Enfin, NEMOMED12 représente mais sous-estime la tendance au réchauffement, à la salinisation, à la densification et à l'augmentation du volume des eaux profondes (WMDW). Le biais froid est aussi cohérent avec le biais de forçage d'ALDERA, tandis que l'origine du biais peu salé, donc peu dense, reste à documenter. Ces éléments d'évaluation sont largement communs au cas d'étude de 2012-2013 du Chapitre 5. En revanche, contrairement à cette période, la méso-échelle n'améliore pas clairement le réalisme de la convection aux échelles de temps climatiques. Les deux principaux éléments à améliorer dans la représentation de la convection par NEMOMED12 et NWMED36 sont la réduction du biais froid des flux de chaleur latente en surface et la réduction du biais peu salé des Eaux Atlantiques (AW), associés à leur circulation anticyclonique irréaliste en Mer des Baléares. Le premier biais peut être corrigé avec l'utilisation d'une nouvelle paramétrisation des flux turbulents telle que Fairall et al. (2003). Le second biais peut être causé par l'absence de représentation du mélange vertical lié aux marées à Gibraltar (Sannino et al., 2015), à la résolution du modèle à Gibraltar (Sannino et al., 2009), à la condition aux limites latérale en moment, ou encore au flux de moment en surface qui est une source pour cette circulation anticyclonique.

On a montré que l'OIV impacte marginalement (6%) le taux de convection moyen sur la période 1980-2013 mais qu'elle peut moduler sa géographie moyenne au Sud et à l'Est de la zone de convection. En termes de variabilité interannuelle de la convection, l'OIV impacte sa géographie sur en moyenne 82% de l'aire de convection, contribue à la variabilité totale du taux de convection (27% de la variabilité totale) en particulier lors des épisodes de convection intense. Ces résultats confirment ceux des Chapitres 4 et 5 concernant l'impact de l'OIV sur la géographie de la convection. Ils montrent par ailleurs que l'OIV est une composante importante de la variabilité interannuelle du taux de convection, ce qui est lié à sa composante de grande échelle ($L > 100km$). On a identifié trois facteurs potentiels de modulation de l'OIV, qui est maximale en mer des Baléares et au Sud du bassin Liguro-Provençal : l'intensité du forçage atmosphérique et la baroclinicité des courants l'activent, alors que la pente de la bathymétrie l'inhibe. Ces résultats questionnent l'impact de l'OIV sur la convection modélisée avec des approches déterministes lors d'études de cas de la convection dans ce bassin. Il serait intéressant d'étendre ce travail à d'autres zones de convection comme la mer Adriatique qui est fortement impactée par la variabilité du préconditionnement océanique (Dunić et al., 2016), ou la Mer Egée qui a connu une Transition Est-Méditerranéenne rapide (Beuvier et al., 2010).

On a caractérisé le rôle des flux advectifs de flottabilité sur la variabilité interannuelle de

la convection. On a invalidé les hypothèses de L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016) qui ont négligé l'advection latérale de flottabilité dans la variabilité interannuelle de la convection. On a au contraire montré que la variabilité interannuelle de l'advection de flottabilité en hiver est du même ordre que la variabilité du bilan total de flottabilité lui-même. Ce terme advectif est fortement anti-corrélé à la perte de flottabilité en surface, et en conséquence il ne contribue pas à expliquer la variabilité interannuelle de la convection. On montre donc que l'indice proposé par L'Hévéder et al. (2013); Somot et al. (2016), qui est la différence entre l'Indice de Stratification du 1er Décembre et les flux de flottabilité de surface en hiver, est adapté pour expliquer la variance interannuelle de la convection. En automne, on a identifié une intense advection moyenne de flottabilité qui contribue à 44% de la déstratification, en accord avec les résultats de Estournel et al. (2016b) sur 2012-2013, ce qui est cohérent avec l'hypothèse de ces auteurs sur le rôle des Flux de Flottabilité d'Ekman sur le préconditionnement d'automne. En revanche, en termes de variabilité, l'advection de flottabilité s'oppose aux flux en surface en automne. Elle n'explique donc pas la variabilité interannuelle du préconditionnement. Il serait intéressant d'investiguer la cause des deux mécanismes opposés de l'advection de flottabilité sur la zone de convection. Herrmann et al. (2008) ont montré que lors d'un épisode de convection, l'advection d'AW par les courants de grande échelle équilibre rapidement leur destruction par les flux de surface pendant la phase de mélange vertical intense, ce qui pourrait être un mécanisme de rétroaction négative de l'advection sur les flux de flottabilité en surface. Enfin, il serait intéressant de calculer les Flux de Flottabilité d'Ekman pour déterminer si ils peuvent expliquer la perte de flottabilité advective en automne.

On a ensuite montré que la méso-échelle diminue en moyenne l'intensité et la fréquence d'occurrence de la convection. Le patch convectif est réduit à l'Est et marginalement étendu à l'Ouest de l'aire climatologique de convection au large du Golfe du Lion. En conséquence, la tendance historique au réchauffement, à la salinisation et à l'augmentation du volume des masses d'eau est réduite et la tendance à leur densification est annulée. On a aussi mis en évidence une forte variabilité interannuelle de l'impact de la méso-échelle sur la convection, avec certaines années un signal d'augmentation, de telle sorte que l'effet moyen de réduction de la convection n'est détecté qu'après 18 à 23 ans de simulation. Enfin, on a montré que la rétroaction de la méso-échelle sur la grande échelle en Méditerranée n'impacte pas la convection dans le bassin Liguro-Provençal, ce qui valide l'usage de modèles à aire limitée en Méditerranée Nord-Occidentale pour étudier la convection profonde même aux échelles de temps multi- décennales.

En termes de mécanismes explicatifs, on a montré que la méso-échelle modifie la circulation superficielle du bassin Liguro-Provençal : les courants de bord sont plus proches de la côte, notamment en mer Ligure, un méandre stationnaire est présent à l'Ouest du NBF et la circulation anticyclonique est affaiblie en mer des Baléares. Ces anomalies génèrent une déstratification à proximité du Courant Nord et en Mer des Baléares et une restratification sur la branche Ouest du NBF, qui ont un impact modeste sur la convection profonde. On a par ailleurs identifié une restratification à l'Est de la zone de convection qui domine l'effet de la méso-échelle sur la convection. Elle est faible en moyenne et n'a pas de signature en termes de circulation superficielle moyenne. La forte variabilité de l'effet de la méso-échelle sur la flottabilité en zone de convection suggère que cette réduction de la convection est liée à une variabilité transitoire telle que l' effet de restratification par les tourbillons transitoires ou celui de l'OIV.

La méso-échelle modifie l'advection de flottabilité, ce qui engendre une signature en SST suffisante pour que le couplage air-mer, paramétré par un rappel Newtonien en SST, réduise d'un ordre de grandeur cet effet. La méso-échelle est donc susceptible d'impacter le climat côtier voire régional, en particulier en mer des Baléares. On a identifié deux effets principaux

de la méso-échelle sur les transformations des masses d'eau : une tendance à l'augmentation du contenu en sel et en chaleur des LIW principalement sur la période 1979-1991, et une sous-estimation de la tendance à la densification, salinisation et réchauffement des WMDW sur la période 2004-2013. Sur la période 1979-1991, le mélange intérieur est fortement augmenté par la méso-échelle, ce qui charge en sel et en chaleur la couche de LIW du bassin Liguro-Provençal, principalement de façon isopycnale. Sur la période 2004-2013, la méso-échelle réduit le taux de convection et la densité des WMDW formées par réduction de leur formation en surface. Enfin, sur les deux périodes, les échanges avec le bassin Algérien sont intensifiés par la méso-échelle, ce qui contribue à importer des LIW chaudes et salées de 1979 à 1991 et à exporter les nouvelles WMDW sur la période 2004-2013. Il serait intéressant d'investiguer les causes de l'effet de la méso-échelle sur l'advection à haute fréquence de flottabilité, qui impacte la convection sur la période 1979-2013 et sur le cas d'étude de 2012-2013. Une simulation d'ensemble NWMED36 permettrait de conclure sur le rôle de l'OIV sur cette variabilité à haute fréquence. La méso-échelle est susceptible d'avoir un impact sur le climat côtier voire régional et une configuration couplée est nécessaire pour le documenter de façon réaliste. Enfin, on a identifié comme au Chapitre 4 une large transformation isopycnale des eaux intérieures, dont il serait bon d'évaluer le réalisme et de tester sa sensibilité à la paramétrisation du mélange isopycnal.

On a montré que la méso-échelle du bassin Liguro-Provençal impacte la circulation thermohaline en Méditerranée occidentale et orientale. On a trouvé deux effets de la méso-échelle sur les masses d'eau du bassin Algérien qui sont cohérents avec les bilans des masses d'eau dans le bassin Liguro-Provençal : une réduction moyenne du contenu en sel et en chaleur des LIW sur la période 1979-2013, et une augmentation de celui des WMDW sur la période 2000-2013. Ils sont en accord avec l'augmentation des échanges latéraux entre les deux bassins par la méso-échelle. La méso-échelle du bassin Liguro-Provençal a par ailleurs un effet majeur d'augmentation de la Transition Est-Méditerranéenne (EMT) en mer Egée et dans le bassin Levantin. Cet effet pourrait être lié à 25% à une augmentation moyenne de la salinité et de la densité des AW circulant dans le courant de bord du bassin oriental. Il est cohérent avec une augmentation du flux sortant moyen de sel au détroit de Sicile vers le bassin oriental. Toutefois, l'effet de la méso-échelle sur ces deux éléments de circulation connaît une forte variabilité interannuelle qui domine le signal d'anomalie d'EMT.

CHAPITRE VII

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions numériques	205
7.1.1 L'usage d'un OSSE pour estimer les erreurs de réseaux d'observations	205
7.1.2 Méthodes d'initialisation d'ensemble pour étudier la variabilité intrinsèque océanique	206
7.1.3 L'outil de raffinement de maille AGRIF pour étudier la méso-échelle	206
7.2 Conclusions scientifiques.	207
7.2.1 Que nous ont appris les observations de la période 2012-2013 sur la convection océanique profonde en Méditerranée Nord-Occidentale?	207
7.2.2 Quel est le réalisme des modèles dans leur représentation de la convection océanique profonde?	207
7.2.3 Que nous ont appris les simulations numériques sur la caractérisation et la compréhension de la convection océanique profonde?	208
7.2.4 Comment la variabilité intrinsèque océanique impacte-t-elle la convection océanique profonde?	209
7.2.5 Comment la dynamique de méso-échelle impacte-t-elle la convection océanique profonde et la circulation thermohaline méditerranéenne?	209
7.3 Perspectives.	210
7.3.1 Utilisation de l'OSSE pour observer l'océan	210
7.3.2 Apport de l'outil de raffinement de maille AGRIF pour résoudre les petites échelles physiques et topographiques	211
7.3.3 Modélisation des phénomènes de mélange océaniques	211
7.3.4 Compréhension du phénomène de convection aux échelles climatiques	211
7.3.5 Caractérisation de la variabilité intrinsèque océanique aux échelles climatiques	212
7.3.6 L'impact de la dynamique de méso-échelle sur le climat	212

On résume ici les développements numériques apportés au cours de la thèse. Puis on répond aux questions scientifiques posées en Introduction et formulées au cours de la thèse. Enfin, on propose des perspectives numériques et scientifiques pour inscrire ce travail dans une vision de long terme.

7.1. Conclusions numériques

7.1.1. L'usage d'un OSSE pour estimer les erreurs de réseaux d'observations

Une Expérience de Simulation d'un Système d'Observations (OSSE) a été développée pour estimer avec le modèle 'eddy-resolving' SYMPHONIE l'erreur d'observation totale sur la mesure des transformations d'eaux profondes en Méditerranée Nord-occidentale. On conclut à la validité des observations du réseau MOOSE pour estimer les taux de convection et de restratification sur la période 2012-2013 et pour mesurer les variations annuelles du volume d'eaux profondes d'été sur 14 années dans la période 1980-2012. On identifie la stabilité instrumentale comme étant la principale source d'erreur dans le suivi de l'évolution des eaux profondes. On valide par ailleurs l'usage de modèles 'eddy-permitting' tels que NEMOMED12 pour estimer

les statistiques d'erreur d'un réseau d'observations, à condition que les propriétés des masses d'eau simulées soient réalistes. La méthode d'évaluation du système d'observations peut être généralisée à tout système d'observations océanique de grande échelle et à d'autres diagnostics physiques.

7.1.2. Méthodes d'initialisation d'ensemble pour étudier la variabilité intrinsèque océanique

On a développé au cours de la thèse plusieurs méthodes d'initialisation d'ensemble pour étudier pour la première fois la variabilité intrinsèque en mer Méditerranée. La première méthode, employée sur le cas d'étude de 2012-2013, suppose une connaissance de l'hydrologie de grande échelle du bassin. On perturbe l'hydrologie de méso-échelle, principalement liée à la variabilité intrinsèque. Cette méthode permet donc d'étudier la variabilité intrinsèque océanique dans le cadre réaliste d'un cas d'étude et elle nécessite une campagne océanographique à l'échelle du bassin telle que MOOSE-GE 2012.

La seconde méthode utilise l'hydrologie modélisée sur plusieurs années comme état initial d'une simulation d'ensemble historique. L'état initial n'est donc pas perturbé uniquement par la variabilité intrinsèque océanique mais aussi par l'historique des forçages, notamment atmosphérique. Toutefois, on montre qu'après 22 mois de simulation, cette méthode permet d'étudier l'impact de la variabilité intrinsèque sur la convection océanique profonde. On valide donc la méthode pour étudier cette question scientifique aux échelles de temps climatiques.

7.1.3. L'outil de raffinement de maille AGRIF pour étudier la méso-échelle

Au cours de la thèse, on a développé une configuration 'eddy-resolving' pour la méso-échelle en Méditerranée Nord-Occidentale pour étudier l'impact de la méso-échelle sur la phénomène de convection océanique profonde. On a montré sur le cas d'étude de 2012-2013 que la méso-échelle augmente le réalisme de la représentation de l'énergie cinétique turbulente, des courants de bords et de tourbillons moyens du bassin, de la géographie et de l'intensité de la convection. Cela valide le réalisme de la configuration numérique NWMED36 mise en place avec l'outil de raffinement de maille AGRIF. L'implémentation cet outil représente un surcoût de calcul par rapport à un modèle à aire limitée de même résolution sur ce bassin. Cependant, il présente l'avantage de taille de permettre d'étudier l'impact de la résolution horizontale sur ce phénomène, toutes choses égales par ailleurs. Il permet aussi une cohérence physique entre le modèle 'eddy-resolving' et le modèle 'eddy-permitting' forceur à ses frontières latérales.

On s'est par la suite intéressé sur la période 1979-2013 à l'impact des rétroactions entre le zoom AGRIF en Méditerranée Nord-Occidentale et le modèle NEMOMED12 dans le bassin Méditerranéen sur la convection et la circulation thermohaline. On n'a pas trouvé d'impact de cette rétroaction sur la convection en Méditerranée Nord-Occidentale en comparant une simulation avec AGRIF et NEMOMED12 couplés ('two-way') et une simulation jumelle avec AGRIF uniquement forcé par NEMOMED12 ('one-way'). Cela valide l'usage de modèles numériques régionaux en Méditerranée Nord-Occidentale, tels que SYMPHONIE, MARS3D, NEMO-GLAZUR ou NEMO-WMED36, pour étudier la convection océanique profonde aux échelles de temps climatiques. On a par ailleurs diagnostiqué l'impact de cette rétroaction sur les bassins Algérien, Levantin et la Mer Egée. Les larges impacts trouvés en termes de tendances des masses d'eaux et de la variabilité climatique de la circulation thermohaline confirment l'intérêt scientifique de cette approche numérique.

Enfin, on a développé dans cette thèse une configuration AGRIF sans raffinement de maille

qui permet d'étudier l'impact d'une paramétrisation physique donnée dans une zone cible sur tout phénomène physique (convection, circulation thermohaline, structures dynamiques, échanges aux détroits, etc.), toutes choses égales par ailleurs.

7.2. Conclusions scientifiques

7.2.1. Que nous ont appris les observations de la période 2012-2013 sur la convection océanique profonde en Méditerranée Nord-Occidentale ?

Le travail de thèse a tout d'abord porté sur la caractérisation de la convection sur l'année 2012-2013 à partir des observations des programmes HyMeX, MOOSE et MERMEX. Les observations de la campagne d'été 2012 MOOSE-GE nous ont permis de mettre évidence que la couche d'Eaux Atlantiques de la profondeur 0-200m domine la flottabilité intégrée de la colonne d'eau dans le bassin. Leur présence au niveau du Front Nord-Baléare remonte au Nord jusqu'au point MEDOC ($42^{\circ}N, 5^{\circ}E$) en été. Ceci a des conséquences pour le préconditionnement de la convection. Au cours de l'hiver, les observations de la bouée et du mouillage LION ont confirmé que la convection est intermittente et déclenchée par des forts vents et flux de chaleur latente associés au Mistral et à la Tramontane. On estime l'aire du patch convectif à partir de la campagne DEWEX et de profils ARGO par une méthode de couche de mélange novatrice quantifiant la flottabilité résiduelle de la colonne d'eau : celle-ci révèle que la convection profonde a lieu exclusivement au large du Golfe du Lion, alors qu'elle n'est qu'intermédiaire en mer Ligure. Le mouillage LION et les campagnes MOOSE-GE et DEWEX montrent un signal de réchauffement et de salinisation des Eaux Profondes Ouest-Méditerranéennes sur la période 2012-2013 qui prolonge leur tendance historique et contribue au stockage de chaleur par l'océan profond.

On a estimé le taux de convection et de restratification océanique et leur incertitude associée lors de l'hiver 2012-2013 à partir du bilan du volume d'eaux denses déduit des campagnes MOOSE-GE et DEWEX par l'usage d'un OSSE. On caractérise l'année 2012-2013 comme une année convective exceptionnelle avec un taux de convection de $4.5 \pm 1.1 \cdot 10^{13} m^3$ ou $1.4 \pm 0.3 Sv$ ($1 Sv = 10^6 m^3/s$) déduit en haute mer de la formation d'eaux denses ($\sigma_0 > 29.11 kg/m^3$) entre l'été 2012 et le printemps 2013. On extrapole ce taux sur tout le bassin Liguro-Provençal et toute la période de mélange vertical intense hivernale à $7.6 \pm 1.6 \cdot 10^{13} m^3$ ou $2.3 \pm 0.5 Sv$, le plus large jamais estimé dans ce bassin. On estime pour la première fois un taux de restratification de $0.8 \pm 0.4 Sv$ des eaux profondes au printemps. On a identifié des différences d'estimations de l'aire et du volume convectif d'un facteur typiquement 2 en fonction de la méthode utilisée qui peuvent être expliquées, au moins en partie, par la nature physique différente des diagnostics. Certaines estimations telles que le volume du patch convectif par mesure de la couche de mélange nécessitent de documenter à haute fréquence un phénomène résultant directement du mélange vertical des masses d'eau, tandis que d'autres estimations telle que le volume d'eaux denses peuvent être réalisées après la fin de l'épisode convectif mais elles résultent aussi de mécanismes d'advection et de mélange interne post-convection. Ces estimations sont des outils d'évaluation complémentaires de la convection dans les modèles numériques océaniques.

7.2.2. Quel est le réalisme des modèles dans leur représentation de la convection océanique profonde ?

Les simulations numériques du cas d'étude 2012-2013 ont confirmé le rôle primordial des flux air-mer dans le déclenchement, la chronologie et l'intensité de la convection dans le bassin

Liguro-Provençal. On a aussi identifié un rôle important des conditions initiales dans l'intensité, la géographie, les propriétés hydrologiques et le réalisme de la convection. En particulier, on a noté que l'état de l'art des réanalyses océaniques diverge largement sur la représentation du préconditionnement océanique et de la convection. Cela est lié en particulier à de larges biais dans les propriétés des eaux intermédiaires et profondes, qui sont moins densément observées que les eaux de surface. Enfin, on a mis en évidence un rôle de la méso-échelle relativement secondaire comparativement aux flux air-mer et au préconditionnement d'été pour la convection de l'hiver 2012-2013. Elle joue toutefois un rôle important dans le réalisme de la géographie et de l'hydrologie de la convection.

L'avancée principale de cette thèse par rapport aux configurations numériques antérieures est le niveau d'évaluation du modèle et le réalisme de son initialisation permis par les observations. Cette thèse confirme le réalisme du modèle 'eddy-permitting' NEMOMED12 dans la représentation de la convection sur le cas d'étude 2012-2013 et aux échelles climatiques. Il reproduit la chronologie de la convection profonde à l'échelle de l'hiver convectif 2012-2013 et aussi en termes de variabilité interannuelle du taux de convection. Sa localisation est réaliste, avec un patch convectif principalement au large du Golfe du Lion. Il reproduit correctement le taux de formation d'eaux profondes, mais il sous-estime la tendance à la salinisation et au réchauffement des eaux profondes, en particulier sur le cas d'étude 2012-2013.

Une avancée notable est l'amélioration de la simulation de la convection sur la période 2012-2013 dans la configuration raffinée NWMED36. La zone de convection et le taux de convection moyen simulés sont en meilleur accord avec les observations. Le taux de restratification des eaux denses au printemps est augmenté et plus réaliste. Enfin, l'énergie cinétique turbulente et fortement augmentée, ce qui réduit le biais du modèle.

Plusieurs biais importants ont été néanmoins identifiés dans NEMOMED12 et NWMED36, principalement sur le cas d'étude 2012-2013. La zone de convection modélisée est décalée au Sud, bien que ce biais soit réduit à haute résolution. Les flux latents de chaleur en surface sont surestimés, ce qui crée un biais positif du taux de convection et un biais froid des eaux profondes formées. Ce biais pourrait être fortement réduit par l'utilisation d'une nouvelle paramétrisation des flux turbulents dans le jeu de données atmosphériques ALDERA. En surface, un biais peu salé des Eaux Atlantiques se développe, ce qui au contraire crée un biais négatif du taux de convection et un biais peu salé des nouvelles eaux profondes formées. Ce dernier biais peut avoir des causes multiples et nécessiterait une étude dédiée pour être investigué.

7.2.3. Que nous ont appris les simulations numériques sur la caractérisation et la compréhension de la convection océanique profonde ?

Les simulations numériques effectuées nous ont permis d'étudier les différents processus physiques impliqués dans la convection océanique profonde. On a avancé dans la compréhension du rôle des flux advectifs latéraux de flottabilité, du mélange isopycnal, de la variabilité intrinsèque et de la méso-échelle. On a étudié le rôle des flux advectifs latéraux de flottabilité dans le bilan de flottabilité en automne et en hiver. En moyenne climatologique, ceux-ci ont un effet opposé entre les deux saisons puisqu'ils contribuent en moyenne à 44% de la perte de flottabilité d'automne, alors qu'ils réduisent en moyenne celle-ci de 31% en hiver. Ils sont donc un élément majeur de préconditionnement de la zone de convection. Ces flux advectifs connaissent une forte variabilité interannuelle, toutefois elle est fortement anti-corrélée à celle des flux de flottabilité en surface aux deux saisons. Un mécanisme d'ajustement des flux advectifs de flottabilité aux flux de surface se met en place, qui tend à réduire la variabilité interannuelle de la convection.

On a identifié sur les périodes 2012-2013 et 1979-2013, pour la première fois à notre connaissance, de larges transformations volumiques des masses d'eau intérieures à densité constante, qualifiées d'isopycnales. Lors de l'épisode de convection de l'hiver 2012-2013, des eaux profondes relativement plus froides et moins salées que leur environnement se forment dans NE-MOMED12, puis elles sont mélangées à densité constante très rapidement lors de la phase de restratification. Sur la période 1979-2013, et en particulier entre 1979 et 1991, la charge des Eaux Levantines Intermédiaires du bassin Liguro-Provençal en sel et en chaleur est fortement contrainte par la représentation du mélange interne isopycnal. Cela suggère le rôle important du mélange isopycnal dans les propriétés de long terme des eaux intermédiaires et profondes du bassin Liguro-Provençal.

7.2.4. Comment la variabilité intrinsèque océanique impacte-t-elle la convection océanique profonde ?

On étudie pour la première fois dans cette thèse, à notre connaissance, l'impact de la variabilité intrinsèque océanique sur la convection profonde. On trouve sur la période 2012-2013 que la variabilité intrinsèque module largement la géographie du patch convectif, en particulier dans l'océan intérieur, mais qu'elle influence marginalement la chronologie de la convection, le volume (7 à 14%) et les propriétés physiques des eaux profondes formées. Sur la période historique, la variabilité intrinsèque module largement la variabilité interannuelle de la convection en termes de géographie (82% de la zone de convection) et de taux de convection (27% de la variabilité totale). En moyenne climatologique, elle module aussi la géographie de la convection (jusqu'à $\sim 200m$ de variation de la couche de mélange), mais elle impacte marginalement (6%) son intensité et les propriétés des eaux profondes formées.

On suggère sur les deux périodes le rôle d'inhibition de la variabilité intrinsèque de la convection par le talus continental. Sur la période historique, on met en évidence le rôle dominant des Eaux Atlantiques dans la Mer des Baléares et le Front Nord-Baléares dans la variabilité intrinsèque de la flottabilité de la colonne d'eau. On relie l'intensité de la variabilité intrinsèque à la variabilité du forçage atmosphérique et à la baroclinicité de la circulation.

Ce travail a une portée méthodologique importante : il remet en cause les méthodes numériques déterministes, par opposition aux méthodes ensemblistes, pour étudier la variabilité de la convection à résolution 'eddy-permitting' ou 'eddy-resolving'. En effet, une fraction non-négligeable des propriétés et de la variabilité de la convection simulée par une méthode déterministe est attribuable à la variabilité intrinsèque océanique. Ce travail modifie aussi l'approche d'évaluation de modèles numériques non-rappelés par des observations, dont la composante intrinsèque diffère a priori de celle observée.

7.2.5. Comment la dynamique de méso-échelle impacte-t-elle la convection océanique profonde et la circulation thermohaline méditerranéenne ?

On étudie l'impact de la dynamique de méso-échelle sur la convection profonde sur le cas d'étude 2012-2013 et sur la période historique 1979-2013. Elle diminue l'intensité moyenne de la convection et la densification des nouvelles eaux profondes formées à ces deux échelles de temps. Elle augmente le taux de restratification des eaux profondes et elle active les échanges de masses d'eau avec les régions avoisinantes, ce qui modifie les propriétés de long terme des masses d'eau. Sur la période 2012-2013, elle augmente la variabilité intrinsèque océanique de la convection et sur la période 1979-2013, son impact sur la convection présente une large variabilité interannuelle, possiblement liée à la variabilité intrinsèque. Elle modifie la circulation

moyenne des courants de bord et de plusieurs tourbillons de méso-échelle du bassin, ce qui a un large impact sur la flottabilité de la colonne d'eau. Par ailleurs, son impact à haute fréquence module fortement la géographie de la convection profonde sur les deux périodes.

On a montré que la température de surface de la mer (SST) est suffisamment modifiée pour que le couplage air-mer, paramétré par un rappel Newtonien en SST dans cette étude, soit d'une amplitude de -15 à $+20W/m^2$ en moyenne sur la période historique 1979-2013. La méso-échelle est donc susceptible d'impacter les flux air-mer régionaux et donc le climat côtier voire régional, en particulier en mer des Baléares où l'anomalie de flux est maximale. En moyenne dans le bassin Liguro-Provençal, l'anomalie de flux de chaleur est positive et dominée par le signal en mer des Baléares, ce qui contredit des résultats à l'échelle globale montrant un chauffage de la surface par la méso-échelle (Griffies et al., 2015), donc une anomalie négative des flux de chaleur.

On a montré que la méso-échelle du bassin Liguro-Provençal impacte la circulation thermohaline en Méditerranée occidentale et orientale sur la période 1979-2013. Elle active les échanges avec le bassin Algérien, ce qui augmente l'import d'Eaux Levantines Intermédiaires et l'export d'Eaux Profondes Ouest-Méditerranéennes. Dans le bassin Liguro-Provençal, elle réduit fortement aux échelles climatiques le mélange interne des couches intermédiaires, ce qui charge en sel et en chaleur les Eaux Levantines Intermédiaires du bassin Liguro-Provençal. Dans le bassin Algérien, elle réduit le contenu en sel et en chaleur des Eaux Levantines Intermédiaires sur la période 1979-2013, et elle augmente celui des Eaux Profondes Ouest-Méditerranéennes sur la période 2000-2013. La méso-échelle du bassin Liguro-Provençal a par ailleurs un effet majeur d'augmentation de la Transition Est-Méditerranéenne en mer Egée et dans le bassin Levantin. Cet effet pourrait être lié en partie à une augmentation moyenne de la salinité et de la densité des Eaux Atlantiques circulant dans le courant de bord du bassin oriental. Toutefois, l'effet de la méso-échelle sur les Eaux Atlantiques connaît une forte variabilité interannuelle qui domine le signal d'anomalie de la Transition Est-Méditerranéenne.

7.3. Perspectives

7.3.1. Utilisation de l'OSSE pour observer l'océan

L'OSSE développé au cours de la thèse a permis de valider le réseau d'observation MOOSE et de fournir une estimation quantitative du phénomène de convection profonde. Sa méthodologie pourrait être généralisée pour évaluer et optimiser des réseaux d'observations océaniques. Les statistiques d'erreur de cette méthode peuvent servir pour le développement d'algorithmes d'optimisation de réseaux d'observations de grande échelle. La campagne PERLE est à cette date en préparation pour étudier la formation des Eaux Levantines Intermédiaires dans le bassin Levantin, et le déploiement des moyens d'observations pourrait être optimisé sous contraintes par la méthodologie d'OSSE développée pendant la thèse.

On pourrait aussi l'appliquer à d'autres diagnostics physiques de grande échelle : propriété des masses d'eau, identification de structures dynamiques, contenu en chaleur du bassin, etc. En particulier, une question clé pour les systèmes d'observation régionaux est la détection des tendances du contenu de chaleur océanique dans un contexte de réchauffement climatique anthropique. La méthode de l'OSSE pourrait permettre d'évaluer si, et à quelles échelles de temps, les réseaux d'observations actuels sont capables de détecter cette tendance.

7.3.2. Apport de l'outil de raffinement de maille AGRIF pour résoudre les petites échelles physiques et topographiques

La mer Méditerranée est un bassin semi-fermé avec une dynamique quasi-géostrophique de dimension réduite en raison de sa faible stratification, et qui est fortement piloté par les échanges de masses d'eau et d'énergie aux détroits. On peut étendre l'utilisation d'AGRIF pour étudier les petites échelles dynamiques en s'intéressant à la dynamique de submésos-échelle, qui a un rôle important pour le mélange océanique, l'activité biologique et les transports de masses d'eau intérieures. Cette question peut être traitée par un raffinement AGRIF de facteur 5 ou un double raffinement AGRIF de facteur 3 de NEMOMED12. La résolution effective du modèle atteindrait alors resp. $8.5 - 9.9\text{km}$ et $4.9 - 5.6\text{km}$ en Méditerranée Nord-occidentale, ce qui serait suffisant pour résoudre les tourbillons cohérents de submésos-échelle (SCVs) de diamètre $\sim 15\text{km}$ qui sont omniprésents aux couches intermédiaires et profondes de ce bassin.

On a aussi vu pendant la thèse l'importance des détroits de Gibraltar et de Sicile sur la circulation thermohaline Méditerranéenne. Or ces échanges sont résolus de manière grossière par NEMOMED12 et l'outil de raffinement de maille AGRIF pourrait améliorer leur représentation. Plusieurs études (Sannino et al., 2009, 2015) suggèrent que celle-ci pourrait impacter la circulation thermohaline et le climat régional en mer Méditerranée.

Enfin, l'outil de raffinement AGRIF pourra être implémenté dans l'océan global pour mieux résoudre des régions clés pour le climat global : zones de convection de l'Atlantique Nord, zones de subsidence ('upwelling') de bord Est océanique, courants de bord Ouest ou encore détroits.

7.3.3. Modélisation des phénomènes de mélange océaniques

Cette thèse a contribué à la compréhension du phénomène de convection océanique profonde. Or la génération actuelle de modèles océaniques la paramétrise simplement en augmentant le mélange vertical en cas d'instabilité statique de la colonne d'eau. Une perspective intéressante pour la représentation de ce phénomène est l'implémentation et l'évaluation de la paramétrisation de la convection en flux de masse développée par H. Giordani (CNRM). Celle-ci est susceptible d'augmenter le réalisme de la convection profonde et peu profonde dans les modèles océaniques.

Par ailleurs, plusieurs paramétrisations du mélange régissent les propriétés de long terme des masses d'eau dans les modèles océaniques. Parmi eux on peut citer la paramétrisation de la turbulence, celles régissant le mélange vertical (marées, ondes internes, diffusion de fond) et celles contrôlant le mélange horizontal (mélange isoneutre). L'effet des marées et du mélange vertical de fond sont en cours d'étude en mer Méditerranée. On a par ailleurs montré que les transformations isopycnales jouent un rôle majeur dans l'évolution des eaux intérieures du bassin Liguro-Provençal. Il serait intéressant d'approfondir leur caractérisation dans les modèles et à partir d'observations.

7.3.4. Compréhension du phénomène de convection aux échelles climatiques

On s'est intéressé à la variabilité interannuelle de la convection profonde et on a caractérisé le rôle des échanges latéraux océaniques dans celle-ci. On a montré que ceux-ci inhibent la variabilité de la convection, ce qui en fait une contribution importante pour expliquer la variabilité de ce phénomène. Il serait intéressant de documenter les mécanismes physiques à l'oeuvre dans cette inhibition de la convection.

Enfin, on pourra s'intéresser en mode couplé à l'impact climatique de la convection océanique

profonde et de la circulation thermohaline, aux échelles régionale et globale. Ce phénomène participe aux échanges de chaleur entre le système climatique et l'océan profond, et à ce titre il impacte le climat moyen et pourrait modifier la réponse du système climatique à l'augmentation de la concentration de gaz à effet de serre anthropiques. Ces effets ont déjà été mis en évidence à l'échelle globale mais ils restent à prouver en Méditerranée.

7.3.5. Caractérisation de la variabilité intrinsèque océanique aux échelles climatiques

On a déduit des études de 2012-2013 et 1979-2013 que l'impact de la variabilité intrinsèque océanique sur la convection est largement lié à sa composante de grande échelle. Or on n'a pas quantifié les échelles en présence ni les mécanismes de cascade d'échelle inverse. Une question intéressante est celle de la gamme d'échelles spatio-temporelles impactées par la variabilité intrinsèque en Méditerranée. On pourrait s'inspirer de l'analyse spectrale spatio-temporelle de Arbic et al. (2014) pour le déterminer.

Il serait par ailleurs intéressant d'étendre l'étude de l'impact de la variabilité intrinsèque à d'autres zones de convection. Dunić et al. (2016) ont montré que la variabilité de la convection en Mer Adriatique est dominée par la variabilité du préconditionnement océanique, ce qui suggère qu'un mécanisme océanique interne tel que la variabilité intrinsèque pourrait impacter la convection plus fortement qu'en Méditerranée Nord-Occidentale. La Mer Egée qui a connu une Transition Est-Méditerranéenne rapide (Roether et al., 1996) dont le caractère localisé dans le temps peut la rendre très sensible à la variabilité intrinsèque. La question se pose également de savoir si les zones de convection des hautes latitudes subissent une influence comparable de la variabilité intrinsèque. En mer du Labrador, Luo et al. (2014) ont montré que les anneaux d'Irminger se détachant au large du Groenland contribuent à la variabilité du phénomène de convection, et il serait intéressant de déterminer dans quelle mesure ces anneaux sont de nature intrinsèque.

On a montré à la résolution 'eddy-permitting' de NEMOMED12 que l'impact de la variabilité intrinsèque sur la convection augmente aux échelles de temps interannuelles par rapport au cas d'étude plus contraint de 2012-2013. Or on avait montré sur ce cas d'étude que la méso-échelle multiplie d'un facteur 2-3 la variabilité intrinsèque du taux de convection. Si c'était le cas aussi aux échelles de temps interannuelles, alors la variabilité intrinsèque pourrait être un élément majeur de variabilité du phénomène de convection. Une simulation numérique d'ensemble NWMED36 est nécessaire pour répondre à cette question. Par ailleurs, une partie de cet impact pourrait être liée à la subméso-échelle permise par NWMED36. Il serait intéressant d'effectuer un second zoom AGRIF de facteur 3 de résolution pour résoudre cette subméso-échelle et déterminer dans quelle mesure elle participe aussi à la variabilité intrinsèque.

Enfin, la variabilité intrinsèque océanique est susceptible d'impacter la variabilité climatique intrinsèque. Cela a des conséquences importantes en termes de prévisibilité saisonnière à décennale et d'incertitude des scénarios de changement climatique. A ce jour, aucune étude n'a quantifié cet impact.

7.3.6. L'impact de la dynamique de méso-échelle sur le climat

On a montré que la méso-échelle modifie la SST donc les flux de chaleur qui paramétrisent le couplage air-mer en mode océanique forcé. Elle est donc susceptible d'influencer les flux de chaleur vers l'atmosphère, donc le climat côtier voire régional. Il sera intéressant de quantifier cet effet avec une configuration couplée aux échelles régionale et globale. Enfin, la question de la

paramétrisation de la méso-échelle dans les modèles océaniques climatiques de basse résolution est d'une importance primordiale pour les modèles de climat couplés. Elle pourra faire l'objet d'évaluations (paramétrisations de Gent-McWilliams et de la diffusion isoneutre déjà existantes) et de développements (développement d'une paramétrisation de Gent-McWilliams variable, implémentation de la paramétrisation de Fox-Kemper de la subméso-échelle) s'appuyant sur les comportements obtenus à haute résolution.

Références

- Fanny Adloff, Samuel Somot, Florence Sevault, Gabriel Jordà, Roland Aznar, Michel Déqué, Marine Herrmann, Marta Marcos, Clotilde Dubois, Elena Padorno, et al. Mediterranean sea response to climate change in an ensemble of twenty first century scenarios. *Climate Dynamics*, 45(9-10) :2775–2802, 2015.
- Elena Alekseenko, Virginie Raybaud, Boris Espinasse, François Carlotti, Bernard Queguiner, Bénédicte Thouvenin, Pierre Garreau, et Melika Baklouti. Seasonal dynamics and stoichiometry of the planktonic community in the nw mediterranean sea : a 3d modeling approach. *Ocean Dynamics*, 64(2) :179–207, 2014.
- Brian K Arbic, Malte Müller, James G Richman, Jay F Shriver, Andrew J Morten, Robert B Scott, Guillaume Sérazin, et Thierry Penduff. Geostrophic turbulence in the frequency–wavenumber domain : Eddy-driven low-frequency variability. *Journal of Physical Oceanography*, 44(8) :2050–2069, 2014.
- ARGO. ARGO float data and metadata from global data assembly centre (ARGO GDAC). 2000. URL <http://doi.org/10.17882/42182>.
- Richard Asselin. Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, 100(6) :487–490, 1972.
- P.A. Auger, C. Estournel, C. Ulses, L. Stemann, S. Somot, et F. Diaz. Interannual control of plankton ecosystem in a deep convection area as inferred from a 30-year 3D modeling study : winter mixing and prey/predator interactions in the NW Mediterranean. *Progress in Oceanography*, pages 12–27, 2014. doi : 10.1016/j.pocean.2014.04.004.
- Magdalena Alonso Balmaseda, Kristian Mogensen, et Anthony T Weaver. Evaluation of the ECMWF ocean reanalysis system ORAS4. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 139(674) :1132–1161, 2013.
- B. Barnier, 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(4) :363–380, 1995.
- B. Barnier, G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, J. L. Sommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Boning, J. Dengg, C. Derval, E. Durand, S. Gulev, E. Remy, C. Talandier, S. Theeten, 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.
- K. Béranger, L. Mortier, G. Gasparini, L. Gervasio, M. Astraldi, et M. Crépon. The dynamic of the Sicily Strait : A comprehensive study from observations and models. *Deep-Sea Res., Part II*, 51(4-5) :411–440, 2004.
- K. Béranger, L. Mortier, et M. Crépon. Seasonal variability of transports through the Gibraltar, Sicily and Corsica Straits from a high resolution Mediterranean model. *Prog. Oceanogr.*, 66 (2-4) :341–364, 2005. doi : 10.1016/j.pocean.2004.07.013.
- K. Béranger, Y. Drillet, R. Bourdallé-Badie, L. Izart, M. Crépon, B. Alhammoud, A. Bozec, P. Testor, L. Mortier, et P. Bouruet-Aubertot. Interannual variability of water formation derived from a high resolution model of the Mediterranean sea. *Ocean Dyn.*, 2006. submitted.

- K. Béranger, Y. Drillet, M.-N. Houssais, P. Testor, R. Bourdallé-Badie, B. Alhammoud, A. Bozec, L. Mortier, P. Bouruet-Aubertot, et M. Crépon. Impact of the spatial distribution of the atmospheric forcing on water mass formation in the Mediterranean Sea. *J. Geophys. Res.*, 115, C12041, 2010. doi : 10.1029/2009JC005648.
- Ségolène Berthou, Sylvain Mailler, Philippe Drobinski, Thomas Arsouze, Sophie Bastin, Karine Béranger, et Cindy Lebeaupin-Brossier. Sensitivity of an intense rain event between atmosphere-only and atmosphere-ocean regional coupled models : 19 september 1996. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(686) :258–271, 2015.
- J.-P. Béthoux. Budgets of the Mediterranean Sea. Their dependence on the local climate and on the characteristics of the Atlantic waters. *Oceanologica Acta*, 2 :157–163, 1979.
- J.-P. Béthoux. Mean water fluxes across sections in the mediterranean sea, evaluated on the basis of water and salt budgets and of observed salinities. *Oceanologica Acta*, 1980.
- J.-P. Béthoux, B. Gentili, P. Morin, E. Nicolas, C. Pierre, et D. Ruiz-Pino. The Mediterranean Sea : a miniature ocean for climatic and environmental studies and a key for the climatic functioning of the North Atlantic. *Prog. Oceanogr.*, 44 :131–146, 1999.
- J. Beuvier, F. Sevault, M. Herrmann, K. Kontoyiannis, W. Ludwig, M. Rixen, E. Stanev, K. Béranger, et S. Somot. Modelling the Mediterranean Sea interannual variability over the last 40 years : focus on the Eastern Mediterranean Transient (EMT). *J. Geophys. Res.*, 2010. doi : 10.1029/2009JC005950.
- J. Beuvier, K. Béranger, C. Lebeaupin Brossier, S. Somot, F. Sevault, Y. Drillet, R. Bourdallé-Badie, N. Ferry, et F. Lyard. Spreading of the Western Mediterranean Deep Water after winter 2005 : Time scales and deep cyclone transport. *J. Geophys. Res.*, 117, 2012. doi : 10.1029/2011JC007679.
- A. Biastoch, C.W. Boning, et J.R.E. Lutjeharms. Agulhas leakage dynamics affects decadal variability in Atlantic overturning circulation. *Nature*, 456(7221) :489 – 492, 2008.
- Arne Biastoch et Claus W Böning. Anthropogenic impact on agulhas leakage. *Geophysical Research Letters*, 40(6) :1138–1143, 2013.
- Steven L Blumsack et PJ Gierasch. Mars : The effects of topography on baroclinic instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(6) :1081–1089, 1972.
- C. W. Boning, M. Scheinert, J. Dengg, A. Biastoch, et A. Funk. Decadal variability of sub-polar gyre transport and its reverberation in the north atlantic overturning. *Geophysical Research Letters*, 33(21) :n/a–n/a, 2006. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2006GL026906. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL026906>. L21S01.
- Anthony Bosse, Pierre Testor, Laurent Mortier, Louis Prieur, Vincent Taillandier, Fabrizio d’Ortenzio, et Laurent Coppola. Spreading of Levantine Intermediate Waters by sub-mesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(3) :1599–1622, 2015. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2014JC010263. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2014JC010263>.

- Anthony Bosse, Pierre Testor, Loic Houpert, Pierre Damien, Louis Prieur, Daniel Hayes, Vincent Taillandier, Xavier Durrieu de Madron, Fabrizio d’Ortenzio, Laurent Coppola, Johannes Karstensen, et Laurent Mortier. Scales and dynamics of Submesoscale Coherent Vortices formed by deep convection in the northwestern Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(10) :7716–7742, 2016. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC012144. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012144>.
- FRANCIS P Bretherton. Critical layer instability in baroclinic flows. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 92(393) :325–334, 1966.
- Frank O. Bryan, Peter R. Gent, et Robert Tomas. Can southern ocean eddy effects be parameterized in climate models? *Journal of Climate*, 27(1) :411–425, 2014. doi : 10.1175/JCLI-D-12-00759.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00759.1>.
- H. Bryden. Control of the deep circulation in the Brazil basin by the sill in the Romanche fracture zone. *International WOCE Newsletter*, 21, 1995.
- Martha W. Buckley et John Marshall. Observations, inferences, and mechanisms of the Atlantic Meridional Overturning Circulation : A review. *Reviews of Geophysics*, 54(1) :5–63, 2016. ISSN 1944-9208. doi : 10.1002/2015RG000493. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015RG000493>. 2015RG000493.
- Bunker, Charnock, et Goldsmith. A note on the heat balance of the Mediterranean and Red Seas. *J. Mar. Syst.*, 40 :73–84, 1982. supplement.
- M. Canals, P. Puig, X. Durrieu de Madron, S. Heussner, A. Palanques, et J. Fabres. Flushing submarine canyons. *Nature*, 444 :354–357, 2007.
- G. Caniaux, L. Prieur, H. Giordani, et J.-L. Redelsperger. An inverse method to derive surface fluxes from the closure of oceanic heat and water budgets : Application to the north-western Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages n/a–n/a, 2017. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC012167. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012167>.
- S. Castellari, N. Pinardi, et K. Leaman. Simulation of the water mass formation processes in the Mediterranean Sea : influence of the time frequency of the atmospheric forcing. *J. Geophys. Res.*, 105(C10) :24157–24181, 2000. doi : 10.1029/2000JC900055.
- Paola Cessi, Nadia Pinardi, et Vladislav Lyubartsev. Energetics of semienclosed basins with two-layer flows at the strait. *Journal of Physical Oceanography*, 44(3) :967–979, 2014. doi : 10.1175/JPO-D-13-0129.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-13-0129.1>.
- Jérôme Chanut, Bernard Barnier, William Large, Laurent Debreu, Thierry Penduff, Jean Marc Molines, et Pierre Mathiot. Mesoscale eddies in the Labrador Sea and their contribution to convection and restratification. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8) :1617–1643, 2008.
- Dudley B. Chelton, Michael G. Schlax, et Roger M. Samelson. Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2) :167 – 216, 2011. ISSN 0079-6611. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661111000036>.
- Peter U Clark, Nicklas G Pisias, Thomas F Stocker, et Andrew J Weaver. The role of the thermohaline circulation in abrupt climate change. *Nature*, 415(6874) :863–869, 2002.

- J. Colin, M. Déqué, R. Radu, et S. Somot. Sensitivity study of heavy precipitation in limited area model climate simulations : influence of the size of the domain and the use of the spectral nudging technique. *Tellus*, 62A :591–604, 2010.
- M. Collins, R. Knutti, J. Arblaster, J.-L. Dufresne, T. Fichefet, P. Friedlingstein, X. Gao, W.J. Gutowski, T. Johns, G. Krinner, M. Shongwe, C. Tebaldi, A.J. Weaver, et M. Wehner. *Long-term Climate Change : Projections, Commitments and Irreversibility*, book section 12, pages 1029–1136. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2013. ISBN 978-1-107-66182-0. doi : 10.1017/CBO9781107415324.024. URL www.climatechange2013.org.
- Melissa A Coman, Ross W Griffiths, et Graham O Hughes. Sandström’s experiments revisited. *Journal of Marine Research*, 64(6) :783–796, 2006.
- Pascal Conan. DEWEX-MERMEX 2013 LEG2 cruise, le Suroit R/V. Technical report, 2013.
- Pascal Conan et Claude Millot. Variability of the northern current off marseilles, western mediterranean-sea, from february to june 1992. *Oceanologica acta*, 18(2) :193–205, 1995.
- M. Crépon, L. Wald, et J. M. Monget. Low-frequency waves in the Ligurian Sea during December 1977. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 87(C1) :595–600, 1982. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC087iC01p00595. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JC087iC01p00595>.
- Yannis Cuyppers, Pascale Bouruet-Aubertot, Claudie Marec, et J-L Fuda. Characterization of turbulence from a fine-scale parameterization and microstructure measurements in the mediterranean sea during the boum experiment. *Biogeosciences*, 9(8) :3131–3149, 2012.
- Yannis Cuyppers, Xavier Le Vaillant, Pascale Bouruet-Aubertot, Jérôme Vialard, et Michael J Mcphaden. Tropical storm-induced near-inertial internal waves during the cirene experiment : Energy fluxes and impact on vertical mixing. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(1) :358–380, 2013.
- Gokhan Danabasoglu, Steve G. Yeager, Who M. Kim, Erik Behrens, Mats Bentsen, Daohua Bi, Arne Biastoch, Rainer Bleck, Claus Boning, Alexandra Bozec, Vittorio M. Canuto, Christophe Cassou, Eric Chassignet, Andrew C. Coward, Sergey Danilov, Nikolay Diansky, Helge Drange, Riccardo Farneti, Elodie Fernandez, Pier Giuseppe Fogli, Gael Forget, Yosuke Fujii, Stephen M. Griffies, Anatoly Gusev, Patrick Heimbach, Armando Howard, Mehmet Ilıcak, Thomas Jung, Alicia R. Karspeck, Maxwell Kelley, William G. Large, Anthony Leboissetier, Jianhua Lu, Gurvan Madec, Simon J. Marsland, Simona Masina, Antonio Navarra, A.J. George Nurser, Anna Pirani, Anastasia Romanou, David Salas y Melia, Bonita L. Samuels, Markus Scheinert, Dmitry Sidorenko, Shan Sun, Anne-Marie Treguier, Hiroyuki Tsujino, Petteri Uotila, Sophie Valcke, Aurore Voldoire, Qiang Wang, et Igor Yashayaev. North atlantic simulations in coordinated ocean-ice reference experiments phase {II} (core-ii). part ii : Inter-annual to decadal variability. *Ocean Modelling*, 97 :65 – 90, 2016. ISSN 1463-5003. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2015.11.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500315002231>.
- Clément de Boyer Montégut, Gurvan Madec, Albert S Fischer, Alban Lazar, et Daniele Iudicone. Mixed layer depth over the global ocean : An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 109(C12), 2004.

- Laurent Debreu, Christophe Vouland, et Eric Blayo. AGRIF : Adaptive grid refinement in Fortran. *Computers and Geosciences*, 34(1) :8 – 13, 2008. ISSN 0098-3004. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.cageo.2007.01.009>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S009830040700115X>.
- E. K. Demirov et N. Pinardi. On the relationship between the water mass pathways and eddy variability in the Western Mediterranean Sea. *J. Geophys. Res.*, 112(C02024), 2007. doi : 10.1029/2005JC003174.
- Marcus Dengler, Jürgen Fischer, Friedrich A Schott, et Rainer Zantopp. Deep labrador current and its variability in 1996–2005. *Geophysical Research Letters*, 33(21), 2006.
- Bughsin’ Djath, Jacques Verron, Angelique Melet, Lionel Gourdeau, Bernard Barnier, et Jean-Marc Molines. Multiscale dynamical analysis of a high-resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(9) :6286–6304, 2014a. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2013JC009695. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2013JC009695>.
- Natacha Djath, Angélique Melet, Jacques Verron, Jean-Marc Molines, Bernard Barnier, Lionel Gourdeau, et Laurent Debreu. A 1/36 degrees model of the Solomon Sea embedded into a global ocean model : on the setting up of an interactive open boundary nested model system. *Journal of Operational Oceanography*, 7(1) :34–46, 2014b. URL <https://hal.inria.fr/hal-01095929>.
- F. D’Ortenzio, D. Iudicone, C. de Boyer Montegut, P. Testor, D. Antoine, S. Marullo, R. Santoleri, et G. Madec. Seasonal variability of the mixed layer depth in the Mediterranean Sea as derived from in situ profiles. *Geophys. Res. Lett.*, 32(L12605), 2005. doi : 10.1029/2005GL022463.
- C Dubois, S Somot, S Calmanti, A Carillo, M Déqué, A Dell’Aquila, Alberto Elizalde, S Gualdi, Daniela Jacob, B L’hévéder, et al. Future projections of the surface heat and water budgets of the mediterranean sea in an ensemble of coupled atmosphere–ocean regional climate models. *Climate dynamics*, 39(7-8) :1859–1884, 2012.
- Natalija Dunić, Ivica Vilibić, Jadranka Šepić, Samuel Somot, et Florence Sevault. Dense water formation and bios-induced variability in the adriatic sea simulated using an ocean regional circulation model. *Climate Dynamics*, pages 1–26, 2016.
- X. Durrieu de Madron, L. Houpert, P. Puig, A. Sanchez-Vidal, P. Testor, A. Bosse, C. Estournel, S. Somot, F. Bourrin, M. N. Bouin, M. Beauverger, L. Beguery, A. Calafat, M. Canals, C. Cassou, L. Coppola, D. Dausse, F. D’Ortenzio, J. Font, S. Heussner, S. Kunesch, D. Lefevre, H. Le Goff, J. Martin, L. Mortier, A. Palanques, et P. Raimbault. Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012. *Geophys. Res. Lett.*, 40 :1379–1385, 2013. doi : 10.1002/grl.50331.
- Romain Escudier, Jérôme Bouffard, Ananda Pascual, Pierre-Marie Poulain, et Marie-Isabelle Pujol. Improvement of coastal and mesoscale observation from space : Application to the northwestern Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, 40(10) :2148–2153, 2013.

- C Estournel, X Durrieu de Madron, P Marsaleix, F Auclair, C Julliand, et R Vehil. Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the gulf of lion under wind conditions influenced by the continental orography (fetch experiment). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C3), 2003.
- C. Estournel, P. Testor, I. Taupier-Letage, M.N. Bouin, L. Coppola, P. Durand, P. Conan, L. Beguery, S. Belamari, K. Béranger, J. Beuvier, D. Bourras, G. Canut, A. Doerenbecher, P. Drobinski, V. Ducrocq, H. Giordani, D. Hauser, L. Labatut, C. Lebeau-pin Brossier, M. Nuret, L. Prieur, O. Roussot, S. Somot, A. Bosse, L. Seyfried, et P.E. Brilouet. HyMeX-SOP2, the field campaign dedicated to dense water formation in the north-western Mediterranean. *Oceanography*, 29, December 2016a. doi : <https://doi.org/10.5670/oceanog.2016.94>.
- Claude Estournel, Pierre Testor, Pierre Damien, Fabrizio D’Ortenzio, Patrick Marsaleix, Pascal Conan, Faycal Kessouri, Xavier Durrieu de Madron, Laurent Coppola, Jean-Michel Lelouche, Sophie Belamari, Laurent Mortier, Caroline Ulses, Marie-Noelle Bouin, et Louis Prieur. High resolution modelling of dense water formation in the north-western Mediterranean during winter 2012-2013 : Processes and budget. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(7) :5367–5392, 2016b. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC011935. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC011935>.
- CW Fairall, Edward F Bradley, JE Hare, AA Grachev, et JB Edson. Bulk parameterization of air-sea fluxes : Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of climate*, 16(4) :571–591, 2003.
- Riccardo Farneti et Peter R. Gent. The effects of the eddy-induced advection coefficient in a coarse-resolution coupled climate model. *Ocean Modelling*, 39(1-2) :135 – 145, 2011. ISSN 1463-5003. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2011.02.005>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500311000400>. Modelling and Understanding the Ocean Mesoscale and Submesoscale.
- J. Font, P. Puig, J. Salat, A. Palanques, et M. Emelianov. Sequence of hydrographic changes in NW Mediterranean deep water due to the exceptional winter of 2005. *SCIENTIA MARINA*, 71(2) :339–346, 2007.
- Alexandre Ganachaud et Carl Wunsch. Large-scale ocean heat and freshwater transports during the world ocean circulation experiment. *Journal of Climate*, 16(4) :696–705, 2003.
- J.-C. Gascard. Mediterranean deep water formation, baroclinic eddies and ocean eddies. *Oceanologica Acta*, 1(3) :315–330, 1978.
- Jean-Claude Gascard, Andrew J Watson, Marie-José Messias, K Anders Olsson, Truls Johannessen, et Knud Simonsen. Long-lived vortices as a mode of deep ventilation in the greenland sea. *Nature*, 416(6880) :525–527, 2002.
- P. Gaspar, Y. Gregoris, et J.M. Lefèvre. A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *J. Geophys. Res.*, 95 :16179–16193, 1990.
- G.P. Gasparini, A. Ortona, G. Budillon, M. Astraldi, et E. Sansone. The effect of the Eastern Mediterranean Transient on the hydrographic characteristics in the Strait of Sicily and in the Tyrrhenian Sea. *Deep-Sea Res., Part II*, 52(6) :915–935, 2005.

- P. Gent et J. McWilliams. Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, 20 :150–155, 1990.
- Herve Giordani, Cindy Lebeaupin-Brossier, Fabien Leger, et Guy Caniaux. A PV-approach for dense water formation along fronts : Application to the Northwestern Mediterranean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(2) :995–1015, 2017. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC012019. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012019>.
- Sandy Grégorio, Thierry Penduff, Guillaume Sérazin, Jean-Marc Molines, Bernard Barnier, et Joël Hirschi. Intrinsic variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at interannual-to-multidecadal time scales. *Journal of Physical Oceanography*, 45(7) :1929–1946, 2015.
- J. M. Gregory et R. Tailleux. Kinetic energy analysis of the response of the atlantic meridional overturning circulation to co2-forced climate change. *Climate Dynamics*, 37(5) :893–914, 2011. ISSN 1432-0894. doi : 10.1007/s00382-010-0847-6. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-010-0847-6>.
- Stephen M. Griffies, Michael Winton, Whit G. Anderson, Rusty Benson, Thomas L. Delworth, Carolina O. Dufour, John P. Dunne, Paul Goddard, Adele K. Morrison, Anthony Rosati, Andrew T. Wittenberg, Jianjun Yin, et Rong Zhang. Impacts on ocean heat from transient mesoscale eddies in a hierarchy of climate models. *Journal of Climate*, 28(3) :952–977, 2015. doi : 10.1175/JCLI-D-14-00353.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-14-00353.1>.
- K. Haines et P. Wu. A modelling study of the thermohaline circulation of the Mediterranean Sea : water formation and dispersal. *Oceanologica Acta*, 18(4) :401–417, 1995.
- K. Haines et P. Wu. GCM studies of intermediate and deep waters in the Mediterranean. *J. Mar. Syst.*, 18 :197–214, 1998.
- Mindy M Hall et Harry L Bryden. Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 29(3) :339–359, 1982.
- M. Hamon, J. Beuvier, S. Somot, J.-M. Lellouche, E. Greiner, G. Jordà, M.-N. Bouin, T. Arsouze, K. Béranger, F. Sevault, C. Dubois, M. Drevillon, et Y. Drillet. Design and validation of MEDRYS, a Mediterranean Sea reanalysis over the period 1992–2013. *Ocean Science*, 12(2) :577–599, 2016. doi : 10.5194/os-12-577-2016. URL <http://www.ocean-sci.net/12/577/2016/>.
- Hjálmar Hátún, Charles C Eriksen, et Peter B Rhines. Buoyant eddies entering the labrador sea observed with gliders and altimetry. *Journal of Physical Oceanography*, 37(12) :2838–2854, 2007.
- M. Herrmann et S. Somot. Relevance of ERA40 dynamical downscaling for modeling deep convection in the Mediterranean Sea. *Geophys. Res. Lett.*, 35(L04607), 2008. doi : 10.1029/2007GL032442.
- M. Herrmann, S. Somot, F. Sevault, C. Estournel, et M. Déqué. Modeling the deep convection in the Northwestern Mediterranean sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model : case study of winter 1986–87. *J. Geophys. Res.*, 2008. doi : 10.1029/2006JC003991.

- M. Herrmann, J. Bouffard, et K. Béranger. Monitoring open-ocean deep convection from space. *Geophys. Res. Lett.*, 36(L03606), 2009. doi : 10.1029/2008GL036422.
- M. Herrmann, F. Sevault, J. Beuvier, et S. Somot. What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern Mediterranean basin? Answers from a modeling study. *J. Geophys. Res.*, 115(C08029), 2010. doi : 10.1029/2009JC005749.
- M. Herrmann, S. Somot, S. Calmanti, C. Dubois, et F. Sevault. Representation of spatial and temporal variability of daily wind speed and of intense wind events over the Mediterranean Sea using dynamical downscaling : impact of the regional climate model configuration. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 11 :1983–2001, 2011. doi : 10.5194/nhess-11-1983-2011.
- M. Herrmann, C. Estournel, F. Diaz, et F. Adloff. Impact of climate change on the Northwestern Mediterranean Sea pelagic planktonic ecosystem and associated carbon cycle. *J. Geophys. Res.*, 119 :5815–5836, 2014. doi : 10.1002/2014JC010016.
- Marine Herrmann, Pierre-Amael Auger, Caroline Ulses, et Claude Estournel. Long-term monitoring of ocean deep convection using multisensors altimetry and ocean color satellite data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(2) :1457–1475, 2017. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC011833. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC011833>.
- TS Hopkins. Physical processes in the mediterranean basins. *Estuarine transport processes*, pages 269–310, 1978.
- L. Houpert, X. Durrieu de Madron, P. Testor, A. Bosse, F. D’Ortenzio, M.N. Bouin, D. Dausse, H. Le Goff, S. Kunesch, M. Labaste, L. Coppola, L. Mortier, et P. Raimbault. Observations of open-ocean deep convection in the northwestern Mediterranean Sea : Seasonal and interannual variability of mixing and deep water masses for the 2007-2013 period. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages n/a–n/a, 2016. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC011857. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC011857>.
- Loic Houpert, Pierre Testor, X Durrieu de Madron, Samuel Somot, Fabrizio D’ortenzio, Claude Estournel, et Héloïse Lavigne. Seasonal cycle of the mixed layer, the seasonal thermocline and the upper-ocean heat storage rate in the mediterranean sea derived from observations. *Progress in Oceanography*, 132 :333–352, 2015.
- Rui Xin Huang, James R. Luyten, et Henry M. Stommel. Multiple equilibrium states in combined thermal and saline circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 22(3) : 231–246, 1992. doi : 10.1175/1520-0485(1992)022<0231 :MESICT>2.0.CO ;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485\(1992\)022<0231 :MESICT>2.0.CO ;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485(1992)022<0231 :MESICT>2.0.CO ;2).
- Graham O. Hughes, Andrew Mc C. Hogg, et Ross W. Griffiths. Available Potential Energy and Irreversible Mixing in the Meridional Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 39(12) :3130–3146, 2009. doi : 10.1175/2009JPO4162.1. URL <https://doi.org/10.1175/2009JPO4162.1>.
- CO’D Iselin. The influence of vertical and lateral turbulence on the characteristics of the waters at mid-depths. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 20(3) :414–417, 1939.

- David R Jackett et Trevor J McDougall. A neutral density variable for the world's oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 27(2) :237–263, 1997.
- L. C. Jackson, R. Kahana, T. Graham, M. A. Ringer, T. Woollings, J. V. Mecking, et R. A. Wood. Global and european climate impacts of a slowdown of the amoc in a high resolution gcm. *Climate Dynamics*, 45(11) :3299–3316, 2015. doi : 10.1007/s00382-015-2540-2. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-015-2540-2>.
- William E Johns, Molly O Baringer, LM Beal, SA Cunningham, Torsten Kanzow, Harry L Bryden, JJM Hirschi, J Marotzke, CS Meinen, B Shaw, et al. Continuous, array-based estimates of atlantic ocean heat transport at 26.5 n. *Journal of Climate*, 24(10) :2429–2449, 2011.
- Marieke Femke Jong et Laura Steur. Strong winter cooling over the irminger sea in winter 2014–2015, exceptional deep convection, and the emergence of anomalously low sst. *Geophysical Research Letters*, 43(13) :7106–7113, 2016.
- Julien Jouanno, Julio Sheinbaum, Bernard Barnier, Jean Marc Molines, et Julio Candela. Seasonal and Interannual Modulation of the Eddy Kinetic Energy in the Caribbean Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 42(11) :2041–2055, 2012. doi : 10.1175/JPO-D-12-048.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-12-048.1>.
- M Kageyama, U Merkel, B Otto-Bliesner, M Prange, A Abe-Ouchi, Gerrit Lohmann, R Ohgaito, DM Roche, J Singarayer, D Swingedouw, et al. Climatic impacts of fresh water hosing under last glacial maximum conditions : a multi-model study. *Climate of the Past*, 9(2) :935–953, 2013.
- Dagmar Kieke et Igor Yashayaev. Studies of labrador sea water formation and variability in the subpolar north atlantic in the light of international partnership and collaboration. *Progress in Oceanography*, 132 :220–232, 2015.
- B. Klein, W. Roether, B. Manca, D. Bregant, V. Beitzel, V. Kovacevic, et A. Luchetta. The large deep water transient in the eastern Mediterranean. *Deep-Sea Res., Part I*, 46 :371–414, 1999.
- T. Kuhlbrodt et J. M. Gregory. Ocean heat uptake and its consequences for the magnitude of sea level rise and climate change. *Geophysical Research Letters*, 39 (18) :n/a–n/a, 2012. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2012GL052952. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2012GL052952>. L18608.
- Till Kuhlbrodt, Alexa Griesel, Marisa Montoya, Anders Levermann, Matthias Hofmann, et Stefan Rahmstorf. On the driving processes of the atlantic meridional overturning circulation. *Reviews of Geophysics*, 45(2), 2007.
- Till Kuhlbrodt, Stefan Rahmstorf, Kirsten Zickfeld, Frode Bendiksen Vikebø, Svein Sundby, Matthias Hofmann, Peter Michael Link, Alberte Bondeau, Wolfgang Cramer, et Carlo Jaeger. An integrated assessment of changes in the thermohaline circulation. *Climatic Change*, 96 (4) :489–537, 2009.
- William G Large, James C McWilliams, et Scott C Doney. Oceanic vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, 32 (4) :363–403, 1994.

- K. D. Leaman et F. Schott. Hydrographic structure of the convection regime in the Gulf of Lions : winter 1987. *J. Phys. Oceanogr.*, 21 :575–597, April 1991.
- Fabien Léger, Cindy Lebeaupin Brossier, Herve Giordani, Thomas Arsouze, Jonathan Beuvier, Marie-Noelle Bouin, Emilie Bresson, Veronique Ducrocq, Nadia Fourrie, et Mathieu Nuret. Dense water formation in the north-western Mediterranean area during HyMeX-SOP2 in 1/36° ocean simulations : Sensitivity to initial conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(8) :5549–5569, 2016. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2015JC011542. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015JC011542>.
- Blandine L’Hévéder, Laurent Li, Florence Sevault, et Samuel Somot. Interannual variability of deep convection in the Northwestern Mediterranean simulated with a coupled AORCM. *Climate Dynamics*, 41(3-4) :937–960, 2013. ISSN 0930-7575. doi : 10.1007/s00382-012-1527-5. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-012-1527-5>.
- Jonathan M Lilly et Peter B Rhines. Coherent eddies in the labrador sea observed from a mooring. *Journal of Physical Oceanography*, 32(2) :585–598, 2002.
- J.L. López-Jurado, C. González-Pola, et P. Vélez-Belchí. Observation of an abrupt disruption of the long-term warming trend at the Balearic Sea, western Mediterranean Sea, in summer 2005. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L24606, 2005. doi : 10.1029/2005GRL024430.
- Edward N. Lorenz. Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. *Tellus*, 7(2) :157–167, 1955. ISSN 2153-3490. doi : 10.1111/j.2153-3490.1955.tb01148.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.2153-3490.1955.tb01148.x>.
- Edward N Lorenz. Deterministic nonperiodic flow. *Journal of the atmospheric sciences*, 20(2) : 130–141, 1963.
- Jean-François Louis. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2) :187–202, 1979. ISSN 1573-1472. doi : 10.1007/BF00117978. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF00117978>.
- M Susan Lozier. Deconstructing the conveyor belt. *Science*, 328(5985) :1507–1511, 2010.
- M Susan Lozier. Overturning in the north atlantic. *Annual review of marine science*, 4 : 291–315, 2012.
- Wolfgang Ludwig, Egon Dumont, Michel Meybeck, et Serge Heussner. River discharges of water and nutrients to the Mediterranean and Black Sea : major drivers for ecosystem changes during past and future decades? *Progress in Oceanography*, 80(3) :199–217, 2009.
- Hao Luo, Annalisa Bracco, et Fan Zhang. The seasonality of convective events in the Labrador Sea. *Journal of Climate*, 27(17) :6456–6471, 2014.
- Florent Lyard, Fabien Lefevre, Thierry Letellier, et Olivier Francis. Modelling the global ocean tides : modern insights from fes2004. *Ocean Dynamics*, 56(5) :394–415, 2006. ISSN 1616-7228. doi : 10.1007/s10236-006-0086-x. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10236-006-0086-x>.

- A. Macdonald, J. Candela, et H. Bryden. An estimate of the net heat transport through the Strait of Gibraltar. In P.E. La Violette Ed., editor, *Seasonal and Interannual Variability of the Western Mediterranean Sea*, Coastal Estuarine Studies 46., pages 13–32. Amer. Geophys. Union, 1994.
- G. Madec. NEMO ocean engine, 2008. Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, no 27 ISSN No 1288-1619.
- G. Madec, M. Chartier, P. Delecluse, et M. Crépon. A three-dimensional numerical study of deep-water formation in the Northwestern Mediterranean Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 21(9) : 1349–1371, September 1991.
- G. Madec, F. Lott, P. Delecluse, et M. Crépon. Large-scale preconditioning of deep-water formation in the Northwestern Mediterranean Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 26 :1393–1408, August 1996.
- G. Madec, P. Delecluse, M. Imbard, et C. Levy. *OPA 8.1, Ocean General Circulation Model, Reference Manual*. IPSL/LODYC, Paris, France, Dec. 1998. Note du Pôle de modélisation n.11.
- Syukuro Manabe et Ronald J Stouffer. Coupled ocean-atmosphere model response to freshwater input : Comparison to younger dryas event. *Paleoceanography*, 12(2) :321–336, 1997.
- B. Manca, G. Budillon, P. Scarazzato, et L. Ursella. Evolution of dynamics in the eastern Mediterranean affecting water mass structures and properties in the Ionian and Adriatic Seas. *J. Geophys. Res.*, 108(C9) :–, 2003.
- Patrick Marchesiello, Xavier Capet, Christophe Menkes, et Sean C Kennan. Submesoscale dynamics in tropical instability waves. *Ocean Modelling*, 39(1) :31–46, 2011.
- J. Marshall et F. Schott. Open-ocean convection : observations, theory, and models. *Rev. Geophys.*, 37(1) :1–64, Feb. 1999.
- Trevor J McDougall. Neutral surfaces. *Journal of Physical Oceanography*, 17(11) :1950–1964, 1987.
- Trevor J McDougall, Sjoerd Groeskamp, et Stephen M Griffies. On geometrical aspects of interior ocean mixing. *Journal of Physical Oceanography*, 44(8) :2164–2175, 2014.
- MEDAR/MEDATLAS Group. MEDAR/MEDATLAS 2002 database. Cruise inventory, observed and analysed data of temperature and bio-chemical parameters, 2002. 4 CDrom.
- MEDOC-Group. Observations of formation of deep-water in the Mediterranean Sea. *Nature*, 227 :1037–1040, 1970.
- C. Mertens et F. Schott. Interannual variability of deep-water formation in the Northwestern Mediterranean. *J. Phys. Oceanogr.*, 28 :1410–1424, July 1998.
- Fedor Mesinger et Akio Arakawa. Numerical methods used in atmospheric models, volume 1. In *Global Atmospheric Research Program World Meteorological Organization, Geneva (Switzerland)*., volume 1, 1976.

- C.. Millot. Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the Western Mediterranean. *Dyn. Atm. Oceans*, 15 :179–214, 1991.
- C.. Millot. Circulation in the Western Mediterranean Sea. *J. Mar. Syst.*, 20 :423–442, 1999a.
- C. Millot et I. Taupier-Letage. Additional evidence of LIW entrainment across the Algerian subbasin by mesoscale eddies and not by a permanent westward flow. *Prog. Oceanogr.*, 66(2-4) :231–250, 2005.
- C. Millot, J. Candela, J.-L. Fuda, et Y. Tber. Large warming and salinification of the Mediterranean outflow due to changes in its composition. *Deep-Sea Res.*, 53 (4) :656–666, 2006.
- Claude Millot. Circulation in the western mediterranean sea. *Journal of Marine Systems*, 20 (1) :423–442, 1999b.
- Raymond Braislin Montgomery. Water characteristics of atlantic ocean and of world ocean. *Deep Sea Research (1953)*, 5(2-4) :134–148, 1958.
- GWK Moore, Robert S Pickart, Ian A Renfrew, et Kjetil Våge. What causes the location of the air-sea turbulent heat flux maximum over the labrador sea? *Geophysical Research Letters*, 41(10) :3628–3635, 2014.
- Walter Munk et Carl Wunsch. Abyssal recipes ii : energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 45(12) :1977–2010, 1998.
- P. Myers et K. Haines. Stability of the Mediterranean’s thermohaline circulation under modified surface evaporative fluxes. *J. Geophys. Res.*, 107(C3), 2002.
- Paul G Myers et Chris Donnelly. Water mass transformation and formation in the labrador sea. *Journal of Climate*, 21(7) :1622–1638, 2008.
- P.G. Myers, K. Haines, et S. Josey. On the importance of the choice of wind stress forcing to the modeling of the Mediterranean sea circulation. *J. Geophys. Res.*, 103(C8) :15,729–15,749, 1998.
- Anika Obermann, Sophie Bastin, Sophie Belamari, Dario Conte, Miguel Angel Gaertner, Laurent Li, et Bodo Ahrens. Mistral and tramontane wind speed and wind direction patterns in regional climate simulations. *Climate Dynamics*, pages 1–18, 2016.
- T Penduff, B Barnier, L Terray, L Bessi eres, G S erazin, S Gregorio, JM Brankart, MP Moine, JM Molines, et P Brasseur. Ensembles of eddying ocean simulations for climate. In *CLIVAR WGOMD Workshop on high*, page 26, 2014.
- Thierry Penduff, M elanie Juza, Bernard Barnier, Jan Zika, William K Dewar, Anne-Marie Treguier, Jean-Marc Molines, et Nicole Audiffren. Sea level expression of intrinsic and forced ocean variabilities at interannual time scales. *Journal of Climate*, 24(21) :5652–5670, 2011.
- Romain Pennel, Alexandre Stegner, et Karine B eranger. Shelf impact on buoyant coastal current instabilities. *Journal of Physical Oceanography*, 42(1) :39–61, 2012.
- Robert S Pickart, Michael A Spall, Mads Hvid Ribergaard, GWK Moore, et Ralph F Milliff. Deep convection in the irminger sea forced by the greenland tip jet. *Nature*, 424(6945) : 152–156, 2003.

- Stefano Pierini. Low-frequency variability, coherence resonance, and phase selection in a low-order model of the wind-driven ocean circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 41(9) :1585–1604, 2011. doi : 10.1175/JPO-D-10-05018.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-10-05018.1>.
- Stefano Pierini. Kuroshio extension bimodality and the north pacific oscillation : A case of intrinsic variability paced by external forcing. *Journal of Climate*, 27(1) :448–454, 2014. doi : 10.1175/JCLI-D-13-00306.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00306.1>.
- N. Pinardi, M. Zavatarelli, M. Adani, G. Coppini, C. Fratianni, P. Oddo, S. Simoncelli, M. Tonani, V. Lyubartsev, S. Dobricic, et A. Bonaduce. Mediterranean sea large-scale low-frequency ocean variability and water mass formation rates from 1987 to 2007 : A retrospective analysis. *Prog. Oceanogr.*, 2013.
- L. Prieur, G. Caniaux, F. D’Ortenzio, H. Lavigne, et H. Giordani. Rapport prosat. Technical report, 2010.
- R. Radu, M. Déqué, et S. Somot. Spectral nudging in a spectral regional climate model. *Tellus*, 60A :898–910, 2008. doi : 10.1111/j.1600-0870.2008.00341.x.
- M. Rhein. Deep water formation in the western mediterranean. *J. Geophys. Res.*, 100 :6943–6959, 1995. doi : 10.1029/94JC03198.
- M. Rixen, J.-M. Beckers, S. Levitus, J. Antonov, T. Boyer, C. Maillard, M. Fichaud, E. Balopoulos, S. Iona, H. Dooley, M.-J. Garcia, B. Manca, A. Giorgetti, N. Manzella, G. Mikhailov, N. Pinardi, et M. Zavatarelli. The western Mediterranean deep water : A proxy for climate change. *Geophys. Res. Lett.*, 32(L12608) :1–4, 2005. doi : 10.1029/2005GL022702.
- A.R. Robinson, W.G. Leslie, A. Theocharis, et A. Lascaratos. *Encyclopedia of Ocean Sciences*, chapter Mediterranean Sea Circulation, pages 1689–1706. Academic Press Ltd., London, 2001.
- W. Roether, B. Manca, B. Klein, D. Bregant, D. Georgopoulos, W. Beitzel, V. Kovacevic, et A. Luchetta. Recent changes in eastern Mediterranean deep waters. *Science*, 271 :333–334, 1996.
- M.A.A Rugenstein, M. Winton, R. J. Stouffer, S. M. Griffies, et R. Hallberg. Northern high-latitude heat budget decomposition and transient warming. *J. Climate*, 26, 2013.
- Oleg A Saenko, Frédéric Dupont, Duo Yang, Paul G Myers, Igor Yashayaev, et Gregory C Smith. Role of resolved and parameterized eddies in the Labrador Sea balance of heat and buoyancy. *Journal of Physical Oceanography*, 44(12) :3008–3032, 2014.
- J. A. Saenz, A. M. Hogg, G. O. Hughes, et R. W. Griffiths. Mechanical power input from buoyancy and wind to the circulation in an ocean model. *Geophysical Research Letters*, 39(13) :n/a–n/a, 2012. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2012GL052035. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2012GL052035>. L13605.
- J Salat et J Font. Water mass structure near and offshore the catalan coast during the winters of 1982 and 1983. In *Annales geophysicae. Series B. Terrestrial and planetary physics*, volume 5, pages 48–54, 1987.

- E Sanchez-Gomez, S Somot, SA Josey, C Dubois, N Elguindi, et M Déqué. Evaluation of mediterranean sea water and heat budgets simulated by an ensemble of high resolution regional climate models. *Climate dynamics*, 37(9-10) :2067–2086, 2011.
- J. W. Sandström. Dynamische versuche mit meerwasser. *Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie*, 36 :6–23, 1908.
- G. Sannino, M. Herrmann, A. Carillo, V. Rupolo, V. Ruggiero, V. Artale, et P. Heimbach. An eddy-permitting model of the Mediterranean Sea with a two-way grid refinement at the Strait of Gibraltar . *Ocean Modelling*, 30(1) :56 – 72, 2009. ISSN 1463-5003. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.06.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S146350030900119X>.
- G Sannino, A Carillo, G Pisacane, et C Naranjo. On the relevance of tidal forcing in modelling the mediterranean thermohaline circulation. *Progress in Oceanography*, 134 :304–329, 2015.
- C. Santinelli et al. Influence of stratification on marine dissolved organic carbon (DOC) dynamics : The Mediterranean Sea case. *Prog. Oceanogr.*, 119 :68–77, 2013.
- F. Schott et K. D. Leaman. Observations with moored acoustic doppler current profilers in the convection regime in the Golfe du Lion. *J. Phys. Oceanogr.*, 21 :558–574, April 1991.
- F. Schott, M. Visbeck, U. Send, J. Fisher, L. Stramma, et Y. Desaubies. Observations of deep convection in the Gulf of Lions, northern Mediterranean, during the winter of 1991/1992. *J. Phys. Oceanogr.*, 26 :505–524, 1996.
- K. Schröder, G.-P. Gasparini, M. Tangherlini, et M. Astraldi. Deep and intermediate water in the western Mediterranean under the influence of the Eastern Mediterranean Transient. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21607, 2006. doi : 10.1029/2006GL027121.
- K. Schroeder, M. Borghini, G. Cerrati, V. Difesca, R. Delfanti, C. Santinelli, et G.P. Gasparini. Multiparametric mixing analysis of the deep waters in the western mediterranean sea. *Chem. Ecol.*, 24 :47–56, 2008a.
- K. Schroeder, A. Ribotti, M. Borghini, R. Sorgente, A. Perilli, et G. P. Gasparini. An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006. *Geophys. Res. Lett.*, 35, L18605, 2008b. doi : 10.1029/2008GL035146.
- K Schroeder, Vincent Taillandier, A Vetrano, et GP Gasparini. The circulation of the western mediterranean sea in spring 2005 as inferred from observations and from model outputs. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 55(8) :947–965, 2008c.
- K. Schroeder, S.A. Josey, M. Herrmann, L. Grignon, G.P. Gasparini, et H.L. Bryden. Abrupt warming and salting of the Western Mediterranean Deep Water : atmospheric forcings and lateral advection. *J. Geophys. Res.*, 2010. doi : 10.1029/2009JC005749.
- U. Send, F. Schott, F. Gaillard, et Y. Desaubies. Observation of a deep convection regime with accoustic tomography. *J. Geophys. Res.*, 100 :6927–6941, 1995.
- U. Send, J. Font, et C. Mertens. Recent observations indicates convection’s role in deep circulation. *EOS T. Am. Geophys. Un.*, 77 :61–65, 1996.

- Guillaume Sérazin, Thierry Penduff, Sandy Grégorio, Bernard Barnier, Jean-Marc Molines, et Laurent Terray. Intrinsic variability of sea level from global ocean simulations : Spatiotemporal scales. *Journal of Climate*, 28(10) :4279–4292, 2015.
- Guillaume Sérazin, Benoit Meyssignac, Thierry Penduff, Laurent Terray, Bernard Barnier, et Jean-Marc Molines. Quantifying uncertainties on regional sea level change induced by multi-decadal intrinsic oceanic variability. *Geophysical Research Letters*, 43(15) :8151–8159, 2016.
- Florence Sevault, Samuel Somot, Antoinette Alias, Clotilde Dubois, Cindy Lebeaupin-Brossier, Pierre Nabat, Fanny Adloff, Michel Deque, et Bertrand Decharme. A fully coupled mediterranean regional climate system model : design and evaluation of the ocean component for the 1980-2012 period. *Tellus A*, 66(0), 2014. ISSN 1600-0870. URL <http://www.tellusa.net/index.php/tellusa/article/view/23967>.
- R. O. Smith, H. L. Bryden, et K. Stansfield. Observations of new western Mediterranean deep water formation using Argo floats 2004-2006. *Ocean Science*, 4 :133–149, 2008.
- W. Smith et D. Sandwell. Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth sounding. *Science*, 277(5334) :1956–1962, 1997.
- S. Somot, F. Sevault, et M. Déqué. Transient climate change scenario simulation of the Mediterranean Sea for the 21st century using a high resolution ocean circulation model. *Clim. Dyn.*, pages 1 – 29, July 2006. doi : 10.1007/s00382-006-0167-z.
- Samuel Somot, Loic Houpert, Florence Sevault, Pierre Testor, Anthony Bosse, Isabelle Taupier-Letage, Marie-Noelle Bouin, Robin Waldman, Christophe Cassou, Emilia Sanchez-Gomez, et al. Characterizing, modelling and understanding the climate variability of the deep water formation in the North-Western Mediterranean Sea. *Climate Dynamics*, pages 1–32, 2016.
- Javier Soto-Navarro, Samuel Somot, Florence Sevault, Jonathan Beuvier, Francisco Criado-Aldeanueva, Jesús García-Lafuente, et Karine Béranger. Evaluation of regional ocean circulation models for the mediterranean sea at the strait of gibraltar : volume transport and thermohaline properties of the outflow. *Climate Dynamics*, 44(5-6) :1277–1292, 2015.
- Michael A Spall. Dynamics of the gulf stream/deep western boundary current crossover. part ii : Low-frequency internal oscillations. *Journal of Physical Oceanography*, 26(10) :2169–2182, 1996.
- Michael A Spall. Boundary currents and watermass transformation in marginal seas. *Journal of physical oceanography*, 34(5) :1197–1213, 2004.
- Michael A Spall. On the role of eddies and surface forcing in the heat transport and overturning circulation in marginal seas. *Journal of Climate*, 24(18) :4844–4858, 2011.
- Michael A Spall. Influences of precipitation on water mass transformation and deep convection. *Journal of Physical Oceanography*, 42(10) :1684–1700, 2012.
- S Sparnocchia, GP Gasparini, M Astraldi, M Borghini, et P Pistek. Dynamics and mixing of the eastern mediterranean outflow in the tyrrhenian basin. *Journal of Marine Systems*, 20(1) :301–317, 1999.

- M Srokosz, M Baringer, H Bryden, S Cunningham, T Delworth, S Lozier, Jochem Marotzke, et Rowan Sutton. Past, present, and future changes in the atlantic meridional overturning circulation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93(11) :1663–1676, 2012.
- Detlef Stammer et Carl Wunsch. Temporal changes in eddy energy of the oceans. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 46(1) :77–108, 1999.
- Emil V Stanev et Elissaveta L Peneva. Regional sea level response to global climatic change : Black sea examples. *Global and Planetary Change*, 32(1) :33–47, 2001.
- Thomas F Stocker. The seesaw effect. *Science*, 282(5386) :61–62, 1998.
- Vincent Taillandier. CTD dataset acquired during the field survey DEWEX. Technical report, 2014.
- R. Tailleux. On the energetics of stratified turbulent mixing, irreversible thermodynamics, Boussinesq models and the ocean heat engine controversy. *Journal of Fluid Mechanics*, 638 : 339–382, 2009. doi : 10.1017/S002211200999111X.
- R. Tailleux. Entropy versus APE production : On the buoyancy power input in the oceans energy cycle. *Geophysical Research Letters*, 37(22) :n/a–n/a, 2010. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2010GL044962. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2010GL044962>. L22603.
- R. Tailleux et L. Rouleau. The effect of mechanical stirring on horizontal convection. *Tellus A*, 62(2) :138–153, 2010. ISSN 1600-0870. doi : 10.1111/j.1600-0870.2009.00426.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1600-0870.2009.00426.x>.
- C. Talandier, J. Deshayes, A.-M. Treguier, X. Capet, R. Benshila, L. Debreu, R. Dussin, J.-M. Molines, et G. Madec. Improvements of simulated Western North Atlantic current system and impacts on the AMOC . *Ocean Modelling*, 76 :1 – 19, 2014. ISSN 1463-5003. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2013.12.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500313002217>.
- Christian Tamburini et al. Deep-sea bioluminescence blooms after dense water formation at the ocean surface. *PLoS ONE*, 8(7) :e67523, 07 2013. doi : 10.1371/journal.pone.0067523.
- Karl E Taylor. Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D7) :7183–7192, 2001.
- P. Testor et J.-C. Gascard. Large-scale spreading of deep waters in the Western Mediterranean Sea by submesoscale coherent eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 33 :75–87, 2003.
- P. Testor et J.-C. Gascard. Post-convection spreading phase in the Northwestern Mediterranean Sea. *Deep-Sea Res., Part I*, 53 :869–893, 2006.
- Pierre Testor. DEWEX-MERMEX 2013 LEG1 cruise, le Suroit R/V. Technical report, 2013a.
- Pierre Testor, Laurent Coppola, et Laurent Mortier. 2012 MOOSE-GE cruise, le Suroit R/V. Technical report, 2012.
- Pierre Testor, Laurent Coppola, et Laurent Mortier. 2013 MOOSE-GE cruise, Tethys ii R/V. Technical report, 2013b.

- Pierre Testor, X. Durrieu de Madron, L. Mortier, F. D’Ortenzio, H. Legoff, D. Dausse, M. Labaste, et L. Houpert. LION observatory data. Technical report, 2016. URL <http://www.seanoe.org/data/00333/44411/>.
- Kevin E Trenberth et Julie M Caron. Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *Journal of Climate*, 14(16) :3433–3443, 2001.
- E. Tziperman et K. Speer. A study of water mass transformation in the Mediterranean Sea : analysis of climatological data and a simple three-box model. *Dyn. Atm. Oceans*, 21 :53–82, 1994.
- Michael Vellinga et Richard A. Wood. Global climatic impacts of a collapse of the atlantic thermohaline circulation. *Climatic Change*, 54(3) :251–267, 2002. ISSN 1573-1480. doi : 10.1023/A :1016168827653. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1016168827653>.
- M. J. Visbeck, J. Marshall, et H. Jones. Dynamics of isolated convective regions in the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 26 :1721–1734, 1996.
- Jin-Song von Storch, Carsten Eden, Irina Fast, Helmuth Haak, Daniel Hernandez-Deckers, Ernst Maier-Reimer, Jochem Marotzke, et Detlef Stammer. An Estimate of the Lorenz Energy Cycle for the World Ocean Based on the STORM/NCEP Simulation. *Journal of Physical Oceanography*, 42(12) :2185–2205, 2012. doi : 10.1175/JPO-D-12-079.1. URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-12-079.1>.
- C. Vörösmarty, B. Fekete, et B. Tucker. *Global river discharge database, RivDis*. UNESCO, Paris, 1996. International Hydrological Program, Global Hydrological Archive and Analysis Systems.
- R. Waldman, M. Herrmann, S. Somot, T. Arsouze, R. Benshila, A. Bosse, J. Chanut, H. Gior-dani, et F. Sevault. How does mesoscale impact dense water formation? answers from an ensemble simulation of the intense 2012-2013 event in the northwestern mediterranean sea. *JGR-O*, submitted.
- Robin Waldman, Samuel Somot, Marine Herrmann, Pierre Testor, Claude Estournel, Florence Sevault, Louis Prieur, Laurent Mortier, Laurent Coppola, Vincent Taillandier, Pascal Conan, et Denis Dausse. Estimating dense water volume and its evolution for the year 2012-2013 in the Northwestern Mediterranean Sea : An observing system simulation experiment approach. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(9) :6696–6716, 2016. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC011694. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC011694>.
- Robin Waldman, Samuel Somot, Marine Herrmann, Anthony Bosse, Guy Caniaux, Claude Estournel, Loic Houpert, Louis Prieur, Florence Sevault, et Pierre Testor. Modeling the intense 2012-2013 dense water formation event in the northwestern Mediterranean Sea : Evaluation with an ensemble simulation approach. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(2) :1297–1324, 2017. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2016JC012437. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012437>.
- G. Walin. On the relation between sea-surface heat flow and the thermal circulation in the ocean. *Tellus*, 34 :187–195, 1982.

- Gösta Walin. A theoretical framework for the description of estuaries. *Tellus*, 29(2) :128–136, 1977.
- M. Winton, S. M. Griffies, B. L. Samuels, J. L. Sarmiento, et T. L. Frolicher. Connecting changing ocean circulation with changing climate. *J. Climate*, 26, 2013.
- LV Worthington. 2 the water masses of the world ocean : Some results of a fine-scale census. 1981.
- P. Wu et K. Haines. Modelling the dispersal of levantine intermediate water and its role in Mediterranean deep water formation. *J. Geophys. Res.*, 101(C3) :6591–6608, 1996. doi : 10.1029/95JC03555.
- Carl Wunsch. What is the thermohaline circulation ? *Science*, 298(5596) :1179–1181, 2002.
- G. Wüst. On the vertical circulation of the Mediterranean Sea. *J. Geophys. Res.*, 66(10) : 3261–3271, 1961.
- Georg Wust. The stratosphere of the atlantic ocean. *Wiss. Ergebn. Dtsch. Atlant. Exped.'Meteor*, 6(1) :109–288, 1935.
- Igor Yashayaev. Hydrographic changes in the labrador sea, 1960–2005. *Progress in Oceanography*, 73(3) :242–276, 2007.
- Lisan Yu et Robert A Weller. Objectively analyzed air-sea heat fluxes for the global ice-free oceans (1981-2005). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 88(4) :527, 2007.
- Yu Zhang et Geoffrey K. Vallis. Ocean heat uptake in eddying and non-eddying ocean circulation models in a warming climate. *Journal of Physical Oceanography*, 43(10) :2211–2229, 2013. doi : 10.1175/JPO-D-12-078.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-12-078.1>.

Annexes

A - Configuration de référence..	II
B - Liste des simulations	III
C : Tests de sensibilité physiques..	IV
D - Modélisation du cycle saisonnier de la circulation méridienne de retournement Atlantique.	XXIII

Annexe A : Configuration de référence.

Nous détaillons ici la configuration numérique de la simulation en mode AGRIF couplé de référence utilisée pour l'étude annuelle 2012-2013 de la thèse : NM12A-41 (nommée NWMED36 dans les Chap. 4 et 5). Les conditions aux frontières de cette simulation sont données dans le Chapitre 2, Tableau 2.1.

Les clés de compilation cpp activées lors de la compilation de l'exécutable de l'expérience NM12A-41 sont : `key_agrif`, `key_vectopt_loop`, `key_vectopt_memory`, `key_med12`, `key_zrefsurf`, `key_dynspg_ftl`, `key_ldfslp`, `key_traldf_c2d`, `key_dynldf_c2d`, `key_dtatem`, `key_dtasal`, `key_dtassh`, `key_tradmp`, `key_zdftke`, `key_mpp_mpi`, `key_diadct`.

Les principaux paramètres de namelist utilisés dans le modèle NEMOMED12 de l'expérience NM12A-41 sont indiqués dans le Tableau 7.1. Les paramètres utilisés dans le modèle AGRIF de l'expérience NM12A-41 sont identiques à l'exception des coefficients de diffusivité horizontale du moment et isoneutre des traceurs, fixés respectivement à $rn_ahm_0 = -0.25 \cdot 10^9 m^4/s$ et $rn_aht_0 = 30 m^2/s$.

Paramètre	Valeur dans NM12A-41
Domaine	<code>rn_e3zps_min=25, rn_e3zps_rat=0.2</code> <code>rn_rdt=720.</code>
Surface	<code>nn_fsbc=5, ln_flg=.true.</code> <code>ln_dm2dc=.false., ln_rnf=.true., ln_ssr=.true., nn_fwb=0</code> <code>ln_traqsr=.true., ln_qsr_rgb=.true.</code> <code>nn_sstr=1, nn_ssr=0, rn_dqdt=-40.</code>
Frontière latérale	<code>shlat=1.2</code>
AGRIF	<code>nn_cln_update=3, rn_sponge_tra=300, rn_sponge_adv=300</code>
Frontière inférieure	<code>nn_bfr=2, rn_bfri2=1.e-3, ln_tide_2D=.true.</code>
Traceurs	<code>ln_traadv_tvd=.true.</code> <code>ln_traldf_lap=.true., ln_traldf_iso=.true., rn_aht_0=60</code> <code>rn_aeiv_0=0</code>
Dynamique	<code>ln_dynadv_vec=.true., ln_dynvor_een=.true.</code> <code>ln_dynldf_bilap=.true., rn_ahm_0=-1.25e+10</code>
Physique verticale	<code>rn_avm0=1e-4, rn_avt0=1e-5</code> <code>ln_zdfevd=.true., nn_evdm=1, rn_avevd=10</code> <code>rn_ediff=0.1, rn_ediss=0.7, rn_ebb=60, rn_emin=1e-6, nn_pdl=1</code> <code>nn_etau=0</code>

TABLEAU 7.1: Principaux paramètres de namelist de l'expérience NM12A-41.

Annexe B : Liste des simulations

Au cours de la thèse, deux principales catégories de simulations océaniques forcées ont été réalisées : sur l'étude de cas de 2012-2013 ou sur la période historique 1979-2013. La plupart des expériences portent sur l'impact de la variabilité intrinsèque de l'océan et la méso-échelle sur la convection en Méditerranée Nord-occidentale. Plusieurs simulations ont été réalisées pour investiguer d'autres questions scientifiques : rôle des marées à Gibraltar et du mélange vertical de 'background' sur la convection, modification de la paramétrisation de la convection EVD, source d'énergie cinétique turbulente dans la couche de mélange. On notera enfin que la thèse a donné lieu à de nombreux tests techniques, mais cette liste n'inclut que les simulations à finalité scientifique.

Les simulations numériques décrites dans le tableau 7.2 couvrent la période du 1er Aout 2012 au 30 Juin 2013, et celles décrites dans le tableau 7.3 couvrent la période du 1er Aout 1979 au 30 Juin 2013.

Nom	Configuration	Analyse
NM12A-41	Détails en Annexe A	Chapitre 5 (NW-MED36)
NM12A-41-LR	NM12A-41 + bathymétrie AGRIF basse résolution	/
NM12A-42 à NM12A-50	NM12A-41 + petite échelle de l'état initial perturbée	Chapitre 5 (NW-MED36)
NM12A-41n à NM12A-50n	NM12A-41 à NM12A-50 + AGRIF désactivé dans AGRIF_FixedGrids.in	Chapitres 4 et 5 (NEMOMED12)
NM12A-36 à NM12A-40	NM12A-41 + initialisation resp. par un hindcast NEMOMED12, la réanalyse SYMPHONIE, la réanalyse ASICS, l'analyse MERCATOR et la réanalyse MEDRYS	/
NM12A-36-1w à NM12A-40-1w	NM12A-36 à NM12A-40 + mode AGRIF forcé	Annexe C
NM12-02.2_AtmcOr	NEMOMED12 initialisé par un hindcast NEMOMED12.	Chapitre 3 (NEMOMED12)
NM12-02.2SY3rest	NEMOMED12 initialisé par la réanalyse SYMPHONIE.	Chapitre 3 (NEMOMED12-I)
NM12-02.2HE2rest	NEMOMED12 initialisé par la réanalyse ASICS.	/
NM12-11convU	NEMOMED12 initialisé par un hindcast NEMOMED12 + test param EVD (nn_evdm=0).	/
NM12-18KzEVD	NEMOMED12 initialisé par un hindcast NEMOMED12 + test param EVD (rn_avevd= $1m^2/s$).	/
NM12-16etau1 et NM12-16etau2	NEMOMED12 initialisé par un hindcast NEMOMED12 + test source de TKE (resp. etau=1 et etau=2).	/
NM12-18KzEVD	NEMOMED12 initialisé par un hindcast NEMOMED12 + test mélange de 'background' (nn_avm0= 10^{-5} et nn_avt0= $10^{-6}m^2/s$).	/

TABLEAU 7.2: Les simulations numériques du cas d'étude 2012-2013.

Annexe C : Tests de sensibilité physiques.

On présente ici une série d'expériences numériques réalisées au cours de la thèse. Elles portent sur la comparaison des produits assimilés pour l'initialisation du cas d'étude de 2012-2013 et sur l'impact de plusieurs paramétrisations du mélange vertical sur la convection climatique.

Nom	Configuration	Analyse scientifique
NM12AI-8	NM12A-41 (Annexe A) initialisé en 1979 par la climatologie MEDATLAS-II.	Chapitre 6 (NW-MED36)
NM12AI-8-1w	NM12AI-8 + AGRIF forcé.	Chapitre 6 (NW-MED36)
NM12AI-4 et NM12AI4-1w	NM12AI-8 et NM12AI8-1w + glissement libre (shlat=0).	/
NM12AI9 et NM12AI9-1w	NM12AI-8 et NM12AI8-1w + correction de flux de chaleur.	Annexe C
NM12AI9-80 à NM12AI9-83	NM12AI-9 + état initial perturbé	/
NM12I-3	NM12A-41 + sans AGRIF	Chapitre 6
NM12I-3-80 à NM12I-3-83	NM12I-3 + état initial perturbé	Chapitre 6 (NE-MOMED12)
NM12I-18	NM12I-3 + test param EVD ($rn_avevd=1m^2/s$).	/
NM12I-16	NM12I-3 + test source de TKE ($etau=2$).	/
NM12I-17	NM12I-3 + test mélange de 'background' ($nn_avm0=10^{-5}$ et $nn_avt0=10^{-6}m^2/s$).	Annexe C
NM12I-1	NM12I-3 + mélange des marées à Gibraltar d'amplitude $0.05m^2/s$	Annexe C
NM12I-5	NM12I-3 + mélange des marées à Gibraltar d'amplitude $0.1m^2/s$	/
NM12I-6	NM12I-3 + mélange des marées à Gibraltar d'amplitude $0.2m^2/s$	/

TABLEAU 7.3: *Les simulations numériques sur la période 1979-2013.*

Comparaison des produits assimilés pour l'initialisation du cas d'étude de 2012-2013

Au cours de la thèse, on a initialisé le cas d'étude avec plusieurs champs hydrologiques ayant assimilé ou non des observations. Léger et al. (2016) ont déjà montré la forte sensibilité de la convection de l'hiver 2012-2013 à l'initialisation du préconditionnement d'été. L'objet de ce travail est de comparer des produits assimilant ou non des observations pour l'initialisation du cas d'étude de 2012-2013. On étudie la simulation océanique hindcast NEMOMED12 décrite dans le Chapitre 6, nommée HIND par la suite, sur ce cas d'étude. On la compare, toutes choses égales par ailleurs, avec :

- La simulation océanique NEMOMED12 initialisée le 1er Aout 2012 par l'analyse objective SYMPHONIE dont la grande échelle est décrite dans le Chapitre 4, nommée SYMP par la suite.

- La simulation océanique NEMOMED12 initialisée le 1er Aout 2012 par la réanalyse ASICS dans le bassin Liguro-Provençal, décrite par Léger et al. (2016), et par l'analyse MERCATOR PSY2V4R4 dans le reste de la mer Méditerranée, nommée ASIC par la suite.
- La simulation océanique NEMOMED12 initialisée le 1er Aout 2012 par la réanalyse MEDRYS évaluée par Hamon et al. (2016), nommée MEDR par la suite.
- La simulation océanique NEMOMED12 initialisée le 1er Aout 2012 par l'analyse MERCATOR PSY2V4R4, nommée MERC par la suite.

La Fig.7.1 représente l'hydrologie moyenne du bassin Liguro-Provençal obtenue en moyennant les profils de la campagne MOOSE-GE (1/8/2012) et dans les 5 simulations colocalisées aux observations, ainsi que leur biais moyen. La simulation HIND présente les biais hydrologiques les plus forts. Les simulations initialisées par des observations réduisent ces biais, en particulier pour SYMP et ASIC. Toutefois, les réanalyses MEDR et MERC conservent des biais aux couches de surface et profondes. En termes de stratification, on a un biais faible pour SYMP, ASIC et MEDR, un biais stratifié trois fois supérieur pour MERC et un biais stratifié 6 fois supérieur pour HIND. On en conclut que les différents produits assimilés présentent moins de biais que la simulation hincast mais diffèrent largement dans leur représentation de l'hydrologie de l'été 2012, malgré les observations de la campagne MOOSE-GE.

La Fig.7.2 représente l'évolution du volume hauturier ($H > 2000m$) d'eaux denses ($\sigma_0 > 29.11kg/m^3$) observé (MOOSE-GE et DEWEX, noir) et modélisé dans les 5 simulations. A l'état initial, on a un large désaccord entre les 5 simulation qui diffèrent d'un facteur jusqu'à 3 sur le volume d'eaux denses. Seul l'état initial de SYMP a un volume d'eaux denses initial dans l'intervalle de confiance des observations. On confirme donc le désaccord entre les différents produits assimilés dans leur représentation de l'hydrologie des eaux profondes en été 2012.

La Fig.7.4 représente l'évolution des propriétés de l'interface air-mer et de la profondeur de la couche de mélange à la bouée LION observées ou reconstruites et modélisées par le jeu de flux atmosphériques ALDERA et les 5 simulations. On constate un désaccord des simulations sur l'hydrologie de surface (hormis la densité maximale atteinte), la chronologie et l'intensité de la convection à LION. L'hydrologie de surface au maximum de la convection varie de $12.4 - 13^\circ C$ et $38.43 - 38.49psu$. Seule MERC simule le premier épisode de mélange vertical intense (fin Janvier), ASICS ne simule pas le dernier épisode (mi-Mars), MERC simule un épisode non-observé début avril. Les simulations sont aussi en désaccord sur la durée et la profondeur maximale de l'épisode principal de février, variant de 7 jours (ASICS) à 25 jours (SYMP) et de 1200m (ASICS) à 2200m (SYMP). Les différences sont importantes même pour les simulations SYMP et ASICS dont l'hydrologie initiale moyenne en Méditerranée Nord-occidentale le 1/8/2012 est proche (Fig.7.1). On en conclut qu'il n'y a pas de convergence dans la représentation de la convection sur l'année 2012-2013 en utilisant les différents produits assimilés pour initialiser l'hydrologie en été 2012.

La Fig.7.4 montre l'extension du patch convectif ($MLD > 1000m$) le 12/2/2013 observé (DEWEX-LEG1 et ARGO, noir) et modélisé par les 5 simulations. On constate un large désaccord entre les simulations sur la géographie du patch convectif, certaines simulant une aire limitée au large du Golfe du Lion (HIND et MERC), d'autres simulant son extension plus au Sud (SYMP, MEDR), à l'Est (ASIC, MEDR) ou même en mer Ligure (MEDR). On constate une nouvelle fois que les simulations SYMP et ASICS, dont l'hydrologie initiale moyenne en Méditerranée Nord-occidentale le 1/8/2012 est proche (Fig.7.1), présentent des larges différences de patch convectif simulé. Toutes les simulations représentent au moins en partie le patch convectif observé, mais toutes le sous-estiment au Nord et certaines le sous-estiment au

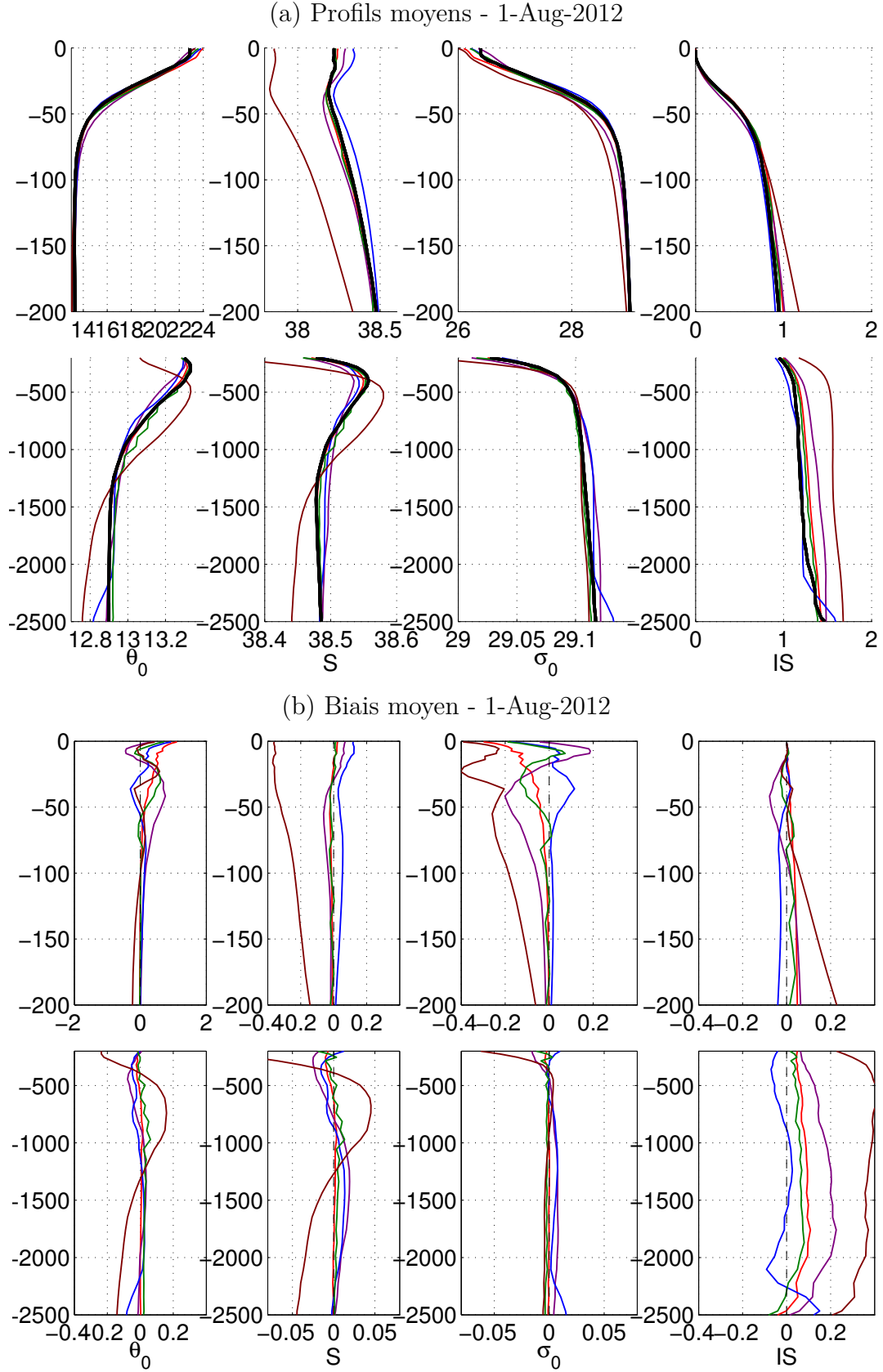


FIGURE 7.1: (a) Profils hydrologiques moyens de la campagne MOOSE-GE 2012 (1-Aug-2012, noir) et des simulations HIND (marron), SYMP (rouge), ASIC (vert), MEDR (bleu) et MERC (violet) colocalisées aux observations : salinité (S), température potentielle (θ), densité potentielle (σ_0) et Indice de Stratification (IS). (b) Idem en anomalie des simulations par rapport aux observations.

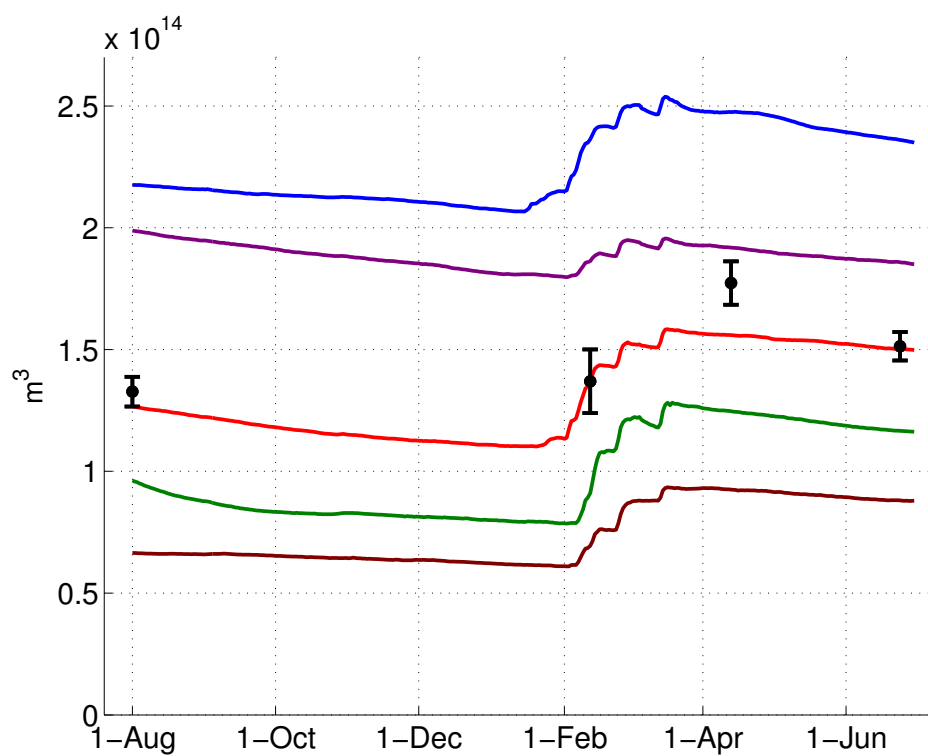


FIGURE 7.2: Volume hauturier ($H > 2000\text{m}$) d'eaux denses ($\sigma_0 > 29.11\text{kg/m}^3$) observé (MOOSE-GE et DEWEX, noir) et modélisé par les simulations HIND (marron), SYMP (rouge), ASIC (vert), MEDR (bleu) et MERC (violet).

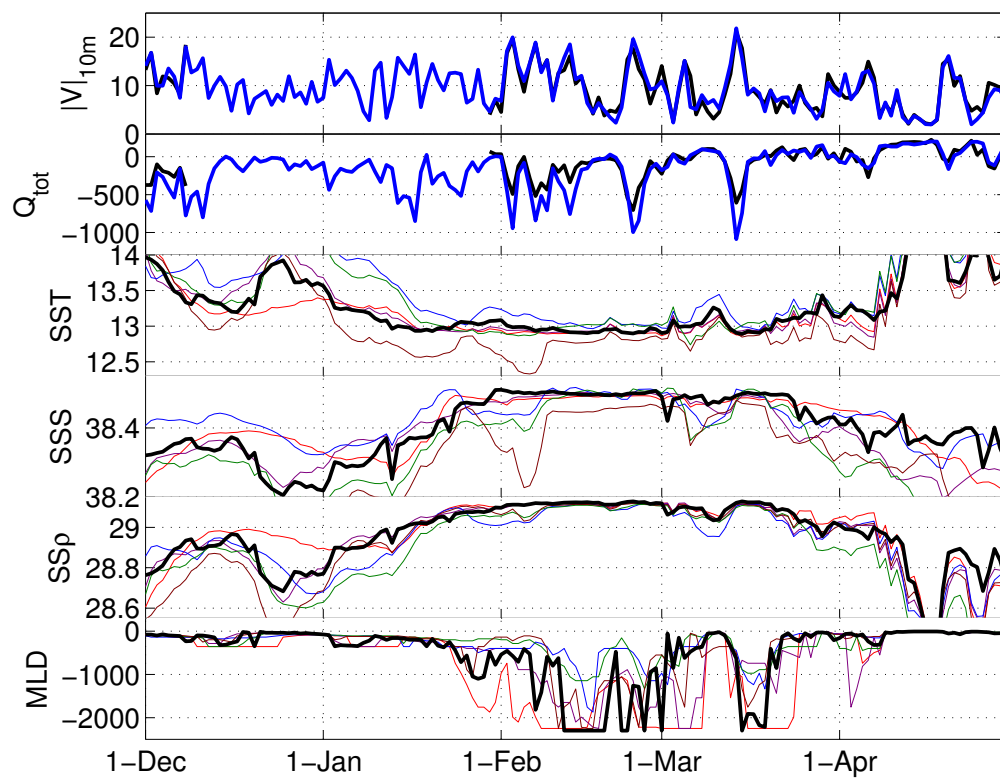


FIGURE 7.3: Evolution des propriétés de l'interface air-mer et de la profondeur de la couche de mélange à la bouée LION observées ou reconstruites (noir), modélisées par ALDERA (bleu gras) et par les simulations HIND (marron), SYMP (rouge), ASIC (vert), MEDR (bleu fin) et MERC (violet).

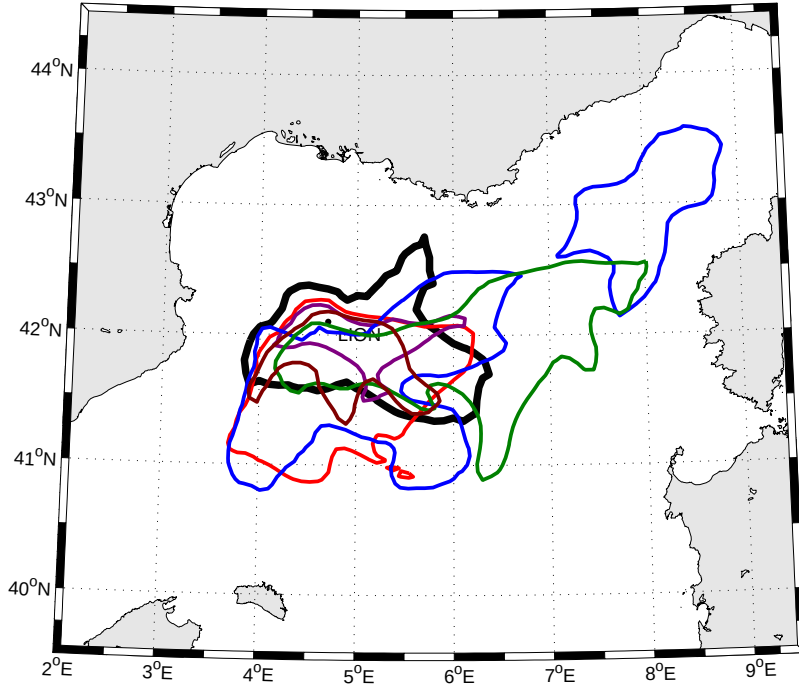


FIGURE 7.4: *Extension du patch convectif ($MLD > 1000m$) le 12/2/2013 observé (DEWEX-LEG1 et ARGO, noir) et modélisé par les simulations HIND (marron), SYMP (rouge), ASIC (vert), MEDR (bleu) et MERC (violet) sur la période 2012-2013.*

Sud et à l'Est.

La Fig.7.5 représente l'évolution temporelle du volume du patch convectif V_{MLD} ($MLD > 1000m$) observé (DEWEX-LEG1 et ARGO, noir) et modélisé par les 5 simulations. Toutes ont un biais d'au moins 30% en moyenne par rapport aux observations, ce qui illustre la difficulté de représenter de façon réaliste ce phénomène même en initialisant l'hydrologie en été 2012. La valeur maximale de V_{MLD} varie d'un facteur 3 entre les simulations, ce qui montre la forte non-linéarité du phénomène puisque l'indice de stratification initial au fond varie d'uniquement 20% entre les simulations. Les simulations SYMP et ASIC présentent les biais relatifs les plus faibles par rapport aux observations, tandis que la simulation MERC sous-estime largement et MEDR surestime largement V_{MLD} . Le suivi du volume d'eaux denses $V_{29.11}$ de la Fig.7.2 confirme la large sous-estimation de la formation d'eaux denses par les simulations HIND et MERC, elle suggère une légère sous-estimation dans les simulations SYMP et ASIC et ne suggère pas de surestimation pour MEDR. Le résultat pour MEDR est cohérent avec le fait que le taux de transformation diapycnale maximal est atteint à plus haute densité. Celui pour SYMP et ASIC est cohérent avec la différente nature physique des taux de convection déduits de V_{MLD} et de $V_{29.11}$, discutée dans les Chapitres 4 et 5.

La Fig.7.6 représente l'évolution de l'hydrologie de fond (2300m de profondeur) au point LION observée par le mouillage LION (points noirs) et les campagnes MOOSE-GE et DEWEX (étoiles noires) et modélisée par les 5 simulations. L'hydrologie initiale est réaliste dans SYMP et ASIC, elle présente des biais 2-3 fois plus forts dans MEDR et MERC et largement supérieurs dans la simulation HIND. Lors de la phase de mélange vertical intense, on a des signaux hydrologiques très différents qualitativement et en termes d'amplitude. SYMPH simule une diminution de la salinité contrairement aux autres simulations et aux observations. MERC et HIND simulent un refroidissement contrairement aux autres simulations et aux observations.

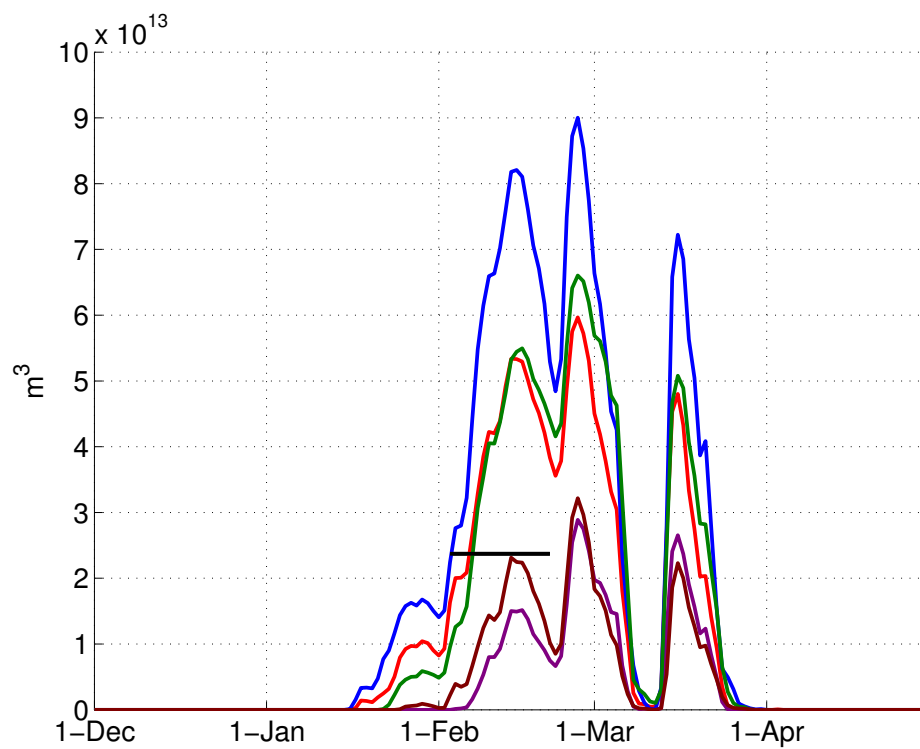


FIGURE 7.5: *Evolution temporelle du volume du patch convectif ($MLD > 1000m$) observé (DEWEX-LEG1 et ARGO, noir) et modélisé par les simulations HIND (marron), SYMP (rouge), ASIC (vert), MEDR (bleu) et MERC (violet).*

L'amplitude de la densification varie d'un facteur 5 entre une valeur faible pour ASIC et une valeur élevée pour MEDR.

En conclusion, on a montré que les produits océaniques assimilés disponibles pour l'été 2012 ne convergent pas en termes d'hydrologie et de flottabilité du bassin Liguro-Provençal, en particulier en termes de représentation des eaux profondes. En conséquence, la convection de l'hiver 2012-2013 simulée à partir de ces états initiaux diverge largement en termes de chronologie, de géographie, de taux de convection et d'hydrologie des eaux profondes formées. L'initialisation par l'analyse objective SYMPHONIE permet de représenter ces paramètres de la convection de manière la plus réaliste, elle a donc été retenue pour les études des Chapitres 4 et 5.

Effet du mélange intérieur de fond sur la convection climatologique

On a effectué pendant la thèse un test de sensibilité du phénomène de convection à la diffusivité verticale de fond ('background') des traceurs (Kt_b) aux échelles de temps climatiques. Elle domine la diffusion verticale de NEMOMED12 dans l'océan abyssal en l'absence de convection profonde. Elle est déduite du taux de dissipation de l'océan intérieur, qui est mal connu en raison des contraintes de sa mesure. Toutefois, Cuypers et al. (2012) ont estimé la section zonale de la diffusivité verticale en mer Méditerranée à partir de mesures du taux de dissipation. Ils ont mis en évidence la large variabilité des valeurs prises, avec des valeurs minimales dans la couche d'eaux intermédiaires et des valeurs plus élevées dans la couche d'eaux profondes. Les valeurs varient de typiquement $= 2 \cdot 10^{-6} m^2/s$ pour les eaux intermédiaires à typiquement $Kt_b = 10^{-4} m^2/s$ pour les eaux profondes. La configuration de référence de NEMOMED12 (voir Annexe A) prend une valeur de $Kt_b = 10^{-5} m^2/s$, ce qui est dans l'ordre de grandeur des observations mais constant dans la plupart des régions pour les eaux intermédiaires et profondes. On cherche donc à tester la sensibilité de la convection à ce paramètre. Pour cela, on compare la simulation NEMOMED12 de référence sur la période 1979-2013, décrite au Chapitre 6 et nommée NM12 par la suite, à une configuration jumelle avec une valeur de $Kt_b = 10^{-6} m^2/s$ dix fois plus faible, nommée NM12k par la suite.

La Fig.7.7 représente la moyenne climatologique sur la période 1980-2013 du maximum annuel moyen de profondeur de la couche de mélange (MLD) dans NM12k, en anomalie par rapport à NM12 et les zones de convection observées sur la période. On observe une augmentation de la convection dans NM12k par rapport à NM12, qui est significative avec une augmentation de MLD supérieure à 300m à l'Est et au Sud du patch convectif climatologique. La valeur de Kt_b semble donc fortement impacter la convection dans le bassin Liguro-Provençal.

La Fig.7.8 représente la profondeur maximale de la couche de mélange observée (Somot et al. (2016) noir) et modélisée par NM12 et NM12k. NM12k simule une année de convection de plus que NM12, en 1992 où $MLD > 1000m$ dans NM12k et $MLD < 1000m$ dans NM12. L'augmentation moyenne de la MLD dans NM12k par rapport à NM12 n'est pas significative ($p < 0.95$, test de Student bilatéral). On en conclut que la valeur de Kt_b impacte marginalement la variabilité interannuelle de l'occurrence de la convection.

La Fig.7.9 représente le maximum annuel de l'aire du patch convectif A_{MLD} et du volume convectif V_{MLD} observés et modélisés par NM12 et NM12k. Ces deux paramètres sont significativement augmentés ($p > 0.95$) dans NM12k par rapport à NM12, passant en moyenne de $9200 km^2$ et $2.0 \cdot 10^{13} m^3$ dans NM12 à $12200 km^2$ et $2.7 \cdot 10^{13} m^3$ dans NM12k. Cette augmentation

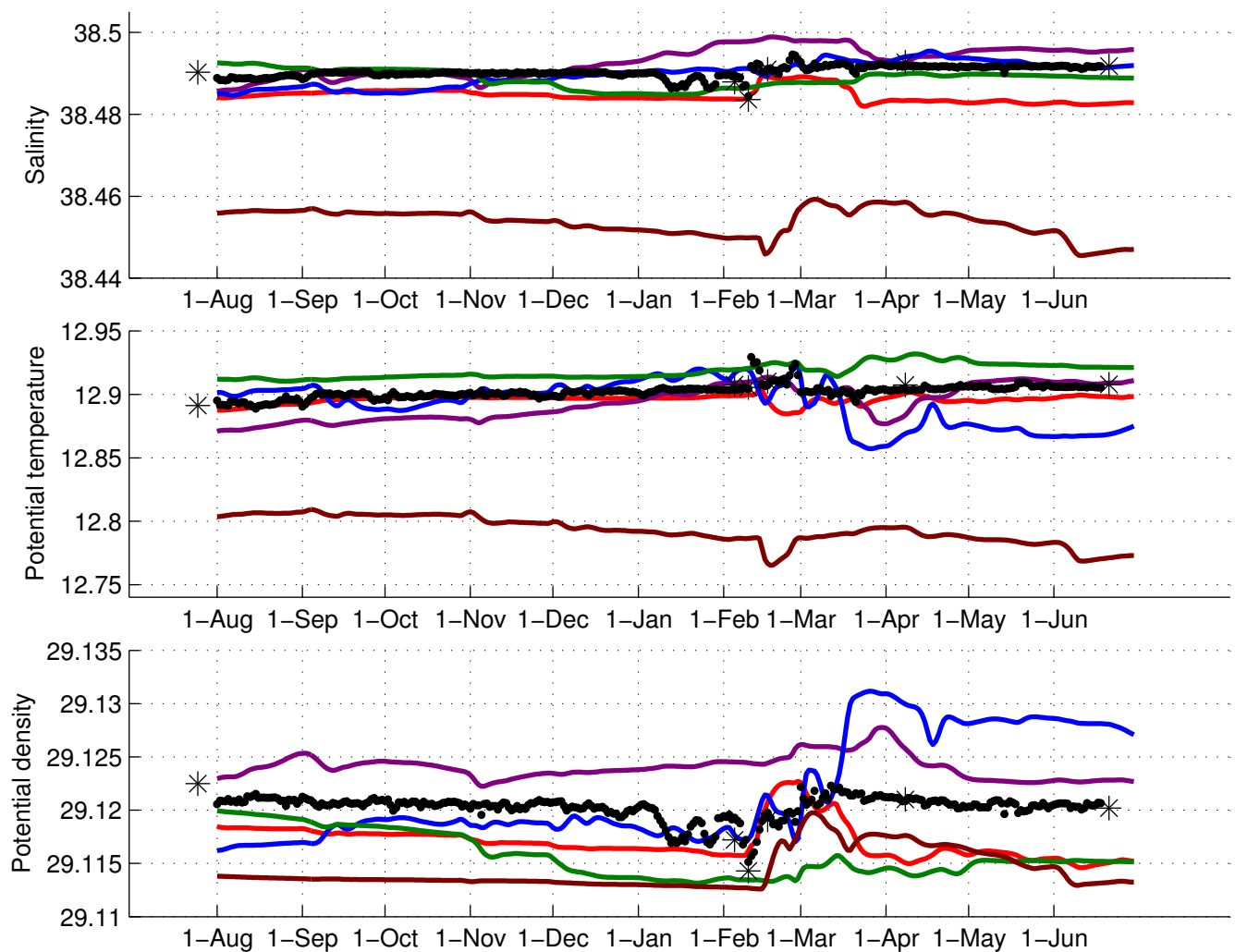


FIGURE 7.6: *Evolution de l'hydrologie de fond (2300m de profondeur) au point LION observée par le mouillage LION (points noirs) et les campagnes MOOSE-GE et DEWEX (étoiles noires) et modélisée par les simulations HIND (marron), SYMP (rouge), ASIC (vert), MEDR (bleu) et MERC (violet). Une correction de salinité de -0.0052psu est appliquée au mouillage LION à partir des mesures des campagnes MOOSE-GE et DEWEX.*

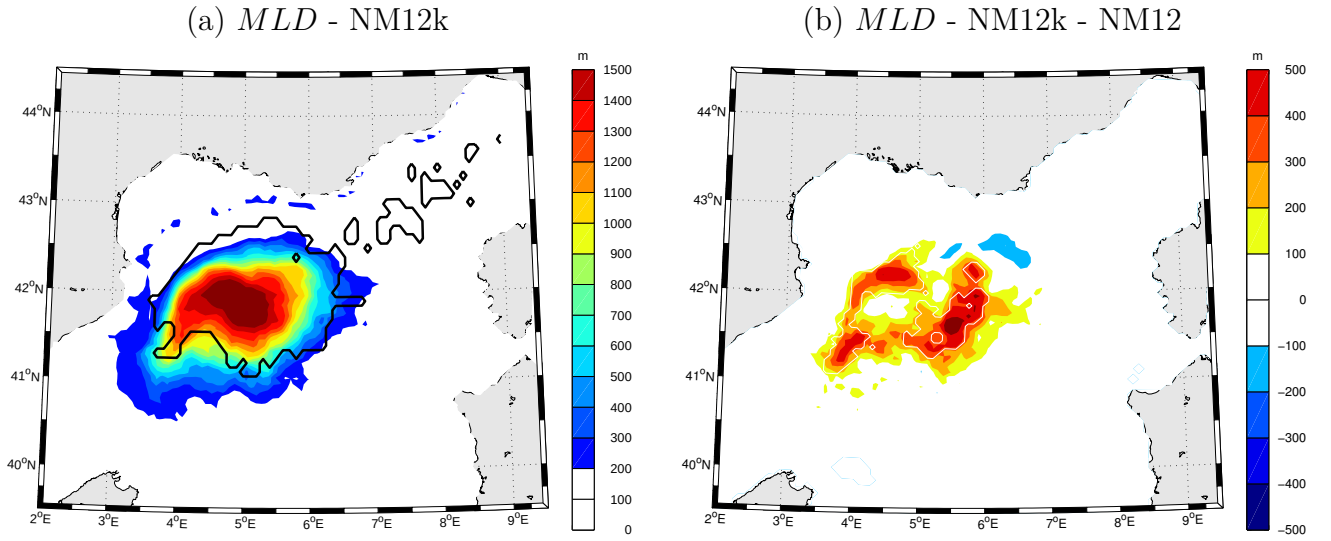


FIGURE 7.7: (a) Moyenne du maximum annuel moyen de profondeur de la couche de mélange sur la période 1980-2013 dans NM12k. Le contour noir inclut les zones observées de convection pour les années 1987 ($SSS > 38.40\text{psu}$, Leaman et Schott (1991)), 1992 ($MLD > 1400\text{m}$, Schott et al. (1996)), 2009 à 2013 ($[Chl_A]_S < 0.15\text{mg/m}^3$, Houpert et al. (2016)) et 2013 ($MLD > 1000\text{m}$, Waldman et al. (2017)) (b) Idem en différence NM12k - NM12.

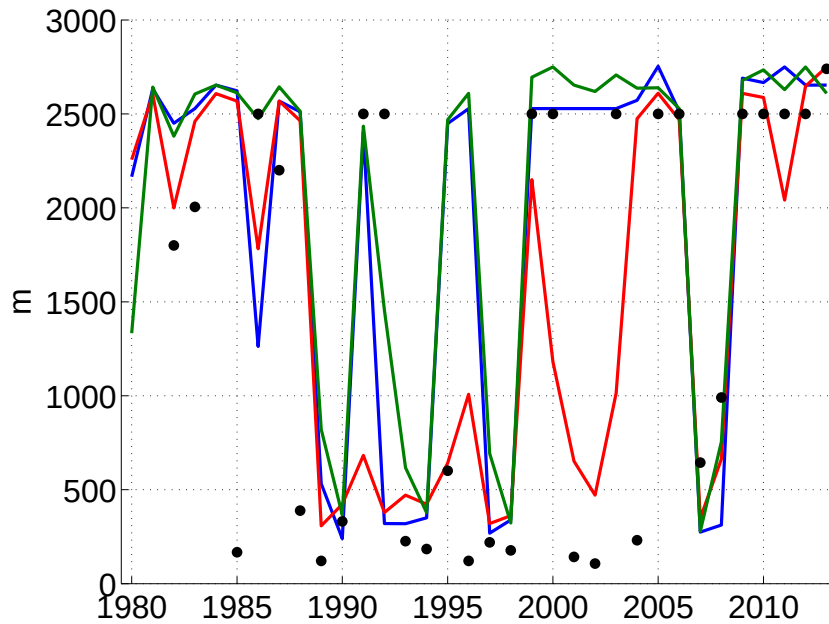


FIGURE 7.8: Profondeur maximale de la couche de mélange observée (Somot et al. (2016) noir) et modélisée par NM12 (bleu), NM12k (vert) et NM12t (rouge) sur le bassin Liguro-Provençal et entre 1980 et 2013.

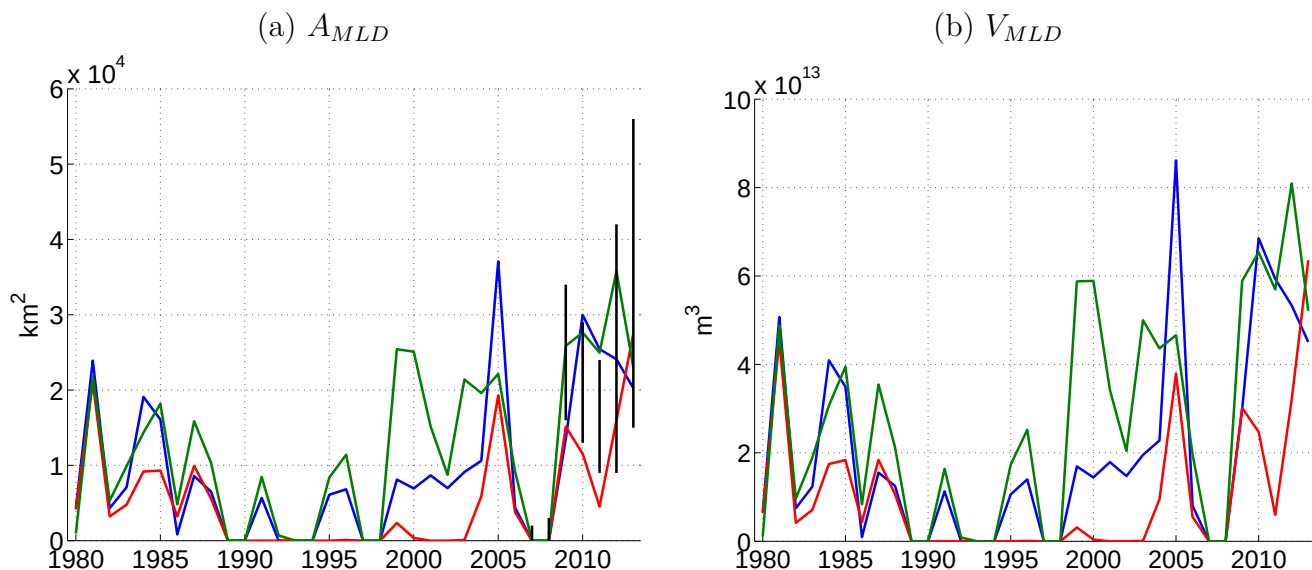


FIGURE 7.9: (a) Maximum annuel de l'aire du patch convectif A_{MLD} (km^2) observée (intervalles noirs) et modélisée par NM12 (bleu), NM12k (vert) et NM12t (rouge) entre 1980 et 2013. (b) Idem pour le volume du patch convectif V_{MLD} (m^3) modélisé.

moyenne présente toutefois une forte variabilité interannuelle, avec certaines années (1984, 2005, 2010 et 2011) qui montrent une diminution. Celle-ci peut être liée à l'impact de la variabilité intrinsèque océanique sur la convection mise en évidence dans le Chapitre 6. On en conclut que si l'occurrence de la convection est peu impactée par la valeur de Kt_b , son intensité moyenne est augmentée de 32-36%.

La Fig.7.10 représente l'hydrologie et le volume des eaux profondes observée et dans NM12 et NM12k de 1980 à 2013. On constate une augmentation significative ($p > 0.95$) de la tendance au réchauffement, à la salinisation, à la densification et à l'augmentation du volume des eaux denses dans NM12k par rapport à NM12. En particulier, cette tendance apparaît à partir de 1999 dans NM12k et de 2005 dans NM12. Tous ces éléments sont en meilleur accord avec les observations. On en conclut à un impact de la valeur de Kt_b sur la tendance historique des eaux profondes, qui pourrait expliquer le biais faible de NM12.

On a relié dans les Chapitres 4 à 6 l'intensité de la convection à l'Indice de Stratification au fond de la colonne ($IS(z_b)$) en montrant que plus ce dernier est faible en hiver, plus la convection est intense. La Fig.7.11 montre donc la moyenne de l' $IS(z_b)$ (m^2/s^2) du 1/8/1979 au 30/6/2013 dans NM12k et son anomalie relative à NM12. Qualitativement, on observe un même signal significatif ($p > 0.95$, test de Student bilatéral) de réduction de l' $IS(z_b)$ dans le bassin Liguro-Provençal, à l'exception d'une zone réduite au Sud-Est du bassin. Les valeurs sont de typiquement $-0.1\text{m}^2/\text{s}^2$ dans la zone de convection (rectangle noir), nommée par la suite DWF. C'est cohérent avec le fait que la réduction de Kt_b s'applique dans tout le bassin Méditerranéen, et cela peut expliquer l'augmentation de la convection liée à la réduction de Kt_b . On a donc mis en évidence que plus Kt_b est faible, plus la flottabilité intégrée de la colonne océanique est faible, ce qui augmente le taux de convection.

On cherche maintenant à diagnostiquer la variation temporelle et les contributions verticales à cette anomalie d' $IS(z_b)$. La Fig.7.12 représente la série mensuelle de l'anomalie d' $IS(z_b)$ NM12k - NM12 dans la zone DWF et les contributions des couches 0-150m, 150-600m et de 600m au fond à cette anomalie. Elle représentent approximativement les trois masses d'eau

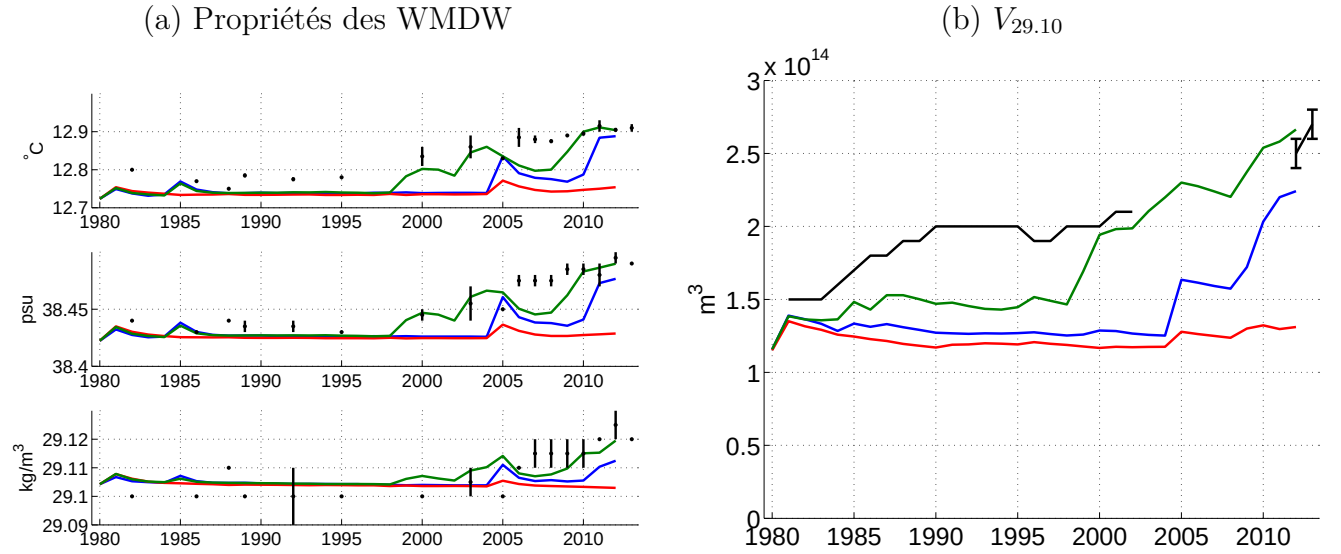


FIGURE 7.10: (a) *Hydrologie des WMDW observée (noir, Somot et al. (2016)) et dans NM12 (bleu), NM12k (vert) et NM12t (rouge) de 1980 à 2013 : température, salinité et densité potentielle. (b) Idem pour l'évolution du volume d'eaux denses $V_{29.10}$.*

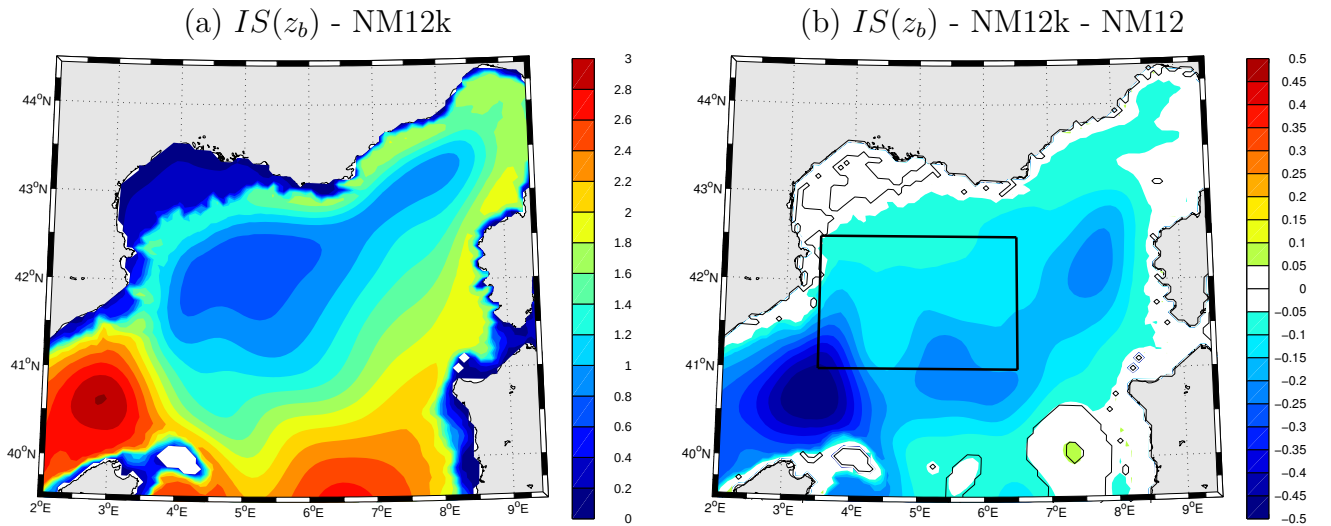


FIGURE 7.11: (a) *Moyenne de $IS(z_b)$ (m^2/s^2) du 1/8/1979 au 30/6/2013 dans NM12k. (b) Idem en anomalie NM12k - NM12. Le contour noir indique le niveau de significativité à 95% (test de Student bilatéral). Le rectangle noir représente la zone de convection (DWF).*

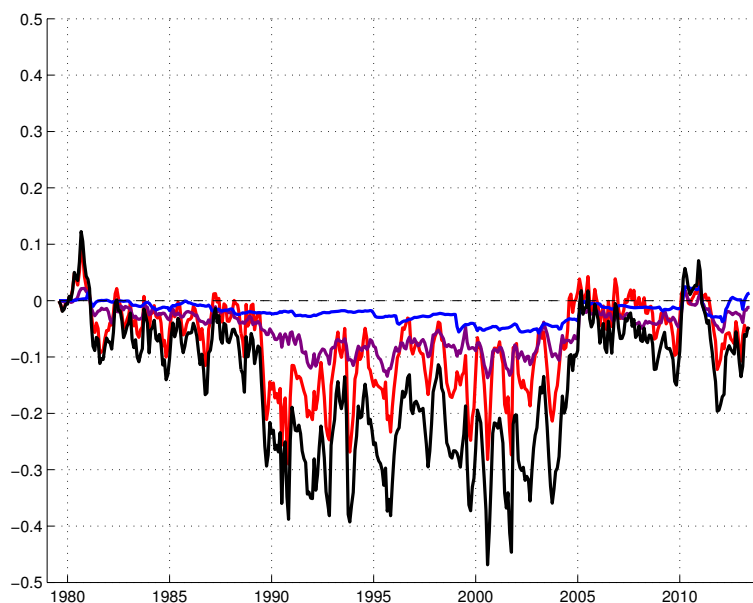


FIGURE 7.12: Série mensuelle de l'anomalie d' $IS(z_b)$ NM12k - NM12 dans la zone de convection (DWF) : contribution des couches 0-150m (rouge), 150-600m (violet) et de 600m au fond (bleu), et total (noir).

présentes dans le bassin : les Eaux Atlantiques (AW), les Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) et les Eaux Profondes de Méditerranée Occidentale (WMDW). L'anomalie totale a une forte variabilité temporelle, notamment à haute fréquence (variations de $\sim 0.3m^2/s^2$ en quelques mois). Elle devient même positive en 1980, 2005 et 2010. Ceci est au moins en partie dû à la variabilité intrinsèque océanique mise en évidence au Chapitre 6. Toutefois, elle est négative en moyenne ($-0.15m^2/s^2$) et sur 95% de la période. La couche d'AW domine largement la variabilité de cette anomalie. Elle domine le signal moyen de réduction de flottabilité, bien que les trois couches y contribuent en moyenne, de resp. -0.07 , -0.05 et $-0.02m^2/s^2$. Ce résultat suggère que la diffusivité verticale prend fréquemment des valeurs de Kt_b sur la couche 0-150m, ce qui modifie les propriétés climatologiques de cette couche. Cela confirme l'importance du paramètre Kt_b pour les propriétés des masses d'eau modélisées en mer Méditerranée.

La Fig.7.13 représente le profil de l'anomalie hydrologique moyenne de NM12k par rapport à NM12 dans la zone DWF sur la période du 1/8/1979 au 31/7/1982. Sur cette période, la convection n'est pas encore significativement différente entre NM12 et NM12k, ce qui permet de déterminer comment les anomalies de Kt_b ont impacté directement le profil hydrologique. L'anomalie de température est froide et se concentre sur la couche 20-80m où elle est supérieure en valeur absolue à $0.05^\circ C$. L'anomalie de salinité présente un dipôle : elle est négative sur la couche 0-50m et positive sur la couche 50-200m. On note enfin une anomalie froide et peu salée des LIW. En conséquence, une anomalie peu dense se développe sur la couche 0-20m, et une anomalie dense est présente sur la couche 20-300m. On déduit que Kt_b impacte largement le mélange vertical proche de la surface. On interprète les anomalies comme une diminution de l'export de chaleur sous la couche de mélange (20-80m) par Kt_b , et une diminution de l'import de sel dans la couche de mélange (0-50m), ce qui augmente la salinité des eaux sous-jacentes (50-300m). La résultante est une anomalie dense des AW sous la couche de mélange qui domine l'anomalie d' $IS(z_b)$. On en déduit que les anomalies moyennes du profil hydrologique sont la

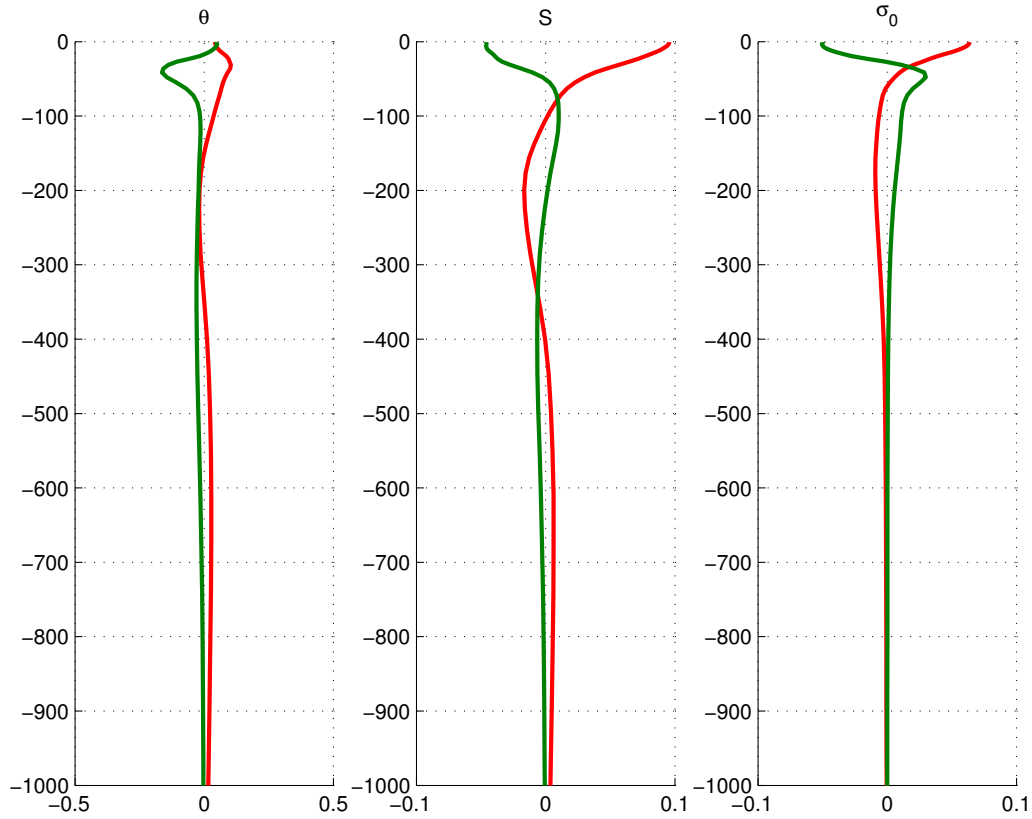


FIGURE 7.13: Profil de l'anomalie hydrologique moyenne de NM12k (vert) et NM12t (rouge) par rapport à NM12 en moyenne dans la zone de convection sur la période du 1/8/1979 au 31/7/1982.

conséquence de la diminution des échanges verticaux des AW sous la couche de mélange.

En conclusion, on a montré un large impact du coefficient de diffusion verticale de fond Kt_b sur la géographie, l'intensité moyenne de la convection et les propriétés des eaux profondes formées. On l'a lié à une diminution de la flottabilité intégrée de la colonne d'eau, qui est visible dans presque tout le bassin Liguro-Provençal et qui est dominée par les AW. Kt_b contribue à l'export d'AW chaudes et peu salées, donc légères, sous la couche de mélange, et c'est cet impact qui domine son influence sur la flottabilité de la colonne d'eau.

Effet des marées à Gibraltar sur la convection climatologique

On a effectué pendant la thèse un test de sensibilité du phénomène de convection au mélange vertical induit par les marées à au détroit de Gibraltar. L'effet des marées est plus modeste en Méditerranée que dans l'océan global, en raison de l'énergie plus réduite des ondes de marée dans cette mer semi-fermée. Il est toutefois maximal aux détroits de Gibraltar et de Sicile. Sannino et al. (2015) ont estimé en résolvant ces marées qu'elles induisent une augmentation du coefficient de diffusivité verticale des traceurs Kt de typiquement $0.05 m^2/s^2$. Ils ont aussi mis en évidence une diminution de l' $IS(z_b)$ liée à ces marées en Méditerranée occidentale, en revanche ils n'ont pas pu mettre en évidence un effet robuste sur la convection profonde dans le bassin Liguro-Provençal. On cherche à documenter l'effet de cette source de mélange sur la convection dans ce bassin. On implémente ici une paramétrisation simple du mélange vertical

induit par les marées à Gibraltar pour étudier son effet sur la convection profonde. On suppose que les marées induisent une source de mélange sinusoidale dans le temps de période 12h, de valeur moyenne $0.05m^2/s^2$ appliquée de façon homogène sur la verticale sur un domaine de Gibraltar de $5.83^\circ W < lon < 5.17^\circ W$. On effectue une simulation historique jumelle à NM12 avec cette source additionnelle de mélange, nommée par la suite NM12t.

La Fig.7.14 représente la moyenne climatologique sur la période 1980-2013 du maximum annuel moyen de profondeur de la couche de mélange (MLD) dans NM12t, en anomalie par rapport à NM12 et les zones de convection observées sur la période. On constate une diminution moyenne significative ($p > 0.95$, test de Student bilatéral) de la MLD sur toute la zone climatologique du patch convectif. Elle est supérieure à 300m au centre du patch convectif. Cela peut être dû à une diminution de l'occurrence ou de la profondeur maximale de la convection. On en conclut que l'activation du mélange vertical par les marées à Gibraltar a un large effet de réduction moyenne de la convection en Méditerranée Nord-occidentale.

La Fig.7.8 représente la profondeur maximale de la couche de mélange observée (Somot et al. (2016) noir) et modélisée par NM12 et NM12t. NM12t réduit le nombre d'années convectives de 5 ans (1991, 1995, 1996, 2001, 2002) par rapport à NM12. La MLD maximale moyenne est significativement réduite, passant de 1900m dans NM12 à 1600m dans NM12t. De nouveau, ce signal moyen présente une large variabilité interannuelle puisque la MLD est augmentée par NM12t lors de 3 années convectives (1980, 1986 et 2013) et la plupart des années non-convectives (1990, 1992, 1993, 1994, 1997, 1998, 2007, 2008). On en conclut que le mélange vertical lié aux marées à Gibraltar réduit l'occurrence et la profondeur maximale moyenne de la convection profonde, mais qu'elle augmente la profondeur de la convection peu profonde à intermédiaire.

La Fig.7.9 représente le maximum annuel de l'aire du patch convectif A_{MLD} et du volume convectif V_{MLD} observés et modélisés par NM12 et NM12t. Ces deux paramètres sont significativement réduits ($p > 0.95$) dans NM12t par rapport à NM12, passant en moyenne de $9200km^2$ et $2.0 \cdot 10^{13}m^3$ dans NM12 à $5200km^2$ et $1.0 \cdot 10^{13}m^3$ dans NM12t. Cette diminution moyenne présente toutefois une variabilité interannuelle, avec certaines années (1986, 1987, 2013) qui montrent une augmentation. Celle-ci peut être liée à l'impact de la variabilité intrinsèque océanique sur la convection mise en évidence dans le Chapitre 6. On en conclut l'occurrence et l'intensité moyenne de la convection profonde sont diminuée par le mélange vertical induit par les marées à Gibraltar de resp. 5 ans et 44-49% sur la période 1980-2013.

La Fig.7.10 représente l'hydrologie et le volume des eaux profondes observée et dans NM12 et NM12t de 1980 à 2013. Contrairement à NM12, on n'observe pas de tendance historique significative ($p < 0.95$) des propriétés et du volume des eaux profondes dans NM12t, ce qui réduit le réalisme de la simulation. C'est exclusivement dû à l'absence de tendance sur la période fortement convective 2004-2013. Ce résultat est cohérent avec la forte réduction moyenne de la convection profonde dans NM12t.

La Fig.7.15 montre la moyenne de $l'IS(z_b)$ (m^2/s^2) du 1/8/1979 au 30/6/2013 dans NM12t et son anomalie relative à NM12. L'anomalie est positive au large du Golfe du Lion et en particulier sur la quasi-totalité de la zone de convection climatologique. En revanche, elle est négative au Sud du bassin Liguro-Provençal, en mer des Baléares et sur les zones de talus. Ce signal suggère que l'effet des marées sur le mélange vertical a modifié la circulation horizontale en Méditerranée occidentale, ce qui a des effets opposés en fonction des régions sur la flottabilité de la colonne d'eau. La source de cette anomalie reste à documenter.

On cherche maintenant à diagnostiquer la variation temporelle et les contributions verticales à cette anomalie d' $IS(z_b)$. La Fig.7.16 représente la série mensuelle de l'anomalie d' $IS(z_b)$

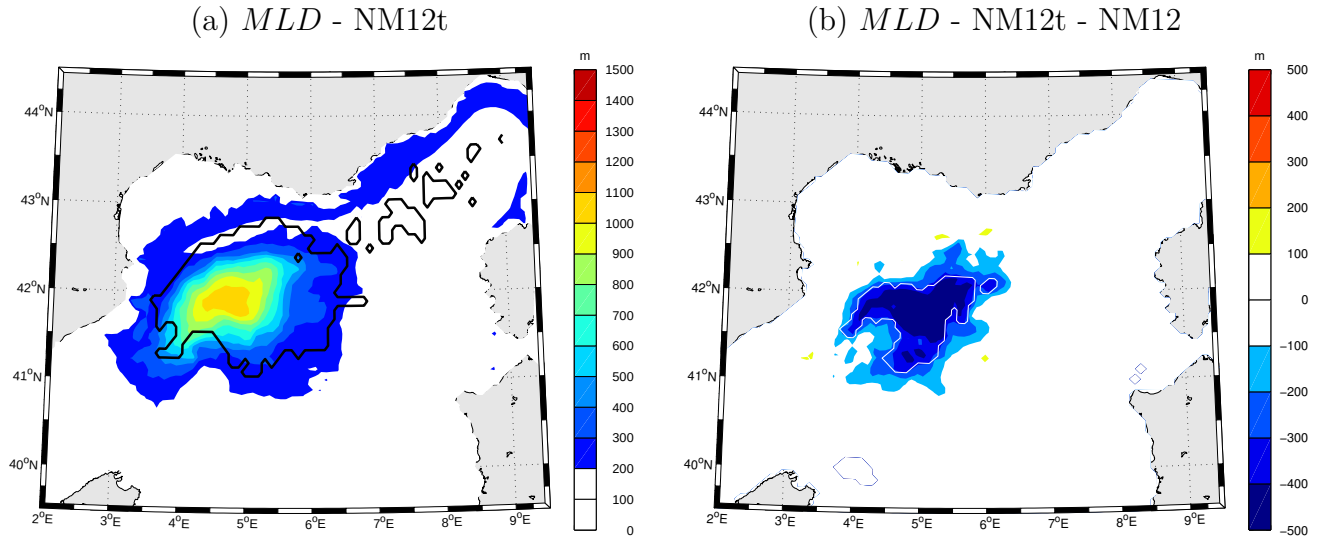


FIGURE 7.14: (a) Moyenne du maximum annuel moyen de profondeur de la couche de mélange sur la période 1980-2013 dans NM12t. Le contour noir inclut les zones observées de convection pour les années 1987 ($SSS > 38.40\text{psu}$, Leaman et Schott (1991)), 1992 ($MLD > 1400\text{m}$, Schott et al. (1996)), 2009 à 2013 ($[Chl_A]_S < 0.15\text{mg/m}^3$, Houpert et al. (2016)) et 2013 ($MLD > 1000\text{m}$, Waldman et al. (2017)) (b) Idem en différence NM12t - NM12.

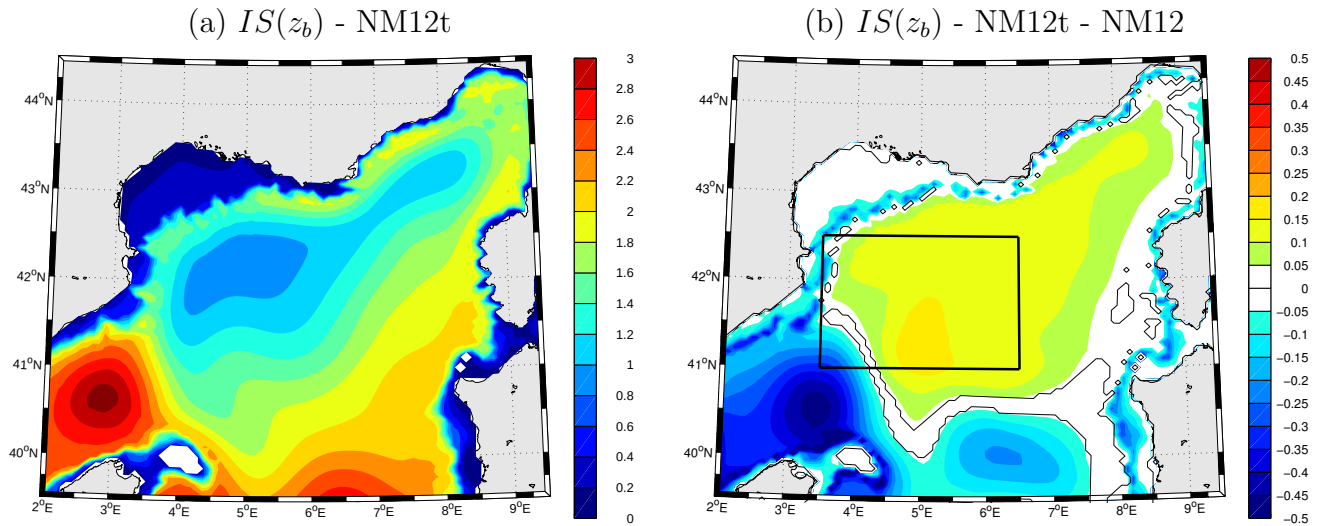


FIGURE 7.15: (a) Moyenne de l' $IS(z_b)$ (m^2/s^2) du 1/8/1979 au 30/6/2013 dans NM12t. (b) Idem en anomalie NM12t - NM12.

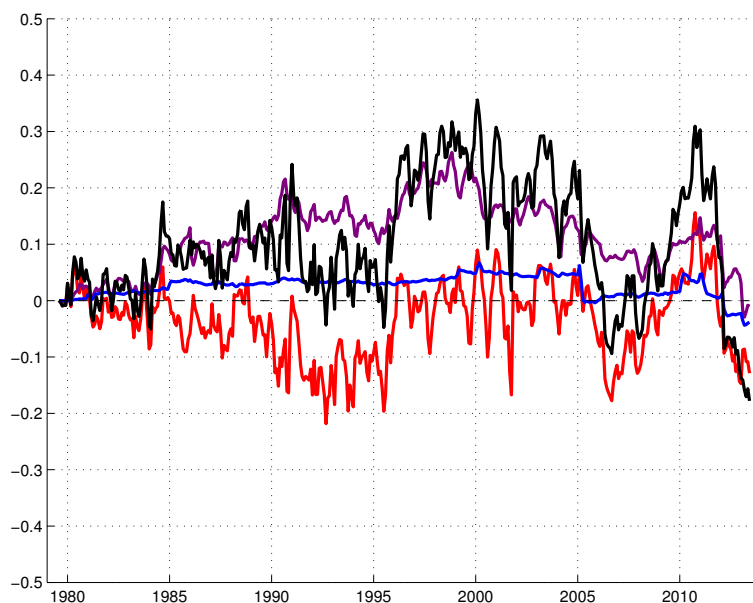


FIGURE 7.16: Série mensuelle de l'anomalie d' $IS(z_b)$ NM12t - NM12 dans la zone de convection (DWF) : contribution des couches 0-150m (rouge), 150-600m (violet) et de 600m au fond (bleu), et total (noir).

NM12t - NM12 dans la zone de convection (DWF) et les contribution des couches 0-150m (AW), 150-600m (LIW) et de 600m au fond (WMDW) à cette anomalie. On observe un signal opposé entre les AW qui contribuent en moyenne à déstratifier la colonne d'eau de $-0.04m^2/s^2$ et les LIW et WMDW qui contribuent à la restratifier de resp. $+0.11m^2/s^2$ et $+0.03m^2/s^2$. Ce sont les LIW qui dominent l'anomalie totale de stratification, qui est de $+0.10m^2/s^2$. L'anomalie peu stratifiée de la couche d'AW est cohérente avec l'augmentation de la profondeur de la convection peu profonde et intermédiaire documentée dans la Fig.7.8. On conclut concernant la convection profonde que c'est la restratification de la couche de 150-600m qui domine le signal et explique la réduction de la convection profonde.

La Fig.7.13 représente le profil de l'anomalie hydrologique moyenne de NM12t par rapport à NM12 dans la zone de convection sur la période du 1/8/1979 au 31/7/1982. Sur cette période, la convection n'est pas encore significativement différente entre NM12 et NM12t, ce qui permet de déterminer comment les anomalies de Kt_b ont impacté directement le profil hydrologique. L'anomalie de densité est largement dominée par celle de salinité. Celle-ci est positive sur la couche 0-100m, puis négative sur la couche 100-350m et enfin positive sur la couche 350-1000m. Elle engendre une anomalie dense sur la couche 0-50m et une anomalie peu dense sur la couche 50-400m. La première explique l'anomalie peu stratifiée des AW (0-150m), tandis que la seconde explique l'anomalie stratifiée des LIW (150-600) et celle intégrée en profondeur. Enfin, l'anomalie de température est positive sur la couche 0-150m et sur la couche 350-1000m. L'origine de ce signal reste à documenter. On en déduit que le mélange vertical induit par les marées augmente le transfert de sel de la couche 100-350m vers la couche 0-100m, ce qui active la convection peu profonde et intermédiaire mais inhibe la convection profonde.

En conclusion, on a montré que le mélange vertical induit par les marées à Gibraltar réduit l'extension géographique, la profondeur maximale moyenne, la fréquence d'occurrence, l'intensité moyenne de la convection et la tendance historique des eaux profondes. On l'a lié à une

augmentation de la flottabilité intégrée de la colonne d'eau, qui est visible au large du Golfe du Lion et qui est dominé par la couche 150-600m à l'interface entre les AW et les LIW. Ce mélange contribue à l'export d'AW chaudes et peu salées, donc légères, dans la couche de LIW, et c'est cet impact qui domine son influence sur la flottabilité de la colonne d'eau.

Annexe D : Modélisation du cycle saisonnier de la circulation méridienne de retournement Atlantique à 26.5N.

Nous rendons compte ici d'une étude menée en parallèle du travail de thèse, et qui porte sur la représentation dans les modèles océaniques de la variabilité saisonnière de la Circulation Méridienne de Retournement en Atlantique (AMOC). Ce travail a donné lieu à l'article en cours de préparation ci-dessous.

Résumé de l'article

La section RAPID, déployée depuis 2004, est la première tentative de mesurer en continu la Circulation Méridienne de Retournement en Atlantique (AMOC). Elle couvre le bassin Nord-Atlantique à 26.5°N des côtes de la Floride au Maroc. La mesure interannuelle de l'AMOC a permis d'identifier un cycle saisonnier marqué et robuste en phase avec la variabilité du Transport Supérieur de l'Intérieur Océanique (UMO), en particulier à l'Est de la Dorsale Médio-Océanique.

L'objectif de cette étude est d'étudier l'AMOC dans les modèles océaniques et de documenter les sources de biais dans sa variabilité saisonnière, avec une attention sur l'impact de la résolution océanique et du couplage. Pour ce faire, une hiérarchie de simulations est considérée, incluant des simulations NEMO pré-industrielles forcées et couplées et résolution horizontale variant de 0.25° à 2°. Une analyse est effectuée sur le bassin Atlantique à 26.5°N.

Les résultats montrent dans tous les cas une sous-estimation du cycle saisonnier de l'AMOC dans les simulations et un déphasage comparé aux observations RAPID. Les biais sont dus aux trois composantes de l'AMOC à cette latitude et leur importance relative varie : un déplacement vers le Sud des Alizés induit une sous-estimation des transports d'Ekman dans l'une des simulations, une mauvaise représentation du courant de bord Ouest dans les configurations à basse résolution induit une sous-estimation de la variabilité interne haute fréquence et des mécanismes de réponse au forçage différents des observations. Les biais dans la structure hydrographique zonale et verticale de l'Atlantique Nord impactent le transport géostrophique, bien que son cycle et l'hypothèse d'un forçage par les ondes de Rossby baroclines sont en accord avec la reconstruction RAPID.

Modélisation du cycle saisonnier de la circulation méridienne de retournement Atlantique à 26.5N (article)

Sources of seasonal variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26.5°N in an ensemble of numerical simulations. **R. Waldman** and J. Mignot, in preparation.

Sources of seasonal variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26.5°N in an ensemble of numerical simulations.

Robin Waldman¹, J. Mignot²

¹Centre National de Recherches Meteorologiques, Meteo-France, Toulouse, France. ²Institut de Recherches pour le Developpement (IRD), Laboratoire d’Oceanographie et de Climat - Experimentations et Approches Numeriques (LOCEAN), Paris, France.

Abstract

The RAPID array, deployed since 2004, is the first attempt to continuously monitor the Meridional Overturning Circulation in the Atlantic ocean (AMOC). It covers the North Atlantic basin at 26.5°N, from the Florida to the Morocco coast. The multi-annual measurement has permitted to identify a strong and robust seasonal cycle in phase with the interior Upper Mid-Ocean (UMO) variability - in particular east of the Mid-Ocean Ridge.

The aim of this study is to investigate the AMOC seasonal cycle in state-of-the-art oceanic models and to document the sources of biases in the modelled seasonal variability, with a focus on the impact of oceanic resolution and atmospheric coupling. For that purpose, a hierarchy of simulations is considered, including both forced and coupled preindustrial NEMO model simulations with horizontal oceanic resolution varying from 0.25 to 2°. An analysis is performed across the Atlantic basin at 26.5°N.

Results show in all cases an underestimated AMOC seasonal cycle in the simulations and in general a shift in the phase as compared to RAPID. Biases may be due to all three components of the AMOC at this latitude and their relative importance depends on the simulations: a southward shift of the trade winds yields a strongly underestimated Ekman transport in one of the coupled simulations, a mis-representation of the western boundary current partly in coarse resolution configurations leads to an underestimated high-frequency internal variability and different forcing mechanisms than in RAPID. Biases in the zonal and vertical hydrographic structure of the North Atlantic affect the geostrophic transport, although its cycle and the hypothesis of a forcing by baroclinic Rossby waves are in relative agreement with RAPID reconstruction.

1. INTRODUCTION

The meridional overturning circulation (MOC), also called thermohaline circulation, designs the global ocean circulation induced by gradients of density in the ocean and forced by atmospheric heat and freshwater fluxes. The Atlantic ocean plays a key role in the global MOC, due to its meridional orientation and to the presence of dense water formation sites at northern high latitudes. Indeed, an estimated 41% of oceanic CO_2 absorption (Feely et al. [2001]) and $1/6^{th}$ of total meridional heat transport (Trenberth and Caron [2001]) is attributed to the Atlantic ocean. Johns and Baringer [2011] estimated that the Atlantic MOC (AMOC) contributes to 90% of ocean meridional heat transport (MHT) at $26.5^\circ N$.

However, measuring the AMOC is challenging, requiring observations that cover the whole basin. Thus, historically the observational record has been quite limited. This was part of the motivation for the RAPID project, which has allowed a continuous monitoring of the AMOC at $26.5^\circ N$ since 2004 (see Cunningham et al. [2007], Kanzow et al. [2007] for early results, and McCarthy et al. [2015] for a recent review). An analysis of the first 4 years of data by Kanzow et al. [2010] showed that the AMOC at $26.5^\circ N$ had a mean strength of 18.7 Sv with fluctuations of 4.8 Sv root mean squared. But the now 10 years of data have highlighted the intense variability of the AMOC at all time scales (Cunningham et al. [2007], Kanzow et al. [2010], McCarthy et al. [2012], Smeed et al. [2014]). The seasonal cycle, in particular, was shown to have a peak-to-peak amplitude of 6.7 Sv. Contrarily to the accepted view based on numerical models (e.g. Böning et al. [2001]), this seasonality is not dominated by the northward Ekman transport variability. Fluctuations of the geostrophic midocean and Gulf Stream transports are significantly larger. Similar conclusions were reached regarding variability at interannual timescales (compare McCarthy et al. [2012] and Böning et al. [e.g. 2001]), the MHT (Johns and Baringer [2011], Msadek et al. [2013]) and the volume transport by the AMOC in the southern ocean (Dong et al. [e.g. 2011, 2014]). These differences between numerical models and observations suggest that the AMOC and MHT in models may respond to forcings differently than in the real ocean. It is crucial to evaluate and diagnose what causes these differences in order to improve ocean models.

The origin of the observed AMOC seasonal variability is only partly understood. It could be linked to the seasonal variability in the wind stress curl along the African coast (Kanzow et al. [2010], Chidichimo et al. [2010], Sinha et al. [2013]). The measurements indeed suggested that the mid-ocean transport seasonality is driven by density anomalies at the eastern boundary (Chidichimo et al. [2010]). By analyzing the longer-term observations available for the Gulf Stream and Ekman components, Kanzow et al. [2010] suggested that the seasonal cycle they had observed over 4 years were representative of its longer-term behavior. However, the subsequent data showed that a clear seasonal cycle is not evident in the sixth year of measurements and dramatic changes were apparent in the AMOC during the winter of 2009-2010 (McCarthy et al. [2012]) and the following one (Blaker et al. [2014]). Note however that Roberts et al. [2014] concluded from an analysis of the fifth Climate Model Intercomparison Programme (CMIP5) database that the resulting AMOC trend detected between 2004 and 2012 was not significantly different from plausible estimates of natural variability. Bryden et al. [2014] linked it to an influence of the ocean on the atmosphere on shorter timescales than were previously thought possible. These results give increasing importance to variability of the AMOC at seasonal and shorter timescales. The latter is nevertheless rarely investigated in climate models.

The aim of this study is to provide an insight into the impact of both atmospheric forcing and oceanic resolution on the representation of the seasonal cycle of the AMOC in climate models, and to explore possible mechanisms of variability for its different components. For this purpose, AMOC transport from the RAPID array is considered for the period April 2004 - March

2014, and a similar decomposition of total transport is derived from two simulations carried out with Atmosphere-Ocean General Circulation models, two forced oceanic simulations at the same respective resolutions and a forced eddy-permitting oceanic simulation. All simulations are based on the same oceanic model.

Section 2 presents the data and models considered in this study; section 3 quantifies the seasonal cycle of the AMOC; section 4 gives an insight into the seasonal cycle of the western Boundary current and its forcings; section 5 analyzes Ekman transport and relates its variability to surface atmospheric patterns; section 6 focuses on the upper mid-ocean component; section 7 summarizes the main findings of the study.

2. DATA AND MODELS

2.1. Observations: the RAPID array

The reference observation dataset used in this study is the RAPID array at 26.5°N . It is the longest continuous monitoring of the transport in the ocean interior at the basin scale. This transport is estimated through geostrophic integration of the thermal wind relation, with density profiles deduced from conductivity, temperature and density (CTD) casts and bottom pressure measurements at both boundaries of the Atlantic basin. Additional CTD casts and bottom pressure measurements taken at the Mid-Ocean Ridge (MOR) at 50°W allow the total zonal transport to be decomposed into eastern and western components (e.g. Chidichimo et al. [2010]). The interior geostrophic transport is then estimated by an integration of the meridional transport down to the depth where the integral transport is maximal.

Near the western boundary of the basins, two components of the circulation flowing northward have to be added to this estimation. Firstly, the northward flowing Antilles Current (AC) over the continental slope and shelf East of the Bahamas is measured directly by current meters located over the Bahamas escarpment west of 76.75°W . This transport estimation is added to the interior geostrophic transport to deduce the upper mid-ocean transport. Secondly, the Florida current (FC), flowing through the Florida Strait between Florida and the Bahamas closes the circulation at the extreme west of the basin. It has been continuously monitored since 1982 by electric tension measurements on telephone cables which cross the Florida strait at the seafloor.

In the interior basin east of the AC, the wind-induced Ekman transport in the upper ocean can be computed directly from the integration of a zonal wind stress product. The reconstruction proposed within the RAPID project uses a bulk parametrization of the zonal wind stress from Smith [1980] and deduced from the zonal wind at 10m from the Cross-Calibrated Multi-Platform (CCMP) Ocean Surface Wind Vector Analyses Level 3.0 product (Kent et al.).

The interior geostrophic transport, AC, FC and Ekman transports are then added which finally allows for a reconstruction of the meridional transport at 26.5°N . In this study all time series are considered as monthly averages between April 2004 and March 2014. Exception is the western Boundary Wedge transport (From 76.5°W to Bahamas islands), capturing the AC variability and available to us for the period April 2004 - April 2011 only. In the following, the whole AMOC reconstruction resulting from data of the RAPID array combined with the western boundary current (WBC) and the Ekman transport will be referred to as the RAPID reconstruction for simplicity.

2.2. Models: a hierarchy of model runs and resolutions

2.2.1 An ensemble of coupled pre-industrial control simulations

In order to evaluate the representation of the seasonal variability of the AMOC at 26.5°N in climate models, we first consider the 5th Coupled Model Intercomparison Project (CMIP5) database. An ensemble of 11 pre-industrial control runs from different Global Climate Models (GCM) configurations is considered. These simulations were selected from the availability of the zonally averaged streamfunction in the CMIP5 repository. For each model run, the AMOC seasonal cycle is estimated from the last 500 years of the simulation.

2.2.2 NEMO-based simulations to investigate the impact of coupling and ocean resolution

In order to gain insight into the effect of both atmospheric coupling and ocean horizontal resolution to the AMOC seasonal variability, two simulations from the CMIP5 ensemble are considered in more details, based on IPSL-CM5A-LR model and the CNRM-CM5.1 model respectively. Both models are based on the same oceanic module NEMO (Madec [2008]).

The IPSL-CM5A-LR model is the latest version of Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) GCM used for the 5th Coupled Model Intercomparison Project (CMIP5). It couples the oceanic system NEMO, including the sea-ice model LIM-2 and the marine biogeochemical model PISCES, to the atmospheric GCM LMDZ5A-LR and the continental surfaces model ORCHIDEE. Ocean and atmosphere exchange heat, freshwater and momentum twice a day through the OASIS coupler. Grid resolution is 96×95 for the atmosphere in this simulation, which corresponds to 3.75° in longitude and 1.875° in latitude. The atmosphere has 39 vertical pressure levels. NEMO is considered here on the ORCA2 grid, corresponding to a nominal resolution of 2° , and 31 vertical levels including 10 levels in the first 100m. We consider 1000 years of the pre-industrial control run which will be referred to as ORCA2-coupled in this study.

The second coupled simulation that we consider more specifically is the CNRM-CM5.1 model. This is the latest version of the GCM from the Centre National de Recherches Meteorologiques (CNRM, Voldoire et al. [2012]), also used in CMIP5. It couples the oceanic system of NEMO and the sea-ice model GELATO (Mélia [2002]) to the general atmospheric circulation model ARPEGE-Climat v5.2 and the continental surface models SURFEX and TRIP. Coupling is also carried out by the OASIS coupler. The atmospheric model is spectral and operates a triangular truncature T127, the gaussian transformed grid being equivalent to a 1.4° resolution in longitude and latitude. The atmosphere has 31 pressure levels. Here, NEMO is considered on the ORCA1 grid, corresponding to a nominal resolution of 1° , and 41 vertical levels including 10 levels in the first 100m. In this study, the pre-industrial control run is considered for a 850-year long period. This run will be referred to as ORCA1-coupled.

These two GCM simulations are compared to two forced oceanic simulations using the NEMO oceanic module with the same horizontal resolution as in the two coupled configurations above respectively, both using the sea ice model LIM-2. In both cases the surface forcing follows the Coordinated Reference Ocean-Ice Experiments (CORE2 Griffies et al. [2009]) protocol for the period 1948-2007. These simulations will be referred to as ORCA2-forced and ORCA1-forced respectively.

Finally, a simulation of the NEMO model at the 0.25° nominal resolution is considered. The effective resolution thus varies from $\approx 27.75\text{km}$ at the equator to $\approx 13.8\text{km}$ at 60°N and 60°S . In this configuration, the model includes 46 vertical levels, with a vertical grid size ranging from 6m at the surface to 250m at the bottom. The model is forced at the surface by the DRAKKAR forcing set 4 (DFS4) including a daily reconstruction of atmospheric winds and water fluxes

taken from the 40-year European Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF) Re-Analysis (ERA-40), and radiative fluxes calculated from satellite observations (Brodeau et al. [2010]) over the 1958-2004 period. Here, we consider the period 1988-2000. Originally named ORCA025-G70 and described in Tréguier et al. [2007], this simulation will be referred to as ORCA025-forced in the following.

3. AMOC SEASONAL CYCLE AT 26.5°N

3.1. AMOC seasonal cycle in pre-industrial CMIP5 runs

The AMOC is generally defined from the zonally integrated meridional streamfunction over the Atlantic. In numerical simulations, the streamfunction for any latitude y and depth z is obtained by integrating the meridional transport at the latitude y for all longitudes in the Atlantic and from the surface to the depth z . Its value is therefore 0 at the surface. An increase (resp. decrease) of the streamfunction with depth indicates a northward (resp. southward) transport.

Fig. 1 shows the seasonal cycle of the AMOC at 26.5°N defined as the meridional streamfunction at 1000m depth, and the interannual mean AMOC value is indicated in the legend for each model. Results from the RAPID reconstruction are also shown. For each monthly mean value, we estimate the standard error ste of the mean estimate following $ste = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ with σ the standard deviation of monthly values and N the number of years of the series. Zhang and Wang [2013] showed that in the CMIP5 ensemble, the vertical location of the maximum AMOC transport occurs between 500 and 1500 m depth and between 20°N and 60°N. In order to account for this diversity and assess the sensitivity of AMOC intensity diagnostic to its vertical structure, we have compared different definitions for the AMOC intensity at 26.5°N, taking its vertical maximum value or its value at 1000m depth. Results in terms of the seasonal cycle are very similar between both computations of the AMOC in the CMIP5 ensemble (not shown), so we focus here on the AMOC defined at the fixed 1000m depth. This figure confirms the wide diversity of model results in terms of average, seasonal phase and amplitude of the AMOC at 26.5°N. In particular, average AMOC strength ranges from 8 to 29Sv, with 9 out of 11 CMIP5 runs with AMOC between 13 and 22Sv, that is within $\pm 30\%$ of RAPID reconstruction (see also Cheng et al. [2013]).

The amplitude of the seasonal variability reaches 5.4 Sv in the RAPID reconstruction. The AMOC reaches its seasonal minimum (resp. maximum) in March (resp. July). Note that the intensity does not vary significantly between July and November. This seasonal cycle has been described extensively for the 2004-2008 period by Kanzow et al. [2010]. In the CMIP5 ensemble, only CNRM-CM5.1 (ORCA1-coupled) and FGOALS-g2 runs have minimal AMOC in March, and only CNRM-CM5.1 (ORCA1-coupled) and NorESM1-M have maximal AMOC in July. However, in all cases but IPSL-CM5A-LR (ORCA2-coupled) and MRI-CGCM3, the AMOC reaches its seasonal minimum between February and April, and increases thereafter. In CCSM4 the seasonal maximum is reached in January rather than in late summer/early fall. The seasonal cycle amplitude is within $\pm 30\%$ of RAPID amplitude in 8 out of 11 runs although it is in average underestimated by 17%, and in MRI-CGCM3, NorESM1-M and IPSL-CM5A, it is underestimated by resp. 33, 43 and 47%. Since the AMOC average seasonal cycle is computed on much longer time series in the model simulations than in RAPID, it is more constrained and standard errors are much narrower than from RAPID reconstructions. The use of long preindustrial control runs allows for a robust computation of AMOC seasonal cycle at 26.5°N with interannual standard errors below 0.1Sv for all months of the year. Nevertheless, this may introduce a bias in the model-data comparison as the latter have been influenced by external forcings such as aerosols, greenhouse gases, volcanoes and the evolution of the solar constant.

Fig. 2 shows the average AMOC seasonal cycle at 26.5°N for a specific CMIP5 run (namely IPSL-CM5A-LR, Dufresne et al. [2013]) in both the 1000-year pre-industrial simulation (blue) and an ensemble of four historical simulations over the period 1850-2005 (red). This figure shows the high similarity of all seasonal cycles in terms of phase and amplitude, as well as an average AMOC differing by less than 5% in all cases. This suggests that the seasonal cycle of the AMOC is relatively stable in this numerical simulation, and model results from the pre-industrial control simulations can be reasonably extrapolated to the historical period.

As a conclusion, AMOC at 26.5°N in state-of-the-art coupled climate models has a wide variety of mean states and seasonal cycles, and only 1 out of 11 CMIP5 models is able to capture the right timing in seasonal minimal and maximal AMOC. This motivates a more thorough analysis of AMOC components and forcings in GCMs in order to further understand the origin of these large differences in the representation of the AMOC seasonal cycle in the CMIP5 models. We focus in particular on CNRM-CM5.1 (ORCA1-coupled), which is one of the models which qualitatively best represents the seasonal cycle of the AMOC intensity at 26.5°N , while IPSL-CM5A-LR (ORCA2-coupled) is one of those that represents it the least accurately. In addition, both coupled simulations rank among the weakest average AMOC intensities at 26.5°N among the 11 coupled simulations from the CMIP5 ensemble.

3.2. Mean AMOC structure in NEMO-based simulations

Fig. 3 (a) and (c) shows the time-average meridional overturning streamfunction in ORCA2-coupled and in ORCA1-coupled simulations. In both simulations, the streamfunction features the subtropical cells, seen as intense, largely wind-driven cells between the surface and 200m. Below 200m depth, two large-scale circulation cells are visible: the clockwise cell in the upper $\approx 2500\text{--}3000\text{m}$ depth which includes an inter-hemispheric transport of water, is what is designed by AMOC in the following of this paper. It corresponds to the northward transport of water masses throughout the Atlantic between roughly 200m and 1000m depth, sinking of water masses at high latitudes and southward transport of these water masses below. Further deep, the anti-clockwise cell features the inflow of Antarctic Bottom Waters northward along the Atlantic bottom. The maximum AMOC intensity below the subtropical cells is found at 36°N in ORCA2-coupled and 29°N in ORCA1-coupled, that is north of the RAPID section materialized by a red line in the figures. The maximum value is 9.3Sv in ORCA2-coupled and 13.7Sv in ORCA1-coupled at the latitude of the maximum (see Table 1 for average AMOC and latitude of maximum AMOC in all simulations). Fig. 3 (b) and (d) show, for comparison, the average meridional streamfunction in the ORCA2-forced and ORCA1-forced simulations respectively. The shape of the streamfunction is qualitatively similar to the ones obtained in the coupled simulations but it differs in terms of intensity and maximum depth notably. The maximum values are reached at 45.6°N in ORCA2-forced and 29.1°N in ORCA1-forced, with a maximum intensity of 17.4Sv in ORCA2-forced and 11.9Sv in ORCA1-forced. In the high resolution simulation (Fig. 3 (e)), the absolute maximum value is 15.9Sv, reached at 32.6°N . these figures highlight the diversity of AMOC shape and maximum intensity in coupled and forced models, with no obvious link between the latter and the resolution of the atmospheric forcing.

We now focus on the average AMOC at 26.5°N . The values reached at this latitude are as diverse as for the absolute maximum intensity (Table 1). Again, the AMOC mean intensity at 26.5°N differs highly between simulations, regardless of their horizontal resolution or the presence of atmospheric coupling. In all cases, the mean AMOC is too low as compared to RAPID. The ranking among models is the same as for the maximum AMOC value described above (see Table 1).

Results for non-eddy-permitting oceanic runs are in agreement with the high spread in

average AMOC between CMIP5 simulations, regardless of the oceanic component resolution. The average AMOC intensity in the ORCA025-forced simulation is closer to RAPID. However, due to the difference in atmospheric forcing among the different forced runs, this improvement cannot be attributed only to oceanic resolution.

Fig.4 (right) represents the meridional streamfunction vertical profile at 26.5°N in all simulations and in the RAPID reconstruction. The maximum value of these profiles reached around 1000m depth delimitates the upper branch of the AMOC from the lower one. This level is equal to or deeper than 1000m in both ORCA2 simulations, while it is shallower in the other simulations which use higher resolution. In RAPID reconstruction, it is reached almost exactly at 1000m depth.

The vertical derivative of the streamfunction represents by definition the longitude-integrated meridional transport per unit of depth at 26.5°N (Fig. 4, left). By construction, these transports cancel at the depth of maximum AMOC. Fig. 4 (left) also highlights an overestimation of northward transport in the upper 50m depth in the models, and an underestimation between 50 and 500m depth. Note however that in the upper 200m, the RAPID data have been extrapolated (see McCarthy et al. [2015] for more details), thereby complicating the interpretation of the large discrepancies between models and RAPID. For ORCA2-coupled and both ORCA1 simulations, AMOC biases at 500m depth resemble those at 1000m depth, indicating that the underestimation of the AMOC transport at 26.5°N reported in the Table 1 is due to the underestimation of the transport in the 50-500m depth layer. ORCA2-forced and ORCA025-forced simulations show relatively strong northward transports in the 700-1400m and the 500-700m depth ranges respectively, which tend to reduce total AMOC bias (table 1).

A series of discrepancies in subsurface to deep transport have been identified in model runs with respect to RAPID reconstructions. Next section aims at evaluating the AMOC at 26.5°N in those simulations in terms of its seasonal cycle.

3.3. AMOC seasonal cycle in the NEMO-based simulations

Fig. 5(a) shows the seasonal anomaly and standard error of the maximum of the AMOC at 26.5°N for all 5 NEMO-based simulations of this study and RAPID reconstruction. As described above (Fig.1), the seasonality of the AMOC in ORCA2-coupled is practically reversed as compared to RAPID. The amplitude of the cycle is also too weak (2.9 Sv as compared to 5.4 Sv in RAPID). On the other hand, ORCA1-coupled captures relatively well the minimal and maximal AMOC values resp. in March and July but the amplitude of the seasonal cycle is also underestimated (3 Sv). The three forced ocean simulations show a minimum AMOC between March and June and a seasonal maximum between July and August. This is in qualitative agreement with the RAPID reconstruction yet with a 1-3 month delay in the winter minimum. Furthermore, october is a relative minimum in both ORCA2-forced and ORCA1-forced but this is not the case in RAPID. In the ORCA025-forced, one notes also an unrealistic minimum in December and January. As for the coupled models, the amplitude of the cycle (ranging between 2.0 and 4.0 Sv) is underestimated in all forced cases as compared to the RAPID reconstruction.

This analysis shows that the important biases in the representation of the seasonal cycle of the AMOC in the coupled climate models are partly corrected in forced configurations, but substantial differences remain as compared to the RAPID reconstruction, in particular regarding the winter season. Next sections will use the AMOC decomposition employed in the RAPID framework to identify the physical sources of these discrepancies.

4. THE EKMAN TRANSPORT

4.1. Computation of the Ekman transport

The depth-integrated meridional Ekman transport V_{Ek} induced by the balance between Coriolis acceleration and momentum forcing, also called the Ekman transport, is forced by the easterly trade winds. It is proportional to the zonal wind stress component following:

$$V_{Ek} = -\frac{1}{\rho_0 f} \tau_x \quad (1)$$

with ρ_0 the average density of sea water, f Coriolis parameter at 26.5°N , τ_x the surface zonal momentum flux (wind stress) and V_{Ek} expressed in m/s .

Therefore, the Ekman contribution to the AMOC Ψ_{Ek} is given by:

$$\Psi_{Ek} = \int_W^E V_{Ek} dx = -\frac{1}{\rho_0 f} \int_W^E \tau_x dx$$

with W and E the locations of western and eastern edges of the basin. It can be directly computed from the zonally-integrated zonal wind stress at 26.5°N and thus only depends on the atmospheric forcing. Here, following Kanzow et al. [2010], we exclude the western boundary current (WBC) region which transport is accounted for separately (see next section for more details). E is thus the eastern coast of the Atlantic basin and W is defined as the Eastern edge of the WBC.

The mean Ekman transport is positive, consistently with the easterly trade winds dominating subtropical regions south of $\approx 30^\circ\text{N}$. The Ekman component therefore contributes to the northward transport in the upper branch of the AMOC at 26.5°N . Its annual mean ranges from 2.6 to 4.1Sv in the five NEMO-based models, with no clear impact of oceanic resolution or atmospheric coupling, and it is 3.6Sv in RAPID.

4.2. Seasonal cycle of the Ekman transport

Fig.5(b) represents the seasonal anomaly of the Ekman transport with standard error for the 5 NEMO-based simulations and the RAPID reconstruction. In the RAPID reconstruction, based on the CCMP product as indicated above, the seasonal cycle of the Ekman component is in phase with that of the total AMOC and it contributes to $\approx 60\%$ of the AMOC seasonal amplitude. In the models, this component has also in all cases but ORCA1-coupled a lower amplitude than that of the total AMOC. In ORCA1-coupled simulation, it has roughly the same amplitude as the total AMOC and it is stronger than the cycle of the Ekman component in RAPID. In particular, strong negative anomalies are seen in December-January, and positive ones in summer. More generally, the boreal summer maximum found in the observations is well reproduced in simulations but the winter minimum is delayed in ORCA2-coupled and ORCA025-forced. The same bias was found in these two models for the total AMOC seasonal cycle (Fig. 5 a). The negative AMOC anomaly found in ORCA025-forced in December can also clearly be identified on the Ekman component, although with a much reduced amplitude, suggesting that another component also has this bias.

4.3. Synoptic atmospheric patterns associated to seasonal Ekman transport

This component of the AMOC directly depends on wind forcing. Thus, biases can be directly linked to the wind product used in the forced models and the atmospheric module of the coupled

models. In particular, note that both ORCA1-forced and ORCA2-forced have a very similar seasonal variation of Ekman transport, which can be related to their common atmospheric forcing, based on the NCEP reanalysis. Their cycle resembles closely that of RAPID reconstructions, which contributes to their good performance in simulating the AMOC seasonal cycle. In this section, we use the wind stress forcing from these models as a reference to gain understanding in the origin of the biases seen in the coupled models.

In order to interpret the Ekman transport biases in a larger perspective, we consider the seasonal variations of the zonal wind stress as a function of both longitude and latitude in the different simulations and forcing datasets. Note that following equation 1, the intensity of the Ekman transport decreases poleward for a given stress forcing intensity. Fig. 6 represents the zonal wind stress seasonal cycle at the surface of the Atlantic basin as a function of latitude, for the 5 NEMO-based simulations. In average, in all simulations, the region south of $\approx 30^\circ\text{N}$ is dominated by westerly trade winds ($\tau_x < 0$), and the region north of $\approx 30^\circ\text{N}$ is dominated by westerlies ($\tau_x > 0$). The latitudinal limit between these two regimes is shifted seasonally: in boreal winter, the ITCZ is at its southernmost position, and the trade winds are maximum over the Tropics almost down to the geographical Equator. The transition between easterlies and westerlies is also then at its southernmost location, around 29°N . In ORCA1-coupled this transition is slightly shifted southward in December-January, reaching roughly 28°N . Trade winds at 26.5°N are thus anomalously weak during this period and this translates into a particularly weak Ekman transport at that latitude for the period November-January. In summer on the other hand, structures are generally shifted poleward as compared to the situation in the forced models, and trade winds at 26.5°N are anomalously strong. This explains the strong seasonal cycle of the Ekman transport in ORCA1-coupled seen in Fig.5 (b).

Fig. 7 represents the seasonal cycle of the zonal wind stress at 26.5°N as a function of longitude in the 5 NEMO-based simulations. The maximum Ekman transport in July-August, present in the forced simulations consistently with the RAPID reconstruction, is associated with an intensification of the trade winds between 50°W and 20°W . In March, the zonal wind stress reduces at all longitudes, practically vanishing in the western half of the basin. Biases related to the timing of the minimal value, detected in both coupled simulations and ORCA025-forced run, are related to the extension in April-May, at the basin-scale of the trade-wind minimal value present in March.

In ORCA2-coupled, the zonal gradient of the wind stress is much stronger than in the reanalysis used in the forced configurations, and although this feature is indeed more marked in boreal summer, it persists all year long. In ORCA1-forced, anomalous negative wind stress is also present all year long along the eastern border of the basin. Yet, they are much more localized than in ORCA2-coupled and they don't dominate the basin average. As noted above, in this model, the seasonal variations are overestimated, both due to anomalously strong negative anomalies in the east in boreal summer and anomalously strong positive anomalies in boreal winter. This figure shows that the negative anomalies in summer are localized in the eastern half of the basin.

5. THE WESTERN BOUNDARY CURRENT

The second component involved in the RAPID reconstruction of the AMOC is the WBC. In RAPID, it is estimated from the transport through the Florida Strait. Florida strait transport is a northward western boundary transport which contributes to the mass transport balance at this latitude, being in average equal with opposite sign to the depth-integrated interior transport between the Bahamas and African coasts. Nevertheless, observations (e.g. Meinen et al. [2004]) show that east of the Bahamas islands, the AC also flows northward along the topography.

Observations and modelling studies suggest that the seasonal variability and dynamical forcings of both currents are mostly uncorrelated, due to the topographic blocking of the Bahamas islands separating them. Rousset and Beal [2011] argue that the FC has a channel that blocks both interior barotropic and baroclinic waves, thereby separating the FC variability from the rest of the basin. However, Böning [1991] find in a modelling study that a stronger sverdrup transport in the interior is associated to a much stronger FC intensity, suggesting a link of the FC variability with the interior basin large-scale forcing.

Due to high-frequency variability, Meinen et al. [2004] estimate the annual variance of the FC to only represent 9.7% of its total variance. As for the AC variability, Meinen et al. [2004] find that it is uncorrelated to that of the FC at the seasonal timescale. The AC is believed to be forced as part by the Sverdrup circulation (Olson et al. [1984]). Yet, its variability is unclear. Böning [1991] found a contradiction between low resolution models and observations for the AC, as the annual signal of AC was masked in observations by higher frequency related to its instability. Lee and Johns [1996] also found no clear evidence of an annual cycle in the AC, contrary to coarse resolution models. They observed mesoscale eddies that dominate the variability of the AC as they propagate to the West.

However, using 2 years of the recent data from the RAPID array, Frajka-Williams et al. [2013] found a covariation of the Florida and AC at periods of 50 days to 1 year, contrary to previous observations, related to eddy activity. This suggests that mesoscale eddies might contribute to some correlation in both currents variability. In addition, Thomas and Zhai [2013] found from a modelling study that mesoscale eddies may be an important source of low-frequency variability of the AMOC. In the RAPID array, the Antilles current can be estimated from the series of current meters located on the western wedge (Frajka-Williams et al. [2013]) and is included to the computation of the interior transport rather than the WBC contribution.

In coarse resolution models and in particular in the ORCA1 and ORCA2 grids, the Bahamas islands are not represented. Thus, the Florida strait does not exist, and the FC cannot be defined. Fig. 8 shows a longitude - depth section of interannual average meridional velocity in each simulation west of 72°W , thereby illustrating the topography. A continental plateau of $\approx 40\text{m}$ to $\approx 250\text{m}$ depth (resp. $\approx 350\text{m}$) in the ORCA1 grid (resp. ORCA2) extends from the western boundary to $\approx 76.5 - 76^\circ\text{W}$. The northward-flowing current extends down to more than 1000m and from the western boundary to $\approx 75.5 - 72^\circ\text{W}$, depending on the simulations. Here, one can note a clear influence of the resolution on the representation of this current. In both simulations using ORCA2, maximal meridional velocities are reached along the western coast, above the plateau and amount to roughly 20m/s . On the other hand, in both ORCA1 simulations, meridional velocity is maximal above and off the 250m deep plateau, with maximal velocities reaching $30 - 40\text{cm/s}$. In both cases, such current does not directly compare to the AC, which core is rather located along the wedge at $500\text{-}800\text{m}$ depth (Lee and Johns [1996]). Its maximum velocity on the other hand is of the order of $20 - 25\text{cm/s}$, in rough agreement with what is found here. In these simulations, the WBC is defined as the integral of transport over the area west of 72°W and above 1000m depth such that its average meridional velocity is positive. This area is stable over the year (not shown).

In the ORCA025 grid, on the other hand, the Bahamas islands are present, so that the Florida Strait is defined. It is about 1° wide and reaching 700m depth, which is realistic. The FC is intense, with $v > 100\text{cm/s}$ at its core, which is also realistic (Rousset and Beal [2011]). Fig. 8 (e) furthermore shows the AC which extends to 75.5°W and down to more than 1000m depth. Its core is located between 200 and 800m depth, which is realistic (e.g. Lee and Johns [1996]) and with a meridional velocity reaching 25cm/s .

As a consequence, in order to compare accurately the decomposition proposed in RAPID on the one hand and the coarser resolution models on the other hand, two definitions of the

WBC are used in this study. First, it is defined as the integrated transport over the area defined in annual mean by positive meridional velocities, therefore including both Florida and ACs. Secondly, in ORCA025-forced and in the RAPID reconstruction, we also consider the Florida Strait current separately from the current flowing along the western boundary wedge.

5.1. Seasonal cycle of the western boundary current

Fig. 5 (c) shows the average seasonal cycle of the WBC in all simulations and in the RAPID reconstruction. As explained above, two computations are shown for RAPID and ORCA025: the solid lines correspond to the transport including both Florida Current and AC, whereas the dashed lines represent in both cases only the FC contribution, as computed in the original RAPID reconstruction (e.g. Kanzow et al. [2010]).

Note first that the WBC including both Florida Strait and ACs has a very large seasonal cycle in the observations. Significant positive anomalies occur in August and December and negative ones in October, with peak to peak anomalies of 11.7Sv. The rest of the seasonal cycle is not significantly different from zero. Yet, the figure also shows very large error bars suggesting a strong interannual variability. The period covered, 2004-2011 for the AC, doesn't give a robust representation on AC seasonal cycle on the long term. The noisy signal dominated by higher frequencies can be attributed to a high-frequency variability of the AC as the variability is largely reduced when the latter is excluded from the WBC estimation. This is consistent with findings from Frajka-Williams et al. [2013], which indicate that the Antilles Current is controlled by the eddy variability. Böning [1991] found the annual signal of AC to be masked by higher frequency related to the instability of this boundary current. Lee and Johns [1996] found that the annual cycle emerges only from several years of averaging, in phase with wind stress curl over the western subbasin. They note a contradiction between results from low resolution laminar models and observations for the AC. In previous modelling studies, a clear cycle of the AC emerges, maximum in winter and minimum in fall.

The Florida Strait current considered alone has a much more constrained, and reduced, seasonal cycle. It shows robust positive anomalies between June and August and a sharp drop to a minimum in October - November. Its peak to peak amplitude drops is 4.1Sv. This is stronger than the 3Sv amplitude inferred from 2 years of data in 1982-1984 by Schott et al. [1988] but the cycle is qualitatively similar. Atkinson et al. [2010] also noted for the period 1982-2007 a positive anomaly in July and a negative anomaly in October, but they found that the annual cycle of the FC was a statistical property that only emerged from noise at a multi-decadal timescale: the seasonal cycle deduced for a 10-year period here should therefore be interpreted cautiously. Baringer and Larsen [2001] also indicated that the annual cycle of the FC over 16 years of measurements is not stable. Rousset and Beal [2011] find a semi-annual cycle of the FC, maximum in July, minimum March-May and September-November : only the minimum in March-May is not present in the RAPID reconstruction. These authors relate the semi-annual cycle to an along-channel wind and wind stress curl across the Atlantic. On the other hand, it is only partly correlated to interior Sverdrup transport, which in particular does not explain the strong summer peak.

In ORCA025-forced simulation the full WBC reproduces a minimum in September - October, which is delayed towards November and reduced when considering only the FC, consistently with observations. The relative maximum in January vanishes when considering strictly the FC, also consistent with observations. Yet, the positive June to August anomaly visible in RAPID data is not significantly different from zero from the ORCA025-forced WBC, whereas it is significantly positive in July and August when considering only the FC as in the observations. This analysis shows that at high resolution, the separation between the Florida Strait Current and the Antilles

Current is realistic and allows to distinguish specific features from these two current systems. It also suggests that the forcing of its variability might be similar to that of observations, and thus not directly related to the interior Sverdrup transport (Rousset and Beal [2011]). As for the AC simulated by ORCA025-forced, shown in the dashed-dotted green lines of Fig.5, several interesting features appear in its seasonal cycle. First, the only anomalies significantly different from 0 are a positive anomaly in January and April, and a negative one in August to October. This is in agreement with the AC deduced from long interannual timeseries in observations (e.g. Lee and Johns [1996]), suggesting a clearer link between its seasonal variations and the interior Sverdrup transport forcing. Secondly, its interannual variability is much lower than in observation, as the much smaller standard errors show: this might be related to the underestimation of eddy activity, and therefore high-frequency variability that creates noise in the seasonal signal, in this eddy-permitting simulation. One might expect that by increasing further the horizontal resolution, the AC seasonal cycle will get noisier.

The WBC diagnosed from the coarse resolution simulations should be compared to the RAPID reconstruction including both the Florida Strait and the AC (continuous lines in Fig.5 c.). At coarse resolution, the seasonal cycle of the WBC is characterized by a minimum in September-October and a relative maximum in January, that is one month later than in the observations. This is very similar to findings from previous coarse resolution modelling studies (e.g. Anderson and Corry [1985]). Such a seasonal cycle bears similarity with the observations but misses in all cases the summer maximum of the RAPID reconstruction. It also seems to underestimate the amplitude of the observed cycle, which is yet relatively poorly constrained as discussed above. The simulated amplitude of the cycle is rather of the order of the one measured in the Florida Strait.

5.2. Dynamical forcings of western boundary current in models and observations

We investigate here the main forcing mechanisms which can be involved in the seasonal variability of the WBC in the simulations. Clear differences are observed between the Florida and ACs in terms of their seasonal variability, both in RAPID and ORCA025-forced models, and in previous studies. For each current, several possible forcings have been mentioned to explain this variability.

Using an eddy resolving model, Böning [1991] note that when the Sverdrup transport in the interior is stronger, the FC has a much stronger intensity, suggesting some remote forcing of the FC at interannual timescales by the interior Atlantic basin. However, most studies from observations suggest a more local forcing for the FC seasonal cycle. The same note, as well as Rousset and Beal [2011], that the quick barotropic adjustment to interior transport is blocked by topography in the Florida channel, therefore arguing that it cannot explain the FC variability at seasonal scale. Rousset and Beal [2011] also argue that the strong summer maximum is not present in the interior Sverdrup transport, which is another element contradicting the hypothesis of a response to Sverdrup transport. Anderson and Corry [1985] argue that the Sverdrup balance influence on the FC holds for longer time periods when baroclinic Rossby waves have time to pass over bottom topography, but that for shorter time periods, the response to topography dominates over that to the interior ocean. Most authors thus relate the FC seasonal variability to local wind forcing. Schott et al. [1988] find that the annual cycle of the FC has large similarity with the along-shore wind stress locally and to the wind stress curl upstream and downstream, suggesting local forcing. Rousset and Beal [2011] find the semi-annual cycle of the FC to be correlated to the along-channel wind and to the wind stress downstream of the strait. They conclude that the FC is mostly influenced by local wind and partly by downstream forcing at seasonal scale. In modelling studies, Anderson and Corry [1985] and Böning [1991] relate the FC

seasonal cycle to the meridional wind stress over a varying topography forcing coastally trapped baroclinic Kelvin waves. The wind forcing most significantly correlated to the FC variability is located North of Bahamas and West of Mid-Ocean Ridge, along streamlines that pass through the Florida strait. They mention however a modest wind stress curl contribution. Finally, more recent studies have highlighted the impact of mesoscale eddies in forcing the low-frequency variability of the FC (citetThomas2013a) and in driving its annual cycle (Frajka-Williams et al. [2013]).

As for the AC, Lee and Johns [1996] find that mesoscale eddies dominate the variability of the AC as they propagate to the West, and that a baroclinic response to local wind forcing is also present. Finally, they find that the Sverdrup transport has a secondary maximum in summer that might explain the semi-annual AC cycle. Böning [1991] find from an eddy-resolving ocean simulation an annual cycle of the AC in phase with wind stress curl over the western subbasin. They note a sharp contrast between low resolution models simulating a WBC rapidly balancing the interior Sverdrup transport, and observations where the AC is dominated by its high-frequency, creating a very noisy seasonal signal. The high-variability mesoscale activity resolved in their model indeed masks partly the seasonal cycle of the AC. At 26.5°N , the balance between the AC and wind interior Sverdrup transport predicts that the transport reaches its maximum in January and its minimum in October (Johns et al. [2008], Atkinson et al. [2010]). This is in relative agreement with the seasonal cycle of the total WBC represented in the coarse resolution models and to the AC resolved by ORCA025-forced simulation but not with RAPID data when considering the difference between bold and dashed line in Fig. 5.

In order to investigate the possible mechanisms of variability of the WBCs in simulations, we compute the correlation between the WBC and atmospheric wind forcing for each grid point using monthly anomaly time series at interannual timescale. Correlations have been tested for zonal, meridional wind stress and wind stress curl. All correlations were computed for lags between 0 and 6 months for the ocean (not shown) and revealed a maximum correlation with 0 month lag. In coarse resolution models, correlations are strongest using the surface wind stress curl (Fig.9 (a-d)) with correlations between -0.2 and -0.5 ($p > 0.95$, Student's t test) in an area between $[25; 35]^{\circ}\text{N}$ and $[78; 40]^{\circ}\text{W}$, that is in the western half of the basin and slightly north of 26.5°N . This is in agreement to the hypothesis of a quick adjustment of the WBC to the interior Sverdrup transport, mostly from the Western subbasin, consistently with the findings of Böning [1991]. Note that correlations reach higher values when computed with the spatially-integrated wind stress curl over the Atlantic basin (not shown), confirming the hypothesis of a large-scale transport adjustment.

In the case of ORCA025-forced simulation, the Florida and ACs are analyzed separately. The FC shows large correlations ($p > 0.95$, Student's t test) at lag 0 with the meridional wind stress downstream (Fig. 9 e), that is in the area between $[25; 40]^{\circ}\text{N}$ and $[80; 65]^{\circ}\text{W}$, with a maximal value of 0.5. This large positive correlation is consistent with previous studies (Lee and Johns [1996], Anderson and Corry [1985], Rousset and Beal [2011], Schott et al. [1988]) and suggests a southward propagation of coastal waves excited by the interaction between meridional wind stress and bathymetry. On the contrary, correlations of the FC with the local forcing are much lower which suggests that they play a marginal role in setting its seasonal cycle in this simulation. The AC in ORCA025-forced shows low correlation with any components of the surface momentum forcing in the North-Atlantic basin, which confirms the impact of high-frequency variability dominated by eddies which dominate the AC variability and are an internal ocean dynamics process, therefore unrelated to atmospheric forcing. A modest correlation of -0.3 ($p > 0.95$, Student's t test) is found at lag 0 with the wind stress curl in an area between $[27; 29]^{\circ}\text{N}$ and $[75; 68]^{\circ}\text{W}$ (Fig. 9 f), consistently with an adjustment of AC to the Sverdrup transport only locally. This adjustment seems to operate at shorter distance than in the coarse

resolution simulations.

6. UPPER MID-OCEAN TRANSPORT

6.1. Computation of the upper mid-ocean transport

In the RAPID reconstruction, the last component of the AMOC, the upper mid-ocean transport (UMO), is computed from the zonal and vertical integration of the thermal wind relation over the upper branch of the AMOC above a certain reference level z_{ref} to be defined, at 26.5°N . Such an integration assumes that the velocity below the Ekman layer and outside of the western boundary is in geostrophic balance, thus following;

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = -\frac{g}{f_0\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} \Rightarrow v_g(x, z) = v(-z_{ref}) + \frac{g}{f_0\rho_0} \int_{z_{ref}}^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (2)$$

The UMO transport can then deduced from the relation:

$$\Psi_{UMO} = \int_W^E \int_{-z_{ref}}^0 v_g(x, z) dz dx$$

The western end of the interior basin is given by the eastern limit of the WBC. Two definitions of the latter can be considered at high resolution and in observations, so that this boundary has to be adapted to each simulation and data set. Several definitions can also be considered for the reference level z_{ref} (Baehr and Cunningham [2009]). In the models, we define it at 1000m depth and we do not consider it as a level of no motion. In other words, we extract the full velocity at 1000m depth in eq.2 rather than assuming $v_g(z_{ref}) = 0$. This nevertheless assumes that the full velocity at this depth is in geostrophic balance, which is a reasonable hypothesis as $v < 2\text{cm/s}$ at 1000m depth in all simulations. Note that results are weakly sensitive to the reference level choice (not shown). Following Baehr and Cunningham [2009], this method to reconstruct the ocean interior flow will be referred to as the dynamical method.

In simulations, the UMO transport can also be computed kinematically, as in Baehr and Cunningham [2009], since the meridional overturning streamfunction is computed explicitly using the currents known at all grid points and all vertical levels. Here we assume the AMOC at 26.5°N can be approximated by the latter at 1000m depth $\Psi_{AMOC}(1000m)$, so that the UMO transport Ψ_{UMO} can be deduced by the difference :

$$\Psi_{UMO} = \Psi_{AMOC}(1000m) - \Psi_{WBC} - \Psi_{Ek}$$

with Ψ_{WBC} and Ψ_{Ek} the Western Boundary Current and Ekman integral northward transports at 26.5°N . This approach ensures a closure for the equation of $\Psi_{AMOC}(1000m)$. It will be referred to further on as the kinematic method. Yet, it does not allow any investigation of the zonal and vertical structure of Ψ_{UMO} and their time dependency, unlike the dynamical estimation, which provides a zonal and vertical structure for the UMO component across the basin.

Fig. 10 compares the mean seasonal anomaly of UMO transport integrated over the whole basin above 1000m depth, defined with both kinematic and dynamical methods for all 5 simulations. Both methods converge with largely similar seasonal cycles in all cases, including at the eddy-permitting resolution. This gives support for the assumption made on the RAPID reconstruction that the interior transport below the Ekman layer can be assumed to be in geostrophic balance and measured by a cross-section measurement of density gradient. Nevertheless, note that both the mean intensity (not shown) and the amplitude of the seasonal cycle are larger with the kinematic method in all cases but ORCA2-coupled. This may come from the choice of the reference level at 1000m depth or to some invalid hypotheses of the decomposition near the surface and lateral boundaries.

6.2. Seasonal cycle of upper mid-ocean transport

Fig. 5 (d) shows the dynamical estimation of the average UMO transport seasonal cycle in all simulations and in the RAPID reconstruction. For RAPID and ORCA025-forced, continuous lines correspond to the interior transport excluding the AC. In this case, the Antilles Current is incorporated into the Western Boundary Current estimation, in Fig. 5 (c), also shown with continuous lines. Conversely, for these two datasets, dashed lines in Fig. 5 (d) correspond to the estimation of the interior transport including the AC in RAPID and ORCA025-forced, as in the original RAPID estimation (e.g. Kanzow et al. [2010]), and consistently with dashed lines in Fig. 5 (c).

Given the strong seasonal cycle of the Antilles Current and its uncertainty (Fig.5), the subtraction of this component from the UMO estimation in RAPID induces a noisy and very variable transport. In this case, seasonal variations are only significantly different from 0 ($p > 0.95$, Student's t test) in August and December (minimal values) and October (maximal value), with a peak-to-peak amplitude of 11.7 Sv . As a conclusion, the precise location of the eddy activity in the AC might affect highly the estimate of the UMO transport also.

In RAPID, the more standard UMO transport estimation including the AC shows standard errors lower by a factor $\approx 2-3$ to those excluding it. In this case, the only remaining significant seasonal variability of UMO transport is the annual maximum in October - November, also identified in the total AMOC as a secondary annual maximum (Fig. 5 a). During the first 8 months of the year, the AMOC remains relatively constant, with barely significant negative anomalies. The amplitude of the cycle is then 4.7 Sv between March and November, making of UMO transport the component of AMOC with largest amplitude in RAPID.

In ORCA025-forced, the seasonal cycle is also stronger when the Antilles Current is excluded, consistently with Fig.5, but not as much as in the RAPID reconstruction. This suggests some compensation at seasonal scale between both transports, confirming the hypothesis of an adjustment of the AC to the interior Sverdrup transport. The August minimum of RAPID is not present in the model, as the maximum was not seen in Fig. 5 (c). The fall maximum occurs rather in September-October, that is about 1 month in advance as compared to the RAPID reconstruction. In spring and winter, the sign of the UMO anomaly excluding the AC is opposite to that of the RAPID reconstruction, although both are generally not significant. When the Antilles Current is integrated to the UMO estimate (dashed lines), the December minimum vanishes, as in the observations. This winter minimum may thus well be realistic, but its physical mechanism remains to be investigated. In this latter case, ORCA025- forced and RAPID reproduce a very similar seasonal cycle for the UMO.

All coarse-resolution model runs show a realistic relative maximum of the UMO transport in October - November, but the amplitude of the maximum is largely underestimated when compared to the similar estimation (Antilles Current excluded from the UMO, solid line) in RAPID. Both coupled simulations show the weakest amplitude in UMO seasonal cycle (total amplitude of the October peak is resp. 3.7 and 2.2 Sv for ORCA1-coupled and ORCA2-coupled), whereas ORCA1-forced and ORCA2-forced are more consistent with RAPID in terms of both phase and amplitude (resp. 3.9 and 4.0 Sv amplitude) of seasonal cycle. During the rest of the year, UMO anomalies are generally weakly negative and weakly variable, so that UMO seasonal cycle in the coarse resolution models rather resembles the UMO estimated from observations including the Antilles Current. As discussed earlier, it is difficult to conclude whether this result comes from the strong variability of the observed AC itself. Note that ORCA1-coupled simulation shows more variability during the first 5 months of the year than the other models, yet not in phase with the observations.

6.3. Vertical structure of the upper mid-ocean transport seasonal anomaly

In order to gain further understanding on the differences of both amplitude and phase of the UMO seasonal cycle in models and data, we consider the average zonal density gradient across the whole basin as a function of depth in RAPID and simulations (Fig. 11, top left) and its difference between November (maximal value in RAPID) and March (minimal value in RAPID) (Fig. 11, top right, and bottom panels). This zonal density gradient controls the UMO transport through equation 2, so that a positive zonal density gradient induces a negative vertical geostrophic shear. Then, assuming a level of almost no motion at 1000m depth in RAPID the integrated geostrophic transport can be inferred from this basin-scale density gradient. Note that for comparison purposes, the AC is included in the RAPID reconstruction, as in the original estimate, whereas it is excluded in all simulations.

Fig. 11 top left reveals that in average, the zonal density gradient across the Atlantic ocean at 26.5°N is positive in the first 1000m in both models and RAPID measurements, consistent with the Sverdrup equilibrium, and the return flow of the anticyclonic subtropical gyre of waters. A notable exception is ORCA2-coupled simulation which has a negative zonal density gradient from the subsurface down to 250m depth. In all simulations, zonal density gradients are underestimated with regard to observations, consistently with a too weak average AMOC. Note however that as already said, some of the RAPID measurements have been extrapolated in the upper 200m which prevents a detailed assessment over this layer.

Fig. 11 top right shows strong differences in the basin-scale zonal density gradient between March and November: the density gradient in November is more positive above 120m depth, contributing to a stronger southward transport, and it is more negative below 120m depth, contributing to a weaker southward transport. The total transport difference between November and March has been shown to be positive (see Fig. 5). Thus, fig.11 shows that this difference is dominated by the anomalously negative zonal density gradient in November as compared to March detected below 120m depth.

A separate look at western and eastern subbasin contributions to seasonal differences of zonal density gradient profiles (Fig. 11 bottom panels) highlights the dominant contribution of the eastern subbasin, east of 50°W, to the negative density gradient anomaly in the 200-1000m depth layer in RAPID. This suggests that the eastern subbasin is primarily responsible for the UMO seasonal cycle as observed in the RAPID array, as shown in previous studies (e.g. Chidichimo et al. [2010]).

The vertical structures of the simulated zonal density gradient anomalies are largely different from RAPID observations. First the November to March difference of the zonal density gradient is generally weaker than in RAPID, consistently with a lower amplitude of the UMO seasonal cycle (Fig. 5 d). Secondly, the models show a positive zonal density gradient difference from the surface to approximately 60m depth, which is relatively consistent with the data. Yet, in the latter, it is due to a strong contribution of the eastern basin partly compensated by a negative difference in the west. In all models, the contribution of the eastern basin is much weaker (the difference is even negative in ORCA1-coupled), while it is also positive in the west thereby adding up to a similar value as in RAPID. This suggests a reversed seasonality of the upper zonal density gradient in the western half of the basin in all simulations. The maximum difference detected around 80m depth in the data is not reproduced in any of the simulations, and this is essentially due to a misrepresentation of the density gradient in the eastern subbasin; differences are negative at this depth in the models while they are strongly positive in the data. Finally, the negative anomalous gradient in the 120-300m depth layer in RAPID is not represented in any model, where the density differences are close to zero in this depth range, both in the western and the eastern halves of the basin. Below 300m, differences in the zonal density

gradient in November and March are also very weak. In all simulations but ORCA025-forced, they are negative. The sign is consistent with the RAPID reconstruction but the difference is one order of magnitude weaker in models. They result from negative differences west of the MAR in simulations, whereas RAPID sections show the contributions of both western and eastern subbasins to this difference in zonal density gradient at intermediate depths.

To conclude, strong differences have been found in terms of the vertical and zonal contributions to the UMO seasonal variability. In models, both subbasins play a significant role in setting the UMO seasonal cycle, although both contributions vary a lot between models, and the seasonal density gradient anomaly is weaker and more superficial than in RAPID observations.

6.4. Identification of a westward propagation of geostrophic transport anomalies

We now investigate in more details the zonal adjustment of interior geostrophic transport variations in simulations in order to identify the mechanisms of UMO transport variability. Several authors have suggested that it adjusts to the wind stress curl variability imposed at the eastern boundary through the westward propagation of Rossby waves (e.g. Zhao and Johns [2014] and references therein). In order to visualize this adjustment, Fig.12 represents the correlation of the geostrophic transport at all longitudes with the transport at the eastern boundary marked with a red line with respect to time lag, in months. At the eastern boundary and at lag 0 (lower right corner of the figure), the correlation is always 1, by construction. In addition, the high correlation at the eastern boundary at lag 12, 24, 36 and 48 months is due to the dominant seasonal signal. Beyond these obvious features, all simulations show a significant ($p > 0.95$, Student's t test) westward propagation of the geostrophic transport anomaly at least up to about $30 - 40^\circ W$. Phase speeds diagnosed from these diagrams lie between roughly 0.9 and $1.8^\circ/\text{month}$ (that is, 3.4 to 6.9cm/s), which is typical of Rossby wave propagations in response to wind stress curl forcing (Challenor et al. [2004]). West of $40^\circ W$, correlations are generally weaker or do not suggest a propagation.

6.5. Representation of upper mid-ocean transport by a linear Rossby wave model

In order to verify the hypothesis of a Rossby wave adjustment to surface forcing in models, we develop here a simple linear Rossby wave propagation model in all numerical simulations. As described in the appendix A, the pressure anomaly related to Rossby wave propagation can be separated into an orthonormal series of vertical modes $Z_n(z)$ and horizontal propagations $P_n(x, t)$ of pressure anomalies. The vertical modes of variability $Z_n(z)$ can be estimated through a principal component analysis (PCA) on meridional velocity profiles. Following Kanzow et al. [2010], we perform this analysis at $60^\circ W$, which, in observations, is a representative longitude for the whole $26.5^\circ N$ section. Fig.13 shows that the first mode of variability of the meridional velocity at this location captures between 48 and 54% of total variability in all simulations, which is relatively high. The second mode of variability accounts for 15 to 19% of total variability. Therefore, we focus the rest of our study only on this first mode. It has a constant sign over the vertical, but its amplitude decreases with depth. It has thus a mixed barotropic first baroclinic vertical structure.

The intensification of the first vertical mode of variability for meridional current over the first 200m of depth is in agreement with the strong negative zonal density gradient anomaly observed between 200 and 100m depth in Fig.11, in all simulations but ORCA1-coupled. In addition, the monotonous variation of the first mode with depth is in agreement with the negative zonal density gradient anomaly between November and March, observed in almost all depth below 200m depth, except in ORCA025-forced simulation. One can note however a large barotropic

component in the first mode of variability, suggesting a significant contribution of deep zonal density gradients to the UMO seasonal variability.

The horizontal propagation of Rossby waves is described in the appendix B. Let $c_1 = \beta R_1^2$, the fraction of the beta effect β at 26.5°N to the squared first Rossby radius of deformation R_1 , be the first mode Rossby wave speed. In this study, we estimate c_1 from Fig.12 from the $40 - 16^\circ\text{W}$ longitude range. However, the measurement includes some uncertainty and it rather corresponds to Rossby wave propagation in the eastern boundary, whereas as mentioned before the western subbasin contributes highly to the UMO seasonal cycle in most simulations. Therefore, we adjust the estimated c_1 by no more than 10% of its value by fitting the final correlation of the Rossby wave model to the UMO transport. The estimated phase propagation speed is adjusted by 0 to 9%, and it finally ranges from 3.6 to 7.0cm/s .

The pressure anomaly induced by Rossby wave propagation, for any longitude and time is given by:

$$P_1(x, t) = P_1(x_E, t - \frac{x - x_E}{c_1}) + \frac{f_0 Z_1(0)}{\beta} \int_{x_E}^x \text{Curl}(\vec{\tau})(x', t + \frac{x - x'}{c_1}) dx'$$

where x_E is the eastern boundary of the basin. Therefore the time and space integration of the pressure anomaly equation only requires the boundary pressure condition at the eastern edge of the Atlantic basin and the surface wind stress curl over the basin. The total geostrophic transport induced by the excitation and propagation of a 1st mode Rossby wave is finally given by the equation:

$$\begin{aligned} \Psi_{g1} &= \int_{1000m}^0 \int_{x_W}^{x_E} v_{g1} dx dz \\ &= \frac{1}{\rho_0 f_0} \int_{1000m}^0 (P_1(x_E, z, t) - P_1(x_E, z, t + \frac{x_W - x_E}{c_1})) dz \\ &\quad + \frac{Z_1(0)}{\rho_0 \beta} \int_{1000m}^0 Z_1(z) dz \int_{x_W}^{x_E} \text{Curl}(\vec{\tau})(x', t + \frac{x_W - x'}{c_1}) dx' \\ &= P_T + S_F \quad (3) \end{aligned}$$

P_T and S_F are respectively the pressure term and surface forcing contribution to the total geostrophic transport in the Rossby wave model. The pressure term contribution P_T accounts for the meridional transport induced by the zonal propagation of the pressure anomaly at the eastern boundary in the absence of any surface forcing. It quantifies the contribution of anomalies generated locally at the eastern edge of the basin to the UMO transport under the Rossby wave model approximations. The surface forcing term contribution S_F accounts for the meridional transport induced by the surface wind stress curl forcing in the absence of any pressure anomaly at the eastern boundary. It therefore quantifies the contribution of the large-scale forcing in the interior ocean to the UMO transport. This equation allows for an analytical computation of the interior geostrophic transport once the first pressure anomaly generated at the eastern edge has had time to cross the whole basin, that is after $\Delta t = \frac{x_E - x_W}{c_1}$, which gives between 32 and 54 months of adjustment.

It is important to stress that this model contains a series of hypotheses: firstly, the mean flow doesn't perturb the wave propagation, which therefore remains purely zonal. This is idealized but given the low flow speed in the ocean interior (a few mm/s), this hypothesis is reasonable. Secondly, the wave propagation speed is supposed to be constant, while in reality, it is expected to vary as a function of time and longitude, as it depends on ocean stratification. However, the reference longitude for the vertical structure is 60°W has been shown to be representative of the

Atlantic basin at this latitude (Kanzow et al. [2010]). Finally, the linear model does not take the mid-Atlantic ridge into account, although it might interact with wave propagation, possibly isolating Rossby wave propagation in the eastern and western halves of the Atlantic basin.

Fig.14 shows the seasonal anomalous integrated UMO transport reproduced by this Rossby wave model (equation 3) together with the actual UMO transport derived from the dynamical method in each simulation. The pressure P_T and surface forcing S_F contributions to the total transport in the Rossby wave model are also shown. Time correlations between the Rossby wave model and the dynamical UMO estimate, computed over the interannual time series, ranges between 0.44 and 0.57 for all coarse simulations which is significant ($p > 0.95$, Student's t-test).

In ORCA025-forced simulation, the seasonal UMO cycle from this linear model gives an insignificant seasonal cycle insignificant for all months of the year but an October-December negative anomaly. One reason might lie in the short integration time, as the available simulation only covers 12 years, from which 4.5 (54 months) have been subtracted to account for the Rossby wave model integration. This short integration duration yields large error bars in the estimation of the UMO transport seasonal cycle from the Rossby wave model. In the Rossby wave model, the surface forcing term seems to dominate the seasonal signal, suggesting a dominant role of the interior wind stress curl forcing over the eastern boundary pressure anomaly in setting the seasonal cycle of the UMO. Note however the large discrepancy between the October-November UMO anomaly of ORCA025-forced and that predicted by the linear Rossby wave model. One of the reasons for this discrepancy might be the high-frequency mesoscale variability in this simulation, which might affect the UMO seasonal cycle and is unrelated to surface forcing. In addition, Fig.12 also shows mostly insignificant correlations of the UMO anomaly at the eastern boundary and that at the western half of the basin, suggesting that the Rossby wave model might be valid only in the eastern half.

On the other hand, in all coarse resolution models, the seasonal cycle obtained is robust. The Rossby wave model yields a maximal UMO transport in September-December and a minimum in late winter/early spring. This seasonality is consistent with the dynamical estimation of UMO commented above and reproduced here (black lines), although the winter minimum is not as marked in the full estimation. The amplitude of the seasonal cycle is stronger than the full estimation by a factor 1.3 to 2.3. It might be related to an underestimation of the local wind stress curl forcing at the eastern boundary of the basin in this coarse simulation. In all other coarse simulations, the surface forcing term contributes for as much or slightly more (between 2 and 23% more) to the total UMO seasonal cycle than the pressure term. This means that in those simulations, the integrated surface forcing and the propagation of a pressure anomaly from the eastern edge of the basin, itself resulting from a local forcing at the eastern boundary of the basin play roughly equal roles in driving the UMO seasonal variability.

As a conclusion, a linear Rossby wave model succeeds to reproduce the phase of the seasonal variability of the UMO transport in all coarse-resolution simulations. This gives a privileged mechanism for the variability of this component at such timescales. The large discrepancy of this linear model with the actual UMO transport in the ORCA025-forced simulation suggests a larger impact of mesoscale activity on the UMO seasonal cycle.

7. CONCLUSIONS

This study has analyzed a hierarchy of forced and coupled oceanic simulations to investigate the representation of the Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) seasonal variability at 26.5°N in ocean models with respect to the RAPID reconstructions. A first comparison of the AMOC seasonal cycle at 26.5°N on 11 pre-industrial control Climate Model Intercomparison

Programme (CMIP5) simulations has indeed shown a wide variety in amplitude and phase of its seasonal cycle. Only two simulations have the same timing for the AMOC seasonal minimum as in the RAPID estimation, only two have the same timing for the AMOC maximum and only 7 models have an AMOC seasonal cycle amplitude within 30% of that of RAPID reconstruction.

In this study, we focus on five NEMO-based oceanic simulations on the ORCA grid. Three horizontal resolutions are considered in forced conditions, namely 2° (ORCA2-forced), 1° (ORCA1-forced) and $1/4^\circ$ (ORCA025-forced). The two coarser resolutions are also considered in coupled ocean-atmosphere configurations (ORCA1-coupled and ORCA2-coupled) extracted from the CMIP5 ensemble. The general AMOC structure as a function of latitude and depth is broadly similar in all simulations, in spite of differences in the latitude and depth of the average maximum, as well as of the maximum at 26.5°N and intensity at this latitude. In particular, AMOC average intensity at 26.5°N is in all cases weaker than in the RAPID reconstruction. The amplitude of the seasonal cycle is also weaker than in the RAPID reconstruction for all these simulations. The vertical structure of the AMOC at 26.5°N nevertheless reveals a relative agreement in the separation between the upper and lower branches of AMOC at 1000m depth. A preliminary analysis of the AMOC seasonal cycle highlights important biases in the representation of the seasonal cycle of the AMOC in the coupled climate models. These biases are partly corrected in forced configurations, but substantial differences remain as compared to the RAPID reconstruction, in particular regarding the winter season.

Following the RAPID methodology, the AMOC was decomposed into an Ekman, a western boundary current (WBC) and upper mid-ocean (UMO) component in order to investigate and interpret differences in AMOC seasonal cycle. The Ekman component shows again a weaker seasonal cycle in the simulations than in RAPID. Agreement in terms of timing is quite satisfying for models using the CORE forcing (ORCA2-forced and ORCA1-forced simulations) while larger biases are found in the ERA40 forcing data set (ORCA025-forced simulation). Largest biases as compared to the RAPID reconstruction are found in the December-February period. A latitudinal analysis of basin-scale zonal wind stress shows that a southward shift of trade winds and an underestimation of the meridional gradient are typically the causes for negative biases in the winter Ekman transport in all simulations. A longitudinal analysis at 26.5°N shows that such biases are basin-scale. In the coupled simulations, the Ekman component is the one contributing most to the differences in the AMOC seasonal cycle as compared to the RAPID reconstruction.

The estimation of the Western Boundary Current contribution to the AMOC at 26.5°N is challenged by the lack of Bahamas Islands representation in coarse resolution models. In these models, the WBC is thus defined as the broad northward current flowing in the upper ocean along the coast. For a fair comparison with data and the high resolution model, two definitions of the WBC have been proposed. The former one considers only the channel current between Florida and the Bahamas, as in the RAPID original decomposition. The second integrates all northward western boundary transport, therefore including both Florida current (FC) and Antilles current (AC). In both RAPID measurements and ORCA025-forced simulation, the Florida and AC show different seasonal cycles. The AC has a very noisy cycle in both cases related to high-frequency variability, mostly insignificant in RAPID whereas in ORCA025-forced it is in phase with the interior Sverdrup transport generated locally. On the contrary, the FC has a robust cycle in both cases, marked by a maximum in summer and minimum in fall. The analysis of ORCA025-forced reveals it is highly correlated to meridional wind stress downstream of the FC, confirming the hypothesis of coastal wave propagations downstream. In coarse-resolution simulations, the WBC is in qualitative agreement with the RAPID FC in terms of its fall minimum, but the absence of any maximum in summer and the analysis of surface forcing reveals that the forcing mechanism might be more similar to that of the AC. On a larger scale, the WBC seasonal cycle in coarse resolution models is consistent with a basin-wide

adjustment to the interior Sverdrup transport.

The UMO transport shows the same challenge as the WBC in terms of geographic definition. In practice, if the AC is considered as part of the WBC, it has to be excluded from the zonal integration of the UMO, and conversely. The UMO transport variability in RAPID is noisier and mostly insignificant when excluding the AC: this indicates both that the UMO, as well as the AC, might be sensitive to high-frequency eddy activity. The AC is then included to the UMO estimate in RAPID following the original definition. In coarse resolution models, the UMO estimation excludes the AC, since the latter cannot be distinguished from the FC. The modeled seasonal cycle amplitude is in agreement with RAPID but underestimated. Note that for ORCA025-forced, the cycle phase is little affected by the inclusion of the AC, and it corresponds well to RAPID observations including and AC transport. However, the weakening of the seasonal cycle when including the AC in ORCA025-forced suggests some compensation at seasonal scale between both transports, confirming the hypothesis of an adjustment of the AC to the interior Sverdrup transport in this simulation.

Large discrepancies as compared to data are found in all models in the vertical and zonal structure of the UMO transport: in models, both subbasins play a significant role in setting the UMO seasonal cycle, although both contributions vary a lot between models, and the seasonal density gradient anomaly is weaker and more superficial than in RAPID observations. A longitudinal analysis shows that in all models, geostrophic transport anomalies generated at the eastern edge propagate towards the west at a speed typical of baroclinic Rossby waves. Yet, this propagation signal is only clear for the eastern subbasin. In order to verify the hypothesis that the UMO seasonal cycle results from a basin-scale adjustment of forcing over the eastern boundary, a linear first Rossby wave model is adjusted to all simulations. It is successful in all cases but ORCA025-forced possibly due to a too short integration time and the impact of high-frequency eddy activity, and despite some clear westward UMO transport propagation. The seasonal cycle obtained by the Rossby wave model is in good agreement with the UMO in all coarse resolution simulations. The vertical structure of the transport anomalies is in relatively good agreement with that of the zonal density gradient, with a strong barotropic contribution and a subsurface-intensified anomaly. An analysis of the transport contributions in the total cycle suggests a similar role of both the eastern boundary pressure anomaly and the surface wind stress curl forcing in setting this cycle in all coarse simulations but ORCA2-coupled where the surface forcing dominates. This reveals the key role, even in coarse-resolution models, of the local wind stress curl forcing at the eastern boundary of the basin in setting the UMO seasonal cycle.

Westward propagating eddies pervade the ocean and dominate the sea surface height variability (Chelton et al. [2011]). Therefore, doubts have been raised about the RAPID system's ability to measure the AMOC because of the impact of mesoscale variability on measurements (Wunsch [2008]). Observations and modeling studies by Bryden et al. [2009] and Kanzow et al. [2009] have demonstrated that these doubts are unfounded as the energy carried by the eddies depreciates close to the western boundary (Zhai et al. [2010]). Yet, the impact of eddies on the overturning remains unknown, and the volume anomalies carried westward by the eddies have to go somewhere. Using an eddy permitting model of the north Atlantic driven by climatological and steady forcing, Thomas and Zhai [2013] recently found that the eddy-induced AMOC variability is ubiquitous and significant at all latitudes, with a magnitude comparable to the seasonal cycle in the subtropics. These results imply that a significant fraction of the AMOC variability is inherently unpredictable at seasonal to interannual timescales.

Our study has focused on the 26.5°N latitude only. Mielke et al. [2013] and Elipot et al. [2014] found that the seasonal cycles of the AMOC at 26°N and 41°N differs by approximately a quarter of an annual cycle, yielding zero correlations. The non-Ekman component was yet found

to be out of phase by Mielke et al. [2013] while Elipot et al. [2014] found the phase difference to be somewhat smaller. Using observations and eddy resolving simulations, Xu et al. [2014] showed that on seasonal timescales, the AMOC variability exhibits two distinct coherence regimes north and south of 20N, due to different wind stress variability in the tropics. At longer timescales, model studies by Böning et al. [e.g. 2006], Bingham et al. [e.g. 2007], Zhang [e.g. 2007] show mixed results regarding the latitudinal coherence from the sub polar to the subtropical north Atlantic, but they all exhibit consistent coherence from the subtropical to the tropical north Atlantic. Such features remain to be investigated in the climate models.

A. THE POTENTIAL VORTICITY EQUATION

In the framework of the quasi-geostrophic approximation (QGA), under the long wave approximation, the potential vorticity conservation equation can be written with the pressure (P) prognostic variable:

$$\partial_t(f_0^2\partial_z(N^{-2}\partial_zP)) + \beta\partial_xP = f_0\text{Curl}(\partial_z\vec{\tau})$$

with N the Brunt-Vaisala frequency characterizing the water column stratification, f_0 the Coriolis frequency at 26.5°N, $\beta = \partial_y f$ the meridional derivate of Coriolis frequency and $\vec{\tau}$ the wind stress vector. Partial derivates are noted $\partial_i = \frac{\partial}{\partial_i}$ and the vertical component of the rotational vector is noted: $\text{Curl}(\vec{f}) = (\partial_x f_2) - (\partial_y f_1)$ To resolve this propagation equation, a variable separation is made on P , which can be decomposed into an orthonormal series of vertical modes Z_n and associated horizontal propagations P_n :

$$P = \sum_n (Z_n(z)P_n(x, t))$$

The vertical modes comply with the Sturm-Liouville equation:

$$\frac{\partial_z(N^{-2}\partial_zP)}{Z_n} = \frac{1}{gh_n}$$

with h_n the n^{th} mode characteristic height.

B. RESOLUTION OF THE HORIZONTAL PROPAGATION EQUATION

The equation for the Rossby wave propagation, simplified by the variable separation and Sturm-Liouville equation, gives:

$$Z_n(\partial_t(-R_n^{-2}P_n) + \beta\partial_xP_n) = f_0\text{Curl}(\partial_z\vec{\tau})$$

with $R_n^2 = \frac{gh_n}{f_0^2}$. Then by multiplying equation (i) by $\int_{-h}^0(i)Z_mdz$ (orthonormalization of vertical modes), we obtain:

$$(\partial_t(-R_m^{-2}) + \beta\partial_x)P_m = F_m$$

with $F_m = \int_{-h}^0(f_0\text{Curl}(\partial_z\vec{\tau})Z_m)dz \approx f_0Z_m(0)\text{Curl}(\vec{\tau})(0)$, by comparison of Z_m and $\text{Curl}(\vec{\tau})$ vertical scales. One therefore obtains the zonal propagation equation, for the selected first mode:

$$\partial_tP_1 - \beta R_1^2\partial_xP_1 = -f_0R_1^2Z_1(0)\text{Curl}(\vec{\tau})(0)$$

REFERENCES

- David L. T. Anderson and Robert A. Corry. Seasonal Transport Variations in the Florida Straits: A Model Study. *Journal of Physical Oceanography*, 15(6):773–786, June 1985. ISSN 0022-3670. doi: 10.1175/1520-0485(1985)015<0773:STVITF>2.0.CO;2. URL [http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1985\)015<0773:STVITF>2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/1520-0485(1985)015<0773:STVITF>2.0.CO;2)
- CP Atkinson, HL Bryden, J Hirschi, and T Kanzow. On the seasonal cycles and variability of Florida Straits, Ekman and Sverdrup transports at 26 N in the Atlantic Ocean. *Ocean Science*, pages 837–859, 2010. doi: 10.5194/os-6-837-2010. URL <http://www.ocean-sci.net/6/837/2010/os-6-837-2010.pdf>.
- J Baehr and S Cunningham. Observed and simulated estimates of the meridional overturning circulation at 26.5 N in the Atlantic. *Ocean Science*, (2003):575–589, 2009. URL <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&profile=ehost&scope=site&authtype=>
- Molly O’Neil Baringer and Jimmy C. Larsen. Sixteen years of Florida Current Transport at 27 N. *Geophysical Research Letters*, 28(16):3179–3182, August 2001. ISSN 00948276. doi: 10.1029/2001GL013246. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1029/2001GL013246/a>
- Rory J. Bingham, Chris W. Hughes, Vassil Roussenov, and Richard G. Williams. Meridional coherence of the North Atlantic meridional overturning circulation. *Geophysical Research Letters*, 34(23):n/a–n/a, December 2007. ISSN 00948276. doi: 10.1029/2007GL031731. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1029/2007GL031731/f>
- Adam T. Blaker, Joël J.-M. Hirschi, Gerard McCarthy, Bablu Sinha, Sarah Taws, Robert Marsh, Andrew Coward, and Beverly de Cuevas. Historical analogues of the recent extreme minima observed in the Atlantic meridional overturning circulation at 26N. *Climate Dynamics*, 44(1-2):457–473, August 2014. ISSN 0930-7575. doi: 10.1007/s00382-014-2274-6. URL <http://link.springer.com/biblioplanets.gate.inist.fr/article/10.1007/s00382-014-2274-6>
<http://link.springer.com/10.1007/s00382-014-2274-6>.
- C. W. Böning, M. Scheinert, J. Dengg, A. Biastoch, and A. Funk. Decadal variability of subpolar gyre transport and its reverberation in the North Atlantic overturning. *Geophysical Research Letters*, 33(21):L21S01, September 2006. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/2006GL026906. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2006GL026906/full>
<http://doi.wiley.com/10.1029/2006GL026906>.
- Claus W Böning, Christian Dieterich, and Bernard Barnier. Seasonal cycle of meridional heat transport in the subtropical North Atlantic: a model intercomparison in relation to observations near 25N. *Progress in Oceanography*, 48(2-3):231–253, January 2001. ISSN 00796611. doi: 10.1016/S0079-6611(01)00006-4. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661101000064>.
- CW Böning. Seasonal transport variation in the western subtropical North Atlantic: Experiments with an eddy-resolving model. *Journal of physical ...*, 1991. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1991\)021%3C1271%3ASTVITW%3E2.0](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1991)021%3C1271%3ASTVITW%3E2.0)
- Laurent Brodeau, Bernard Barnier, Anne-Marie Treguier, Thierry Penduff, and Sergei Gulev. An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean Modelling*, 31(3-4):88–104, January 2010. ISSN 14635003. doi: 10.1016/j.ocemod.2009.10.005.

- URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500309002017>
<http://www.sciencedirect.com/biblioplanets.gate.inist.fr/science/article/pii/S1463500309002017>
- H. L. Bryden, A. Mujahid, S. A. Cunningham, and T. Kanzow. Adjustment of the basin-scale circulation at 26 N to variations in Gulf Stream, deep western boundary current and Ekman transports as observed by the Rapid array. *Ocean Science*, 5(4):421–433, October 2009. ISSN 1812-0792. doi: 10.5194/os-5-421-2009. URL <http://www.ocean-sci.net/5/421/2009/os-5-421-2009.html>.
- H. L. Bryden, B. A. King, G. D. McCarthy, and E. L. McDonagh. Impact of a 30% reduction in Atlantic meridional overturning during 20092010. *Ocean Science*, 10(4):683–691, August 2014. ISSN 1812-0792. doi: 10.5194/os-10-683-2014. URL <http://www.ocean-sci.net/10/683/2014/os-10-683-2014.html>.
- Peter G Challenor, Paolo Cipollini, David Cromwell, Katherine L Hill, Graham D Quartly, and Ian S Robinson. Characteristics of mid-latitude rossby wave propagation from multiple satellite datasets. *International Journal of Remote Sensing*, 25(7-8):1297–1302, 2004.
- Dudley B. Chelton, Michael G. Schlax, and Roger M. Samelson. Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2):167–216, October 2011. ISSN 00796611. doi: 10.1016/j.pocean.2011.01.002. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661111000036>.
- Wei Cheng, John C. H. Chiang, and Dongxiao Zhang. Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) in CMIP5 Models: RCP and Historical Simulations. *Journal of Climate*, 26(18):7187–7197, September 2013. ISSN 0894-8755. doi: 10.1175/JCLI-D-12-00496.1. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JCLI-D-12-00496.1>.
- MP P. Chidichimo, T. Kanzow, S. A. Cunningham, W. E. Johns, and J. Marotzke. The contribution of eastern-boundary density variations to the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5 N. *Ocean Science* . . . , 6(2):475–490, April 2010. ISSN 1812-0792. doi: 10.5194/os-6-475-2010. URL <http://www.ocean-sci.net/6/475/2010/os-6-475-2010.html>
<http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&profile=ehost&scope=site&authtype=c>
- Stuart A Cunningham, Torsten Kanzow, Darren Rayner, Molly O Baringer, William E Johns, Jochem Marotzke, Hannah R Longworth, Elizabeth M Grant, Joël J-M Hirschi, Lisa M Beal, Christopher S Meinen, and Harry L Bryden. Temporal variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5 degrees N. *Science (New York, N.Y.)*, 317(5840):935–8, August 2007. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/science.1141304. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17702940>
<http://www.sciencemag.org/content/317/5840/935.short>.
- Shenfu Dong, Molly Baringer, Gustavo Goni, and Silvia Garzoli. Importance of the assimilation of Argo float measurements on the Meridional Overturning Circulation in the South Atlantic. *Geophysical Research Letters*, 38(18): n/a–n/a, September 2011. ISSN 00948276. doi: 10.1029/2011GL048982. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1029/2011GL048982/full>
- Shenfu Dong, Molly O. Baringer, Gustavo J. Goni, Christopher S. Meinen, and Silvia L. Garzoli. Seasonal variations in the South Atlantic Meridional Overturning Circulation from observations and numerical models. *Geophysical Research Letters*, pages n/a–n/a, July 2014. ISSN 00948276. doi: 10.1002/2014GL060428. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/2014GL060428>.

- J.-L. Dufresne, M.-a. Foujols, S. Denvil, A. Caubel, O. Marti, O. Aumont, Y. Balkanski, S. Bekki, H. Bellenger, R. Benshila, S. Bony, L. Bopp, P. Braconnot, P. Brockmann, P. Cadule, F. Cheruy, F. Codron, A. Cozic, D. Cugnet, N. Noblet, J.-P. Duvel, C. Ethé, L. Fairhead, T. Fichefet, S. Flavoni, P. Friedlingstein, J.-Y. Grandpeix, L. Guez, E. Guilyardi, D. Hauglustaine, F. Hourdin, A. Idelkadi, J. Ghattas, S. Joussaume, M. Kageyama, G. Krinner, S. Labetoulle, A. Lahellec, M.-P. Lefebvre, F. Lefevre, C. Levy, Z. X. Li, J. Lloyd, F. Lott, G. Madec, M. Mancip, M. Marchand, S. Masson, Y. Meurdesoif, J. Mignot, I. Musat, S. Parouty, J. Polcher, C. Rio, M. Schulz, D. Swingedouw, S. Szopa, C. Talandier, P. Terray, N. Viovy, and N. Vuichard. Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model: from CMIP3 to CMIP5. *Climate Dynamics*, 40(9-10):2123–2165, February 2013. ISSN 0930-7575. doi: 10.1007/s00382-012-1636-1. URL <http://link.springer.com/10.1007/s00382-012-1636-1>.
- Shane Elipot, Eleanor Frajka-Williams, Chris W. Hughes, and Josh K. Willis. The Observed North Atlantic Meridional Overturning Circulation: Its Meridional Coherence and Ocean Bottom Pressure. *Journal of Physical Oceanography*, 44(2):517–537, February 2014. ISSN 0022-3670. doi: 10.1175/JPO-D-13-026.1. URL <http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/JPO-D-13-026>.
- Richard A Feely, Christopher L Sabine, Taro Takahashi, and Rik Wanninkhof. Uptake and storage of carbon dioxide in the ocean: The global CO_2 survey. *OCEANOGRAPHY-WASHINGTON DC-OCEANOGRAPHY SOCIETY*, 14(4):18–32, 2001.
- E. Frajka-Williams, W. E. Johns, C. S. Meinen, L. M. Beal, and S. A. Cunningham. Eddy impacts on the Florida Current. *Geophysical Research Letters*, 40(2):349–353, January 2013. ISSN 00948276. doi: 10.1002/grl.50115. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1002/grl.50115/full>
- Stephen M. Griffies, Arne Biastoch, Claus Böning, Frank Bryan, Gokhan Danabasoglu, Eric P. Chassignet, Matthew H. England, Rüdiger Gerdes, Helmuth Haak, Robert W. Hallberg, Wilco Hazeleger, Johann Jungclaus, William G. Large, Gurvan Madec, Anna Pirani, Bonita L. Samuels, Markus Scheinert, Alex Sen Gupta, Camiel a. Severijns, Harper L. Simmons, Anne Marie Treguier, Mike Winton, Stephen Yeager, and Jianjun Yin. Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs). *Ocean Modelling*, 26(1-2):1–46, January 2009. ISSN 14635003. doi: 10.1016/j.ocemod.2008.08.007. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500308001182>.
- W. E. Johns, L. M. Beal, M. O. Baringer, J. R. Molina, S. a. Cunningham, T. Kanzow, and D. Rayner. Variability of Shallow and Deep Western Boundary Currents off the Bahamas during 200405: Results from the 26N RAPIDMOC Array. *Journal of Physical Oceanography*, 38(3):605–623, March 2008. ISSN 0022-3670. doi: 10.1175/2007JPO3791.1. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03791.1>.
- WE Johns and MO Baringer. Continuous, array-based estimates of Atlantic ocean heat transport at 26.5N. *Journal of Climate*, 24(10):2429–2449, May 2011. ISSN 0894-8755, 1520-0442. doi: 10.1175/2010JCLI3997.1. URL <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&profile=ehost&scope=site&authtype=http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10>.
- T. Kanzow, H. L. Johnson, D. P. Marshall, S. A. Cunningham, J. J.-M. Hirschi, A. Mujahid, H. L. Bryden, and W. E. Johns. Basinwide Integrated Volume Transports in an Eddy-Filled Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 39(12):

- 3091–3110, December 2009. ISSN 0022-3670. doi: 10.1175/2009JPO4185.1. URL <http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/2009JP04185.1>.
- T. Kanzow, S. A. Cunningham, W. E. Johns, J. J-M. Hirschi, J. Marotzke, M. O. Baringer, C. S. Meinen, M. P. Chidichimo, C. Atkinson, L. M. Beal, H. L. Bryden, and J. Collins. Seasonal Variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26.5N. *Journal of Climate*, 23(21):5678–5698, November 2010. ISSN 0894-8755. doi: 10.1175/2010JCLI3389.1. URL <http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/2010JCLI3389.1>.
- Torsten Kanzow, Stuart A Cunningham, Darren Rayner, Joël J-M Hirschi, William E Johns, Molly O Baringer, Harry L Bryden, Lisa M Beal, Christopher S Meinen, and Jochem Marotzke. Observed flow compensation associated with the MOC at 26.5 degrees N in the Atlantic. *Science (New York, N.Y.)*, 317(5840):938–41, August 2007. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/science.1141293. URL <http://www.sciencemag.org/content/317/5840/938.short>.
- Elizabeth C Kent, Susanne Fangohr, and David I Berry. A comparative assessment of monthly mean wind speed products over the global ocean. *International Journal of Climatology*, 33.
- TN Lee and WE Johns. Moored observations of western boundary current variability and thermohaline circulation at 26.5 in the subtropical North Atlantic. *Journal of Physical ...*, 1996. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1996\)026%3C0962%3AM00WBC%3E2.0.CO](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1996)026%3C0962%3AM00WBC%3E2.0.CO)
- Gurvan Madec. NEMO ocean engine. Technical Report 27, Institut Pierre Simon Laplace, 2008. URL <http://nora.nerc.ac.uk/id/eprint/164324>.
- G. D. McCarthy, B. a. King, P. Cipollini, E. L. McDonagh, J. R. Blundell, and a. Biastoch. On the sub-decadal variability of South Atlantic Antarctic Intermediate Water. *Geophysical Research Letters*, 39(10):n/a–n/a, May 2012. ISSN 00948276. doi: 10.1029/2012GL051270. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2012GL051270>.
- G.D. McCarthy, D.A. Smeed, W.E. Johns, E. Frajka-Williams, B.I. Moat, D. Rayner, M.O. Baringer, C.S. Meinen, J. Collins, and H.L. Bryden. Measuring the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26N. *Progress in Oceanography*, 130: 91–111, January 2015. ISSN 00796611. doi: 10.1016/j.pocean.2014.10.006. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661114001694>.
- Christopher S. Meinen, Silvia L. Garzoli, William E. Johns, and Molly O. Baringer. Transport variability of the Deep Western Boundary Current and the Antilles Current off Abaco Island, Bahamas. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 51 (11):1397–1415, November 2004. ISSN 09670637. doi: 10.1016/j.dsr.2004.07.007. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0967063704001396>.
- D Salas Mélia. A global coupled sea ice–ocean model. *Ocean Modelling*, 4(2):137–172, 2002.
- C. Mielke, E. Frajka-Williams, and J. Baehr. Observed and simulated variability of the AMOC at 26N and 41N. *Geophysical Research Letters*, 40(6):1159–1164, March 2013. ISSN 00948276. doi: 10.1002/grl.50233. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/grl.50233>.
- Rym Msadek, William E. Johns, Stephen G. Yeager, Gokhan Danabasoglu, Thomas L. Delworth, and Anthony Rosati. The Atlantic Meridional Heat Transport at 26.5N and Its Relationship with the MOC in the RAPID Array and the GFDL and NCAR Coupled Models. *Journal of Climate*, 26(12):4335–4356, June 2013. ISSN 0894-8755. doi: 10.1175/JCLI-D-12-00081.1. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JCLI-D-12-00081.1>.

- Donald B Olson, Friedrich A Schott, Rainer J Zantopp, and Kevin D Leaman. The mean circulation east of the bahamas as determined from a recent measurement program and historical xbt data. *Journal of Physical Oceanography*, 14(9):1470–1487, 1984.
- C. D. Roberts, L. Jackson, and D. McNeill. Is the 2004-2012 reduction of the Atlantic meridional overturning circulation significant? *Geophysical Research Letters*, 41(9):3204–3210, May 2014. ISSN 00948276. doi: 10.1002/2014GL059473. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/2014GL059473>.
- Clément Rousset and Lisa M. Beal. On the seasonal variability of the currents in the Straits of Florida and Yucatan Channel. *Journal of Geophysical Research*, 116(C8):C08004, August 2011. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/2010JC006679. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2010JC006679>.
- Friedrich A. Schott, Thomas N. Lee, and Rainer Zantopp. Variability of Structure and Transport of the Florida Current in the Period Range of Days to Seasonal. *Journal of Physical Oceanography*, 18(9):1209–1230, September 1988. ISSN 0022-3670. doi: 10.1175/1520-0485(1988)018<1209:VOSATO>2.0.CO;2. URL [http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1988\)018<1209:VOSATO>2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/1520-0485(1988)018<1209:VOSATO>2.0.CO;2)
- B. Sinha, B. Toplis, A. T. Blaker, and J.-M. Hirschi. A numerical model study of the effects of interannual time scale wave propagation on the predictability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(1):131–146, January 2013. ISSN 21699275. doi: 10.1029/2012JC008334. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1029/2012JC008334/f>
- D. A. Smeed, G. D. McCarthy, S. A. Cunningham, E. Frajka-Williams, D. Rayner, W. E. Johns, C. S. Meinen, M. O. Baringer, B. I. Moat, A. Ducheze, and H. L. Bryden. Observed decline of the Atlantic meridional overturning circulation 2004-2012. *Ocean Science*, 10(1):29–38, February 2014. ISSN 1812-0792. doi: 10.5194/os-10-29-2014. URL <http://www.ocean-sci.net/10/29/2014/os-10-29-2014.html>.
- Stuart D Smith. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *Journal of Physical Oceanography*, 10(5):709–726, 1980.
- M. D. Thomas and X. Zhai. Eddy-induced variability of the meridional overturning circulation in a model of the North Atlantic. *Geophysical Research Letters*, 40(11):2742–2747, June 2013. ISSN 00948276. doi: 10.1002/grl.50532. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1002/grl.50532/full> <http://doi.wiley.com/10.1002/grl.50532>.
- Anne-Marie Tréguier, MH England, SR Rintoul, Gurvan Madec, Julien Le Sommer, and Jean-Marc Molines. Southern ocean overturning across streamlines in an eddy simulation of the antarctic circumpolar current. *Ocean Science Discussions*, 4(4):653–698, 2007.
- K E Trenberth and J M Caron. Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *J. Clim.*, 14:3433–3443, 2001.
- a. Voldoire, E. Sanchez-Gomez, D. Salas y Mélia, B. Decharme, C. Cassou, S. Sénési, S. Valcke, I. Beau, a. Alias, M. Chevallier, M. Déqué, J. Deshayes, H. Douville, E. Fernandez, G. Madec, E. Maisonnave, M.-P. Moine, S. Planton, D. Saint-Martin, S. Szopa,

- S. Tyteca, R. Alkama, S. Belamari, a. Braun, L. Coquart, and F. Chauvin. The CNRM-CM5.1 global climate model: description and basic evaluation. *Climate Dynamics*, 40(9-10):2091–2121, January 2012. ISSN 0930-7575. doi: 10.1007/s00382-011-1259-y. URL <http://link.springer.com/10.1007/s00382-011-1259-y>.
- Carl Wunsch. Mass and volume transport variability in an eddy-filled ocean. *Nature Geoscience*, 1(3):165–168, February 2008. ISSN 1752-0894. doi: 10.1038/ngeo126. URL <http://www.nature.com/accesdistant.upmc.fr/ngeo/journal/v1/n3/full/ngeo126.html>.
- Xiaobiao Xu, Eric P. Chassignet, William E. Johns, William J. Schmitz, and E. Joseph Metzger. Intraseasonal to interannual variability of the Atlantic meridional overturning circulation from eddy-resolving simulations and observations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(8):5140–5159, August 2014. ISSN 21699275. doi: 10.1002/2014JC009994. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/10.1002/2014JC009994/fu>
- Xiaoming Zhai, Helen L. Johnson, and David P. Marshall. Significant sink of ocean-eddy energy near western boundaries. *Nature Geoscience*, 3(9):608–612, August 2010. ISSN 1752-0894. doi: 10.1038/ngeo943. URL <http://www.nature.com/accesdistant.upmc.fr/ngeo/journal/v3/n9/abs/ngeo943.html>.
- Liping Zhang and Chunzai Wang. Multidecadal North Atlantic sea surface temperature and Atlantic meridional overturning circulation variability in CMIP5 historical simulations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10):5772–5791, October 2013. ISSN 21699275. doi: 10.1002/jgrc.20390. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/jgrc.20390>.
- Rong Zhang. Anticorrelated multidecadal variations between surface and subsurface tropical North Atlantic. *Geophysical Research Letters*, 34(12):L12713, June 2007. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/2007GL030225. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2007GL030225>.
- Jian Zhao and William Johns. Wind-Driven Seasonal Cycle of the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 44(6):1541–1562, June 2014. ISSN 0022-3670. doi: 10.1175/JPO-D-13-0144.1. URL <http://journals.ametsoc.org/biblioplanets.gate.inist.fr/doi/abs/10.1175/JPO-D-13-0144.1>

Estimate / simulation	RAPID	ORCA2-c	ORCA2-f	ORCA1-c	ORCA1-f	ORCA025-f
AMOC at 26.5°N (Sv)	17.0Sv	8.7	13.8	13.4	10.6	15.1
max AMOC (Sv)	/	9.3	17.4	13.7	11.9	15.9
lat of max AMOC	/	39°N	45.6°N	29°N	29.1°N	32.6°N

Table 1: Average AMOC transports at 26.5°N and maximum AMOC transport, as well as latitude of maximum value for all simulations and in RAPID when available. Letter *c* stands for coupled and *f* stands for forced.

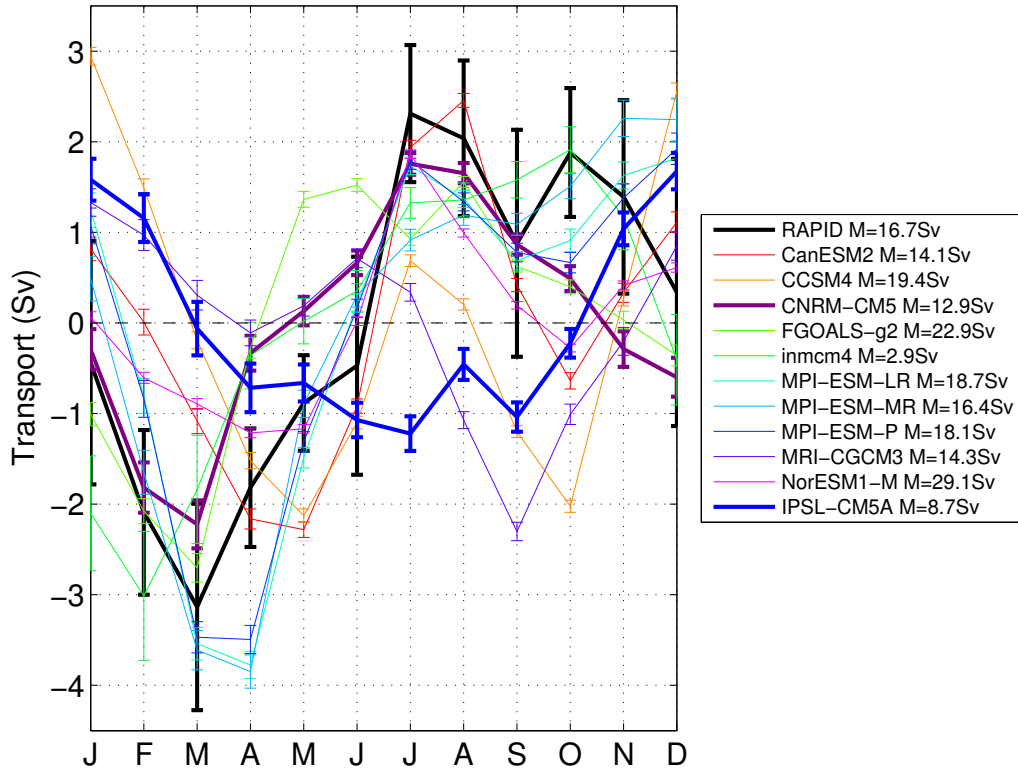


Figure 1: Seasonal anomaly of AMOC with standard error for both RAPID array and CMIP5 pre-industrial control runs. AMOC is defined as (top) the maximal value of meridional overturning streamfunction or (bottom) the value of meridional overturning streamfunction at 1000m depth.

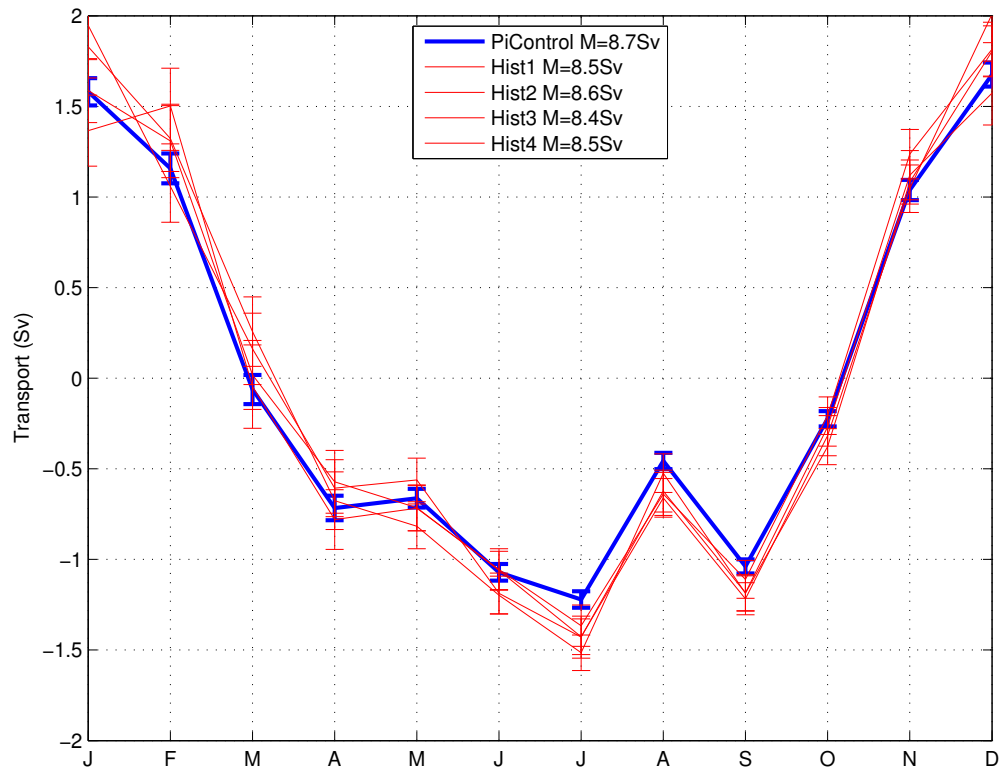


Figure 2: Seasonal anomaly of AMOC at 26.5°N with standard error for IPSL-CM5A-LR pre-industrial control run (blue) and 4 historical runs with perturbed initial states for the period 1850-2005 (red). Average AMOC is indicated for each simulation in the legend box. AMOC is defined as the maximal value of meridional overturning streamfunction.

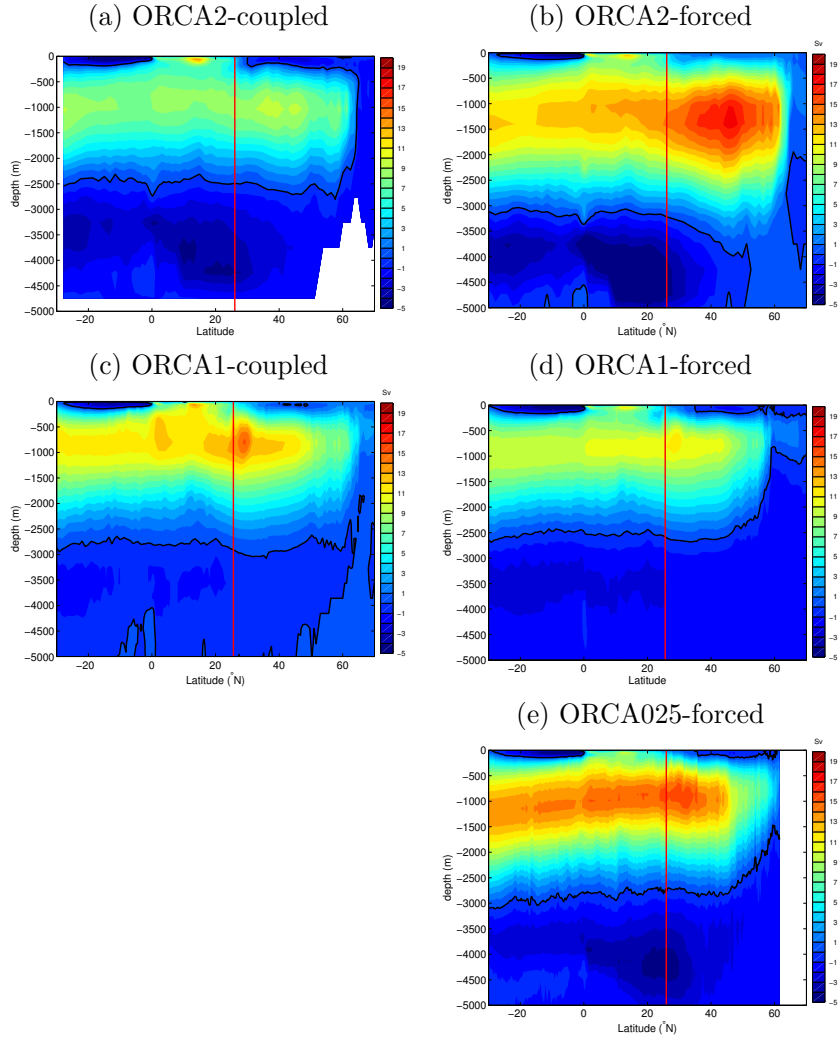


Figure 3: *Interannual mean Atlantic meridional overturning streamfunction (AMOC, S_v) as a function of latitude and depth, in (a) ORCA2-coupled, (b) ORCA2-forced, (c) ORCA1-coupled, (d) ORCA1-forced and (e) ORCA025-forced simulation. Red line marks the 26.5°N (RAPID) section and black contour marks cancelling level of AMOC.*

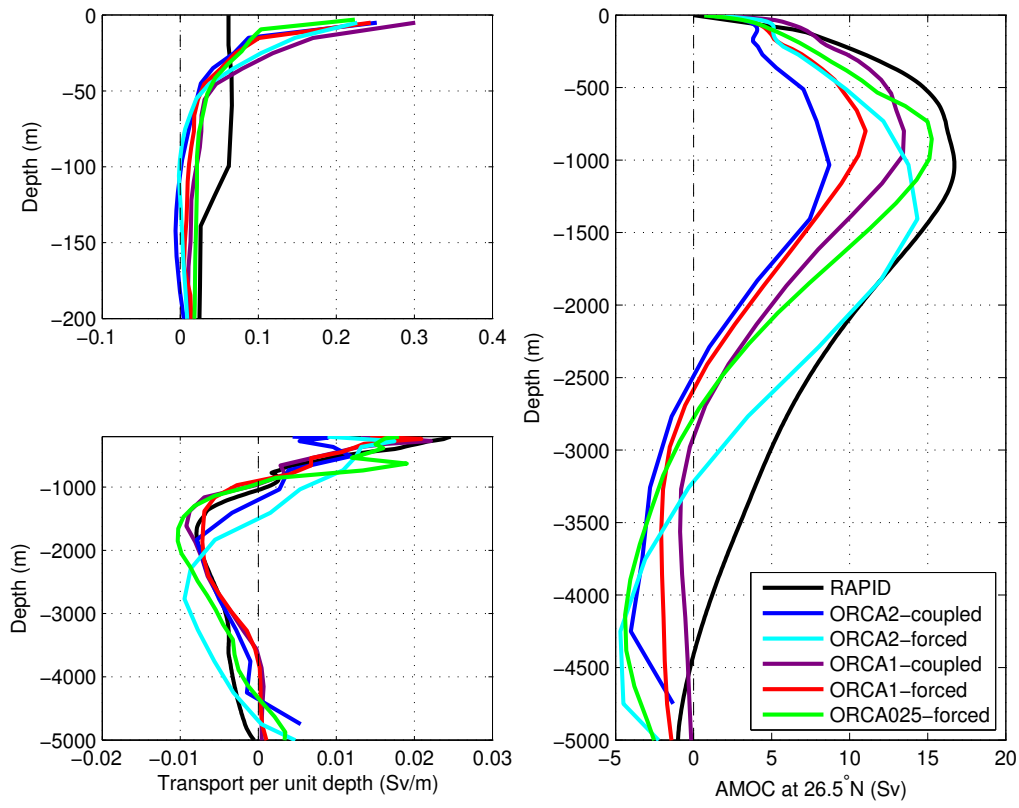


Figure 4: (left) Vertical profile of the longitude-integrated meridional transport per unit depth (Sv/m) and (right) vertical profile of the meridional streamfunction at 26.5°N (Sv) in RAPID array (black), (a) ORCA2-coupled (blue), (b) ORCA2-forced (light blue), (c) ORCA1-coupled (purple), (d) ORCA1-forced (red) and (e) ORCA025-forced (green).

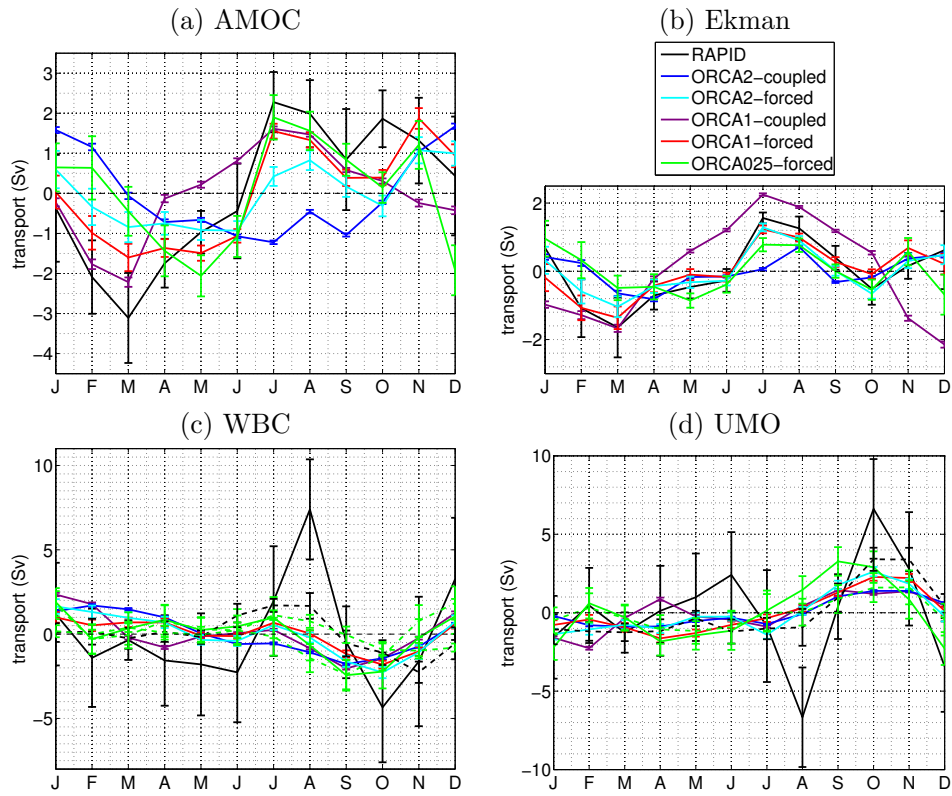


Figure 5: Seasonal anomaly of (a) AMOC, (b) Ekman, (c) Gulf Stream and (d) UMO with standard error for RAPID array (black), ORCA2-coupled (blue), ORCA2-forced (light blue), ORCA1-coupled (purple), ORCA1-forced (red) and ORCA025-forced (green). For UMO, dashed lines are computations including Antilles current (RAPID and ORCA025-forced), and for WBC, the solid lines correspond to the transport including both Florida Current and Antilles current, whereas the dashed lines represent only the Florida current (RAPID and ORCA025-forced) and the dashed-dotted line represents only the Antilles current (ORCA025-forced).

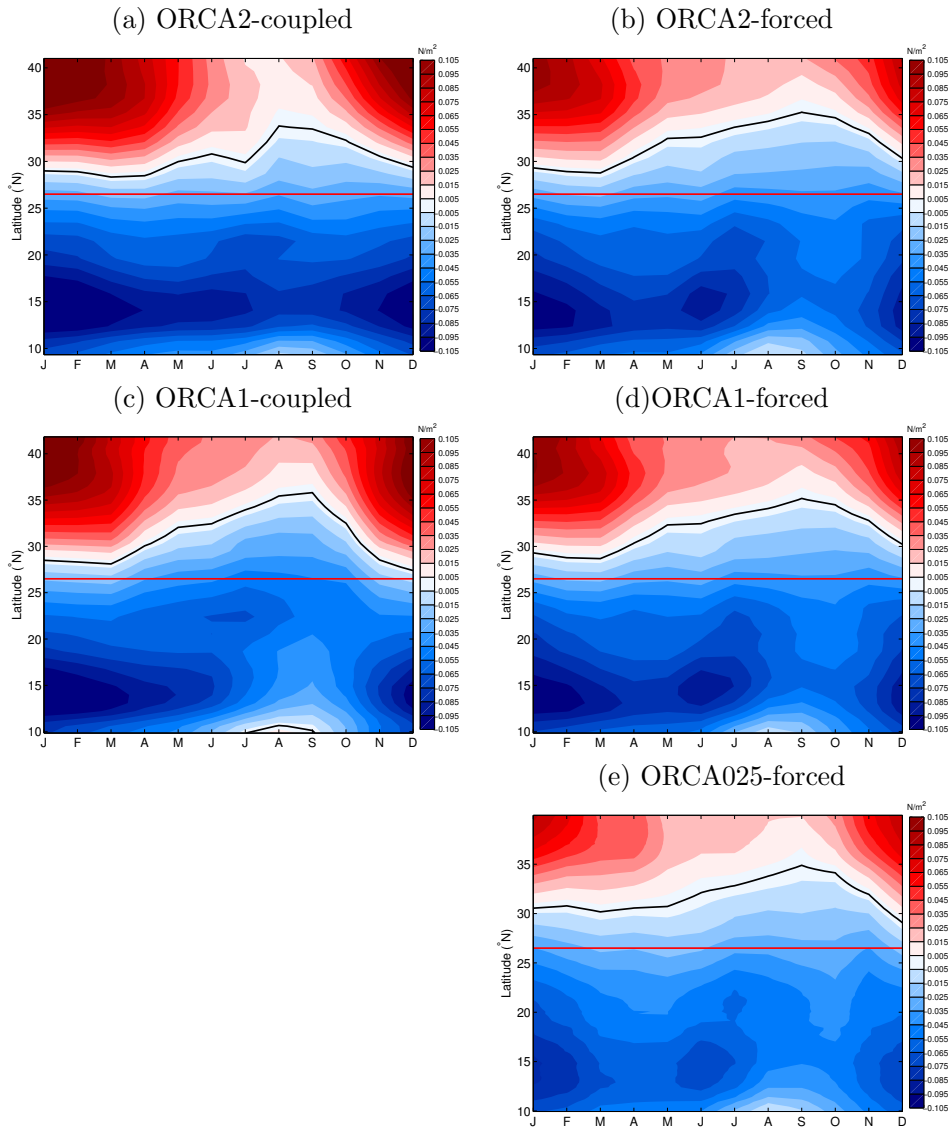


Figure 6: *Seasonal cycle of zonal wind stress at surface (N/m^2) in the Atlantic basin as a function of latitude in (a) ORCA2-coupled, (b) ORCA2-forced, (c) ORCA1-coupled, (d) ORCA1-forced and (e) ORCA025-forced. Black contour is when wind stress cancels.*

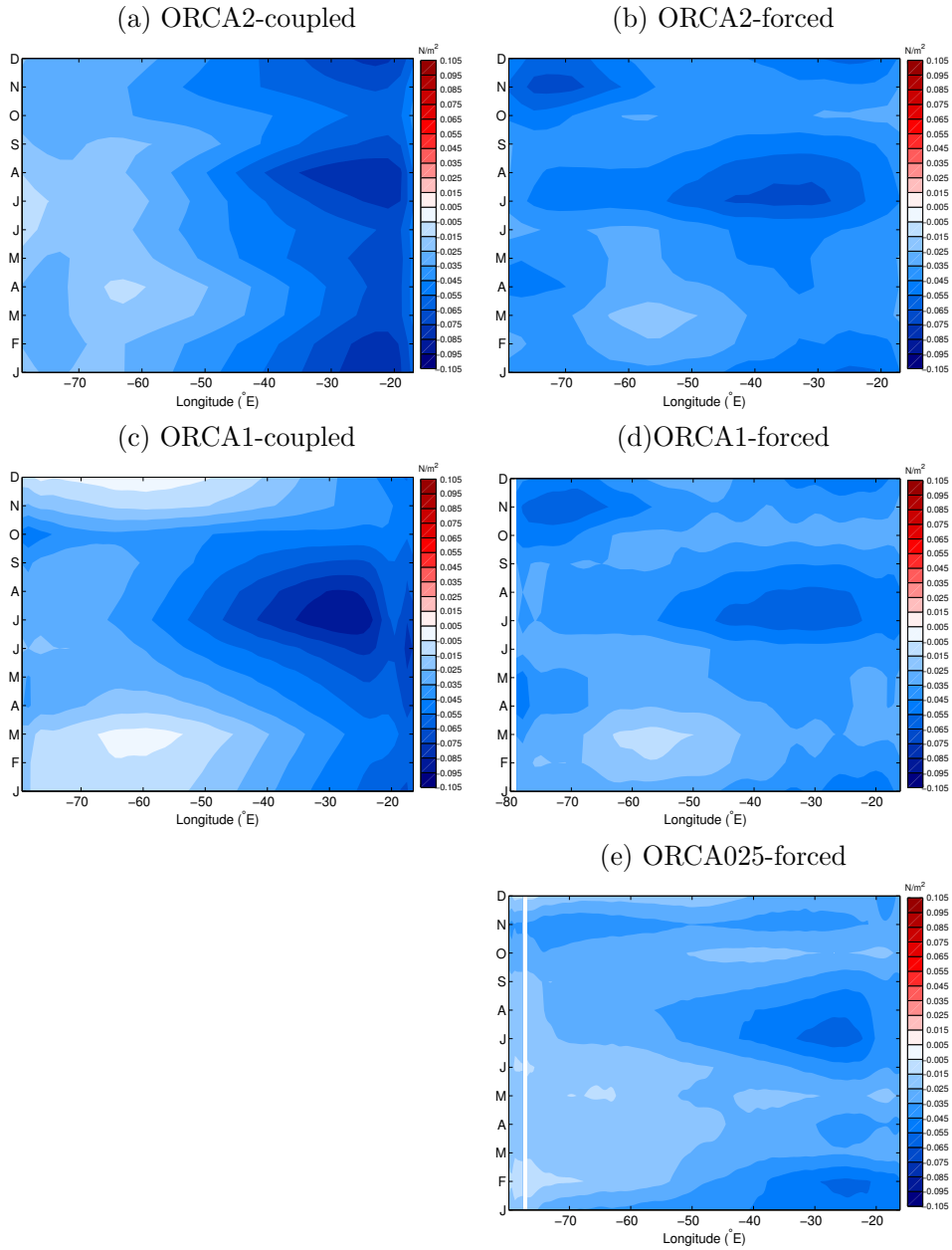


Figure 7: Seasonal cycle of zonal wind stress at surface (Pa) as a function of longitude at 26.5°N in (a) ORCA2-coupled, (b) ORCA2-forced, (c) ORCA1-coupled, (d) ORCA1-forced and (e) ORCA025-forced. Black contour is when wind stress cancels. Red line represents 50°W longitude.

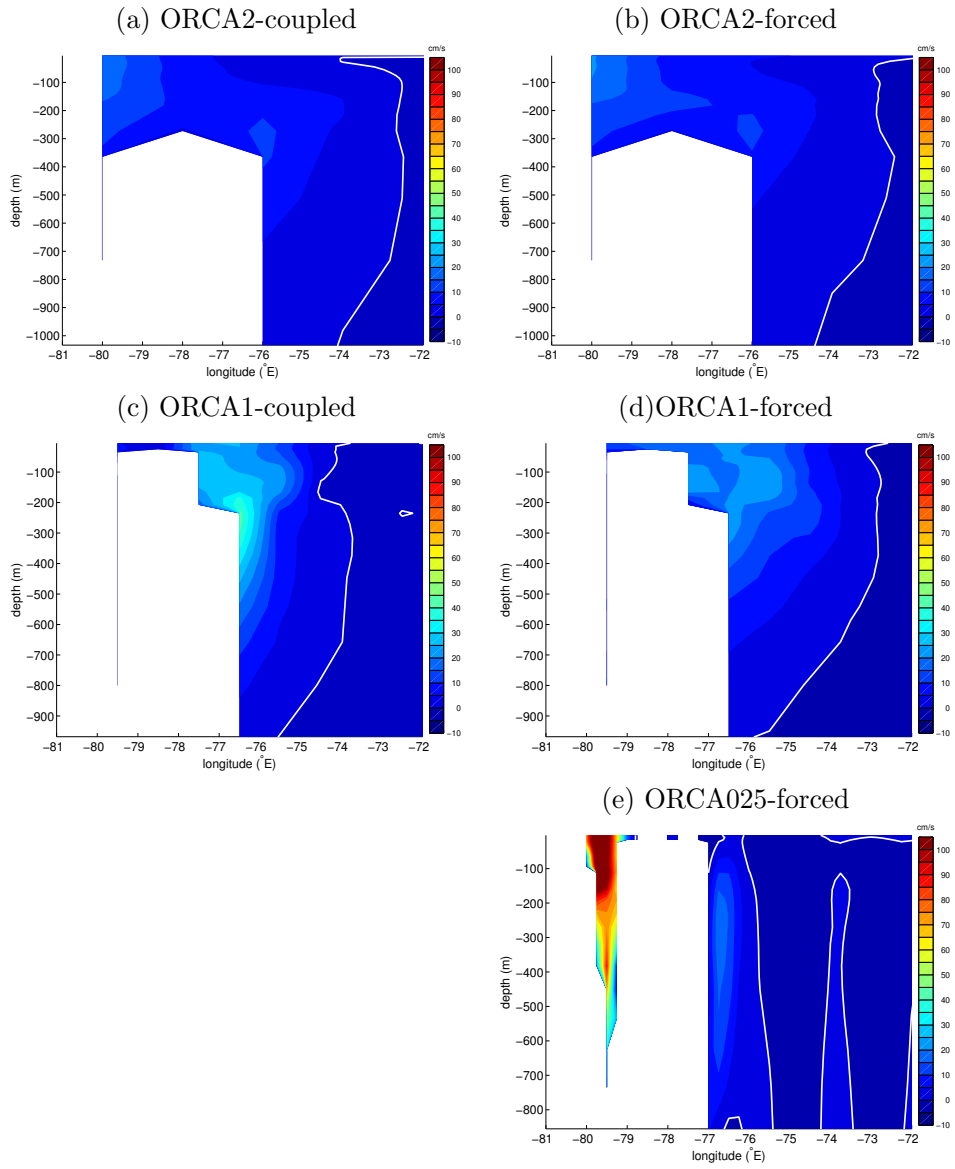


Figure 8: Section at $26.5^{\circ}N$ and west of $72^{\circ}W$ of interannual average meridional velocity (m/s) for simulations (a) ORCA2-coupled, (b) ORCA2-forced, (c) ORCA1-coupled, (d) ORCA1-forced and (e) ORCA025-forced. The white contour indicates the cancelling meridional velocity location.

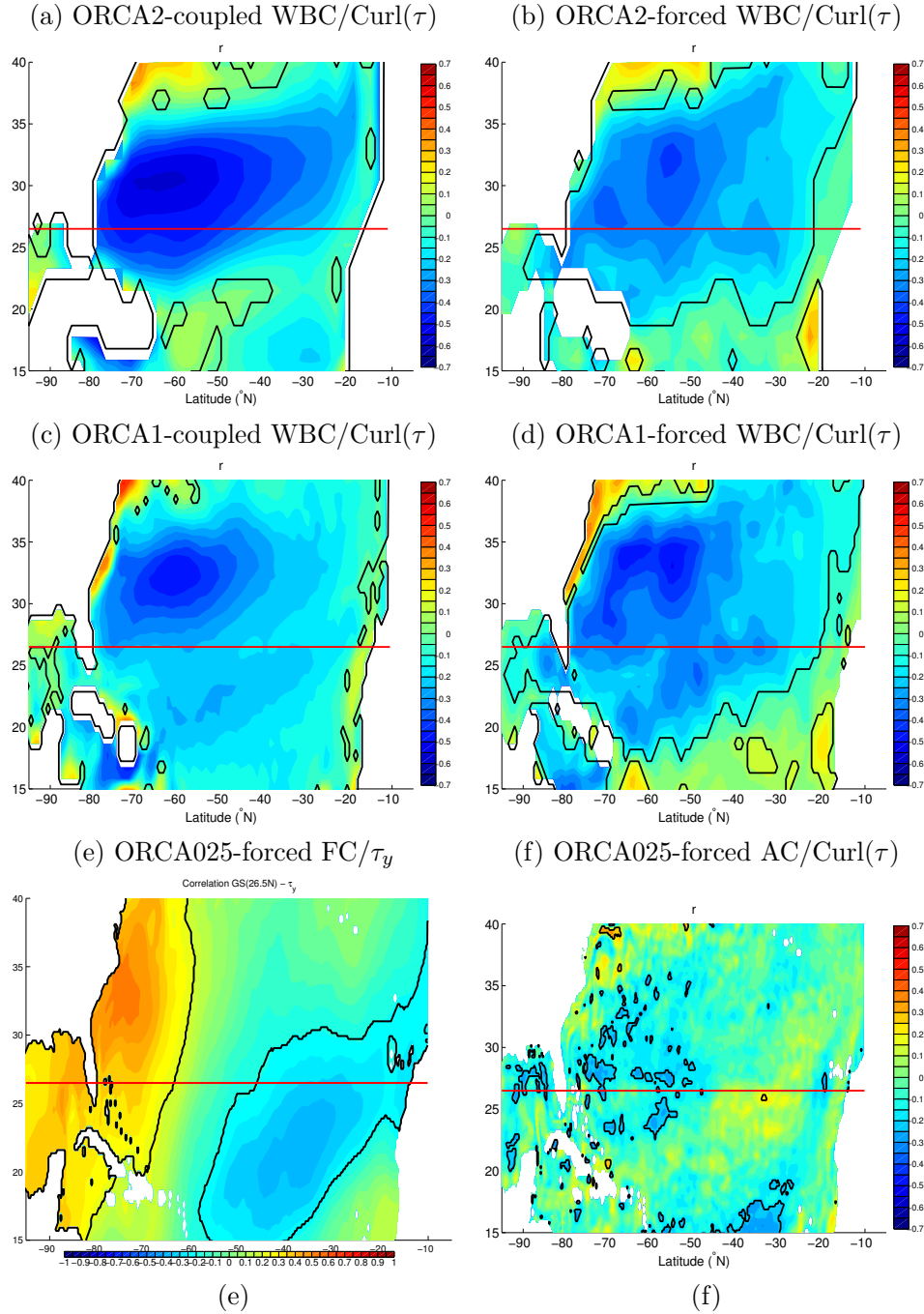


Figure 9: Correlation of (a-d) western boundary transport, (e) Florida current and (f) Antilles current with wind stress curl (a-d,f) and meridional wind stress (e), for (a) ORCA2-coupled, (b) ORCA2-forced, (c) ORCA1-coupled, (d) ORCA1-forced and (e) ORCA025-forced. Black contour identifies regions where $p > 95\%$ (Student's t test).

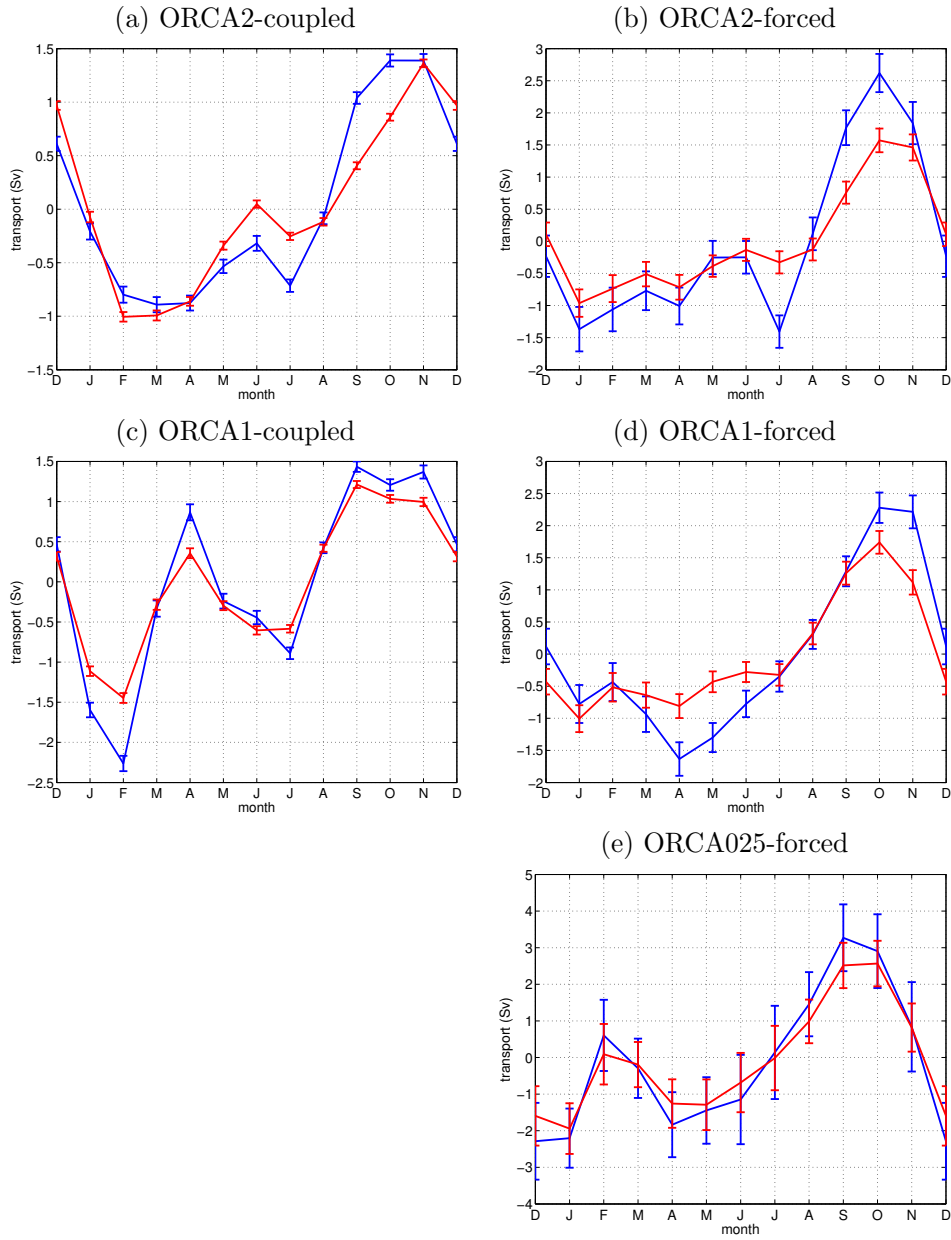


Figure 10: Average annual anomaly with standard error of upper mid-ocean transport 26.5°N computed with the kinematic (blue) and dynamical (red) method, for simulations ORCA1-coupled (a), ORCA2-coupled (b), ORCA1-forced (c), ORCA2-forced (d) and ORCA025-forced (e).

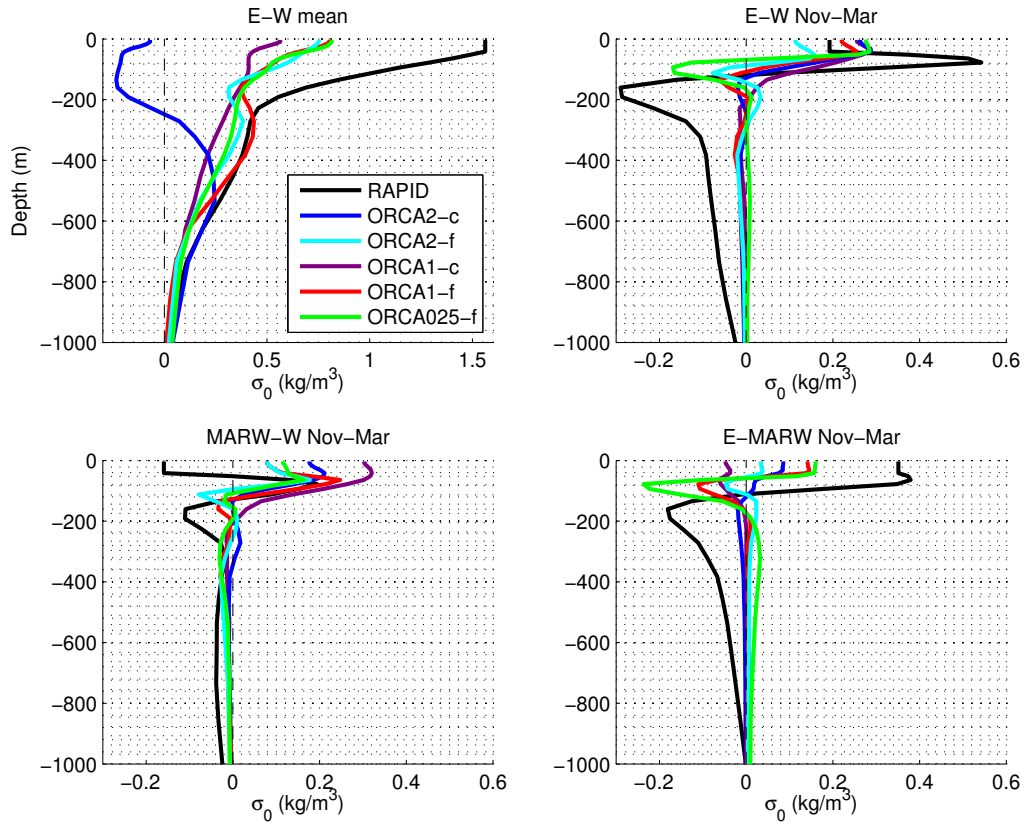


Figure 11: (top) Vertical profile of density anomaly 26.5°N (Sv) across the Atlantic basin in average (left), in anomaly between March and November (right), in RAPID array (black), ORCA2-coupled (blue), ORCA2-forced (light blue), ORCA1-coupled (purple), ORCA1-forced (red) and ORCA025-forced (green). (bottom) decomposition of the mean March to November anomaly west of the MARW profile (left) and east of it (right).

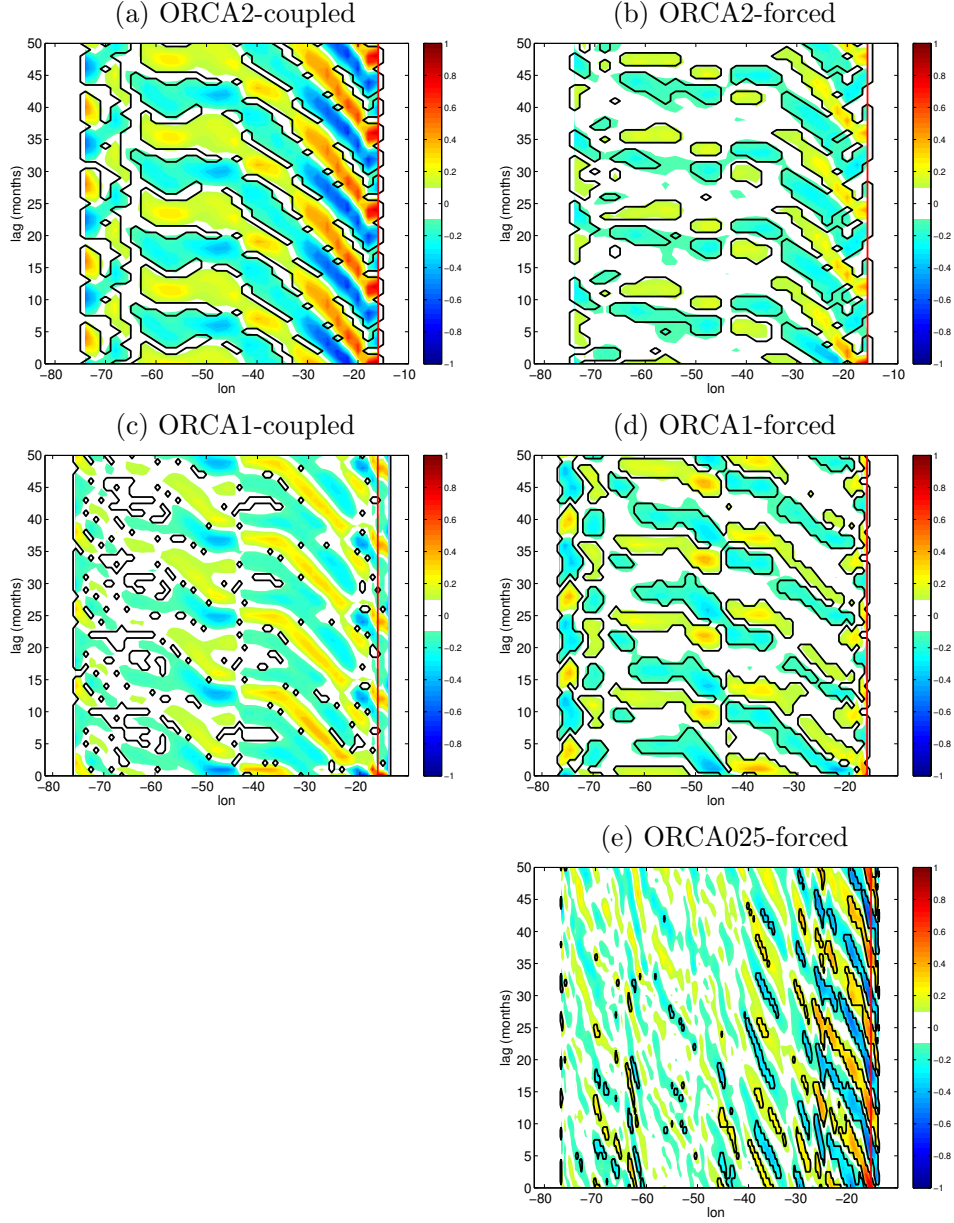


Figure 12: *Correlation of Geostrophic transport at eastern boundary (red line) with respect to longitude and lag, for simulations (a) ORCA2-coupled (blue), (b) ORCA2-forced (light blue), (c) ORCA1-coupled (purple), (d) ORCA1-forced (red) and (e) ORCA025-forced (green). Black contours delimitates regions with significant correlations at level $p > 0.95$ (Student's t test).*

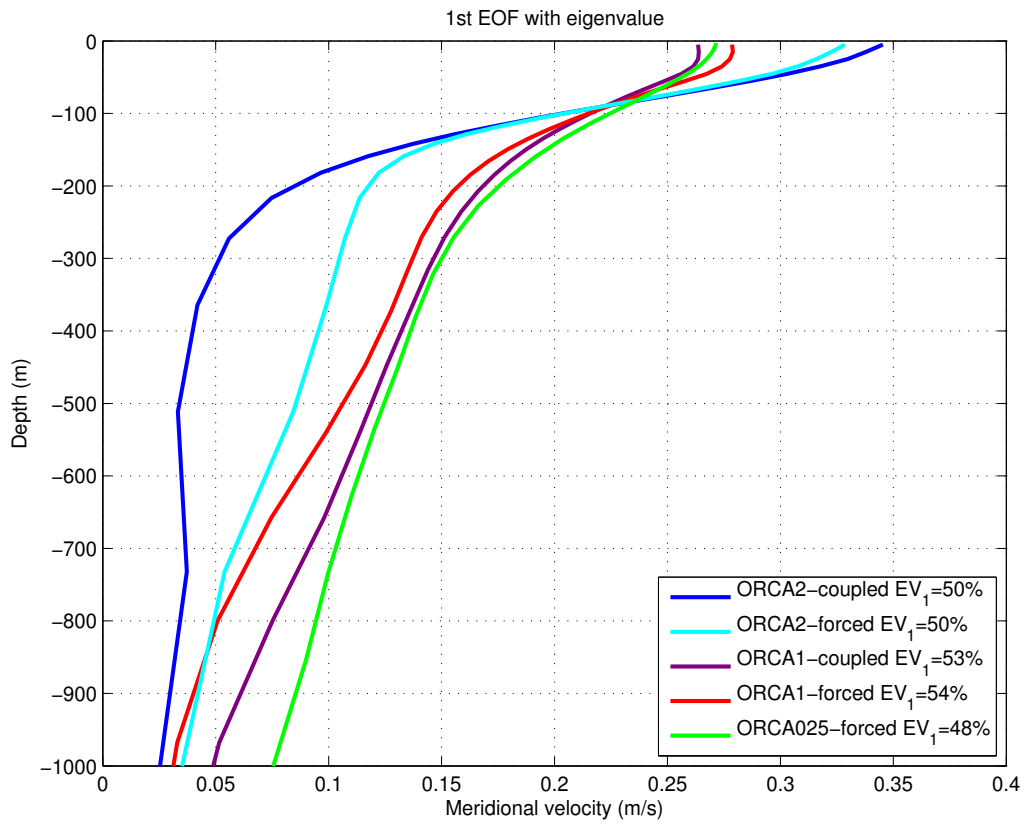


Figure 13: *1st EOF of vertical structure of meridional velocity anomaly at 60° W, with percentage of total variance explained, in (a) ORCA2-coupled (blue), (b) ORCA2-forced (light blue), (c) ORCA1-coupled (purple), (d) ORCA1-forced (red) and (e) ORCA025-forced (green).*

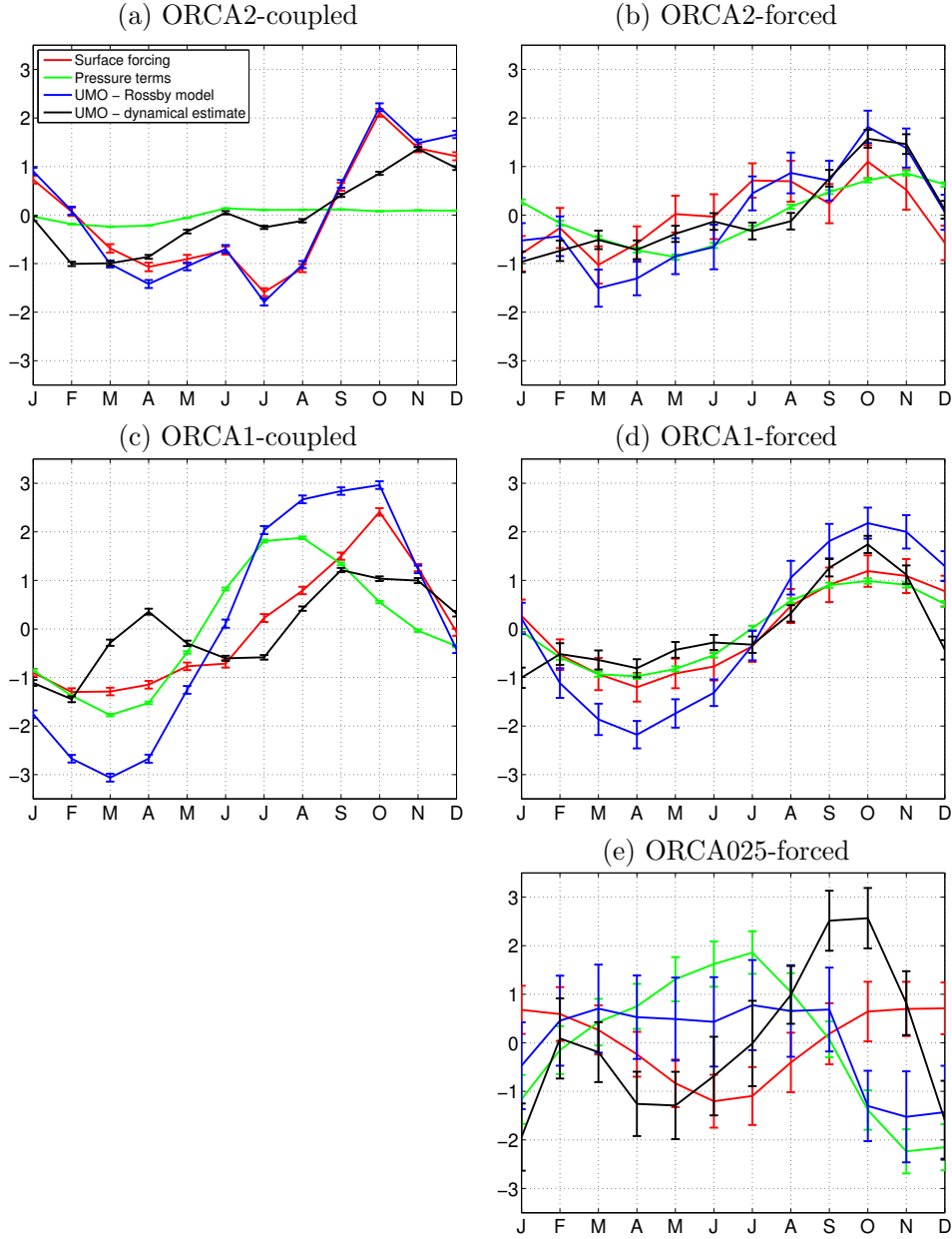


Figure 14: *Seasonal cycle with standard error of UMO transport computed with the dynamical method (black), estimated with the linear Rossby wave model (blue) decomposed into the pressure terms (green) and surface forcing terms (red) for simulations (a) ORCA2-coupled, (b) ORCA2-forced, (c) ORCA1-coupled, (d) ORCA1-forced and (e) ORCA025-forced.*