



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Océan - Atmosphère*

Présentée et soutenue par *Cécile Renaudie*
Le *08/11/2009*

Titre : *Etude et validation des couches limites atmosphérique et océanique à l'échelle locale*

JURY

Gilles Reverdin, directeur adjoint du LOCEAN (rapporteur)
Alain Weill, directeur de recherche CNRS émérite au LATMOS (rapporteur)
Evelyne Richard, directrice de recherche au laboratoire d'aérodynamique (directrice de thèse)
Yves Morel et Rémy Baraille (co-encadrants SHOM)
Gwenaëlle Hello et Hervé Giordani (co-encadrants Météo France)
Nick Hall, professeur à l'Université Paul Sabatier (président du jury)
Bruno Blanke et Laurent Labbé (examineurs)

Ecole doctorale : *Sciences de l'Univers, de l'Espace et de l'Environnement*
Unité de recherche : *CNRM/GMAP*
Directeur(s) de Thèse : *Evelyne Richard*
Rapporteurs : *Gilles Reverdin et Alain Weill*

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude à ma directrice de thèse, Evelyne Richard, pour avoir accepté de participer à cette thèse, ainsi que pour ses précieux conseils.

Je voudrais remercier ensuite ceux qui m'ont encadré au jour le jour dans mes deux laboratoires d'accueil. Tout d'abord Gwenaëlle Hello, de Météo France, pour son aide précieuse sur tous les aspects atmosphériques et les mystères du modèle AROME, ainsi que pour sa gentillesse. Ensuite, Rémy Baraille, du SHOM, pour sa disponibilité et sa patience pour m'expliquer les rouages du modèle HYCOM. Un grand merci également à Yves Morel, directeur du SHOM à Toulouse, pour sa participation active à mes travaux, et surtout pour sa gentillesse, sa patience, et son envie de partager sa passion pour l'océanographie. Enfin, mes prochains remerciements s'adressent à Hervé Giordani de Météo France, qui m'a éclairé à maintes reprises sur les interactions entre l'océan et l'atmosphère, ainsi que sur les processus principaux des deux milieux.

Je remercie ensuite François Bouttier, directeur du groupe GMAP de Météo France, d'une part pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse au sein de son groupe, ainsi que pour sa disponibilité et sa réactivité en cas de problèmes. De même, un grand merci à Joël Poitevin, directeur adjoint du CNRM, pour ses précieux conseils et son écoute attentive.

Je tiens aussi à remercier tous les membres du groupe GMAP, formant une équipe chaleureuse parmi laquelle j'ai apprécié travailler, en particulier Eric E. pour son aide informatique, Ryad pour son rire communicatif, Ludovic et Thibaut pour les délires en tisanerie, Vincent pour ses précieux conseils, Florence pour m'avoir aidé en fin de rédaction, et Jean pour ses qualités de secrétaire. Merci également à Dominique Legain et David Suquia de l'équipe 4M pour leur aide pendant et après la campagne MOU-TON2008. Un grand merci à tous les autres thésards de Météo France, en particulier Thomas, Juju, Jérémy, Sam, Rémi, Emilie, Jbis, ainsi que Dominique pour avoir partagé ses trois années avec moi, notamment les midis inoubliables à la sodex'.

J'adresse également mes remerciements à tous les membres du SHOM à Toulouse, en particulier mon collègue de bureau Julien, qui m'a été d'une aide précieuse au niveau informatique mais aussi au niveau personnel, par sa manière de me remonter le moral et de me faire rire. Merci également à Audrey pour nos diverses pauses et nos délires. Un grand merci à tous les autres, Stéphanie, Son, les deux Michel, Sophie et Nicolas pour la bonne ambiance qui règne dans ce laboratoire.

Je ne remercierai jamais assez Aurélie, pour nos nombreuses pauses thé, ainsi que Carole et Natasha, celles avec qui j'ai partagé des moments inoubliables et qui m'ont soutenu ces trois dernières années. Viennent ensuite tous mes amis, proches ou lointains, à qui je dois beaucoup.

Enfin, je voudrais remercier ma famille, qui m'a toujours soutenue, en particulier mes parents, Stéphane, Alexiane et ma mamie. Enfin, j'aimerais dédier cette thèse à mon grand-père, un grand homme de sciences qui m'a toujours encouragée et qui malheureusement nous a quittés en janvier 2008.

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Modélisation des couches limites atmosphérique et océanique	5
1.2	Les interactions océan-atmosphère	8
1.3	Les processus importants dans la zone d'étude	9
1.4	Objectifs de la thèse et organisation du mémoire	10
I	Influence de la surface sur les modèles atmosphérique et océanique	13
2	Description des modèles utilisés	15
2.1	Les modèles atmosphériques	16
2.1.1	Les modèles de prévision numérique du temps à Météo France	16
2.1.2	Les caractéristiques principales d'AROME	16
2.1.3	L'assimilation de données	19
2.1.4	Le module de surface : SURFEX	20
2.2	Le modèle d'océanographie	22
2.2.1	Le système de coordonnées	22
2.2.2	Description du modèle	24
2.2.3	Les échanges océan-atmosphère dans HYCOM	28
2.3	Calcul des flux turbulents à la surface	30
2.3.1	La méthode bulk ou aérodynamique globale	30
2.3.2	Les méthodes directes	31
2.3.3	Les méthodes itératives	31
2.3.4	Les paramétrisations utilisées dans SURFEX	31
2.3.5	Les paramétrisations utilisées dans HYCOM	32
3	Tests de sensibilité des modèles AROME et HYCOM	35
3.1	Sensibilité d'AROME à une variation de SST pour le cas FIRE	36
3.1.1	Description du cas	36
3.1.2	Comparaison des résultats du modèle AROME aux observations	38
3.1.3	Etudes de sensibilité	44
3.1.4	Résultats	45
3.1.5	Conclusions	55
3.2	Sensibilité de l'océan superficiel aux forçages atmosphériques	55
3.2.1	Présentation du problème	56
3.2.2	Etat moyen	56
3.2.3	Effet des forçages	57
3.2.4	Conclusions	61
3.3	Impact de la fréquence des forçages dans HYCOM	61
3.3.1	Présentation du problème	61
3.3.2	Résultats	62
3.4	Conclusions	67

II	La représentation numérique de la couche de mélange océanique	69
4	Résolution verticale dans la couche de mélange océanique	71
4.1	Premier article accepté dans Ocean Modelling	71
4.1.1	Résumé de l'article	71
4.1.2	"Adaptation of the vertical resolution in the mixed layer for HYCOM"	73
4.2	Compléments à l'article	86
4.2.1	Vers l'élaboration de la méthode adaptative	86
4.2.2	La première version de la méthode adaptative	89
4.2.3	Améliorations de la méthode adaptative	94
4.2.4	Les premières simulations en trois dimensions	94
III	Etudes des interactions océan-atmosphère en zone côtière	101
5	La campagne de mesures MOUTON2007	103
5.1	Deuxième article soumis à Ocean Modelling	103
5.1.1	Résumé de l'article	103
5.1.2	"Study and validation of an oceanic mixed-layer model in a tidal and wind-mixed coastal region"	105
5.2	Compléments à l'article	153
5.2.1	Comparaison des couvertures nuageuses observée et simulée	153
5.2.2	Impact des vitesses	155
6	La campagne de mesures MOUTON2008	157
6.1	Présentation des données	158
6.1.1	Le troisième point fixe	159
6.1.2	Filtrage de la température des effets de la marée	160
6.2	Préparation des forçages	163
6.2.1	Comparaison entre les observations atmosphériques et les simulations	163
6.2.2	Radiosondages	175
6.2.3	Corrections	178
6.2.4	Validation de KPP	180
6.3	Eléments de comparaison des expériences 2007 et 2008	188
6.3.1	Principales similarités entre MOUTON2007 et MOUTON2008	188
6.3.2	Principales différences entre MOUTON2007 et MOUTON2008	190
6.4	Conclusions	191
6.5	Perspectives	192
6.5.1	Le premier point fixe	192
6.5.2	Le deuxième point fixe	192
7	Conclusions et perspectives	199
	Références	203
	Annexes	210
A	Description détaillée du calcul des flux turbulents à la surface	211
A.1	Paramétrisation de Louis (1979)	211
A.2	Paramétrisation de Liu et al. (1979)	212
A.3	Coefficients de Fairall et al. (2003) et Kara et al. (2004)	215
B	Glossaire	219

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Modélisation des couches limites atmosphérique et océanique	5
1.2	Les interactions océan-atmosphère	8
1.3	Les processus importants dans la zone d'étude	9
1.4	Objectifs de la thèse et organisation du mémoire	10

1.1 Modélisation des couches limites atmosphérique et océanique

L'océan et l'atmosphère sont le siège d'échanges permanents de chaleur, de mouvement et de matière. Ils communiquent entre eux par l'intermédiaire de leurs couches limites respectives, à savoir les régions adjacentes à la surface où les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels. Le terme de couche limite a été introduit en premier dans la littérature par Prandtl (1905). Depuis, de nombreux auteurs se sont intéressés à sa description détaillée comme par exemple Turner (1973), Monin (1970), Zeman (1970) ou plus récemment Cushman-Roisin et Beckers (2009). Les couches limites atmosphérique et océanique sont dominées par non seulement de la turbulence causée par le cisaillement et les vagues, mais également par des processus de mélange importants déclenchés par des réchauffements ou des refroidissements.

Tout d'abord, la couche limite océanique de surface est une zone dynamique importante influencée par des effets turbulents d'une part et les échanges entre l'océan et l'atmosphère d'autre part. En ce qui concerne ces derniers, nous pouvons dans un premier temps citer les effets du vent, illustrés en figure 1.1.

Le vent qui souffle sur l'océan (flèche rouge sur le schéma de la figure 1.1) fait bouger la couche de surface, mais la force de Coriolis (due à la rotation de la Terre sur elle-même) dévie sa trajectoire vers la droite dans l'hémisphère nord (vers la gauche dans l'hémisphère sud). Le vent crée donc un courant de surface orienté à 45° , qui pénètre plus en profondeur, tout en étant dissipé à cause de la viscosité de l'eau, et en étant toujours dévié par la force de Coriolis (flèches bleu foncé sur le schéma de la figure 1.1). Les courants forment donc une hélice spiralée qui se nomme la spirale d'Ekman (voir Ekman (1905)), et l'épaisseur sur laquelle celle-ci se produit s'appelle la couche d'Ekman. La couche limite de surface de l'océan s'apparente donc à une couche d'Ekman. Enfin, la spirale d'Ekman crée un courant moyen orienté à 90° par rapport à la direction du vent (flèche bleu clair sur le schéma de la figure 1.1).

Parmi les échanges entre l'océan et l'atmosphère, nous pouvons également souligner l'importance des effets thermiques. En effet, une masse d'air froid circulant sur un océan plus chaud a tendance à créer un refroidissement rapide des couches supérieures de l'océan, ce qui génère de la convection thermique vers les couches plus profondes. C'est le cas en hiver aux moyennes latitudes. Au contraire, pendant l'été, l'intensification du rayonnement solaire (incidence plus verticale et raréfaction des nuages) combinée à une diminution de la force des vents entraîne un réchauffement de la partie supérieure de l'océan, créant ainsi une stratification stable. La turbulence océanique diminue fortement : c'est la thermocline saisonnière

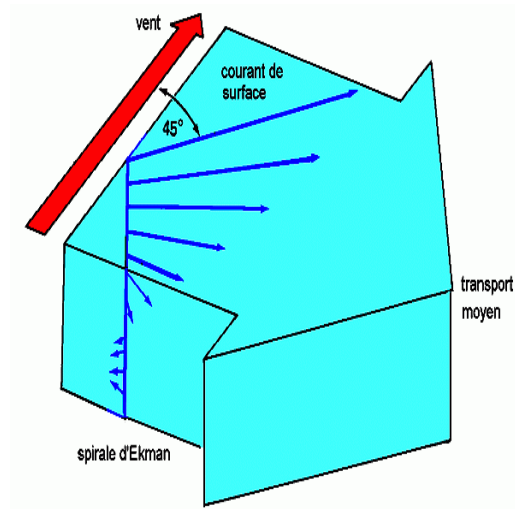


FIG. 1.1 – Effets du vent sur la couche limite de surface océanique.

(Bougeault et Sadourny (2001)). La couche au dessus de cette dernière se nomme la couche de mélange de surface de l’océan. Elle est caractérisée par une température et une salinité, et donc en particulier une densité constantes sur la verticale. Quelques observations complètent la théorie, notamment le travail de Weller et Plueddemann (1996) qui examine la structure verticale de la couche limite de surface en utilisant des observations.

En ce qui concerne le fond, les courants y sont en général très faibles, et les échanges thermiques quasiment nuls. De ce fait, la couche limite de fond est assez simple (voir par exemple Weatherly et Martin (1978) ou Grant et Madsen (1986)). Dans certaines zones, le frottement de fond joue un rôle majeur dans la dissipation de l’énergie cinétique des grands courants, en particulier dus aux marées. La couche de fond est alors analogue à une couche d’Ekman classique (décrite en détail par Cushman-Roisin et Beckers (2009)).

La couche limite atmosphérique (CLA), ensuite, est définie par Stull (1988) comme la “*part de la troposphère qui est directement influencée par la présence de la surface terrestre et qui répond aux forçages imposés par cette surface dans des échelles de temps de l’ordre d’une heure ou moins*”. Un schéma de celle-ci est présenté sur la figure 1.2.

L’épaisseur de la CLA (définie comme la couche entre la surface et l’altitude de la zone d’inversion) peut varier de 0.5 à 3 km suivant les conditions, notamment de stabilité de l’air et de rugosité de la surface. Elle est constituée de deux couches, d’épaisseurs inégales (Garratt (1992)) : la couche d’Ekman (dont le modèle établi pour l’océan a été adapté à l’atmosphère dans l’article de Ekman (1906)) et la couche limite de surface. Au sommet de la couche d’Ekman, la direction et la vitesse sont approximativement celles du vent géostrophique (équilibre entre la force de Coriolis et la force du gradient de pression atmosphérique), alors que la vitesse diminue et la direction tourne vers la plus basse pression à mesure que la surface approche. Le modèle d’Ekman n’est cependant pas adapté au voisinage de la surface. En effet, les forces de pression et de Coriolis sont négligées à cet endroit-là, la tension, ainsi que les flux de chaleur y sont donc constants. La variation de vitesse y est alors logarithmique, et cette couche de quelques dizaines de mètres d’épaisseur s’appelle la couche limite de surface (basée sur la théorie de similitude proposée par Monin et Obukhov (1954) puis testée et perfectionnée par d’autres comme par exemple Zilitinkevich et Chalikov (1968)). A la base de la couche limite de surface se trouve une zone caractérisée par une forte turbulence appelée la sous-couche rugueuse (Garratt (1992)). Elle est de l’ordre de quelques dixièmes de millimètres au dessus de la mer, et de quelques dizaines de mètres dans les zones fortement urbanisées. Dans cette zone, la diffusion moléculaire est le processus majeur par lequel de la chaleur est échangée entre la surface et l’air.

COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

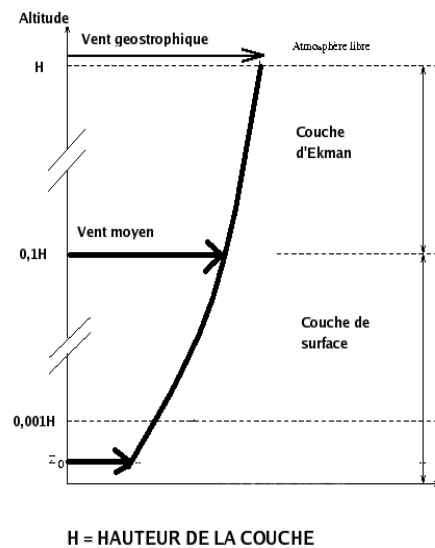


FIG. 1.2 – Schéma de la couche limite atmosphérique.

Un régime particulièrement important dans la couche limite atmosphérique est la convection. En convection libre, les instabilités thermiques vont être à l'origine des mouvements verticaux guidés par les forces de flottabilité (différence entre la poussée d'Archimède et les forces de gravité). Plus simplement, un air chaud surmonté d'un air plus froid sera instable, et aura tendance à s'élever, créant ainsi de la turbulence. La dynamique de ce genre de régime est dirigée par des flux de chaleur en surface positifs pour l'atmosphère qui vont déstabiliser la couche limite par un apport d'humidité et de chaleur en basse couche. La CLA convective est donc fortement guidée par les conditions de surface dont les caractéristiques diffèrent au-dessus des océans ou du sol (Garratt (1992)). Au dessus de l'océan par exemple, les flux de surface évoluent généralement peu durant la journée, la hauteur de couche limite n'a donc pas un cycle diurne très marqué. Par contre, celle-ci sera plutôt influencée par des forçages à méso-échelle ou d'échelle synoptique (Stull (1988)). Cependant, cette situation est un peu idéalisée, et il arrive dans certaines situations, comme par exemple la formation d'un stratocumulus marin, que la CLA soit caractérisée par un cycle diurne, et que le couplage entre bilans radiatif et turbulent entraîne un découplage de la couche nuageuse (voir Nicholls (1984)).

Les modèles numériques, c'est-à-dire des programmes informatiques permettant de simuler le comportement d'un système dont on connaît les lois d'évolution sont utilisés afin de prévoir l'état futur de l'atmosphère et de l'océan. Les différentes propriétés des milieux sont calculées sur une grille tridimensionnelle, et les modèles actuels réduisent de plus en plus la résolution horizontale afin de décrire des processus à échelle plus fine : on parle de modèles à méso-échelle.

La littérature est variée en ce qui concerne la description des modèles de circulation générale océanique. Nous pouvons par exemple citer Williams (1996) qui décrit l'histoire, la formulation et les solutions des modèles de circulation générale océanique (OGCM pour Ocean General Circulation Model). Parmi les modèles océaniques régionaux et à méso échelle, nous pouvons citer ROMS de UCLA en coopération avec le JPL (Shchusetkin et McWilliams (2004)) ou encore NCOM développé par le NRL (Rowley et al. (2002)), et également HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model, Bleck (2002)) que nous utiliserons dans nos études. Il existe également plusieurs modèles océaniques développés par des laboratoires français : le modèle MARS de l'IFREMER (voir par exemple Lazure et Jegou (1998)), SYMPHONIE développé par

le POC (voir Marsaleix et al. (2008)) et NEMO, le modèle né de la collaboration de divers laboratoires européens (voir par exemple Madec (2008)). A cause des limitations de résolutions verticale et horizontale, le mélange vertical ne peut pas être représenté directement dans les OGCM. Diverses paramétrisations existent, comme par exemple le schéma de fermeture d'ordre 2.5 de Mellor et Yamada (1982) qui permet d'estimer le mélange vertical grâce à deux variables pronostiques : l'énergie cinétique turbulente (TKE) et une longueur de mélange. Une autre paramétrisation très répandue est le schéma KPP (K-Profile Parameterization, d'après Large et al. (1994) ; Large et al. (1997)), qui permet de représenter les effets de divers processus de mélange sur toute la colonne d'eau avec une transition entre le mélange intense dans la couche limite de surface et le plus faible mélange diapycnal dans l'océan profond. Ce schéma a été testé principalement dans l'océan hauturier, mais s'est avéré également efficace en zone côtière, si bien qu'il est utilisé comme schéma par défaut dans de nombreux modèles océaniques (voir Halliwell et al. (2000) ; Halliwell (2004) ; Durski et al. (2004)).

Parmi les modèles atmosphériques à mésoéchelle, nous pouvons citer MM5, la 5^{ème} génération de modèle à mésoéchelle développé par le NCAR et PSU (Anthes et Warner (1978)), WRF développé par divers centres de recherche américains (Michalakes et al. (1999)), ou encore KAMM un modèle allemand (voir Adrian et Fiedler (1991)). Le modèle à mésoéchelle de Météo France se nomme AROME (Application de la Recherche à l'Opérationnel à MésoEchelle, Ducrocq et al. (2005); Bouttier (2007)), et c'est celui que nous utiliserons pour cette thèse. Dans les modèles atmosphériques régionaux à fine échelle, il est considéré comme suffisant d'initialiser la température de surface de la mer (SST) au début de la prévision et de la garder constante au cours de la simulation. Ceci repose sur l'hypothèse que les échelles de temps de variation dans l'océan sont plus faibles que les échelles de temps des phénomènes atmosphériques. Cependant, dans certaines conditions, notamment dans des cas d'évènements intenses ou encore en zone côtière, les caractéristiques de l'océan superficiel peuvent changer sur des échelles de temps plus rapides, et donc le maintien de la SST constante peut ne pas être réaliste.

1.2 Les interactions océan-atmosphère

Les flux d'eau douce, de quantité de chaleur (latente, sensible ainsi que le rayonnement) et de quantité de mouvement en surface sont les paramètres clé décrivant les échanges de matière, d'énergie et de mouvement entre la couche superficielle de l'océan et la CLA. Les flux turbulents jouent un rôle important pour l'évolution de la SST et de l'ensemble des propriétés de la couche de mélange océanique (CMO) par leurs contributions à l'entraînement turbulent à la base de celle-ci. Le stress du vent est en particulier une variable essentielle pour les modèles océaniques. Les flux de chaleur quant à eux sont déterminants en ce qui concerne l'évolution des propriétés thermodynamiques de l'océan superficiel. D'un autre côté, pour l'atmosphère, les flux turbulents contiennent la plupart des éléments à méso-échelle qui mènent au déclenchement de la convection profonde et une bonne partie des éléments qui mènent aux systèmes à l'échelle synoptique. Les circulations atmosphérique et océanique sont donc fortement dépendantes l'une de l'autre, et la SST sert de lien entre les deux.

Les différents échanges sont souvent mal pris en compte dans les modèles numériques de prévision du temps ou encore dans les modèles climatiques, ce qui peut entraîner une dérive de ceux-ci et la prévision d'états irréalistes. C'est pourquoi de nombreux efforts sont entrepris pour comprendre et modéliser les échanges entre l'atmosphère et l'océan. Les méthodes utilisées sont le plus souvent basées sur des algorithmes aérodynamiques globaux ou "bulk" (Businger (1972), Liu et al. (1979)). Il existe également des paramétrisations dites "directes" dont la formulation dépend directement des paramètres atmosphériques (par exemple Louis (1979) ou Large et Pond (1982)) ainsi que des méthodes itératives basées sur la théorie "bulk" (Fairall et White (1997)). Nombreuses sont les études comparant les diverses paramétrisations. Nous pouvons par exemple citer Paiva et Chassignet (2001) qui traite de la réponse d'un modèle de circulation générale océanique à diverses paramétrisations des flux de surface ou encore le travail de Zeng et al. (1998) qui compare des algorithmes à partir de données de la campagne TOGA COARE. Ceci est particulièrement courant afin de valider les paramétrisations. Les campagnes de mesures en mer permettent d'accumuler un savoir-faire dans la collecte des mesures de flux, et dans leur utilisation pour modéliser les couches limites océaniques et atmosphériques à des échelles de temps et d'espace fines. Nous pouvons

citer le travail de Weill et al. (2003), qui rassemble les données de 6 différentes campagnes de mesures (SOFIA/ASTEX décrit par Albrecht et al. (1995), SEMAPHORE de Eymard et al. (1996), CATCH expliqué dans Eymard et al. (1997), FETCH présenté par Hauser et al. (2000), EQUALANT99 détaillé par Gouriou et al. (2001) et POMME exposé par Caniaux et al. (2005)) afin d'améliorer la paramétrisation des flux turbulents. Le besoin de flux avec une bonne précision et à fine échelle est aujourd'hui accru par l'utilisation de plus en plus fréquente de modèles océaniques à plus haute résolution en recherche ou en opérationnel (Barnier et al. (2006)). Les besoins actuels de la modélisation océanique à haute résolution correspondent à des flux et des données de surface ayant une couverture globale, une résolution spatiale et temporelle d'environ 10 km et de quelques heures, avec une précision de l'ordre de $5W.m^{-2}$ pour les flux de chaleur (Curry et al. (2004)).

1.3 Les processus importants dans la zone d'étude

Nous nous intéressons, dans le cadre de cette thèse, à l'océan Atlantique Nord-Est en général, et plus particulièrement à la mer d'Iroise, qui s'étend de l'île de Sein à celle d'Ouessant. Nous allons à présent donner les principales caractéristiques de cette zone.

Cette région, à la confluence des eaux venant de l'Atlantique et de la Manche, connaît tout d'abord des marées importantes et de puissants courants associés. La marée est une superposition de signaux pour la plupart diurnes ou semi-diurnes dus à l'influence principalement de la lune et du soleil. L'onde de marée la plus importante en mer d'Iroise est l'onde semi-diurne lunaire M_2 de période 12 heures 24 minutes. Vient ensuite l'onde semi-diurne solaire S_2 de période 12 heures et d'amplitude environ deux fois inférieure à celle de l'onde M_2 . Les harmoniques suivantes sont nettement plus faibles. Par petits fonds, lorsque le courant de marée devient important, les termes non-linéaires des équations régissant la circulation deviennent non-négligeables, et des harmoniques de fréquence plus élevée (M_4 , S_4) peuvent modifier le courant de marée. Enfin, le marnage (amplitude de la marée entre basse-mer et marée haute) à Brest est de 2,2m pour une marée de coefficient 35 (morte eau) et de 7,2m pour une marée de coefficient 115 (vive eau).

Ensuite, les conditions atmosphériques représentent un élément important dans cette zone, notamment les effets du vent. Celui-ci anime et entraîne les couches de surface puis celles plus profondes. De plus, face aux variations de pression atmosphérique, la surface de l'océan réagit en s'enflant lors des dépressions et en s'abaissant aux hautes pressions, car la masse liquide tente de retrouver l'équilibre hydrostatique. Enfin, la mer d'Iroise est le siège d'un front thermique très marqué appelé le front d'Ouessant. Nous pouvons observer celui-ci sur l'image satellite de la SST de la figure 1.3 observée en mer d'Iroise en été.

Nous apercevons une ligne très nette où la température de surface passe de 19 à 16°C. Cette ligne délimite deux zones qui diffèrent par leur structure verticale.

En été, l'océan est en général stratifié, c'est-à-dire formé de deux couches : la couche de surface chaude et une couche froide en dessous. Or, près des côtes bretonnes, les effets de la marée par petit fond amplifient le frottement au fond de l'océan (voir Mariette et Le Cann (1984)). Ce phénomène, associé à l'effet du vent en surface, entraîne une homogénéisation de la colonne d'eau par brassage, et la température de surface devient alors plus froide. Au large par contre, la température reste plus chaude en surface car la profondeur de l'océan est assez importante pour que le mélange de fond n'atteigne pas la surface, d'où l'apparition du front thermique. Les études sur le front d'Ouessant sont nombreuses, nous pouvons par exemple citer la thèse de Cambon (2008) qui analyse les principales structures et processus physiques à l'oeuvre en mer d'Iroise, ou encore le travail de Boyer et al. (2009) qui à partir d'observations effectuées en septembre 2007 dresse la structure physique du front suivant une radiale. Parmi les études sur la mer d'Iroise en général, nous pouvons mentionner les travaux de Muller et al. (2007) qui modélisent la dynamique et la thermodynamique de la mer d'Iroise à l'aide du modèle MARS grâce à des forçages atmosphériques à haute résolution spatiale.

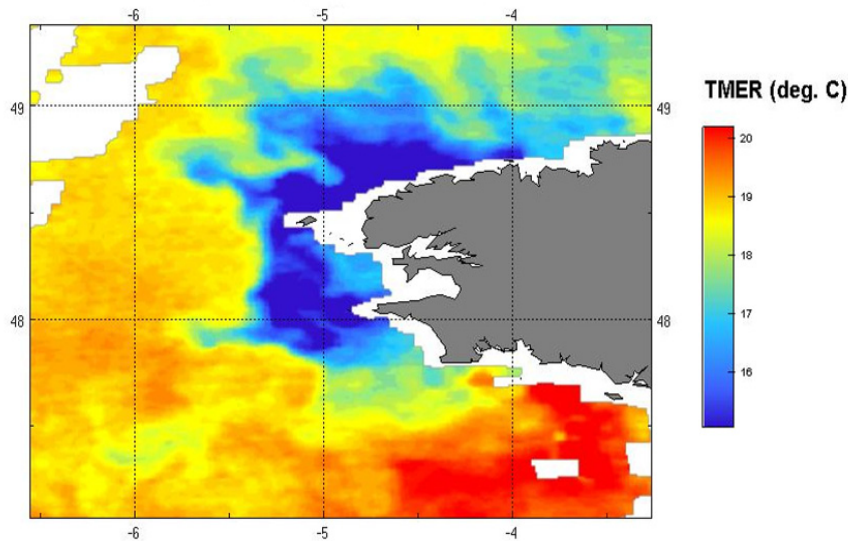


FIG. 1.3 – Image infrarouge par satellite de la température de la surface de la mer mettant en évidence le front d’Ouessant.

1.4 Objectifs de la thèse et organisation du mémoire

En général, les modèles atmosphériques et océaniques représentent correctement le régime convectif, mais par contre, le régime stratifié s’avère plus délicat à modéliser. Le but de mes travaux est d’améliorer ceci pour les modèles océaniques, ce qui nécessite une bonne qualité des paramètres atmosphériques, obtenue par la validation des couches limites atmosphérique et océanique. Afin de bien représenter ces dernières, deux aspects majeurs sont à prendre en compte : la paramétrisation d’une part qui peut être à l’origine d’erreurs physiques et d’autre part la discrétisation verticale, créant des erreurs numériques puisqu’elle est limitée. Deux objectifs principaux de cette thèse découlent alors de ceci :

- Valider les modèles atmosphérique à mésoéchelle (AROME) et océanique (HYCOM) en zone côtière à partir d’observations in situ par bouées et navires océanographiques, et à distance par satellite, ce qui nécessite évidemment la sélection des processus d’interaction entre l’océan et l’atmosphère qui sont réellement importants pour une bonne modélisation océanique et atmosphérique à échelle kilométrique ;
- Comprendre les phénomènes régissant le mélange océanique et notamment l’impact de la résolution verticale.

Le mémoire s’articule en trois parties :

- Dans une première partie, après une présentation des modèles utilisés ainsi que des interactions océan-atmosphère dans le chapitre 2, nous étudierons la sensibilité de chacun des modèles aux paramètres de surface dans le chapitre 3 ;
- La deuxième partie, constituée du chapitre 4, traitera l’aspect numérique en présentant une étude du mélange océanique avec le modèle HYCOM doté d’une grille verticale hybride ;
- Enfin, nous aborderons dans la troisième partie l’aspect physique à travers l’étude des interactions

océan-atmosphère en zone côtière pour des cas réalistes observés lors de deux campagnes de mesures : MOUTON2007 dans le chapitre 5 et MOUTON2008 dans le chapitre 6.

Enfin, nous présenterons les conclusions et perspectives de ce travail dans le chapitre 7.

Première partie

Influence de la surface sur les modèles atmosphérique et océanique

Chapitre 2

Description des modèles utilisés

Sommaire

2.1	Les modèles atmosphériques	16
2.1.1	Les modèles de prévision numérique du temps à Météo France	16
2.1.2	Les caractéristiques principales d'AROME	16
2.1.2.1	La partie physique : MESO-NH	18
2.1.2.2	La partie dynamique : ALADIN-NH	18
2.1.3	L'assimilation de données	19
2.1.4	Le module de surface : SURFEX	20
2.1.4.1	Le bilan d'énergie à la surface	21
2.2	Le modèle d'océanographie	22
2.2.1	Le système de coordonnées	22
2.2.1.1	Coordonnées z	23
2.2.1.2	Coordonnées isopycnales	23
2.2.1.3	Coordonnées sigma	23
2.2.1.4	Coordonnées hybrides	23
2.2.1.5	Le générateur de coordonnées hybrides	23
2.2.2	Description du modèle	24
2.2.2.1	Les équations	24
2.2.2.2	Schémas de mélange vertical	25
2.2.3	Les échanges océan-atmosphère dans HYCOM	28
2.2.3.1	Les forçages atmosphériques	28
2.2.3.2	Le bilan de chaleur : flux de chaleur latente et sensible	29
2.2.3.3	Flux radiatifs	29
2.2.3.4	Energie mécanique	30
2.3	Calcul des flux turbulents à la surface	30
2.3.1	La méthode bulk ou aérodynamique globale	30
2.3.2	Les méthodes directes	31
2.3.3	Les méthodes itératives	31
2.3.4	Les paramétrisations utilisées dans SURFEX	31
2.3.4.1	Paramétrisation de Louis (1979)	31
2.3.4.2	Les méthodes itératives de SURFEX	32
2.3.5	Les paramétrisations utilisées dans HYCOM	32
2.3.5.1	Coefficients d'échange constants	32
2.3.5.2	Méthode de Kara et al. (2002) pour le calcul de C_H et C_E	33
2.3.5.3	Méthode de Fairall et al. (2003) et Kara et al. (2004) pour le calcul de C_H et C_E	33
2.3.5.4	Autre méthode de calcul de C_D	33

Ce chapitre présente en détail les deux modèles utilisés dans cette thèse, à savoir le modèle atmosphérique AROME et le modèle océanique HYCOM. Les différentes méthodes de calcul des flux turbulents définissant les échanges de chaleur et de quantité de mouvement à la surface des deux domaines sont ensuite présentées.

2.1 Les modèles atmosphériques

2.1.1 Les modèles de prévision numérique du temps à Météo France

Les modèles numériques sont développés et utilisés à Météo France de manière complémentaire afin de couvrir plusieurs gammes d'échelles spatiales et temporelles. Tout d'abord, ARPEGE (Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle, Courtier et al. (1991)) est un modèle spectral global qui utilise l'outil d'analyse 4D-var pour l'assimilation de données (Desroziers et al. (2003)), celle-ci étant présentée plus en détail dans le paragraphe 2.1.3.

Ensuite, le modèle ALADIN (Aire Limitée, Adaptation dynamique, Développement InterNational) est né d'une collaboration avec les services météorologiques nationaux d'Europe centrale et orientale. C'est un modèle à aire limitée utilisé pour des prévisions à courte échéance (typiquement jusqu'à 48 heures) couplé au modèle ARPEGE, comme expliqué par Pailleux et al. (2000). Les composantes du modèle (noyau, dynamique, physique) sont une adaptation de celles d'ARPEGE aux spécificités d'ALADIN. Ce dernier est ainsi très proche d'ARPEGE, mis à part sa résolution horizontale, qui couvre la France métropolitaine avec une grille de maille horizontale de 10 *km*, ce qui représente plus de finesse que la résolution équivalente de son modèle coupleur ARPEGE sur la même zone (15 *km*). ALADIN utilise les grandes échelles de l'atmosphère prévues par ARPEGE pour alimenter ses conditions aux limites latérales, en partant du principe que les phénomènes météorologiques locaux sont généralement déterminés par la grande échelle : dépressions, courants-jets, thalwegs, dorsales.

Le projet AROME (Ducrocq et al. (2005); Bouttier (2007)) a été mis en place pour permettre une meilleure prévision des phénomènes convectifs dangereux (orages, crues, rafales, précipitations intenses), des événements locaux et de la météorologie de basses couches (vent, température, état du sol, turbulence, visibilité...). Le but était de développer un système de prévision numérique à très courte échéance (en deçà de 24-36 heures) à la résolution de 2-3 *km* couvrant toute la France métropolitaine. Ce modèle est utilisé par les services opérationnels de Météo France depuis décembre 2008. Nous décrivons ici les caractéristiques principales du modèle puisque c'est celui que nous emploierons lors des simulations de l'état de l'atmosphère.

2.1.2 Les caractéristiques principales d'AROME

Le modèle AROME hérite à la fois des codes des modèles opérationnels ARPEGE et ALADIN (dynamique non-hydrostatique, assimilation de données), et du modèle communautaire de recherche MESO-NH (Modèle de MESOéchelle Non Hydrostatique) pour les paramétrisations physiques. Il se distingue des modèles opérationnels actuels principalement par :

- Une augmentation significative de la résolution : La résolution horizontale est de 2.5 *km*, soit une résolution 4 fois plus importante que celle d'ALADIN. Ceci permet en particulier la résolution explicite de la convection. La figure 2.1.2 présente le domaine géographique d'AROME.

En ce qui concerne la discrétisation verticale, la résolution est supérieure à 400 *m*, avec typiquement des résolutions de l'ordre de la dizaine de mètres près du sol. Celle-ci est représentée sur la figure 2.1.2 avec à droite un zoom sur les 500 premiers mètres.

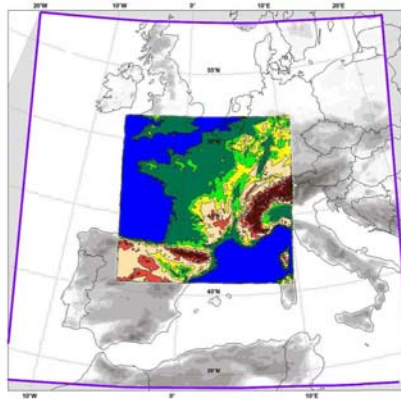


FIG. 2.1 – Domaine AROME.

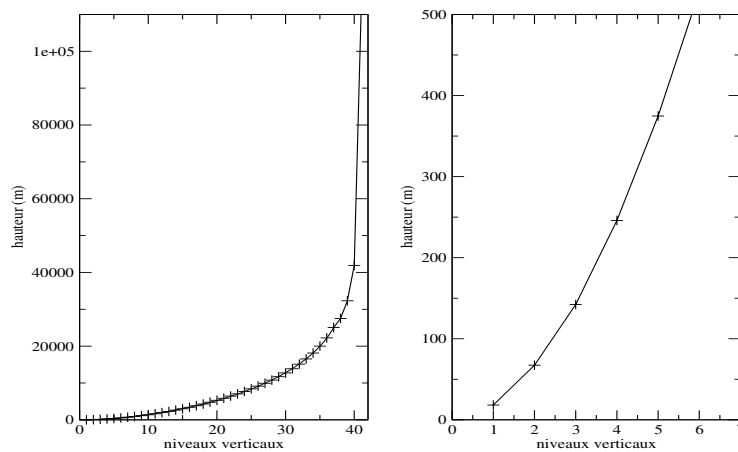


FIG. 2.2 – Discrétisation verticale du modèle AROME (gauche) et zoom sur les 500 premiers mètres (droite).

- Un système d'équations plus complet : Avec la résolution horizontale choisie pour AROME, l'approximation hydrostatique couramment utilisée jusqu'ici dans les modèles de prévision numérique du temps peut localement être mise en défaut. Ceci est particulièrement vrai au sein des orages qui sont résolus par le modèle où d'importantes accélérations verticales peuvent avoir lieu.
- Une meilleure représentation du cycle de l'eau : AROME utilise une microphysique pronostique. Le schéma prenant en compte les espèces glacées a été importé du modèle MESO-NH, qui est décrit plus en détail au paragraphe 2.1.2.1.
- Des paramétrisations des phénomènes sous-maille plus élaborées : AROME hérite de certaines paramétrisations du modèle MESO-NH en particulier celle des mouvements turbulents sous-maille.
- Une modélisation détaillée des surfaces : AROME utilise le module de surface externalisé "SURFEX" (pour SURFace EXternalisée, voir Martin et al. (2007)) associé à un atlas des types de surface détaillé "ECOCLIMAP" (Masson et al. (2003)). Ces points sont plus détaillés au paragraphe 2.1.4.

Voici maintenant une description plus détaillée de la physique d'AROME importée du modèle MESO-NH et de la dynamique d'AROME issue de la version non-hydrostatique d'ALADIN.

2.1.2.1 La partie physique : MESO-NH

MESO-NH (Lafore et al. (1998)) est un modèle atmosphérique de recherche développé conjointement entre le LA du CNRS et le CNRM. C'est un modèle à aire limitée, non-hydrostatique, anélastique, permettant de traiter une large gamme d'échelles (synoptique à LES, Large Eddy Simulation ou simulation des grandes échelles). Sa dynamique est explicite et eulérienne, basée sur des schémas d'advection du 3^{ème} ou 4^{ème} ordre. Il peut fonctionner sur la base d'un emboîtement de modèles permettant de descendre en résolution, en prenant en compte les interactions d'échelles (Stein et al. (2000)). Le modèle MESO-NH possède un ensemble complet de paramétrisations des différents processus physiques, et celles choisies pour AROME sont :

- Le modèle AROME utilise une paramétrisation pour la convection peu profonde. Le premier schéma mis en place dans AROME était le KFB (Bechtold et al. (2001)) développé initialment pour MESO-NH. Aujourd'hui, AROME utilise EDKF développé pour AROME et MESO-NH (Pergaud et al. (2008)) ;
- La turbulence est décrite par le schéma de Cuxart et al. (2000). Elle est basée sur une fermeture d'ordre 1.5 et une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente. AROME utilise la version 1D du schéma ;
- La microphysique est décrite par Pinty et Jabouille (1998) et Caniaux et al. (1994). La paramétrisation utilisée dans AROME est ICE3 qui met en jeu six différentes espèces pour l'eau : vapeur r_v , eau liquide nuageuse r_c , eau liquide précipitante r_r , glace primaire r_i , neige roulée r_s et graupel r_g . Plus d'une trentaine de processus microphysiques y est prise en compte ;
- Le schéma de rayonnement est le schéma RRTM (Mlawer et al. (1997)), pour le flux infrarouge, et le schéma de Fouquart et Morcrette (voir Morcrette (1991)) pour le flux solaire. ces deux schémas sont par ailleurs ceux utilisés par le Centre Européen (CEPMET).

2.1.2.2 La partie dynamique : ALADIN-NH

ALADIN-NH est la version non-hydrostatique du modèle ALADIN (Bubnová et al. (1995)). La conception initiale du noyau dynamique est basée sur Laprise (1992). Les caractéristiques principales de ce modèle sont :

- Il se base sur les équations d'Euler entièrement élastiques, à savoir les équations de la mécanique des fluides appliquées à un fluide compressible. Celles-ci sont non-hydrostatiques car elles ne considèrent pas l'approximation hydrostatique qui consiste à négliger l'accélération verticale devant la gravité, ce qui revient à considérer qu'il y a à chaque instant équilibre entre la résultante des forces de pression sur la verticale et la gravité ($\frac{dp}{dz} = -\rho g$). De plus, ce système d'équations est "non-anélastique", à savoir qu'il ne retient pas l'approximation anélastique qui considère le fluide comme formellement incompressible.
- La coordonnée verticale utilisée est basée sur la masse au lieu d'être basée sur la hauteur comme d'autres modèles (Laprise (1992)).
- Les schémas temporels employés sont un schéma semi-implicite et un schéma itératif centré implicite (souvent appelé "prédicteur-correcteur").

Par rapport à la dynamique employée dans ARPEGE et ALADIN, AROME utilise deux variables dynamiques supplémentaires, l'une liée au mouvement vertical d et l'autre à la perturbation de pression par rapport à la pression hydrostatique (\mathcal{P}). Avant d'introduire les équations d'Euler, nous définissons la pression hydrostatique π comme :

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = -\rho g, \quad (2.1)$$

ce qui correspond en chaque point au poids de la colonne d'air unité au-dessus de ce point. Les équations d'Euler, en utilisant la coordonnée π , sont les suivantes :

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \frac{RT}{p} \nabla_{\pi} p + \frac{\partial p}{\partial \pi} \nabla_{\pi} \phi = \mathcal{V} \quad (2.2)$$

$$\frac{dw}{dt} + g \left(1 - \frac{\partial p}{\partial \pi} \right) = \mathcal{W} \quad (2.3)$$

$$\nabla_{\pi} \mathbf{V} + \frac{\partial \dot{\pi}}{\partial \pi} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{dT}{dt} - \frac{RT}{C_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = \frac{Q}{C_p} \quad (2.5)$$

$$\frac{dp}{dt} + \frac{C_p}{C_v} p D_3 = \frac{Qp}{C_v T} \quad (2.6)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = gw \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \pi} = -\frac{RT}{p} \quad (2.8)$$

avec \mathbf{V} est le vecteur horizontal du vent, p la pression, T la température, w la vitesse verticale (dz/dt), D_3 la divergence du vent qui s'exprime :

$$D_3 = \nabla_{\pi} \cdot \mathbf{V} + \rho (\nabla_{\pi} \phi) \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \pi} \right) - g \rho \frac{\partial w}{\partial \pi}, \quad (2.9)$$

ρ est la densité telle que

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (2.10)$$

et \mathcal{V} , \mathcal{W} et \mathcal{Q} sont les composantes physiques du forçage. De plus, la dérivée de π s'exprime comme :

$$\dot{\pi} = - \int_{\pi_T}^{\pi} (\nabla_{\pi} \cdot \mathbf{V}) d\pi' \quad (2.11)$$

alors que ϕ s'exprime :

$$\phi = \int_{\pi}^{\pi_S} \frac{RT}{p} d\pi', \quad (2.12)$$

π_T et π_S étant les limites du domaine.

2.1.3 L'assimilation de données

L'assimilation de données est une technique d'injection en temps réel des données observées dans le modèle pour le faire correspondre au mieux à la réalité. De faibles erreurs initiales peuvent faire échouer une prévision si elles se trouvent dans des zones sensibles, et le but est donc de raffiner les techniques mathématiques d'assimilation et de développer les réseaux d'observations. L'assimilation comporte trois étapes :

- Il faut tout d’abord que les données utiles soient reçues à temps dans les bases de données du centre de prévision. Ceci peut être problématique en particulier pour les satellites défilants qui ne se trouvent pas forcément au-dessus de la zone concernée ou à portée d’une antenne de réception.
- Les données sont ensuite triées par un protocole qui se nomme ”contrôle de qualité”. Certaines observations peuvent dégrader la prévision si elles sont entachées d’erreurs, c’est pourquoi un logiciel de filtrage ne garde que les données susceptibles d’améliorer la prévision, soit environ 10 % du total des données reçues.
- Enfin, la dernière étape est l’analyse, qui assure l’injection des données mesurées sur la grille du modèle. Celle-ci est effectuée par une technique variationnelle, le 3D-Var pour AROME (tout comme ALADIN, alors qu’ARPEGE dispose du 4D-Var). Cette application consiste à trouver l’état initial X du modèle de prévision qui minimise la fonction de coût $J(X)$, sachant que tous les états successifs du modèle ne dépendent que de X . Cette fonction $J(X)$ est égale à la somme des fonctions coûts J_0 , J_b et J_c (”distance” de la trajectoire du modèle aux observations, ”distance” du modèle à l’ébauche et terme de contrainte destiné à contrôler le maintien de la ”trajectoire” du modèle à proximité de l’équilibre géostrophique, respectivement), ces fonctions étant calculées de différentes manières (voir par exemple Rabier et al. (2000), Courtier et al. (1998)).

Parmi les données assimilées nous pouvons notamment citer les observations de surface (vent, température et humidité) des bouées, navires, stations terrestres et avions, les radiosondages, ainsi que les mesures de radiances par les satellites défilants et le vent par les satellites géostationnaires.

2.1.4 Le module de surface : SURFEX

L’atmosphère et la surface s’échangent des informations au moyen d’une interface, comme représenté sur la figure 2.1.4.

Les processus de surface sont alors traités dans le module externalisé SURFEX. Celui-ci quantifie à la

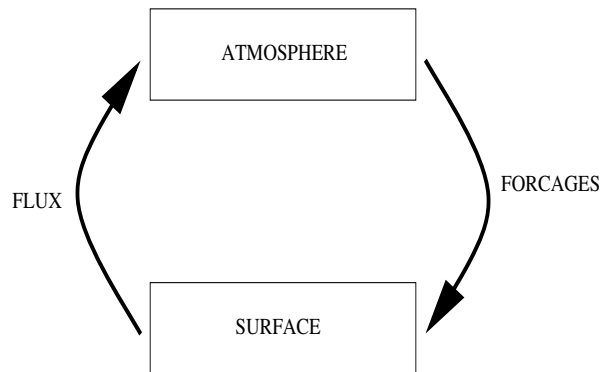


FIG. 2.3 – Communication entre l’atmosphère et la surface par l’intermédiaire d’une interface.

surface les échanges de quantité de mouvement, de chaleur, d’eau, de concentration en CO_2 ou en espèces chimiques à la surface à partir des données fournies par l’atmosphère.

La surface peut être de quatre types différents :

- Le sol et la végétation (nature) ;
- La ville et les zones urbaines ;
- Les lacs et rivières ;
- Les mers et océans.

Ceci est schématisé en Fig. 2.1.4. Chaque maille comporte alors un ou plusieurs types de surface, dans

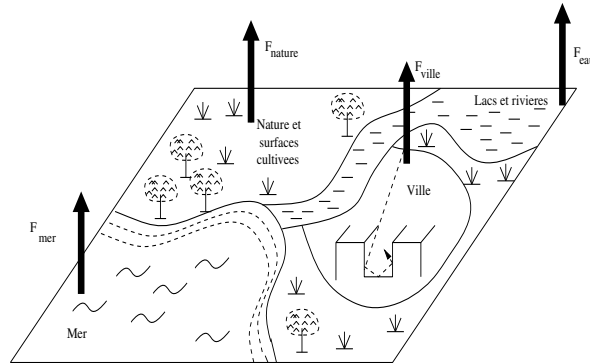


FIG. 2.4 – Schématisation des types de surfaces dans SURFEX.

les proportions r_{nature} , r_{ville} , r_{eau} et r_{mer} , avec :

$$r_{nature} + r_{ville} + r_{eau} + r_{mer} = 1. \quad (2.13)$$

La fraction de chaque type est définie lors de la création du domaine physiographique, à partir de la base de données ECOCLIMAP.

Le flux total F_{tot} est alors calculé selon la formule :

$$F_{tot} = r_{nature} \times F_{nature} + r_{ville} \times F_{ville} + r_{eau} \times F_{eau} + r_{mer} \times F_{mer}. \quad (2.14)$$

F peut représenter les flux turbulents (flux de quantité de mouvement τ , flux de chaleur sensible H , flux de chaleur latente LE), la part du flux solaire réfléchi par la surface S^\uparrow et le flux infra-rouge montant L^\uparrow .

Les paramétrisations utilisées pour chaque type de surface sont :

- la paramétrisation ISBA (d’après Noilhan et Planton (1989) ; Noilhan et Mahfouf (1996)) pour les surfaces de type sol et végétation ;
- la paramétrisation TEB (d’après Masson (2000)) qui prend en compte l’influence des bâtiments, routes ou tout autre matériel artificiel pour les flux en zones urbanisées ;
- la paramétrisation FLAKE (Mironov et al. (2005)) pour les lacs a été mise en place pour SURFEX mais n’est pas encore active dans AROME, à la place la SST est prescrite et la formule de Charnock est utilisée pour calculer les flux ($z_0 = 0.015 \frac{u_*^2}{G}$) ;
- diverses paramétrisations pour les mers et océans décrites ci-après : Louis (1979) ("DIRECT"), et trois méthodes itératives basées sur Fairall et al. (1996) ("COARE3", "MR98" développée par Mondon et Redelsperger (1998) et "ECUME" d’après Belamari (2005)) décrites plus en détail au paragraphe 2.3. Le modèle AROME opérationnel utilise cette dernière.

2.1.4.1 Le bilan d’énergie à la surface

La surface de la mer est le lieu de transmission d’énergie et de matière de l’océan vers l’atmosphère, et du milieu extérieur (atmosphère, espace) vers l’océan. Comprendre les mécanismes de ces échanges, les quantifier avec précision et suivre leur évolution est donc un enjeu important pour maîtriser la modélisation du système couplé océan-atmosphère.

Nous avons représenté, en Fig. 2.1.4.1, un schéma des interactions entre les deux milieux. Tout d’abord,

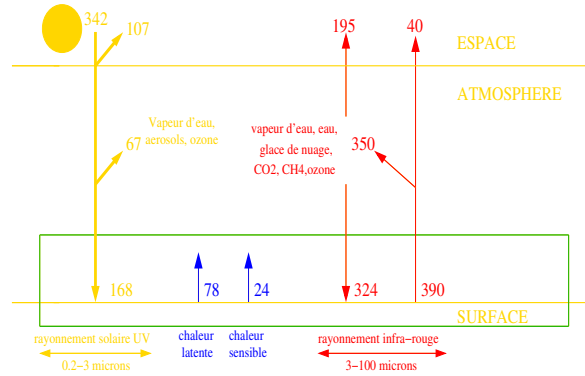


FIG. 2.5 – Schématisation des interactions océan-atmosphère

la principale source d'énergie pour la Terre est le Soleil. Il émet un rayonnement qui traverse partiellement l'atmosphère avant de toucher la surface. Celle-ci réfléchit une partie selon son albédo et absorbe le reste. L'atmosphère, chauffée par le soleil, émet un rayonnement vers l'espace et la surface, alors que les nuages réfléchissent une partie vers l'espace, absorbent, ré émettent et diffusent le reste dans toutes les directions. S'ajoutent également à ces flux radiatifs les flux de chaleur latente (évaporation) et sensible, qui constituent une perte d'énergie pour l'océan. Il existe également des sources d'énergie mécanique pour l'océan comme la rotation de la Terre qui induit des courants et des mouvements verticaux, ou encore le vent qui provoque vagues, houle et courants de surface. Enfin, nous pouvons mentionner des flux de matière tels les précipitations ou les gaz atmosphériques.

Voici l'expression du flux radiatif net RN vers le sol :

$$RN = (1 - \alpha)SWD + \varepsilon(LWD - \sigma T_s^4) \quad (2.15)$$

où SWD le flux solaire (short-wave ou courtes longueurs d'ondes) descendant, LWD le flux infrarouge (long-wave ou grandes longueurs d'ondes) descendant, α est l'albédo (rapport de l'énergie solaire réfléchie par une surface sur l'énergie solaire incidente, $\alpha = 0.06$ au-dessus de l'océan), ε l'émissivité (rapport entre l'énergie rayonnée et celle qu'un corps noir rayonnerait à la même température, $\varepsilon = 0.97$), σ la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$) et T_s la température de surface.

Nous définissons également G , le flux de chaleur dans le sol (échanges conductifs) comme :

$$G = RN - H - LE. \quad (2.16)$$

avec LE et H les flux de chaleur latente et sensible respectivement.

Le flux de chaleur latente représente l'énergie échangée lors du changement de phase de l'eau. Nous en distinguons dans ce cas deux : l'évaporation à la surface des océans qui refroidit la surface et introduit de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, et la condensation dans les nuages qui entraîne une libération de chaleur qui réchauffe l'atmosphère. Le flux de chaleur latente est donc associé à la quantité de vapeur d'eau introduite dans l'atmosphère, mais la chaleur n'est libérée qu'ultérieurement lors de la condensation, d'où l'appellation "latente".

La chaleur sensible correspond quant à elle à la quantité de chaleur échangée par l'atmosphère et l'océan par conduction.

2.2 Le modèle d'océanographie

2.2.1 Le système de coordonnées

En océanographie, il est d'usage d'orienter les deux coordonnées horizontales orthogonalement à la direction verticale définie par la gravité. Le choix de la coordonnée verticale est le critère le plus déterminant des différences entre les modèles (Griffies et al. (2000)). Actuellement, trois types sont utilisés couramment, chacun ayant ses avantages et ses limites.

2.2.1.1 Coordonnées z

La coordonnée la plus simple est z , la distance à la surface de l'océan. Cette coordonnée est particulièrement adaptée à la paramétrisation de la couche de mélange, mais ne représente pas correctement l'advection de traceurs et la diffusion le long d'une surface de densité constante dans l'océan profond d'une part et les effets de la topographie du fond d'autre part.

2.2.1.2 Coordonnées isopycnales

Les coordonnées isopycnales ou ρ constituent le deuxième choix. L'écriture des équations revient alors à un système où la discrétisation verticale correspond à des couches de densité constante. Pour ce genre de coordonnées, les phénomènes de transport de traceurs dans l'océan profond sont particulièrement bien représentés, ainsi que la topographie du fond. Toutefois, les coordonnées isopycnales sont inadaptées à la représentation de la couche de mélange, celle-ci étant non stratifiée. Par ailleurs, le coût des schémas est légèrement plus élevé que dans un système de coordonnées z .

2.2.1.3 Coordonnées sigma

La dernière coordonnée utilisée est la coordonnée σ . Elle est définie comme

$$\sigma = \frac{z - \eta}{H + \eta} \quad (2.17)$$

où $\eta(x, y, t)$ est le déplacement de la surface de l'océan par rapport à sa position de repos $z = 0$, et $z = -H(x, y)$ est le fond de l'océan. Il est à noter que $\sigma = 0$ à la surface et $\sigma = 1$ au fond. La topographie du fond est bien représentée grâce à ces coordonnées, mais, par contre, elle a le même défaut dans la représentation des processus de diffusion et d'advection dans l'océan profond que les coordonnées z . Par ailleurs, cette coordonnée présente un problème de précision pour le calcul des gradients de pression qui entraîne un lissage des forts gradients topographiques.

2.2.1.4 Coordonnées hybrides

La plupart des modèles de circulation générale océanique utilisent une seule coordonnée verticale mais plusieurs travaux tels que DYNAMO (DYNAMO (1997)) et DAMÉE (Chassignet et al. (2000)) ont montré qu'aucune des coordonnées verticales ne peut être optimale utilisée seule en chaque endroit de l'océan. Afin d'accumuler les avantages des types de coordonnées présentés précédemment, il est possible de définir un système hybride comme représenté en Fig. 2.2.1.4 :

- Dans la couche de mélange, où une résolution importante est nécessaire afin de bien distribuer les flux de surface, les coordonnées z sont choisies ;
- Dans l'océan profond, afin de représenter correctement processus adiabatiques, les coordonnées isopycnales sont préférées ;
- Au fond et dans les zones peu profondes, la coordonnée σ est appliquée.

Le modèle HYCOM est basé sur ce genre de coordonnées, et la transition entre les différents types est réalisée grâce à un générateur de coordonnées hybrides.

2.2.1.5 Le générateur de coordonnées hybrides

L'implémentation de la coordonnée verticale se base sur Bleck et Boudra (1981) et Bleck et Benjamin (1993), à savoir qu'une densité cible est assignée à chaque couche du modèle. le générateur de coordonnées hybrides vérifie si les points de grille sont bien situés dans leur isopycne de référence, et si ce n'est pas

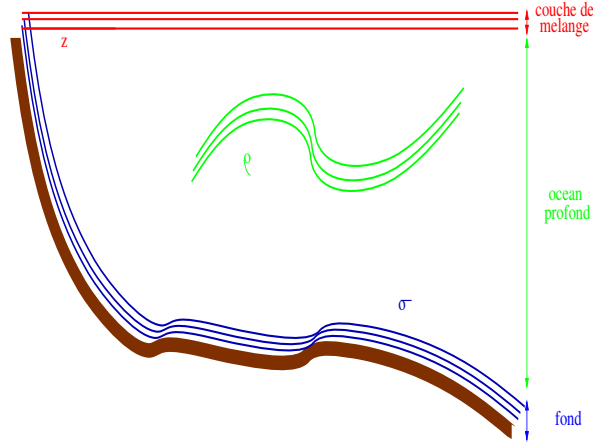


FIG. 2.6 – Schématisation d'un système hybride.

le cas, tente de les déplacer verticalement vers leur position de référence. Ce déplacement est limité, afin de ne pas trop modifier la structure des couches et respecter une épaisseur minimum de celles-ci. Ainsi, si une couche est moins dense que la densité cible qui lui est prescrite, le générateur tente de bouger son interface inférieure vers le bas de sorte qu'un flux d'eau plus dense à travers cette interface augmente la densité. Au contraire, si une couche est trop dense, le générateur tente de bouger son interface supérieure vers le haut pour réduire la densité. L'épaisseur minimum n'est pas appliquée au fond pour permettre aux couches d'avoir une épaisseur nulle.

Afin d'avoir toujours des couches en coordonnées géopotentielle en surface, leur densité cible est fixée à une valeur qui ne sera jamais atteinte. L'épaisseur de celles-ci est déterminée grâce à trois paramètres :

- h_1 l'épaisseur minimum de la première couche ($dp00$ dans HYCOM) ;
- h_{max} l'épaisseur maximum des couches ($dp00x$ dans HYCOM) ;
- $etire$ un coefficient d'étirement ($dp00f$ dans HYCOM).

L'épaisseur de la $k^{ième}$ couche, h_k est alors déterminée grâce à la formule :

$$h_k = \min(h_{max}, h_1 \times etire^{k-1}). \quad (2.18)$$

La première version du générateur de coordonnées hybrides (Bleck (2002)) contenait un schéma d'ordre 1 pour la redistribution des niveaux verticaux, appelé PCM. Celui-ci étant diffusif, le générateur utilise maintenant un schéma d'ordre 2 appelé le PLM.

2.2.2 Description du modèle

2.2.2.1 Les équations

HYCOM est basé sur cinq équations pronostiques (Bleck (2002)) : deux pour les composantes de la vitesse horizontale, une équation de continuité, et deux équations de conservation d'une paire de variables thermodynamiques choisies parmi la température, la salinité et la densité. Ces équations, écrites en (x, y, s) où s est une coordonnée verticale, sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t_s} + \nabla_s \cdot \frac{\mathbf{v}^2}{2} + (\zeta + f) \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} + \nabla_s M - p \nabla_s \alpha \\ = -g \frac{\partial \tau}{\partial p} + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)^{-1} \nabla_s \cdot \left(\nu \frac{\partial p}{\partial s} \nabla_s \mathbf{v} \right), \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_s} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \nabla_{s \cdot} (\mathbf{v} \frac{\partial p}{\partial s}) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_s} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \theta \right) + \nabla_{s \cdot} (\mathbf{v} \frac{\partial p}{\partial s} \theta) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \theta \right) = \nabla_{s \cdot} \left(\nu \frac{\partial p}{\partial s} \nabla_s \theta \right) + \mathcal{H}_\theta, \quad (2.21)$$

où $\mathbf{v} = (u, v)$ est le vecteur vitesse horizontale, p est la pression, θ représente une des trois variables thermodynamiques du modèle, $\alpha = \rho^{-1}$ est le volume spécifique, $\zeta \equiv \partial v / \partial x_s - \partial u / \partial y_s$ est la vorticité relative, $M \equiv gz + p\alpha$ est le potentiel de Montgomery, $gz \equiv \phi$ est le géopotentiel, f le paramètre de Coriolis, \mathbf{k} le vecteur unité vertical, ν est un coefficient variable turbulent de viscosité, et τ le vecteur cisaillement induit par le vent et/ou le frottement de fond. \mathcal{H}_θ représente les termes sources diabatiques qui agissent sur θ . Les indices indiquent quelle variable est maintenue constante durant la différentiation. Les distances dans les directions x et y , ainsi que leurs dérivées de temps $\dot{x} \equiv u$ et $\dot{y} \equiv v$, sont mesurées en projetant sur un plan horizontal. Cette convention rend le système non orthogonal en trois dimensions mais élimine les termes liés à la pente de la surface s .

Les équations pronostiques présentées sont accompagnées de diverses équations diagnostiques, telles que :

- l'équation hydrostatique $\frac{\partial M}{\partial \alpha} = p$;
- une équation d'état liant la température potentielle θ , la salinité S et la pression p à $\alpha^{-1} = \rho_{pot}$;
- une équation prescrivant le flux de masse vertical ($\dot{s} \partial p / \partial s$) à travers une surface s .

Cette dernière équation contrôle l'espacement et le mouvement des interfaces des couches et est l'essence même de la modélisation en coordonnées hybrides.

2.2.2.2 Schémas de mélange vertical

Il existe cinq schémas de mélange vertical dans HYCOM (Chassignet et al. (2007)) :

- Le schéma KPP (Large et al. (1994)) ;
- Le schéma de fermeture d'ordre 2.5 de Mellor et Yamada (1982) (MY) ;
- Le schéma du GISS d'ordre 2 (Canuto et al. (2001) ; Canuto et al. (2002)) ;
- Le sous-modèle quasi-bulk d'instabilité dynamique de Price et al. (1986) (PWP) ;
- Le sous-modèle bulk de Kraus et Turner (1967) (KT).

Ces deux derniers ne permettent pas le mélange sur l'ensemble de l'océan, donc HYCOM dispose de deux modèles de mélange diapycnal, un implicite et l'autre explicite afin d'effectuer le mélange en dessous de la couche de mélange. Nous décrirons en détail le modèle KPP, puisque c'est celui que nous utilisons pour nos simulations.

L'évolution temporelle d'une propriété X est exprimée comme la divergence verticale des flux cinématiques turbulents :

$$\partial_t X = -\partial_z \overline{w x} \quad (2.22)$$

où t et z sont le temps et la coordonnée verticale orientée vers le haut respectivement. X en lettre capitale représente une quantité moyenne (température potentielle θ ou salinité S), alors que x en lettre minuscule représente sa fluctuation turbulente.

Modélisation de la couche limite océanique

De nombreux modèles expriment $\overline{w\bar{x}}$ dans la couche limite océanique comme :

$$\overline{w\bar{x}}(d) = -K_x \partial_z X, \quad (2.23)$$

où d est la distance à la surface, et h l'épaisseur de la couche limite.

Dans la méthode KPP, un terme de transport non local γ_x est ajouté, qui représente l'effet de paramètres de la couche limite comme les flux de surface et h (voir par exemple Mahrt et Gibson (1992)) :

$$\overline{w\bar{x}}(d) = -K_x(\partial_z X - \gamma_x). \quad (2.24)$$

En pratique, le forçage externe est d'abord prescrit, puis l'épaisseur de la couche limite h est déterminée et enfin les profils de diffusivité et de transport non local sont calculés. Nous décrivons cependant la détermination de h en dernier puisque celle-ci dépend de la forme de la diffusivité. Pour plus de renseignements sur le forçage externe, se reporter à l'article de Large et al. (1994).

- *Profil de diffusivité dans la couche limite*

Celui-ci s'exprime comme :

$$K_x(\sigma) = h w_x(\sigma) G(\sigma), \quad (2.25)$$

où $\sigma = d/h$ est une coordonnée verticale sans dimension qui varie entre 0 et 1 dans la couche limite, w_x un facteur d'échelle et $G(\sigma)$ une fonction de forme choisie polynômiale. Pour l'expression complète de w_x et $G(\sigma)$, se reporter à Large et al. (1994).

- *Termes non locaux*

Le terme non local de moment est nul ($\gamma_m = 0$) et les autres s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{cases} \gamma_\theta = 0 & \gamma_S = 0 & \zeta \geq 0 \quad (\text{stable}) \\ \gamma_\theta = C_s \frac{\overline{w'\theta'_0} + \overline{w'\theta'_R}}{w_\theta(\sigma)h_b} & \gamma_S = \frac{\overline{w'S'_0}}{w_S(\sigma)h} & \zeta < 0 \quad (\text{instable}) \end{cases} \quad (2.26)$$

où $\zeta = d/L$ est un paramètre de stabilité (L est la longueur de Monin-Obukhov). $\overline{w'\theta'_0}$ et $\overline{w'S'_0}$ sont des flux de surface, $\overline{w'\theta'_R}$ est la contribution du flux radiatif solaire qui pénètre dans l'océan, tandis que w_θ et w_S sont des facteurs d'échelle. Nous avons également :

$$C_s = C^* \kappa (c_s \kappa \epsilon)^{1/3}, \quad (2.27)$$

et $C^* = 10$.

Le terme C^* a été d'abord déterminé par Mailhôt et Benoit (1982) pour des cas de convection profonde, c'est pourquoi le terme C_s (équation 2.27) a été introduit par Large et al. (1994) pour s'adapter à toutes les conditions de forçage.

- *Épaisseur de la couche limite*

Elle dépend du forçage de surface et des profils de flottabilité océanique $B(d)$ et de vitesse $V(d)$. Un nombre bulk de Richardson relatif à la surface est défini comme :

$$Ri_b(d) = \frac{(B_r - B(d))d}{|V_r - V(d)|^2 + V_t^2(d)}, \quad (2.28)$$

et h est définie comme la plus petite valeur de d à laquelle $Ri_b = Ri_c$, où Ri_c est le nombre bulk de Richardson critique, alors que B_r et V_r sont des estimations de la flottabilité et de la vitesse moyenne sur la couche de surface, et les deux termes au dénominateur représentent l'influence du cisaillement vertical résolu et du cisaillement de vitesse turbulente non résolu respectivement.

Le cisaillement turbulent de vitesse non résolu au dénominateur de Ri_b est estimé par :

$$V_t^2 = \frac{C_v (-\beta_T)^{1/2}}{Ri_c \kappa^2} (c_s \epsilon)^{-1/2} d N w_s, \quad (2.29)$$

où β_T est le ratio du flux de flottabilité d'entraînement et du flux de flottabilité de surface, $\kappa = 0.4$ est la constante de Von Karman, C_v une constante et w_s l'échelle de vitesse turbulente (voir Large et al. (1994)).

Mélange en dessous de la couche limite

Les profils de diffusivité et viscosité dans la couche de mélange de surface sont raccordés aux profils de diffusivité et de viscosité de l'océan profond.

Les diffusivités diapycnales et la viscosité sont paramétrées dans l'océan profond (pour $d > h$) de la manière suivante :

$$\overline{w\bar{x}}(d) = -\nu_X(d)\partial_Z X, \quad (2.30)$$

où $(\nu_\theta, \nu_S, \nu_m)$ sont les diffusivités à l'intérieur de l'océan de température potentielle, de salinité et de moment (viscosité) respectivement. Elles sont supposées être composées de trois parties :

$$\nu_X(d) = \nu_X^s(d) + \nu_X^w(d) + \nu_X^d(d), \quad (2.31)$$

où ν_X^s est la contribution de l'instabilité de cisaillement résolue, ν_X^w la contribution de l'instabilité de cisaillement non résolue due au champ d'ondes internes, et ν_X^d est la contribution de la double diffusion.

- *La contribution de l'instabilité de cisaillement résolue*

La contribution de l'instabilité de cisaillement résolue est paramétrée en fonction du nombre de Richardson calculé aux interfaces du modèle :

$$Ri_g = \frac{N^2}{(\partial_z \bar{u})^2 + (\partial_z \bar{v})^2} \quad (2.32)$$

où N est la fréquence de Brünt-Vaisaala, et le mélange est effectué quand $Ri_g = Ri_0 < 0.7$. La contribution de l'instabilité de cisaillement résolue est la même pour θ , S et m ($\nu^s = \nu_\theta^s = \nu_S^s = \nu_m^s$) et s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\nu^s}{\nu^0} = \begin{cases} 1 & Ri_g < 0 \\ \left[1 - \left(\frac{Ri_g}{Ri_0}\right)^2\right]^p & 0 < Ri_g < Ri_0 \\ 0 & Ri_g > Ri_0 \end{cases} \quad (2.33)$$

où $\nu^0 = 50 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$, $Ri_0 = 0.7$ et $p = 3$.

- *La contribution de l'instabilité de cisaillement non résolue*

La diffusivité qui provient du champ d'ondes internes au fond est donnée par :

$$\nu_\theta^w = \nu_S^w = 0.1 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}, \quad (2.34)$$

et pour la viscosité :

$$\nu_m^w = 1.0 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}. \quad (2.35)$$

- *La contribution de la double diffusion*

La double diffusion peut se produire lorsque le gradient vertical de densité est stable mais le gradient vertical soit de la salinité (doigts de sel) soit de la température (convection diffusive) est instable dans sa contribution à la densité (voir Turner (1973)). Le ratio de densité de double diffusion est défini comme :

$$R_\rho = \frac{\alpha \partial_z \bar{\theta}}{\beta \partial_z \bar{S}} \quad (2.36)$$

où α and β sont les coefficients d'expansion thermodynamique pour la température et la salinité. En ce qui concerne les doigts de sel (eau chaude et salée au-dessus d'une eau froide et douce), la diffusivité scalaire de salinité est donnée par :

$$\frac{\nu_S^d}{\nu_f} = \begin{cases} \left[1 - \left(\frac{R_\rho - 1}{R_\rho^0 - 1} \right)^2 \right]^p & 1.0 < R_\rho < R_\rho^0 \\ 0 & R_\rho \geq R_\rho^0 \end{cases} \quad (2.37)$$

et la diffusivité de température est :

$$\nu_\theta^d = 0.7\nu_S^d, \quad (2.38)$$

où $\nu_f = 10 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$, $R_\rho^0 = 1.9$ et $p = 3$.

Pour la convection diffusive, la diffusivité de température s'exprime comme :

$$\frac{\nu_\theta^d}{\nu} = 0.909 \exp\{4.6 \exp[-0.54(R_\rho^{-1} - 1)]\}, \quad (2.39)$$

où ν est la viscosité moléculaire pour la température, alors que la diffusivité de salinité est donnée par :

$$\nu_S^d = \begin{cases} \nu_\theta^d(1.85 - 0.85R_\rho^{-1})R_\rho & 0.5 \leq R_\rho \leq 1 \\ \nu_\theta^d(0.15R_\rho) & R_\rho < 0.5 \end{cases} \quad (2.40)$$

La couche limite de fond de l'océan

Le schéma KPP peut aussi être utilisé comme paramétrisation de la couche limite de fond (BBL), comme décrit dans Halliwell et al. (2009). Comme pour la couche de surface, la paramétrisation de la BBL est basée sur la théorie de similarité de Monin-Obukhov, qui diagnostique dans un premier temps l'épaisseur de la couche limite turbulente et ensuite estime les diffusivités et la viscosité aux interfaces du modèle qui recolle avec les profils de l'intérieur de l'océan au-dessus. Dans le cas où les couches limites de surface et de fond se chevauchent, les plus grandes valeurs sont choisies pour les profils à chaque interface. La procédure implémentée dans HYCOM suit celle incluse dans ROMS (Durski et al. (2004)), à l'exception près que les flux radiatifs ne sont pas nuls au fond de l'océan à chaque fois qu'une part significative de chaleur peut pénétrer à cette profondeur. Dans cette situation, la chaleur atteignant le fond est supposée réchauffer la couche de fond et fournir un flux de flottabilité qui crée de la turbulence dans la couche limite de fond. Ce flux n'est réellement significatif que dans les régions très peu profondes.

2.2.3 Les échanges océan-atmosphère dans HYCOM

Les échanges océan-atmosphère dans HYCOM sont de trois types :

- Les échanges radiatifs \mathcal{R} : rayonnement incident solaire et émis par la surface de l'océan ;
- Les transferts turbulents de chaleur, constitués d'une part du flux de chaleur latente LE dû à l'évaporation de l'eau de mer, et d'autre part du flux de chaleur sensible H qui s'établit par conduction lorsqu'une différence significative existe entre température de surface et de l'air ;
- Les transferts d'énergie mécanique, à savoir les effets du vent.

2.2.3.1 Les forçages atmosphériques

Le modèle d'océan nécessite un rafraîchissement régulier des paramètres de surface, et ceci est réalisé grâce aux forçages atmosphériques, ou flux de chaleur, eau douce et quantité de mouvement qui dépendent des paramètres suivants :

- Température de l'air en $^{\circ}C$;
- Humidité spécifique en kg/kg ;
- Module du vent en m/s ;
- Rayonnement solaire en W/m^2 ;
- Flux radiatif net en W/m^2 ;
- Les précipitations en m/s ;
- La tension de vent zonale en N/m^2 ;
- La tension de vent méridienne en N/m^2 .

2.2.3.2 Le bilan de chaleur : flux de chaleur latente et sensible

Dans HYCOM, le flux de chaleur net dans la couche de mélange s'écrit comme la somme suivante :

$$B = \mathcal{R} + LE + H. \quad (2.41)$$

Un flux de chaleur sensible positif (*i.e.* orienté vers l'espace) correspond à une perte ou encore une contribution d'énergie par la mer et s'écrit :

$$H = \rho_a C_{pa} C_H U (T_s - T_a) \quad (2.42)$$

où ρ_a est la densité de l'air, $C_{pa} = 1005.7 J/kg/^{\circ}$ sa chaleur spécifique, C_H un coefficient de transfert ($C_H = 0.0012$ s'il est pris constant, il peut aussi dépendre des paramètres de surface comme décrit dans la section 2.3), U le module du vent, T_s la température de la surface de la mer et T_a celle de l'air.

Responsable d'importantes quantités de chaleur échangée entre l'océan et l'atmosphère par évaporation, le flux de chaleur latent implique en général une perte de chaleur par l'océan. Celui-ci s'exprime de la manière suivante :

$$LE = \rho_a \mathcal{L} C_E U (H_u - E_v) \quad (2.43)$$

où $\mathcal{L} = 2.47.10^6 J/kg$ est la chaleur latente de vaporisation, C_E un coefficient d'échange ($C_E = 0.0012$ s'il est pris constant, il peut aussi dépendre des paramètres de surface comme décrit dans la section 2.3), H_u l'humidité spécifique et E_v le ratio de mélange à saturation.

Dans HYCOM, trois différentes méthodes permettent de calculer les coefficients de transfert, celles-ci sont décrites dans le paragraphe 2.3.

2.2.3.3 Flux radiatifs

Les flux de surface sont distribués entièrement dans la première couche du modèle à l'exception du flux solaire. Celui-ci peut pénétrer dans les couches plus profondes, la profondeur de pénétration dépendant de la clarté de l'eau. Celle-ci est représentée par une valeur variant de 1 à 5, de l'eau la plus claire à l'eau la plus trouble. Le flux de chaleur pénétrant à travers l'interface k à la pression p_k s'exprime grâce à la formule de Jerlov (1976) :

$$S_k = S_0 \left[r \exp\left(\frac{-p_{k+1}}{\beta_R}\right) + (1 - r) \exp\left(\frac{-p_{k+1}}{\beta_B}\right) \right], \quad (2.44)$$

où S_0 est le flux solaire incident, r la fraction de lumière rouge, β_R l'échelle d'épaisseur de pénétration de lumière rouge, et β_B l'échelle d'épaisseur de pénétration de lumière bleue. Les paramètres pour les cinq

valeurs de clarté de l'eau sont résumées dans le tableau 2.1.

Indice de clarté	r	β_R	β_B
1	0.58	0.35	23.0
2	0.62	0.60	20.0
3	0.67	1.00	17.0
4	0.77	1.50	14.0
5	0.78	1.40	7.9

TAB. 2.1 – Paramètres pour le calcul du flux radiatif pénétrant dans l'océan basé sur les types d'eau de Jerlov.

2.2.3.4 Energie mécanique

En ce qui concerne les transferts d'énergie mécanique, le stress de vent s'écrit :

$$\tau_s = \rho_a C_D |U|U \quad (2.45)$$

où C_D est un coefficient d'échange ("drag").

Deux méthodes sont utilisées dans HYCOM pour calculer la valeur du coefficient d'échange, celles-ci sont décrites dans le paragraphe 2.3.

τ_s peut également être calculé en fonction des tensions de vent zonale τ_x et méridienne τ_y fournies en forçage du modèle :

$$\tau_s^2 = \tau_x^2 + \tau_y^2 \quad (2.46)$$

2.3 Calcul des flux turbulents à la surface

Plusieurs méthodes existent pour le calcul des flux turbulents de surface.

2.3.1 La méthode bulk ou aérodynamique globale

La paramétrisation aérodynamique globale ou "bulk" est basée sur la théorie de Monin-Obukhov et repose sur la détermination de constantes appelées coefficients d'échange permettant d'établir une relation explicite entre les flux de surface et les gradients météorologiques entre la surface et une hauteur de "mesure" (Liu et al. (1979)). Les flux turbulents de surface, à savoir le stress ou flux de quantité de mouvement τ , le flux de chaleur sensible H et le flux de chaleur latente LE sont ainsi formulés :

$$\begin{cases} |\vec{\tau}| = \rho_a \overline{w'u'} = -\rho_a u_*^2 \\ H = \rho_a C_{pa} \overline{w'\theta'} = -\rho_a C_{pa} u_* \theta_* \\ LE = \rho_a \mathcal{L}_v \overline{w'q'} = -\rho_a \mathcal{L}_v u_* q_* \end{cases} \quad (2.47)$$

où u' , θ' et q' représentent les fluctuations verticales de vent, température potentielle et humidité spécifique, u_* , θ_* et q_* sont les paramètres d'échelle turbulents de Monin-Obukhov.

La formulation bulk des flux turbulents introduit donc des coefficients d'échange pour exprimer les flux en fonction des gradients verticaux des variables vent, température et humidité :

$$\begin{cases} |\vec{\tau}| = -\rho_a C_D U^2 \\ H = \rho_a C_{pa} C_H U (\theta_s - \theta_a) \\ LE = \rho_a \mathcal{L}_v C_E U (q_s - q_a) \end{cases} \quad (2.48)$$

Les indices s désignent les paramètres à la surface de la mer et les indices a les paramètres atmosphériques au premier niveau du modèle ou à 10 mètres. U est le module de la vitesse du vent relatif. On choisit la convention atmosphérique, c'est-à-dire que les flux sont définis positifs dans le cas d'un gain d'énergie par l'atmosphère. D'après les équations 2.47 et 2.48, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} C_D = \left(\frac{u_*}{U}\right)^2 \\ C_H = \frac{u_* \theta_*}{U(\theta_a - \theta_s)} \\ C_E = \frac{u_* q_*}{U(q_a - q_s)} \end{cases} \quad (2.49)$$

Chaque coefficient est divisé en 2 composantes :

$$C_X = c_x^{\frac{1}{2}} c_d^{\frac{1}{2}} \quad (2.50)$$

qui s'expriment en général à partir de la théorie de Monin-Obukhov en fonction de l'altitude du premier niveau atmosphérique z , de la stratification de l'atmosphère par l'intermédiaire d'un paramètre ζ , des longueurs de rugosité (z_0 , z_{0t} , z_{0q}) et de la constante de Von Karman κ :

$$c_x^{\frac{1}{2}} = C_{x10n}^{\frac{1}{2}} F_X(\zeta, \kappa, C_{x10n}^{\frac{1}{2}}) \quad (2.51)$$

$$C_{x10n}^{\frac{1}{2}} = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z}{z_{0x}}\right)}. \quad (2.52)$$

Les longueurs de rugosité prennent souvent l'expression générale suivante :

$$z_0 = \frac{\alpha u_*^2}{g} + \beta \nu u_* \quad (2.53)$$

avec α et β deux constantes (α est également appelée constante de Charnock) et ν la viscosité dynamique. Chacune des paramétrisations employées utilise en général une hypothèse de fermeture propre en déterminant, par une méthode théorique ou issue de l'expérimentation, les coefficients d'échange à partir des coefficients d'échanges neutres à 10 m C_{D10n} , C_{H10n} et C_{E10n} (*i.e.* pour $\zeta = 0$) et d'une fonction de stabilité F_X et les longueurs de rugosité.

2.3.2 Les méthodes directes

Les méthodes directes permettent d'obtenir les coefficients d'échange à partir de formulations dépendant directement des paramètres atmosphériques. Parmi les paramétrisations utilisant cette méthode, nous pouvons citer Large et Pond (1981), Large et Pond (1982) et Louis (1979).

2.3.3 Les méthodes itératives

Les coefficients d'échange peuvent également être calculés à l'aide d'une méthode itérative sur le paramètre de stabilité et les paramètres d'échelle de Monin-Obukhov (voir Fairall et White (1997)). Les critères de convergence varient selon les paramétrisations. Ils diffèrent également dans la représentation ou non de divers processus tels que les effets sur les échanges air-mer des vagues, des embruns, de la salinité de l'eau de mer, les rafales de vent, et surtout dans le calcul des longueurs de rugosité ou des coefficients d'échanges (Brunke et al. (2003)).

2.3.4 Les paramétrisations utilisées dans SURFEX

2.3.4.1 Paramétrisation de Louis (1979)

Les coefficients d'échange C_D , C_H et C_E s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{cases} C_D = C_{d10n} \times \mathcal{F}_D^2(R_i, z, z_0) \\ C_H = C_{d10n}^{\frac{1}{2}} C_{h10n}^{\frac{1}{2}} \times \mathcal{F}_D(R_i, z, z_0) \mathcal{F}_H(R_i, z_t, z_{0t}) = C_{d10n}^{\frac{1}{2}} C_{h10n}^{\frac{1}{2}} \times \mathcal{F}'_H(R_i, z, z_t, z_0, z_{0t})^2 \\ C_E = C_H \end{cases} \quad (2.54)$$

Le nombre de Richardson R_i pour une parcelle de fluide de taille caractéristique Δz se définit comme le rapport entre son énergie potentielle gravitationnelle et son énergie cinétique :

$$R_i = \frac{g\beta\Delta T\Delta z}{U^2} = \frac{g\beta(T_s - T_a)z_t}{U^2} \quad (2.55)$$

avec g l'accélération de la pesanteur.

Les fonctions \mathcal{F}_D et \mathcal{F}'_H sont les fonctions de Louis, et s'écrivent :

$$\mathcal{F}_X(R_i, z, z_t, z_0, z_{0t}) = \begin{cases} \left(\mathcal{A} - \frac{b_X R_i}{1+c_X \sqrt{-R_i}} \right)^{\frac{1}{2}} & \text{pour } R_i \leq 0 \\ \left(\frac{\mathcal{A}}{1+b'_X \frac{R_i}{\sqrt{1+c'_X R_i}}} \right)^{\frac{1}{2}} & \text{pour } R_i > 0 \end{cases} \quad (2.56)$$

Les valeurs des coefficients \mathcal{A} , b , b' , c , c' (Mascart et al. (1995); Giordani et al. (1996)) pour le stress \mathcal{F}_D et pour la chaleur \mathcal{F}'_H sont données en annexe A.1, ainsi les coefficients de rugosité z_0 et z_{0t} . Les coefficients de transfert neutres C_{d10n} et C_{h10n} sont donnés par l'équation 2.52.

2.3.4.2 Les méthodes itératives de SURFEX

La méthode de Liu et al. (1979) est décrite en détail en annexe A.2. Nous allons résumer ici les principales caractéristiques de cette méthode.

- Les fonctions F_X de l'équation 2.51 s'expriment :

$$F_X(\zeta) = \frac{1}{\left(1 - \frac{c_{x10n}^{1/2}}{\kappa} \psi_x(\zeta) \right)} \quad (2.57)$$

avec $\zeta = z/L$. Les formulations des fonctions de stabilité sont présentées en annexe A.2.

- Les coefficients de transfert sont estimés à partir des paramètres d'échelle caractéristiques de Monin-Obukhov (u_* , θ_* et q_*) et des gradients des variables atmosphériques (équation 2.49). Les paramètres d'échelle et les longueurs de rugosité sont estimés itérativement.
- Nous utiliserons 9 méthodes différentes, qui se distinguent par leur manière de calculer les coefficients neutres C_{Dn}^i , C_{hn}^i et C_{en}^i . Le tableau A.2 présente ceux-ci.
- Le vent relatif est augmenté d'une correction liée aux rafales w_g :

$$|\vec{v}_{gust}| = \sqrt{\|\vec{v}\|^2 + w_g^2} \quad (2.58)$$

avec w_g défini en équation A.5.

- Plusieurs corrections sont appliquées aux flux, la première d'après l'article de Webb et al. (1980) pour le flux de chaleur latente, et la deuxième liée aux précipitations et appliquée aux deux autres flux. Celles-ci sont décrites en détail en annexe A.2.

2.3.5 Les paramétrisations utilisées dans HYCOM

2.3.5.1 Coefficients d'échange constants

Les coefficients d'échange prennent les valeurs : $C_H = C_E = 0.0012$ et $C_D = 0.0013$.

2.3.5.2 Méthode de Kara et al. (2002) pour le calcul de C_H et C_E

$$C_E = \frac{R_a}{\rho_a} C_{E0} \quad (2.59)$$

avec

$$R_a = \frac{p_a}{R_g T_a} \quad (2.60)$$

où $p_a = 101300 Pa$ est la pression de l'air, $R_g = 287.1 J/kg/K$ constante de gaz, T_a la température de l'air en K et

$$C_{E0} = \min(0.002, \max(0.0003, C_{E1} + C_{E2} * (T_s - T_a))) \quad (2.61)$$

en prenant

$$C_{E1} = 0.885 \times 10^{-3} + 0.0748 * \times 10^{-3} U - 0.00143 * \times 10^{-3} U^2 \quad (2.62)$$

et

$$C_{E2} = -0.113 \times 10^{-4} + \frac{4.89 \times 10^{-4}}{U} \quad (2.63)$$

et

$$C_H = 0.9554 C_E. \quad (2.64)$$

2.3.5.3 Méthode de Fairall et al. (2003) et Kara et al. (2004) pour le calcul de C_H et C_E

$$C_E = \frac{R_a}{\rho_a} C_{E0} \quad (2.65)$$

avec C_{E0} un polynôme dépendant de la température, de l'humidité et du vent. Celui-ci est donné en annexe A.3. Nous avons également :

$$C_H = 0.9554 C_E. \quad (2.66)$$

2.3.5.4 Autre méthode de calcul de C_D

$$C_D = \frac{R_a}{\rho_a} C d_0 \quad (2.67)$$

avec

$$C d_0 = 0.8623 \times 10^{-3} + 0.088 * \times 10^{-3} U - 0.00089 \times 10^{-3} U^2 \quad (2.68)$$

Chapitre 3

Tests de sensibilité des modèles AROME et HYCOM

Sommaire

3.1	Sensibilité d'AROME à une variation de SST pour le cas FIRE	36
3.1.1	Description du cas	36
3.1.2	Comparaison des résultats du modèle AROME aux observations	38
3.1.2.1	Bilan énergétique à la surface	38
3.1.2.2	Contenu intégré en eau liquide	38
3.1.2.3	Base et sommet du nuage	39
3.1.2.4	Turbulence	41
3.1.2.5	Taux d'entraînement	44
3.1.2.6	Conclusions	44
3.1.3	Etudes de sensibilité	44
3.1.4	Résultats	45
3.1.4.1	Impact d'une variation de SST dès le début de la simulation	45
3.1.4.2	Influence du moment où est effectuée la diminution de SST de 3 K	51
3.1.4.3	Influence de la manière dont est effectuée la diminution de SST de 3 K	52
3.1.4.4	A partir de quelle variation de SST observe-t-on un effet ?	53
3.1.5	Conclusions	55
3.2	Sensibilité de l'océan superficiel aux forçages atmosphériques	55
3.2.1	Présentation du problème	56
3.2.2	Etat moyen	56
3.2.3	Effet des forçages	57
3.2.3.1	Le vent	57
3.2.3.2	La température de l'air	58
3.2.3.3	Les précipitations	58
3.2.3.4	Le taux d'humidité	58
3.2.3.5	Le flux radiatif net	59
3.2.3.6	Le flux solaire	59
3.2.4	Conclusions	61
3.3	Impact de la fréquence des forçages dans HYCOM	61
3.3.1	Présentation du problème	61
3.3.2	Résultats	62
3.3.2.1	La SST au cours du temps pour les 4 cas	62
3.3.2.2	Comparaison des différences de SST	64
3.3.2.3	Cas 1	64
3.3.2.4	Cas 2	65
3.3.2.5	Cas 3	65

3.3.2.6 Conclusions	66
3.4 Conclusions	67

Dans ce chapitre, nous étudions la sensibilité des modèles AROME et HYCOM à une variation de leurs forçages respectifs. Concernant le premier, l'étude est basée sur des observations de stratocumulus marin, et nombreuses variations de SST sont appliquées au modèle et interprétées. Divers paramètres atmosphériques sont ensuite modifiés afin d'analyser la réponse du modèle d'océan HYCOM, et une étude sur l'impact de la fréquence des forçages est enfin réalisée.

3.1 Sensibilité d'AROME à une variation de SST pour le cas FIRE

Au sein du projet EUROCS, le cycle diurne d'un stratocumulus marin a été simulé, comme décrit dans l'article de Duynkerke et al. (2004). Des observations de ce genre de phénomène ont été récoltées pendant la campagne FIRE décrite en détail dans l'article d'Albrecht et al. (1988).

La version colonne du modèle de prévision numérique AROME a été initialisée grâce aux données du cas FIRE, et nous avons comparé les résultats aux observations effectuées durant la campagne de mesure. A l'heure actuelle, la SST d'AROME reste constante au cours de l'intégration du modèle, et nous avons cherché à savoir si cela constitue une limitation. Pour cela, nous avons étudié la sensibilité du modèle à diverses variations de SST, en nous inspirant en partie des expériences décrites par Koracin et Rogers (1990).

Dans la partie 3.1.1, nous allons décrire le cas de stratocumulus puis comparer les résultats de la simulation obtenus par AROME avec les observations données dans l'article de Duynkerke et al. (2004) dans le paragraphe 3.1.2. Ensuite, dans la partie 3.1.3, nous présenterons les différentes études de sensibilité de certains paramètres atmosphériques à une variation de SST, suivie de la partie 3.1.4 présentant les résultats de ces études. Enfin, nous concluons avec la partie 3.1.5.

3.1.1 Description du cas

Le stratocumulus est particulièrement fréquent sur les océans et est généralement caractérisé par un cycle diurne (Wood et al. (2002)). La campagne FIRE s'est déroulée en juin et juillet 1987, près de la côte sud californienne. L'évolution temporelle des conditions nuageuses durant les mesures est discutée en détail par Blaskovic et al. (1991), Betts (1990) et Albrecht et al. (1990).

La présence d'une inversion de température au sommet de la couche limite atmosphérique et la présence de suffisamment d'humidité sont les ingrédients principaux de la formation et du maintien de ce nuage. C'est pourquoi les profils de température potentielle θ et de contenu total en eau q_t déduits des observations de la campagne FIRE et utilisés comme condition initiale d'AROME présentent tous deux une inversion à 595 m. Ils s'écrivent sous la forme :

$$0 < z \leq 595m \begin{cases} \theta = 287.5 & (K) \\ q_t = 9.6 & (g.kg^{-1}) \end{cases} \quad (3.1)$$

$$595 < z \leq 1200m \begin{cases} \theta = 299.5 + 0.0075(z - 595) & (K) \\ q_t = 6.6 - 0.003(z - 595) & (g.kg^{-1}) \end{cases} \quad (3.2)$$

Ces profils verticaux sont utilisés comme conditions initiales du modèle AROME. La discrétisation verticale utilisée pour celui-ci est de 91 niveaux sur 100km, et nous ne présenterons les conditions initiales que sur les 2000 premiers mètres, ce qui correspond à 17 niveaux. Nous avons comparé le profil donné par Duynkerke et al. (2004) à celui estimé avec la discrétisation verticale d'AROME. La figure 3.1 représente les profils de température potentielle (haut), et de contenu total en eau (bas).

Nous pouvons ainsi remarquer que la condition initiale d'AROME est compatible avec la formule théorique

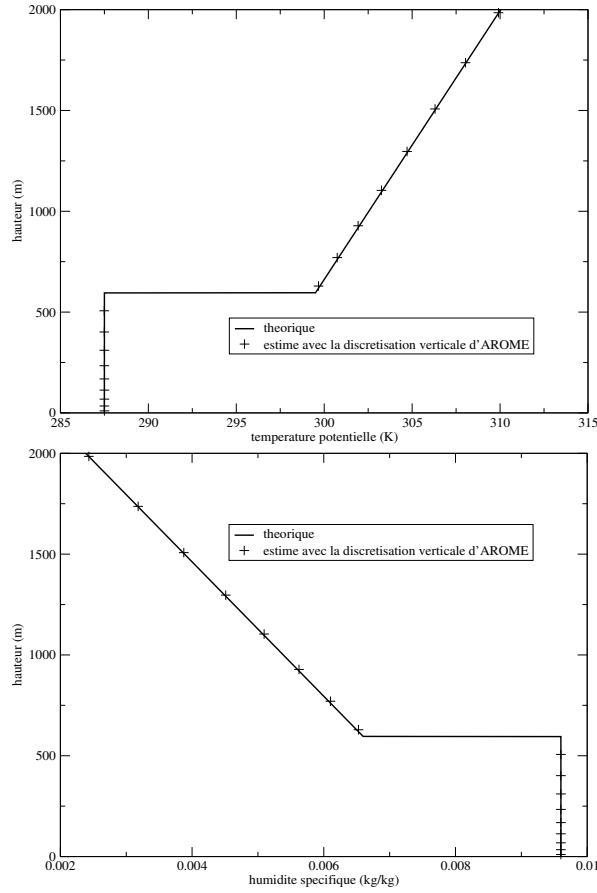


FIG. 3.1 – Température potentielle et contenu total en eau initiaux.

puisque les différences au niveau de l'inversion sont dues à la discrétisation verticale trop faible à cet endroit. A l'instant initial, la base de la couche nuageuse se trouve à 250 m du sol.

Les champs de vent sont initialisés en utilisant un vent géostrophique dérivé d'un gradient de pression de grande échelle selon la formule suivante :

$$(u, v) = U_{geo}(\cos \alpha_{geo}, \sin \alpha_{geo}) \quad (3.3)$$

avec $U_{geo} = 6.0 \text{ m.s}^{-1}$ et $\alpha_{geo} = 305^\circ$.

A la surface, la température est fixée à $T_s = 289.0 \text{ K}$, la pression à $p_s = 1012.5 \text{ hPa}$ et l'humidité spécifique à $q_s = 11.1 \text{ g.kg}^{-1}$.

Différents forçages ont été mis en place. Le taux de subsidence de grande échelle \bar{w} est défini comme :

$$0 < z \leq 1200 \text{ m} \quad \bar{w} = -1 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}. \quad (3.4)$$

Un terme d'advection de grande échelle est également inclus dans la simulation afin de compenser le réchauffement et l'assèchement dus au terme de subsidence au-dessus de la couche limite :

$$0 < z \leq 1200 \text{ m} \begin{cases} (d\theta_1/dt) = -7.5 \times 10^{-8} \max(z, 500) \\ (dq_1/dt) = 3. \times 10^{11} \max(z, 500). \end{cases} \quad (3.5)$$

Nous avons réalisé une simulation sur 48 h, avec un pas de temps de 60 s. Le rayonnement, la microphysique, la turbulence et la convection peu profonde ont été activés.

Dans cette expérience, nous nous plaçons dans un environnement uniquement océanique, donc, au niveau de la surface, nous n'avons que la caractéristique MER (voir paragraphe 2.1.4). Nous ne nous intéresserons à présent qu'aux 600 premiers mètres, c'est-à-dire à la couche limite atmosphérique, ce qui représente une dizaine de niveaux pour notre simulation.

3.1.2 Comparaison des résultats du modèle AROME aux observations

3.1.2.1 Bilan énergétique à la surface

Le bilan énergétique s'écrit :

$$-G = H + LE + F_S + F_L$$

avec H et LE les flux de chaleur latente et sensible, F_S et F_L les flux nets solaire et infrarouge (de l'océan vers l'atmosphère), et -G le flux net d'énergie qui pénètre dans l'océan. Nous avons comparé les valeurs moyennées entre 12h et 36h trouvées par AROME aux valeurs d'autres modèles colonne (en particulier de Météo France) données par Duynkerke et al. (2004). Ces résultats sont répertoriés dans le tableau 3.1.

Modèles	H(W/m^2)	LE(W/m^2)	F_S (W/m^2)	F_L (W/m^2)	G(W/m^2)
ARPEGE Climat	24.0	24.0	-262	0.3	214
ARPEGE NWP	4.3	17.9	-306	78.4	205
AROME	7.67	19.61	-196.01	10.99	157.75
Moyenne des 10 modèles colonne de Duynkerke et al. (2004)	8.1 ± 6.8	22.4 ± 4.4	-206 ± 69	15.6 ± 23.7	160 ± 59

TAB. 3.1 – Comparaison des flux en surface.

Les valeurs trouvées par AROME sont consistantes avec celles données par les autres modèles puisqu'elles sont toutes comprises dans l'intervalle de la moyenne des dix modèles colonnes donnée par l'article de Duynkerke et al. (2004). Nous pouvons remarquer que le flux dominant est le flux solaire. Ce dernier est le seul pour lequel des observations sont disponibles : les mesures collectées pendant la campagne (de 0h à 48h) donnent un flux solaire moyen égal à $F_S = -114 W/m^2$. En moyenne, les modèles donnent un flux solaire trop important en valeur absolue, et AROME suit cette tendance. Cependant, il est difficile de tirer des conclusions puisque les modèles ont été moyennés entre 12h et 36h, alors que les observations l'ont été entre 0h et 48h.

3.1.2.2 Contenu intégré en eau liquide

Nous avons également calculé le contenu intégré en eau liquide (liquid-water path ou LWP) entre les deux hauteurs z_1 (correspondant à la surface) et z_2 (correspondant au dernier niveau du modèle) grâce à la formule :

$$LWP(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \rho_0 q dz \quad (3.6)$$

où $\rho_0 = 1.14 kg.m^{-3}$ est la densité moyenne et q le contenu en eau liquide. Nous avons répertorié dans le tableau 3.2 les comparaisons de différents modèles colonne.

Modèles	LWP(g/m^2)
ARPEGE Climat	57
ARPEGE NWP	14
AROME	142.94
Moyenne des 10 modèles colonne de Duynkerke et al. (2004)	88 ± 55
Observations	130.

TAB. 3.2 – Comparaison du contenu intégré en eau liquide.

Le contenu intégré en eau liquide est plus élevé que la moyenne lorsque calculé par le modèle AROME. Cependant, il reste dans les ordres de grandeurs de la plupart des modèles testés dans l'article de Duynkerke et al. (2004). Nous avons ensuite représenté le LWP en fonction du temps sur la figure 3.2 pour AROME et l'avons comparé aux observations tirées de Duynkerke et al. (2004).

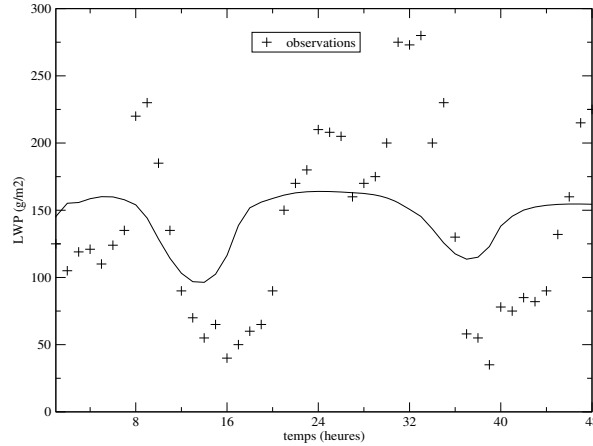


FIG. 3.2 – LWP au cours du temps en $g.m^{-2}$.

Nous pouvons observer une forte variation diurne du LWP, et ceci est en accord avec les observations. Nous pouvons tout de même remarquer que le LWP calculé a une amplitude beaucoup plus faible que les observations. L'épaisseur de nuage maximale (c'est-à-dire lorsque le LWP est maximal) est obtenue pendant la nuit et elle diminue jusqu'à midi. Cependant, l'amincissement n'est pas suffisant pour briser le nuage.

Pour la suite, nous notons $SW = -F_s$, $LW = -F_l$ et $RN = SW + LW$.

Nous avons ensuite représenté le LWP et le flux solaire SW (pour short-wave) sur la figure 3.3, et nous remarquons que les fortes valeurs de LWP correspondent à des petites valeurs du flux solaire et vice versa, ce qui a été observé par Duynkerke et al. (2004). En effet, pendant la journée, le flux solaire est dominant et réchauffe l'atmosphère, ce qui entraîne une diminution de la taille du nuage et donc du contenu intégré en eau liquide. Pendant la nuit, le flux solaire est nul, entraînant une augmentation de la taille du nuage et du LWP. Nous avons bel et bien un lien de cause à effet entre les deux phénomènes, car, sur la figure 3.3, nous pouvons remarquer que le minimum de LWP par exemple intervient une ou deux heures après le maximum de flux solaire.

3.1.2.3 Base et sommet du nuage

Sur la figure 3.4, nous avons représenté l'altitude de la base et le sommet de la couche nuageuse. Nous pouvons observer un cycle diurne pour la base et une forte amplitude d'oscillation (environ 100m). Ceci est cohérent avec les observations de l'article Duynkerke et al. (2004) représentées également sur cette figure.

Cependant, nous pouvons remarquer que le sommet de la couche nuageuse est quasiment constant au cours du temps dans le modèle. En effectuant un zoom, nous avons pu remarquer une très faible variation de la hauteur (quelques mètres sur l'ensemble de la simulation), ce qui est différent des observations. Ceci peut être dû à la manière dont la fraction nuageuse est codée, ou encore au manque de discrétisation verticale à cet endroit. Nous pouvons également remarquer que le sommet du nuage est situé plus bas que les observations.

Le haut de la couche nuageuse d'un stratocumulus est généralement situé juste en dessous de la hauteur d'inversion z_i . Nous allons dans un premier temps calculer cette hauteur d'inversion au cours du temps. D'après l'article Duynkerke et al. (2004), celle-ci est déterminée par le niveau où $q_t = 8.1g.kg^{-1}$, obtenu

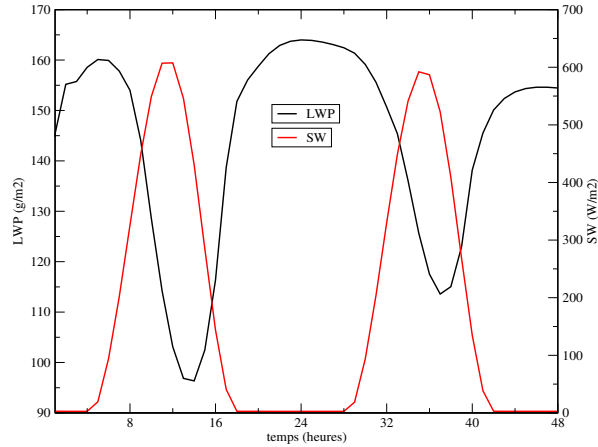


FIG. 3.3 – LWP (noir) et flux solaire (rouge).

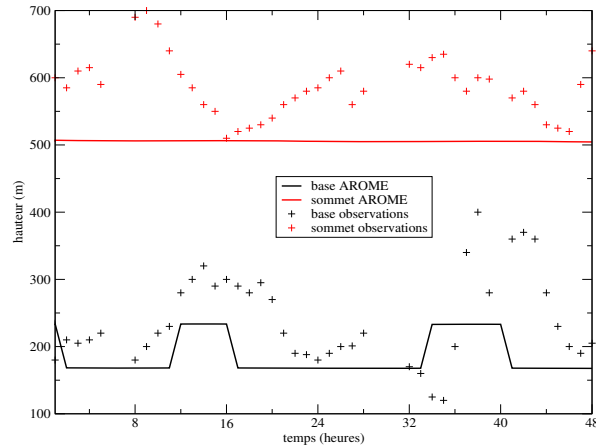


FIG. 3.4 – Base en noir et sommet en rouge (AROME : traits pleins et observations : +) du nuage au cours du temps.

par interpolation linéaire entre des niveaux de grilles adjacents de contenu d'eau total. La figure 3.5 représente donc la comparaison entre le haut de la couche de mélange (noir) et la hauteur d'inversion (rouge).

Le sommet de la couche est donc en dessous de la hauteur d'inversion et suit la même évolution. Par contre, en comparant les figures 3.4 et 3.5, nous remarquons que l'évolution du sommet de la couche de nuage du modèle est différente de celle observée. En effet, leurs cycles sont inversés, à savoir que quand l'un est maximal, l'autre est minimal, et vice-versa. La manière d'évaluer le sommet du nuage dans AROME n'est donc pas optimale, probablement à cause d'un manque de discrétisation verticale.

D'après Albrecht et al. (1990), si la couche limite est bien mélangée verticalement, alors le contenu en eau liquide augmente approximativement linéairement avec la hauteur. Dans ce cas-là, on a :

$$LWP \propto (z_{ct} - z_{cb})^2 \quad (3.7)$$

où z_{ct} et z_{cb} représentent le haut et la base du nuage. Nous avons vérifié cette relation à l'aide de la figure 3.6. Nous remarquons que la proportionnalité entre les deux valeurs semble exister.

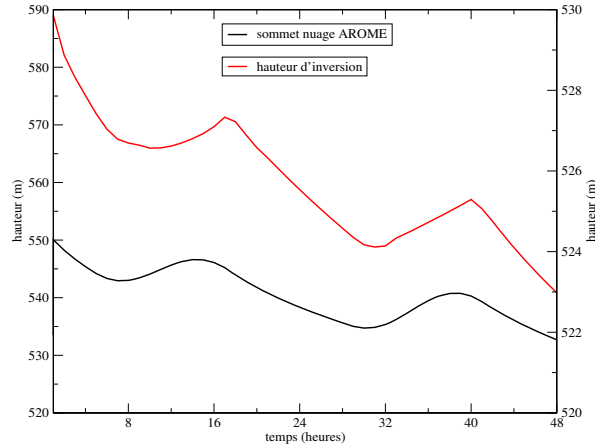
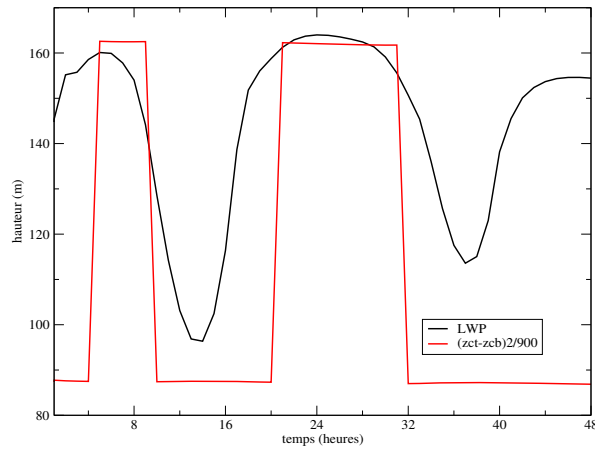


FIG. 3.5 – Comparaison du sommet du nuage (noir) à la hauteur d'inversion (rouge) au cours du temps.

FIG. 3.6 – LWP (noir) proportionnel à $(z_{ct} - z_{cb})^2$ (rouge).

3.1.2.4 Turbulence

Nous avons enfin étudié les flux turbulents à travers la flottabilité et la TKE (turbulent kinetic energy). Nous avons calculé le flux de flottabilité B , défini par :

$$B = \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'_v} \quad (3.8)$$

avec $\theta_0 \approx 300K$ une température de référence.

La figure 3.7 représente une moyenne de flottabilité entre 23h et 24h (haut), c'est-à-dire pendant la nuit, ainsi que des observations tirées de l'article de Duynkerke et al. (2004). La même quantité est représentée entre 35 et 36h de simulation (bas), c'est-à-dire pendant la journée.

L'article a également représenté la variance de la vitesse verticale $\overline{w'w'}$, ce qui revient à étudier la TKE (turbulent kinetic energy). Nous avons donc fait de même sur la figure 3.8 en utilisant les mêmes paramètres que la figure 3.7.

Nous pouvons remarquer dans les deux cas que les flottabilités et la TKE de AROME sont différentes des observations. Ces différences peuvent être dues à la mauvaise estimation de certains paramètres comme par exemple les flux radiatifs ou les cisaillements de vent qui peuvent contribuer à la production de turbulence.

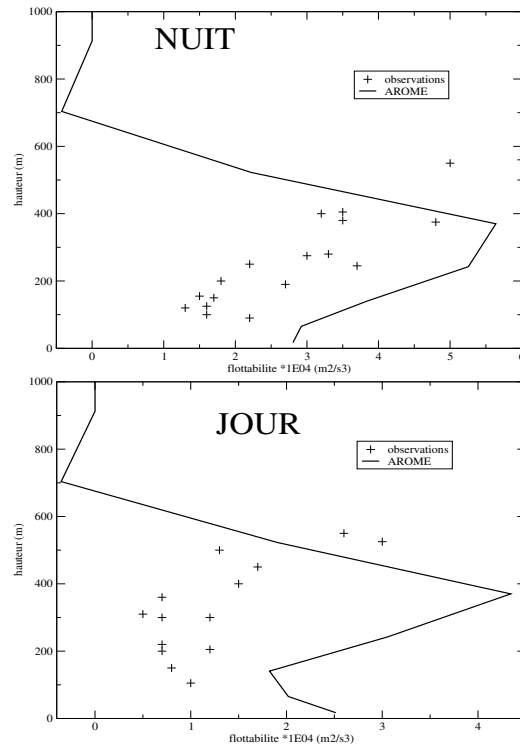


FIG. 3.7 – Flottabilité la nuit (haut) et flottabilité le jour (bas).

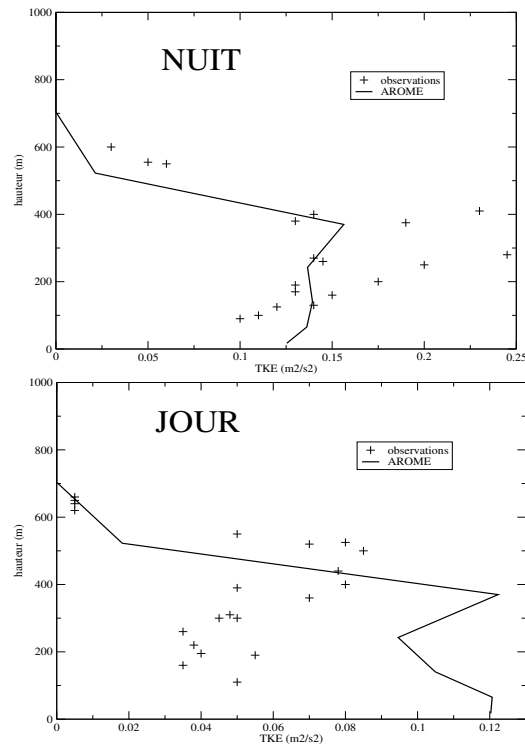


FIG. 3.8 – TKE la nuit (haut) et TKE le jour (bas).

Nous pouvons observer des différences dans la structure de la turbulence pendant le jour et la nuit. Pendant la nuit, le refroidissement infrarouge près du sommet du nuage est le processus dominant le mélange turbulent à travers la couche limite. Ceci est visible en figure 3.9 (haut) où nous avons représenté les flux nets solaire (rouge) et infrarouge (vert), ainsi que le bilan radiatif net (noir).

Le flux infrarouge domine en effet pendant la nuit, ce qui entraîne un refroidissement. Celui-ci génère

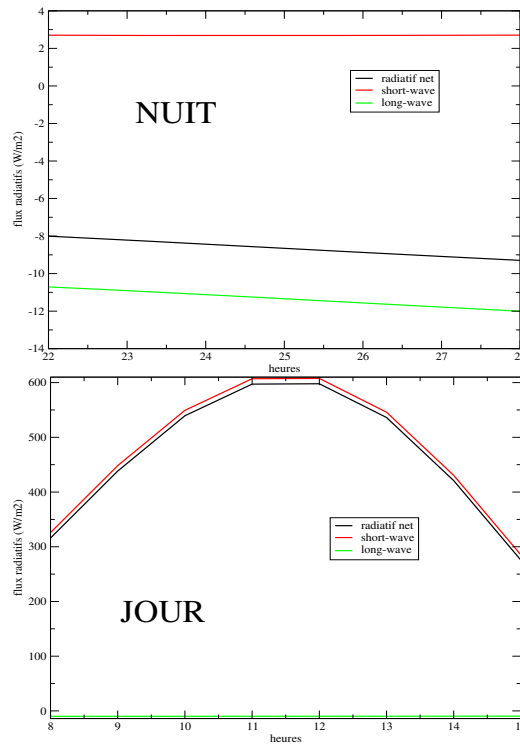


FIG. 3.9 – Flux nets solaire (rouge), infrarouge (vert) et bilan (noir) la nuit (bas) et le jour (haut).

une convection du haut vers le bas décrite par Stull (1988). En général, le flux de flottabilité est positif dans toute la couche limite (à cause des effets de relâchement de chaleur latente) avec un maximum au sommet et est négatif juste au dessus, témoin du phénomène d'entraînement au niveau de l'inversion dont nous parlerons dans le paragraphe suivant. La figure 3.7 montre bien une flottabilité positive dans toute la couche limite aussi bien pour les observations que pour le modèle. Le maximum de flottabilité des observations se situe aux alentours de 600 mètres, ce qui est la hauteur du sommet du nuage. Pour le modèle par contre, le maximum de flottabilité est un peu plus bas que la hauteur du sommet du nuage. Au dessus du nuage, la flottabilité devient négative. La structure de la flottabilité du modèle, malgré des différences avec l'observation, est plutôt bien représentée par le modèle pendant la nuit. La TKE maximale est située dans la moitié supérieure de la couche limite.

Pendant la journée, nous observons la domination du flux solaire sur le flux infrarouge, entraînant un réchauffement, comme le montre la figure 3.9 (bas). Ce réchauffement par le flux solaire diminue la force des courants descendants et donc la production de turbulence dans le nuage. Ceci est visible sur les figures 3.7 (bas) et 3.8 (bas) où le flux de flottabilité et la TKE sont réduites aussi bien pour les observations que pour le modèle par rapport à leurs valeurs la nuit. Cependant, ici nous n'observons pas le phénomène de découplage évoqué par l'article de Duynkerke et al. (2004). Dans ce dernier, le flux de flottabilité est légèrement négatif au milieu de la couche limite, entraînant un minimum dans la TKE à cet endroit. Ce phénomène n'est pas représenté ici dans AROME, à savoir que nous n'avons pas l'apparition d'une couche intermédiaire stable entre la couche nuageuse et la couche sous-nuageuse (voir Nicholls (1984)). Ce phénomène de découplage a beaucoup été étudié, et différents critères ont été définis pour diagnostiquer la possibilité de celui-ci. Sans détailler ces critères souvent basés sur des intégrales du flux de flottabilité,

nous pouvons citer les études de Turton et Nicholls (1987) ou de Stevens (2000). La figure 3.10 représente le cycle diurne du stratocumulus avec le découplage pendant la journée de la couche sous-nuageuse et de la couche nuageuse.

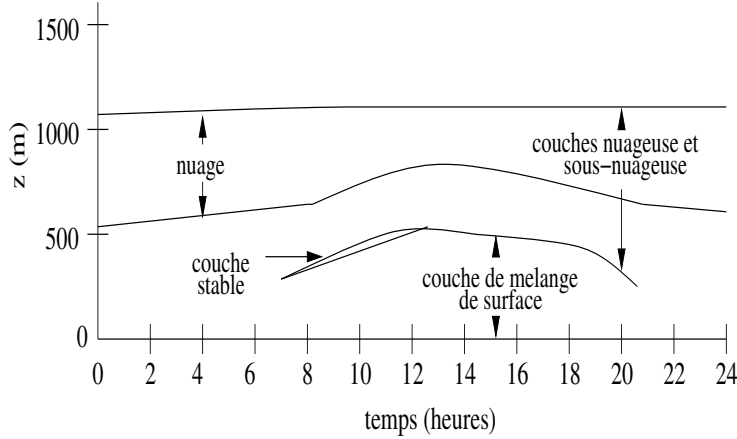


FIG. 3.10 – Evolution diurne pour une couche de stratocumulus aux moyennes latitudes en été montrant un découplage en deux couches mélangées distinctes de la fin de la matinée jusqu'à la fin de l'après-midi. Tirée de Stull (1988).

3.1.2.5 Taux d'entraînement

Au plus haut de la CLA existe une couche de transition entre celle-ci et l'atmosphère libre, la zone d'entraînement. Elle porte ce nom car elle est le siège de l'entraînement (ou entrée) de l'air généralement plus chaud et sec de l'atmosphère libre vers la CLA. Cette zone est également soumise à des cisaillements de vent contribuant à la production de turbulence locale.

Le taux d'entraînement w_e est évalué grâce à la formule :

$$\frac{dz_i}{dt} = \bar{w}(z_i) + w_e \quad (3.9)$$

où $\bar{w} = -1.10^{-5}z$ est le taux de subsidence de grande échelle, et z_i la hauteur d'inversion.

Nous avons donc représenté l'entraînement au cours du temps sur la figure 3.11, et l'avons comparé aux moyennes LES obtenues par l'article Duynkerke et al. (2004). Nous pouvons remarquer que l'entraînement calculé à partir des résultats d'AROME est inversé par rapport à la moyenne LES, et ceci est dû au fait que le cycle diurne du sommet du nuage n'est pas bien représenté par le modèle comme vu lors de la comparaison des figures 3.5 et 3.4.

3.1.2.6 Conclusions

Les résultats obtenus par le modèle AROME sont globalement corrects, même si certaines grandeurs calculées diffèrent des observations, comme par exemple le taux d'entraînement et le flux de flottabilité associé, ou encore le fait que nous n'observons pas de découplage. Ceci peut provenir du fait que nous ne disposons ici que d'une dizaine de niveaux dans la couche limite atmosphérique, et il faudrait éventuellement essayer d'en raffiner la discrétisation, en particulier autour de la zone d'inversion.

3.1.3 Etudes de sensibilité

Dans le modèle AROME tel qu'il est actuellement, la SST ne varie pas pendant la durée de la simulation et est égale à 289 K pour le cas FIRE. Ceci constitue notre cas de référence. Afin de comprendre

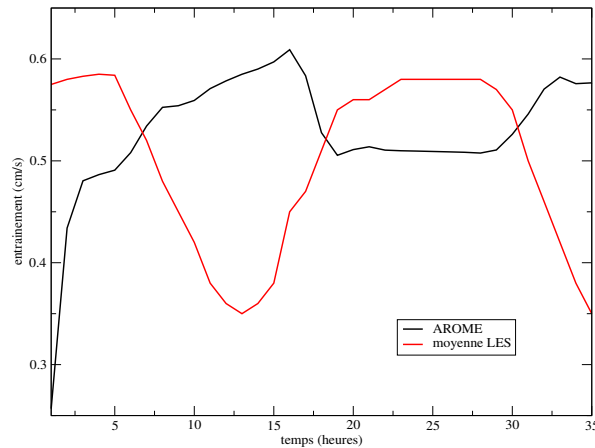


FIG. 3.11 – Entraînement pour AROME (noir) et moyenne des expériences LES (rouge).

L'impact de la SST sur différents paramètres, nous l'avons modifiée de plusieurs manières :

- Cas A : changement de sa valeur initiale tout en la laissant constante pendant la simulation. Les valeurs varient de 283 K à 298 K par pas de 3 K .
- Cas B : changement brusque de 3 K (diminution ou augmentation) au bout de 6, 12 ou 18 heures.
- Cas C : changement linéaire de 3 K (diminution ou augmentation) sur les 24 heures.
- Cas D : changement brusque de SST, de 0.1 K à 3 K , au bout de 6, 12 ou 18 heures.

L'influence de ces changements a été étudiée principalement sur des paramètres atmosphériques tels que la température de l'air ou l'humidité, ainsi que sur différents flux turbulents. Nous ne présenterons ici qu'une partie des résultats, concernant une diminution de SST de 3 K au maximum. Nous tenterons de répondre à plusieurs questions :

- Quelle est l'influence d'un changement de SST ?
- Quelle est l'influence du moment auquel le changement est effectué ?
- Quelle est l'influence de la manière dont il est effectué ?
- A partir de quelle variation de SST observe-t-on un effet ?

3.1.4 Résultats

3.1.4.1 Impact d'une variation de SST dès le début de la simulation

Impact sur les paramètres de surface

Dans un premier temps, plus la SST est élevée, plus la température de l'air à 2 m le sera à la fin de la simulation, et plus la SST s'éloigne de la référence, plus l'éventail de valeurs prises par la température de l'air est grand. Ceci peut être déduit de la figure 3.12, où nous pouvons observer la différence de température de l'air à 2 m entre le début et la fin de la simulation en fonction de la SST. Nous pouvons en conclure que l'écart de température en valeur absolue est d'autant plus grand que la SST est élevée ou faible par rapport à la valeur de référence. La droite obtenue présente une rupture de pente pour la valeur $SST = 286\text{ K}$, nous étudierons ce cas plus en détail par la suite. De plus, pour les cas où $SST = 283\text{ K}$,

$SST = 286 K$ ou $SST = 289 K$, le bilan sur 24 heures est la diminution de la température de l'air, et cette dernière augmente pour les autres cas. Le cas d'équilibre pour lequel la température de l'air ne changerait quasiment pas pendant la simulation se situe aux alentours de $SST=290K$.

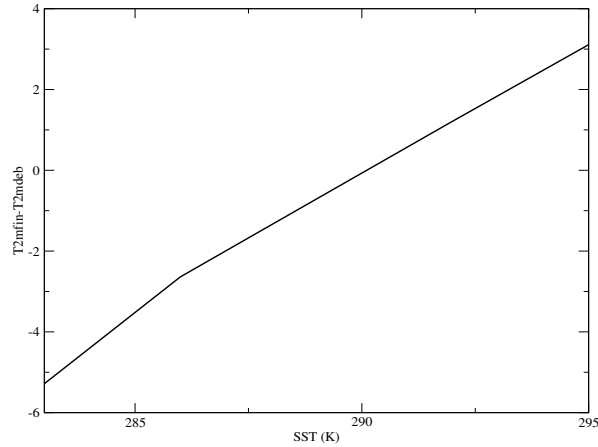


FIG. 3.12 – Différence de température de l'air à 2 m entre le début et la fin en fonction de la SST.

De même, plus la SST augmente, plus l'humidité spécifique à 2 m augmente et plus l'éventail de valeurs prises par celle-ci est grand.

Sur la figure 3.13, nous pouvons observer la différence d'humidité spécifique à 2 m entre le début et la fin de la simulation en fonction de la SST. Pour la valeur de référence, l'humidité spécifique a tendance à diminuer au cours du temps. Dans tous les cas, lorsque la SST est diminuée, cette direction est gardée, et lorsqu'elle est augmentée, l'humidité spécifique augmente également. Nous pouvons noter que la linéarité de la courbe de la figure 3.13 est légèrement interrompue pour le cas où $SST = 286 K$, cas que nous étudierons par la suite. Enfin, encore une fois, la valeur d'équilibre se situe autour de $SST=290K$.

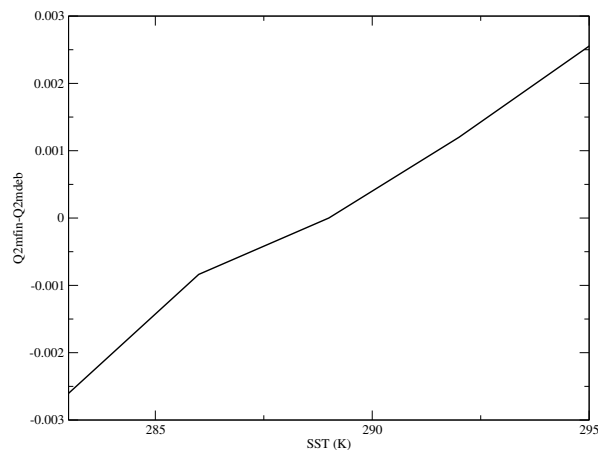


FIG. 3.13 – Différence d'humidité spécifique à 2 m entre le début et la fin de la simulation en fonction de la SST.

Concernant le module du vent à 10 m, plus la SST est élevée, plus celui-ci augmente, avec une certaine stagnation pour les valeurs les plus grandes. L'éventail de valeurs du module du vent pour chaque SST est globalement le même, sauf pour le cas $SST = 286 K$, où les valeurs sont beaucoup plus étendues. Le module du vent suit un certain cycle diurne, comme nous pouvons le remarquer sur la figure 3.14, et les autres valeurs de SST suivent le même profil, sauf lorsque $SST = 286 K$, aussi représenté en figure

3.14. Dans ce cas là, le module du vent augmente brusquement au début de la simulation, puis reprend un comportement proche de la référence.

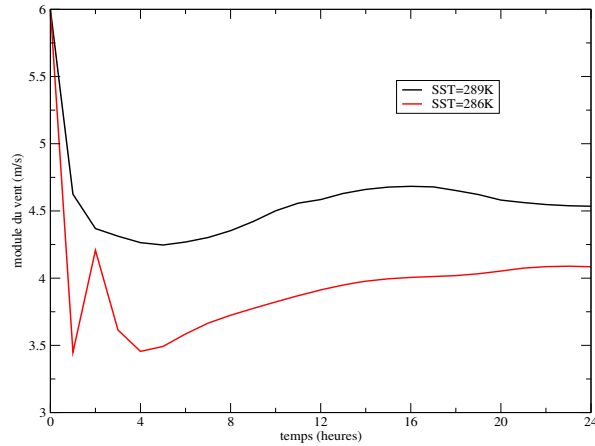


FIG. 3.14 – Vent pour $SST = 289 K$ (noir) et $SST = 286 K$ (rouge).

Pour le flux solaire, nous avons représenté en figure 3.15 la différence de valeurs entre le début et la fin de la simulation. Globalement, plus la SST augmente, plus la différence diminue et devient négative. Encore une fois, pour une SST égale à 286K, nous avons une interruption de cette tendance. Ce cas-ci est également particulier quant à sa distribution de flux radiatifs. La figure 3.16 représente les flux solaire et infrarouge ainsi que le bilan radiatif net pendant la nuit pour ce cas. Dans le cas de référence, pendant la nuit, c'est le flux infrarouge qui domine, et le jour c'est le flux solaire, mais dans le cas où $SST = 286 K$, ce comportement n'est pas suivi la nuit et l'influence des flux solaire et infrarouge sur le bilan radiatif net n'est pas évident. Le cas où $SST = 286 K$ est donc un cas très particulier qui ne suit pas la tendance générale.

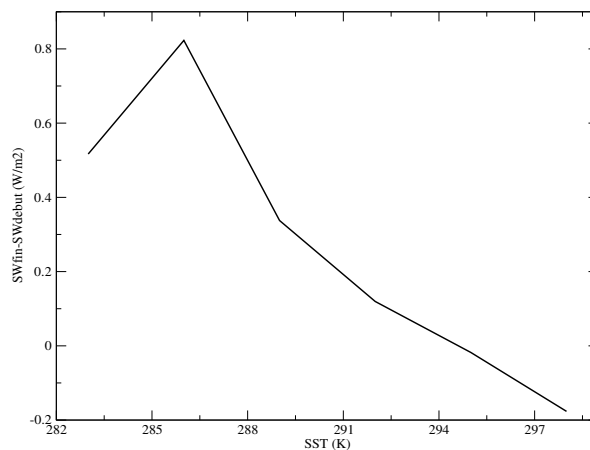


FIG. 3.15 – Différence de flux solaire entre le début et la fin en fonction de la SST.

La figure 3.17 représente les différences entre le début et la fin de la simulation pour le flux radiatif net. Plus la SST augmente, et plus cette différence est grande et positive, et donc plus l'atmosphère reçoit de l'énergie.

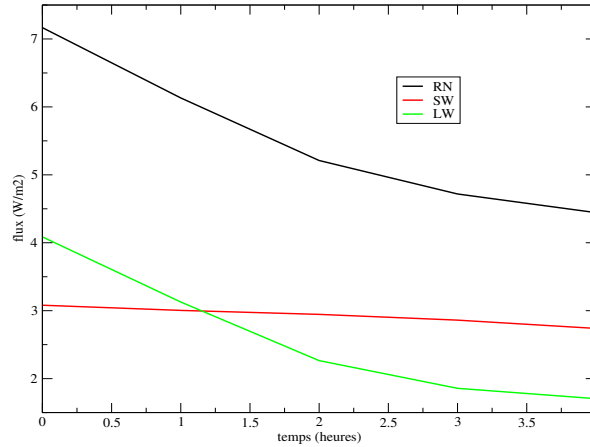


FIG. 3.16 – Flux nets solaire (rouge), infrarouge (vert) et bilan (noir) la nuit pour le cas $SST = 286 K$.

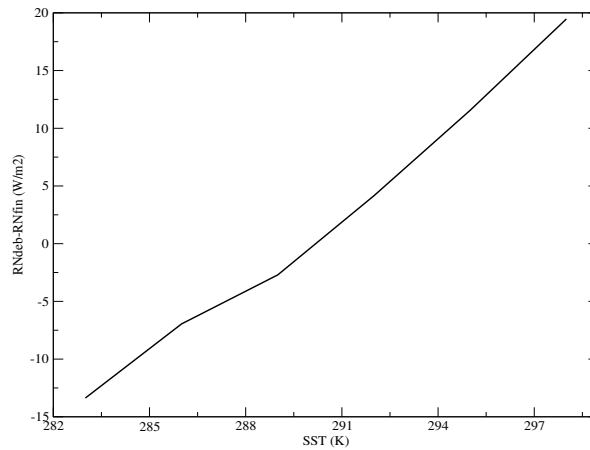


FIG. 3.17 – Différence de flux radiatif net entre le début et la fin en fonction de la SST.

Enfin, afin de savoir quels sont les paramètres les plus influencés par la variation de SST, nous avons calculé, pour chaque valeur de SST et pour 5 paramètres (température à 2 m, humidité spécifique à 2 m, vent, flux solaire, flux radiatif net), le rapport R suivant :

$$R = \frac{|P_{fin} - P_{init}|}{|P_{fin}^{ref} - P_{init}^{ref}|}, \quad (3.10)$$

où P_{fin} est la valeur du paramètre observé à la fin de la simulation et P_{init} sa valeur au début, P_{fin}^{ref} et P_{init}^{ref} représentent les mêmes grandeurs, mais pour la référence où la SST est égale à 289 K. La figure 3.18 représente ce rapport. Celui de l'humidité spécifique n'a pas été représenté car il est d'un ordre de grandeur beaucoup plus important et aurait masqué l'évolution des autres paramètres.

Le paramètre le plus influencé est l'humidité spécifique. Ceci vient du fait que l'expérience de référence connaît une très faible variation de celle-ci pendant la simulation (de l'ordre de $1.10^{-6} kg/kg$), alors que l'évolution de l'humidité spécifique est de l'ordre de $1.10^{-3} kg/kg$ lorsque la SST est modifiée. En effet, une baisse de la SST peut entraîner par exemple la création de brouillard de basses couches, et donc augmenter l'humidité spécifique en surface.

Le paramètre le moins influencé est le flux solaire. Ceci vient du fait que la différence entre le début et la fin de la simulation est de toutes façons très faible puisque ces deux instants sont pendant la nuit avec un flux solaire égal à 0.

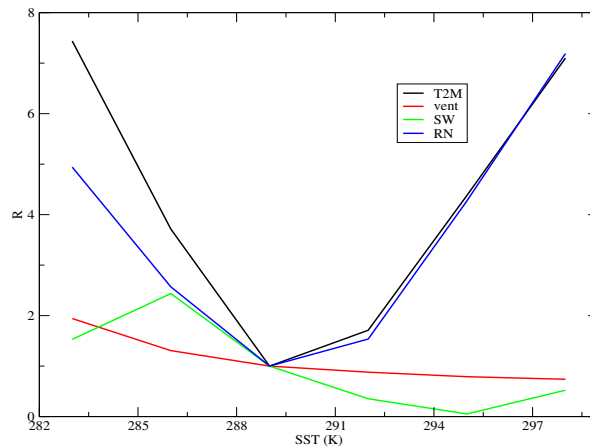


FIG. 3.18 – Influence de la SST sur chaque paramètre.

Cas particulier d'une diminution de 3K

Nous représentons, en figure 3.19, la quantité d'eau liquide à différents instants : après 4, 10, 16 et 22 heures de simulation pour la référence. La figure 3.20 présente les mêmes résultats, mais pour le cas où la SST a été diminuée de 3K.

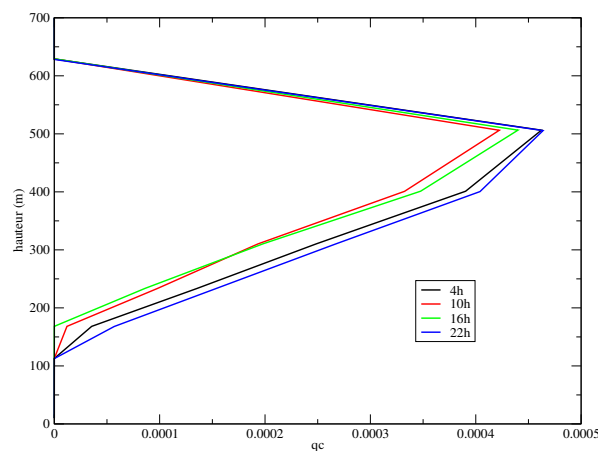
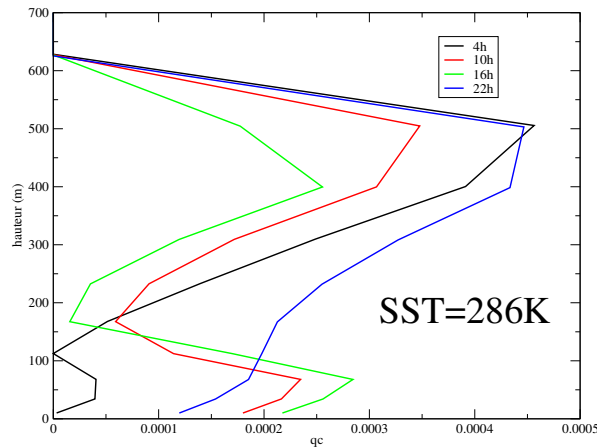


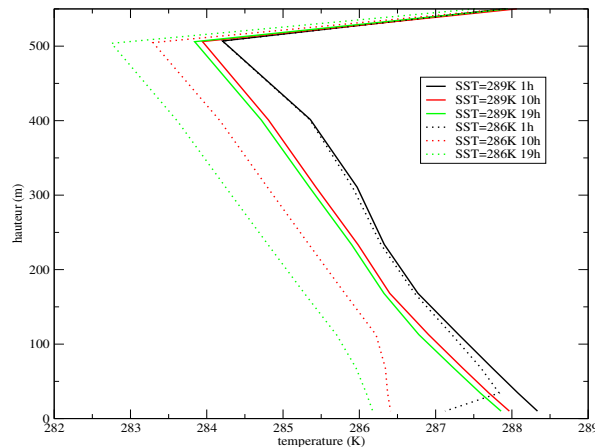
FIG. 3.19 – Quantité d'eau liquide pour la référence à différents instants : 4h (noir), 10h(rouge), 16h(vert), 22h(bleu).

Dans le cas de référence, la quantité d'eau liquide varie peu au cours du temps, il en est alors de même pour le sommet et la base du nuage, comme nous avons pu le voir sur la figure 3.4. Nous pouvons apercevoir un cycle diurne puisque la quantité d'eau liquide diminue pendant la journée à cause du réchauffement solaire, puis augmente de nouveau dans la soirée à cause du refroidissement par le flux infrarouge. Comme vu précédemment, nous n'observons pas de découplage contrairement aux observations de l'article de Duynkerke et al. (2004).

Dans le cas où la SST a été réduite de 3 K, nous remarquons que dès 4h, une couche intermédiaire apparaît entre la couche nuageuse et la couche sous-nuageuse, puisqu'aux alentours de 100 m, la quantité d'eau liquide est nulle, et donc aucun nuage n'est présent dans cette zone. En-dessous, un brouillard de basses couches est présent. Dans ce cas là, nous avons donc apparition du phénomène de découplage.

FIG. 3.20 – Comme la figure 3.19, mais pour $SST = 286 K$.

Afin d'expliquer ce découplage, nous avons représenté en figure 3.21 le profil de température et en figure 3.22 le profil d'humidité pour les 2 cas à différents instants : après 1, 10 et 19 heures de simulation.

FIG. 3.21 – Profils de température à différents instants : 1h (noir), 10h (rouge), 19h (vert) pour $SST = 289K$ (traits pleins) et $SST = 286 K$ (pointillés).

Après une heure de simulation, la baisse de SST a créé une discontinuité en température et en humidité à la surface puisque la mer devient plus froide que l'air. Ceci entraîne l'apparition de brouillard, qui pourrait être assimilé à du brouillard d'advection, comme si le nuage s'était déplacé sur une mer plus froide. Les flux radiatifs augmentant par la suite, le nuage se scinde en deux parties séparées par une couche intermédiaire.

Plus tard dans la journée, la quantité d'eau liquide continue à augmenter dans la couche sous-nuageuse et à diminuer dans la couche nuageuse. Dans la soirée, à cause du refroidissement radiatif, les discontinuités sont peu à peu vaincues, et nous assistons à un recouplage : les deux couches ne forment plus qu'une. Les profils de température et d'humidité ne présentent alors plus d'inversion en surface.

Pour conclure, le découplage qui n'était pas apparu pour le cas de référence est observé pour une réduction de SST de $3 K$. Ceci montre que le découplage nuage-surface dépend étroitement du bilan radiatif et turbulent, et la complexité de son occurrence provient du fort couplage entre ces deux composantes.

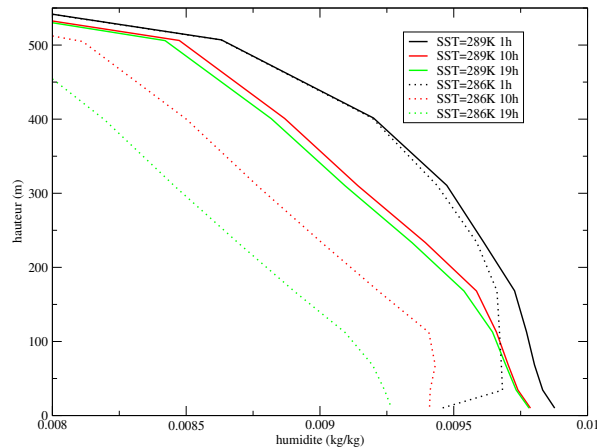
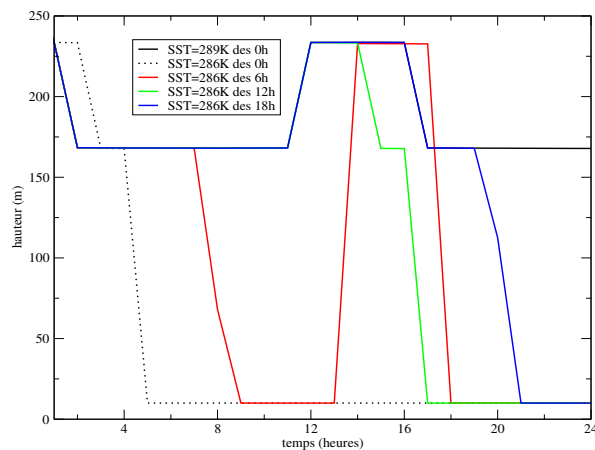


FIG. 3.22 – Comme la figure 3.21, mais pour les profils d'humidité.

3.1.4.2 Influence du moment où est effectuée la diminution de SST de 3 K

Nous nous intéressons dans cette partie aux résultats obtenus pour le cas B des tests de sensibilité présentés dans la partie 3.1.3.

Nous avons représenté, en figure 3.23, la base et, en figure 3.24, le sommet du nuage au cours du temps

FIG. 3.23 – Base du nuage (cas B). Référence : (—), $SST = 286 K$ dès 0h : (\cdots), dès 6h : (- - -), dès 12h : (- · - ·), dès 18h : (- · · - ·).

pour plusieurs cas : la référence, et 4 cas de diminution brutale de SST de 3 K au bout de 0, 6, 12 et 18 heures de simulation.

Dans un premier temps, nous pouvons remarquer dans tous les cas de modification de la SST une diminution de la hauteur de la base du nuage au bout de quelques heures. Nous observons donc dans ce cas-là un épaississement du nuage et du brouillard apparaît en surface. Ceci est dû aux discontinuités de température et d'humidité qui apparaissent à cet endroit suite à la baisse de SST. Nous observons un découplage de la couche nuageuse pour tous les cas de diminution de SST, sauf celui où celle-ci est effectuée après 18 heures de simulation. Ceci est dû au fait qu'à ce moment-ci de la journée, les flux radiatifs n'ont pas une grande importance puisqu'ils engendrent plutôt un refroidissement de la couche de nuage et ne favorisent pas le découplage. Le moment où la variation de SST est appliquée par rapport au cycle diurne a donc un impact sur la base du nuage.

En ce qui concerne le sommet du nuage, nous pouvons remarquer que sa modification est immédiate, et

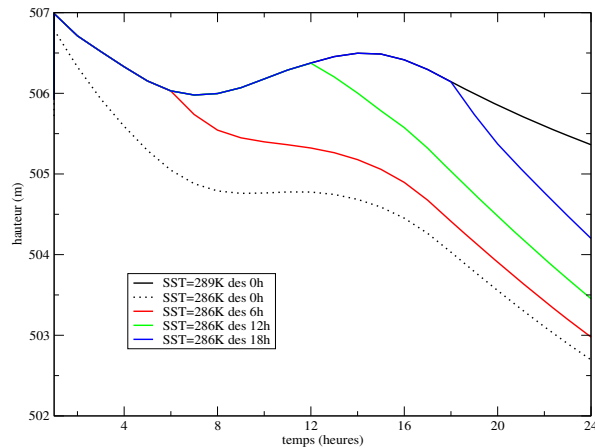


FIG. 3.24 – Comme la figure 3.23 mais pour le sommet du nuage.

elle est d'autant plus importante à la fin de la simulation que le changement a été effectué tôt. Cependant, elle reste très limitée puisqu'elle est au maximum de quelques mètres. Dans la simulation AROME pour cette configuration, le sommet du nuage n'est donc pas énormément influencé par la baisse de SST.

3.1.4.3 Influence de la manière dont est effectuée la diminution de SST de 3 K

Nous nous intéressons dans cette partie aux résultats obtenus pour le cas C des tests de sensibilité présentés dans la partie 3.1.3.

Nous avons représenté, en figure 3.25, la base et, en figure 3.26, le sommet du nuage au cours du temps pour plusieurs cas : la référence, et 3 cas de diminution de SST de 3 K : brusquement au bout de 0 et 12 heures de simulation et linéairement sur 24 heures. Nous pouvons remarquer que dans le cas où la

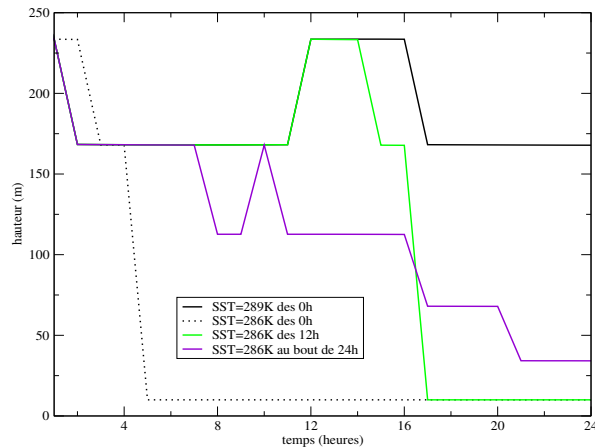


FIG. 3.25 – Base du nuage (cas C). Référence : (—), SST = 286 K dès 0h : (···), SST = 286 K dès 12h : (- - -), SST = 286 K au bout de 24h (linéaire) : (---).

diminution s'effectue linéairement, la baisse de la hauteur de la base du nuage s'effectue par paliers qui correspondent chacun à un niveau de discrétisation. A la fin de la simulation, le niveau de la base atteint par cette expérience n'est pas le même que celui atteint pour une diminution brusque de SST au bout de 12 heures même si la moyenne de SST sur les 24 heures est la même. De plus, nous n'observons pas de découplage dans le cas linéaire. En effet, la baisse de SST est faible d'un pas de temps à un autre, et n'induit pas une baisse de la température de l'air suffisante en surface pour obtenir du brouillard.

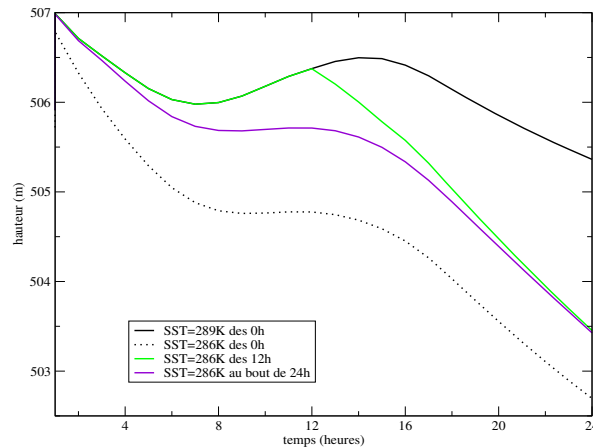


FIG. 3.26 – Comme la figure 3.25 mais pour le sommet du nuage.

Ceci prouve que la tendance de la SST a une grande importance dans l'évolution de la base de la couche nuageuse.

Le sommet du nuage, quant à lui, n'est encore une fois pas significativement modifié suite à la diminution de SST. Par contre, le niveau atteint pour la variation linéaire et la variation brusque au bout de 12 heures est le même en fin de simulation donc pour le sommet du nuage, peu importe la manière dont est effectuée la variation, le résultat en fin de simulation pour la même moyenne de SST sera identique.

3.1.4.4 A partir de quelle variation de SST observe-t-on un effet ?

Nous présentons ici les résultats du cas D présenté dans la partie 3.1.3.

Quel que soit le moment où le changement de SST est effectué, la diminution du sommet de la couche nuageuse est immédiate et d'autant plus importante que la variation de SST est importante. Cependant, cette diminution n'est pas significative puisqu'elle ne s'effectue que sur quelques mètres au maximum. Pour illustrer ceci, nous avons représenté, en figure 3.27, la variation du sommet du nuage pour différentes diminutions de SST : 0.1 K, 0.5 K, 1 K, 2 K et 3 K par rapport à la référence, et cette modification intervenant après 12 heures de simulation.

En figure 3.28, nous pouvons observer la variation de la base du nuage pour différentes diminutions de SST : 0.1 K, 0.5 K, 1 K, 2 K et 3 K par rapport à la référence, et cette modification intervenant après 6 heures de simulation. La figure 3.29 présente les mêmes résultats, mais après 18 heures de simulation.

Nous pouvons dans un premier temps remarquer que les effets sont différents suivant l'heure à laquelle les diminutions sont effectuées, le changement induit par la SST est donc soumis au cycle diurne du nuage. Nous observons cependant une tendance générale dans les deux cas : plus la diminution de SST est importante, plus la diminution de la hauteur de la base du nuage se produit tôt, et plus cette diminution est importante.

Dans le cas où la variation est effectuée après 6 heures de simulation, nous pouvons observer plus ou moins tôt une diminution de la hauteur de la base du nuage, puis en général celle-ci réaugmente au cours de la journée à cause du réchauffement de la couche nuageuse. Les effets radiatifs compensent donc plus ou moins la diminution de SST. Il faut cependant appliquer une diminution de 3K pour observer un découplage. Enfin, nous pouvons remarquer que même une diminution de 0.1K entraîne une modification de la base du nuage, même si elle est évidemment très limitée. Nous pouvons en conclure que le modèle est sensible à la variation de SST, même si elle est modérée.

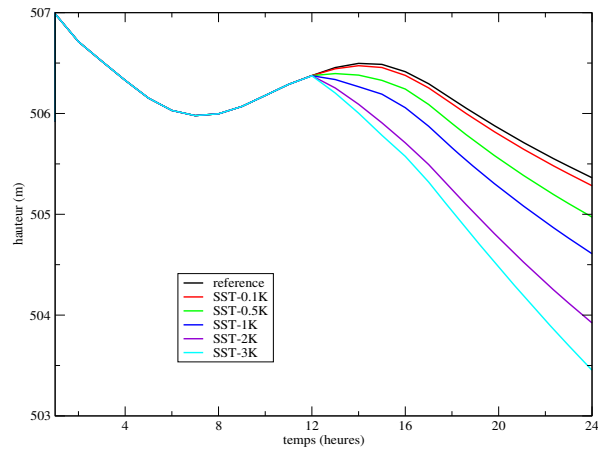


FIG. 3.27 – Sommet du nuage pour une modification à 12h (cas D). Référence : (—), SST-0.1K : (···), SST-0.5K : (- - -), SST-1K : (-·-·-), SST-2K : (-·-·-·-), SST-3K : (-·-·-·-·-).

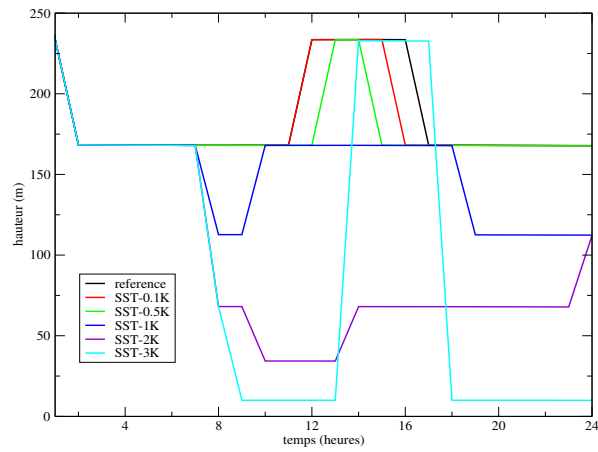


FIG. 3.28 – Base du nuage pour une modification à 6h (cas D). Référence : (—), SST-0.1K : (···), SST-0.5K : (- - -), SST-1K : (-·-·-), SST-2K : (-·-·-·-), SST-3K : (-·-·-·-·-).

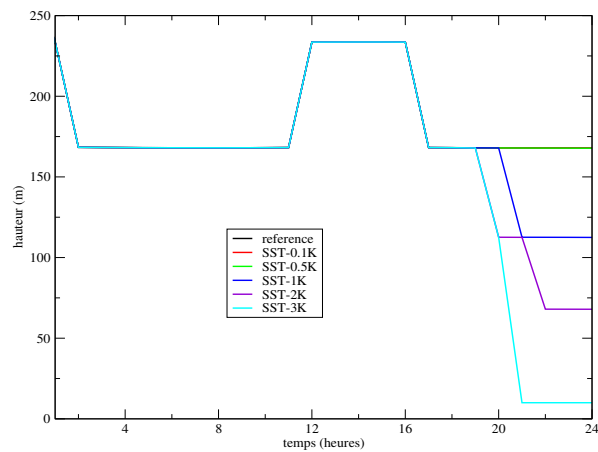


FIG. 3.29 – Comme la figure 3.28 mais le changement étant effectué après 18 heures de simulation.

En ce qui concerne le cas où les modifications sont effectuées après 18h de simulation, les effets sont moins importants, puisqu'il faut une modification d'au moins $0.75 K$ pour entraîner une diminution de la hauteur de la base du nuage. Cependant, si la simulation est prolongée, nous observons une modification de la base de la couche nuageuse pour $0.5 K$ après 25 heures de simulation. Par contre aucune modification n'est observée pour une diminution de $0.1 K$. Encore une fois, nous pouvons conclure que le moment où la diminution est effectuée a une importance dans l'évolution de la couche nuageuse.

3.1.5 Conclusions

Différentes études de sensibilité ont donc été menées sur le cas FIRE afin de savoir si le modèle AROME est sensible à une variation de SST.

Dans certains cas, un découplage se produit pendant la journée, suite à la formation de brouillard à la surface et au réchauffement de la couche nuageuse. Nous pouvons préciser qu'il est particulièrement difficile d'obtenir un découplage avec un modèle colonne, et donc même si les résultats diffèrent parfois des observations, ils sont globalement corrects. Dans tous les cas, même si le découplage ne se produit pas, la couche de nuage d'AROME s'avère sensible à une variation de SST. En ce qui concerne le sommet du nuage, sa variation de hauteur est immédiate suite au changement de SST, elle est également d'autant plus importante que la modification de SST est conséquente. Cependant, elle est également limitée à quelques mètres, ce qui rend le sommet du nuage peu sensible aux changements de SST.

La base du nuage est beaucoup plus influencée par une modification de la SST. En général, suite à une baisse de cette dernière, la base du nuage s'abaisse au bout de quelques heures, épaississant la couche nuageuse. Du brouillard peut aussi se former si la baisse de SST est conséquente. Le moment auquel celle-ci s'effectue a une importance puisque les phénomènes radiatifs compensent plus ou moins ces effets, et peuvent entraîner un découplage des couches nuageuse et sous-nuageuse. La manière dont le changement est effectué importe également, puisqu'une diminution linéaire a un impact plus progressif et plus limité sur l'épaississement du nuage. Enfin, même une variation très faible de SST peut avoir un impact sur la couche nuageuse.

Nous avons cependant remarqué que les évolutions de la base du nuage se font par paliers et peuvent être brutales. Ceci provient du fait que la façon de définir la fraction nuageuse se fait par un schéma tout ou rien : soit la couche est entièrement saturée, soit elle ne l'est pas du tout. De ce fait, les résultats obtenus dans ces études sont fortement dépendants de la discrétisation verticale, qui ici est un peu grossière. Il faudrait alors, pour obtenir des résultats plus précis, augmenter la discrétisation dans la couche nuageuse et aussi au niveau de l'inversion initiale.

Les expériences réalisées sont artificielles. Une diminution de $3 K$ peut paraître exagérée, mais ce phénomène pourrait éventuellement se produire dans le domaine côtier. En effet, ce que nous avons simulé ici pourrait être assimilé à un écoulement continental qui soudainement rencontre une mer plus froide. L'impact est important sur la couche nuageuse, même pour une faible variation de SST intervenant au cours de la simulation. Le couplage du modèle atmosphérique et d'un modèle océanique permettrait d'actualiser la SST à chaque pas de temps et rendre le forçage de surface plus réaliste.

3.2 Sensibilité de l'océan superficiel aux forçages atmosphériques

Nous avons ensuite voulu savoir dans quelle mesure les paramètres atmosphériques influencent l'océan superficiel à travers l'étude de l'épaisseur de la couche de mélange océanique, de la salinité et de la température de surface lorsqu'elles sont soumises à des variations de ceux-ci.

3.2.1 Présentation du problème

Nous considérons le modèle HYCOM en une dimension avec une discrétisation verticale de 31 couches. La figure 3.30 représente la température initiale sur 31 couches (haut) ainsi qu'un zoom sur les 200 premiers mètres (bas). La stratification est caractéristique de la mer d'Irlande.

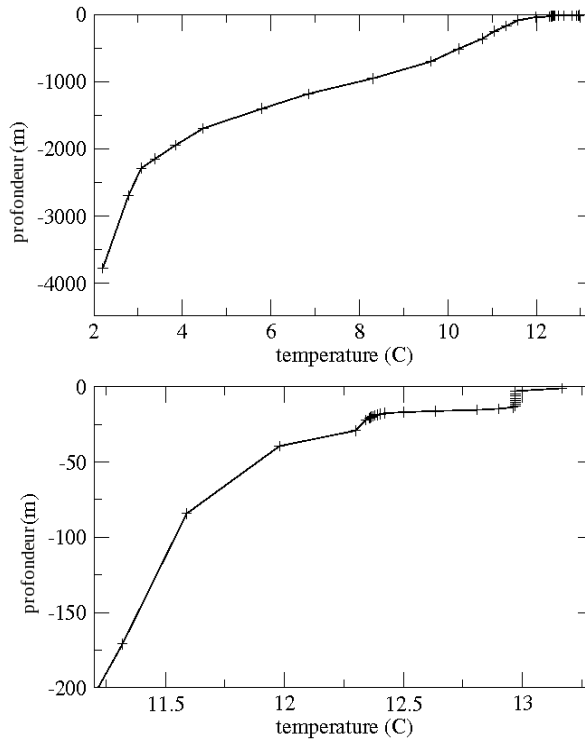


FIG. 3.30 – Température initiale (haut) et zoom sur les 200 premiers mètres.

Nous avons gardé uniquement les sous-routines de traitement des forçages et le schéma de mélange pour cette expérience. En ce qui concerne ce dernier, nous avons choisi le schéma KPP. Le but est de faire varier les différents forçages afin de comparer leur influence sur des grandeurs telles que la température, l'épaisseur de la couche de mélange ou encore la salinité.

3.2.2 Etat moyen

Pour commencer, les forçages que nous appliquons sont constants sur toute la durée de la simulation (20 jours : du 12 mai au 2 juin 2004), ce qui n'est évidemment pas réaliste, en particulier pour les flux radiatifs qui sont sensés suivre un cycle diurne. Nous partons d'un état moyen calculé sur la zone de la mer d'Irlande :

- Module du vent : 4.8 m/s
- Température de l'air : 15 $^{\circ}C$
- Précipitations : nulles
- Taux d'humidité : 75 %

- Flux radiatif net : 200 W/m^2
- Flux solaire : 250 W/m^2

A l'instant initial, la température de la surface de l'océan est de 13.25°C .

3.2.3 Effet des forçages

Nous faisons à présent varier chacun des forçages atmosphérique afin de découvrir l'impact sur la couche de mélange océanique.

3.2.3.1 Le vent

Nous avons fait varier le module du vent de 0 à 24 m/s . La figure 3.31 représente la variation de l'épaisseur de la couche de mélange (gauche), et de la SST en fonction du module du vent (droite) après 20 jours de simulation. Nous considérons que l'épaisseur de la couche de mélange est la profondeur à laquelle la différence de température avec la surface est égale à $0,5^\circ\text{C}$.

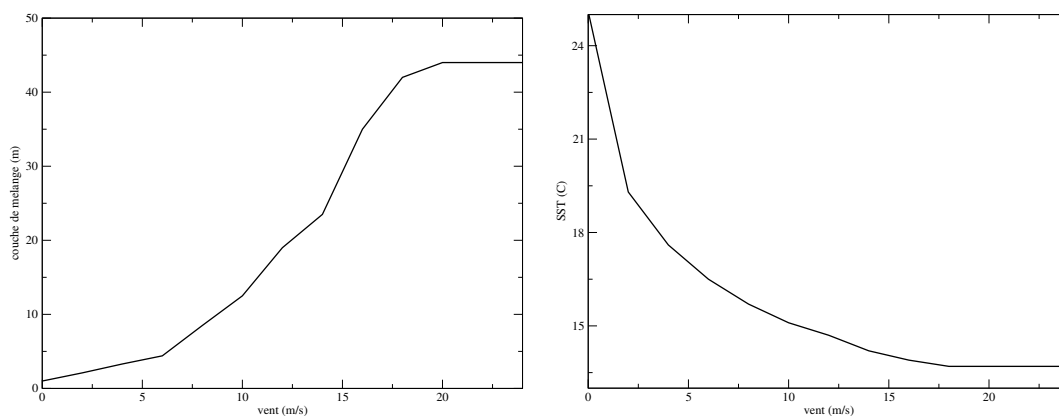


FIG. 3.31 – Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange (gauche) et de la SST (droite) en fonction du module du vent.

Nous remarquons sur la figure 3.31 qu'à mesure que le module du vent augmente, la couche de mélange augmente et la SST diminue. Ceci provient du fait que l'augmentation du module du vent provoque une augmentation du flux de quantité de mouvement turbulent, et accroît le mélange dans la couche limite océanique, entraînant une pénétration de l'eau de surface dans les couches plus profondes. L'eau de surface, plus chaude, se mélange à une eau plus froide, entraînant donc une diminution de la température de surface par homogénéisation. Nous avons donc une augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange suite à une augmentation du module du vent. Inversement, plus le module du vent est faible, moins le mélange va s'effectuer. En ce qui concerne la salinité, celle-ci varie très faiblement (de l'ordre de 1.10^{-2} PSU) à partir d'un module de vent de 10 m/s . Celle-ci n'est donc pas très influencée par les variations de module de vent. Nous avons également comparé les divers flux de chaleur fournis à ou par l'océan. Le calcul de l'évaporation fait intervenir en particulier le module du vent, la différence de température entre l'océan et l'air, les fluctuations d'humidité, la densité de l'air. Lorsque le module du vent augmente, l'évaporation augmente en conséquence. En ce qui concerne le flux de chaleur sensible qui dépend notamment du module du vent, de la différence de température entre l'océan et l'air et de la densité de l'air, plus le module du vent augmente, plus le flux de chaleur sensible dans l'atmosphère est important, et plus l'océan perd de la chaleur.

3.2.3.2 La température de l'air

Nous avons fait varier celle-ci de 0 à 25°C. La figure 3.32 représente la variation de l'épaisseur de la couche de mélange en fonction de la température de l'air (gauche), l'évolution de la SST en fonction du même paramètre (droite) après 20 jours de simulation.

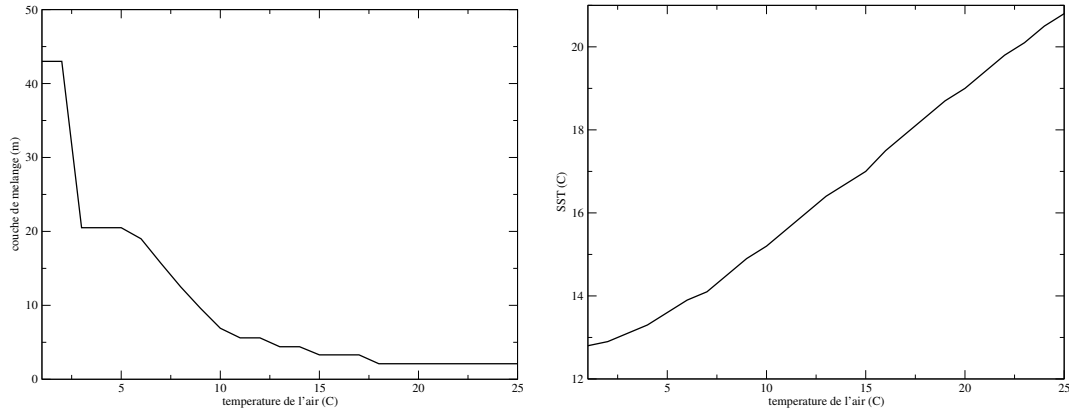


FIG. 3.32 – Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange (gauche) et de la SST (droite) en fonction de la température de l'air.

La figure 3.32 montre que l'augmentation de la température de l'air entraîne une baisse de l'épaisseur de la couche de mélange et une augmentation de la SST. En effet, la température de l'air intervient essentiellement dans le flux de chaleur sensible qui est positif vers l'océan si $T_a > SST$, et négatif si $T_a < SST$. De ce fait, plus la température de l'air est élevée par rapport à celle de l'océan, plus l'air va fournir de la chaleur à ce dernier, et donc plus les couches de surface vont se réchauffer. Il y aura donc plus de variations de température dans les couches de surface, et donc moins de mélange, et une épaisseur de la couche de mélange plus faible. En ce qui concerne le flux de chaleur latente (évaporation), celui-ci est toujours dans les mêmes ordres de grandeur. L'augmentation de température de l'air entraîne une augmentation de SST, ainsi que de la chaleur à saturation de celle-ci, l'évolution du flux de chaleur latente dépend alors de la différence entre cette dernière et l'humidité spécifique de l'air. Dans notre cas, une augmentation de la température de l'air amène une augmentation de chaleur latente. La salinité quant à elle ne varie quasiment pas en changeant la température de l'air, et ceci est probablement dû au fait que le réservoir de salinité est tellement important qu'une modification raisonnable de la température de l'air ne va pas affecter la salinité en surface.

3.2.3.3 Les précipitations

Nous avons fait varier celles-ci de 0 à $2.10^{-5} m/s$ (valeurs instantanées). En ce qui concerne la SST, celle-ci reste la même (à 0.1° près) quelles que soient les précipitations. Quand à l'évolution de la température sur toute la profondeur, elle est très faible quelle que soit l'intensité des pluies. L'épaisseur de la couche de mélange varie très peu, elle se situe autour de 3 ou 4 m. Les flux de chaleur latente et sensible sont constants, et de ce fait le flux total de chaleur est constant. Quant à la salinité, celle-ci est constante jusqu'à une certaine quantité de pluie ($1.10^{-7} mm$) puis est plus faible à partir de ce seuil, ce qui est logique puisqu'il y a alors compétition entre la stratification induite par les précipitations et le mélange vertical. Les précipitations n'ont donc pas énormément d'impact sur les différentes grandeurs observées.

3.2.3.4 Le taux d'humidité

Nous avons fait varier le taux d'humidité de 0 à 100 %. La figure 3.33 représente les variations de l'épaisseur de la couche de mélange (gauche) et de la SST (droite) en fonction du taux d'humidité après

20 jours de simulation.

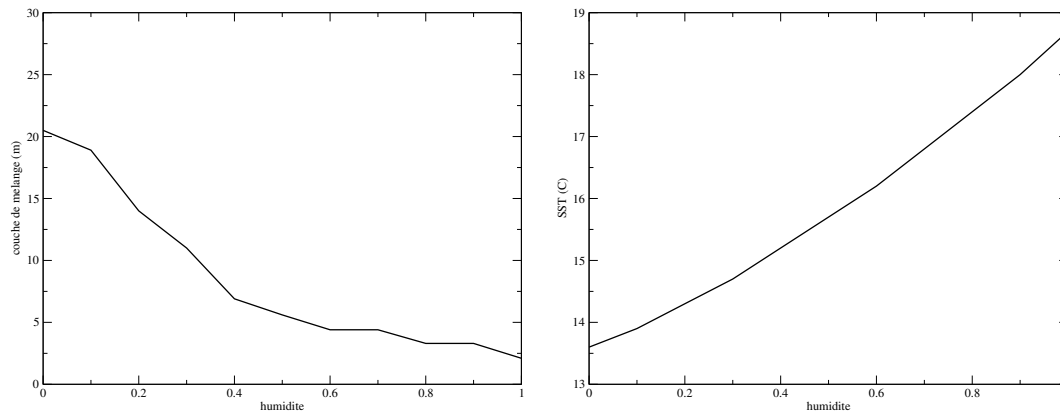


FIG. 3.33 – Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange (gauche) et de la SST (droite) en fonction du taux d'humidité.

Nous remarquons que l'augmentation de l'humidité entraîne une diminution de la couche de mélange et une augmentation de la SST. En effet, dans le cas où le taux d'humidité est faible, voire nul, l'évaporation est très grande, rendant le flux de chaleur latente élevé, et diminuant le flux total de chaleur. L'océan reçoit alors moins de chaleur, la SST est donc plus froide et la couche de mélange plus épaisse. Il y a également une légère modification de la salinité dans les couches de surface mais elle n'a que peu d'effet sur la stratification. Au fur et à mesure que le taux d'humidité augmente, l'évaporation diminue, rendant le flux de chaleur latente plus faible. Celui-ci étant soustrait pour obtenir le flux total de chaleur, ce dernier augmente, et donc l'océan reçoit de la chaleur. Ceci a pour effet d'accroître la température de surface, et du coup d'augmenter la stratification et réduire la couche de mélange.

3.2.3.5 Le flux radiatif net

Nous avons fait varier le flux radiatif net de -100 à 500 W/m^2 . La figure 3.34 représente la variation de l'épaisseur de la couche de mélange (en haut à gauche), de la SST (en haut à droite) et de la salinité (en bas) en fonction du flux radiatif net après 20 jours de simulation.

La figure 3.34 montre dans un premier temps que plus le flux radiatif augmente, plus la couche de mélange diminue et plus la SST augmente. En effet, dans le cas où le flux radiatif net est faible, voire négatif, le flux de chaleur total devient très faible ce qui entraîne un refroidissement considérable de la surface de l'océan. La SST diminue et l'eau de surface pénètre dans les couches plus profondes, en partie grâce aux effets du vent. La température est alors constante sur 260m (épaisseur de la couche de mélange dans le cas où le flux radiatif net est pris égal à -100 W/m^2) de 2 degrés inférieure à la température initiale en 20 jours. A mesure que le flux radiatif net est augmenté, le flux de chaleur transmis à l'océan augmente, augmentant de ce fait la SST. Ceci entraîne une restratification de l'océan de surface et diminue l'épaisseur de la couche de mélange. En ce qui concerne la salinité, la figure 3.34 montre une diminution de la salinité pour les valeurs faibles du flux radiatif, puis une stabilisation de celle-ci. Dans le cas de flux radiatif faible, l'eau de surface se mélange avec l'eau des couches plus profondes, donc plus salée, d'où l'augmentation de la salinité. Cependant, les variations sont très faibles, et il faut vraiment un flux radiatif net très faible pour faire varier la salinité de surface.

3.2.3.6 Le flux solaire

Nous avons fait varier le flux solaire solaire de 0 à 600 W/m^2 . Le flux radiatif net dépendant du flux solaire, nous avons appliqué au premier la même variation que pour le second. La figure 3.35 représente la variation de l'épaisseur de la couche de mélange en fonction du flux solaire (gauche), et celle de la SST

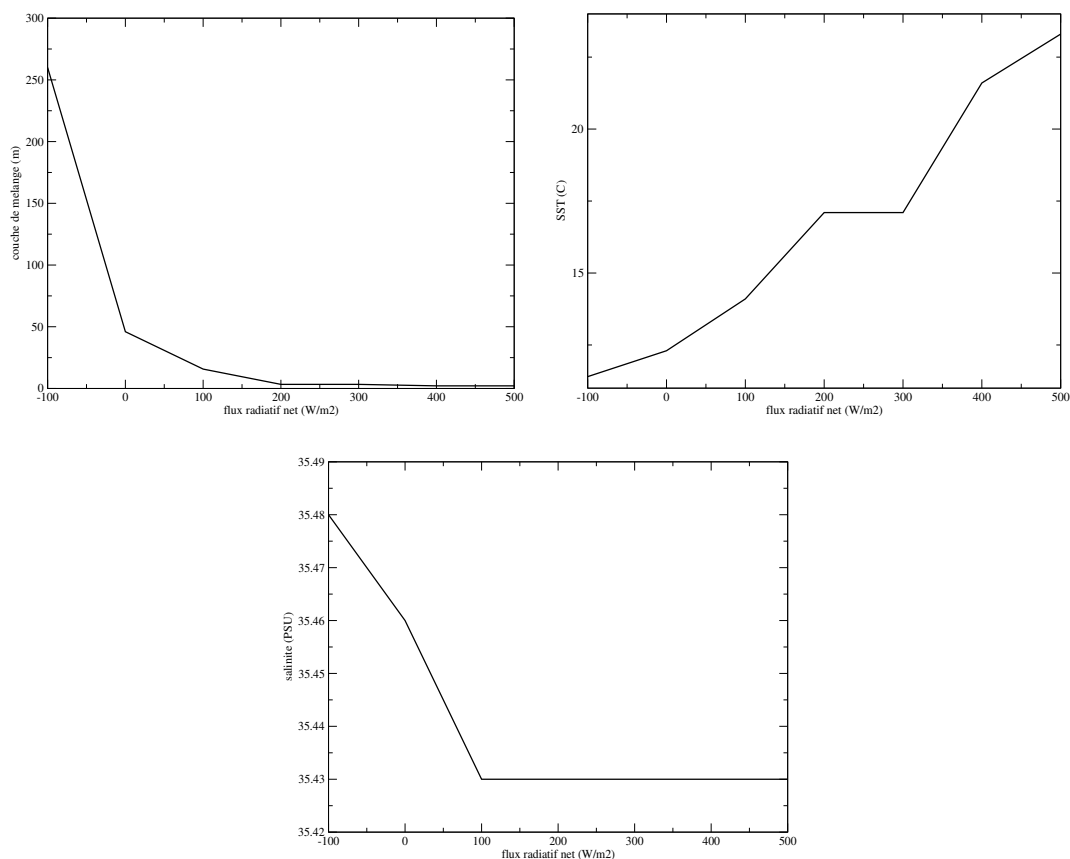


FIG. 3.34 – Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange (haut gauche), de la SST (haut droite) et de la salinité (bas) en fonction du flux radiatif net.

en fonction de ce même paramètre (droite) après 20 jours de simulation.

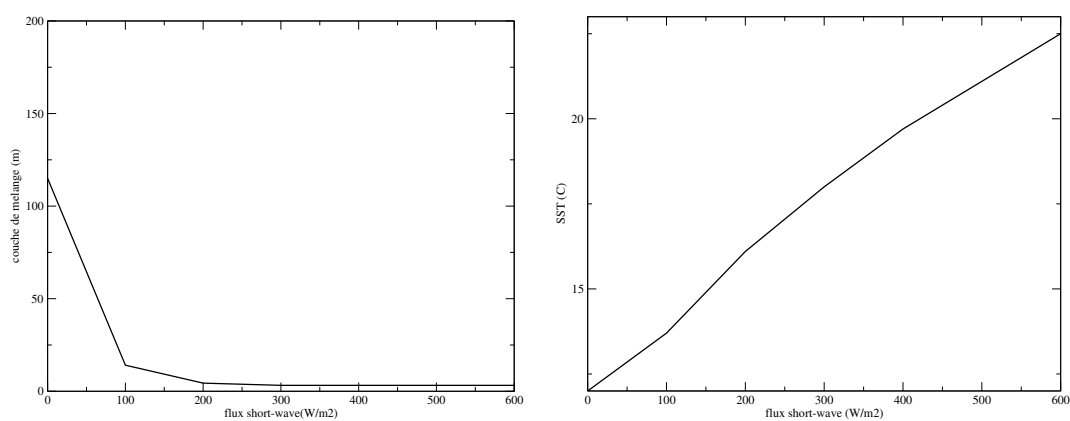


FIG. 3.35 – Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange (gauche) et de la SST (droite) en fonction du flux solaire.

La figure 3.35 montre que plus le flux solaire augmente, plus l'épaisseur de la couche de mélange est faible, et plus la température de surface est chaude. Ici, le raisonnement est le même que pour le flux

radiatif net. En effet, pour des valeurs faibles du flux solaire, l'océan fournit de la chaleur à l'atmosphère, diminuant de ce fait sa température de surface, qui par convection devient égale à celle des couches plus profondes. La couche de mélange est alors plus épaisse. Inversement, en augmentant le flux solaire, la SST augmente, et l'épaisseur de la couche de mélange diminue.

3.2.4 Conclusions

Les flux impactant la SST sont le vent, la température de l'air, les flux radiatifs, et le taux d'humidité. Les flux impactant la salinité sont les précipitations, le flux radiatif net, ainsi que le vent et le taux d'humidité, mais de manière moins significative.

3.3 Impact de la fréquence des forçages dans HYCOM

3.3.1 Présentation du problème

Nous avons tenté de voir l'influence de la fréquence du forçage du flux radiatif net. Cette étude a deux buts principaux :

- Evaluer les effets non linéaires sur l'évolution de SST ;
- Evaluer l'échantillonnage des forçages en fonction de la variabilité des phénomènes atmosphériques.

Pour cela, nous avons gardé les autres forçages constants au cours de la simulation et tels que :

- Température de l'air : 11.9 °C ;
- Précipitations : aucune ;
- Flux solaire : 220 W/m² ;
- Humidité : 0.008 kg/kg ;
- Module du vent : 3.9 m/s.

Concernant le flux radiatif net, nous avons considéré un champ de la forme :

$$\text{Flux radiatif} = Q_0 + \Delta Q_0 \sin(\omega t + \phi),$$

avec t le temps, Q_0 , ΔQ_0 , ω et ϕ des valeurs à fixer. Nous avons considéré 4 cas différents, qui se distinguent par l'amplitude du flux radiatif, ainsi que la position du cycle diurne, et ce pour voir l'influence des effets non linéaires. Ces flux sont représentés en figure 3.36 pour une journée.

Le cas 0 représente une référence générale où $\Delta Q_0 = 0 \text{ W/m}^2$. Q_0 a été choisi afin d'avoir une valeur moyenne du flux radiatif net réaliste dans notre cas, c'est pourquoi nous prenons :

$$Q_0 = 100 \text{ W/m}^2.$$

Ensuite, ω a été choisi pour qu'il n'y ait qu'un cycle sur 24 heures, soit :

$$\omega = \frac{\pi}{12}.$$

Le paramètre ϕ permet de positionner le cycle diurne du flux radiatif net. En général, ce dernier est maximum à 12 heures, les cas 1 et 2 remplissent cette condition, soit :

$$\phi = \frac{-\pi}{2}.$$

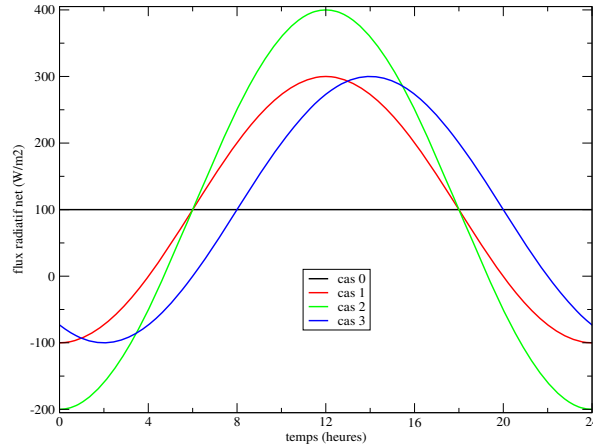


FIG. 3.36 – 4 cas différents de forçage du flux radiatif net : cas 0 (noir), cas 1 (rouge), cas 2 (vert) et cas 3 (bleu).

Le cas 3, quant à lui, a son maximum de flux radiatif net à 14 heures, soit :

$$\phi = \frac{-2\pi}{3}.$$

Enfin, le paramètre ΔQ_0 permet de moduler les amplitudes du flux au cours du temps. Pour les cas 1 et 3, la valeur choisie est :

$$\Delta Q_0 = 200 \text{ W/m}^2$$

afin que le maximum atteigne 300 W/m^2 . Le cas 2 a été choisi pour avoir une amplitude plus grande, soit :

$$\Delta Q_0 = 300 \text{ W/m}^2.$$

Dans les quatre cas, la moyenne du flux radiatif sur 24 heures est la même. La simulation dure 20 jours.

En ce qui concerne l'échantillonnage du flux radiatif net, nous avons considéré comme référence un cas de forçage tous les quarts d'heure, et avons calculé des flux cumulés pour obtenir les valeurs du flux radiatif net à différentes fréquences variant de une demi-heure à 24 heures tout en gardant la même quantité intégrée au cours du temps. La figure 3.37 représente le flux radiatif net du cas 1 pour chaque échantillonnage.

3.3.2 Résultats

3.3.2.1 La SST au cours du temps pour les 4 cas

La figure 3.38 représente l'évolution de la SST pour les 4 cas avec l'échantillonnage de référence (forçage tous les quarts d'heures) pour les 20 jours de simulation (haut) et réduit à un jour (bas) afin d'observer l'évolution diurne.

Le test 0, la référence générale, nous montre que sur l'ensemble des 20 jours de simulation, la SST augmente d'environ $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$. Lorsqu'un cycle diurne est imposé au flux radiatif net, la SST varie elle aussi de manière diurne. De plus, lorsque l'amplitude du flux radiatif est augmentée, l'amplitude de variation de la SST l'est aussi. Même si la moyenne du flux radiatif net est la même sur 24 heures pour tous les cas, la SST finale n'est pas la même, tout simplement parce que l'intégrale du flux radiatif net est très légèrement différente dans chaque cas. L'expérience ayant la SST finale la plus proche de la référence générale est le cas 1. Ici, l'effet non linéaire ayant le plus d'impact est le positionnement du cycle diurne. En effet, lorsqu'il est placé à 14 heures (cas 3), la différence avec la référence générale est plus grande que

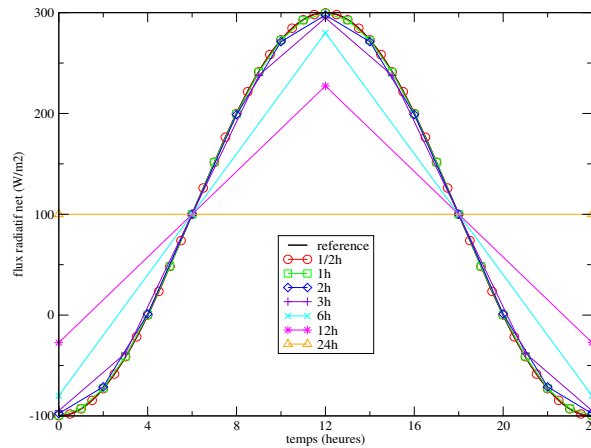


FIG. 3.37 – Flux radiatif net du cas 1 pour chaque échantillonnage de une demi-heure à 24 heures.

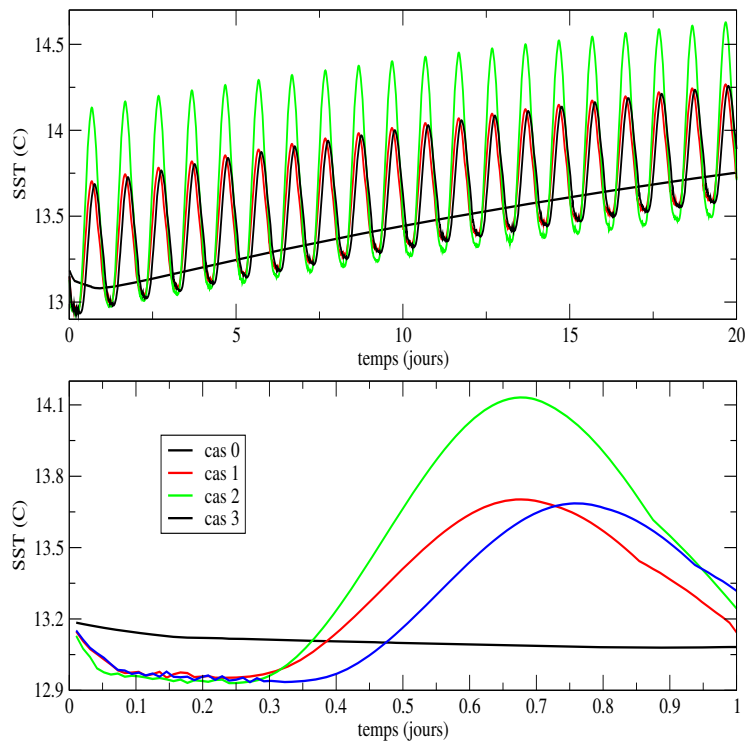


FIG. 3.38 – Evolution de la SST pour les 4 cas (cas 0 : noir, cas 1 : rouge, cas 2 : vert, cas 3 : bleu) avec l'échantillonnage de référence pour les 20 jours de simulation (haut) et réduit à un jour (bas).

lorsque l'amplitude du flux est simplement augmentée (cas 2). Nous pouvons également remarquer que le maximum de SST n'intervient qu'à 16h15 pour les cas 1 et 2 (maximum de flux radiatif net à 12h), et à 18h15 pour le cas 3. Nous avons donc ici une linéarité de l'occurrence du maximum de SST qui arrive exactement deux heures après lorsque le maximum du flux radiatif se produit deux heures plus tard. Par contre, l'amplitude du maximum n'est pas gardée, mais la différence est très légère.

3.3.2.2 Comparaison des différences de SST

Afin de savoir quelle erreur nous effectuons par rapport à la référence, nous avons calculé pour chaque échantillonnage, la différence de SST au cours du temps par rapport à celle-ci pour chaque cas. Nous représentons en figure 3.39 la moyenne au cours du temps de cette différence de SST.

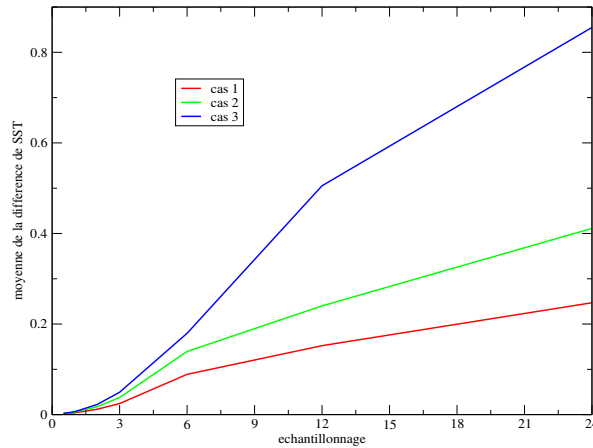


FIG. 3.39 – Moyenne des différences de SST pour chaque échantillonnage par rapport à la référence dans 3 cas (cas 1 : rouge, cas 2 : vert, cas 3 : bleu).

Comme nous l'anticipions, dans tous les cas plus l'échantillonnage diminue, plus la moyenne de la différence de SST augmente. Nous avons vu au paragraphe précédent que l'effet non linéaire ayant le plus d'impact sur la SST finale est le déplacement du cycle diurne de deux heures. C'est également cet effet qui a la moyenne de différence de SST la plus élevée quel que soit l'échantillonnage. Cette moyenne est particulièrement élevée à partir d'un échantillonnage de 3 heures, tout simplement parce que le flux radiatif n'est pas calculé à 14 heures, moment où il est sensé être maximum. Le cumul du flux radiatif calculé à 12 heures par exemple n'est alors pas assez important par rapport à la référence, ce qui génère des erreurs importantes. En augmentant l'amplitude du flux radiatif par l'intermédiaire du paramètre ΔQ_0 , nous dégradons également la moyenne de la différence de SST par rapport au cas 1, et ce à cause d'une dégradation plus importante du profil de flux radiatif net suite à l'échantillonnage. Dans ce cas-là par exemple, pour un échantillonnage de 12 heures, le maximum à 12 heures est réduit de 27 %, alors qu'il n'est réduit que de 24 % pour le cas 1 (il est réduit de 30 % pour le cas 3).

Nous étudions à présent les cas un à un afin de déterminer la fréquence de forçage minimale.

3.3.2.3 Cas 1

En ce qui concerne le cas 1, la SST obtenue au cours du temps pour les différents échantillonnages du flux radiatif net est représentée en figure 3.40 pour les 20 jours de simulation (haut) et le premier jour (bas).

Nous pouvons remarquer que les forçages de une demi-heure et une heure restent corrects et représentent bien le cycle diurne. À partir d'un forçage toutes les deux heures, même si nous observons un cycle diurne, l'amplitude de la SST diminue par rapport à la référence. Pour un échantillonnage de deux et trois heures, la SST obtenue est acceptable car la baisse de l'amplitude maximale reste limitée, et la SST en fin de simulation est quasiment égale à celle de la référence. Par contre, à partir d'un forçage toutes les six heures, même si le cycle diurne apparaît, la diminution d'amplitude est trop importante, et la SST finale diffère trop de la référence. Ce phénomène est encore plus amplifié pour un forçage toutes les douze heures, puisque dans ce cas-là, le cycle diurne est très aplati et la SST perd $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ au moment où elle est maximale pendant la journée. Enfin, l'échantillonnage de 24 heures correspond au cas 0, pour lequel

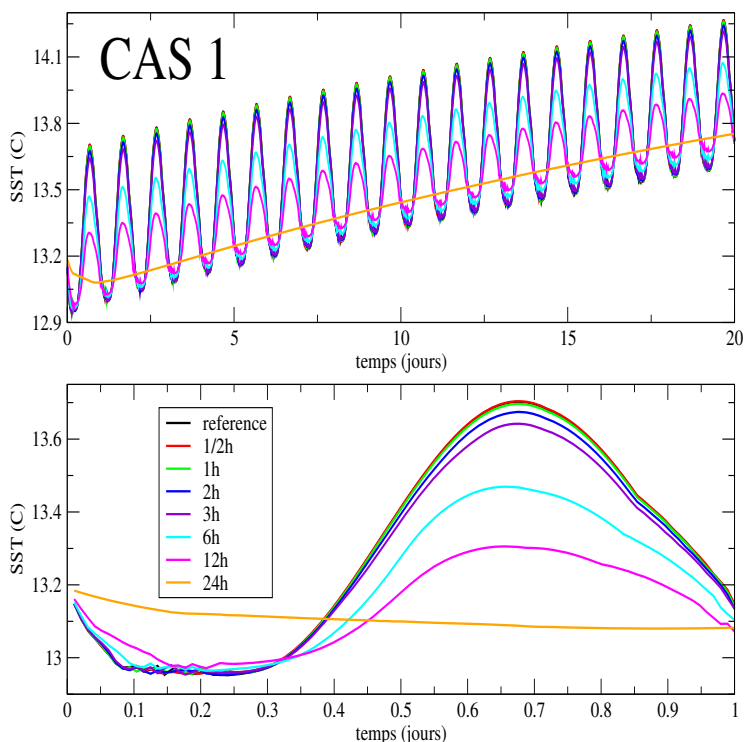


FIG. 3.40 – SST pour le cas 1 : référence (noir), 1/2h (rouge), 1h (vert), 2h (bleu), 3h (violet), 6h (cyan), 12h (magenta) et 24h (orange) pendant les 20 jours de simulation (haut) et le premier jour (bas).

le cycle diurne de la SST n'est même plus présent puisque le flux radiatif net est constant. Ce résultat peut s'expliquer par le théorème de Nyquist-Shannon qui énonce que la fréquence d'échantillonnage d'un signal doit être égale ou supérieure au double de la fréquence maximale contenue dans ce signal, afin de convertir ce signal d'une forme analogique à une forme numérique. Ici la période étant de 24 heures (et donc la fréquence de $1/86400$ Hz), il faut que la fréquence d'échantillonnage soit supérieure ou égale à $1/43200$ Hz, soit une période maximale de 12 heures. Il est donc logique que l'échantillonnage de 24 heures ne donne pas de bons résultats. Pour conclure, dans le cas 1, il faut au moins un échantillonnage de trois heures pour avoir un résultat correct, et celui-ci s'améliore en considérant un échantillonnage de deux heures ou une heure. Il n'est pas vraiment nécessaire d'échantillonner toutes les demi-heures.

3.3.2.4 Cas 2

La figure 3.41 représente la même évolution que la figure 3.40, mais pour le cas 2.

En ce qui concerne l'échantillonnage, les résultats sont proches du cas 1, à savoir que forcer le modèle toutes les demi-heures et heures donne de très bons résultats, l'amplitude du maximum de SST diminue légèrement pour des échantillonnages de deux et trois heures, et à partir de 6 heures, la différence avec la référence devient importante. Encore une fois, le cycle diurne disparaît complètement pour un échantillonnage de 24 heures, la solution dans ce cas-là est la même que pour le cas 1 puisque le cumul du flux radiatif donne la même valeur. En résumé, ici aussi il faut au minimum un forçage toutes les trois heures pour avoir un résultat correct.

3.3.2.5 Cas 3

Les résultats du cas suivant sont représentés en figure 3.42.

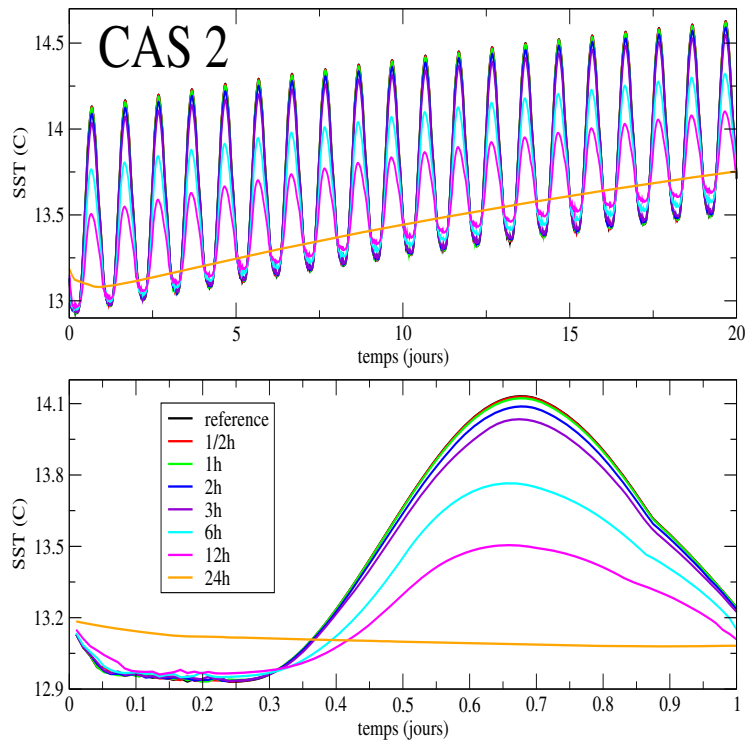


FIG. 3.41 – SST pour le cas 2 : référence (noir), 1/2h (rouge), 1h (vert), 2h (bleu), 3h (violet), 6h (cyan), 12h (magenta) et 24 h (orange) pendant les 20 jours de simulation (haut) et le premier jour (bas).

Encore une fois, les échantillonnages de une demi-heure et une heure sont très proches de la référence. A partir de deux heures, l'écart avec la référence se creuse légèrement, et devient plus important pour un forçage de trois heures. En effet, après 20 jours de simulation, la différence de SST avec la référence s'élève à $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$. De même pour un échantillonnage de six heures, où la solution se dégrade au cours du temps, puisqu'après 20 jours, la différence de SST s'élève à $0.3\text{ }^{\circ}\text{C}$. Cette divergence s'aggrave encore plus pour un échantillonnage de 12 heures ($0.8\text{ }^{\circ}\text{C}$). De plus, l'amplitude maximale de la SST a perdu $0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ et ce maximum se produit à 14h30 au lieu de 18h15. Enfin, pour un échantillonnage de 24 heures, la SST diminue au cours du temps au lieu d'augmenter. Cet accroissement de divergence au fur et à mesure que l'échantillonnage diminue est dû à la manière dont le flux radiatif net est cumulé. En effet, par exemple pour un échantillonnage de six heures, la valeur à 12 heures ne sera pas aussi importante si le maximum de cycle diurne se trouve à 14 heures plutôt qu'à 12 heures. Dans ce cas-là, la fréquence de forçage va dépendre de la durée de l'expérience. En effet, si celle-ci est courte, la SST ne divergera pas beaucoup, et nous pouvons nous contenter d'un échantillonnage de trois heures. Par contre, si la simulation est très longue, il faudra utiliser des forçages plus fréquents pour limiter la divergence.

3.3.2.6 Conclusions

Nous avons cherché à savoir pour cette étude quel phénomène non linéaire impacte le plus l'évolution de la SST ainsi que la fréquence de forçage minimale nécessaire pour limiter l'erreur commise. Le fait d'augmenter l'amplitude du flux radiatif tout en gardant la même moyenne sur 24 heures n'a pas un impact important, même si la solution est légèrement dégradée. Par contre, déplacer le cycle diurne a plus d'impact sur la variation de SST, si bien qu'à mesure que l'échantillonnage diminue, la solution diverge de plus en plus. Il faut alors choisir un échantillonnage plus important, et ceci dépend de la durée de la simulation. Il est donc difficile de déterminer la fréquence optimale dans tous les cas puisque nous ne savons pas forcément toujours quand le flux radiatif va être maximum. Le plus raisonnable serait d'utiliser des forçages toutes les deux heures, ou toutes les heures au maximum pour avoir une erreur

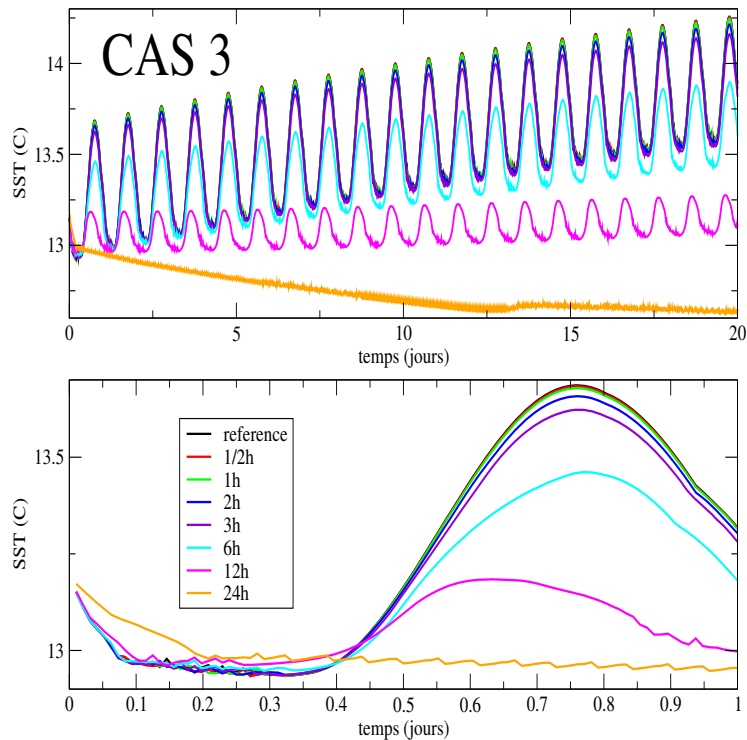


FIG. 3.42 – SST pour le cas 3 : référence (noir), 1/2h (rouge), 1h (vert), 2h (bleu), 3h (violet), 6h (cyan), 12h (magenta) et 24h (orange) pendant les 20 jours de simulation (haut) et le premier jour (bas).

faible dans tous les cas.

3.4 Conclusions

Nous avons étudié la sensibilité des modèles AROME et HYCOM aux divers paramètres de forçage afin d'identifier les plus impactants. Le modèle atmosphérique s'avère très sensible à des variations même faibles de SST et montre que garder celle-ci constante au cours de la simulation n'est pas satisfaisant. En effet, une mauvaise estimation de celle-ci peut entraîner des erreurs comme par exemple dans l'estimation des flux de chaleur sensible et latent, les facteurs clé décrivant les phénomènes de surface. Ceci soulève plusieurs questions :

- L'estimation de la SST donnée par l'analyse ALADIN est-elle satisfaisante ?
- Coupler le modèle AROME avec un modèle d'océan apporterait-il plus de réalisme aux simulations ou un forçage plus fréquent serait suffisant ?
- Les prévisions des paramètres de surface données par AROME sont-elles correctes en situation réaliste ?
- Qu'en est-il de l'évolution de la température, de l'humidité spécifique et du vent dans la CLA ?

En ce qui concerne l'océan, celui-ci est également fortement sensible aux divers paramètres atmosphériques de surface. A l'heure actuelle, les modèles atmosphériques effectuent des sorties de ceux-ci uniquement toutes les six heures, voire toutes les trois heures dans le meilleur des cas, ce qui, comme nous l'avons remarqué dans l'étude précédente est insuffisant. Plusieurs questions se posent alors :

- Un couplage avec un modèle atmosphérique est-il nécessaire ?
- Un forçage à haute fréquence est-il suffisant ?

- Les sorties du modèle atmosphérique constituent-elles de bons forçages comparées à des observations ?
- Les forçages appliqués étaient ici très simples, comment réagirait le modèle dans un cas plus réaliste ou plus extrême ? En particulier, le schéma de mélange vertical utilisé dans HYCOM, KPP, est-il performant dans certaines conditions ?

Deuxième partie

La représentation numérique de la couche de mélange océanique

Chapitre 4

Résolution verticale dans la couche de mélange océanique

Sommaire

4.1 Premier article accepté dans Ocean Modelling	71
4.1.1 Résumé de l'article	71
4.1.2 "Adaptation of the vertical resolution in the mixed layer for HYCOM"	73
4.2 Compléments à l'article	86
4.2.1 Vers l'élaboration de la méthode adaptative	86
4.2.2 La première version de la méthode adaptative	89
4.2.2.1 Présentation de la méthode	89
4.2.2.2 Résultats	91
4.2.3 Améliorations de la méthode adaptative	94
4.2.4 Les premières simulations en trois dimensions	94

Comme expliqué en introduction, une bonne évaluation de la couche de mélange océanique nécessite la prise en compte de deux aspects : la paramétrisation d'une part qui peut être à l'origine d'erreurs physiques et d'autre part la discrétisation verticale, créant des erreurs numériques puisqu'elle est limitée. Nous nous intéressons ici au deuxième aspect, à savoir l'influence de la résolution verticale sur la dynamique de la couche de mélange océanique. Cette étude a fait l'objet d'un article accepté dans Ocean Modelling présenté dans le paragraphe 4.1.2, et quelques compléments sont ensuite ajoutés, en particulier les études préliminaires ayant abouti à la méthode de l'article ainsi que les premiers tests en trois dimensions.

4.1 Premier article accepté dans Ocean Modelling

4.1.1 Résumé de l'article

Nous avons configuré le modèle HYCOM en une dimension et nous sommes placés dans une configuration très simplifiée à savoir que seuls les forçages atmosphériques (voir section 2.2.3.1), KPP (voir section 2.2.2.2) et hybgen, le générateur de coordonnées hybrides (voir section 2.2.1.5) sont activés.

Afin de tester l'influence de la résolution verticale sur la couche de mélange, nous considérons deux configurations différentes :

- La référence : configuration à haute résolution où toutes les couches sont en coordonnées géopotentielle et ont une épaisseur de 1 m ;

- La configuration hybride : 32 couches, une partie en z dans la couche de mélange et l'autre partie en coordonnées isopycnales pour l'océan profond. Les coordonnées en z sont définies grâce à trois paramètres fixés en début de simulation (voir section 2.2.1.5) dont voici les valeurs, caractéristiques de l'Atlantique nord-est : $h_1 = 1.01 \text{ m}$, $h_{max} = 1.41 \text{ m}$ et $etire = 1.04$.

Le profil de température initiale est lui aussi choisi comme représentatif d'une stratification du mois de mai dans l'océan Atlantique nord-est. Les forçages appliqués dans un premier temps correspondent à une situation extrême de froid et de vent. Ces valeurs sont forcées constamment pendant 20 jours afin de tester la capacité d'HYCOM à représenter le développement de la convection : vent forts et température de l'air faible devraient a priori approfondir la couche de mélange.

Les premiers tests nous permettent de remarquer que la configuration hybride n'arrive pas à reproduire l'approfondissement de la couche de mélange, et que la SST est alors très éloignée de la solution de référence. Ceci vient du fait que la résolution est concentrée en haut de la couche de mélange, ce qui est inadapté. La raison est que les paramètres définissant la couche de mélange, h_1 , h_{max} et $etire$ sont fixés en tout début de simulation et n'évoluent pas, ce qui est voué à l'échec en cas de convection comme ici. L'avantage de la coordonnée hybride est que nous disposons d'un degré de liberté supplémentaire afin d'adapter la couche de mélange au cours du temps, dont nous avons tiré profit par une méthode exposée dans l'article.

La méthode développée comprend 3 étapes :

- Dans un premier temps, l'épaisseur de la couche de mélange est déterminée grâce à un critère de différence de densité par rapport à la surface ;
- Les coefficients sont ensuite déterminés, h_1 dépendant de l'épaisseur de la couche de mélange, $stretch$ étant calculé comme la raison d'une suite géométrique dont la somme est égale à l'épaisseur de la couche de mélange et h_{max} étant fixé à une constante ;
- Les paramètres sont enfin filtrés par une méthode de relaxation afin d'éviter les variations brusques et donc les erreurs importantes.

Afin de tester la nouvelle méthode, nous la comparons, dans le cas de convection profonde, à d'autres expériences :

- EXP-REF : la référence, niveaux géopotentiels, résolution élevée (1 m) ;
- EXP-CNA : solution hybride, 32 couches, paramètres constants caractéristiques de l'Atlantique nord-est ;
- EXP-CG : la même que la précédente, mais avec des coefficients constants adaptés à l'océan global ($h_1 = 3.0 \text{ m}$, $h_{max} = 500.0 \text{ m}$ et $etire = 1.18$) ;
- EXP-A : solution hybride, 32 couches avec des paramètres adaptatifs.

Les coefficients constants de EXP-CG donnent de meilleurs résultats que ceux d'EXP-CNA puisque la SST est beaucoup plus proche de la référence, et la couche de mélange est bien représentée. Les coefficients utilisés pour cette expérience correspondent à des couches plus épaisses qui s'adaptent donc mieux à la couche de mélange à la fin de la simulation. La solution avec des coefficients adaptatifs est très proche de EXP-CG et elle est même plus proche de la référence dans la thermocline.

Suite au calcul de l'écart type des diverses solutions par rapport à la référence, nous avons pu les comparer entre elles au cours du temps. Au début de la simulation, la norme pour EXP-CNA est très basse, et ceci parce que les paramètres définissant sa couche de mélange sont petits et correspondent donc bien à la

	EXP-CNA	EXP-CG	EXP-A
convection	4.70×10^{-2}	3.82×10^{-2}	3.45×10^{-2}
mélange par le vent	6.50×10^{-2}	4.81×10^{-2}	4.14×10^{-2}
réaliste	0.303	0.202	8.20×10^{-2}

TAB. 4.1 – Moyenne des écarts types au cours du temps pour les trois méthodes et dans les trois cas de forçages.

couche de mélange peu profonde. Cependant, à mesure que celle-ci s’approfondit à cause des forçages de vent et de froid intenses, la norme pour cette méthode diverge, et les paramètres ne sont plus adaptés pour représenter l’approfondissement de la couche de mélange. La norme d’EXP-CG reste quasiment constante au cours du temps, celle-ci étant plus grande que celle d’EXP-CNA au début de la simulation, et beaucoup plus faible lorsque les paramètres conviennent mieux à la couche de mélange profonde. L’expérience EXP-A est un bon compromis puisque sa norme est toujours plus faible que celle d’EXP-CG, et que celle d’EXP-CNA quasiment tout le temps. Afin d’illustrer les performances respectives des différentes méthodes, nous avons répertorié dans le tableau 4.1 la moyenne des écarts types au cours du temps.

Dans ce cas-là, utiliser la méthode adaptative pour déterminer les paramètres définissant la couche de mélange donne une solution très proche de la référence, et meilleure au cours du temps que celle obtenue avec des coefficients constants, qu’ils soient adaptés à la zone Atlantique nord-est ou à l’océan global, ce qui est confirmé par les moyennes du tableau 4.1.

Afin de vérifier la robustesse de la méthode quel que soit le forçage appliqué, nous l’avons testée sur deux autres cas : un cas de mélange dû au vent et un cas plus réaliste sur 366 jours.

En ce qui concerne le cas de mélange dû au vent, EXP-CNA ne donne pas de bons résultats, car la température dans la couche de mélange est loin de la référence et la thermocline n’est pas bien représentée. EXP-CG se comporte mieux dans la couche de mélange, mais par contre, en dessous, les couches sont encore en coordonnées z , ce qui n’est pas adapté à l’océan profond et donne de mauvais résultats. EXP-A est la meilleure dans ce cas-là également puisque sa SST est la plus proche de la référence et la couche de mélange et la thermocline sont bien représentées. Au cours du temps, celle-ci est également la meilleure, ce qui est validé par les moyennes temporelles du tableau 4.1.

Le cas réaliste repose sur des forçages toutes les six heures observés en mer de Norvège pendant une année complète. Il prend en compte le cycle diurne et entraîne l’alternance entre convection profonde et restratification, ce qui est délicat à suivre avec des grilles adaptatives. Que ce soit sur un profil en juillet, ou à la fin des 366 jours de simulation, EXP-A donne les meilleurs résultats, et a la meilleure évolution d’écart type par rapport à la référence au cours du temps, ce qui est encore une fois confirmé dans le tableau 4.1.

Pour conclure, quand la couche de mélange s’approfondit, utiliser les coefficients constants caractéristiques de l’Atlantique nord-est conduit au final à une mauvaise représentation de la couche de mélange et de la thermocline. En les remplaçant par les coefficients adaptés à l’océan global, nous obtenons de meilleurs résultats en cas de convection, mais ceux-ci ne sont pas adaptés à des situations où la couche de mélange est peu profonde. Dans tous les cas, la méthode adaptative donne les meilleurs résultats puisqu’elle distribue mieux les niveaux verticaux au cours du temps.

Des tests de sensibilité ont notamment été réalisés, d’abord à la définition de l’épaisseur de la couche de mélange, à la valeur du coefficient d’amortissement dans le filtrage ou encore à la manière de choisir la résolution verticale, et ceux-ci prouvent que la méthode peut encore être améliorée. Des pistes pour le passage en deux et trois dimensions sont ensuite données, et les résultats des premiers tests menant à l’élaboration de la méthode sont présentés dans les compléments à l’article.

4.1.2 ”Adaptation of the vertical resolution in the mixed layer for HYCOM”



Contents lists available at ScienceDirect

Ocean Modelling

journal homepage: www.elsevier.com/locate/ocemod

Adaptation of the vertical resolution in the mixed layer for HYCOM

Cécile Renaudie^{a,b,*}, Rémy Baraille^a, Yves Morel^a, Gwenaëlle Hello^b, Hervé Giordani^b^a S.H.O.M., (site de METEO-FRANCE), 42 av Gaspard Coriolis, 31057 TOULOUSE, France^b METEO-FRANCE, CNRM/GMAP, 42 av Gaspard Coriolis, 31057 TOULOUSE, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 14 November 2007

Received in revised form 22 June 2009

Accepted 25 June 2009

Available online 30 June 2009

Keywords:

Vertical discretisation

Mixed layer dynamics

Convection

Hybrid coordinate model

Global ocean

North Atlantic

ABSTRACT

This paper focuses on the dynamics of the mixed layer. When the mixed layer depth increases, the vertical discretisation eventually becomes too sparse at the bottom of this layer to accurately resolve its evolution and strong numerical errors can appear. This is linked to the fact that the vertical resolution is concentrated in the upper part of the ocean and does not adapt to the deepening of the mixed layer.

Knowing that the Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM) is able to modify the distribution of the vertical levels, we suggest in this paper a method to adapt the resolution to the mixed layer extension. This method is tested in 1-D configurations for two academic atmospheric forcing conditions (strong convection and wind-mixing) and a realistic forcing extending over one year, with seasonal restratification following strong winter convection. The new method improves the results in all cases, and in particular when the mixed layer reaches deep layers.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The dynamics of the oceanic mixed layer is one of Achilles' heels of oceanic general circulation models. Indeed, its representation is limited by:

- our knowledge of atmospheric fluxes above the ocean;
- the fact that vertical mixing is parameterised, as turbulent processes cannot be directly represented in general circulation models;
- the vertical discretisation of the numerical model, which is limited.

Even though atmospheric fluxes are not precisely estimated, reanalysis of most atmospheric prediction systems are reasonably accurate and errors in the mixed layer dynamics can also be – at least partly – attributed to the oceanic models themselves. Many mixed layer parameterisations exist such as the Mellor–Yamada level 2.5 turbulence closure scheme (Mellor and Yamada, 1982; Mellor, 1998), the Kraus–Turner slab model (Kraus and Turner, 1967), or the dynamical instability model of Price et al. (1986). The K-Profile Parameterisation (KPP; Large et al., 1994, 1997) algorithm is a non-slab mixed layer model. It provides mixing

throughout the water column with a transition between the vigorous mixing in the surface boundary layer and the weaker diapycnal mixing in the ocean interior. KPP has proven to be an efficient mixing parameterisation and is now used by many oceanic circulation models (see for instance Halliwell et al., 2000).

As far as the vertical discretisation is concerned, various ocean modelling studies, such as DYNAMO (Dynamo, 1997; Willebrand et al., 2000) and DAMÉE (Chassignet and Malanotte-Rizzoli, 2000; Chassignet et al., 2000) noted that the vertical coordinate system is the most significant difference between ocean models. There are mainly three different kinds of vertical coordinates (see for instance Griffies et al., 2000): geopotential, terrain following – or sigma – and isopycnic. In isopycnic coordinates, the vertical levels follow surfaces of constant potential density. This is useful to represent adiabatic processes in a stably stratified ocean. An example of an isopycnic ocean model is the Miami Isopycnic-Coordinate Ocean Model (MICOM; Bleck et al., 1992). However, as the mixed layer is unstratified, isopycnic coordinates cannot be used in combination with the state of the art parameterisations, which require a good resolution in this region. The Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM; Bleck, 2002; Halliwell et al., 1998, 2000; Chassignet et al., 2003; Halliwell, 2004; Chassignet et al., 2007) was developed in order to overcome this problem. Indeed, HYCOM is a primitive equation, general circulation model with vertical coordinates that remain isopycnic in the open, stratified ocean. Near the surface, the isopycnic vertical coordinates smoothly reverts to geopotential (or z) coordinates in the weakly stratified upper-ocean mixed layer (or to terrain following sigma-coordinates in shallow water regions). As a result, efficient parameterisations for the

* Corresponding author. Address: METEO-FRANCE, CNRM/GMAP, 42 av Gaspard Coriolis, 31057 TOULOUSE, France. Tel.: +33 5 61 07 80 63; fax: +33 5 61 07 84 53.

E-mail addresses: cecile.renaudie@cnrm.meteo.fr (C. Renaudie), remy.baraille@cmo-tlse.shom.fr (R. Baraille), yves.morel@shom.fr (Y. Morel), gwenaelle.hello@meteo.fr (G. Hello), giordani@meteo.fr (H. Giordani).

mixed layer can be used in HYCOM, such as KPP, and this model behaves as geopotential models for the mixed layer.

An additional interesting feature in HYCOM is that the position of the vertical levels can evolve with time, in particular, the position of the geopotential levels. This opens the possibility to adapt the vertical resolution to the instantaneous dynamics and to optimise the discretisation where needed, even in the mixed layer. This possibility has not been explored to our knowledge,¹ and this is the subject of the present study. We indeed focus on the development of a method to adapt the vertical resolution in the mixed layer so as to improve the representation of its evolution, based on the use of the KPP parameterisation. As a first step, we concentrate on the dynamics of the mixed layer alone and restrict our investigations to 1-D configurations.

Section 2 explains the motivation of the study and presents two 1-D experiments with the original HYCOM scheme: one with a very high resolution (taken as the truth or reference) and one with a 32-layer resolution. Comparison between the latter underlines the problems associated with the vertical resolution in the mixed layer. The new scheme is then introduced in Section 3 and the results using this method are presented in Section 4. Finally, Section 5 discusses the main findings and concludes this article.

2. Basic experiments

As mentioned above, we have configured HYCOM in 1-D to study the influence of the vertical resolution on the dynamics of the mixed layer. This is a numerical problem and only the forcings, KPP and hybgen (hybrid coordinate adjustment algorithm, see Bleck, 2002) are activated. All other terms are neglected, in particular the fluid remains at rest so as to discard the effect of the development of a vertical shear.

2.1. Vertical discretisation

In order to test the influence of the vertical resolution on the mixed layer dynamics, we will consider two different configurations:

- the reference: all z-levels configuration using a 1 m resolution;
- the hybrid configuration: 32 layers split up into z-coordinates layers for the mixed layer and isopycnal layers in the lower part of the profile (see Bleck, 2002; Chassignet et al., 2003; Halliwell, 2004). Isopycnal layers are characterised by the fact that their density is equal to their target density specified at the beginning, whereas target densities for z-coordinates are chosen distant from the density of the layer.

2.2. Initial conditions

The initial temperature profile is chosen as representative of a winter stratification in the north-eastern Atlantic basin at mid-latitude and is represented in Fig. 1. The left graphic represents the full profile and the right one a zoom over the first 200 m. The total depth is about 4500 m and the profile is represented here with the 1 m resolution. Notice that only the upper part of the profile is affected by atmospheric fluxes.

¹ In practice, the stratification parameters can be modified to account for the seasonal modification of the stratification. When this is the case, the modification is based on climatologic fields and is very smooth, typically on a monthly basis, and it cannot follow the rapid changes associated with extreme events and diurnal cycle.

In HYCOM, the choice for the position of the z-coordinates levels in the mixed layer is defined by three parameters:

- h_1 (*dp00* in HYCOM), the minimum thickness of the first layer;
- h_{max} (*dp00x* in HYCOM), the z-level spacing maximum thickness;
- *stretch* (*dp00f* in HYCOM), the stretching factor.

The thickness of the k th level, h_k , is then determined by:

$$h_k = \min(h_{max}, h_1 \times stretch^{k-1}) \quad (1)$$

In HYCOM, these three parameters are set at the beginning of the simulation. For the 32-layer HYCOM experiments presented in this study we have chosen:

- $h_1^{NA} = 1.01 \text{ m}$;
- $h_{max}^{NA} = 1.41 \text{ m}$;
- $stretch^{NA} = 1.04$.

This choice was made for a simulation of the north-eastern Atlantic, and was based on the climatologic mean profile of the area presented in Fig. 1. It is the best choice we have found for the north-eastern Atlantic region: other choices have been tested but led to problems especially during the summer restratification.

In the article, we will also use the vertical coordinates parameters defined for global simulations and more adapted to strong winter convection events:

- $h_1^G = 3.0 \text{ m}$;
- $h_{max}^G = 500.0 \text{ m}$;
- $stretch^G = 1.1$.

2.3. Forcings

There are six different atmospheric forcings in HYCOM and the values used for our first academic simulations (strong convection case) are:

- net radiation: 0 W/m^2 ;
- shortwave radiation: 50 W/m^2 ;
- wind speed at the sea surface: 20 m/s ;
- air temperature: $1 \text{ }^\circ\text{C}$;
- water vapour content: 0.008 kg/kg ;
- precipitation: none.

These correspond to extreme conditions of cold and windy weather over the north-eastern Atlantic region. We force these values constantly for 20 days to test HYCOM's ability to represent the development of strong convection: strong winds and low air temperature should indeed deepen the mixed layer.

2.4. Results of the basic simulation

In Fig. 2, we compare the solution obtained for temperature after 20 days of intense cooling and mixing for the 32-layer original HYCOM solution with the reference, which is an all z-levels simulation also run with HYCOM using the 1 m resolution.

We notice that, for the reference experiment, the mixed layer almost reaches 400 m.

Below 1000 m, both solutions match as the influence of the atmospheric forcings does not penetrate further down. Above 1000 m, both solutions differ: the sea surface temperature (SST) difference between the two simulations is $\Delta\text{SST} = 0.33 \text{ }^\circ\text{C}$, and the mixed layer is poorly represented in the 32-layer original HYCOM solution.

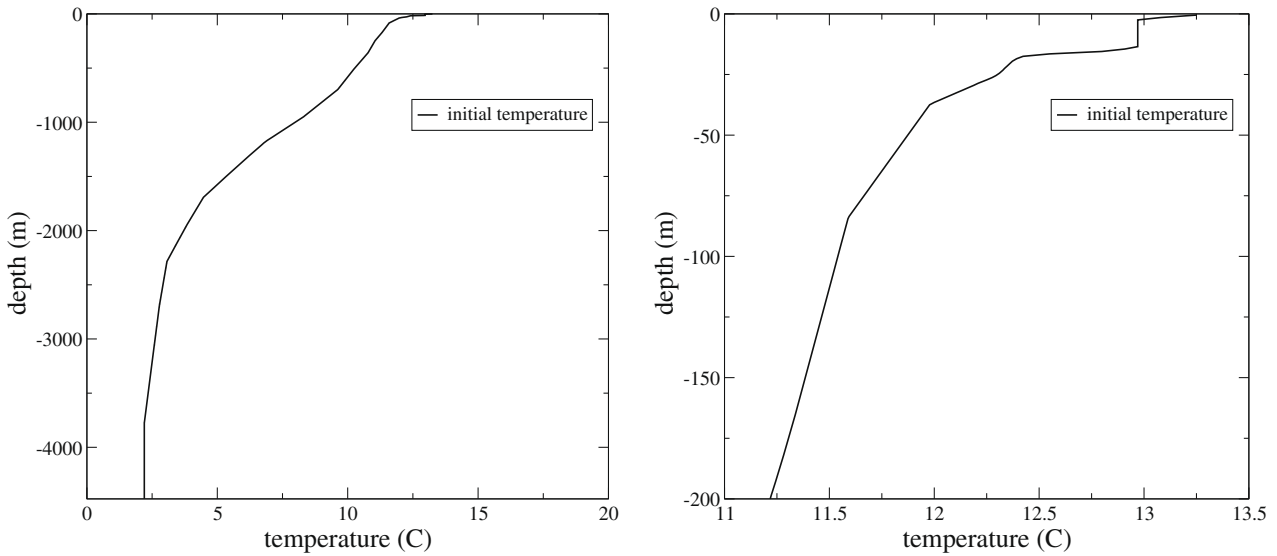


Fig. 1. Initial condition for the temperature profile (left) and zoom over the first 200 m (right).

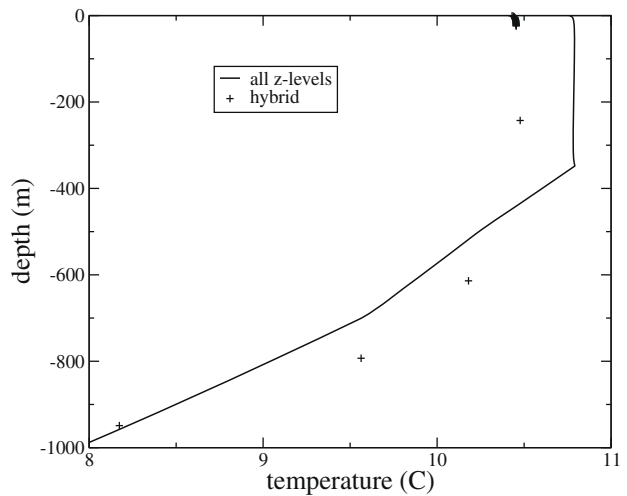
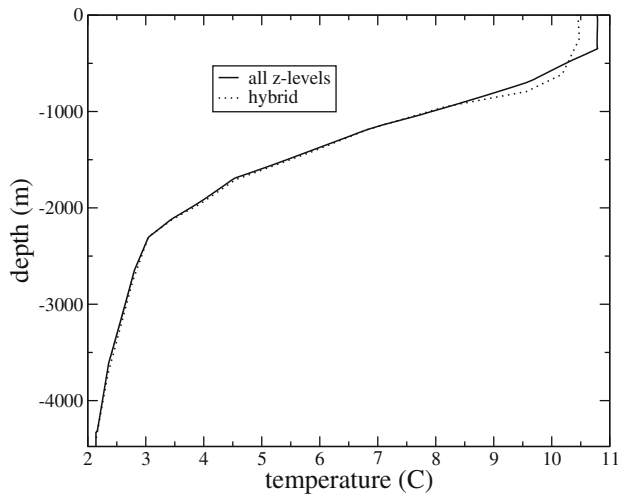


Fig. 2. Comparison between the reference (straight line) and 32-layer original HYCOM experiment (dotted line) after 20 days of simulation. Notice the difference between the surface temperature and the vertical structure of the profiles.

Fig. 3. Same as Fig. 2 but zoomed over the first 1000 m.

Fig. 3 represents a zoom over the first 1000 m in order to understand how the levels spread out in the mixed layer.

Obviously the resolution becomes inadequate with the original HYCOM as it does not follow the deepening of the mixed layer, in particular in circumstances of strong convection. Fig. 3 shows that the resolution remains concentrated in the upper part of the mixed layer but that its base is poorly resolved. The vertical resolution has thus a great impact on the solution given by HYCOM, and numerical models in general: fixed vertical levels are bound to be inadequate for specific atmospheric fluxes.

We could have chosen different h_1 , h_{max} and *stretch* at the beginning of the simulation to better fit the mixed layer at the end of it, but this would rely on the knowledge of the evolution of the mixed layer, which is not the case in realistic configurations. In addition, the new choice would not be adequate for the beginning of the simulation or for different forcings. Finally, this would obviously

lead to increased h_1 , h_{max} and *stretch* (to cover a deep mixed layer), it would keep the isopycnic levels pretty deep and would spoil the dynamics of adiabatic processes in the upper ocean that are better represented by isopycnic coordinates.

Obviously, to correctly resolve the mixed layer structure throughout its evolution, the vertical resolution has to be adapted at each time step in order to portray the mixed layer in the best possible way, a possibility that is offered in HYCOM through the dynamical modification of the parameters h_1 , h_{max} and *stretch*. We propose such a method in the following section.

3. Adaptive vertical resolution

The method we suggest is naturally based on the redistribution of the available geopotential levels over the mixed layer, at each time step. It can be decomposed in three steps to determine a set

of parameters h_1 , h_{max} and *stretch* for the mixed layer structure at each time step.

3.1. Determination of the mixed layer depth

The first step is to estimate the depth of the mixed layer, referred to as h_{mix} here. In this layer, temperature, salinity, and therefore density, are nearly uniform, its bottom is characterised by a gradient where the water properties change. Several ways exist to estimate h_{mix} in the literature. The mixed layer depth can be based on a difference criterion or a gradient criterion but, according to Brainerd and Gregg (1995), the former is more stable than the latter, and will therefore be the one used here. h_{mix} is defined as the depth at which temperature or potential density changes by a given threshold value relative to the one at a near-surface reference depth. Several examples of used criteria are given by de Boyer Montégut et al. (2004). The reference depth is usually 0 or 10 m, and we will choose 0 m here. For temperature, the threshold value can range from 0.1 (Sprintall and Roemmich, 1999) to 1 °C (Rao et al., 1989), and depends usually on the region of the ocean that is studied. For the global ocean, the threshold values usually used are 0.5 (Levitus, 1982; Monterey and Levitus, 1997) and 0.8 °C (Kara et al., 2000). Concerning density, the threshold values range from 0.01 to 0.5 kg/m⁻³. The threshold values generally used are 0.125 (Monterey and Levitus, 1997) and 0.03 kg/m⁻³ (de Boyer Montégut et al., 2004).

In this paper, we evaluate h_{mix} as the depth at which a change from the surface density of 0.025 kg/m⁻³ has occurred. During the summer, the mixed layer is usually small and, using this criterion, the mixed layer can be formed with only one layer. In that case, we extend the mixed layer to the last z-level from the previous time step. In order to do so, we find the level where the target density of a layer becomes greater than the density of the first layer (since density is supposed to be constant in the mixed layer), which is the first isopycnal level. Our determination of the mixed layer stops at the previous level. We call N_z the number of levels in the mixed layer.

3.2. Calculation of the coefficients

The choice of the exact position of the geopotential levels is not straightforward. Tests with regular spacing or an increase of the resolution near the base of the mixed layer (taking *stretch* < 1) is not optimal. Indeed, such choices are accompanied by lower resolution near the surface whereas the KPP parameterisation requires the contrary, in particular, to represent non-local mixing of temperature and salinity in case of deep convection (Large et al., 1994, 1997). We thus propose the following method:

- If $h_{mix} < 20$ m we set $h_1 = 1.01$ m so that the first layer is not too big in order to represent well the small mixed layer. Otherwise, $h_1 = 3.00$ m;
- *stretch* is determined by the Newton–Raphson method so that it satisfies the equation:

$$h_{mix} = h_1 \frac{1 - stretch^{N_z}}{1 - stretch} \quad (2)$$

- $h_{max} = 500.0$ m.

3.3. Filtering

For the geopotential levels to follow the evolution of the mixed layer structure, the positions of the geopotential levels have to be redistributed from time to time, possibly every time step. This is

Table 1
Summary of model experiments.

Experiment	Number of layers	Vertical coordinate	h_1 (m)	h_{max} (m)	Stretch
EXP-REF	4476	z	1.0	1.0	1.0
EXP-CNA	32	Hybrid	1.01	1.41	1.04
EXP-CG	32	Hybrid	3.0	500.0	1.18
EXP-A	32	Hybrid	Adaptive	Adaptive	Adaptive

accompanied by a redistribution of the physical properties, which are interpolated between the old and the new vertical grid (see Bleck, 2002). In HYCOM, this modification of the vertical grid is managed by the hybrid coordinates generator (hybgen subroutine, see Bleck, 2002; Chassignet et al., 2003; Halliwell, 2004). This step may induce spurious numerical errors, particularly large when the difference between the new and the old vertical grid is important.²

To avoid strong modifications of the vertical grid, we filter the parameters using a relaxation formula:

$$h_1^{n+1} = (1 - \alpha) * h_1^n + \alpha * h_1, \quad (3)$$

where h_1^{n+1} is the depth of the first layer calculated at the current time step, h_1^n the same thing at the previous time step, h_1 is set in Section 3.2 and α is the relaxation coefficient expressed as:

$$\alpha = \frac{dt}{K}, \quad (4)$$

with dt the time step and K a damping rate. We take $K = 10,000$ s. When the mixed layer depth becomes greater than 20 m, this step allows a smooth continuous change for h_1 from 1.01 to 3 m, instead of an abrupt behaviour.

We also define:

$$stretch^{n+1} = (1 - \alpha) * stretch^n + \alpha * stretch, \quad (5)$$

where $stretch^{n+1}$ is the coefficient of stretch at the current time step, $stretch^n$ the same thing at the previous time step, $stretch$ is calculated with the Newton–Raphson method to satisfy Eq. (2), and α is defined in Eq. (4).

This method will be called the adaptive method as opposed to the method with constant parameters in the original HYCOM.

4. Results

We now carry out several experiments (summarised in Table 1) referenced as follows:

- EXP-REF: z-levels, with a high resolution (1 m);
- EXP-CNA: hybrid solution, 32 layers, with constant parameters from the north Atlantic region;
- EXP-CG: same as before but with constant parameters from global simulations;
- EXP-A: hybrid solution, 32 layers with adaptive parameters.

The experiment EXP-CG uses parameters that are supposed to be adapted for the global ocean, and therefore might be more accurate for a case of convection.

In all the experiments, dt will be set to 100 s.

The first case considered is the one described in Section 2 with cold and windy conditions (called the convective case), the second

² Notice that such a rearrangement and such an error also exists in the original HYCOM scheme, when isopycnic layers are incorporated into geopotential levels when their target densities can no longer be reached in the water column.

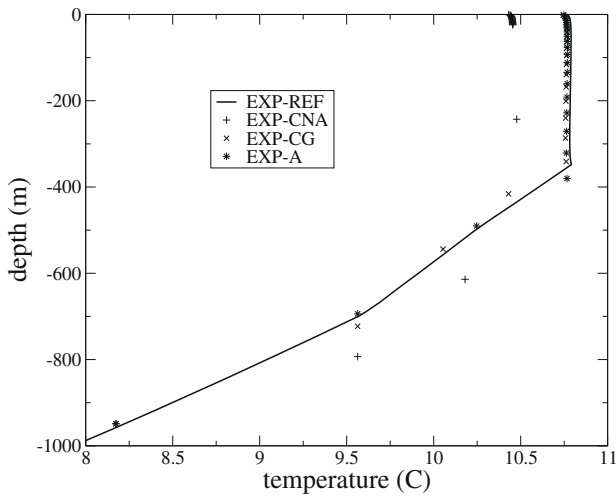


Fig. 4. Zoom on the first 1000 m of the four different experiments: EXP-REF (straight line), EXP-CNA (+), EXP-CG (x) and EXP-A (*) after 20 days of simulation.

is a case of intermediate temperatures and windy conditions (referred to as wind-mixing case), and the third corresponds to a more realistic case with forcings every 6 h and a simulation lasting a whole year (called the realistic case).

4.1. Convective case

Fig. 4 is a zoom over the first 1000 m of the temperature obtained after 20 days of simulation with the four different methods presented before. Obviously, the constant coefficients from EXP-CG give better results than the ones from EXP-CNA since the SST is very close to the reference, and the mixed layer well represented. This is because the coefficients used for this experiment yield bigger h_k and thus adapt better to the deep mixed layer at the end of the simulation. The solution with adaptive parameters is very close to EXP-CG and it is even closer to the reference in the thermocline.

To compare the solutions throughout time, we calculate the following norm:

$$\|T\|^2 = \frac{1}{H_{tot}} \sum |T_{ref}(i) - T_{exp}(i)|^2 h_i, \quad (6)$$

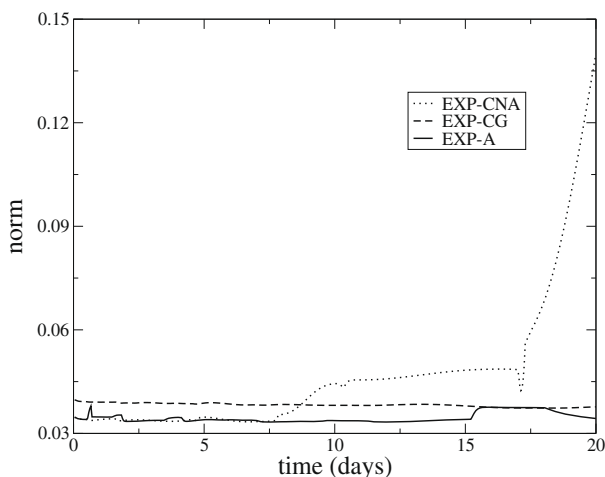


Fig. 5. Norm of differences between the reference and the three methods (EXP-CNA: dotted line, EXP-CG: dashed line and EXP-A: straight line) throughout time for the convective case.

where H_{tot} is the total depth, $T_{ref}(i)$ is the i th layer temperature for the reference experiment, h_i is the depth of the i th layer and $T_{exp}(i)$ is the temperature coming from the experiments with 32 layers which have been linearly interpolated vertically.

Fig. 5 compares $\|T\|^2$ over the duration of the 20 days experiment (the time sampling is 1 h) for the three experiments with 32 layers.

We notice that, at the beginning of the simulation, the norm for EXP-CNA is very low and this is because the parameters h_1^{NA} and $stretch^{NA}$ are quite small and thus fit well the shallow mixed layer. But as it deepens due to the strong forcings of wind and cold temperature, the norm for this method diverges, and the parameters are no longer adapted to follow the deepening of the mixed layer. EXP-CG remains almost constant throughout time, the norm being higher than for EXP-CNA at the beginning of the simulation, and a lot lower when the parameters become more convenient for the deep mixed layer. The experiment EXP-A appears as a good compromise since the norm is almost always lower than the experiments with constant parameters. The only period of time when EXP-CG has a lower norm than EXP-A occurs around days 16–18, and the increase in norm for EXP-A is associated with the change of an isopycnic layer into a z-level. In fact, the modification of the mixed layer depth is very brutal and consequent, so it creates numerical errors, but, after a while, the norm decreases again as the discretisation is well adapted to the mixed layer depth.

Therefore, in the case of convection, using adaptive parameters yields to a solution very close to the reference, and better throughout time than the one obtained using constant coefficients, either characteristic of north Atlantic or global.

4.2. Wind-mixing case

To check the validity of the method for other forcings we use the same initial conditions, and only modify the atmospheric forcings. We first select a case with small surface cooling but strong wind stress:

- net radiation: 200 W/m²;
- shortwave radiation: 250 W/m²;
- wind speed at the sea surface: 20 m/s;
- air temperature: 15 °C;

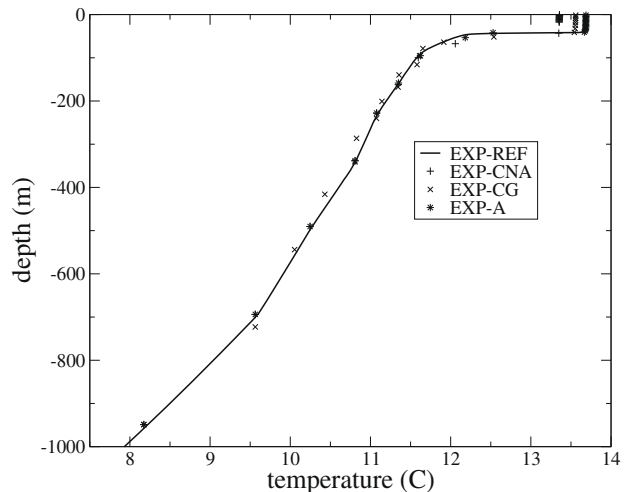


Fig. 6. Comparison between the solutions for EXP-REF (straight), EXP-CNA (+), EXP-CG (x) and EXP-A (*) for the wind-mixing case after 20 days of simulation zoomed in the first 1000 m.

- the other ones are set to the same values as before.

Fig. 6 represents the solutions after 20 days for the four different experiments (EXP-REF, EXP-CNA, EXP-CG and EXP-A) zoomed in the first 1000 m. For the present atmospheric forcing, mixing is only associated with the wind stress, there is no convection, and the extension of the mixed layer is limited to about 45 m. The thermocline is pretty shallow and the temperature drops almost by 2 °C after only a few meters.

We can notice in Fig. 6 that EXP-CG does not induce a very good solution between 200 and 1000 m. This is because the parameters are quite big, and all the layers in this range of depths are in z-coordinates, which is not adapted to the ocean interior.

In Fig. 7, we represent the same as in Fig. 6 but zoomed in the first 100 m in order to see how the different methods deal with the mixed layer. As before, for EXP-CNA, there are a lot of layers in the first 20 m, and their temperature is far from the reference. Moreover, the thermocline is not very well represented. The problem in this solution comes from the fact that the bottom of the mixed layer corresponds to an isopycnal level, and it should be in z-coordinates.

At the surface, EXP-CG behaves better than EXP-CNA since SST is closer to the reference, and the mixed layer is well defined.

Concerning EXP-A, we can notice that SST is closer to the reference than the two other methods, the mixed layer is well defined, as well as the thermocline. It is obviously the best solution at that moment.

Fig. 8 represents the norm of temperature differences between the different solutions and the reference as expressed in Eq. (6) calculated every hour.

We first notice that at the beginning of the simulation, the norm for EXP-CNA is low but it increases very quickly and leads to the strongest errors. Again EXP-A is the best out of the three throughout time.

As for the convection case, the adaptive method yields better results when the mixed layer depth evolves and gets deeper.

4.3. Realistic case

The convective case and the wind-mixing case were very simplified since the forcings were constant during the 20 days of simulation. We now introduce a more realistic case, based on forcings every 6 h observed in the Norwegian sea (62N,5E) during a full

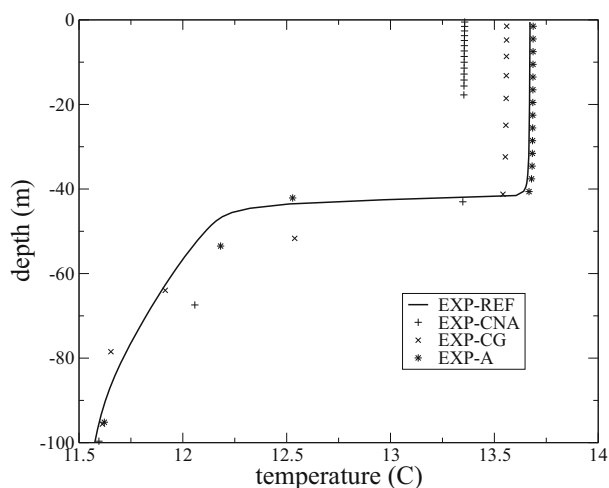


Fig. 7. Same as Fig. 6 but zoomed in the first 100 m.

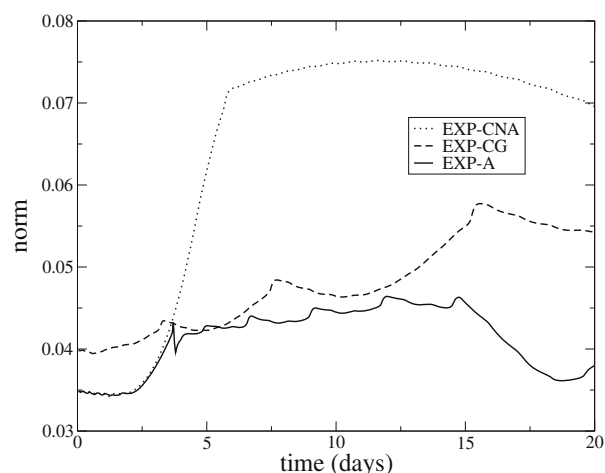


Fig. 8. Norm of differences of temperature between the reference and the different methods (EXP-CNA: dotted line, EXP-CG: dashed line and EXP-A: straight line) throughout time for the wind-mixing case.

year (2004). These forcings were obtained from the atmospheric model ARPEGE from Météo France. This takes into account the diurnal cycle and yields alternation of strong convection and restratification, which can be delicate to follow with adaptive grids. The forcings fields are presented in Fig. 9.

To build the initial condition, we start from the initial condition presented in Fig. 1 (using 4476 levels) and run a 2-year simulation with the same annual forcings as a spin up. This yields the initial condition presented in Fig. 10. We then simulate a third year with 4476 levels to get the realistic reference experiment and resume the simulation with 32 layers and the different choices described in Table 1.

In Fig. 11, we represent the temperature (top), salinity (middle) and density (bottom) profiles for EXP-REF, EXP-CNA, EXP-CG, EXP-A in July (left) and at the end of the third year meaning in december (right).

We choose to represent the profiles during July because the surface temperature, at the beginning of the simulation around 8 °C, warms to almost 13 °C, and the temperature drops back to 8 °C in about 100 m. This is not an easy case to simulate because of this important drop, and the mixed layer is very small in that case.

Concerning EXP-CNA, it is very close to the reference at the surface, only because the mixed layer is small. But then there is only one level to represent the thermocline, and its temperature is far from the reference. The coefficient thus used are not convenient.

For EXP-CG, more levels are used to represent the thermocline, which is a good point, but the difference in temperature there compared to the reference is too important. Moreover, below this layer with a constant temperature of around 8 °C, the levels are far from the reference.

Finally, EXP-A is close to EXP-CG near the surface, but the temperature is very close to the reference in the thermocline, and even below it. This is obviously the best solution among the three methods.

The same remarks can be made for density. However, it seems that HYCOM has some troubles representing the inversion of salinity at the surface. We can however notice that EXP-A is still the best out of the three.

At the end of the simulation, there exists a shallow mixed layer with an unstable profile on top of a deeper homogenised layer. Such a profile may not be easy to represent when the vertical resolution is low, and the salinity for all methods is homogenised in the mixed layer. Here again, EXP-A has a temperature close to

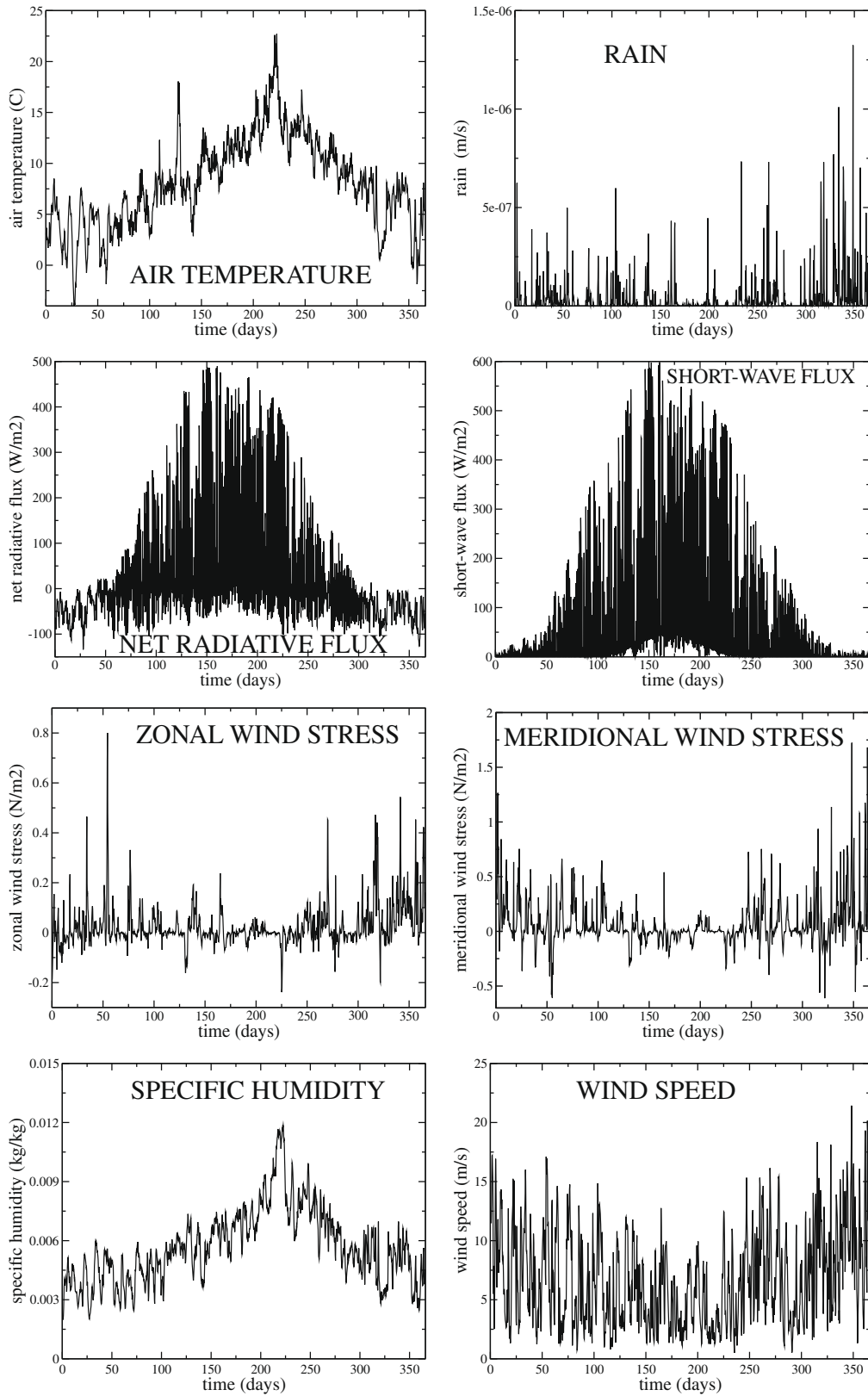


Fig. 9. Forcings for the realistic case.

the reference below the mixed layer, which is not the case for the first levels of EXP-CNA and EXP-CG.

HYCOM again has trouble representing the inversion in salinity which is more important than for the profile in July, probably be-

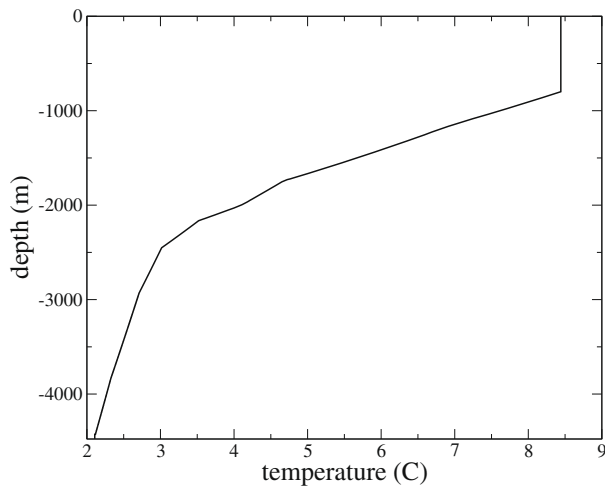


Fig. 10. Initial condition for the realistic case.

cause the rain is quite significant at the end of the simulation. The density is thus impacted, and all three experiments have trouble reproducing the shallow mixed layer maintained by the salinity inversion.

In order to determine which method is the best throughout time, we represent in Fig. 12 the norm calculated with Eq. (6) for the three methods every day of the simulation.

We notice that, except during the first few days, EXP-A is always the best in that case.

Again, adaptive parameters give better results than constant parameters and this time for a more realistic case that includes many different configurations.

4.4. Sensitivity to an increase in order for layer remapping

The original grid generator (Bleck, 2002) used a piecewise constant method (PCM), which was very diffusive. The model version we use in this article has a higher order scheme called the piecewise linear method (PLM) based on a scheme presented in VanLeer (1997). An even higher method is currently being tested, named the piecewise parabolic method (PPM), and we set up some experiments to see if the increase in order from PLM to PPM really improves the solution.

We compare, in Fig. 13, the norms calculated every day with Eq. (6) using PLM and PPM, for EXP-CG (left) and EXP-A (right).

We notice in Fig. 13 that using the PPM for remapping in the hybrid coordinate generator triggers a lower norm for the global case throughout most of the simulation. Concerning the adaptive parameters, the norm is quite the same (actually, we do not even notice the dotted line in the figure), therefore the remapping used in this case does not have an impact. In Fig. 14, we represent the norms for EXP-CNA, EXP-CG and EXP-A using the PPM remapping in order to see if the improvement of EXP-CG makes it a better solution than EXP-A.

We notice there that EXP-CNA is still the worst method between the three. Then, at the beginning of the simulation, EXP-CG becomes a little better than EXP-A. However, even with the improvement of EXP-CG using PPM, the adaptive parameters still constitute the best choice throughout the 366 days of the simulation.

5. Summary and discussion

In this study, we have developed a method to adapt the vertical resolution to the evolution of the mixed layer and improve its rep-

resentation. This method has been tested in three atmospheric forcing conditions: strong convection, mixing associated with strong winds, and a case lasting 366 days with realistic forcings. When the mixed layer deepens, using HYCOM with constant parameters h_1^{NA} , h_{max}^{NA} and $stretch^{NA}$ eventually yields a poor representation of the mixed layer and the thermocline, as well as a growing error in SST and in the mixed layer structure. Using the parameters h_1^G , h_{max}^G and $stretch^G$ yields better solutions in cases of convection, but are not adapted to shallow mixed layers. In all cases, the adaptive method offers some additional degrees of freedom to improve the distribution of the geopotential levels inside the mixed layer, which proves very useful in the 1-D simulations presented here. It is important to notice that the cost of the adaptive method is negligible: the additional computing time requested represents about 1% of the total cost.

The method we have developed and the tests we have performed are however based on the use of the KPP parameterisation, and we make no claim that it can be generalised to other parameterisations: for instance we can imagine that choosing a constant vertical grid step or even increasing the resolution at the base of the mixed layer would yield better results for other mixed layer closure schemes.

Obviously, the adaptive method can still be improved as it is now based on very basic choices. For instance, when the solution with constant parameters yields better results, the associated h_1 , h_{max} and $stretch$ parameters are more suitable at that time. This proves that the discretisation at the base of the mixed layer is not the only parameter determining the “optimal” position of the geopotential levels. In the case of the KPP parameterisation for instance, an increased discretisation close to the surface is also important. To imagine a method with an increased resolution at the base of the mixed layer while keeping a good one close to the surface is possible, but, as HYCOM relies on a geometric series (based on the choice of parameters h_1 , h_{max} and $stretch$), this would require some additional modifications of the code. As mentioned above, the initial error associated with the adaptive method remains modest, and we believe the latter is a useful first step, before considering further modifications of the HYCOM code.

5.1. Forecasting the mixed layer

As discussed in Section 3, there are several ways to define the mixed layer depth. This parameter is crucial in the adaptive method as it defines the depth within which the geopotential levels are redistributed. A sensitivity to the definition of h_{mix} has thus been undertaken and the results are summed up below.

Ten definitions have been selected and are given in Table 2. It gives the reference depths and threshold values for each definition, as well as the mean norm, calculated throughout time with Eq. (6), of the adaptive method for the three cases taken into account in this article. The 9th method is the one used to find the depth of the mixed layer in the subroutine for KPP in HYCOM. It is the interpolated depth where the density jump is equivalent to a 0.2° temperature jump from the surface. The 10th method is the one we used for the study in the previous sections. T represents the temperature, and σ the density. As a comparison, we also indicate the mean value of the norm for the experiments with constant parameters EXP-CNA and EXP-CG.

First, let's consider the method currently in HYCOM. It gives good results for the convective case, but is not good for other cases. This comes from the fact that when the temperature jump occurs between the first and second layers, the mixed layer is thus represented by one layer, which is not good to redistribute the z -levels. This is why in our method we extended the mixed layer to all the z -levels from the previous step.

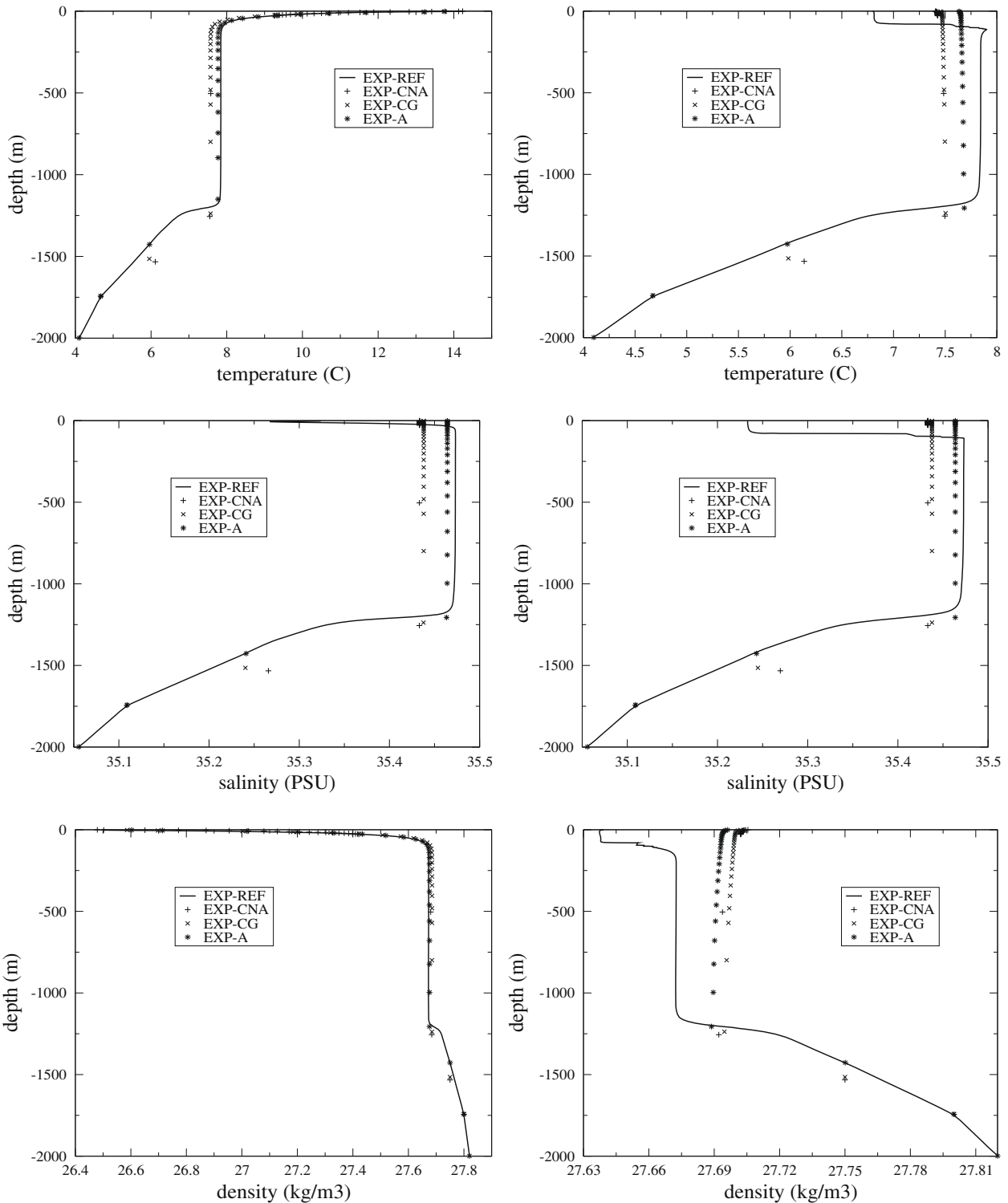


Fig. 11. Comparison between the solutions (temperature: top, salinity: middle and density: bottom) for EXP-REF (straight), EXP-CNA (+), EXP-CG (x) and EXP-A (*) for the realistic case for July (left) and in December, the end of the simulation (right).

All other definitions yield comparable results and we cannot identify the “best” one. The one we chose gives among the best results for all cases. We could have also chosen [Weller and Plueddemann \(1996\)](#), which gives very close results to our choice. The differences are not so high, and all the definitions exhibit a mean norm lower than the experiments with constant parameters. This is why we can conclude our definition of the mixed layer, and,

more generally our method, seem well adapted for most atmospheric forcing conditions.

5.2. The damping rate

In Section 3.3, we define the relaxation coefficient in Eq. (4), and set the damping rate K to the value 10,000 s. The method could

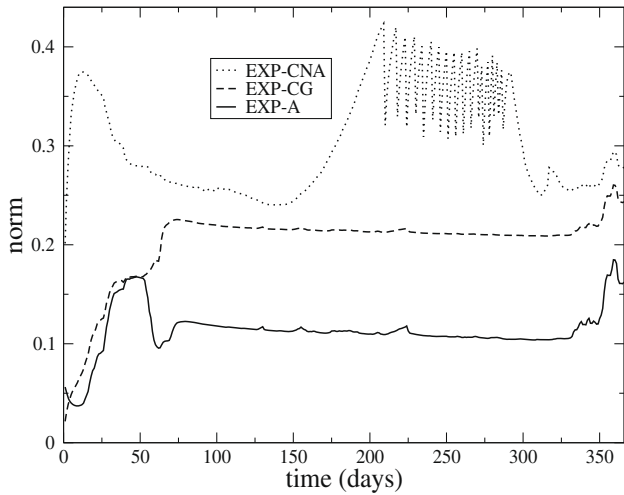


Fig. 12. Norm of differences of temperature between the reference and the different methods (EXP-CNA: dotted line, EXP-CG: dashed line and EXP-A: straight line) for the realistic case.

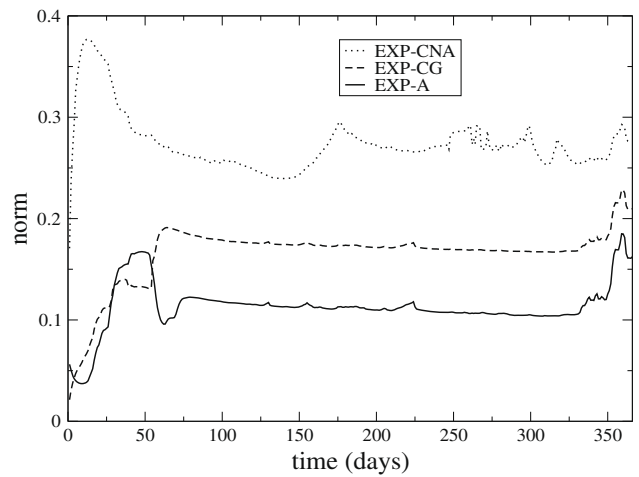


Fig. 14. Norm of differences of temperature between the reference and the different methods (EXP-CNA: dotted line, EXP-CG: dashed line and EXP-A: straight line) using PPM for the realistic case.

actually be improved if this value depended on the forcings from the surface. As a first step, we performed some sensitivity tests to the damping rate. We represent, in Fig. 15, the mean norm calculated with Eq. (6) for the three cases (convection: left, wind-mixing: middle and realistic: right) in regards to the damping rate (K varies from 500 to 1,600,000 s).

We notice that the evolution is not the same for all cases. Comparing the two first cases (which last the same number of days and have constant forcings throughout the simulation) with the realistic case, we can conclude that the damping rate does not have to resolve the diurnal cycle but depends more on the intensity of the forcings applied. In fact, the convection and realistic cases (which have forcings that modify a lot the depth of the mixed layer throughout time) give similar results, namely a high damping rate improves the solution. For the wind-mixing (where the forcings do not modify a lot the mixed layer depth), the evolution is the opposite, the best solution is obtained for a small damping rate of 5000 s.

We can however notice that the range in norms is very small, and whatever the value taken by K , the solution with adaptive parameters is still the best compared to constant parameters

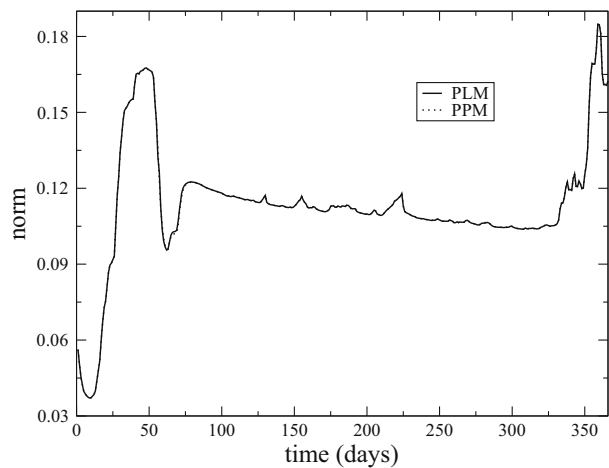
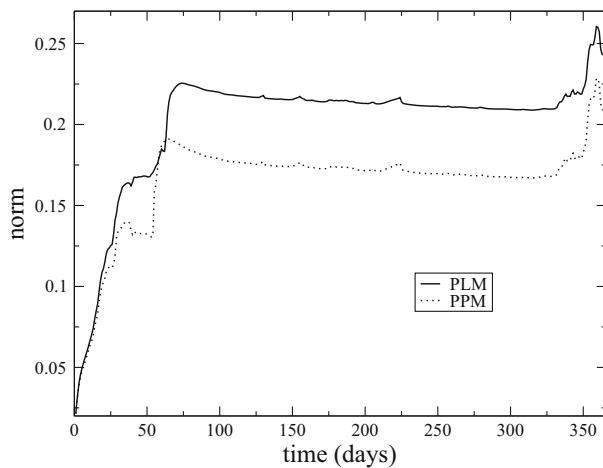


Fig. 13. Norm of differences of temperature between the reference and two methods (EXP-CG: left and EXP-A: right) using PLM (straight line) and PPM (dotted line) for the realistic case.

Table 2
Sensitivity to the definition of h_{mix} .

Method and author	Reference depth (m)	Threshold value ($^{\circ}\text{C}$ or kg/m^{-3})	N_{mean} Case 1	N_{mean} Case 2	N_{mean} Case 3
1. Sprintall and Roemmich (1999)	10	$T - 0.1$	0.0346	0.0415	0.1137
2. Kara et al. (2000)	10	$T - 0.8$	0.0359	0.0401	0.1134
3. Monterey and Levitus (1997)	0	$T - 0.5$	0.0361	0.0394	0.1140
4. Thompson (1976)	3	$T - 0.2$	0.0348	0.0406	0.1138
5. Rao et al. (1989)	10	$T - 1$	0.0357	0.0414	0.0867
6. Monterey and Levitus (1997)	0	$\sigma + 0.125$	0.0359	0.0394	0.1252
7. Suga et al. (2004)	10	$\sigma + 0.125$	0.0360	0.0392	0.1235
8. Weller and Plueddemann (1996)	10	$\sigma + 0.03$	0.0345	0.0409	0.1130
9. HYCOM	0	σ for $T - 0.2$	0.0342	0.0486	0.5839
10. This article	0	$\sigma + 0.025$	0.0345	0.0414	0.1132
EXP-CNA			0.0470	0.0650	0.3029
EXP-CG			0.0382	0.0481	0.2015

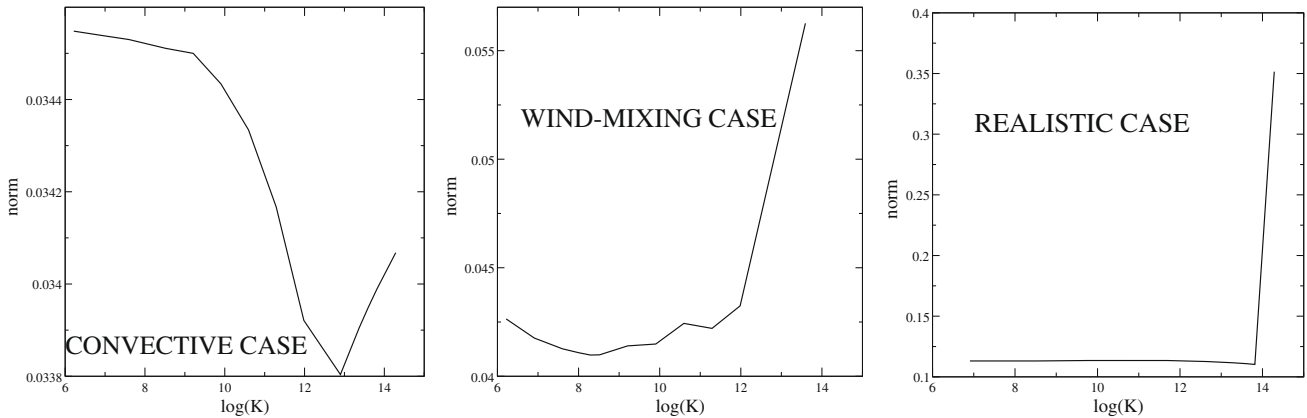


Fig. 15. Mean norm of differences of temperature between the reference and EXP-A according to the logarithm of the damping rate K for the three cases (convection: left, wind-mixing: middle and realistic: right).

Table 3
Results of the method when the layers in the mixed layer are taken constant.

Case	Geometric series	Constant layers
Convection	0.0345	0.0357
Wind-mixing	0.0414	0.0559
Realistic	0.1132	0.3347

(EXP-CNA and EXP-CG). This is why we decided to keep the value $K = 10,000$ s as a first step, since it is an acceptable value for the three cases presented.

5.3. Sensitivity to vertical resolution

In HYCOM, the positions of the geopotential levels in the mixed layer are determined according to a geometric series. This choice can be discussed, and we thus run a simulation with $stretch = 1$ in order to have layers of the same depth, $h_1 = \frac{h_{mix}}{N_z}$. The results are presented in Table 3.

We notice that taking constant layers in the mixed layer is not a good choice. In the realistic case for example, the error is multiplied by three. This is because the mixed layer in that case can be quite big (1200 m during events of deep convection), and this leads to huge layers. We know for a fact that the vertical mixing scheme KPP needs a first layer that is not too big for its dynamics to work, and since the number of levels in the mixed layer is limited, the best choice is to use a geometric series.

We now perform some sensitivity tests to the depth of the first layer h_1 to explain our choices. We kept the method exactly the same except that the first layer is set to 1.01, 2, 3, 5, 8 or 10 m. We represent in Fig. 16 the mean norm calculated with Eq. (6) for the three cases (convection: left, wind-mixing: middle and realistic: right).

In each case we notice that, as said before, the first layer needs to be small enough for the vertical mixing scheme to be efficient. In the convective case, the norms are very close, so it is not sensitive to this parameter, even if we can tell the best value would be $h_1 = 1.01$ m. In the wind-mixing case, it would be $h_1 = 3$ m, and $h_1 = 2$ m in the realistic case. This is why we chose to set $h_1 = 1.01$ m if $h_{mix} < 20$ m and $h_1 = 3$ m otherwise. Several tests were also performed to change the depth 20 m, but the results are very close so it seems a wise choice.

To conclude, the depth of the first layer can still be improved but we chose a value that can be appropriate for different cases of forcings, and that always keeps the method better than with constant parameters.

5.4. The problem in two and three dimensions

Finally, in this article, we have focused on one-dimensional problems and the present adaptive method has to be expanded to three dimensions. A straightforward way to do this is of course to apply the adaptive method at each horizontal grid point independently of the others: to diagnose the mixed layer depth at each point $h_{mix}(i,j)$, to evaluate the virtual mixed layer depth, to deter-

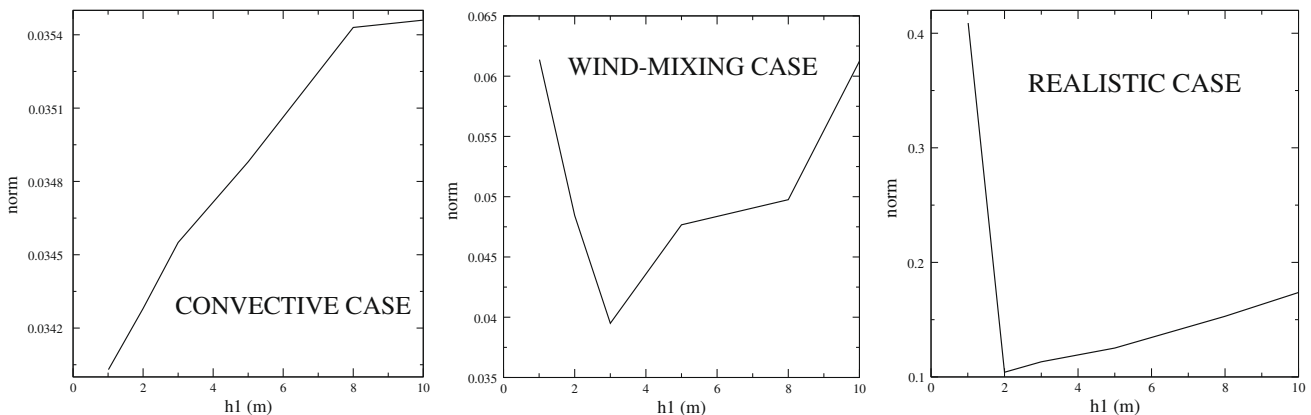


Fig. 16. Mean norm of differences of temperature between the reference and EXP-A in regards to the depth of the first layer for the three cases (convection: left, wind-mixing: middle and realistic: right).

mine h_1 , h_{max} , and *stretch* and to redistribute the geopotential levels accordingly.

Some problems can be expected as in some regions the mixed layer depth can be very different from one grid point to another (in regions of strong convection for instance) and we can end up with strong horizontal variations of levels, which is known to be associated with strong errors in the evaluation of the pressure gradient. This error may be small as the mixed layer is mostly unstratified, but some horizontal smoothing of the $h_1(i,j)$, $h_{max}(i,j)$, and *stretch*(i,j) fields is probably needed. Obviously, further work is needed before using the adaptive method for realistic configurations.

Acknowledgments

Cécile Renaudie, Rémy Baraille and Yves Morel are supported by the French ministry of Defence (research program MOUTON, PEA 012401). This work is also part of a cooperation between SHOM, the French Navy hydrographic and oceanographic service, and CNRM (Météo-France research department), where Cécile Renaudie works with Gwenaelle Hello and Hervé Giordani. We thank François Bouttier, head of GMAP (modelling, assimilation and forecasting group in CNRM, Météo France) for all his help and his warm welcome in the group.

References

- Bleck, R., 2002. An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-cartesian coordinates. *Ocean Modell.* 4, 55–88.
- Bleck, R., Rooth, C., Hu, D., Smith, L., 1992. Salinity driven thermocline transients in a wind and thermohaline forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* 22, 1486–1505.
- Brainerd, K.E., Gregg, M.C., 1995. Surface mixed and mixing layer depths. *Deep Sea Res. A* 9, 1521–1543.
- Chassignet, E., Dietrich, H.A., Ezer, T., Ghil, M., Haidvogel, D., Ma, C.-C., Mehra, A., Paiva, A., Sirkes, Z., 2000. DAMÉE-NAB: the base experiments. *Dyn. Atmos. Oceans* 32, 155–184.
- Chassignet, E., Hurlburt, H., Smedstad, O., Halliwell, G., Hogan, P., Wallcraft, A., Baraille, R., Bleck, R., 2007. The HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model) data assimilative system. *J. Mar. Sys.* 65, 60–83.
- Chassignet, E., Malanotte-Rizzoli, P., 2000. Ocean circulation model evaluation experiments for the north Atlantic basin. *Dyn. Atmos. Oceans* 32, 155–432.
- Chassignet, E., Smith, L., Halliwell, G., Bleck, R., 2003. North Atlantic simulations with the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM): impact of the vertical coordinate choice, reference density, and thermobaricity. *J. Phys. Oceanogr.* 33, 2504–2526.
- de Boyer Montégut, C., Madec, G., Fischer, A., Lazar, A., Iudicone, D., 2004. Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.*, 109.
- Dynamo, G., 1997. Dynamics of north Atlantic models: simulation and assimilation with high resolution models. *Ber. Inst. f. Meereskunde Kiel*, 294–333.
- Griffies, S., Böning, C., Bryan, F., Chassignet, E., Gerdes, R., Hasumi, H., Hirst, A., Treguier, A., Webb, D., 2000. Developments in ocean climate modelling. *Ocean Modell.* 2, 123–192.
- Halliwell, G., 2004. Evaluation of vertical coordinate and vertical mixing algorithms in the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). *Ocean Modell.* 7, 285–322.
- Halliwell, G., Bleck, R., Chassignet, E., 1998. Atlantic ocean simulations performed using a new HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). In: EOS, Fall AGU Meeting.
- Halliwell, G., Bleck, R., Chassignet, E., Smith, L., 2000. Mixed layer model validation in Atlantic ocean simulations using the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). *EOS* 80, OS304.
- Kara, A., Rochford, P., Hurlburt, H., 2000. An optimal definition for ocean mixed layer depth. *J. Geophys. Res.* 105, 16803–16821.
- Kraus, E., Turner, J., 1967. A one-dimensional model of the seasonal thermocline: part II the general theory and its consequences. *Tellus* 19, 98–106.
- Large, W., Danabasoglu, G., Doney, S., McWilliams, J., 1997. Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: annual-mean climatology. *J. Phys. Oceanogr.* 27, 2418–2447.
- Large, W., McWilliams, J., Doney, S., 1994. Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.* 32, 363–403.
- Levitus, S., 1982. Climatological atlas of the world ocean. In: NOAA Professional Paper 13. US Department of Commerce.
- Mellor, G., 1998. User's guide for a three dimensional, primitive equation numerical ocean model. In: AOS Program Report. Princeton University, Princeton, NJ, pp. 34.
- Mellor, G., Yamada, T., 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.* 20, 851–875.
- Monterey, G., Levitus, S., 1997. Seasonal variability of mixed layer depth for the world ocean. In: NOAA Atlas NESDIS 14. Natl. Oceanic and Atmos. Admin. Silver Spring, MD, pp. 100.
- Price, J., Weller, R., Bowers, C., Briscoe, M., 1986. Diurnal cycling: observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling and wind mixing. *J. Geophys. Res.* 91, 8411–8427.
- Rao, R., Molinari, R., Festa, J., 1989. Evolution of the climatological near-surface thermal structure of the tropical Indian ocean: 1. Description of mean monthly mixed layer depth, and sea surface temperature, surface current, and surface meteorological fields. *J. Geophys. Res.* 94, 10801–10815.
- Sprintall, J., Roemmich, D., 1999. Characterizing the structure of the surface layer in the Pacific ocean. *J. Geophys. Res.* 104, 23297–23311.
- Suga, T., Motoki, K., Aoki, Y., MacDonald, A., 2004. The north Pacific climatology of winter mixed layer and mode waters. *J. Phys. Oceanogr.* 34, 3–22.
- Thompson, R., 1976. Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 496–603.
- VanLeer, B., 1997. Towards the ultimate conservative difference scheme IV: a new approach to numerical convection. *J. Comput. Phys.* 23, 276–299.
- Weller, R., Plueddemann, A., 1996. Observations of the vertical structure of the oceanic boundary layer. *J. Geophys. Res.* 101, 8789–8806.
- Willebrand, J., Barnier, B., Böning, C., Dieterich, C., Killworth, P., LeProvost, C., Jia, Y., Molines, J., New, A.L., 2000. Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the north Atlantic. *Prog. Oceanogr.* 48, 123–161.

4.2 Compléments à l'article

4.2.1 Vers l'élaboration de la méthode adaptative

Afin d'obtenir la méthode expliquée dans l'article, nous avons mené une série de tests présentée dans le paragraphe suivant, et ce afin de comprendre les mécanismes de la résolution verticale dans la couche de mélange. Nous présentons ici les plus significatifs. Au départ, nous avons considéré une configuration hybride avec 40 couches partagées en 22 couches en coordonnées géopotentielle pour la couche de mélange, et 18 isopycnales pour l'océan profond. Nous expliquerons le passage à la configuration à 32 couches de l'article par la suite. Les premiers tests effectués sont résumés dans le tableau 4.2. La figure 4.1 présente les solutions de ces tests sur les 1000 premiers mètres. Le test 1 présente la solution donnée par la configuration hybride au départ, c'est-à-dire quasiment la même que celle présentée dans l'article. Cette solution est représenté en trait rouge dans toutes les autres figures à titre de comparaison.

Test	h_1	h_{max}	$etire$	Détails
1	1.01	1.41	1.04	Expérience hybride de départ à 40 couches
2	1.01	1.41	1.04	Augmentation du nombre de couches isopycnales dans les couches profondes
3	1.5	4.	1.2	Augmentation du facteur de stretch dès le début
4	1.01 puis 1.5	1.41 puis 4.	1.04 puis 1.2	Augmentation du facteur de stretch après 14 et 19 jours de simulation
5	variable	variable	1.	Épaisseur des couches constante = $\frac{\text{épaisseur de la couche de mélange}}{\text{nombre de couches en } z}$ avec épaisseur de la couche de mélange prise comme l'épaisseur où température = température de surface - 0.5 °C
6	variable	variable	1.	Comme test 5, mais nombre de couches en z constant = 22
7	entre 1. et 2.	variable	variable	h_1 calculé à l'aide d'une formule de somme de suite géométrique et $etire$ réglé pour que h_1 soit entre 1. et 2. h_{max} est l'épaisseur de couche maximale avec ces 2 paramètres
8	1.	variable	variable	$etire$ est calculé par dichotomie grâce à la formule de somme de suite géométrique
9	8.	variable	variable	Comme test 8, mais $h_1 = 8 m$
10	1.	variable	variable	La première couche fait 1m et les autres ont une épaisseur = $\frac{\text{épaisseur de la couche de mélange restante}}{\text{nombre de couches en } z \text{ restantes}}$
11	variable	variable	variable 1.	$etire < 1.$, la première couche est la plus épaisse, puis l'épaisseur décroît avec la profondeur
12	1.	variable	variable	Comme test 8, mais épaisseur de la couche de mélange est l'épaisseur où densité = densité de surface + 0.025 $kg.m^{-3}$

TAB. 4.2 – Tableaux des tests réalisés.

La première modification testée est d'augmenter le nombre de couches isopycnales dans les couches profondes. En effet, le test 1 montre que de nombreux niveaux dans la couche de mélange sont inutiles, et augmenter le nombre de niveaux isopycnaux pourrait permettre d'augmenter la résolution à la base de la couche de mélange. C'est bien le cas représenté en test 2, la discrétisation du bas de la couche de mélange est meilleure, et la SST est bien plus proche de la référence. Cependant, l'ajout de niveaux isopycnaux

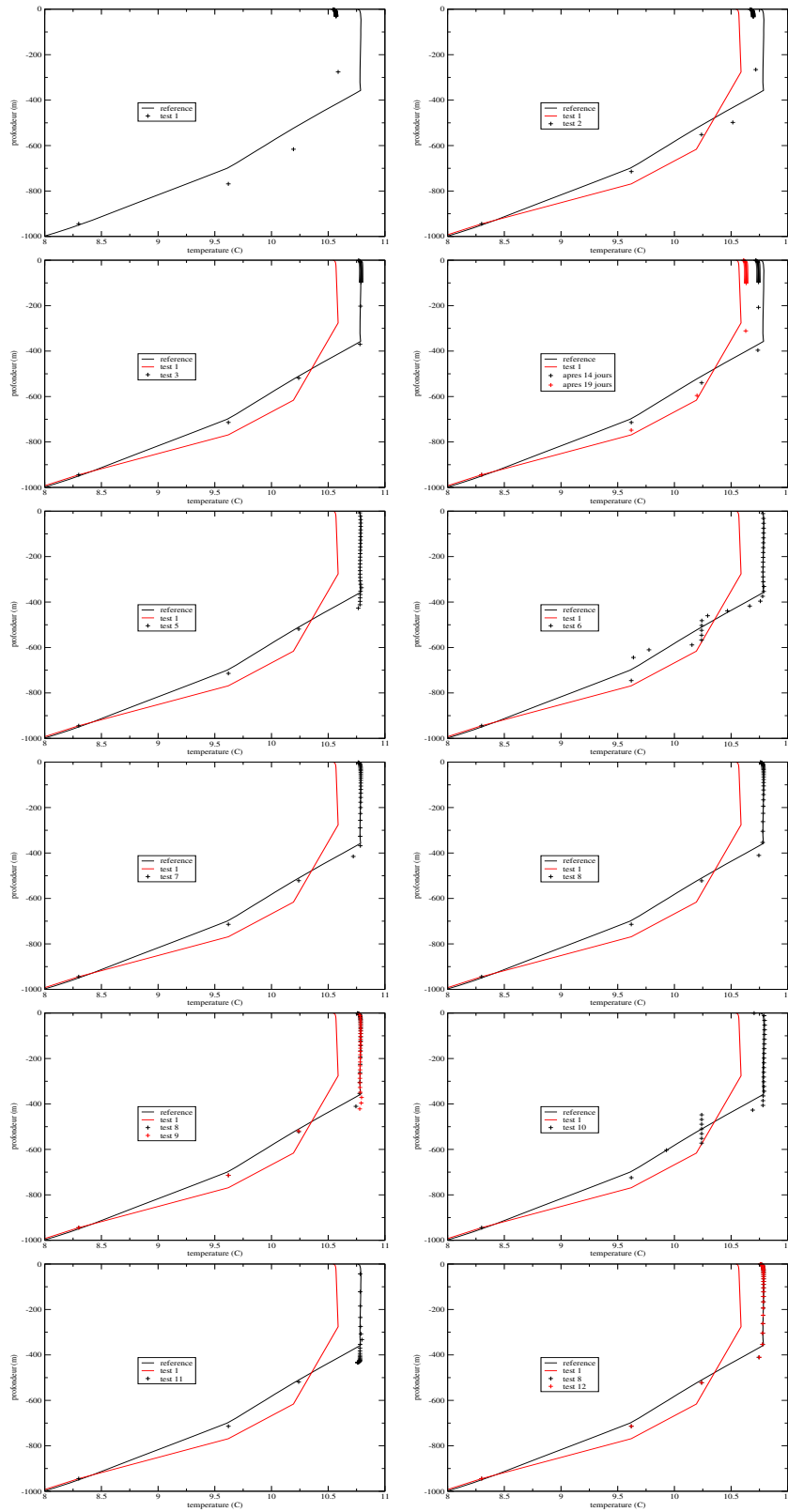


FIG. 4.1 – Profils de température pour les divers tests en comparaison avec la référence.

se fait à l'instant initial, où il est impossible de prévoir la solution finale, et cette solution n'est donc pas forcément généralisable à tout autre type de forçage.

Ensuite, nous avons choisi h_1 , h_{max} et $etire$ plus grands en début de simulation pour mieux s'adapter à la couche de mélange à la fin (test 3). En surface, nous remarquons que les résultats sont très bons. Cependant, ces coefficients ont été obtenus en sachant l'évolution finale de la couche de mélange, et adaptés en fonction. Or en configuration réaliste, il est impossible de connaître l'évolution de la couche de mélange à l'avance, et donc de fixer des coefficients adéquats en début de simulation. De plus, ce choix ne serait pas correct pendant toute la simulation, notamment en début où la couche de mélange est très petite, ou pour des forçages différents.

Nous avons alors envisagé la possibilité de modifier les paramètres en cours de simulation. Le test 4 illustre ceci : les croix noires représentent une modification des coefficients au bout de 14 jours, et les croix rouges au bout de 19. Les valeurs des coefficients après modification sont les mêmes que pour le test 3. Nous remarquons qu'en fonction du moment où le changement est effectué, la solution peut être améliorée. Si celui-ci est effectué avant un moment critique, la solution sera bonne, sinon la solution est améliorée mais encore loin de la solution de référence. Encore une fois, il n'est pas possible de prédire le moment idéal où cette modification doit s'effectuer. C'est pourquoi nous avons eu l'idée de faire varier les coefficients à chaque pas de temps et ce en fonction de l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange.

Afin de définir l'épaisseur de la couche de mélange h_{mel} , plusieurs définitions peuvent être envisagées. Celles-ci sont décrites plus en détail dans l'article au paragraphe 4.1.2. Nous avons choisi pour commencer de prendre celle-ci égale à l'épaisseur où la température est égale à la température de surface moins $0.5\text{ }^\circ\text{C}$. De nombreux tests ont été réalisés afin de savoir comment distribuer les niveaux verticaux sur cette profondeur.

Nous avons tout d'abord tenté une approche avec des couches d'épaisseur constante dans la couche de mélange. Nous avons donc :

$$h_k = \frac{h_{mel}}{N_z} \quad (4.1)$$

avec N_z le nombre de niveaux en z, ou encore le nombre de niveaux non isopycnaux, N_z est donc le nombre de niveaux verticaux dont la densité est éloignée de la densité cible de la couche. Le test 5 présente les résultats de cette simulation. Nous remarquons que la couche de mélange a tendance à être surestimée, celle-ci contient trop de couches. Par contre, la solution est proche de la référence, en particulier en surface. Nous avons remarqué pendant ce test que N_z oscillait, et ce car l'introduction d'une nouvelle couche isopycnale dans la couche de mélange dépend d'un seuil qui est alternativement atteint ou non. Nous avons donc cherché à savoir si ce phénomène dégradait ou non la solution.

Le test 6 est identique au test 5, à la seule différence que cette fois-ci $N_z = 22$. Dans ce cas-là, l'épaisseur de la couche de mélange est respectée, la température de surface est bonne, mais le profil de référence n'est pas respecté dans la thermocline. En réalité, le générateur de coordonnées hybrides place plus de 22 couches en coordonnées z, ce qui est mauvais puisque quelques unes sont dans la thermocline. Bloquer N_z n'est pas une bonne solution, le nombre de couches en z doit pouvoir évoluer, mais par contre, les oscillations brutales doivent être évitées. Ceci sera pris en compte plus tard par l'intermédiaire d'un filtrage.

Plutôt que d'avoir des couches d'épaisseur constante, nous utilisons maintenant le fait que l'épaisseur des couches en z est calculée à l'aide d'une suite géométrique (comme expliqué au paragraphe 2.2.1.5). L'épaisseur de la couche de mélange est donc prise égale à :

$$h_{mel} = h_1 \frac{1 - etire^{N_z}}{1 - etire}. \quad (4.2)$$

$etire$ étant pris à sa valeur au pas de temps précédent, une première évaluation de h_1 est effectuée. Ensuite, $etire$ est corrigé de façon à ce que $1 \leq h_1 \leq 2$. Et enfin,

$$h_{max} = h_1 \times etire^{N_z - 1}. \quad (4.3)$$

Le test 7 illustre cette méthode. La couche de mélange, même si un peu surestimée, est bien représentée, mieux que pour le test 5. La température de surface est très proche de la réalité, et dans la thermocline, la différence est faible. Cette méthode est donc prometteuse, mais nécessite des ajustements, notamment pour s'adapter aux différents types de forçages.

Une autre méthode envisagée consiste cette fois-ci à fixer $h_1 = 1 \text{ m}$, et de déterminer *etire* par dichotomie à partir de l'équation 4.2. Ceci représente le test 8. Les résultats sont ici très proches du test 7, et le principe est un peu plus simple. Cependant, fixer h_1 à 1 mètre peut paraître très arbitraire, c'est pourquoi nous avons essayé plusieurs valeurs.

Le test 9 est identique au test 8, à la seule différence que $h_1 = 8 \text{ m}$. Dans ce cas-là, la solution est dégradée, probablement parce que ceci n'est pas adapté au début de la simulation où la couche de mélange est peu profonde. De plus, le schéma de mélange utilisé, KPP, a besoin d'une couche pas trop épaisse afin de fonctionner correctement. Il faut donc limiter l'épaisseur de la première couche, même si la couche de mélange est très profonde.

Une autre solution envisagée est de prendre la première couche égale à 1 mètre, et ensuite toutes les autres couches d'épaisseur constante, égale à la longueur de la couche de mélange restante divisée par le nombre de couches en z restantes. Dans ce cas, la température de surface est correcte, mais la couche de mélange est surestimée, et le profil dans la thermocline est différent de celui de référence. Le fait d'utiliser une suite géométrique est donc une meilleure option.

Le test 11 part sur le principe d'une suite géométrique, mais avec la première couche la plus épaisse, et ensuite l'épaisseur décroît avec la profondeur, afin d'avoir une discrétisation plus fine à la base de la couche de mélange océanique. Ceci correspond à *etire* < 1 . Dans ce cas là, le résultat n'est pas aussi bon que ceux des tests 7 et 8 car la couche de mélange est trop profonde. Il vaut donc mieux prendre *etire* > 1 .

Nous avons ensuite repris le test 7 et tenté de changer la définition de h_{mel} . Nous l'avons définie comme l'épaisseur à laquelle la densité est égale à la densité de surface plus 0.025 kg.m^{-3} . Le résultat est très proche de celui du test 7, les deux manières d'évaluer la couche de mélange sont donc toutes deux valables.

Pour conclure, les critères importants à prendre en compte dans le choix de la méthode sont :

- la première couche doit être assez fine pour permettre le fonctionnement optimal de KPP, mais doit également être assez épaisse pour respecter l'approfondissement de la couche de mélange ;
- le coefficient d'étirement doit être supérieur à 1 afin d'avoir des couches de plus en plus épaisses vers le bas de la couche de mélange ;
- une solution doit être trouvée pour empêcher les oscillations dans le nombre de couches en z .

4.2.2 La première version de la méthode adaptative

4.2.2.1 Présentation de la méthode

Après les divers tests du paragraphe précédent, nous avons mis en place une première version de la méthode adaptative. Celle-ci se compose de quatre étapes.

- Détermination de l'épaisseur de la couche de mélange :

La température, la salinité et de ce fait la densité sont quasiment uniformes dans la couche de mélange h_{mel} , le bas de cette dernière étant caractérisé par un gradient où les propriétés de l'eau changent. L'épaisseur de la couche de mélange peut être basée sur un critère de différence ou de gradient, mais, d'après Brainerd et Gregg (1995), la première solution est plus stable, et donc sera celle utilisée ici. h_{mel} sera donc définie comme la profondeur à laquelle la température ou la densité varie d'un certain seuil par rapport à une valeur prise à une profondeur de référence. Comme expliqué dans de Boyer Montégut et al.

(2004), plusieurs définitions existent, et dépendent du choix de la profondeur de référence, de la variable et du seuil appliqué à celle-ci. Nous avons décidé de définir h_{mel} comme la profondeur à laquelle un changement de densité par rapport à la surface de 0.025 kg.m^{-3} s'est produit. Afin d'avoir une évolution lisse de la couche de mélange, nous effectuons une interpolation linéaire entre les niveaux verticaux pour estimer la profondeur exacte à laquelle le critère est atteint. Afin d'éviter que certaines couches soient trop fines, la valeur minimale de h_{mel} est fixée à 10 m .

- Filtrage :

Les positions des niveaux en z sont redistribuées à chaque pas de temps, ce qui est accompagné d'une redistribution des propriétés physiques, interpolées entre l'ancienne et la nouvelle grilles verticales (voir Bleck (2002)). Lorsque la couche de mélange s'approfondit, elle atteint des niveaux isopycnaux qui peuvent avoir des profondeurs importantes. L'évaluation de h_{mel} , dont la précision est clairement limitée par l'épaisseur de la dernière couche incluse dans la couche de mélange, peut subir des sauts, ceci entraînant des modifications importantes des niveaux géopotentiels et créant des erreurs numériques conséquentes. Pour éviter ces changements brusques de la grille verticale, nous introduisons une nouvelle grandeur appelée l'épaisseur de la couche de mélange virtuelle \tilde{h}_{mel} qui vérifie l'équation suivante :

$$\frac{d\tilde{h}_{mel}}{dt} = K(h_{mel} - \tilde{h}_{mel}), \quad (4.4)$$

où K est un facteur d'amortissement positif, et h_{mel} est l'épaisseur de la couche de mélange déterminée avec le critère énoncé précédemment. Cette équation est résolue en utilisant un schéma d'Euler, et nécessite donc de garder la valeur du pas de temps précédent de l'épaisseur de la couche de mélange virtuelle \tilde{h}_{mel}^n afin d'en obtenir la valeur au pas de temps courant \tilde{h}_{mel}^{n+1} :

$$\tilde{h}_{mel}^{n+1} = \tilde{h}_{mel}^n + K \Delta t (h_{mel} - \tilde{h}_{mel}^n), \quad (4.5)$$

avec Δt le pas de temps. K est choisi de telle manière à filtrer les variations à haute fréquence. Nous prenons :

$$K = \frac{1}{20000} \text{ s}^{-1}. \quad (4.6)$$

- Détermination du nombre de niveaux en z :

Les niveaux géopotentiels sont distribués sur la couche de mélange virtuelle, \tilde{h}_{mel} . Dans HYCOM, un niveau est considéré comme isopycnal quand sa densité est proche de sa densité cible, à un certain seuil près, à savoir :

$$|\text{densité (couche)} - \text{densité cible (couche)}| < 1.10^{-3}. \quad (4.7)$$

Le nombre de niveaux en z , N_z , est le nombre de niveaux pour lesquels le critère (4.7) n'est pas atteint.

- Calcul des coefficients :

Au vu de tous les tests réalisés au paragraphe 4.2.1, nous proposons la méthode suivante :

1. Si $\tilde{h}_{mel} < 20 \text{ m}$, des coefficients proches de ceux utilisés par HYCOM dans cette zone sont choisis, à savoir :
 - $h_1 = 1.04 \text{ m}$;
 - $h_{max} = 1.41 \text{ m}$;
 - $etire = 1.01$.
2. Si $20 \text{ m} \leq \tilde{h}_{mel} < 100 \text{ m}$, nous prenons :
 - $h_1 = 2 \text{ m}$;
 - $etire$ est choisi pour vérifier l'équation :

$$\tilde{h}_{mel} = h_1 \frac{1 - etire_z^N}{1 - etire}; \quad (4.8)$$

- Si $etire < 1$, alors $h_{max} = h_1$, sinon :
 $h_{max} = h_1 \times etire^{N_z - 1}$.
- 3. Si $\tilde{h}_{mel} \geq 100$ m, nous prenons :
 - $h_1 = 3$ m,
 - et calculons $etire$ et h_{max} comme dans le cas précédent.

4.2.2.2 Résultats

La fig. 4.2 représente la solution obtenue après 20 jours pour le profil de température dans les 1000 premiers mètres (en dessous, le profil n'est pas affecté par les forçages) avec les coefficients variables comparée à ceux constants ainsi qu'à la référence.

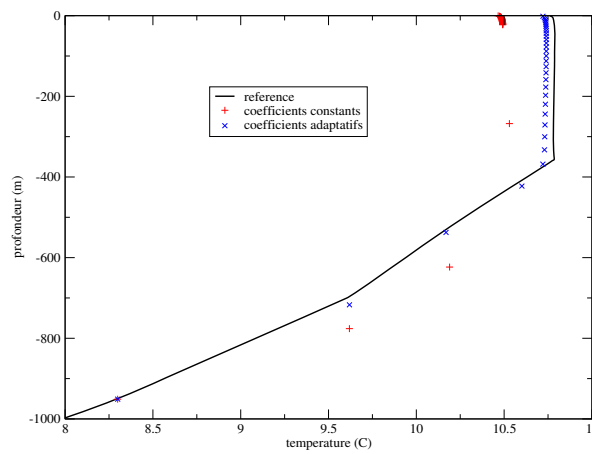


FIG. 4.2 – Comparaison de la température après 20 jours de convection profonde pour les paramètres constants (+ rouge), les paramètres adaptatifs (* bleue) et la référence (trait noir).

La solution avec les coefficients adaptatifs est clairement meilleure. Tout d'abord, les différences de SST par rapport à la référence à la fin de la simulation sont :

- Paramètres constants : $\Delta SST = 0.2552$ °C ;
- Paramètres adaptatifs : $\Delta SST = 0.0388$ °C.

La SST est très proche de la référence pour les coefficients variables. De plus, la couche de mélange est bien représentée, sa profondeur étant très proche de la référence. Quelques différences subsistent au niveau de la structure de la thermocline, mais l'amélioration par rapport aux coefficients constants est nette.

Les résultats présentés correspondent à un instant précis après 20 jours de simulation, et nous avons ensuite vérifié que les améliorations apportées par la méthode sont bien présentes tout au long de la simulation. Les différences pour la SST entre les deux solutions et la référence ont été calculées toutes les heures, et voici la moyenne obtenue :

- Paramètres constants : $\Delta SST_{moyenne} = 4.48 \cdot 10^{-2}$ °C ;
- Paramètres adaptatifs : $\Delta SST_{moyenne} = 3.59 \cdot 10^{-2}$ °C.

Nous pouvons conclure que la SST calculée avec la méthode adaptative est globalement plus proche de la référence.

Nous comparons, en figure 4.3, la profondeur de la couche de mélange calculée avec le critère présenté au paragraphe 4.2.2.1 pour la référence et les deux méthodes.

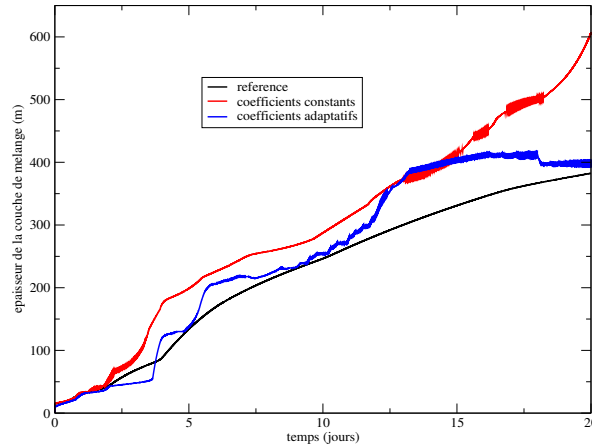


FIG. 4.3 – Evolution de h_{mel} pour les paramètres constants (rouge), adaptatifs (bleu) et la référence (noir).

Pour la référence, la couche de mélange atteint quasiment 400 m à la fin de la simulation. En ce qui concerne les coefficients constants, nous remarquons une divergence en fin de simulation. A ce moment là, la discrétisation n'est pas du tout adaptée à l'évolution de la couche de mélange, et celle-ci est surestimée à 600 m. Pour les coefficients adaptatifs, l'évolution est plus proche de la référence au fur et à mesure que la couche de mélange s'approfondit. Nous pouvons cependant remarquer que l'erreur augmente quelques fois rapidement et ensuite décroît. Cette augmentation est liée au fait que quand une couche isopycnale est intégrée parmi les niveaux géopotentiels, l'évaluation de l'épaisseur de la couche de mélange n'est précise qu'environ jusqu'à l'épaisseur de la couche isopycnale introduite et l'erreur peut atteindre environ 100 m. Cependant, la couche de mélange est quasiment tout le temps mieux estimée par la méthode adaptative et ne diverge pas contrairement aux coefficients constants.

Nous avons également calculé l'intégrale de la différence entre les solutions et la référence au cours du temps. Pour ce faire, les solutions avec paramètres constants et adaptatifs sont interpolées aux mêmes profondeurs que la référence. Ensuite, l'intégrale I est calculée de la manière suivante :

$$I = \frac{1}{H_{tot}} \sum |T_{ref}(i) - T_{exp}(i)| h_i, \quad (4.9)$$

où H_{tot} est la profondeur totale, $T_{ref}(i)$ la température pour la référence dans la $i^{ème}$ couche, $T_{exp}(i)$ la même chose mais soit pour la solution avec des paramètres constants, soit celle avec des coefficients adaptatifs, et h_i est l'épaisseur de la $i^{ème}$ couche.

Dans la figure 4.4, nous comparons cette intégrale au cours du temps pour les deux méthodes.

Nous remarquons qu'au début de la simulation, les deux méthodes sont très proches de la référence, et ensuite la méthode avec des coefficients constants devient meilleure. Cependant, l'intégrale augmente ensuite fortement quand la couche de mélange s'approfondit, alors que la méthode adaptative empêche l'erreur de diverger : comme nous pouvions le supposer, pendant les épisodes de convection profonde, il devient nécessaire d'employer cette méthode pour garder l'erreur faible.

Afin de comprendre la raison pour laquelle la méthode adaptative induit des erreurs moyennes plus grandes en début de simulation, la figure 4.5 représente les résultats pour les deux méthodes et la référence après 300 heures de simulation.

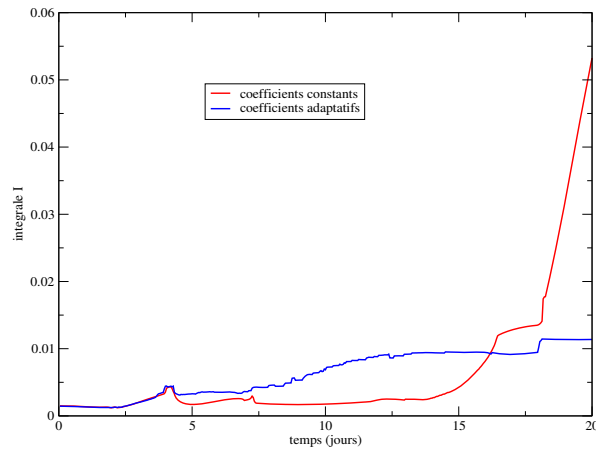


FIG. 4.4 – Intégrale des différences entre la référence et les deux méthodes (paramètres constants : rouge et variables : bleu).

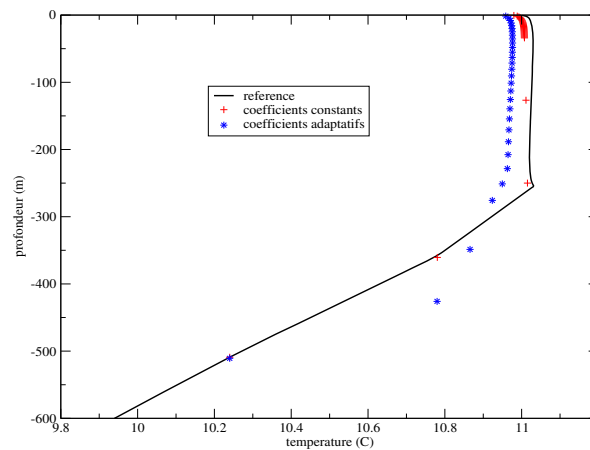


FIG. 4.5 – Comparaison de la température après 300 heures de convection profonde pour les paramètres constants (+ rouge), adaptatifs (* bleue) et la référence (trait noir).

Ceci correspond à une situation où la méthode avec des coefficients constants est meilleure (intégrale plus faible et couche de mélange similaire). Alors que cette dernière semble suivre l'évolution de la référence, la nouvelle méthode présente les mêmes problèmes que le test 1 de la figure 4.1. Le mélange convectif semble dépasser la couche de mélange et atteindre des couches plus profondes (les températures de certains niveaux isopycnaux en dessous de 300 m ont été modifiés). Ceci souligne le fait que le mélange convectif non local est mieux représenté quand la discrétisation est concentrée dans l'océan près de la surface, comme c'est le cas pour la méthode originale. Cependant, par rapport au test 1 de la figure 4.1, le dépassement est limité par le fait que les couches au bas de la couche de mélange restent petites, et des erreurs sont évitées quand la couche de mélange atteint de plus grandes profondeurs.

4.2.3 Améliorations de la méthode adaptative

La méthode présentée à la section précédente était une première approche pour résoudre les problèmes de discrétisation verticale dans la couche de mélange, et, afin d'obtenir la méthode décrite dans l'article, nous avons apporté quelques améliorations dont voici des explications :

- Le calcul des coefficients comporte à présent uniquement deux cas (supérieur ou inférieur à 20 m). Cette modification a été effectuée car à chaque fois que l'épaisseur de la première couche est changée, cela entraîne une réorganisation importante des niveaux verticaux, et de ce fait ajoute des erreurs. Il est quand même important de garder deux cas afin d'avoir des couches adaptées à l'épaisseur de la couche de mélange. De plus, h_{max} a été fixé à une constante au lieu de dépendre de h_1 et d_{etire} . En général, ce paramètre est utilisé pour limiter l'épaisseur de la dernière couche en z . Dans la première version de la méthode, ce paramètre n'était de toutes façons pas utilisé dans ce but puisqu'il était égal à l'épaisseur de la dernière couche en z telle qu'elle est exprimée grâce à la définition d'une suite géométrique. Il est donc plus simple de fixer ce coefficient à une valeur qui ne sera jamais atteinte, ici 500 m , et l'effet sera le même.
- Dans la première version de la méthode, nous filtrions l'épaisseur de la couche de mélange. La méthode a été un peu modifiée, puisque nous avons décidé de filtrer directement les paramètres h_1 et $etire$ pour éviter les changements brutaux dans l'évolution de la discrétisation.
- L'expérience EXP-CG a été ajoutée car celle-ci utilise des paramètres supposés être adaptés à l'océan global, et doivent de ce fait être plus corrects pour un cas de convection. De plus, dans les premiers tests effectués, le nombre de couches était égal à 40. En réalité, la condition initiale à 40 couches avait été créée à partir d'une expérience à 32 couches, en ajoutant quelques niveaux dans la couche de mélange pour améliorer sa résolution. Nous avons décidé de revenir à cette configuration à 32 couches par la suite puisque les 8 couches ajoutées n'amélioreraient pas significativement la solution. De plus, les simulations globales ont également 32 couches, les comparaisons sont donc plus aisées.

4.2.4 Les premières simulations en trois dimensions

Nous avons mis en place une simulation en trois dimensions centrée sur le Golfe de Gascogne, initialisée le premier janvier 2005 à partir d'une analyse MERCATOR, et des forçages toutes les six heures provenant du modèle ARPEGE. Nous avons également collecté des observations satellites de SST dans la même région, et la date à laquelle nous avons le plus d'observations est le 31 mai 2005, c'est donc cette date que nous choisissons pour comparer les simulations d'HYCOM avec les observations. Nous représentons en Fig. 4.6 les observations de SST.

Nous comparons deux méthodes : HYCOM avec les paramètres caractéristiques de l'Atlantique nord-est (EXP-CNA) et notre méthode adaptative (EXP-A). Nous avons choisi EXP-CNA au lieu de EXP-CG qui utilise les coefficients globaux car EXP-CNA est sensée avoir des coefficients optimaux pour la région considérée, et est particulièrement adaptée pour représenter les ondes internes en trois dimensions.

En ce qui concerne EXP-A, nous l'avons adaptée en trois dimensions très simplement :

- la couche de mélange $h_{mel}(i, j)$ est évaluée en chaque point de grille (i, j) ;
- $h_1(i, j)$, $h_{max}(i, j)$, et $etire(i, j)$ sont ensuite déterminés ;
- les coefficients sont ensuite filtrés temporellement ;
- les niveaux géopotentiels sont enfin redistribués en chaque point.

Quelques problèmes peuvent être attendus puisque dans certaines régions l'épaisseur de la couche de

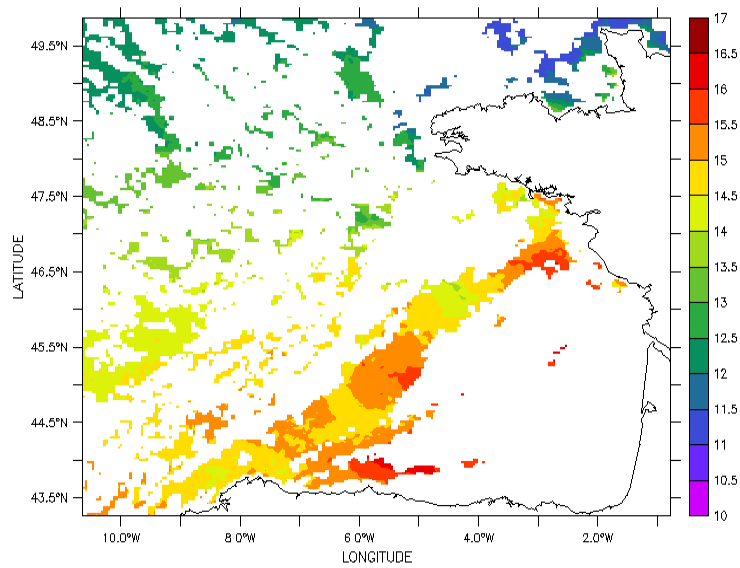


FIG. 4.6 – Observations de SST le 31 mai 2005 dans le Golfe de Gascogne.

mélange peut être très différente d'un point de grille à un autre (notamment dans les zones de forte convection) et nous pouvons obtenir des variations horizontales fortes des niveaux verticaux, ce qui est associé à des erreurs importantes au niveau de l'évaluation du gradient de pression (erreurs similaires aux problèmes de la coordonnée σ énoncés au paragraphe 2.2.1.3).

La SST le 31 mai 2005 est présentée en Fig. 4.7 pour l'expérience EXP-CNA, et en Fig. 4.8, nous représentons l'erreur quadratique entre les observations et EXP-CNA.

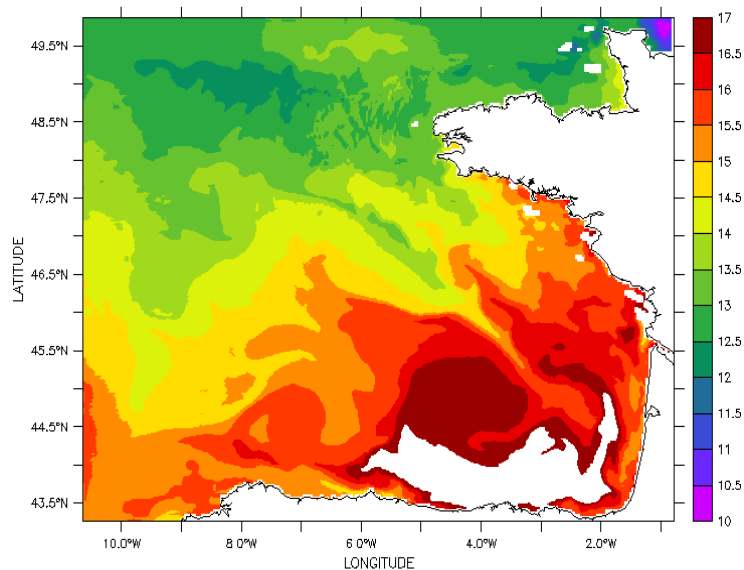


FIG. 4.7 – SST le 31 mai 2005 dans le Golfe de Gascogne avec l'expérience EXP-CNA.

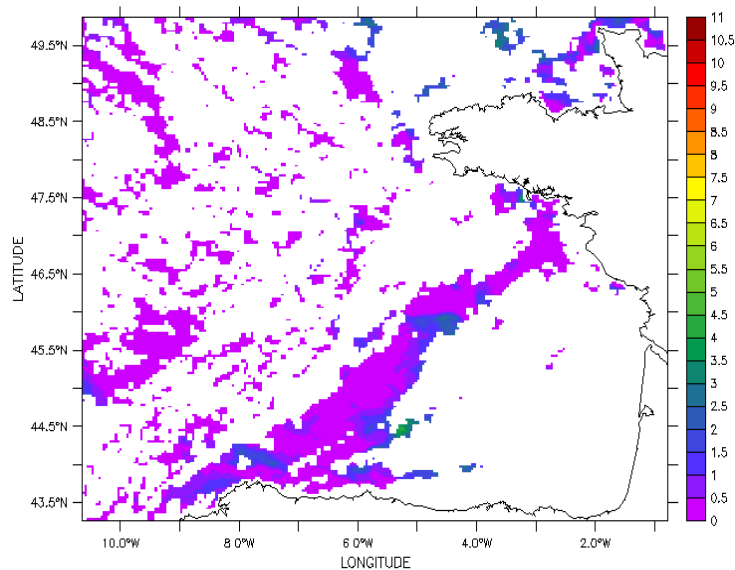


FIG. 4.8 – Erreur quadratique entre observations et EXP-CNA le 31 mai 2005 dans le Golfe de Gascogne.

Tout d’abord, pour l’expérience EXP-CNA, nous remarquons une tache blanche près de la côte espagnole. Ceci provient du fait que la palette est la même que celle utilisée dans les observations, et dans cette partie, la mer est trop chaude pour EXP-CNA. C’est également le cas autour de cette zone par rapport aux observations, et cet excès de chaleur a déjà été remarqué dans d’autres simulations HYCOM à cet endroit. Ceci est visible en figure 4.8 où dans cette région l’erreur atteint $2^{\circ}C$. Mis à part ceci, l’erreur est raisonnable quasiment partout, même si nous remarquons un léger excès de chaleur.

Nous représentons à présent les mêmes figures pour EXP-A : en figure 4.9 la SST le 31 mai 2005 et en figure 4.10, l’erreur quadratique entre observations et EXP-A.

L’expérience EXP-A semble améliorer la solution près de la côte espagnole puisque la SST est plus proche de la réalité. Ceci est confirmé par la figure 4.10 puisque l’erreur est plus faible dans cette région. C’est également aussi le cas dans nombreuses régions, en particulier au milieu du Golfe, où l’erreur est comprise entre $0^{\circ}C$ et $1^{\circ}C$, alors qu’elle dépasse souvent $1^{\circ}C$ pour EXP-CNA. Nous remarquons cependant quelques problèmes pour les conditions limites de EXP-A. Ceci vient du fait que pour l’instant les conditions limites sont projetées avec les coefficients caractéristiques de l’Atlantique nord-est, alors que ceci devrait être fait de manière dynamique.

Pour comparer les deux méthodes, nous représentons en Fig. 4.11 l’erreur quadratique sur la longitude entre les observations et EXP-CNA d’une part (noir) et EXP-A d’autre part (rouge).

Nous remarquons que, pour les latitudes les plus basses, l’erreur de EXP-A est plus grande que celle de EXP-CNA. Ceci est probablement à cause des conditions aux limites. Ensuite, l’expérience EXP-A améliore grandement la solution, ce qui a déjà été remarqué près de la côte espagnole. Au milieu du bassin, les méthodes sont proches l’une de l’autre.

Nous pouvons conclure de tout ceci que la méthode adaptative produit une amélioration globale de la solution dans la région du Golfe de Gascogne.

Nous avons ensuite comparé des profils verticaux en une dimension. En effet, nous avons récupéré des

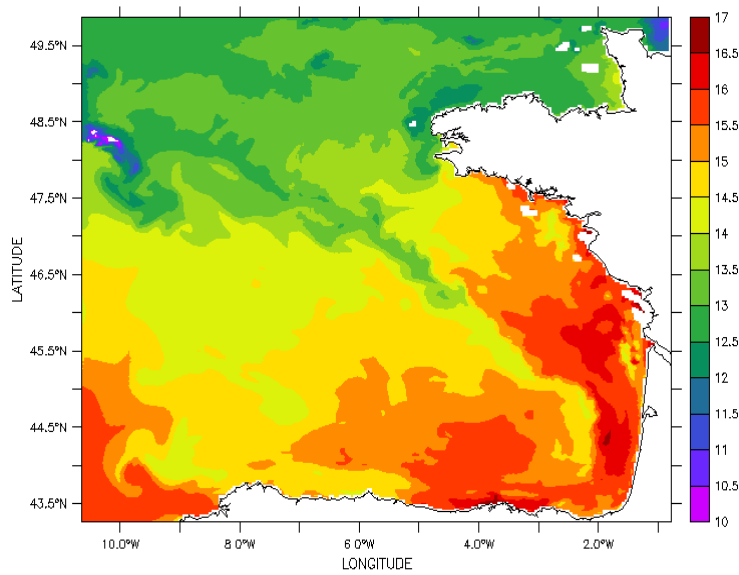


FIG. 4.9 – SST le 31 mai 2005 dans le Golfe de Gascogne avec l'expérience EXP-A.

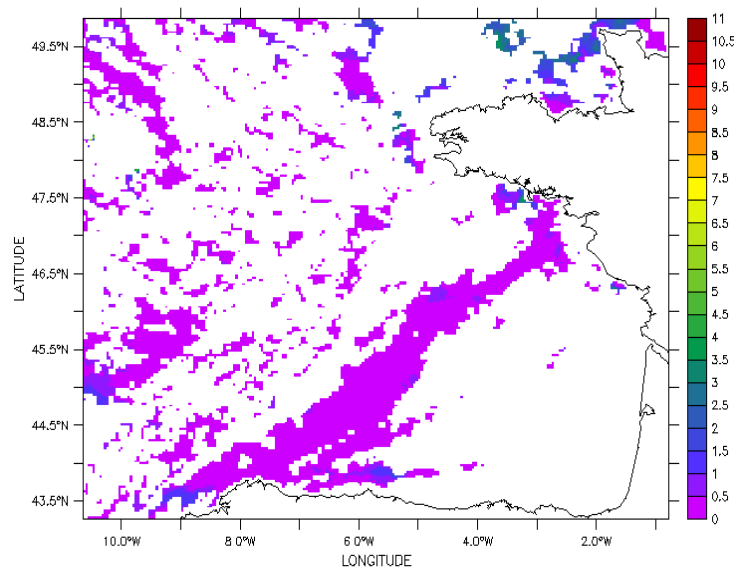


FIG. 4.10 – Erreur quadratique entre observations et EXP-A le 31 mai 2005 dans le Golfe de Gascogne.

observations d'une radiale située en 6.67W le 16 mai 2005, et avons représenté en figure 4.12 les profils verticaux à diverses latitudes.

Les figures 4.13 et 4.14 représentent également des profils verticaux à la même longitude pour diverses latitudes obtenus lors de la simulation HYCOM pour les expériences EXP-CNA et EXP-A respectivement.

En ce qui concerne les observations, nous remarquons que les profils suivent la même évolution. En effet,

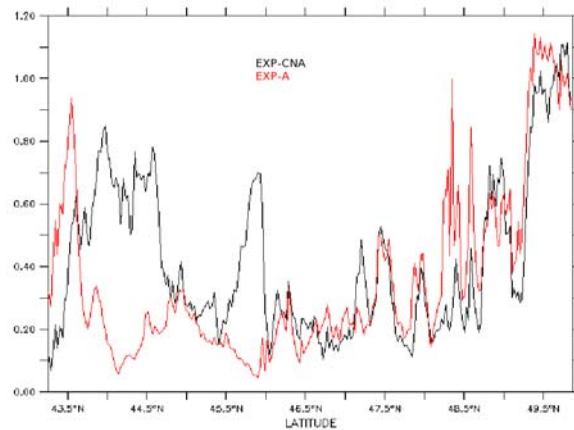


FIG. 4.11 – Comparaison des erreurs quadratiques sur la longitude entre les observations et EXP-CNA d’une part (noir) et EXP-A d’autre part (rouge).

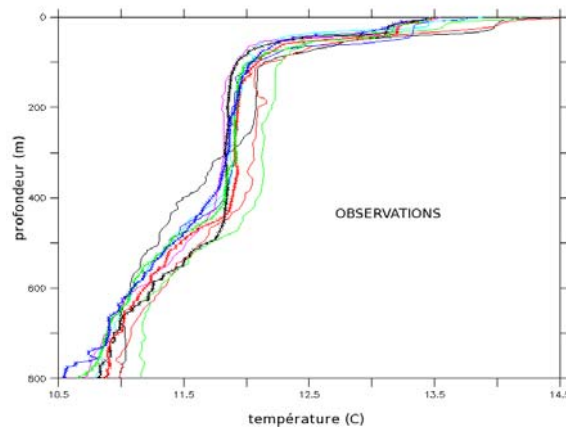


FIG. 4.12 – Profils verticaux observés à diverses latitudes pendant la radiale en 6.67W le 16 mai 2005.

la température de surface se situe dans les 14°C , décroît rapidement dans les 100 premiers mètres pour atteindre 12°C et rester à cette température jusqu’à environ 500 m de profondeur, pour enfin décroître quasiment linéairement jusqu’à 11°C à 800 m de fond.

En ce qui concerne EXP-CNA, nous remarquons qu’en surface, la température est dans la même fourchette que les observations, mais par contre, au fond, EXP-CNA donne une température trop froide. Ceci dit, la grande différence vient de la forme du profil entre la surface et le fond. En effet, ici, la température est quasiment linéaire entre les deux. EXP-CNA n’arrive pas à représenter la partie mélangée qui s’est formée dans les observations entre 100 m et 500 m de profondeur. En ce qui concerne EXP-A, les températures de surface et de fond sont dans les mêmes ordres de grandeur que celles de EXP-CNA. Par contre, ici le profil n’est plus linéaire entre les deux. En effet, une zone mélangée apparaît pour cette expérience. Celle-ci se retrouve plutôt aux alentours de 12.5°C (au lieu de 12°C pour les observations) et ne s’étend que jusqu’à environ 300 m (au lieu de 500), mais l’évolution ressemble beaucoup plus à celle des observations que pour EXP-CNA. Par contre, EXP-A donne plus de variabilité de sub-surface dans la partie profonde des profils que pour ceux observés ou obtenus avec EXP-CNA. Le résultat n’est donc pas parfait, mais les débuts de la méthode adaptative en trois dimensions sont très prometteurs puisqu’elle est capable de reproduire en partie la zone mélangée contrairement à EXP-CNA.

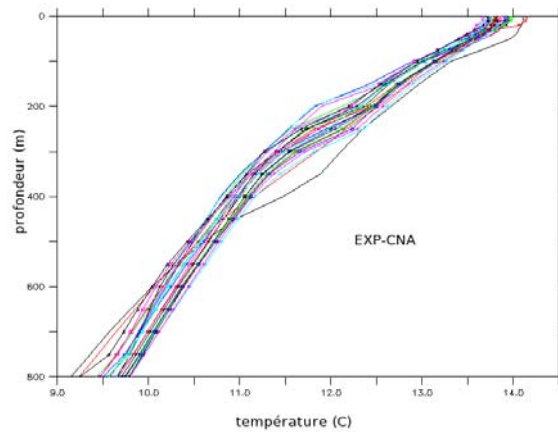


FIG. 4.13 – Profils verticaux observés à diverses latitudes à la longitude 6.67W le 16 mai 2005 pour EXP-CNA.

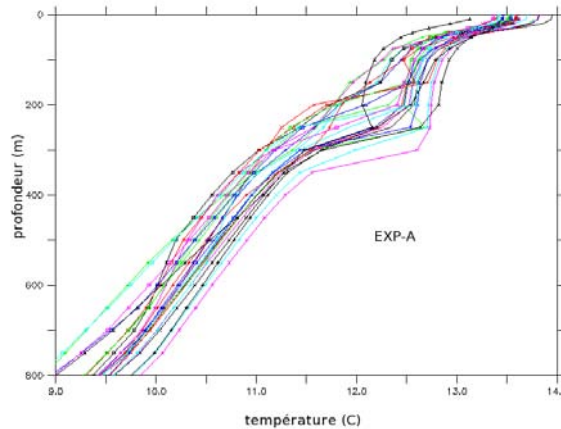


FIG. 4.14 – Profils verticaux observés à diverses latitudes à la longitude 6.67W le 16 mai 2005 pour EXP-A.

Pour conclure, ceci est un premier pas pour une simulation en trois dimensions, et plusieurs améliorations pourraient être envisagées, notamment au niveau des conditions limites. Les résultats sont très encourageants puisque les problèmes évoqués lors de la présentation de la méthode en trois dimensions ne se sont pas manifestés de manière claire. Ceci dit, une autre amélioration serait d'établir un filtre spatial des paramètres afin d'améliorer le traitement des zones de forts gradients de couche de mélange océanique. Cependant, ceci nécessiterait un travail important qui n'a pu être réalisé.

Après avoir étudié l'aspect numérique de la représentation de la couche de mélange, nous allons dans la prochaine partie aborder l'aspect physique, avec la validation du schéma de mélange vertical, et ce à partir d'observations de points fixes.

Troisième partie

**Etudes des interactions
océan-atmosphère en zone côtière**

Chapitre 5

La campagne de mesures MOUTON2007

Sommaire

5.1 Deuxième article soumis à Ocean Modelling	103
5.1.1 Résumé de l'article	103
5.1.2 "Study and validation of an oceanic mixed-layer model in a tidal and wind-mixed coastal region"	105
5.2 Compléments à l'article	153
5.2.1 Comparaison des couvertures nuageuses observée et simulée	153
5.2.2 Impact des vitesses	155

Nous abordons à présent la partie physique de la représentation de la couche de mélange océanique. Le but de cette première étude est d'évaluer le schéma KPP en zone côtière, en particulier sa capacité à représenter l'évolution du profil de température sous l'action de mélange vertical associé en partie aux flux turbulents en surface et à la couche limite de fond de l'océan, et ce en régime de restratification. Elle permet également de valider le modèle AROME, qui est comparé à des observations issues d'une bouée. L'article qui résulte de cette étude est tout d'abord résumé, puis présenté tel qu'il a été soumis à Ocean Modelling, et quelques compléments d'explications sont ajoutés.

5.1 Deuxième article soumis à Ocean Modelling

5.1.1 Résumé de l'article

Cette étude est basée sur des observations de salinité, température, et de courants réalisées le 18 mai 2007, à bord du navire océanographique "Pourquoi pas ?" au point fixe (49.2N,4W). En ce qui concerne la salinité, celle-ci reste quasiment constamment homogène sur la verticale, mais est cependant fortement influencée par l'advection de marée. En effet, elle subit des variations périodiques d'une période légèrement supérieure à 12 heures, correspondant à la composante M_2 de la marée. Cette évolution périodique est également présente sur les observations de température, en particulier dans les couches profondes. Cependant, l'évolution de celle-ci est bien plus complexe et affiche clairement le signal associé au réchauffement de surface et à son homogénéisation par mélange vertical : dès les premiers heures, la température augmente à la surface et ce réchauffement pénètre graduellement la colonne d'eau. Après 18hTU, cette anomalie est rapidement homogénéisée sur toute la colonne d'eau et en fin de simulation, un refroidissement peut être observé à la surface. Les observations de vitesse présentent essentiellement le signal de marée et l'effet de frottement du fond.

Pour isoler l'influence du réchauffement atmosphérique et du mélange, il est nécessaire de filtrer les

effets d'advection de l'évolution de température. Après avoir testé trois différentes méthodes pour réaliser ceci, nous avons choisi de tirer parti de la corrélation entre la température et la salinité, sachant que cette dernière n'est influencée que par les effets advectifs. Ceci nous permet de faire disparaître le signal de marée, d'avoir une colonne d'eau quasiment homogène sur les périodes nocturnes, et de mettre en évidence le réchauffement de surface ainsi que la propagation progressive vers le fond.

Durant cette campagne, très peu d'observations atmosphériques ont été effectuées. Les flux atmosphériques au point des mesures in situ sont donc construits par l'intermédiaire de simulations numériques. Les prévisions des modèles (AROME et ALADIN) sont cependant validées au préalable en les comparant aux quelques observations réalisées. En ce qui concerne la température de l'air, celle observée au point fixe étant très différente de celle des modèles et ne présentant pas un cycle diurne, nous avons validé AROME à partir d'observations d'une bouée située en ($48.5^{\circ}N$, $5.75^{\circ}W$). Pour l'humidité spécifique, et le vent, les prévisions sont globalement cohérentes par rapport aux observations. Les modèles ont cependant tendance à surestimer les flux radiatifs. Ceux-ci jouant un rôle majeur dans les processus thermiques de l'océan, ce biais positif peut entraîner un réchauffement trop important de la colonne d'eau et les flux radiatifs doivent donc être corrigés.

Nous mettons ensuite en place l'expérience suivante pour corriger les flux atmosphériques :

- Les profils de température et salinité initiaux sont fixés à leurs valeurs observées à 0hTU. La discrétisation verticale est 1 *m*. Les vitesses initiales sont fixées à zéro.
- Les forçages atmosphériques sont donnés par AROME à la position du point fixe toutes les 60 secondes, ce qui est également le pas de temps du modèle océanique.
- La simulation dure 24 heures.

A la fin de la simulation, le contenu de chaleur simulé est supérieur à celui observé. Le problème provenant de la couverture nuageuse avec des conséquences majeures sur le flux solaire, nous avons décidé de corriger uniquement cette composante. Le cycle diurne étant bien représenté par le modèle, nous multiplions simplement le flux solaire par un facteur que nous déterminons par dichotomie afin de minimiser la différence entre les contenus de chaleur simulé et observé.

Nous avons ensuite effectué des tests de sensibilité du schéma de mélange KPP à divers paramètres le définissant. Tout d'abord, l'instabilité de cisaillement s'avère être le processus majeur du mélange responsable du flux descendant de chaleur. KPP représente bien le réchauffement des couches de surface en milieu de journée ainsi que le refroidissement à la fin de la simulation. Cependant, l'erreur est importante à partir de 16h00 avec des températures trop grandes dans la moitié supérieure de la colonne d'eau et des températures trop basses dans l'autre moitié. En fait, le processus d'homogénéisation est absent de l'évolution simulée : le réchauffement de surface se limite à la partie supérieure et ne pénètre pas dans les couches profondes. Afin de pallier ce problème, nous utilisons une simulation où seuls les effets des forçages (notamment le vent) sont pris en compte. Ensuite, nous ajoutons le champ de vitesses résultant aux observations, ce qui permet de construire un champ de vitesses plus complet et réaliste qui prend en compte les cisaillements d'Ekman en surface et de marée à l'intérieur de l'océan. La correction des vitesses améliore grandement la solution, surtout après 16h00 quand le processus d'homogénéisation démarre. Cependant, même si le processus d'homogénéisation est mieux représenté dans la nouvelle solution, il n'est pas complet dans la solution numérique qui contient toujours un gradient constant de température à travers toute la colonne d'eau.

Nous activons ensuite la BBL, et la différence avec les observations est plus petite, en particulier pendant le processus d'homogénéisation. Les profils de température résultants présentent encore quelques gradients verticaux et le processus d'homogénéisation n'est pas aussi complet que dans les observations. Ce résultat montre cependant que le mélange associé à la BBL joue un rôle significatif dans le mélange observé et doit donc être pris en compte.

L'impact des effets non locaux est ensuite étudié, et il s'avère que lorsque ceux-ci sont désactivés, la solution s'améliore. Il semble que les flux non locaux homogénéisent trop la colonne d'eau lors de la

simulation et sont probablement absents ou inhibés dans cette situation.

Douze paramétrisations pour calculer les flux de quantité de mouvement turbulent, de chaleur latente, et sensible sont ensuite comparées. La dispersion entre les différentes méthodes est importante, mais les valeurs des flux de chaleur latente et sensible restent cependant modestes comparées aux flux radiatifs donnés par AROME, et la variabilité due à la méthode employée pour calculer les flux de chaleur latente et sensible est négligeable sur cette courte période de temps. Concernant le flux de quantité de mouvement turbulent, la dispersion est d'environ 25% entre les différentes méthodes, mis à part la paramétrisation de Kara et al. (2002) (appelée *hycom2*) qui a des valeurs beaucoup plus élevées (environ 10 à 30%) que les autres.

Les RMSE pour les douze paramétrisations sont ensuite calculées, et elles suivent la même évolution. Cependant, la paramétrisation donnée par Kara et al. (2002) a les valeurs les plus basses au cours du temps (et la plus faible moyenne). Ceci provient des valeurs plus importantes du flux de quantité de mouvement turbulent estimées par cette méthode, et qui entraînent un cisaillement de surface plus important. Ceci signifie qu'il serait intéressant de prendre en compte les vagues de surface dans la paramétrisation du stress de vent.

En gardant la paramétrisation de Kara et al. (2002), nous examinons la sensibilité du profil de température aux différents modèles atmosphériques et comparons donc AROME et ALADIN. AROME donne des résultats sensiblement meilleurs qu'ALADIN mais les résultats sont très proches, ce qui prouve que dans ce cas, la situation atmosphérique est simple : la solution n'est pas sensible à la physique du modèle atmosphérique et le forçage atmosphérique à haute résolution temporelle ne contient pas de signaux haute fréquence importants. D'autres tests de sensibilité à divers paramètres de KPP ont été effectués et ceux-ci révèlent que la double diffusion et les ondes internes non résolues n'ont pas d'impact significatif.

Les résultats numériques finaux sont cohérents avec les observations : l'erreur sur l'évolution de la température est inférieure à 6% sur l'ensemble de la colonne d'eau. Ceci valide à la fois le filtrage et les flux atmosphériques utilisés. Afin d'éviter les erreurs numériques due à la discrétisation verticale, les expériences ont été réalisées en coordonnées z avec une résolution de 1 m . Cependant, après des tests de sensibilité à l'épaisseur des couches en z , il s'avère que les évolutions de température sont comparables à haute résolution ou lorsque 15 couches seulement sont utilisées. Une perspective intéressante à cette étude serait d'utiliser les mêmes données afin de comparer KPP à d'autres schémas de mélange vertical, comme par exemple Mellor et Yamada (1982).

5.1.2 "Study and validation of an oceanic mixed-layer model in a tidal and wind-mixed coastal region"

Study and validation of an oceanic mixed-layer model in a tidal and wind-mixed coastal region

Cécile Renaudie^{*,a,b}, Yves Morel^a, Gwenaëlle Hello^b, Hervé Giordani^b,
Rémy Baraille^a

^a*S.H.O.M., (site de METEO-FRANCE), 42 av Gaspard Coriolis, 31057 TOULOUSE, FRANCE*

^b*METEO-FRANCE, CNRM/GMAP, 42 av Gaspard Coriolis, 31057 TOULOUSE, FRANCE*

Abstract

In this article, the authors evaluate the performances of the K-profile parameterisation (KPP) in a coastal area. Oceanic observations collected in the Iroise Sea in may 2007 are first presented and analysed. The part of the signal due to advection is filtered out using correlation with salinity variability. The remaining signal is associated with boundary layer and interior mixing and is hypothesized to be mainly one-dimensional. Surface fluxes are then constructed using different atmospheric numerical models and parameterisations and are compared to observations. The net radiative fluxes are calibrated using the heat content evolution of the water column.

Different tests and sensitivity studies are then performed with KPP, which reveal that:

- surface and bottom boundary layer and shear instability mixing processes all play an important role in the observed evolution of the temperature profile;
- the nonlocal term in KPP (here potentially activated during the nocturnal cooling) has to be switched off for a better agreement.

*Corresponding author

Email addresses: cecile.renaudie@yahoo.fr (Cécile Renaudie),
yves.morel@shom.fr (Yves Morel), gwenaelle.hello@meteo.fr (Gwenaëlle Hello),
giordani@meteo.fr (Hervé Giordani), remy.baraille@cmo-tlse.shom.fr (Rémy Baraille)

It is concluded that the KPP is able to accurately represent the effect of mixing in coastal areas.

Key words: air-sea interactions, turbulent fluxes, observations, numerical simulations, vertical mixing.

1. Introduction

Because of limited vertical and horizontal resolutions, and because of incomplete physics, vertical mixing cannot be represented directly in most ocean circulation models. Many sophisticated parameterisations have been developed such as the Mellor-Yamada level 2.5 turbulence closure scheme (Mellor and Yamada (1982); Mellor (1998)), the Kraus-Turner slab model (Kraus et al. (1967)), or the dynamical instability model of Price et al. (1986). The KPP (K-Profile Parameterisation; see Large et al. (1994, 1997)), is a non-slab mixed layer model. It parameterises the effect of many mixing processes over the whole water column with a transition between the vigorous mixing in the surface boundary layer and the weaker diapycnal mixing in the ocean interior. It has proven to be an efficient mixing parameterisation even in coastal areas and is now widely used and a default choice in many oceanic circulation models (see Halliwell et al. (2000); Halliwell (2004); Durski et al. (2004)). The KPP has however been mainly tested against measurements in the deep ocean, and in basin scale configurations.

In shallow coastal areas, mixing plays a major role: the surface and bottom mixed layers extend over most of the, if not the entire, water column, interacting with all other physical processes. The time scales of interest are also generally shorter and the details of the evolution of temperature, salinity or any other tracer is an important challenge. In particular, the vertical redistribution of nutrients and biological tracers by mixing is known to have a major impact on plankton blooms and biological activities in general.

The goal of the present paper is to evaluate the KPP in a coastal situation, in particular its ability to accurately represent the evolution of the temperature profile.

The second section gives some information and references for the numerical models used in this study. Section 3 presents the oceanic and atmospheric

observations we have collected to validate the KPP. Section 4 presents the preparation and correction of atmospheric fluxes used to force the ocean model. Then, section 5 presents sensitivity tests to identify the physical processes playing the main role in the temperature evolution, and to optimise and validate the KPP.

2. Numerical tools

The experimental framework of this study relies on simulations of a one-dimensional ocean forced by atmospheric data coming from realistic three-dimensional simulations.

2.1. Atmospheric models

At Météo France, several models are used for weather forecasts in operation as well as for research purposes. First, ARPEGE (Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle; Courtier et al. (1991)) is a global spectral model that uses the 4D-var analysis tool for data assimilation (Desroziers et al. (2003)). ALADIN (Aire Limitée, Adaptation dynamique, Développement InterNational) is a limited area model used for short-term weather forecasts (typically up to 48 hours) based on ARPEGE, as explained in Pailleux et al. (2000). Finally, a meso-scale model, AROME (Application of Research to Operations at Mesoscale; see Ducrocq et al. (2005); Bouttier (2007)), is also used for local applications, usually in order to detail the forecast of meso-scale phenomena and extreme events such as floods and thunderstorms. It is based on ALADIN for the dynamical part (see Bénard (2004)), and on MESO-NH, a research model (see Lafore et al. (1998)) for the physical part. The ALADIN and AROME models are using a 3D-var assimilation with a three-hour time step as described in Fischer et al. (2006). The horizontal resolution of AROME is currently around 2.5 km whereas the one of ALADIN is around 10 km.

In the following, atmospheric fluxes will be calculated using the results from the AROME model, but comparisons with ALADIN are also presented.

2.2. Oceanic model

The parameterisation used for boundary layer and ocean interior mixing is the K-Profile Parameterisation (KPP) of Large et al. (1994). It is here implemented in HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model; Bleck (2002);

Halliwell et al. (1998, 2000); Chassignet et al. (2003); Halliwell (2004); Chassignet et al. (2007)). HYCOM is a primitive equation, general circulation model with a generalised vertical coordinate and we here use version 2.1.34. In order to obtain a one-dimensional experiment, we use a 3D domain with a 3×3 horizontal grid, and take into consideration only the central point: to keep only vertical evolution terms and annihilate horizontal advection and diffusion, at each time step the values of the physical fields at all lateral grid points are replaced by the values of these fields at the central point. Moreover, the continuity equation is not resolved. In the model, the solar light is the only surface flux that can penetrate inside the water column, below the first layer, the depth depending on water clarity. The penetration follows Jerlov (1976) with a water of "type 2", corresponding to a penetration depth of 0.6 m for the fraction of light that is the red range, and 20 m for the blue range.

Our goal here is to analyse vertical mixing processes and parameterisations, and the vertical coordinate is thus set to geopotential (or z) with a high enough resolution ($\Delta z = 1\text{m}$) to overcome numerical errors and the time step is set to $\Delta t = 60\text{ s}$. The parameters set in the version of KPP used in HYCOM (see Large et al. (1994); Halliwell (2004)) are:

- The diffusivities that result from unresolved background internal wave shear are set to: $\nu_{\theta}^w = \nu_S^w = 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$;
- The value for viscosity that results from unresolved background internal wave shear is: $\nu_m^w = 1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$;
- The scaling factor for the contribution of shear instability mixing is: $\nu^0 = 50 \times 10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$;
- The value of Ri_g (local gradient Richardson number) above which vertical diffusion due to shear instability (ν^s) goes to zero is: $Ri_0 = 0.7$;
- The critical Richardson number is set to: $Ri_c = 0.45$ (note that the value initially recommended by Large et al. (1994) is 0.3);
- The proportionality coefficient parameterising the nonlocal fluxes is: $C_* = 10$.

The results obtained in the following are independent of the ocean circulation model used.

2.3. Calculation of turbulent fluxes

According to Liu et al. (1979), in the bulk parameterisation, H the sensible heat flux, E the latent heat flux and τ the momentum flux can be calculated as:

$$H = C_{pa}\rho_a C_h(U - U_s)(T_s - T), \quad (1)$$

$$E = \rho_a C_e(U - U_s)(q_s - q), \quad (2)$$

$$\tau = \rho_a C_d(U - U_s)^2, \quad (3)$$

where ρ_a and C_{pa} are the density and isobaric specific heat of air; U , T and Q are the wind speed, potential temperature and specific humidity at a reference height in the atmospheric surface layer (here 10 *m* for the first one, and 2 *m* for the other two); and U_s , T_s and q_s are the wind speed, temperature and specific humidity at the surface of the ocean.

Many different parameterisations exist to calculate the transfer coefficient for momentum C_d , sensible heat C_h and for water vapour C_e . Most of the time, the parameterisations are based on global or "bulk" aerodynamic algorithms (Businger et al. (1972); Liu et al. (1979)) which use Monin-Obukhov similarity theory. Another method to calculate the transfer coefficients, which also takes into account this theory, is iterative (for example Fairall and White (1997)). Different parameterisations exist for the latter method which differ by the way they take into account the effects of waves, sea spray, foam and wind gusts or by the calculation of the roughness length (Brunke et al. (2003)). In practice, the main difference is the definition of the neutral transfer coefficients (for momentum, Cd_n , sensible and latent heat flux, Ch_n and Ce_n respectively). Finally, the direct parameterisation (Large and Pond (1981, 1982); Louis (1979)) determines the fluxes directly from the atmospheric parameters.

To evaluate the sensitivity of our results to the atmospheric flux parameterisations, we will use 12 different parameterisations in this article: 9 iterative (the different values used for Cd_n , Ch_n and Ce_n , the neutral transfer coefficients, are listed in table 1) and 3 bulk methods already implemented in HYCOM (Bleck et al. (1992), Kara et al. (2002) and Kara et al. (2004), the

	reference and abbreviation	$Cd_n \times 10^3$	$Ch_n \times 10^3$	$Ce_n \times 10^3$
1	Anderson (1993) "anderson93"	$0.4 + 0.079U_{10n}$	$0.79 (z/L \geq 0)$ $1.11 (z/L \leq 0)$	$1.2 \times C_h n$
2	Brut et al. (2002) "brut02"	0.000884 $(U_{10n} \leq 4)$ $0.548 + 0.084U_{10n}$ $(U_{10n} > 4)$	0.001119 $(U_{10n} \leq 4)$ $1.015 + 0.026U_{10n}$ $(U_{10n} > 4)$	0.00085 $(U_{10n} \leq 4)$ $0.63 + 0.055U_{10n}$ $(U_{10n} > 4)$
3	Weill et al. (2003) "ecume"	$-2.2261 \cdot 10^{-4} U_{10n}^3$ $+1.3067 \cdot 10^{-2} U_{10n}^2$ $-1.2719 \cdot 10^{-1} U_{10n}$ $+1.3013 (U_{10n} \leq 16.8)$ $4.2684 \cdot 10^{-6} U_{10n}^4$ $-4.8208 \cdot 10^{-4} U_{10n}^3$ $+1.6212 \cdot 10^{-2} U_{10n}^2$ $-0.13056U_{10n} + 1.3633$ $(16.8 \leq U_{10n} \leq 50)$ $1.7828 (else)$	$3.5763 \cdot 10^{-9} U_{10n}^5$ $+3.4517 \cdot 10^{-6} U_{10n}^4$ $-0.00043701U_{10n}^3$ $+0.016038U_{10n}^2$ $-0.12455U_{10n}$ $+1.2536$ $(U_{10n} \leq 33)$ $3.1374 (U_{10n} > 33)$	$5.0864 \cdot 10^{-6} U_{10n}^4$ $-3.9144 \cdot 10^{-4} U_{10n}^3$ $+1.1467 \cdot 10^{-2} U_{10n}^2$ $-0.00011384U_{10n}$ $+0.0012687 (U_{10n} \leq 29)$ $-2.6995 \cdot 10^{-3} U_{10n}^2$ $+1.8229 \cdot 10^{-1} U_{10n}$ -1.3526 $(29 \leq U_{10n} \leq 33)$ $1.7232 (else)$
4	Eymard et al. (1997) "eynard99"	$1.2455 - 0.0554U_{10n}$ $(U_{10n} \leq 6.3)$ $0.3867 + 0.0809U_{10n}$ $(U_{10n} > 6.3)$	$1.239 - 0.0363U_{10n}$ $(z/L \leq 0)$ 1.11 $(z/L \geq 0)$	$0.63 + 0.055U_{10n}$
5	Fairall et al. (2003) "fairal03"	$0.054U_{10n} + 0.75$ $(U_{10n} \leq 10)$ $0.082U_{10n} + 0.48$ $(10 \leq U_{10n} \leq 17)$ $0.061\delta w_{10n} + 0.84$ $(else)$	$0.003U_{10n} + 1.09$ $(U_{10n} \leq 10)$ $0.011U_{10n} + 1$ $(10 \leq U_{10n} \leq 17)$ $0.009U_{10n} + 1.05$ $(else)$	$0.003U_{10n} + 1.09$ $(U_{10n} \leq 10)$ $0.011U_{10n} + 1$ $(10 \leq U_{10n} \leq 17)$ $0.009U_{10n} + 1.05$ $(else)$
6	Dupuis et al. (1999) "fatch"	1.10511666 $-0.0878417686U_{10n}$ $+0.0134616339U_{10n}^2$ $-0.000432124954U_{10n}^3$ $+3.2421999 \cdot 10^{-6} U_{10n}^4$ $+4.80068419 \cdot 10^{-8} U_{10n}^5$ $(U_{10n} \leq 7.104)$ $0.064U_{10n} + 0.56$ $(U_{10n} > 7.104)$	1.1848 $-0.276880952U_{10n}$ $+0.0750357143U_{10n}^2$ $-0.0060833333U_{10n}^3$ $(U_{10n} \leq 5.08319)$ $0.034147U_{10n} + 0.7436176$ $(U_{10n} > 5.08319)$	1.37698509 $-0.261339825U_{10n}$ $+0.0432213019U_{10n}^2$ $-0.00211968577U_{10n}^3$ $(U_{10n} \leq 4.17749)$ $0.0202U_{10n} + 0.8006$ $(U_{10n} > 4.17749)$
7	Ola et al. (2005) "person05"	$0.0768U_{10n} + 0.603$	$0.0298U_{10n} + 0.922$	$-0.0011U_{10n} + 1.297$
8	Caniaux et al. (2005) "pomme05"	$1.2455 - 0.0554U_{10n}$ $(U_{10n} \leq 6.3)$ $0.3867 + 0.0809U_{10n}$ $(U_{10n} > 6.3)$	$1.239 - 0.0363U_{10n}$ $(z/L \leq 0)$ 0.001616 $(z/L \geq 0)$	$0.63 + 0.055U_{10n}$
9	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996) "smith80"	$0.93 (U_{10n} \leq 5)$ $0.61 + 0.063U_{10n}$ $(U_{10n} > 5)$	$0.83 (z/L \leq 0)$ $1.1 (z/L \geq 0)$	1.12

Table 1: 9 different expressions for the neutral transfer coefficients used for fluxes calculation with a global aerodynamic method.

transfer coefficients for heat fluxes and the calculation of the momentum flux are presented in table 2). In AROME, the latent and sensible heat fluxes are estimated with a method called "ECUME" (3rd iterative parameterisation in table 1, based on Weill et al. (2003)).

3. Observations at sea

3.1. The MOUTON2007 campaign

3.1.1. Location of the experiment

The Iroise Sea and the Manche (English Channel) (Fig. 1) are known for their intense tidal currents that generate intense mixing, thought to be

reference and abbreviation	Ch	C_e
Bleck et al. (1992) "hycom1"	0.0012	0.0012
Kara et al. (2002) "hycom2"	$\frac{2.47 \times 10^6 R_a}{\rho_a} C e_0$ $C e_0 = \min(0.002, \max(0.0003, C e_1 + C e_2 * (T_s - T_a)))$ $C e_1 = 0.885 \times 10^{-3} + 0.0748 * \times 10^{-3} U - 0.00143 * \times 10^{-3} U^2$ $C e_2 = -0.113 \times 10^{-4} + \frac{4.89 \times 10^{-4}}{U}$	$\frac{0.9554}{C} e_0$
Kara et al. (2004) "hycom3"	$\frac{R_a}{\rho_a} C e_0$ $C e_0 \text{ is a polynomial expression depending on wind speed and stability}$	$\frac{2.47 \times 10^6 r_a}{\rho_a} C e_0$

abbreviation	momentum flux
hycom1	$C_d = 0.0013$
hycom2	$C_d = \frac{r_a}{\rho_a} C d_0$ $C d_0 = 0.8623 \times 10^{-3} + 0.088 * \times 10^{-3} U - 0.00089 \times 10^{-3} U^2$
hycom3	$\tau = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2}$ <p>where τ_x and τ_y are the zonal and meridional wind stresses respectively</p>

Table 2: 3 different bulk parameterisations used for fluxes calculation in HYCOM, transfer coefficients for heat fluxes (top) and momentum flux (bottom).

mainly associated with the bottom boundary layer (see Mariette and Le Cann (1984)). As a result, the water column is well mixed with extremely weak temperature or salinity variations between the surface and the bottom whenever restratification associated with atmospheric fluxes is not able to overcome the effect of mixing. In spring and summer, when atmospheric heating becomes strong, and offshore, where the currents and mixing are weaker, a strong stratification establishes. A strong thermal front, the Ushant front, separates both areas, and is known to be associated with strong mean currents and biological activities (Mariette and Le Cann (1984)). The position of the front varies with tide intensity and atmospheric conditions, but is roughly delimited by the 100 m isobath, see Fig. 1.

In the unstratified area, the temperature varies from about 11°C in winter to about 15 – 16°C in summer, showing the water column receives considerable heat from the atmosphere. This heat quantity, mainly associated with shortwave radiative fluxes, is initially received by the surface layers and then homogenised vertically by mixing. The associated temperature variations are very weak (typically 0.1 – 0.2°C over the first 10 m for sunny days) and are difficult to distinguish in most places where the temperature profile varies.

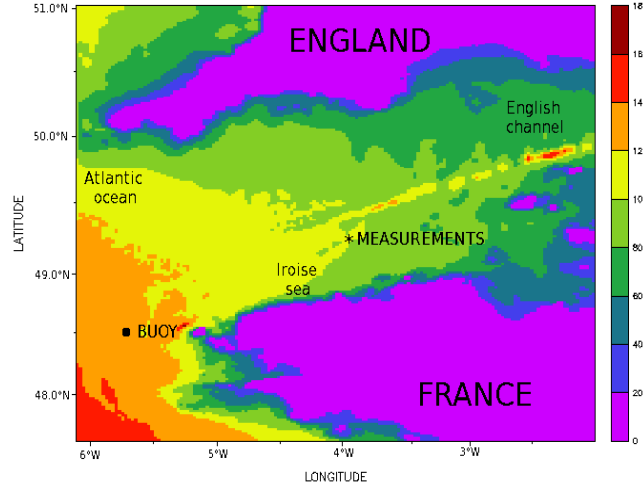


Figure 1: Bathymetry of the region studied with the location of the oceanic measurements (star) and the buoy (dot).

However, in an unstratified area, as will be seen further down, this signal can be clearly identified and analysed. One goal of the MOUTON2007 campaign at sea was to observe the surface heating and homogenisation processes.

3.1.2. Oceanic measurements

On the 18th of May 2007, repeated measurements were performed onboard the oceanographic vessel "Pourquoi Pas?", at the location (49.25°N, 4°W) represented by a blue star in Fig. 1. At the location of the measurements, the water depth varies with the tide but is around 80 m.

Temperature, salinity and pressure were measured using a SeaBird SBE911 CTD, calibrated before and after the campaign (the estimated errors were $\delta T < 0.0001^\circ C$, $\delta S < 0.005 \text{ psu}$ and $\delta P < 1 \text{ hPa}$). Vertical profiles were collected during 25 hours at a rate of one profile (upcast or downcast) every 10 minutes or so. The vertical speed of the CTD cage was 0.5 m/s and its acquisition frequency 24 Hz yielding a vertical resolution of about 2 cm. The data are however vertically averaged with a filter width of 1 s during the treatment, so that the final vertical resolution is rather 0,5 m. The CTD

cage was also equipped with a 150kHz ADCP recording horizontal currents at the same frequency but a vertical resolution set to 5 m. The average velocity errors is $\delta V < 0.05 \text{ m/s}$.

On the 19th and 20th of May 2007, the ship performed a cross section along 4°W with a Seasoar between 48.9°N and 49.1°N completed with CTD measurements up to 50.1°N. At this time period, atmospheric fluxes were not strong enough to overcome the effect of mixing and the water column was still vertically homogenized in most of the area. Figure 2 represents the observed temperature (top) and salinity (bottom), which gives an idea of the latitudinal gradients in the vicinity of the fixed point measurements on the 18th of May 2007. Notice that around (49.25°N, 4°W) and up to 49.7°N, the water column is vertically homogeneous (as we will see below, the slight temperature increase in the upper 10 m is associated with diurnal heating), whereas for higher latitudes, there exists a thermocline and a halocline around 20 m depth. This front is associated with rivers that bring fresh and slightly warmer waters along the English coasts that tides are unable to mix with deeper waters. The Ushant front is not visible here, it develops later on, its location varies between about 48.8°N and 49.5°N at this longitude. In the area of the measurements, the water column remains thus fairly homogeneous.

3.1.3. Atmospheric measurements

During the campaign, very few atmospheric observations were made. Air temperature, specific humidity and wind speed were regularly collected onboard, whereas satellite data was used to obtain radiative fluxes (OSI SAF, from the satellites METEOSAT-8 and GOES-12, see Le Borgne et al. (2005)), and cloud classification (METEOSAT-8, see Derrien and Le Gléau (2005)). These atmospheric observations being not frequent and precise enough (in particular the precision of the onboard observations is uncertain), and the atmospheric fluxes needed to force the oceanic model have to be constructed using numerical simulations. The results of the atmospheric models used to do so are however compared to the few observations gathered, as well as observations from a buoy located in (48.5°N, 5.75°W) (dot in Fig. 1), not far from the oceanic observations.

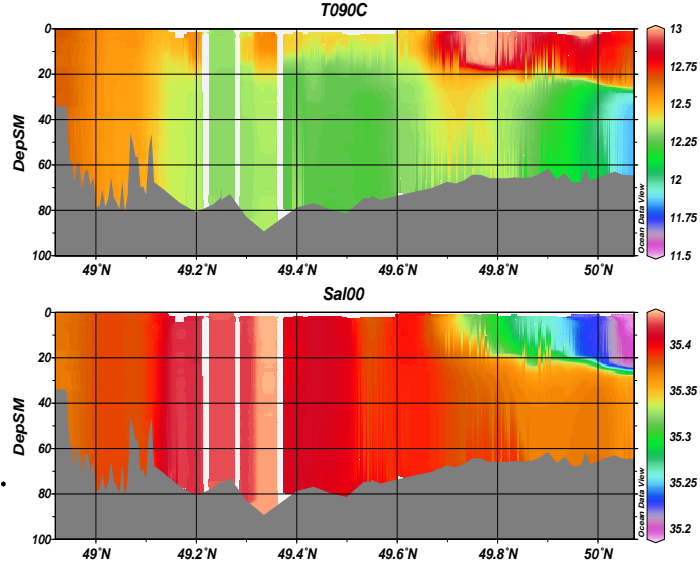


Figure 2: Temperature in $^{\circ}C$ (top) and salinity in PSU (bottom) observed on the 19th and 20th of May 2007 on a cross section along $4^{\circ}W$ with a Seasoar between $48.9^{\circ}N$ and $49.1^{\circ}N$ completed with CTD measurements up to $50.1^{\circ}N$.

3.2. Observed evolution of temperature, salinity and velocity in the ocean

The observed evolution of the temperature and salinity profiles is represented in Fig. 3, alongside with the sea surface elevation evolution at the location of the mooring, given by a tide model. The profiles of temperature and salinity have been interpolated every 20 *min* and every meter down to 75 *m*, which corresponds to the minimum water depth during the observations.

As the net fresh water flux was insignificant, salinity remained vertically homogeneous during the observations. It is however strongly affected by tidal advection. Figure 3 (bottom) indeed mainly exhibits periodic variations with a time period of about 12h 27min., which corresponds to M2, the main tidal component in the area, as evidenced by the modelled sea surface elevation (Fig. 3 middle).

This periodic evolution is also noticeable on the temperature observations, especially in the deep layers, but it also clearly exhibits the signal associated

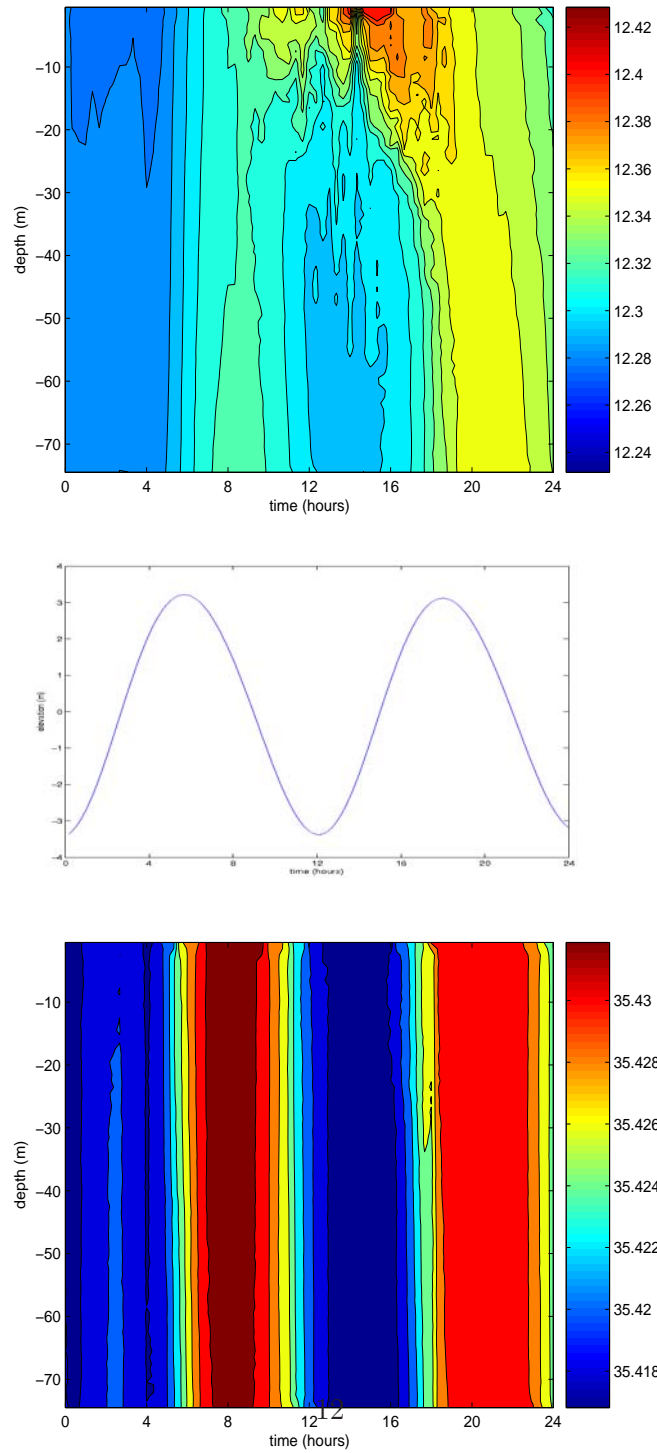


Figure 3: Temperature in $^{\circ}C$ (top) and salinity in PSU (bottom) observed on the 18th of May 2007 at the location ($49.25^{\circ}N$, $4^{\circ}W$), as well as the evolution of the sea surface elevation (middle).

with surface heating and its homogenisation by vertical mixing: since early hours in the morning, the temperature increases very close to the surface and this heating gradually penetrates in the upper ocean, yielding a temperature anomaly of about $\Delta T \simeq 0.05^\circ C$ over the upper 20 m at the end of the afternoon. After 18hUT, this anomaly is then rapidly homogenised over the whole water column and, at the end of the observation, we can notice a slight surface cooling.

Also notice the existence of strong artefacts in the evolution: around 12hUT and 14hUT the surface temperature anomaly suddenly disappears. This was associated with 3 to 4 consecutive vertical profiles and can hardly be attributed to measurement errors (since the salinity field is not disturbed, it cannot be attributed to organic particles entering the CTD circuit). The explanation behind these anomalies remains unclear : they could be associated with measurement artefacts ¹ or more likely with small scale structures. We have however chosen to keep the problematic profiles and avoid creating information by temporal interpolation in our analysis.

The temperature profile evolution is thus associated with both the effect of (mainly tidal) advection and surface heating and mixing. The temperature evolution equation can be written:

$$\partial_t T = -(\vec{U} \cdot \vec{\nabla})T + \partial_z(K\partial_z T), \quad (4)$$

where \vec{U} is the velocity field, K the vertical diffusion and $(K\partial_z T)(z = 0)$ is given by the atmospheric fluxes. Figure 3 shows that the amplitudes associated with each process are similar. A similar equation is also valid for the salinity evolution, but since the surface fresh water fluxes are very small, salinity evolves mainly because of advection.

The zonal and meridional oceanic currents are represented in Fig. 4, alongside with the sea surface elevation evolution at the location of the mooring.

Velocity observations mainly exhibit the tidal signal, the maximum values are obtained at high tide and minimum values at low tide. The effect of

¹We noticed that, at these times, lateral propellers were started to counteract the drifting of the oceanographic vessel due to currents and wind and stay within 200 m from the fixed location. These propellers can generate mixing and can spoil the surface measurements, but it seems unlikely that the perturbation reaches 30 m as observed here

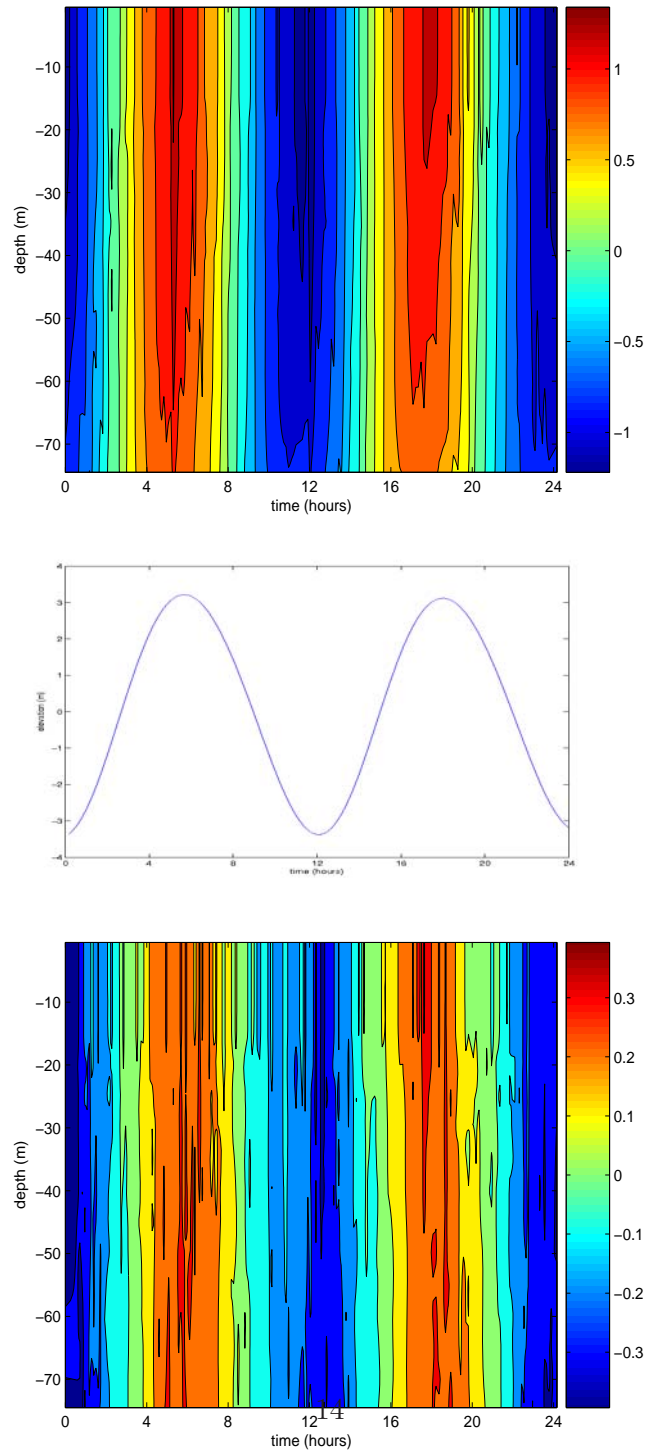


Figure 4: Currents observed on the 18th of May 2007 at the location ($49.25^{\circ}N$, $4^{\circ}W$), as well as the modelled the evolution of the sea surface elevation (middle).

the bottom friction is also visible with a significant decrease in the velocity amplitude within 20 m above the bottom where it reaches 1 m/s or so. The current main direction of oscillation is east-north-east / west-south-west and the maximum velocities are reached at 6hUT and 18hUT. The latter corresponds to the beginning of the temperature homogenisation, suggesting a strong influence of the velocity in this process.

3.3. Filtering the effect of advection

To isolate the influence of the atmospheric heating and mixing, it is necessary to filter out the effect of advection from the temperature evolution. Figure 3 shows that initially (at the beginning of the observations) the temperature profile is nearly homogeneous, a property we can assume valid in the vicinity of the observation point, we can thus neglect the effect of the vertical velocity and only consider horizontal advection. The evolution equation for a purely advective evolution would then be:

$$\partial_t T = -U.\partial_x T - V.\partial_y T, \quad (5)$$

where U is the zonal and V the meridional current.

We have tested three different methods to calculate, and filter out, the effect of advection from the temperature observations.

3.3.1. First method: identification of the tidal signal

Tide is a periodic phenomenon associated here with a main specific frequency. As the velocity field is mainly associated with the tidal currents, we can first assume that the temperature advection can be expressed as:

$$T_{tide}(z, t) = A(z) \times \cos(\omega t) + B(z) \times \sin(\omega t), \quad (6)$$

where t is the time and $\omega = 2\pi/M_2$, $M_2 \simeq 12h\ 27min.$ is the main period of the tide in this area. A and B are then calculated as the correlations between the observed temperature evolution and the periodic tidal signal (sine and cosine functions).

3.3.2. Second method: use of the observed currents

Assuming the zonal and meridional temperature gradients are independent of time, the observed currents can be used directly to calculate the advection terms. Equation 5 yields:

$$T_{cur}(z, t) = \alpha(z) \int_0^t U(z, t') dt' + \beta(z) \int_0^t V(z, t') dt', \quad (7)$$

where $\alpha(z)$ and $\beta(z)$ are determined as the correlations between the observed temperature evolution and the observed integrated hodograph (which represents the local trajectory of a water parcel).

3.3.3. Third method: use of the salinity evolution

As mentioned earlier, salinity mainly evolves because of advection. In the ocean, (T, S) graph often shows that there exists a relationship between temperature and salinity over a given region: $T \simeq F(S)$. If this is the case at the beginning of the observations, then the temperature evolution due to advection simply writes:

$$T_{cor}(z, t) = F(S(z, t)) + b. \quad (8)$$

If we restrict our attention to a limited domain, the latter relationship can be linearised and yields:

$$T_{cor}(z, t) = a S(z, t) + b, \quad (9)$$

where a and b are determined as the correlations between the observed temperature evolution and the observed salinity evolution. Because temperature is strongly influenced by surface fluxes, the surface data have to be discarded. In addition, mixing gradually propagates the surface heating to the deep layers, so that after a while, the T/S relationship evolves in the deep layers too. In practice, we restrict the calculation of correlations to deep layers ($z \in [40, 80 \text{ m}]$) and a limited time interval ($t \in [0, 8h00]$). Figure 5 is the resulting T/S diagram. It shows that temperature and salinity are indeed well correlated, and we get $a = 2.25$ and $b = -67.4$ which determines T_{cor} , the temperature whose evolution is restricted to advective effects.

3.3.4. Results

The three previous methods allow us to filter out the advective effects from the observed evolution and to isolate the effect of surface fluxes and mixing. Figure 6 represents the resulting evolution of temperature. It shows that for the first two methods the periodic (tidal) signal has been filtered out, but the results are not entirely satisfying since these methods also alter the signal associated with atmospheric heating. Indeed, for the first method (upper panel) the resulting signal exhibits a strong enhancement of the unstable stratification : notice the denser water extending from the surface to about 30 m during the nocturnal periods [0h00, 7h00] and [20h00, 24h00].

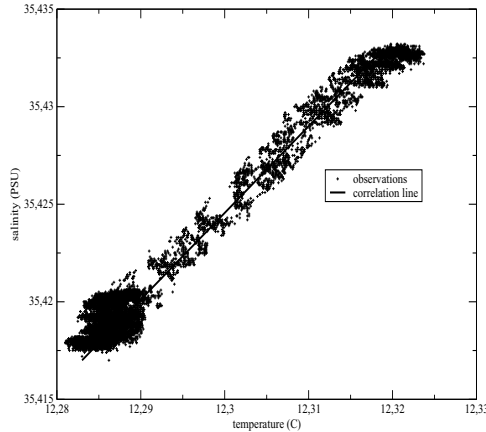


Figure 5: Temperature and salinity diagram: a strong correlation exists represented by the solid line.

This method also yields denser water in the middle of the water column, from 30 to 60 m, between [10h00, 12h00]. Also notice the transient warming in the deep layers between [1h00, 4h00]. The second method (middle panel) exhibits similar problems, the signature of the unstable stratification extending over shorter time periods, but with an additional heating of the surface layers that begins as soon as 5h30. All these features are not observed in the original data (see Fig. 3) and are not physically relevant. In fact, the M2 frequency is close to the diurnal cycle frequency, which contains the atmospheric heating signal. Part of the latter is thus filtered out too which causes the previous spurious effects. Using additional tidal frequencies makes these problems worse.

Only the correlation with salinity yields coherent results: the periodic (tidal) signal has disappeared, the water column remains almost homogeneous over nocturnal periods and the surface heating and its gradual downward propagation and final homogenisation are obvious. In fact, the Iroise Sea is a region where fresh waters from land and continental shelf water mass mix. Without additional fluxes, the mixing of two distinct water masses gives rise to linear T/S diagrams. In the present case, surface heating (or fresh water fluxes) could gradually spoil this relationship. However, as the water column is often (every tidal period) homogenised and the currents are mainly

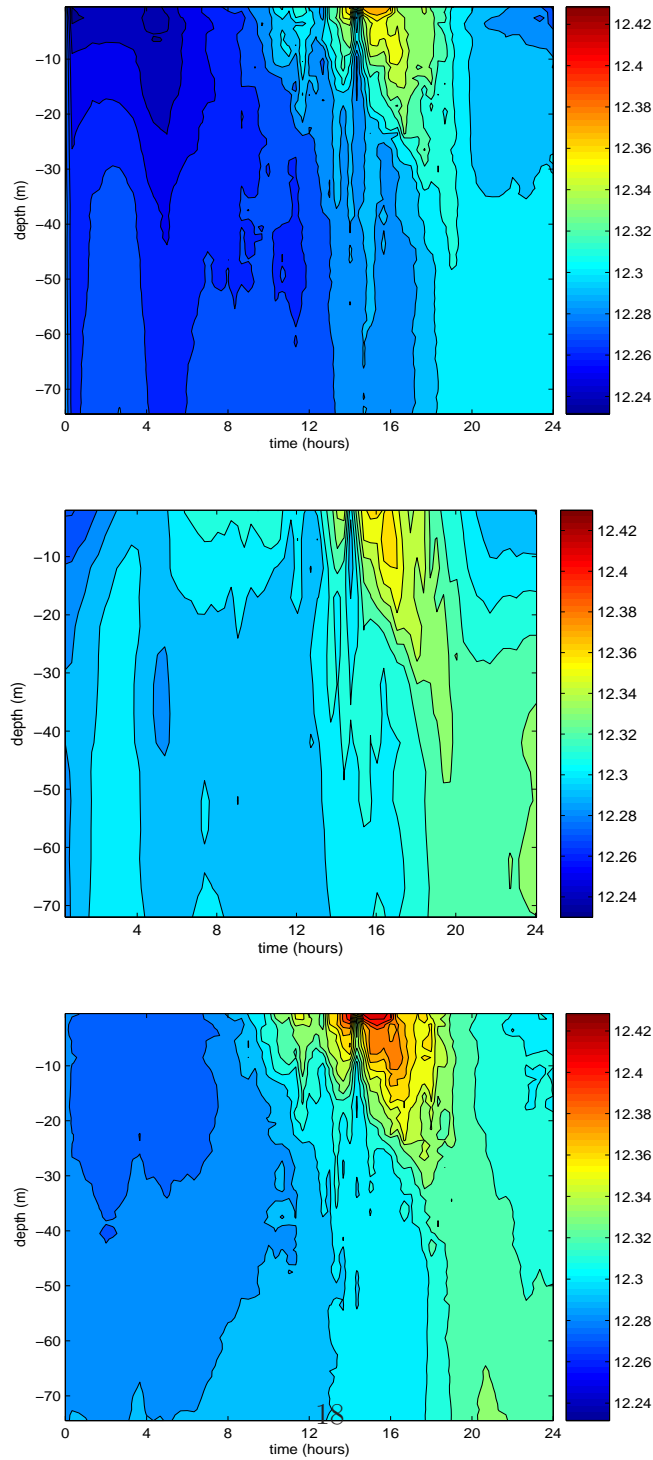


Figure 6: Evolution of temperature filtered from the advection calculated using the tidal signal (top), the observed currents (middle) and the correlation with salinity (bottom).

barotropic, the surface fluxes only generate an offset of the linear relationship between temperature and salinity in this region and the linear relationship holds again after each homogenisation process. In the present analysis, the salinity evolution is thus an excellent measure of the advective effect. Finally, let us also mention that, because the salinity profiles are close to homogeneous, the chosen method will not modify the vertical variations observed in the temperature evolution, which, as explained above, is believed to be associated with the atmospheric heating and mixing alone.

To conclude, $T_{res} = T_{obs} - T_{cor}$, where T_{obs} is the observed in situ temperature and T_{cor} the advective evolution calculated using the salinity signal, represents the evolution of the temperature under the influence of surface (atmospheric) fluxes and mixing. This signal will be used to validate both atmospheric fluxes and the K-profile parameterisation for the mixed layer.

4. Preparation and validation of the atmospheric fluxes

4.1. Comparison between atmospheric observations and simulations

Since very few atmospheric measurements were performed during the oceanic observations, we reconstruct the atmospheric fluxes using results from a regional operational system based on AROME. The simulation starts on the 17th of May 2007 at 00 UTC and the assimilation cycle uses a three-hour analysis refreshment. Then a 24-hour forecast starting from the analysis of 18th of May 2007 at 00UTC is performed, the outputs of this forecast are collected at each time step (60 seconds).

To evaluate the quality of the atmospheric fluxes given by the AROME simulations, we compare the available atmospheric observations to forecasts from AROME at the same location. In order to evaluate the errors due to the numerical model, we also use forecasts from ALADIN, gathered every 3 hours starting from the 18th of May 2007 at 00 UTC. The results are plotted in Fig. 7 for the air temperature (a), the specific humidity (b), the shortwave flux (c), the net radiative flux (d) and the wind speed (e) (+ represents observations, the solid line represents the results from the numerical simulation using AROME, and the dotted line using ALADIN).

Concerning air temperature (Fig. 7 (a)), we first notice that both models give close forecasts. Some differences in the evolution exist, especially at the

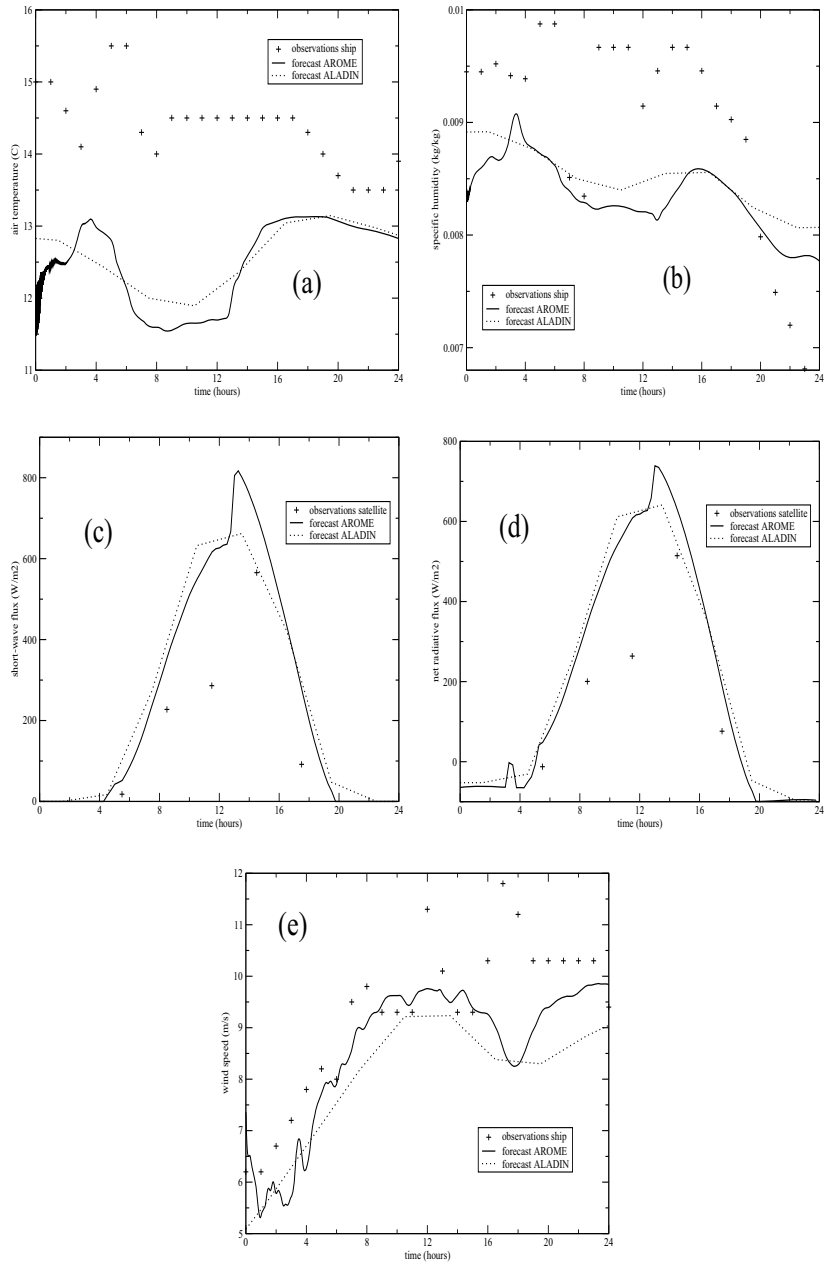


Figure 7: Comparison of observations (+) and of forecasts from AROME (solid line) and ALADIN (dotted line) for different parameters: air temperature (a), specific humidity (b), shortwave flux (c), net radiative flux (d), wind speed (e).

beginning of the simulation, where slight spurious oscillations are noticeable on AROME results during the short spin up phase, but overall the values seem consistent between both models. Fig. 7 (a) also indicate important differences between the models and the observations (which exhibit higher temperature, the difference reaching up to $2.5^{\circ}C$). First, the diurnal cycle is not really obvious on the observations, whereas it is well defined in both models, and there is also an important temperature difference between them. The onboard observations are in fact not performed with a meteorological mast and, apart from the wind speed which is used for the dynamical positioning of the ship, the atmospheric sensors are unfortunately not regularly calibrated, which makes it difficult to assess the validity and precision of the atmospheric observations. In order to validate the forecasts from the models, we thus also compare data from a buoy located in ($48.5^{\circ}N$, $5.75^{\circ}W$) with air temperature from AROME at the same location, which is represented in Fig. 8.

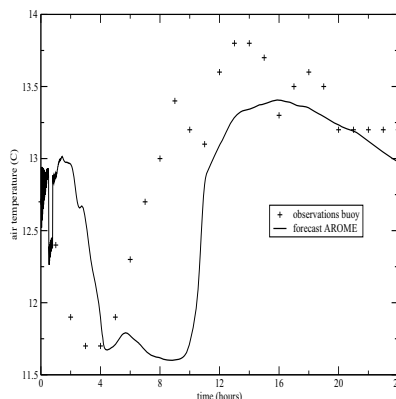


Figure 8: Comparison of observations from a buoy (+) and of forecasts from AROME (solid line).

We can notice here that the diurnal cycle caused by the radiative fluxes is clear on observations, which is expected. We can however notice a delay on the observations compared to the forecast. This is in fact associated with a misplacement of clouds in the vicinity of the measurement location in the numerical solution, reducing or increasing the surface temperature. Indeed, in Fig. 9 we compare the cloud fraction from satellite observations, collected

every 15 *min.* from METEOSAT8 (see Derrien and Le Gléau (2005)), to AROME. The cloud fraction is described by three different values : 0 represents no cloud, 0.5 a fraction of cloud in the pixel around our point of interest, and 1 if the cloud covers the whole pixel.

We notice here that around 5hUT, observations indicate that no cloud is

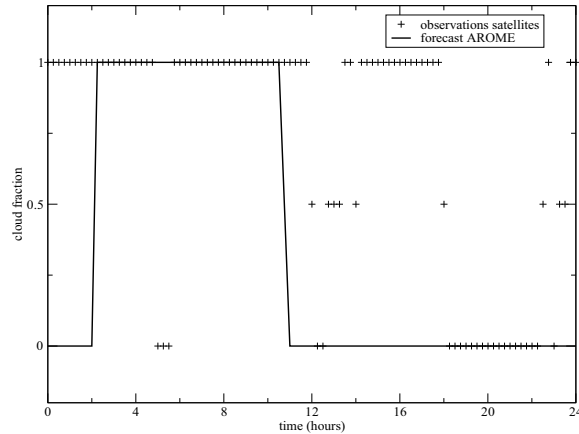


Figure 9: Cloud fraction for observations from satellites (+) and for AROME's forecast (solid line).

present for 45 *min.*, whereas AROME forecasts a cloud at that time. This moment corresponds to the increasing of temperature in the observations, which is delayed in AROME because the presence of cloud at that time prevents the solar radiation to increase the air temperature.

In spite of these differences, the model yields air temperatures consistent with observations at the location of the buoy and we assume that it is also true where the oceanic measurements took place.

Concerning specific humidity (Fig. 7 (b)), both models again give similar forecasts, and part of the differences is due to temporal resolution which is every minute for AROME whereas it is every 3 hours for ALADIN. The values are a little underestimated compared to observations at the beginning of the day, which can be also due to misplacement of clouds. Again, the forecasts are consistent with observations.

As far as the radiative fluxes are concerned (Fig. 7 (c) and (d)), both models exhibit some differences for the maximum values can again be attributed to the difference in the forecasts frequencies. It is however also clear that the atmospheric models overestimate the observations.

We have compared the cloud cover given by AROME with observations from satellites. It appears that the position of the cloud cover is not exactly the same, which is here problematic as we consider the fluxes at a precise position. In addition, observations exhibit the formation of low clouds during a couple of hours in the afternoon in the area of the buoy and of the mooring, a feature that AROME does not reproduce as confirmed by Fig. 9. This yields significant radiative fluxes overestimation in the model at the position of the in situ observations.

The differences between AROME and ALADIN for the simulated wind speed (Fig. 7 (e)) remain modest, even if the former yields value a little higher than the latter. They are in good agreement with the observations most of the time, the differences being around 1 or 2 $m.s^{-1}$, which is an error quite common among atmospheric models. The most important difference is at 17hUT, but since the observations are performed less often, this could be an instantaneous phenomenon that the model cannot reproduce. We can thus conclude that for both models the forecast of the wind speed is consistent with observations.

Finally, we have also checked that the sea surface temperatures used in both models were consistent with the observed one ($0.3^{\circ}C$ difference at most).

To conclude, we find that, even though based on very different physics, both models yield very similar results. It is thus difficult to improve our results by tuning or improving the numerical model itself. The forecasts given by AROME and ALADIN are consistent with observations. Since these are not frequent enough (only 5 values for radiative fluxes during the 24 hours of the experiment), or not accurate at the location of the mooring (like temperature), we choose to use forecasts from AROME to force the oceanic model. The modelled radiative fluxes seem however overestimated. As they play the major role in the ocean heating process, this positive bias can lead to too important heating of the water column and has to be corrected. A method to do so is proposed in the next section 4.2.

4.2. Correction of radiative fluxes

The 1-D HYCOM model with the KPP (or any other mixed layer model) is conservative in heat: the net (vertically integrated) heat content of the water column only evolves because of surface fluxes. It is given by:

$$Q(t) = \rho C_p \int_z T(t, z) dz, \quad (10)$$

where $T(t, z)$ is the temperature for each time step t and each vertical level z , ρ is the density of water and C_p its specific heat.

We thus set up the following experiment to correct the atmospheric fluxes:

- The initial temperature and salinity profiles are set to the values observed at 0hUT. The vertical discretisation is 1 *m*. The velocities are set to zero.
- The atmospheric forcing is given by the AROME results validated previously at the position of the mooring, every 60 seconds, which is also the time step of the oceanic model.
- The simulation lasts 24 hours.

Again, Q only evolves because of the surface fluxes, and does not depend on the mixed layer parameterisation or water column dynamics. Fig. 10 represents Q for the observations (solid line) and the simulation with KPP (dotted line).

Notice that, at the end of the simulation, the simulated heat content is greater than the observed one, as expected from the previous section. As the problem comes from the cloud cover and mainly impacts the shortwave flux, we choose to adjust this component alone. To do so, as the diurnal cycle is well reproduced by the model, we simply multiply the shortwave flux by a factor that we determine, using a dichotomic approach, so as to minimise the difference between the modelled and observed heat content. We get:

$$SW_{corrected} = SW * 0.76 \quad (11)$$

Figure 10 also presents the experiment after correction of radiative fluxes (dashed line).

The simulation with corrected fluxes yields a solution in close agreement with the observations. We will thus use the corrected fluxes for all the following simulations.

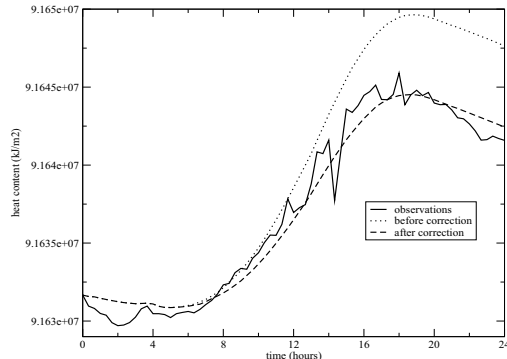


Figure 10: Oceanic heat content throughout time for observations (solid line), before (dotted line) and after (dashed line) correction of radiative fluxes.

5. Vertical mixing processes. Validation of the KPP

In the water column, turbulent processes modify the potential temperature θ , salinity S and momentum m profiles. Their effects are parameterized as local (and nonlocal for the KPP) diffusion. The KPP distinguishes the contribution of resolved shear instability, of unresolved shear instability due to the background internal wave field and of double diffusion (occurring when the vertical gradient of density is stable but the vertical gradient of either salinity (salt fingering) or temperature (diffusive convection) is unstable in its contribution to density according to Turner (1973)).

In the model, we can activate or inactivate the contribution of any of the previous mixing process to evaluate its impact on the evolution of the temperature profile. We can also modify its associated parameters and tune them so as to reduce the difference between the observed and modelled temperature profile. To do so we define the root mean square error RMSE:

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{H} \sum_i h_i (T_{obs}(i) - T_{exp}(i))^2}, \quad (12)$$

where H is the total depth, $T_{obs}(i)$ is the observed temperature at the vertical level i , $T_{exp}(i)$ is the temperature of the experiment at the vertical level i and h_i the thickness of layer i ($h_i = 1$ m here).

5.1. Impact of the shear instability

5.1.1. Influence of the velocity profile

Inactivating the contribution of resolved shear instability leads to strong RMSE. In fact, in this case the surface heating remains concentrated in the first layer and does not diffuse downward, whereas observations show it is homogenised. This shows that shear instability is the main mixing process responsible for the downward flux of heat.

When this mixing process is taken into account, the RMSE reaches indeed better values. Fig. 11 represents the evolution of the temperature profile for the simulation with KPP (top) taking into account all atmospheric fluxes. The difference of temperature between this solution and the observations filtered from advection is plotted in the lower panel. KPP has a tendency to smooth the solution, which is quite common with models, but the temperature ranges for the simulation are consistent with observations even if it is overestimated at the surface. Notice the stronger errors in the surface layer at 12h00UT and 14h00UT, associated with the unexplained transient homogenisation of the surface layers mentioned above. The surface layers heating around mid-day is however well represented, and the surface temperature also decreases at the end of the day as in the observations. However, the error is quite large from 16h00UT with temperatures too high in the upper half of the water column and temperatures too low in the lower one for the numerical results. In fact the homogenisation process is absent from the simulated evolution: the surface heating remains trapped in the upper part and does not penetrate in the deep layers of the ocean. This is associated with a lack of vertical mixing in the interior of the water column. In the KPP, mixing associated with shear instability is a function of the gradient Richardson number:

$$Ri_g = \frac{N^2}{(\partial_z \bar{U})^2 + (\partial_z \bar{V})^2} \quad (13)$$

where N is the Brunt-Vaisala frequency. Mixing is activated when $Ri_g < 0.70$. In the simulation, Ri_g is lower than this value in the surface layers where the wind stress generates vertical shear, but larger below where the velocity field remains null. Therefore mixing cannot be triggered below the surface layers. As shown in Fig. 4, the velocity field, even though associated with the barotropic tide, is slightly vertically sheared in the lower layers, because of bottom friction. Tidal currents cannot be represented in the present

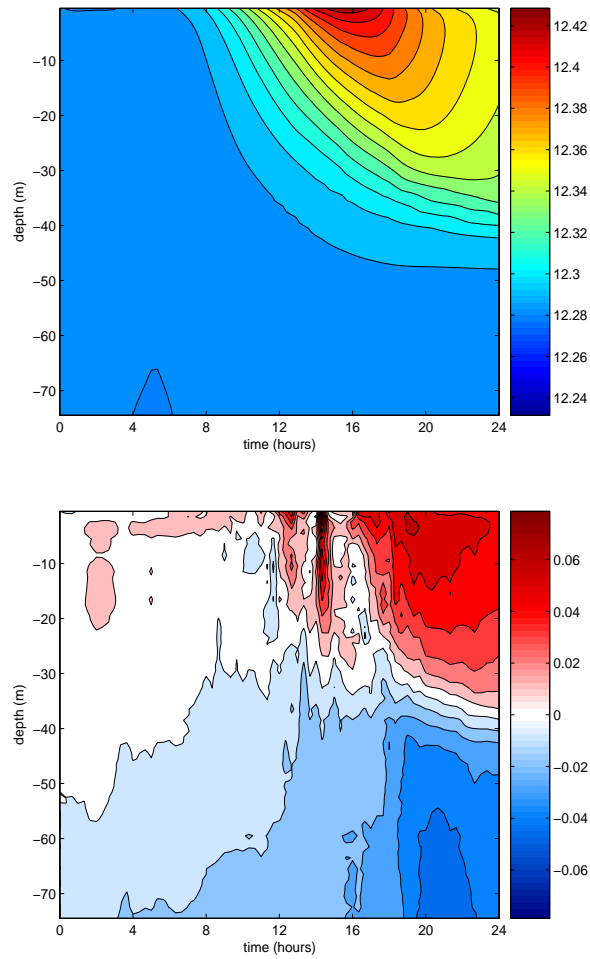


Figure 11: Temperature throughout time for the simulation with KPP (top) and difference of temperature between the latter and observations (bottom).

1-D configuration and taking into account a realistic vertical shear can only be done by correcting the numerical velocity field toward the observed one.

Crudely replacing the simulated velocity by the observed one interpolated on the vertical and temporal grid of the model yields unsatisfactory results: the heating process remains concentrated in the first layer, as when the shear instability mixing was cut off. In fact the extent of the ADCP cell over which velocity is calculated was set to 5 m and the ADCP measurements are problematic near the surface (see Visbeck et al. (2002)): the treatment then replaces the observation in the first cell by the one in the second cell, so that no vertical shear exist at least over the first 10m. The wind stress effect is thus absent from the observed velocity field, at least in the upper layers, making it impossible for the surface heating to diffuse downward.

To reconstruct a complete and more realistic velocity field, we add the surface Ekman velocity calculated in the experiment represented in Fig. 11 to the observed interior tidal velocities. We resume the 1-D experiment using the latter corrected velocities. Fig. 12 represents the difference of temperature between the new solution and the observations (filtered from the effect of advection). The corrected velocity significantly improves the solution, especially after 16h00UT when the homogenisation process starts. It also shows that, even though the homogenization process is better represented in the new solution with corrected velocity fields, it is not complete in the numerical solution which exhibits a constant temperature gradient over the whole water column.

When calculating the RMSE over the whole water column, we notice that it increases drastically between the beginning of the simulation (where it is equal to zero since the initial condition is the observations) and about 20min. after which it stabilizes around $0.006^{\circ}C$ for almost 12 hours. In Fig. 13, we represent the profiles for temperature (left) and density (right) at the initial time (top), and after twenty minutes of simulation (bottom), the observations (without advection filtering, the filtered one however exhibit the same trend) being represented with a plain line and the simulation with a dotted line. We notice that, initially, the temperature and salinity (and therefore density) profiles exhibit a slightly unstable mean gradient over most of the nocturnal time periods and over the whole water column (the unstable profile being almost linear). This is true in the filtered and non-filtered temperature profiles with very close general profiles. In the observations, the water

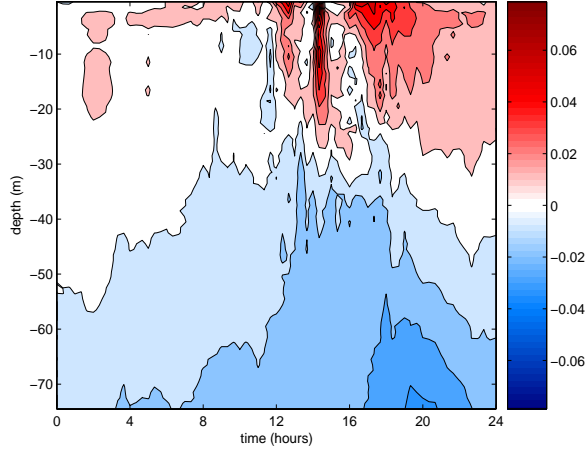


Figure 12: Difference of temperature between the simulation with KPP after correction of velocities and observations.

column is thus (very weakly) convectively unstable. In the numerical experiments, the simulated profile has been smoothed and KPP is unable to maintain the initial -unstable- profile except near the surface (this is also only possible when the surface heat fluxes are negative, as is the case here during nocturnal periods). In the ocean interior an unstable density gradient indeed generates maximum tracer diffusions, whatever the velocity field. In the real ocean, it thus seems that weakly convectively unstable profiles ($N^2 \simeq -2.10^{-7} s^{-2}$ here) can be maintained at least when there exists strong horizontal currents. A property that KPP is unable to reproduce, which generates the observed constant RMSE of about $0.006^\circ C$.

5.1.2. Influence of a bottom boundary layer

As shown in Durski et al. (2004), Chassignet et al. (2007) or Halliwell et al. (2009), a bottom boundary layer (BBL) can also be activated in KPP. As for the surface boundary layer, the BBL parameterisation is based on the Monin-Obukhov similarity theory, first diagnosing the turbulent boundary layer thickness and then estimating the diffusivities and the viscosity at model interfaces that smoothly match the interior profiles above. In case the surface and bottom boundary layers overlap, the largest values are chosen for the

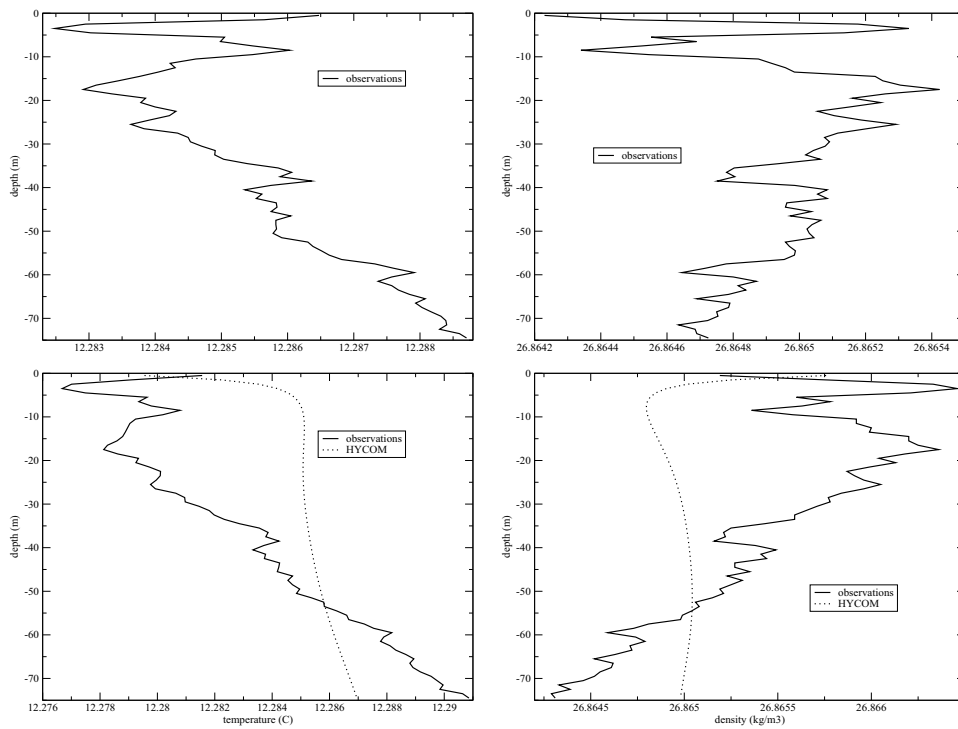


Figure 13: Temperature (left) and density (right) at the initial time (top) and after twenty minutes of simulation (bottom). The observations are represented using a plain line and the simulation with a dotted line. They are equal for the initial fields.

profiles at each interface. In very shallow areas, radiative fluxes can be nonzero at the bottom if significant radiation penetrates to that depth. If this happens, the penetrating radiation heats the bottom layer of the model, which provides a destabilising buoyancy flux generating turbulence in the bottom boundary layer and the activation of the nonlocal terms. This is however not the case here and, in our case, the BBL is driven by the bottom friction: bottom stress generates turbulence near the bottom that, under favourable conditions (small Richardson numbers), can penetrate into the ocean interior enhancing vertical diffusion over part of the water column. Figure 14 represents the difference between the numerical results, using KPP, the corrected velocity field and the BBL, and the observations.

In comparison with Fig. 12, we notice that activating the bottom boundary

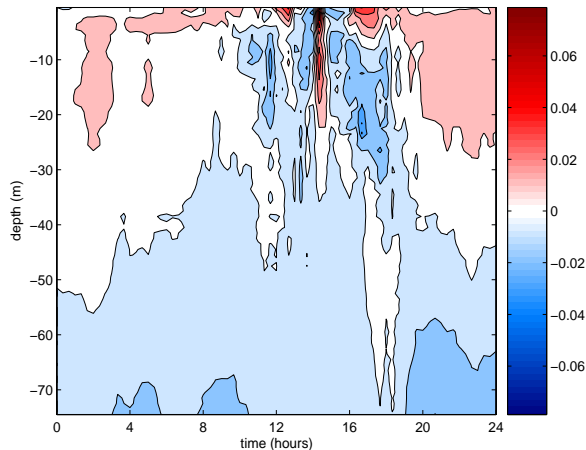


Figure 14: Difference of temperature between the numerical simulation (with KPP and the bottom boundary layer parameterisation) and observations.

layer further reduces the difference with observations, especially during the homogenisation process, thanks to the associated enhancement of diffusion. Let us also notice that, since the wind was moderate and the bottom currents reaching more than 1 m/s , the bottom stress is almost always stronger than the surface one. We indeed found that the surface stress only amounts to one third of the average bottom stress. As a consequence, in addition to the enhancement of diffusion associated with boundary layer turbulence, the

bottom stress also brings the most important momentum flux and is the major effect for the creation of the vertical shear inside the water column, thus playing the major role in the mixing in the interior of the water column.

Even though the resulting temperature profiles still exhibits some vertical gradient and the homogenisation process is not as complete as in the observations, the present result shows that mixing associated with the turbulent BBL plays a significant role in the observed mixing and has to be taken into account.

The latter simulation will be used as a reference for the following sensitivity tests.

5.1.3. Sensitivity to parameters of shear instability mixing

The contribution of shear instability is parameterised in terms of the gradient Richardson number calculated in Eq. 13 and depends mainly on two parameters : the critical Richardson number Ri_0 , above which vertical diffusion vanishes, and ν^0 , the maximum diffusion. The default parameters are $\nu^0 = 50 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$, $Ri_0 = 0.7$ (see Large et al. (1994)).

We have first tested the sensitivity of our results to Ri_0 making it vary from 0.3 to 0.9. We found no significant impact on the solution. In fact, the values reached by Ri_g during the mixing phases of the simulation are very small, fixing the diffusivity due to shear instability mixing to its maximum value ν^0 .

We have then studied the sensitivity of the results to ν^0 , that we varied from $25 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$ to $200 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$.

The value chosen by Large et al. (1994) is not the one that induces the smallest error in our configuration, the optimal value we found being $\nu^0 = 75 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$, slightly above the default one. However, the impact on the RMSE remaining quite small, we here chose to keep the default value.

5.2. Influence of the nonlocal term

The proportionality coefficient parameterising the nonlocal fluxes is set to $C^* = 10$. This term was first determined by Mailhôt et al. (1982) for highly convective cases, this is why the term C_s was introduced in Large et al. (1994) in order to adapt to all forcing conditions. We here however noticed that decreasing C^* improves the solution. In fact, eliminating the nonlocal

transport yields a significantly better solution compared to the observations than when it is activated. Figure 15 (top) represents the evolution of the temperature profile for this solution, as well as the difference of temperature with observations (bottom). The homogenisation process is very realistic and the error remains very small (about $0.006^{\circ}C$ for variations reaching more than $0.1^{\circ}C$) except for the artefacts discussed previously. During stabilising conditions (positive buoyancy fluxes), the RMSE is the same in both cases, a straightforward result as nonlocal fluxes are null in this case. However, during the nocturnal periods, some important differences exist and taking out nonlocal fluxes improves the solution. As shown in Fig. 17, the heat fluxes are negative at night, which activates the nonlocal terms. Mixing then distributes the surface cooling over the entire water column but the nonlocal term leads to too strong homogenisation (compare Fig. 14 with 15). It thus seems that, in the observations, nonlocal effects are absent or inhibited.

We believe this can not be attributed to the effect of filtering because, as mentioned earlier, the chosen method does not modify the vertical variations of the temperature profiles, in particular it does not strengthen it. The maintenance of stratification in the observed filtered signal is thus realistic and the too large diffusion associated with the nonlocal mixing term indeed problematic here.

5.3. Sensitivity tests to the calculation of atmospheric fluxes

Figure 16 represents the sensible and latent heat fluxes (H and E respectively) and the momentum flux (τ) for the twelve methods presented in section 2.3. We have also added the mean value of all methods (thick solid line). The dispersion between all methods amounts to 30% (difference between the methods giving the maximum and minimum values) for the sensible heat flux and the latent heat flux. The values for these fluxes however remain modest ($\pm 15 W/m^2$ for sensible heat and $50 W/m^2$ at most for the latent heat flux) with respect to the radiative fluxes which are directly given by the AROME atmospheric model. The total heat flux (including the net radiative, latent and sensible fluxes) is represented in Fig. 17 (a). It indeed shows that over the range of the total heat fluxes (which reaches about $800 W/m^2$) the previous variability is negligible if we consider evolution over the present (short) time period.

As far as the momentum flux (or wind stress) is concerned, the dispersion is

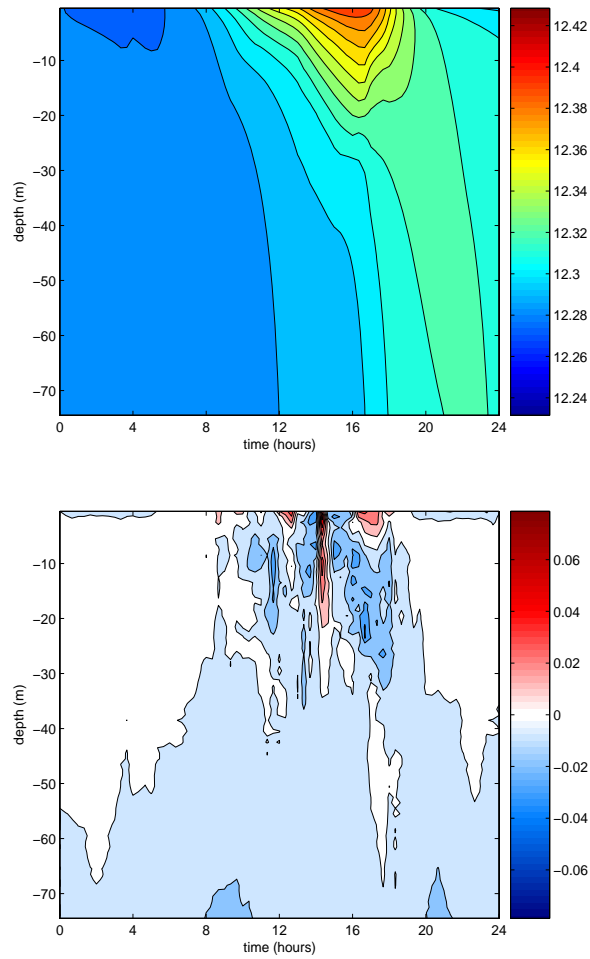


Figure 15: Temperature throughout time when nonlocal fluxes are not taken into account (top) and difference of temperature between this solution and observations (bottom).

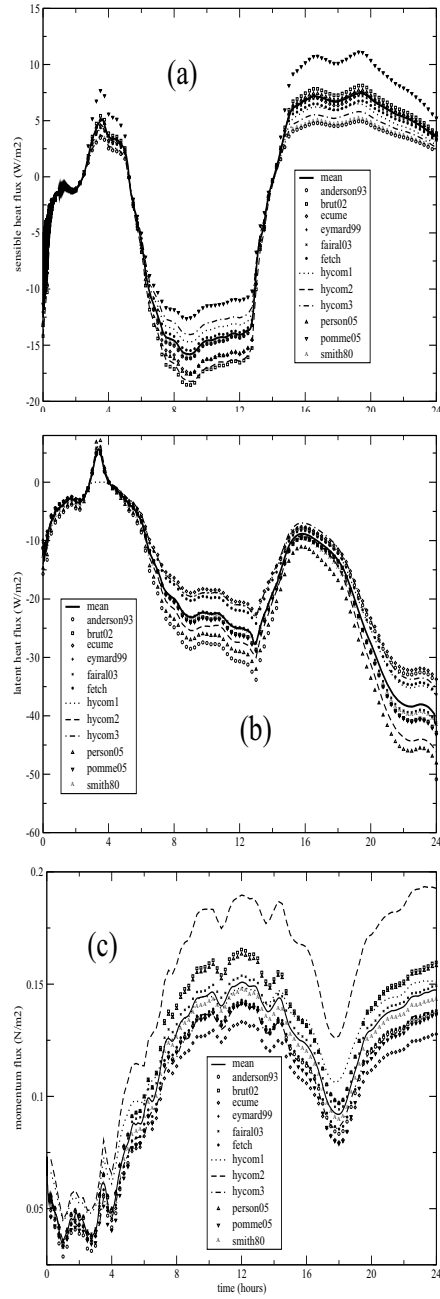


Figure 16: Sensible heat flux (a), latent heat flux (b) and momentum flux (c) for twelve different parameterisations listed in table 1, and their mean value (thick solid line).

about 25% for all methods except for the Kara et al. (2002) parameterisation, which exhibits values much larger (about 10 to 30%) than all other ones.

The method closest to the mean value is Fairall et al. (2003) for latent and sensible heat fluxes, and Smith (1980) for the momentum flux, but the mean value is not necessarily the best estimate. Figure 17 (b) represents the RMSE for the twelve methods, with their mean RMSE in the associated table. We notice that all RMSE evolutions follow the same pattern, and all

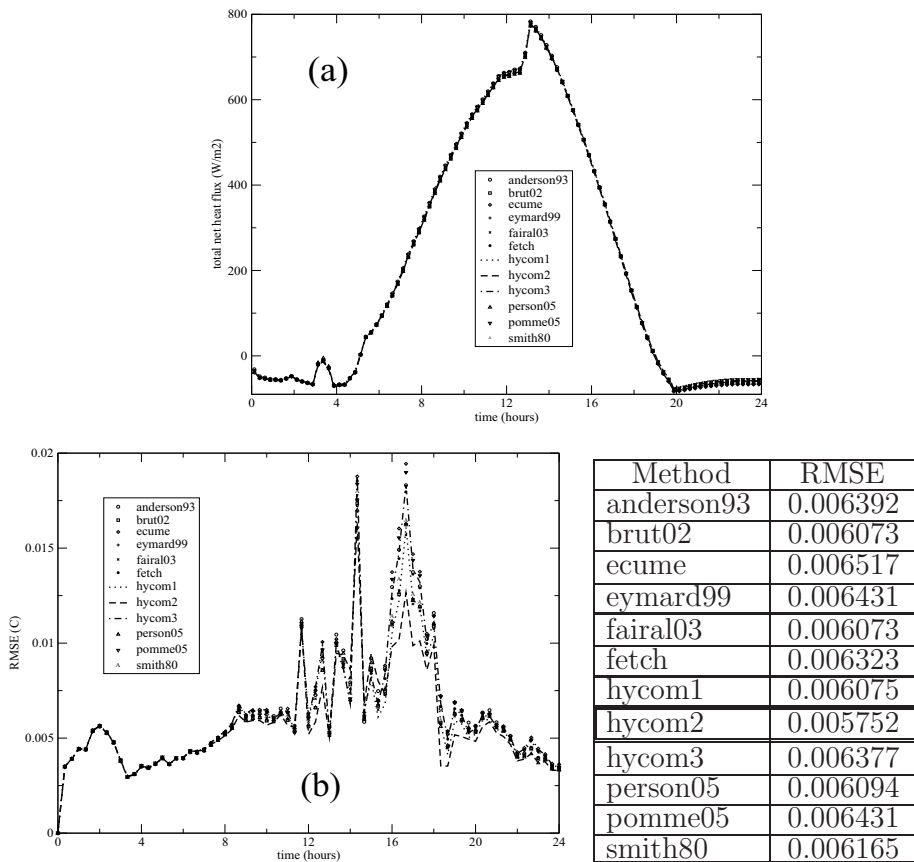


Figure 17: Comparison of total net heat flux (a), RMSE throughout time and mean RMSE for the twelve methods (b).

parameterisations yield similar errors. However, the parameterisation given

by Kara et al. (2002) exhibits the lowest values for all times (and the lowest mean RMSE). As seen above this can only come from the larger values of the wind stress estimated by this method, and therefore stronger surface shear. Apart from the RMSE peaks around 12h00UT and 14h00UT already discussed above, there exists a maximum RMSE between 16h00UT and 18h00. Examining Fig. 14 shows that this is associated with a lack of mixing in the surface layers in the numerical simulation (the numerical temperature profile is too hot near the surface and too cold between 10 and 30 m). This lack of mixing is linked to a strong decrease in wind stress (see Fig. 16 c) and only the Kara et al. (2002) parameterisation, which overestimates the wind stress in comparison with other methods, is able to limit this RMSE peak. This possibly advocates for taking into account surface waves in the momentum flux parameterisation. Indeed, the more intense winds that blows from 8h00UT to 16h00UT can have fetched waves that persist after the wind decrease. As shown in Ardhuin et al. (2006) and in Ardhuin et al. (2008), surface waves play a role in the momentum fluxes, which could explain the sustained mixing despite the wind strength decrease.

5.4. Influence of the atmospheric model

Keeping the Kara et al. (2002) parameterisation, we now examine the sensitivity of the evolution of the temperature profile to different atmospheric models and we thus compare AROME and ALADIN models. Figure 18 represents the evolution of the RMSE for three different experiments: using ALADIN (for which the cumulated fluxes are given every 3h00), using AROME at each time step (60s), and using AROME fluxes but cumulated over 3h00. The mean RMSE are also indicated. Since ALADIN also overestimates the net radiative fluxes, we correct the shortwave flux using the same method as for AROME, and we find:

$$SW_{corrected}^{ALADIN} = SW * 0.69 \quad (14)$$

AROME gives slightly better results than ALADIN (notice the shortwave flux correction is also slightly more important for ALADIN) but the results are very close to one another, showing that in the present case the atmospheric situation is simple: the solution is not sensitive to the physics in the atmospheric model and a high time resolution for the atmospheric forcing does not contain important high frequency signals.

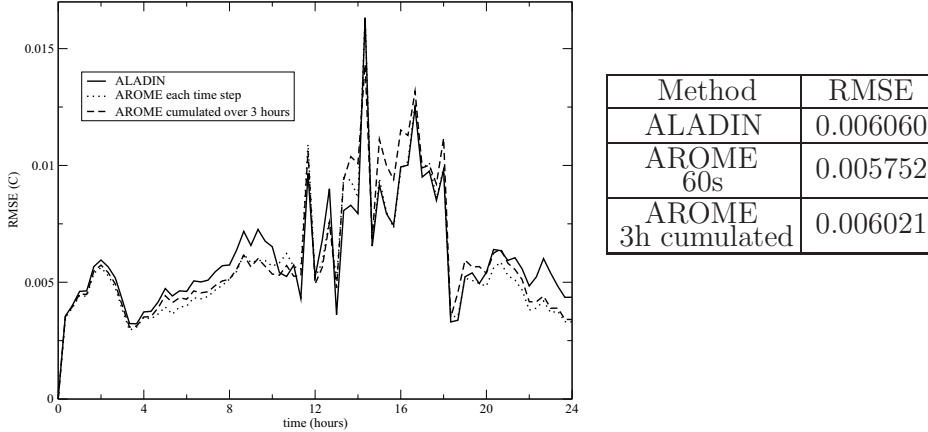


Figure 18: RMSE evolution for three different atmospheric fluxes.

5.5. Other sensitivity tests

We now present some sensitivity tests to other parameters that exhibited modest impact on the solution.

5.5.1. Influence of double diffusion

Inactivating only the double diffusion terms has very small impact (notice that it however seems to slightly improve the numerical results in comparison with the observations). Therefore, the impact of double diffusion on the solution is negligible. This is not surprising as the vertical gradients of temperature and salinity are very weak in the present configuration (moreover the temperature gradient developing at the surface by radiative heating is stable).

5.5.2. Influence of unresolved background internal wave shear

The diffusivity associated with unresolved background internal wave shear is given by two constants ν_θ^w ($=\nu_S^w=0.1\times 10^{-4}m^2s^{-1}$) and ν_m^w ($=1.0\times 10^{-4}m^2s^{-1}$). These values are relatively modest in comparison to the diffusion associated with shear instability and multiplying or dividing ν_θ^w or ν_m^w by even 10 has almost no impact on the solution. As for the double diffusion, the effect of unresolved background internal wave shear is thus negligible here.

5.5.3. Sensitivity to parameters of the mixed layer. Critical bulk Richardson number

The most important physical characteristics in the dynamics of the mixed layer in the KPP is the surface boundary layer thickness h_b , which depends on the bulk Richardson number Ri_b and a critical Richardson number Ri_c (see Large et al. (1994)).

Changing Ri_c drastically modifies the vertical extension and values (increasing Ri_c increases h_b) of the diffusion in the mixed layer. In the reference experiment, we have used the default value in the HYCOM code $Ri_c = 0.45$ (the value proposed by Large et al. (1994) is 0.3).

The optimal value is $Ri_c \simeq 0.55$ but $Ri_c \in [0.3, 0.55]$ yields very similar mean errors and the value set in the reference experiment or proposed by Large et al. (1994) are well suited too.

5.5.4. Sensitivity to the value of the turbulent shear contribution to bulk Richardson number: C_v

The value for the turbulent shear contribution to bulk Richardson number C_v has to be chosen between 1 and 2 (see Large et al. (1994)). In the model, it varies as a function of depth but it is possible to fix its value and study its influence on the solution. We have tested different values between 1 and 2 and have found it has no significant effect on the RMSE.

6. Conclusions

In this article we have evaluated the KPP in a coastal area, on the basis of high frequency oceanographic observations collected in the Iroise Sea, an area where strong tidal currents homogenise the water column.

Since the duration of the observations was reduced to about a day, we have focused on the evolution of the temperature profile. The effect of advection (mainly associated with tidal currents) has been filtered out using an original method: we noticed that during the period of observation, the atmospheric fresh water fluxes are very reduced, so that the salinity evolution is only associated with advection. In addition, this reduced area is mainly constituted from the mixing of two water masses (inland fresh waters and offshore shelf waters) and the water column is regularly vertically homogenised. As a result, a linear relationship between temperature and salinity is maintained, and atmospheric fluxes only generate an offset of this relationship every time

the water column is homogenised. We thus took advantage of these properties to eliminate the effects of advection from the temperature evolution.

Since very few atmospheric data were gathered in (49.25N,4W) where the experiment took place, we constructed atmospheric fluxes using a realistic (operational) numerical model: AROME. The results have been compared to the available observations and also to a surface buoy measuring atmospheric parameters, in the vicinity of the Iroise Sea. This showed that the numerical fields correctly reproduced the diurnal cycle, of particular interest here, but that shortwave fluxes were too high, transferring too much heat in the ocean model, which yields too high temperatures. This is associated with differences on the position of low clouds between the model and reality. Comparisons with another atmospheric model with different physics (ALADIN) showed only minor differences and thus reduced possibilities of improving the model results. The observed total heat content evolution of the water column was then used to calibrate and correct the atmospheric shortwave fluxes.

Finally, we have shown that the different parameterisations existing to calculate the latent and sensible heat fluxes yield very different results (up to 30%). Even though it does not have a strong impact as radiative fluxes are by far the main heat fluxes here, on the long run this difference could induce stronger effects.

The corrected fluxes were used to calibrate and validate the KPP, on the basis of the filtered observations. The final numerical results (see Fig. 15) are in very good agreement with the observations: the error of the modelled evolution of the temperature is less than 6% over the entire water column. This validates both the filtering of the observations and the atmospheric fluxes used.

As far as mixing in the water column is concerned, we have found that mixed layer dynamics and shear instability are the main processes here: double diffusion and internal waves have no significant effects here.

Concerning shear instability, the -weak- vertical gradient of the velocity associated with the effect of bottom friction on tidal current has to be taken into account to model the downward diffusion of surface heat fluxes and the vertical homogenisation of temperature. It was also shown that near sur-

face shear, in particular associated with the wind stress, is essential and has to be accurately represented to correctly model the subsequent diffusion of heat (and probably momentum and salt or any other tracer). We have in particular noticed that the parameterisation giving the stronger momentum fluxes (or wind stress) yields the best results, in particular during a period of abrupt wind decrease. This showed that strong vertical diffusion, associated with the maintenance of strong surface shear, continued after the decrease of the wind. We believe this could be associated with surface waves, generated during the phase of stronger wind. This advocates for taking the effect of waves into account in the parameterisation of oceanic mixing.

Concerning mixed layer dynamics, we have shown that both the surface and the bottom mixed layer physics have to be taken into account in this shallow area. The bottom stress is associated with bottom boundary layer turbulence which increases the diffusion. It is also much stronger than the surface stress, inducing strong modifications of the current profile which yields vertical shears and additional mixing in the interior of the water column. It is thus also the major ingredient of the interior mixing. Notice that, since the velocity fields are nudged toward observations, the ability of the closure scheme to represent this effect and accurate momentum fluxes in the BBL was not explored here. To do so, the tide signal has to be modelled too which requires a three dimensional configuration. This represents an interesting perspective for the present work.

We have also found that the nonlocal effects, associated with convection during nocturnal cooling, seem inhibited in the present situation. We have also noticed that, in the observations (filtered and not filtered) the water column remained weakly unstable, a situation that the KPP is unable to maintain and that could be associated with the presence of very strong currents. The reason behind the maintenance of this phenomenon however remains unclear and is worth investigating further.

The sensitivity of the KPP to several parameters was also tested and the latter optimised for the present configuration:

- The maximum diffusion ν^0 associated with shear instability is an important parameter. The best results are found for $\nu^0 \in [50, 100].10^{-4} m^2.s^{-1}$, and the optimum value is $\nu^0 = 75. 10^{-4} m^2.s^{-1}$.
- Changing Ri_0 has no impact on the solution because the values of Ri_g

are very small.

- The results are less sensitive to the critical Richardson number Ri_c , and are only modestly affected if it remains in the range $[0.25, 0.65]$ in the present configuration. The optimal value is $Ri_c = 0.55$, but keeping the value 0.3 recommended in Large et al. (1994), or when using the HYCOM default value 0.45 for modelling with HYCOM, is probably more appropriate as it has been tuned in more general oceanic situations.
- The value of C_v , scaling the contribution of the turbulent shear to the gradient Richardson number, is not significant, at least if it remains in the range $[1, 2]$ as recommended in Large et al. (1994). The present observations thus do not allow to optimize this parameter.
- As seen above, the present observations show that the nonlocal diffusion is inhibited here, so that they do not permit to tune C_s , scaling the nonlocal mixing contribution.

As already mentioned, the tuned KPP yields very good results for the evolution of the temperature. To avoid adding errors from numerical schemes all the tests that were presented here were done at high resolution with a vertical grid spacing of $\Delta z = 1 \text{ m}$. Regional coastal ocean models however usually use much lower resolutions, and it is also important to check if the closure scheme performs well in this case to. We have thus tested the sensitivity of our results to the vertical grid space. We have resumed the reference experiment presented in section 5.1.2 with $\Delta z = 0.5 \text{ m}, 1.5 \text{ m}, 2 \text{ m}, 3 \text{ m}, 4 \text{ m}$ and 5 m (the latter represents 15 vertical levels for the present water depth of 75 m). We obviously found that as the number of layers decreases, the error increases. The temperature evolution remains very comparable and the solution with only 15 layers quite similar to the high resolution one.

Finally, another interesting perspective to this work is to use our dataset to evaluate (or tune) other vertical mixing schemes, in particular their ability to reproduce the effect of the most significant mixing processes observed here : surface or bottom boundary layer and interior shear instability, and their interactions.

Acknowledgments. Cécile Renaudie, Rémy Baraille and Yves Morel are supported by the French ministry of Defence. This work is a contribution to the research program MOUTON, funded by DGA (PEA 012401) and the French Navy. This work is also part of cooperation between SHOM, the French Navy hydrographic and oceanographic service, and CNRM (Météo-France research department) in the framework of the EPIGRAM project funded by CNRS/INSU/LEFE and ANR (contract ANR-08-BLAN-0330-01). We thank François Bouttier, head of GMAP (modelling, assimilation and forecasting group in CNRM, Météo France) for his help with the AROME and ALADIN simulations and his encouragements for the present work.

References

- R.J. Anderson, 1993. A study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial-dissipation method. *J. Phys. Oceanogr.* 23, 2153-2161.
- F. Ardhuin, A.D. Jenkins, 2006. On the Interaction of Surface Waves and Upper Ocean Turbulence, *J. Phys. Oceanogr.* 36, 551-557.
- F. Ardhuin, L. Marié, N. Rascle, P. Forget, A. Roland, 2009. Observation and estimation of Lagrangian, Stokes and Eulerian currents induced by wind and waves at the sea surface, *J. Phys. Oceanogr.*, in press.
- P. Bénard, 2004. ALADIN-NH/AROME dynamical core : status and possible extension to IFS, *Proceedings of ECMWF seminar*, 27-40.
- R. Bleck, C. Rooth, D. Hu, L. Smith, 1992. Salinity driven thermocline transients in a wind and thermohaline forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.* 22, 1486-1505.
- R. Bleck, 2002. An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-Cartesian coordinates, *Ocean Modelling*, 4, 55-88.
- P. Le Borgne, G. Legendre and A. Marsouin, 2005. OSI SAF Radiative fluxes, SAF Training Workshop, Perros-Guirec, 15-17 March 2005.
- F. Bouttier. Arome, avenir de la prévision régionale, *La Météorologie*, 58, 12-20.
- M.A. Brunke, C.W. Fairall, X. Zeng, L. Eymard, J.A. Curry, 2003. Which bulk aerodynamic algorithms are least problematic in computing ocean surface turbulent fluxes?, *J. Climate*, 16, 619-635.
- A. Brut, A. Butet, P. Durand, G. Caniaux, S. Planton, 2005. Air-sea exchanges in the equatorial area from the EQUALANT99 dataset : Bulk parameterizations of turbulent fluxes corrected for airflow distortion, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2497-2538.
- J.A. Businger, 1972.. Flux profile relationship in the atmospheric surface layer, *Workshop on Micro-meteorology*, Haugen Ed., 67-100.

- G. Caniaux, A. Brut, D. Bourras, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur, G. Reverdin, 2005. A one year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during the POMME experiment: 1. Flux estimates., *J. Geophys. Res.*, 110.
- E.P. Chassignet, L.T. Smith, G.R. Halliwell, R. Bleck, 2003. North Atlantic Simulations with the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM): impact of the vertical coordinate choice, reference density, and thermobaricity, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 2504-2526.
- E.P. Chassignet, H.E. Hurlburt, O.M. Smedstad, G.H. Halliwell, P.J. Hogan, A.J. Wallcraft, R. Baraille, R. Bleck, 2007. The HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model) data assimilative system, *J. Mar. Sys.*, 65, 60-83.
- P. Courtier, C. Freydier, J.F. Geylein, M. Rochas, 1991. The ARPEGE project at Météo-France, ECMWF seminar proceedings, 2, 193-231.
- J. DeCosmo, J., K.B. Katsaros, S.D. Smith, R.J. Anderson, W.A. Osst, K. Bumke, H. Chadwick, 1996. Air-sea exchange of sensible heat and water vapor: the HEXOS results, *J. Geophys. Res.*, 101, 12001-12016.
- M. Derrien and H. Le Gléau, 2005. MSG/SEVIRI cloud mask and type from SAFNWC, *Internat. J. Remote Sensing*, 26 (21), 4707-4732.
- G. Desroziers, G. Hello, J.N. Thépaut, 2003. A 4D-Var reanalysis of FAS-TEX, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 129, 1301-1315.
- V. Ducrocq, F. Bouttier, S. Malardel, T. Montmerle, Y. Seity, 2005. Le projet AROME, *La Houille Blanche*, 2, 39-43.
- H. Dupuis, C. Guérin, A. Weill, D. Hauser, 1999. Heat flux estimates by the inertial dissipation method during the FETCH experiment, *Proceedings of the air-sea interface symposium, Sydney, Australia, 11-15 January 1999*. Ed. M.L. Banner. The Univ. of South Wales, Sydney, Australia.
- S.M. Durski, S.M. Glenn, D.B. Haidvogel, 2004. Vertical mixing schemes in the coastal ocean : comparison of the level 2.5 Mellor-Yamada scheme with an enhanced version of the K profile parameterization, *J. Geophys. Res.*, 109.

- C. Fischer, T. Montmerle, L. Berre, L. Auger, S.E. Stefanescu, 2006. An overview of the variational assimilation in the ALADIN/France NWP system, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 613, 3477-3492.
- L. Eymard, G. Caniaux, H. Dupuis, L. Prieur, H. Giordani, R. Troadec, P. Bessemoulin, G. Lachaud, G. Bouhours, D. Bourras, C. Guerin, P. LeBorgne, A. Brisson, A. Marsouin, 1997. Surface fluxes in the North Atlantic during CATCH/FASTEX, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 125, 3563-3599.
- C.W. Fairall, A.B. White, 1997. Integrated shipboard measurements of the marine boundary layer, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 14, 338-359.
- C.W. Fairall, E.F. Bradley, J.E. Hare, A.A. Grachev, J.B. Edson, 2003. Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm, *J. Climate*, 16, 571-591.
- G.R. Halliwell, R. Bleck, E.P. Chassignet, 1998. Atlantic ocean simulations performed using a new HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM), EOS, Fall AGU Meeting.
- G.R. Halliwell, R. Bleck, E.P. Chassignet, L.T. Smith, 2000. Mixed layer model validation in Atlantic ocean simulations using the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM), EOS, 80, OS304.
- G.R. Halliwell, 2004. Evaluation of vertical coordinate and vertical mixing algorithms in the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM), *Ocean Model*, 7, 285-322.
- G.R. Halliwell, A. Barth, R.H. Weisberg, P. Hogan, O.M. Smedstad, J. Cummings, 2009. Impact of GODAE products on nested HYCOM simulations of the West Florida Shelf, *Ocean Dyn.*, 59, 139-155.
- N.G. Jerlov, 1976. *Marine Optics*, Elsevier Publishing, New York.
- A.B. Kara, K. Birol, H.E. Hurlburt, 2004. A Note on the Stability-Dependent Exchange Coefficients of Air-Sea Fluxes for Use in General Circulation Models, submitted to *J. Atmos. Oceanic Technol.*
- A.B. Kara, P.A. Rochford, H.E. Hurlburt, 2002. Air-sea flux estimates and the 1997-1998 ENSO event, *Bound. Layer Met.*, 103, 439-458.

- E.B. Kraus, J.S. Turner, 1967. A one-dimensional model of the seasonal thermocline : Part II the general theory and its consequences, *Tellus*, 19, 98-106.
- J.-P. Lafore, J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, J.-P. Pinty, J.-L. Redelsperger, E. Richard, J. Vila-Guerau de Arellano, 1998. The Meso-NH Atmospheric Simulation System : Part I : Adiabatic formulation and control simulations, *Annales Geophysicae*, 16, 90-109.
- W.G. Large, S. Pond, 1981. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 324-336.
- W.G. Large, S. Pond, 1982. Sensible and latent heat flux measurements over the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 464-482.
- W. Large, J. McWilliams, S. Doney, 1994. Ocean vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization, *Rev. Geophys.*, 32, 363-403.
- W.G. Large, G. Danabasoglu, S.C. Doney, J.C. McWilliams, 1997. Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: Annual-mean climatology, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 2418-2447.
- W.T. Liu, K.B. Katsaros, J.A. Businger, 1979. Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *J. Atmos. Sci.*, 36, 1722-1735.
- J.-F. Louis, 1979. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Bound.-Lay. Meteorol.*, 17, 187-202.
- J. Mailhôt, R. Benoit, 1982. A finite-element model of the atmospheric boundary layer suitable for use with numerical weather prediction models, *J. Atmos. Sci.*, 39, 2249-2266.
- V. Mariette, B. Le Cann, 1984. Simulation of the formation of Ushant thermal front, *Continental shelf Res.*, 4, 637-660.
- G.L. Mellor, T. Yamada, 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 851-875.

- G.L. Mellor, 1998. User's guide for a three dimensionnal, primitive equation numerical ocean model, AOS Program Report, Princeton University, Princeton, NJ, 34 pp.
- P. Ola, G. Persson, J.E. Hare, C.W. Fairall, W.D. Otto, 2005. Air-sea interaction processes in warm and cold sectors of extratropical cyclonic storms observed during FASTER, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 877-912.
- J. Pailleux, J.-F. Geleyn, E. Legrand, 2000. La prévision numérique du temps avec les modèles ARPEGE et ALADIN, *La Météorologie*, 30, 32-60.
- J.F. Price, R.A. Weller, C.M. Bowers, M.G. Briscoe, 1986. Diurnal cycling : observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling and wind mixing, *J. Geophys. Res.*, 91, 8411-8427.
- S. D. Smith, 1980. Wind stress, heat flux over the ocean in gale force winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 709-726.
- J. S. Turner, 1973. Buoyancy effects in fluids, Cambridge University Press, New York.
- Visbeck, Martin, 2002. Deep velocity profiling using lowered ADCP : bottom track and inverse solutions, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 19(5), 794-807.
- A. Weill, L. Eymard, G. Caniaux, D. Hauser, S. Planton, H. Dupuis, A. Brut, C. Guerin, P. Nacass, A. Butet, S. Cloché, R. Pedreros, D. Bourras, H. Giordani, G. Lachaud, G. Bouhours, 2003. Toward better determination of turbulent air-sea fluxes from several experiments, *J. Climate*, 16 (4), 600-618.

5.2 Compléments à l'article

Voici maintenant quelques compléments à l'article. La section 5.2.1 intitulée "Comparaison des couvertures nuageuses observée et simulée" s'insère dans le paragraphe 4.1 de l'article, alors que le paragraphe 5.2.2 nommé "Impact des vitesses" complète la section 5.1.1 de l'article.

5.2.1 Comparaison des couvertures nuageuses observée et simulée

En Fig. 5.1, nous avons comparé la couverture nuageuse (fraction de nuage sur la zone Iroise) donnée par les observations des satellites (haut) avec celle d'AROME (bas) à 16hTU. Le point fixe est représenté par un rond noir, et la bouée par un carré noir.

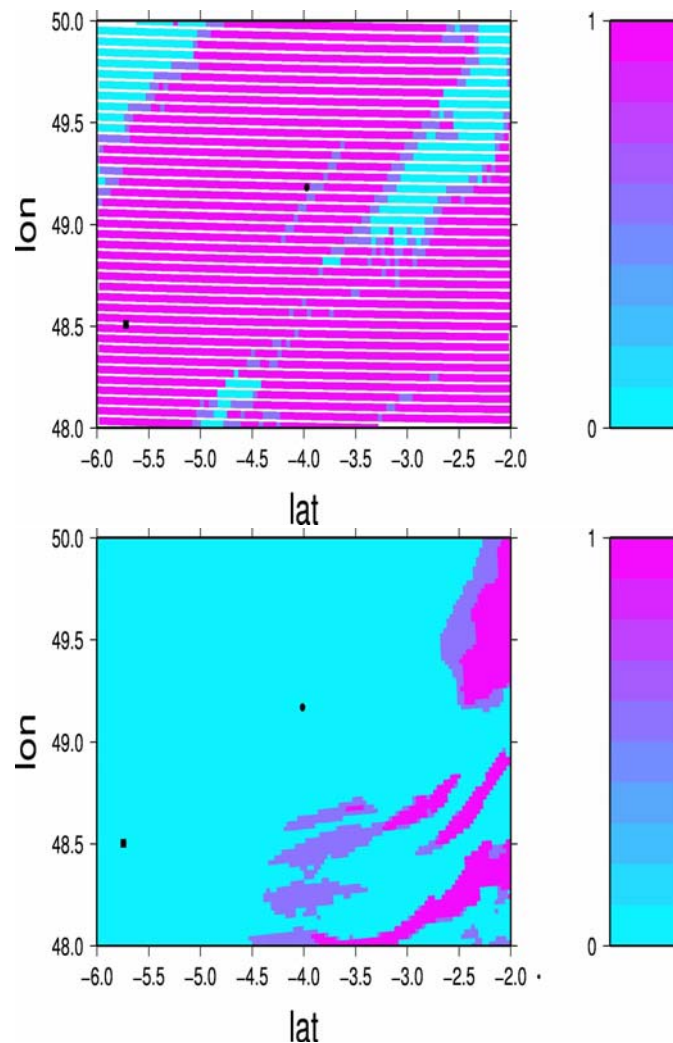


FIG. 5.1 – Couverture nuageuse pour les observations de satellites (haut) et pour AROME (bas). Le point fixe est représenté par un rond noir et la bouée un carré noir.

Les couvertures nuageuses sont très différentes, AROME a donc des difficultés à évaluer à la fois la localisation et l'extension des nuages, ce qui est problématique puisque ces différences peuvent entraîner d'importants écarts dans les flux radiatifs et expliquer la surestimation du modèle dans cette zone. Afin d'illustrer ceci, nous avons comparé le point fixe (49.2N,4W) (appelé A) au point situé en (50N,2.1W)

(appelé B) où AROME prévoit un nuage à 16hTU. Nous comparons les fractions nuageuses des 2 en Fig. 5.2 (haut), ainsi que les flux solaire et radiatif net associés (bas gauche et droite respectivement).

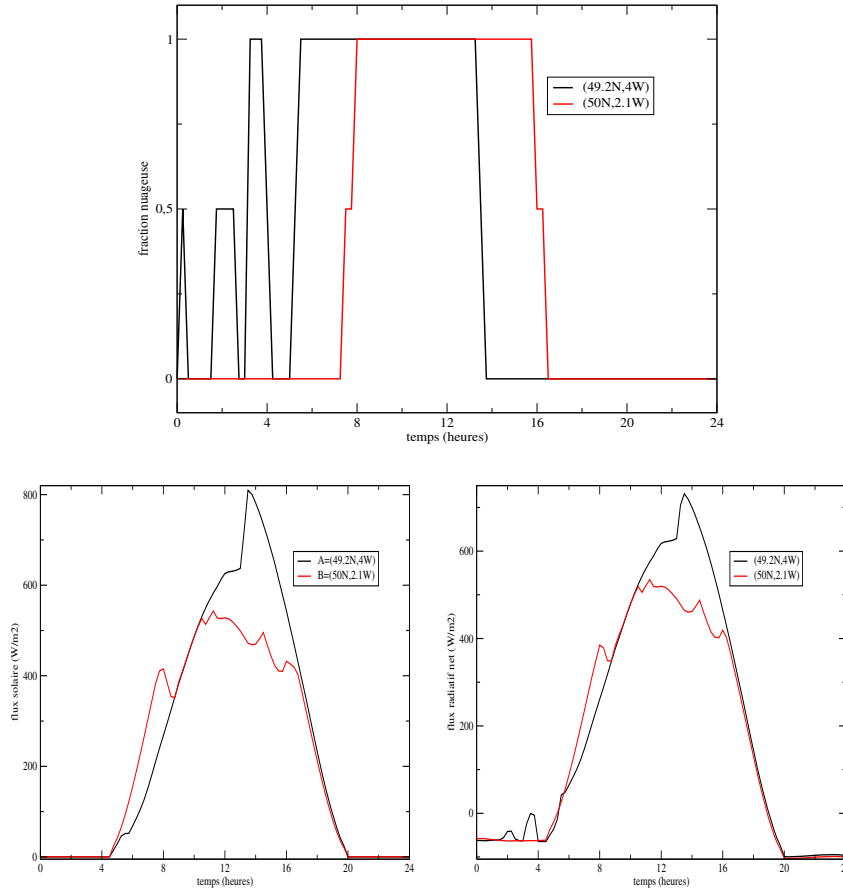


FIG. 5.2 – Fractions nuageuses (haut) des points A=(49.2N,4W) en noir et B=(50N,2.1W) en rouge, et flux solaire et radiatif net associés (bas gauche et droite respectivement).

Entre 0hTU et 7hTU, aucun nuage n'est présent au dessus de B, c'est pourquoi ses flux radiatifs augmentent plus tôt et plus intensément pendant cette période que pour A, qui lui connaît une succession de périodes éclaircies et nuageuses. La diminution des flux radiatifs de B autour de 8hTU correspond à l'apparition du nuage. A partir de là, l'évolution est la même pendant quelques heures, avec une augmentation plus importante pour le point A, qui peut cependant être associée à la position de ce point, plus au sud que B. Aux alentours de 13hTU, les flux radiatifs de A présentent un pic brusque, qui correspond à la disparition du nuage sur ce point. Les flux radiatifs de B quant à eux commencent à diminuer, puisque le nuage est encore présent et l'ensoleillement commence à diminuer, et ce jusqu'à la fin de la simulation. Les flux radiatifs de A commencent eux à diminuer à partir de 14hTU, du fait de la diminution de l'ensoleillement. Nous pouvons conclure de ceci que si AROME avait prévu un nuage pendant les quelques heures critiques de début d'après-midi, le pic brusque ne se serait pas produit, et la quantité de chaleur aurait été largement inférieure. Une mauvaise localisation des nuages peut donc avoir de grandes répercussions sur l'évolution des flux radiatifs, et nous devons par la suite corriger ceux-ci afin de ne pas fournir trop de chaleur au modèle d'océan.

Nous avons également vérifié que la SST d'AROME était bien en concordance avec celle observée au point fixe. Celle-ci est représentée en Fig. 5.3.

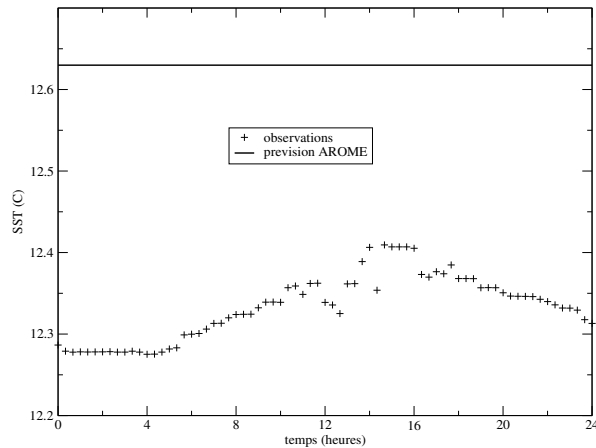


FIG. 5.3 – Comparaison de la SST d'AROME avec celle observée au point fixe.

La SST d'AROME est celle analysée à 00hTU le 18 mai, elle reste constante pendant les vingt-quatre heures de simulation et ne reproduit donc pas le cycle diurne observé. Cette approximation est très répandue dans les modèles de prévision numérique puisque l'erreur réalisée est très faible pour des processus atmosphériques. L'erreur, en comparaison avec les observations est inférieure à 0.3°C au maximum, ce qui est considéré faible dans l'atmosphère, mais peut être important pour l'océan (même ordre de grandeur que le réchauffement observé le 18 mai sur la couche de mélange océanique). Cependant, ces remarques ne constituent qu'un constat puisqu'elles ne seront pas utilisées dans les simulations.

5.2.2 Impact des vitesses

Dans le schéma KPP, le mélange associé à l'instabilité de cisaillement est une fonction du nombre de Richardson de gradient, Ri_g , défini dans l'équation 2.32. Nous avons représenté cette grandeur en Fig. 5.4.

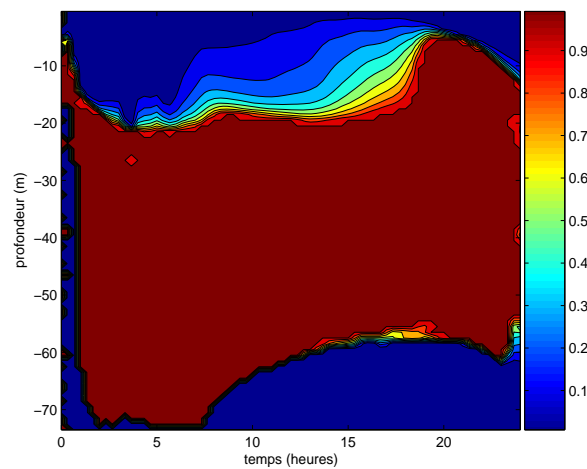


FIG. 5.4 – Nombre de Richardson de gradient.

Le mélange est activé lorsque $Ri_g < 0.7$. Nous pouvons cependant remarquer que Ri_g est plus petit que cette valeur dans les couches de surface où le flux turbulent de quantité de mouvement génère du cisaillement vertical, ainsi qu'au fond en fin de simulation, mais il est plus grand que la valeur critique en dessous des couches de surface (à partir de 20 m). De ce fait, le mélange ne peut pas se produire en dessous des couches de surface.

Remplacer brutalement la vitesse simulée par celle observée interpolée sur les grilles verticale et temporelle du modèle donne des résultats peu satisfaisants comme le montre la figure 5.5 : le processus de réchauffement reste concentré dans la première couche (la température de surface est trop élevée de $0.2\text{ }^\circ\text{C}$ et devient rapidement trop froide par rapport aux observations en dessous de la couche de surface), comme lorsque l'instabilité de cisaillement est désactivée.

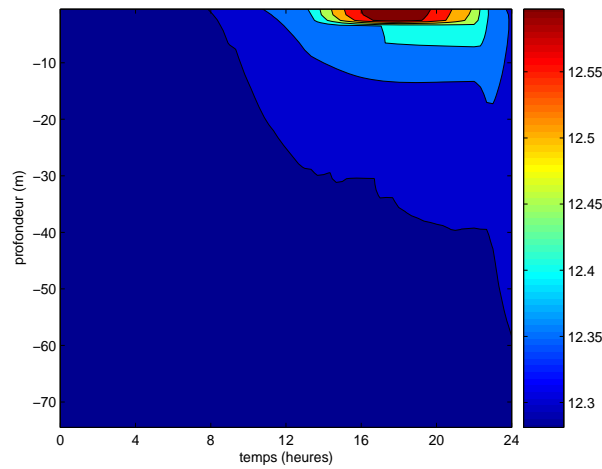


FIG. 5.5 – Température au cours du temps lorsque la vitesse du modèle est forcée avec celle observée.

Nous avons donc mis en évidence les processus majeurs du mélange dans KPP, mais une limitation de la campagne MOUTON2007 provient du fait que très peu d'observations atmosphériques ont été réalisées, et c'est pourquoi lors de la campagne MOUTON2008, étudiée dans le chapitre suivant, divers appareils de mesure ont été installés à bord du bateau afin de les réaliser.

Chapitre 6

La campagne de mesures MOUTON2008

Sommaire

6.1	Présentation des données	158
6.1.1	Le troisième point fixe	159
6.1.2	Filtrage de la température des effets de la marée	160
6.1.2.1	Méthode 1 : identification du signal de marée	161
6.1.2.2	Méthode 2 : corrélation entre température et salinité	161
6.1.2.3	La température filtrée	163
6.2	Préparation des forçages	163
6.2.1	Comparaison entre les observations atmosphériques et les simulations	163
6.2.1.1	La température de l'air	163
6.2.1.2	L'humidité relative	167
6.2.1.3	Le vent	169
6.2.1.4	Les flux radiatifs	169
6.2.1.5	Les précipitations	173
6.2.1.6	La température de surface de la mer	174
6.2.2	Radiosondages	175
6.2.3	Corrections	178
6.2.4	Validation de KPP	180
6.2.4.1	Impact des vitesses	180
6.2.4.2	Sensibilité aux paramètres d'instabilité de cisaillement résolue	182
6.2.4.3	Tests de sensibilité au calcul des flux turbulents	183
6.2.4.4	Sensibilité aux paramètres de la couche de mélange. Richardson bulk critique et constante C_v	185
6.2.4.5	Influence des forçages utilisés	188
6.3	Éléments de comparaison des expériences 2007 et 2008	188
6.3.1	Principales similarités entre MOUTON2007 et MOUTON2008	188
6.3.2	Principales différences entre MOUTON2007 et MOUTON2008	190
6.4	Conclusions	191
6.5	Perspectives	192
6.5.1	Le premier point fixe	192
6.5.1.1	Observations océaniques	192
6.5.1.2	Observations atmosphériques	192
6.5.2	Le deuxième point fixe	192
6.5.2.1	Observations océaniques	192
6.5.2.2	Observations atmosphériques	194

Le but de cette étude est le même que celui du chapitre précédent, à savoir d'évaluer le schéma KPP en zone côtière. Celle-ci est basée sur des observations pendant la campagne en mer MOUTON2008, et l'apport par rapport aux données de MOUTON2007 se situe au niveau atmosphérique. En effet, des observations de surface ainsi que des radiosondages ont été effectués, permettant de ce fait de valider le modèle AROME, ainsi que KPP sur un cas encore plus complet.

6.1 Présentation des données

Le programme MOUTON, conduit par le SHOM, vise à étendre la modélisation océanique opérationnelle du domaine hauturier au domaine côtier. En effet, pour l'instant, les systèmes opérationnels pour l'analyse et la prévision sont bien adaptés à des phénomènes situés en mer profonde, mais un grand nombre de processus importants n'est pas pris en compte. Pour ce faire, des campagnes de mesures dans la Manche, le Golfe de Gascogne, l'Ouest du Portugal et le Golfe de Cadix ont été effectuées, permettant la comparaison directe des observations avec les modèles afin de les améliorer.

En 2008, tout comme en 2007, une partie des mesures a été réalisée en mer d'Iroise présentée dans le paragraphe 1.3. Dans cette zone, la température varie à peu près de 11°C en hiver à environ $15 - 16^{\circ}\text{C}$ en été, la colonne d'eau recevant une quantité importante de chaleur de l'atmosphère. Celle-ci, essentiellement associée au flux solaire, est initialement reçue par les couches de surface et ensuite homogénéisée verticalement par mélange. Le réchauffement est associé à de très faibles variations de température (typiquement $0.1 - 0.2^{\circ}\text{C}$ sur les premiers 10 m pour des journées ensoleillées) qui sont très difficiles à distinguer dans la plupart des endroits où le profil de température varie. Cependant, nous allons voir à travers cette étude que le signal peut être clairement identifié et analysé.

Pendant le premier leg de la campagne de mesures MOUTON2008, des observations en trois points fixes ont été effectuées à bord du navire océanographique "Pourquoi pas?". Ceux-ci sont représentés en figure 6.1.

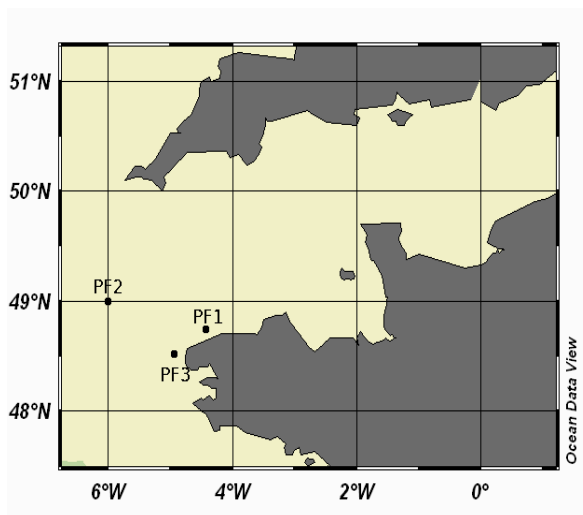


FIG. 6.1 – Localisation des trois points fixes.

Les observations réalisées sont de plusieurs types :

- Une bathysonde a enregistré des données de température et de salinité en balayant l'océan pendant toute la durée des observations ;

- Un LADCP a permis de mesurer les vitesses tous les cinq mètres ;
- La batos permet d'enregistrer des données de surface telles que la température de l'air, l'humidité, la température de surface de la mer, la pression, le vent ;
- Un banc radiatif a été installé afin de mesurer les flux incidents ;
- Les précipitations ont également été mesurées ;
- Des radiosondages (lâcher de ballons sonde enregistrant la température, l'humidité et le vent dans l'atmosphère) ont été effectués toutes les six heures ;
- Des données de satellites, notamment la classification nuageuse, sont rassemblées.

Le troisième point fixe sera dans un premier temps étudié de la même manière que le point fixe de 2007 décrit dans l'article du paragraphe 5.1. Les deux premiers points fixes seront ensuite présentés brièvement puisqu'ils n'ont pas pu être traités en détail dans le cadre de la présente thèse.

6.1.1 Le troisième point fixe

Au point fixe (48.55N,4.97W), des observations ont été réalisées à bord du bateau "Pourquoi Pas?" du 20 août 2008 à 16h30TU au 22 août 2008 à 19hTU, soit plus de 48 heures de données. Ce point est localisé en Fig. 6.1 en mer d'Iroise. L'évolution de la température et de la salinité observées est représentée en Fig. 6.2. Sur les graphes, le 20 août correspond au 233^{ème} jour julien.

Nous considérons que la variation de température dans l'océan est due à une combinaison des effets du forçage par l'atmosphère et des effets de l'advection horizontale, principalement constituée par la marée, c'est-à-dire :

$$\Delta T = \Delta T_{marée} + \Delta T_{radiatif}. \quad (6.1)$$

En ce qui concerne la température, l'impact de la marée est le plus visible. En effet, les variations de celle-ci sur la verticale sont très faibles, et elle semble subir un mouvement latéral de successions de réchauffements et refroidissements d'une période d'environ douze heures. Or, dans notre région d'intérêt, le signal principal de la marée, M2, est semi-diurne et dû à l'influence de la lune. Cette composante a pour période 12h24 min, ce qui est bien la période observée. Nous observons également les effets de l'onde M_4 qui elle a une période de six heures environ. Ceci est visible en figure 6.3 qui représente un profil de température au cours du temps à une profondeur fixe (8 m). En effet, les maxima et minima ne sont pas parfaitement lisses et présentent, surtout à la fin du 234^{ème} jour julien un léger dédoublement caractéristique de la présence de l'onde M_4 .

La température semble moins affectée par le forçage radiatif au milieu de la période d'observation : en effet, en milieu de journée, les flux radiatifs sont maximum et réchauffent en général la surface de l'océan. Ici, il n'est quasiment pas visible sauf à la fin des deux jours de mesures où l'océan semble plus stratifié. En ce qui concerne la salinité, elle est également peu variable sur la verticale, et semble très corrélée à la température puisque le mouvement latéral dû à la marée se retrouve également dans celle-ci.

L'amplitude, ainsi que la direction des courants océaniques, sont représentées en Fig. 6.4.

Concernant la direction des courants, son évolution est très claire : elle est constante sur la verticale, et oscille à une période régulière. Ceci est clairement dû à l'effet de la marée, qui advecte les particules d'eau dans une direction principale orientée sud-ouest / nord-est.

En ce qui concerne l'amplitude, l'effet de frottement du fond est remarquable par une diminution de celle-ci sur environ 20 ou 30 m. Elle est également fortement marquée par les effets de marée. En effet,

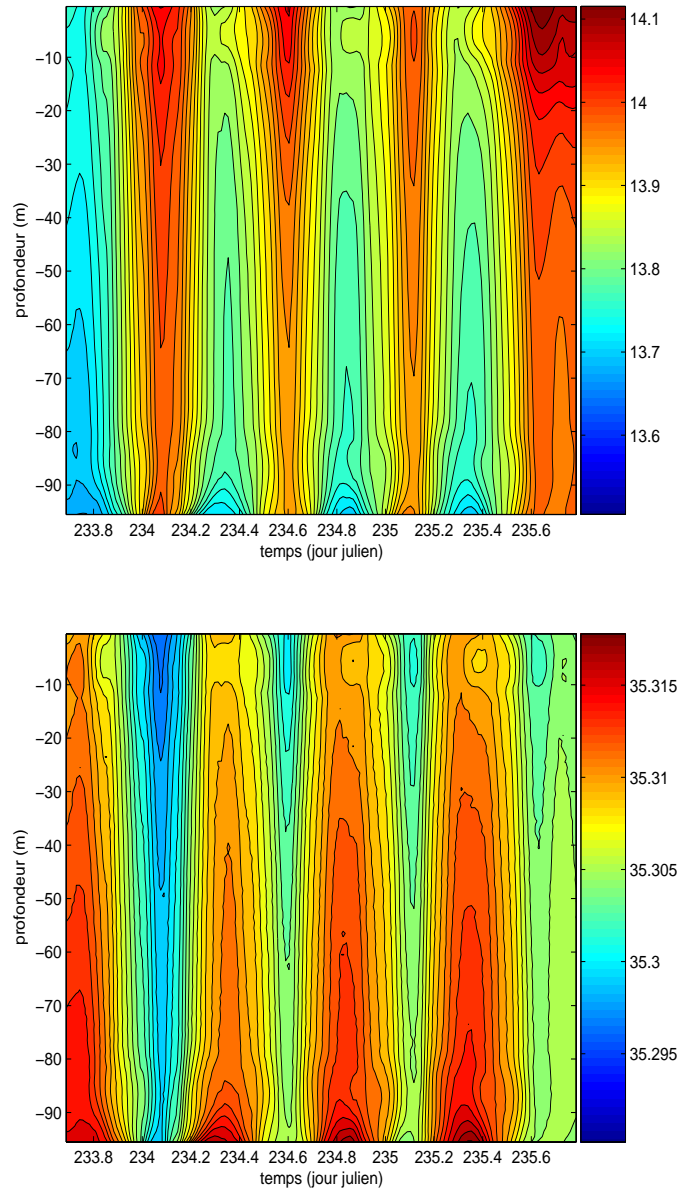


FIG. 6.2 – Température (haut) et salinité (bas) observées du 20 au 22 août 2008.

le minimum de vitesse se produit toutes les douze heures. Entre deux minima de vitesse, nous observons deux maxima séparés par une légère décroissance de vitesse caractéristique de l'onde de marée M_4 .

6.1.2 Filtrage de la température des effets de la marée

Pour isoler l'influence du réchauffement atmosphérique et du mélange, il est nécessaire de filtrer les effets d'advection de l'évolution de température. Deux différentes méthodes, déjà utilisées pour la campagne MOUTON2007, sont présentées ici.

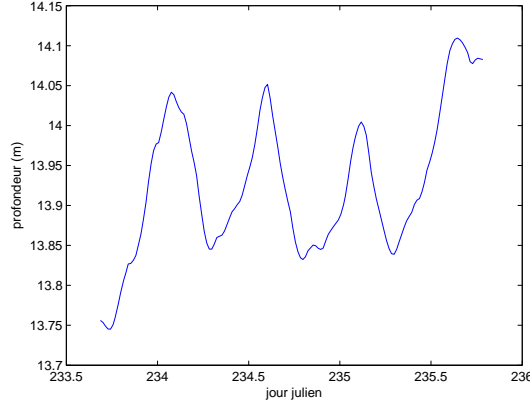


FIG. 6.3 – Profil de température au cours du temps à profondeur fixe (8 m).

6.1.2.1 Méthode 1 : identification du signal de marée

La marée est un phénomène périodique qui peut s'exprimer comme :

$$T_{marée}^1(z, t) = \sum_{i=1}^n A_i(z) \times \cos(\omega_i t) + \sum_{i=1}^n B_i(z) \times \sin(\omega_i t), \quad (6.2)$$

où t est le pas de temps, n est le nombre de signaux de marée, et ω_i la fréquence du signal i . Les coefficients A_i et B_i sont alors calculés comme des corrélations entre la température observée et le signal périodique (fonctions sinus et cosinus). Dans la zone concernée, la marée principale a une période M_2 , mais nous avons remarqué en Fig. 6.2 des traces de marée de période égale à environ six heures. Ceci correspond à la période de la marée M_4 . Nous avons donc :

$$T_{marée}^1(z, t) = A_1(z, t)\cos(\omega_1 t) + B_1(z, t)\sin(\omega_1 t) \\ + A_2(z, t)\cos(\omega_2 t) + B_2(z, t)\sin(\omega_2 t) + E(z, t), \quad (6.3)$$

avec :

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{M_2} \quad \text{et} \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{M_4}, \quad (6.4)$$

et $M_4 = M_2/2$.

6.1.2.2 Méthode 2 : corrélation entre température et salinité

La salinité varie principalement à cause de l'advection. Dans l'océan, le graphe (T , S) montre souvent une relation entre la température et la salinité de la forme $T \simeq F(S)$. Si c'est le cas au début des observations, alors l'évolution de la température s'écrit simplement :

$$T_{cor}(z, t) = F(S(z, t)) + b. \quad (6.5)$$

Si nous nous intéressons à un domaine limité, cette relation peut être linéarisée et écrite :

$$T_{cor}(z, t) = a S(z, t) + b, \quad (6.6)$$

où a et b sont déterminés comme les corrélations entre les évolutions de température et de salinité observées. La température étant fortement influencée par les flux de surface, les données de surface doivent être omises. De plus, le mélange entraîne la propagation progressive du réchauffement de surface

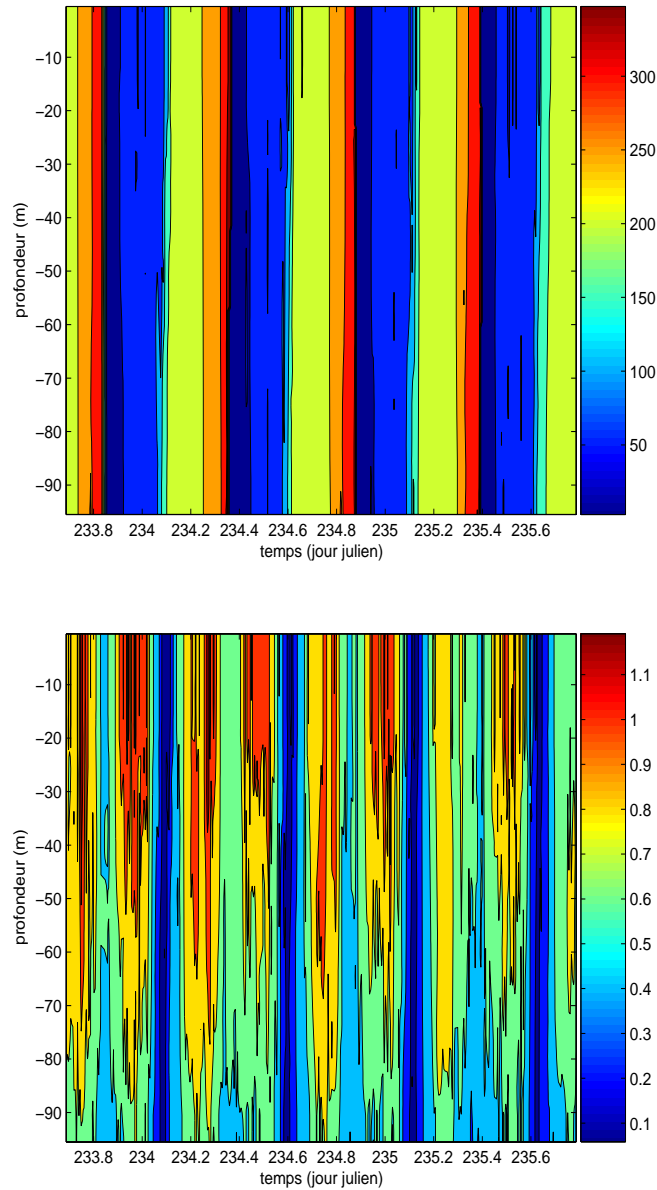


FIG. 6.4 – Direction (en $^{\circ}$) et amplitude (en m/s) des courants observés du 20 au 22 août 2008 en ($48.55^{\circ}N$, $4.97^{\circ}W$).

dans les couches profondes, de telle manière qu'après un certain temps la relation T/S évolue dans les couches profondes également. Nous réduisons de ce fait le calcul des corrélations aux couches profondes ($z \in [80, 96 \text{ m}]$) et à un intervalle de temps limité ($t \in [233.74, 234.16]$). La figure 6.5 est le diagramme T/S correspondant à ces restrictions.

Nous remarquons que la température et la salinité sont bien corrélées, et nous obtenons, pour l'équation 6.6, $a = -20.56$ et $b = 739.71$ ce qui détermine T_{cor} , la température dont l'évolution est réduite aux effets advectifs.

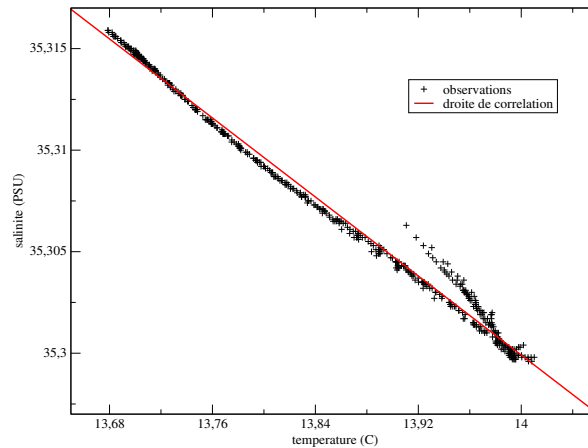


FIG. 6.5 – Diagramme température et salinité : une forte corrélation existe, représentée par la droite rouge.

6.1.2.3 La température filtrée

Nous avons présenté deux méthodes pour ne conserver que la partie due au forçage radiatif, et nous représentons en Fig. 6.6 l'évolution de la température au cours du temps sans les effets de la marée, avec la première méthode en haut, et la deuxième en bas.

Tout d'abord, les gammes de températures des deux méthodes sont proches. Par contre, leurs évolutions sont assez différentes. En ce qui concerne la première méthode, nous apercevons clairement des restes de signaux de la marée. En effet, le filtrage a amplifié la stratification instable, et le cycle diurne dû aux effets radiatifs ne se dégage pas clairement, probablement parce qu'il a également été filtré en partie. La méthode de corrélation entre température et salinité semble avoir mieux fonctionné. En effet, malgré quelques signaux restants de la marée, le cycle diurne apparaît clairement en milieu de journée, caractérisé par un réchauffement et une pénétration partielle des ondes en profondeur. Nous considérerons donc cette solution comme notre référence.

6.2 Préparation des forçages

6.2.1 Comparaison entre les observations atmosphériques et les simulations

Nous allons à présent préparer les forçages atmosphériques qui serviront au modèle d'océan. Nous comparons pour ceci les observations (collectées toutes les deux minutes) à deux simulations obtenues avec les modèles atmosphériques AROME et ALADIN. En ce qui concerne le premier, trois simulations différentes en trois dimensions sont mises en place. En effet, il est incorrect scientifiquement d'avoir une simulation de 50 heures, la durée des observations, puisque le modèle commence à dériver sur une longue durée d'expérience. Nous démarrons donc chaque simulation les 20, 21 et 22 août à 12hTU, les deux premières durant 30 heures et la dernière 18 heures. Les prévisions sont ensuite récupérées toutes les cinq minutes. En ce qui concerne ALADIN, la différence réside dans la fréquence des sorties : toutes les heures jusqu'à 12h de simulation, puis toutes les trois heures. Dans chaque cas, les valeurs sont extraites au point fixe situé en (48.55N,4.97W).

6.2.1.1 La température de l'air

Nous avons représenté en Fig. 6.7 la température de l'air pour les observations (+), les simulations AROME (en rouge) et les simulations ALADIN (en vert).

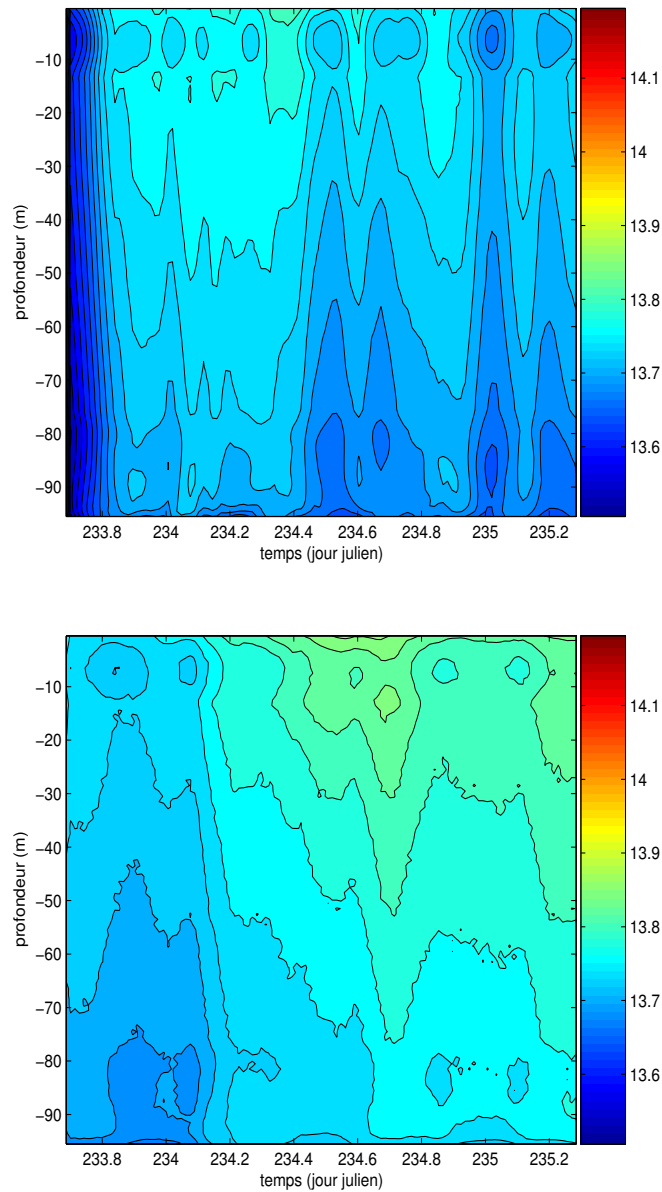


FIG. 6.6 – Evolution de la température sans les effets de la marée en haut pour la première méthode (filtrage des modes M_2 et M_4) et en bas la deuxième (corrélation entre température et salinité).

Tout d'abord, AROME et ALADIN donnent des températures de l'air cohérentes entre elles. En effet, les évolutions sont très proches hormis au début du 235^{ème} jour julien (22 août) où nous observons un écart de 1°C entre les deux modèles. Ceci provient en partie de la fréquence des sorties qui est largement plus faible pour ALADIN (3 heures contre 5 minutes pour AROME), mais également de la différence de physique entre les deux modèles puisque l'écart se creuse sur une période de six heures. Pour chaque modèle, les trois expériences ne sont pas forcément bien raccordées, tout simplement parce que nous repartons d'un nouvel état initial au début des deuxièmes et troisièmes expériences. Le modèle AROME présente de plus des oscillations en début d'expérience, ce qui correspond au spin up du modèle. Un cycle

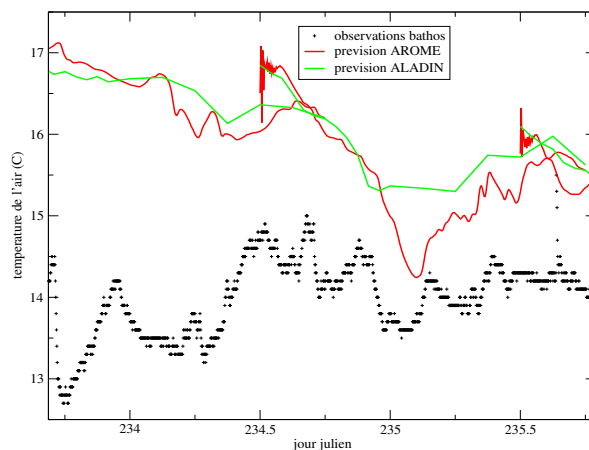


FIG. 6.7 – Température de l’air pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

diurne est observable dans chaque cas : en effet, la température décroît jusqu’au 21 août (234^{ème} jour julien) dans la matinée pour augmenter en milieu de journée suite au réchauffement solaire, puis diminue pendant l’après-midi et la nuit pour finalement augmenter en tout début de matinée le 22 août (235^{ème} jour julien) et ce quasiment jusqu’à la fin de la période considérée. Globalement, sur les deux jours de simulation, la température diminue de quasiment 1.5 °C.

Concernant les observations, nous avons déjà remarqué en installant le matériel sur le bateau une sous-estimation de la température de l’air. Ceci a été confirmé par les mesures redondantes réalisées à bord (radiosondages, mesures manuelles), et c’est pourquoi une mesure autonome de température par capteur Rotronic sous abri Socrima petit modèle a été installée pour les trois derniers legs de la campagne de mesure. Nous représentons en Fig. 6.8 une comparaison des diverses mesures pour les legs 2 (haut), 3 (milieu) et 4 (bas) : T_m est celle réalisée par le bord à chaque quart, T_b la donnée brute de la batos et T_{bc} est celle de la batos corrigée par les coefficients établis en référence au Rotronic T_r . Cette correction a été réalisée par l’équipe d’installation (Dominique Legain et David Suquia, CNRM/GMEI/4M).

Les écarts entre les mesures manuelles et les mesures Rotronic montrent la difficulté d’apprécier cette mesure manuelle où les erreurs de mesures peuvent être importantes (erreur propres à l’instrument, mauvaise ventilation, mauvaise exposition). Au vu de ces comparaisons, il est préférable de ne pas utiliser cette mesure.

Nous avons ensuite représenté en Fig. 6.9 une comparaison de diverses mesures de température de l’air pendant le leg 1 (T_m mesure manuelle du bord, T_{rs} le deuxième point de radiosondage, T_{rsm} mesure manuelle de l’équipe de radiosondage, T_b mesure brute de la batos, T_r mesure Rotronic) ainsi que la température corrigée T_{bc} par les coefficients établis en référence au rotrotron pour le leg 2 (haut), le leg 3 (milieu) et le leg 4 (bas).

La correction de la température Batos avec les coefficients (Rotronic / Batos) établis au leg 2 est la plus proche des seconds point des radiosondages, mesures pour lesquelles la confiance est la plus forte. Les autres corrections (legs 3 et 4) sont assez différentes.

La comparaison des mesures Rotronic et Batos pendant le leg 2 montre une dérive de l’écart en fin de leg (celui ci tend à se réduire à partir du jour 250). La correction proposée est établie à partir des comparaisons Rotronic / Batos leg 2 réduites aux jours 241 à 250 en faisant l’hypothèse que la dérive n’a pas changé.

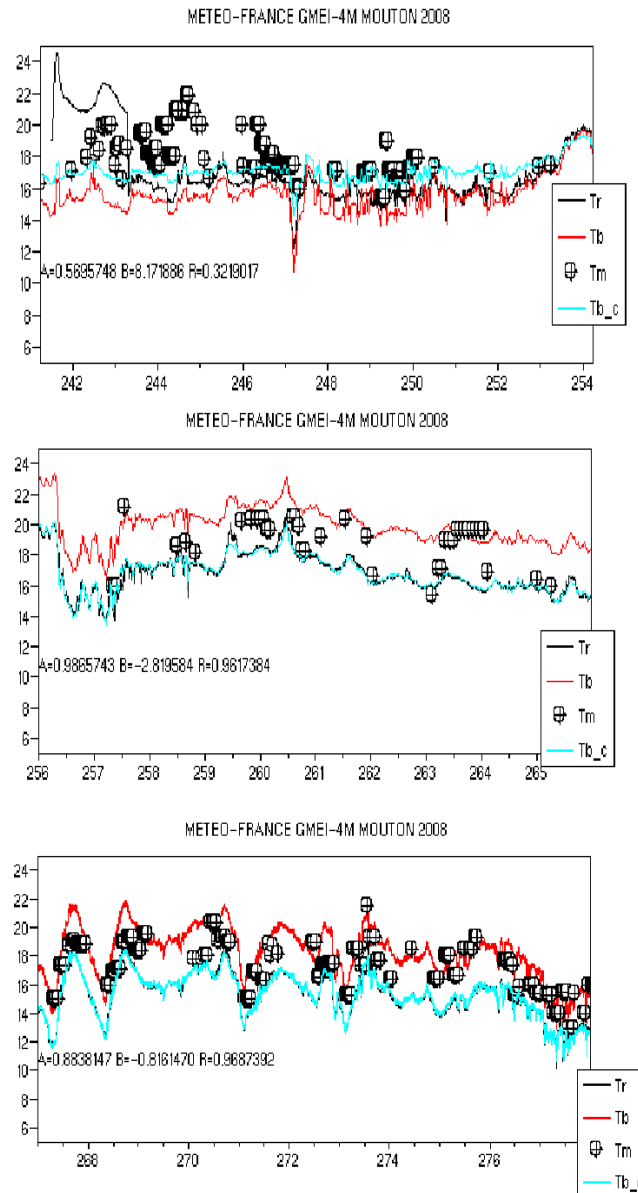


FIG. 6.8 – Température de l'air pour les legs 2 (haut), 3 (milieu) et 4 (bas). T_m est la mesure réalisée par le bord à chaque quart, T_b la donnée brute de la batos et T_{bc} est celle de la batos corrigée par les coefficients établis en référence au Rotronic T_r .

La correction trouvée pour le premier leg est donc :

$$T_{\text{corrigé}} = T \times 0.6021 + 8.2408 \quad (6.7)$$

Nous avons représenté en Fig. 6.10 la température de l'air corrigée par cette formule pour les observations ainsi que les prévisions AROME et ALADIN.

Les observations et les prévisions des modèles n'ont pas vraiment la même évolution au cours du temps. En effet, en début de simulation, les ordres de grandeur des températures sont proches, mais à partir du 21 août en milieu de journée (jour julien 234.5), la température des observations est plus chaude.

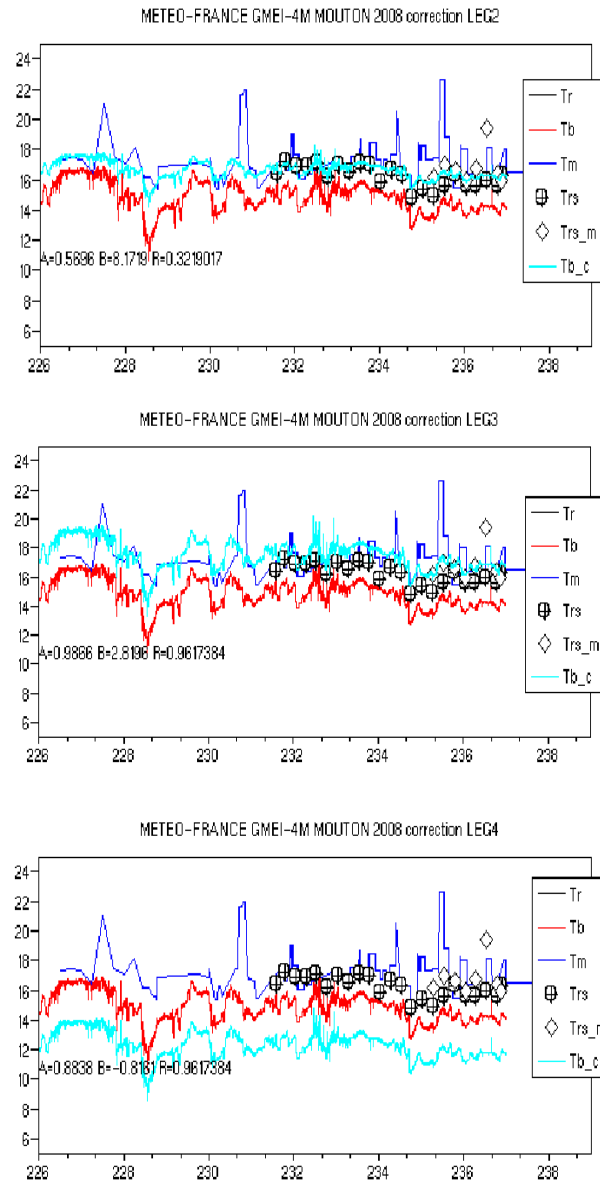


FIG. 6.9 – Température de l'air du leg 1. T_m est la mesure réalisée par le bord à chaque quart, T_{rs} le deuxième point de radiosondage, T_{rsm} mesure manuelle de l'équipe de radiosondage, T_b la donnée brute de la batos et T_{bc} est celle de la batos corrigée par les coefficients établis en référence au Rotronic T_r pour le legs2 (haut), 3 (milieu) et 4 (bas).

Les différences d'évolution proviennent peut être du fait que nous avons corrigé les observations par un biais constant alors qu'il aurait peut être fallu tenir compte d'une certaine dérive. Il nous est impossible d'évaluer l'erreur commise lors du dysfonctionnement de l'appareil de mesure.

6.2.1.2 L'humidité relative

Nous représentons à présent en Fig. 6.11 l'humidité relative pour les observations (+), les simulations AROME (en rouge) et les simulations ALADIN (en vert).

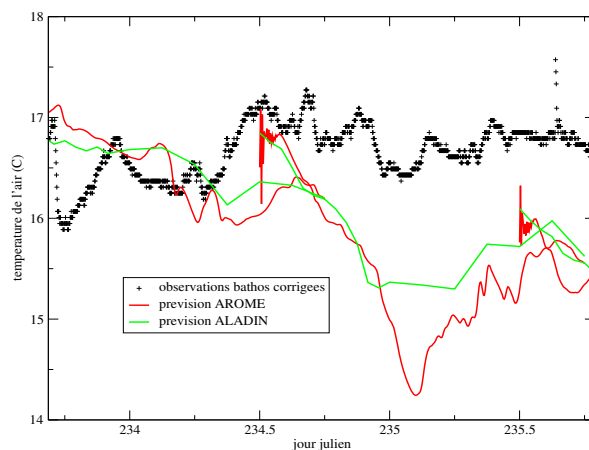


FIG. 6.10 – Température de l'air pour les observations après correction (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

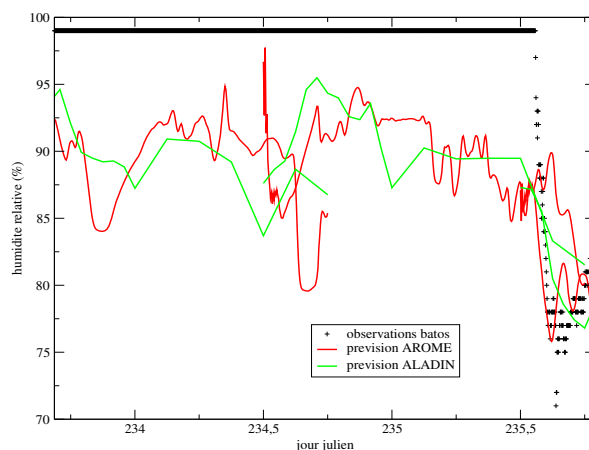


FIG. 6.11 – Humidité relative pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

Les prévisions des modèles concernant l'humidité relative sont très proches, les différences proviennent essentiellement de la fréquence des sorties. L'humidité relative est assez importante en début de simulation (environ 90%) et décroît le dernier jour aux alentours de 80%.

Encore une fois, le capteur d'humidité sur le bateau présentait des problèmes puisqu'il est saturé pendant une grande partie de la période. Un capteur d'humidité a été installé en même temps que celui de température pour les trois derniers legs. La même démarche que pour la température a été employée. Dans un premier temps, l'humidité des legs 2, 3 et 4 a été corrigée à partir des mesures Rotronic, et ensuite ces coefficients sont appliqués à l'humidité du leg 1 qui est comparée à toutes les autres mesures afin de connaître les coefficients les plus adaptés. Encore une fois, nous employons les coefficients établis par comparaison Rotronic / Batos du leg 2 restreint aux jours 241-250 (pendant lesquels l'écart entre les deux est constant). Il est cependant impossible de corriger l'humidité lorsqu'elle est saturée puisque ceci ne constitue plus un biais. Pour pallier ce problème, nous avons alors utilisé la correction suivante pour l'humidité relative HR :

- Si HR n'est pas saturée alors $HR_{\text{corrigé}} = HR \times 0.4773 + 33.15$;
- Sinon, nous utilisons les seconds points de mesure des radiosondages. En effet, ceux-ci sont réalisés par la sonde attachée au ballon, ce qui est plus précis qu'une mesure manuelle souvent entachée d'erreurs dues à la personne réalisant celle-ci. Les radiosondages étant réalisés toutes les six heures, nous interpolons linéairement afin d'obtenir des valeurs aussi fréquentes que les observations.

L'humidité relative obtenue suite à cette correction se trouve en Fig. 6.12.

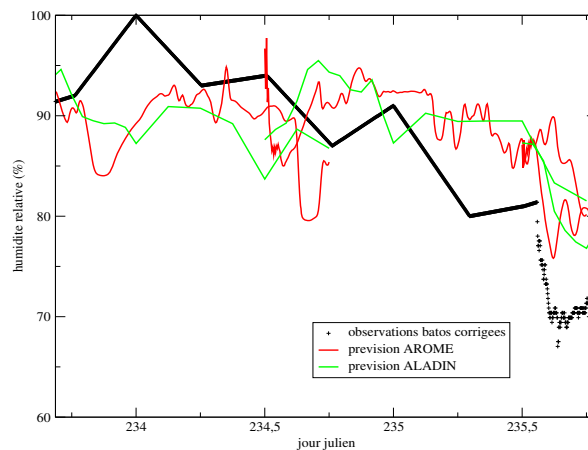


FIG. 6.12 – Humidité relative pour les observations corrigées (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

Les valeurs sont cette fois-ci cohérentes avec les modèles puisque l'évolution globale est la même. Cependant, l'évolution est quelque peu différente, mais c'est dû en partie au fait que la fréquence des radiosondages est de six heures, et est nettement plus faible que celle des modèles.

6.2.1.3 Le vent

Nous représentons en Fig. 6.13 le module du vent pour les observations (+), les prévisions AROME (en rouge) et les prévisions ALADIN (en vert).

Globalement, les modèles sont cohérents entre eux, et avec les observations mis à part en début de simulation où un pic de vent observé jusqu'à 15 m/s n'est pas représenté dans les modèles. Ceci vient du fait que le vent est mesuré de manière instantanée, et les hautes fréquences sont particulièrement difficile à reproduire dans les simulations. Le vent est ici modéré, de l'ordre de 6 m/s en moyenne avec une légère augmentation aux alentours de 9 m/s à la fin de la simulation.

6.2.1.4 Les flux radiatifs

Nous représentons en Fig. 6.14 le flux radiatif solaire instantané (gauche) et cumulé (droite) pour les observations (+), les prévisions AROME (en rouge) et ALADIN (en vert).

En ce qui concerne le flux solaire instantané, ALADIN a tendance à le sous-estimer en milieu de journée, en particulier le dernier jour, où son maximum se situe aux alentours de 500 W/m^2 alors que les observations indiquent 800 W/m^2 . En début de simulation par contre, il est beaucoup trop élevé.

AROME est quant à lui plus proche des observations, mais encore une fois, aux alentours du milieu de journée a une valeur de flux solaire trop faible. De plus, le 21 août (234^{ème} jour julien), les deux modèles ont un retard par rapport aux observations en milieu de journée, la quantité de chaleur à ce moment là

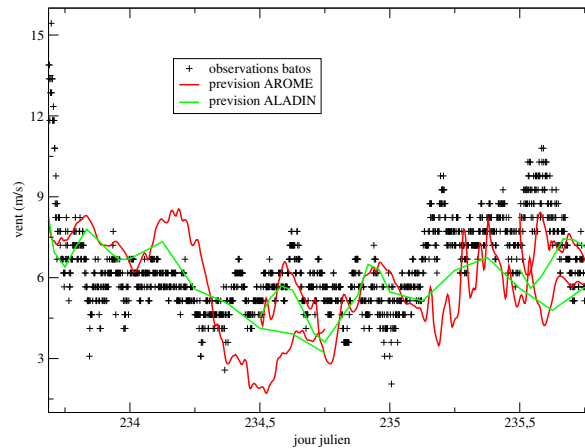


FIG. 6.13 – Module du vent pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

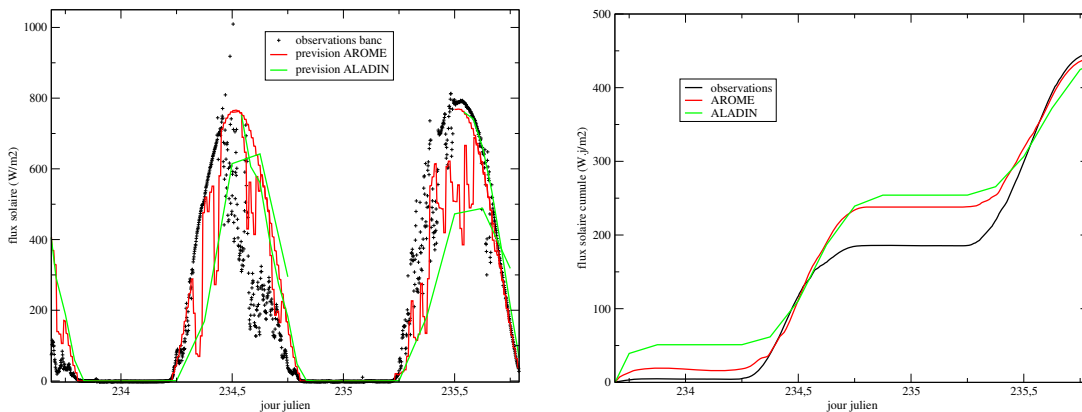


FIG. 6.14 – Flux radiatifs solaire instantané (gauche) et cumulé (droite) pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

est alors trop importante pour ceux-ci.

Enfin, les observations exhibent un pic aux alentours de 1000 W/m^2 à midi le 21 août (234^{ème} jour julien). Ces valeurs sont très rarement atteintes, sauf en été dans des conditions très claires. Ce phénomène n'est pas reproduit par les modèles, car il est trop bref et trop intense.

Le flux solaire cumulé nous permet de savoir si globalement les modèles sont en accord avec les observations. La plupart du temps, les modèles sur-estiment le flux solaire par rapport aux observations. Cependant, en milieu de journée, les cumuls s'équilibrent à cause des valeurs importantes du flux solaire observé à ce moment là. En fin de simulation, les flux solaires cumulés de AROME et ALADIN ont des valeurs proches des observations, donc sur l'ensemble de la période de temps considérée, la quantité de chaleur fournie par ce flux est correcte.

Nous pouvons expliquer en partie les différences d'évolution du flux solaire par la couverture nuageuse. En effet, nous avons représenté la fraction nuageuse donnée par AROME (trait plein) ainsi que celle déduite des observations satellites (+) au point fixe. Afin d'obtenir cette dernière, nous avons récupéré la classification nuageuse toutes les 15 min. Celle-ci correspond à un nombre entre 0 et 19, décrivant le type de nuage présent à l'endroit considéré. Pour plus de détails, se référer à Derrien et Gléau (2005).

Ensuite, afin de comparer la classification nuageuse aux simulations d'AROME, nous l'avons transformée en fraction nuageuse, à savoir que celle-ci est égale à 0 en l'absence de nuage, à 0.5 si une fraction de nuage est présente dans le pixel autour de notre point d'intérêt (ceci correspond à 19 dans la classification nuageuse), et à 1 si le nuage occupe tout le pixel (quel que soit sa taille). La figure 6.15 représente la comparaison des fractions nuageuses observées et simulées pour le 20 août (haut), le 21 août (milieu) et le 22 août (bas).

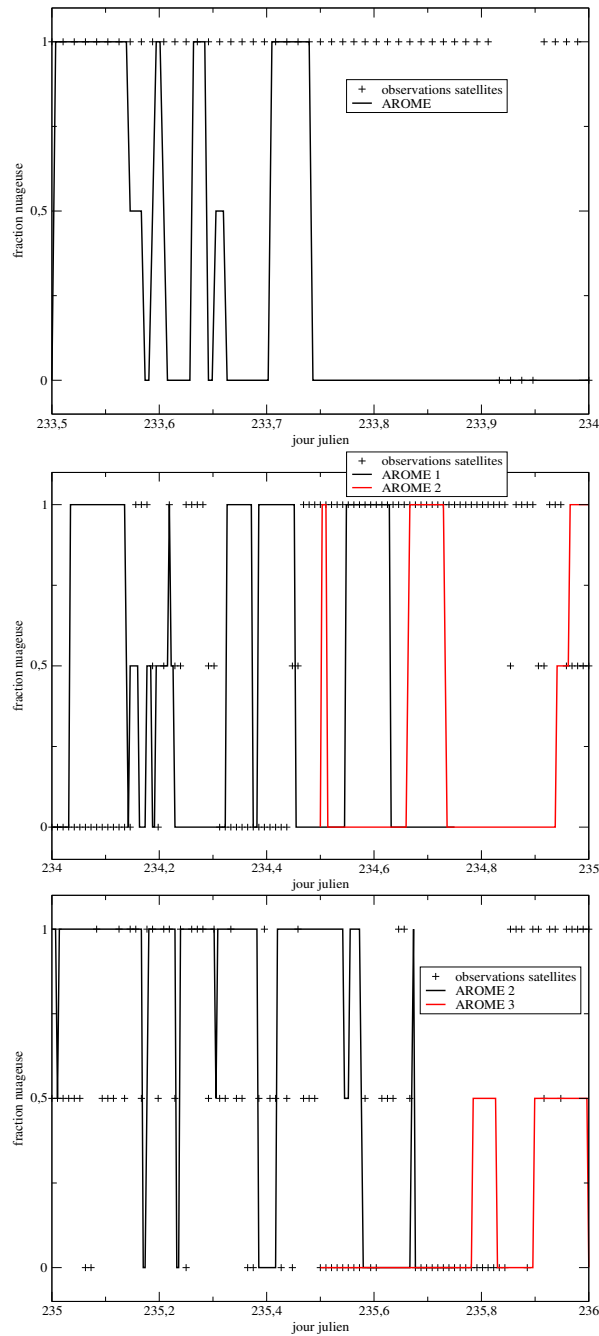


FIG. 6.15 – Fraction nuageuse déduite des observations satellites (+) et donnée par AROME (trait plein) le 20 août (haut), le 21 août (milieu) et le 22 août (bas).

En début de simulation, nous avons précisé que les modèles avaient un flux solaire trop important. Or à ce moment là, les observations et les prévisions sont en désaccord en ce qui concerne la fraction nuageuse. AROME ne prévoit pas de nuage alors que les satellites observent des nuages bas, ce qui peut expliquer que le flux solaire du modèle soit plus élevé en arrivant à la surface de l'océan puisqu'il n'a pas rencontré d'obstacle. Ensuite, aux alentours de 7 heures du matin le 21 août (234,3 en jour julien), les prévisions d'AROME connaissent une diminution et sont plus faibles que les observations. A ce moment là, AROME prévoit un nuage, ce qui atténue le flux solaire descendant, alors que les satellites n'en observent pas. Les observations et les prévisions sont encore une fois en désaccord au niveau de la fraction nuageuse pendant quelques heures autour de 18hTU le 21 août (autour de 234,75 en jour julien). Les satellites observent une succession de divers types de nuages : bas, moyens, et hauts, alors qu'AROME n'en prévoit pas. Ceci est cohérent avec les différences de flux solaire puisqu'encore une fois les observations sont plus faibles que les prévisions. Enfin, le 22 août (235^{ème} jour julien), les prévisions nuageuses prévues et observées sont très proches. Au niveau du flux solaire, une différence majeure se situe autour de 14hTU (235.6 en jour julien) où la deuxième simulation d'AROME est plus faible que les observations. Par contre, la troisième simulation d'AROME est parfaitement en accord avec les observations, ceci vient probablement du fait que la deuxième simulation commence à dériver puisqu'elle arrive à plus de 24 heures de prévisions, et le modèle n'est pas forcément adapté à des simulations si longues. Pour conclure, les différences dans le flux solaire peuvent s'expliquer par des différences dans la fraction nuageuse, mais les modèles sont toutefois cohérents avec les observations.

Nous représentons en Fig. 6.16 le flux radiatif infrarouge instantané (gauche) et cumulé (droite) pour les observations (+), les prévisions AROME (en rouge) et ALADIN (en vert).

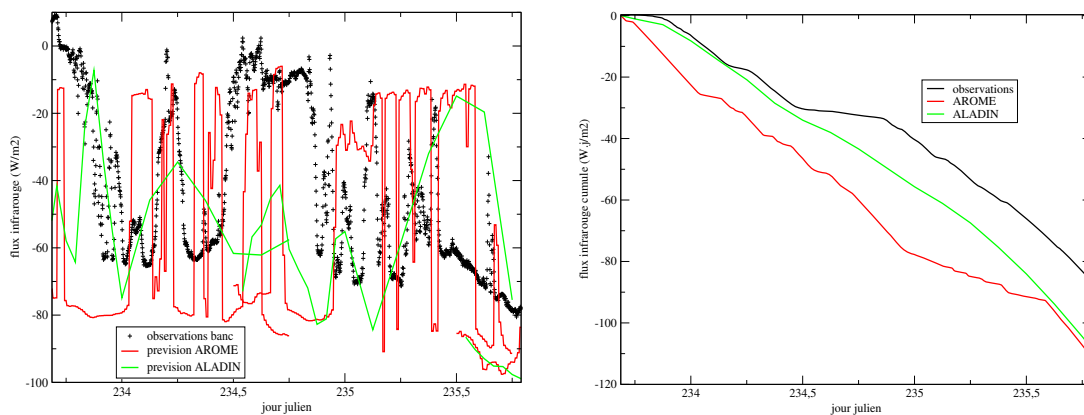


FIG. 6.16 – Flux radiatif infrarouge instantané (gauche) et cumulé pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

La représentation du flux infrarouge instantané par les modèles est plus délicate. En effet, celui-ci repose en partie sur la présence ou non de nuages, et il est difficile de prédire la localisation exacte d'un nuage. De plus, en extrayant un seul point d'une simulation en trois dimensions, nous prenons le risque que l'estimation soit erronée en ce point, mais pas en un point très voisin. Le modèle AROME est globalement en concordance avec les observations car même si l'évolution n'est pas complètement similaire, l'échelle des variations est semblable. En ce qui concerne le modèle ALADIN, celui-ci a un flux infrarouge trop faible pendant une grande partie de la simulation. En effet, le 21 août (234^{ème} jour julien), les observations se situent aux alentours de $-10 W/m^2$ alors qu'ALADIN prévoit $-70 W/m^2$. En regardant le flux infrarouge cumulé, nous pouvons nous rendre compte qu'en début de simulation, ALADIN est très proche des observations, alors qu'AROME s'en éloigne très rapidement. Les deux modèles atteignent la même valeur en fin de simulation et surestiment tout le temps en valeur absolue le flux infrarouge cumulé observé. Ils ont donc quelques difficultés à prévoir le flux infrarouge. Ceci a un impact en particulier la nuit. En effet, le jour, le flux solaire constitue la partie prédominante du flux radiatif net, alors que

la nuit, celui-ci est nul, laissant de ce fait le flux infrarouge dominer, d'où un flux radiatif net négatif. Celui-ci est représenté en Fig. 6.17, de manière instantanée (gauche) et cumulée (droite). Dans la nuit du 21-22 août (234^{ème} et 235^{ème} jours julien) en particulier, la valeur du flux radiatif net d'ALADIN est trop faible par rapport aux observations. Les mêmes remarques que celles du flux solaire peuvent ici être faites en particulier le jour, à savoir la sous-estimation du flux radiatif en milieu de journée, la sur-estimation en tout début de simulation ainsi que le retard des modèles le 21 août (234^{ème} jour julien). En ce qui concerne les flux cumulés, en début de simulation ALADIN donne des valeurs trop élevées par rapport aux observations, et celles-ci deviennent équivalentes en milieu de journée, pour les mêmes raisons que pour le flux solaire. AROME quant à lui est plus proche des observations. En fin de simulation, les flux radiatifs nets cumulés prévus par les modèles sont plus faibles que celui observé, AROME étant encore le plus proche des deux. Globalement, malgré ces différences, nous pouvons conclure que les flux prévus sont corrects en comparaison avec les observations, mais il faudra peut être les corriger pour avoir le bon contenu de chaleur dans l'océan.

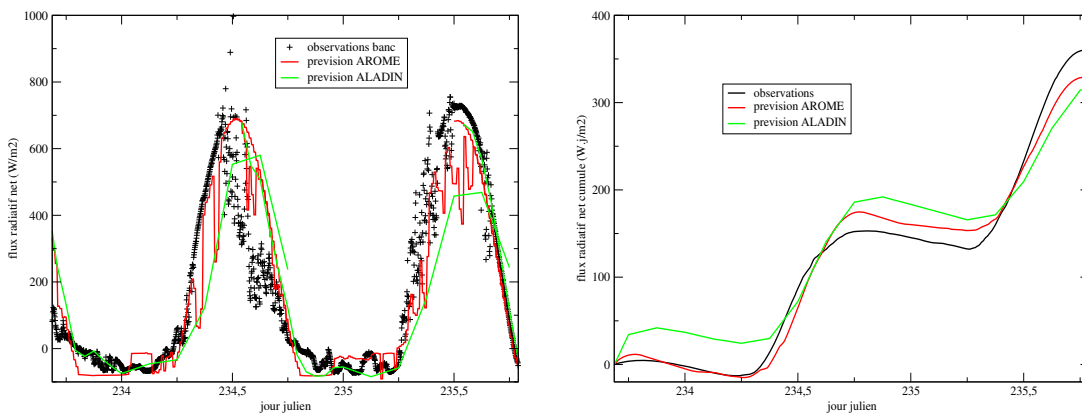


FIG. 6.17 – Flux radiatif net instantané (gauche) et cumulé (droite) pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

6.2.1.5 Les précipitations

Nous avons représenté, en Fig. 6.18 les précipitations exprimées en mm/s observées (+), prévues par AROME (en rouge) et par ALADIN (en vert) de manière instantanée (gauche) et cumulée (droite).

En ce qui concerne les observations, nous remarquons un pic en tout début de simulation, puis les précipitations sont nulles quasiment tout le reste du temps. Les modèles n'arrivent pas à reproduire ceci. En effet, un léger pic est prévu par ALADIN en tout début de simulation, mais largement sous-estimé par rapport aux observations, alors qu'AROME ne prévoit pas de pluie. Le reste du temps, les modèles produisent des précipitations très faibles proches de zéro avec quelques pics, en particulier AROME la matinée du 21 août (234^{ème} jour julien). Les modèles ont des difficultés à prédire ce phénomène car celui-ci est local et dépend de la création ou non de nuages, qui est également délicate comme vu précédemment. Le pic des observations non prévu par les modèles est peut être tout simplement prévu plus tôt, ou pour une zone voisine.

Les précipitations cumulées nous permettent de voir si les modèles sont corrects globalement. Les précipitations cumulées prévues par AROME sous-estiment largement les observations puisque la quantité en fin de simulation est deux fois plus petite. Même si la pluie cumulée prévue par ALADIN est trop faible en début de simulation, elle finit par égaler les observations, donc ici ALADIN a mieux prévu ce phénomène.

Dans tous les cas, les précipitations restent d'un ordre de grandeur plutôt faible, nous pouvons donc nous attendre à un impact très faible sur la salinité.

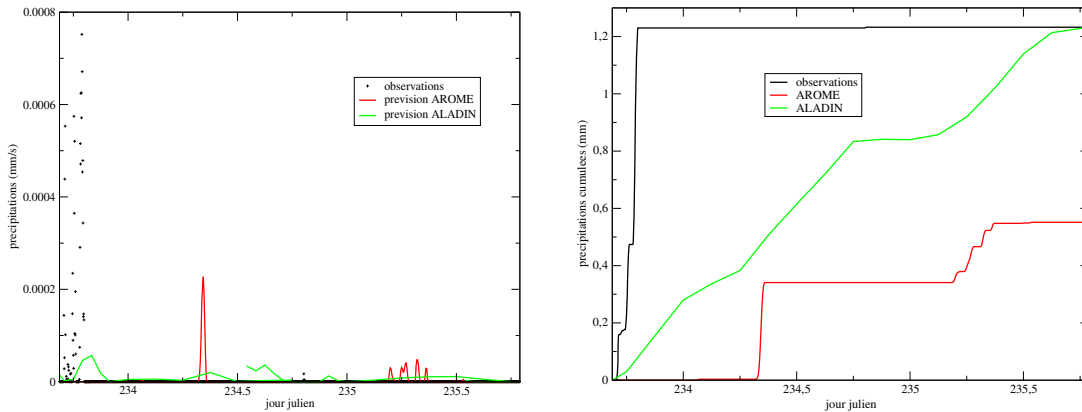


FIG. 6.18 – Précipitations pour les observations (+), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert) instantanées (gauche) et cumulées (droite).

6.2.1.6 La température de surface de la mer

La figure 6.19 représente la SST brute observée à l'aide de la bathysonde lors de la campagne de mesures (+), puis filtrée des effets de la marée par la méthode décrite dans le paragraphe 6.1.2.2 (trait noir) ainsi que les SST prescrites aux modèles atmosphériques.

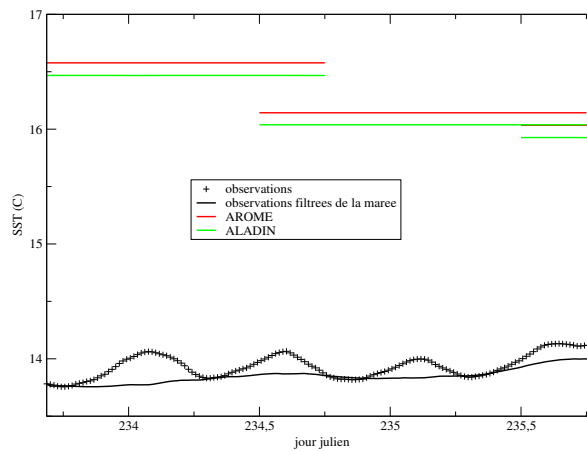


FIG. 6.19 – Température de surface de l'océan pour les observations (+), les observations filtrées de la marée (trait noir), les simulations AROME (rouge) et les simulations ALADIN (vert).

En ce qui concerne les observations, nous remarquons l'influence de la marée sur la SST. En effet, celle-ci exhibe des maximum à période régulière, d'environ 12 heures, ce qui correspond à la marée M2. La SST reste pendant toute la simulation dans la même gamme de valeurs (entre 13.5°C et 14.5°C), ce qui suggère que l'effet des flux radiatifs est faible par rapport aux effets de la marée. Ceci est confirmée par la SST filtrée des effets de la marée qui présente globalement une très légère augmentation sur les 2 jours d'observations. Le cycle diurne n'est pas très marqué, même si des légers maxima apparaissent en milieu de journée. En ce qui concerne les modèles, la SST prescrite est loin des observations. En effet, en début de simulation, nous avons une différence de plus de 2°C . L'écart se rétrécit en changeant d'expérience puisque la SST prescrite diminue. Ceci est contraire aux observations. Ces importantes différences peuvent être source d'erreurs, notamment dans l'estimation des flux de chaleur latente et sensible.

6.2.2 Radiosondages

A présent, les radiosondages effectués toutes les six heures vont nous permettre de valider les profils verticaux de la température, de l'humidité et des vitesses prévues par AROME. Pour ceci, nous avons interpolé les 41 niveaux du modèle aux hauteurs des radiosondages, et avons calculé un écart quadratique moyen (ou RMSE) à chaque échéance de la manière suivante :

$$RMSE(n) = \sqrt{\frac{1}{H} \sum_{i=1}^H (V_{obs}(i) - V_{previ}(i))^2} \quad (6.8)$$

où n est l'échéance, H le nombre de niveaux verticaux, $V_{obs}(i)$ la valeur de l'observation au niveau i et $V_{previ}(i)$ la même grandeur mais pour la prévision.

Cette RMSE nous permet d'évaluer la qualité de la prévision AROME. La figure 6.20 présente les meilleurs radiosondages au sens de la RMSE (à gauche) et les moins bons (à droite) pour la température (haut), l'humidité spécifique (milieu) et le vent (bas). Dans chaque cas, nous disposons du profil complet et d'un zoom sur les 2000 premiers mètres.

Le modèle comporte 41 niveaux avec le plus haut à plus de 100km, alors que les observations s'arrêtent généralement entre 20 et 30 km, ce qui correspond au moment où le ballon explose et la sonde retombe vers le sol, arrêtant de ce fait les mesures.

En ce qui concerne le radiosondage avec la plus petite RMSE pour la température, obtenu le 22 août à 13hTU, nous remarquons que l'évolution globale est correcte, et que les différences principales se trouvent autour de 10000 m. Ceci est probablement dû à la résolution verticale. En effet, celle d'AROME est de 41 niveaux sur 110 km, alors que les données des radiosondages sont elles enregistrées en moyenne tous les 10 ou 15 m. En surface, nous remarquons une différence de température de l'ordre de 2 ou 3 °C et ceci vient du fait que le premier point du radiosondage n'est en général pas très fiable. En effet, le premier point est réalisé par l'équipage à bord à l'aide d'un appareil qui dépend fortement de son utilisateur, et il est difficile d'obtenir une mesure précise. Dans les 2000 premiers mètres, le profil prévu par AROME est proche des observations, une grande partie des différences étant due à la discrétisation. AROME donne donc globalement des résultats cohérents avec la réalité dans ce cas-là.

Le radiosondage avec la plus grande RMSE pour la température est obtenu le 21 août à 1hTU. Encore une fois le profil global est correct, et l'erreur maximale est située entre 8000 et 13000 m environ. Ceci correspond au passage de la tropopause, où le profil de température s'inverse car celle-ci recommence à augmenter après avoir atteint un minimum. Ce moment particulier semble difficile à évaluer pour AROME, et il est difficile de suivre correctement le profil observé à cause de la discrétisation verticale insuffisante à cette altitude. En surface, la température prévue est proche des observations, ainsi que dans la plupart du profil dans les 2000 premiers mètres. De ce fait, même pour la RMSE la plus forte, la température près de la surface prévue par AROME est cohérente avec les observations.

Pour conclure, AROME représente bien la température dans l'ensemble, malgré quelques erreurs, en particulier au niveau de la tropopause. La plupart des erreurs présentes sont induites par le manque de discrétisation du modèle AROME par rapport aux observations.

En ce qui concerne le radiosondage avec la plus petite RMSE pour l'humidité, obtenu le 22 août à 1hTU, nous remarquons que l'évolution globale est correcte, et que les différences principales se trouvent autour de 3000 m et en surface. Les raisons pour ceci sont pour la plupart les mêmes que celles évoquées pour la température, à savoir le manque de discrétisation par rapport aux observations, et en surface, l'imprécision des mesures manuelles. En effet, près de la surface de la mer, la différence d'humidité est assez importante, mais finalement, la prévision d'AROME est très proche des observations au-dessus.

Le radiosondage avec la plus grande RMSE pour l'humidité est obtenu le 22 août à 13hTU. Cette fois-ci, le profil prévu est plus éloigné des observations puisque nous observons un décalage d'humidité sur tout le profil. Ici, la discrétisation seule ne permet pas d'expliquer les différences observées. Celle-ci sont probablement dues à l'évaluation de la présence ou non de nuages. En effet, à ce moment là, les observations

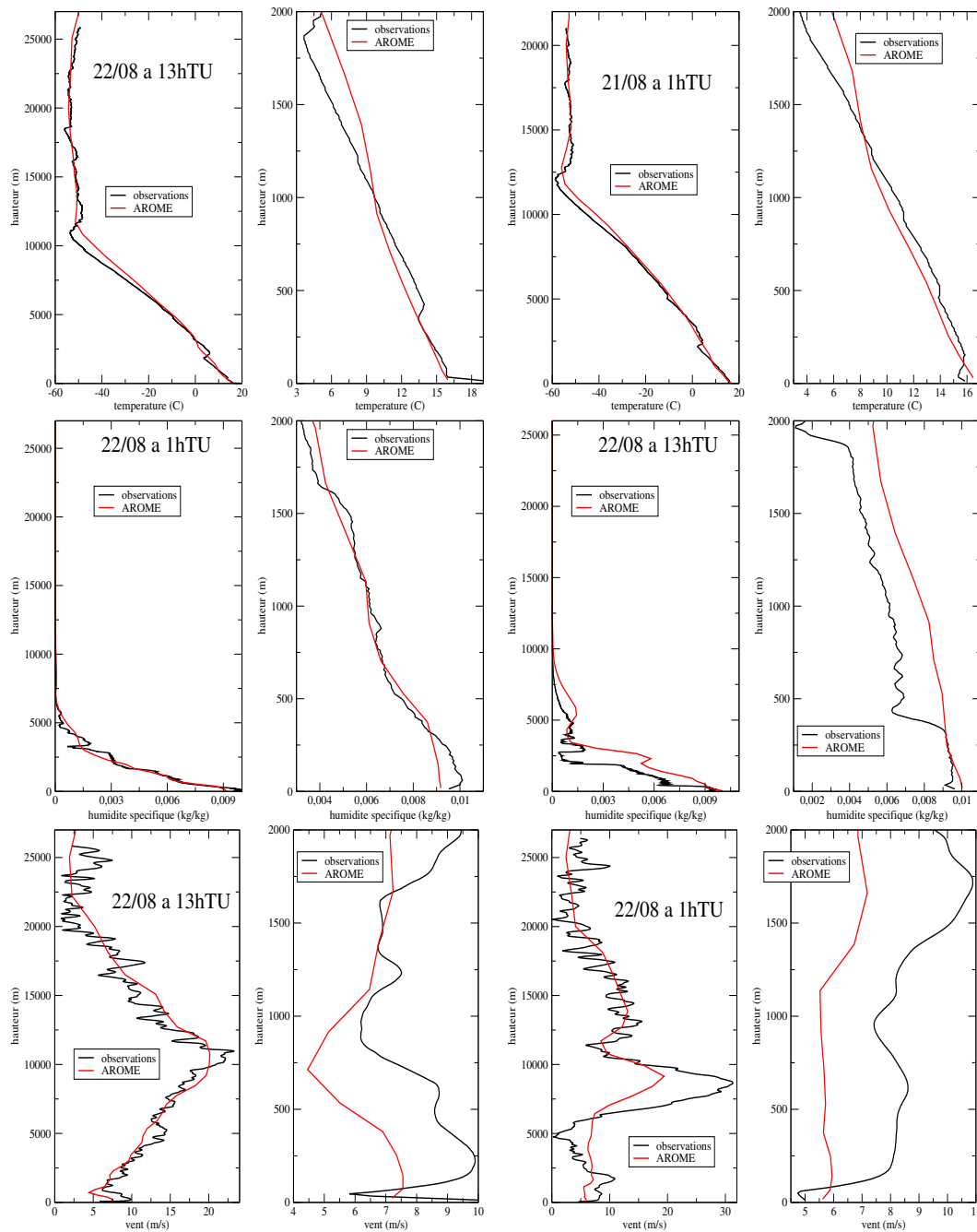


FIG. 6.20 – Meilleurs radiosondages au sens de la RMSE (à gauche) ainsi que les moins bons (à droite) pour la température (haut), l’humidité spécifique (milieu) et le vent (bas).

exhibent un ciel clair, alors qu’AROME prévoit des nuages, ce qui pourrait expliquer une surestimation d’humidité de 2 g/kg d’AROME. Cette dernière est particulièrement visible dans les 2000 premiers mètres, où l’humidité observée subit une diminution autour de 400 m alors que le modèle prévoit une humidité quasiment constante sur la verticale. Dans ce cas là, qui est celui avec la plus grande RMSE, le modèle a des difficultés à reproduire l’évolution d’humidité.

Pour conclure, les erreurs sur les profils d’humidité sont induites d’une part par un manque de discrétisation,

et d'autre part par une mauvaise prévision des nuages.

C'est sur le vent que nous observons les erreurs les plus importantes. En ce qui concerne le radiosondage avec la plus petite RMSE pour celui-ci, obtenu le 22 août à 13hTU, nous remarquons des différences importantes d'évolution. En effet, le vent a une fréquence de variation spatiale importante, donc avec la résolution beaucoup moins importante d'AROME, il est impossible de reproduire les divers va-et-vient. Cependant, en moyenne, la prévision du modèle suit la même évolution. Les plus grandes erreurs se produisent au niveau de la tropopause, endroit où le cisaillement de vent est particulièrement important. Le modèle AROME, comme dans le cas de la température, a quelques difficultés à reproduire cette inversion. En surface, l'observation subit un phénomène étrange puisque la vitesse de vent est grande au niveau de la première mesure, puis décroît brutalement de 4 m/s pour réaugmenter progressivement avec l'altitude. Il est possible que nous ne puissions pas considérer cette première valeur de radiosondage comme exacte. En effet, au moment précis où le ballon est lancé, il subit quelques turbulences dues d'une part à la personne réalisant ceci, mais également à la présence de quelques ventilateurs non loin sur le pont du bateau. Ces derniers n'ont qu'un faible impact, mais il n'est pas raisonnable de considérer le premier point comme valable. Celui-ci mis de côté, l'évolution du profil de vent dans les 2000 premiers mètres est quelque peu différente des observations. Il semble y avoir un décalage de quelques m/s et la prévision sous-estime les observations. L'évolution semble cependant plutôt correcte.

Le radiosondage avec la plus grande RMSE pour le vent est obtenu le 22 août à 1hTU. Au dessus de 10000 m , le profil prévu suit la même évolution en moyenne que les observations, comme vu dans le cas précédent. Par contre, le pic de vitesse autour de 10000 m est réduit d'un tiers par rapport aux observations, et le minimum observé aux alentours de 2500 m n'est pas reproduit dans les prévisions. Encore une fois, le modèle n'arrive pas à reproduire certains phénomènes au niveau de la tropopause, ou plus précisément à les quantifier correctement. Encore une fois le manque de discrétisation peut expliquer en partie ces erreurs. En surface, les mêmes problèmes que le cas précédent sont observés.

La représentation du profil vertical de vent est donc plus problématique pour AROME en partie à cause de la variation plus importante de celui-ci. Cependant, en moyenne, celui-ci est acceptable.

Nous avons ensuite cherché à savoir si les radiosondages effectués avaient été assimilés dans les modèles opérationnels. Des détails sur l'assimilation de données sont présentés au paragraphe 2.1.3. Dans les modèles opérationnels de Météo France, les niveaux assimilés pour la température et le vent sont les niveaux standards (1000 hPa , 850 hPa , 700 hPa , 500 hPa , 300 hPa , 100 hPa , 70 hPa , 50 hPa , 30 hPa et 10 hPa) et les niveaux caractéristiques, c'est-à-dire ceux où certains phénomènes, d'inversion par exemple, se produisent. Ce sont les mêmes pour l'humidité, mais uniquement jusqu'à 300 hPa . Certains niveaux des radiosondages ne seront donc pas considérés. Parmi ceux qui le sont, si divers critères sont respectés (voir paragraphe 2.1.3), les données seront incorporées au modèle. Nous avons donc calculé le rapport entre le nombre de valeurs assimilées et le nombre d'observations. Ceci est indiqué dans le tableau 6.1, avec en vert les radiosondages avec la meilleure RMSE, et en rouge ceux avec la moins bonne.

Date	Réseau	Température	Humidité	Vitesse
20 août	18h	1.86	1.24	2.00
21 août	0h	2.57	1.54	3.48
21 août	6h	1.90	1.29	2.33
21 août	12h	2.92	1.77	2.76
21 août	18h	1.17	0.71	2.23
22 août	0h	2.19	1.23	3.60
22 août	6h	1.71	1.05	2.18
22 août	12h	2.69	1.61	3.14
22 août	18h	1.37	0.84	1.87

TAB. 6.1 – Pourcentage de données assimilées par rapport à l'ensemble des données des radiosondages.

Nous pouvons remarquer que finalement un très faible pourcentage des données récoltées par les radiosondages est assimilé dans les modèles opérationnels. En moyenne, les pourcentages s'élèvent à 2 % pour la température, 1.3 % pour l'humidité spécifique et 2.6 % pour le vent. Il est normal que le pourcentage soit moins important pour l'humidité spécifique puisque que l'assimilation s'arrête à 300 *hPa*. Il est ensuite difficile de dire si l'assimilation améliore ou non la prévision du modèle AROME. Pour étudier l'impact de l'assimilation de ces données, il aurait fallu éventuellement mettre en place une simulation sans celle-ci, ce qui n'a pas pu être réalisé.

6.2.3 Corrections

Nous mettons en place l'expérience suivante avec le modèle HYCOM :

- Les profils de température et salinité initiaux sont fixés à leurs valeurs observées à 16h50TU le 20 août (233.70 en jour julien) filtrées des effets de la marée par la méthode décrite au paragraphe 6.1.2.2. La discrétisation verticale est 1 *m*. Les vitesses initiales sont fixées à leurs valeurs observées.
- Les forçages atmosphériques sont donnés par les observations toutes les 2 minutes.
- Le pas de temps du modèle océanique est $\Delta t = 60$ *s*.
- La simulation dure jusqu'au 22 août à 19hTU (235.79 en jour julien) soit une cinquantaine d'heures de simulations.

La quantité de chaleur sur l'ensemble de la colonne d'eau peut être calculée de la manière suivante :

$$Q(t) = \rho C_p \int_z T(t, z) dz, \quad (6.9)$$

où $T(t, z)$ est la température pour chaque pas de temps t et chaque niveau vertical z , ρ est la densité de l'eau et C_p sa chaleur spécifique. La figure 6.21 représente cette quantité de chaleur pour les observations et la simulation HYCOM.

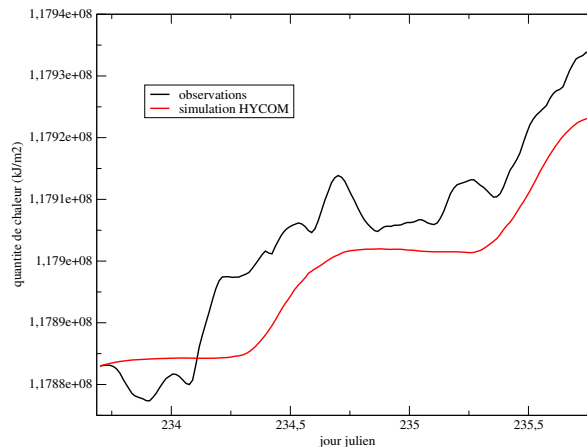


FIG. 6.21 – Contenu de chaleur dans l'océan au cours du temps pour le modèle HYCOM (rouge) et pour les observations (noir).

Pendant les premières heures de simulation, la quantité de chaleur simulée reste quasiment constante, surestimant ainsi la quantité observée. Mais, au début de la journée du 21 août (234^{ème} jour julien), la quantité de chaleur observée connaît une augmentation brusque, et devient supérieure à celle simulée par

HYCOM. Ceci reste vrai jusqu'à la fin de la simulation. De ce fait, même si l'évolution de la quantité de chaleur simulée est proche de celle observée, elle est globalement inférieure.

L'augmentation brusque de chaleur dans les observations n'est pas due aux flux radiatifs puisqu'elle intervient entre 1h50TU et 4h30TU, moment où le flux solaire est nul. Ceci provient donc d'un effet d'advection, que nous ne pouvons pas représenter avec le modèle HYCOM en une dimension. Nous avons alors décidé de rajouter cette advection numériquement dans les simulations. Pour ce faire, nous avons calculé une tendance de température $tend_T$ dans les observations grâce à la formule :

$$tend_T = \frac{T_1 - T_2}{t_1 - t_2} \quad (6.10)$$

où T_1 est la moyenne de température sur la colonne d'eau au temps t_1 (1h50TU), début de l'advection, et T_2 la même quantité au temps t_2 (4h30TU), fin de l'advection. Nous avons ensuite rajouté cette advection entre ces deux instants dans la simulation grâce à l'équation suivante :

$$\frac{dT}{dt} = tend_T \quad (6.11)$$

ce qui se discrétise de la manière suivante :

$$T^{n+1} = T^n + tend_T \times \Delta t. \quad (6.12)$$

La figure 6.22 est la même que la figure 6.21 à laquelle nous avons ajouté la simulation avec advection en vert.

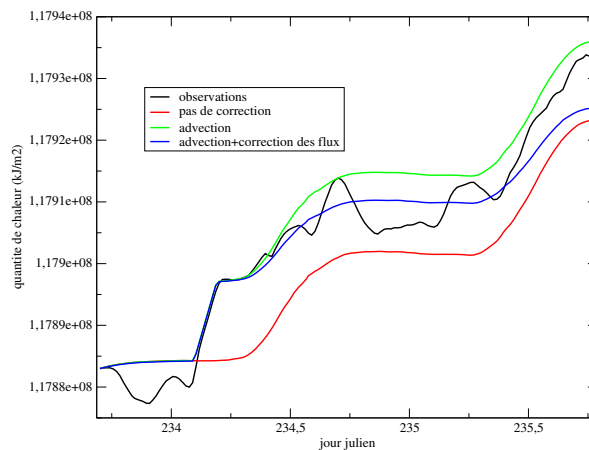


FIG. 6.22 – Contenu de chaleur dans l'océan au cours du temps pour les observations (noir), pour la simulation HYCOM sans advection (rouge), avec advection (vert) et avec advection et correction des flux (bleu).

Nous remarquons que la quantité de chaleur simulée est beaucoup plus proche de celle observée en particulier au moment précis où l'advection est ajoutée. C'est est logique puisque ceci correspond à prescrire au modèle sa température. Par contre, avant cette advection, nous n'avons pas réussi, malgré de nombreuses tentatives, à reproduire la diminution de quantité de chaleur observée. Ensuite, après l'advection, la quantité de chaleur étant supérieure à celle sans advection, la quantité de chaleur reste trop importante par rapport aux observations jusqu'à la fin de la simulation. Une solution pour avoir une quantité de chaleur raisonnable par rapport à la réalité est de corriger le flux solaire comme dans l'article du paragraphe 5.1. Par la même méthode, nous obtenons :

$$SW_{corrigé} = SW * 0.83 \quad (6.13)$$

La quantité de chaleur obtenue suite à cette correction est représentée en figure 6.22 en bleu. Cette fois-ci, malgré l'impossibilité de reproduire le début de la simulation, la quantité de chaleur simulée est

proche de celle observée. En effet, même si certaines différences peuvent être remarquées, en moyenne la température est correcte.

Cependant, la façon d'introduire l'advection est très artificielle. En effet, elle utilise celle observée et n'est appliquée que pendant la courte période où nous supposons qu'elle se produit. De plus, l'impossibilité de reproduire l'évolution du début de simulation nous a décidés à ne démarrer la simulation qu'après la période d'advection, afin de s'affranchir des problèmes posés par celle-ci.

6.2.4 Validation de KPP

6.2.4.1 Impact des vitesses

Nous avons donc démarré la simulation à 4h30TU le 21 août 2008, et avons donc initialisé la simulation aux observations filtrées de la marée.

Lorsque nous avons rajouté l'advection, la quantité de chaleur devenait plus importante que celle des observations et donc que celle de la simulation sans advection. Nous avons donc corrigé les flux radiatifs, et donc en supprimant l'advection, la correction va être modifiée. En employant la même méthode que précédemment, nous obtenons le coefficient qui permet dans ce cas de respecter la quantité de chaleur observée :

$$SW_{corrigé} = SW * 0.92 \quad (6.14)$$

La figure 6.23 représente l'évolution de température obtenue avec cette correction de flux (haut), ainsi que la différence entre celle-ci et les observations filtrées de la marée (bas).

En comparant l'évolution de la température à celle des observations (figure 6.6, bas), nous remarquons tout d'abord que l'évolution respecte le cycle diurne. En effet, la chaleur de surface est maximale le 21 août (234^{ème} jour julien) en milieu de journée, diminue ensuite dans l'après-midi et la nuit, pour réaugmenter le lendemain en milieu de journée. Par contre, le modèle produit une quantité de chaleur trop importante en surface (jusqu'à 0.4 °C de différence), et pas assez importante au fond. Ceci est également visible sur les différences de température (figure 6.23, bas). De plus, les couches plus profondes n'évoluent pas au cours du temps contrairement aux observations : encore une fois, comme dans l'article de la section 5.1, le mélange vertical n'est pas assez important pour faire pénétrer la chaleur vers les couches de fond. Nous effectuons alors la même démarche, à savoir que nous forçons les vitesses du modèle par les vitesses d'une simulation où seuls les effets des forçages sont pris en compte auxquelles nous rajoutons les vitesses observées. Ceci permet de prendre en compte à la fois les cisaillements d'Ekman ainsi que les marées à l'intérieur de l'océan.

Nous définissons la RMSE de la manière suivante :

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{H} \sum_i h_i (T_{obs}(i) - T_{exp}(i))^2}, \quad (6.15)$$

où H est la hauteur totale, $T_{obs}(i)$ est la température observée au niveau vertical i , $T_{exp}(i)$ est la température de l'expérience au niveau vertical i et h_i l'épaisseur de la couche i ($h_i = 1$ m ici).

La figure 6.24 représente la RMSE pour la simulation de la figure 6.23 (noir) ainsi que celle où les vitesses sont forcées (rouge).

Tout d'abord, nous pouvons remarquer divers pics dans l'évolution de la RMSE, notamment vers 17hTU le 21 août (234,7 en jour julien), le 22 août vers 6hTU (235,25 en jour julien) et en fin de simulation. Ces moments correspondent sur les observations à une pénétration de la chaleur vers le fond, qui n'est pas reproduite par le modèle.

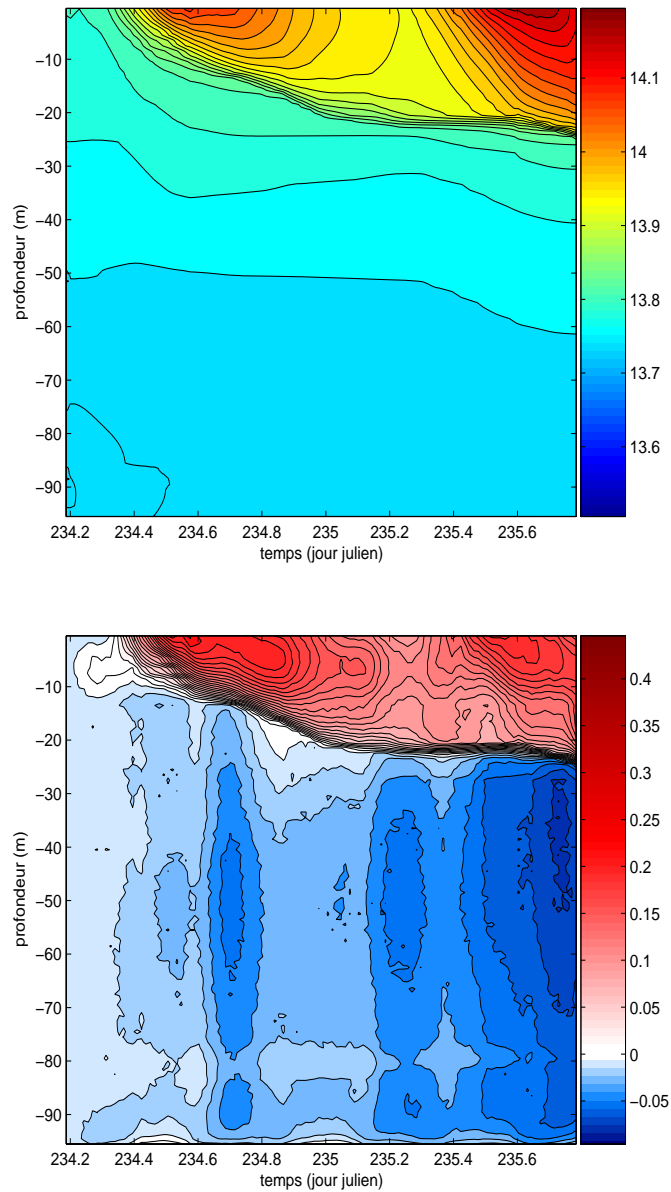


FIG. 6.23 – Evolution de température de la simulation HYCOM (haut) et différence de température avec les observations (bas).

Nous remarquons ensuite que l'impact de cette modification n'est pas très important. En effet les RMSE sont très proches, même si le forçage par les vitesses donne une norme plus faible. Comme pour les tests de l'article au paragraphe 5.1, nous avons rajouté la couche limite de fond et avons comparé la RMSE aux deux tests précédents. Celle-ci est représentée en vert sur la figure 6.24. L'impact de l'activation de la couche limite de fond est très positif : même si la norme est légèrement supérieure à celle des tests précédents en tout début de simulation, elle devient largement inférieure pendant tout le reste de la simulation, et est même quasiment diminuée de moitié à la fin de la simulation. La figure 6.25 représente alors l'évolution de la température suite à la correction des vitesses (haut) ainsi que la différence par rapport aux observations (bas).

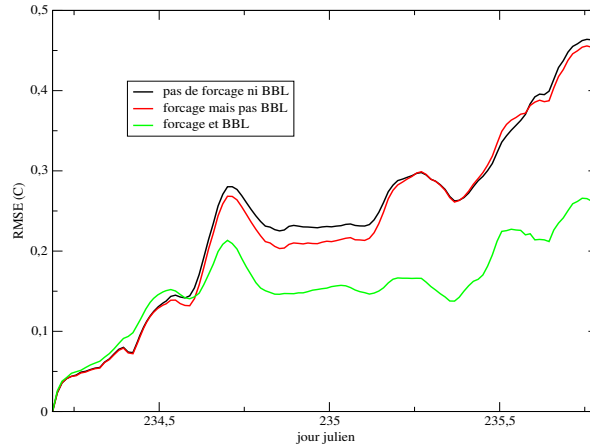


FIG. 6.24 – RMSE pour la simulation non forcée sans BBL (noir), la simulation forcée sans BBL (rouge) et la simulation forcée avec BBL (vert).

La figure 6.25 (haut) montre une pénétration de la température de surface vers les couches de fond, le mélange est donc plus important. Par contre, la température de surface est toujours trop chaude, et décroît très peu par rapport à ce qu'elle devrait pendant la nuit. Une partie de la chaleur reste confinée dans les couches de surface, dans les 5 premiers mètres en début de simulation, puis les 20 premiers mètres à la fin. Le mélange n'est encore pas suffisant ici pour permettre à la chaleur de se diffuser vers les couches profondes.

Une manière d'augmenter ce mélange est, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.1, d'augmenter le paramètre ν^0 qui pilote l'instabilité de cisaillement résolue.

6.2.4.2 Sensibilité aux paramètres d'instabilité de cisaillement résolue

Nous avons donc effectué une étude de sensibilité aux paramètres d'instabilité de cisaillement résolue (décrite par les équations 2.32 et 2.33). En ce qui concerne ν^0 , nous avons choisi des valeurs comprises entre $25 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$ et $400 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$. La figure 6.26 représente la RMSE moyenne au cours de la simulation en fonction de ce paramètre.

Nous remarquons que la valeur choisie par Large et al. (1994), à savoir $\nu^0 = 50 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$ n'est pas optimale dans ce cas-là. Nous devons prendre une valeur plus élevée, et ici nous choisissons $\nu^0 = 225 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$ qui donne une meilleure RMSE.

Ceci nous permet de représenter, en figure 6.27 l'évolution de la température pour $\nu^0 = 225 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$ (haut) ainsi que la différence par rapport aux observations (bas).

L'évolution de température est ici beaucoup plus proche des observations. En effet, tout d'abord, la température de surface est correcte, elle devient même légèrement trop froide en fin de simulation, attestant de la pénétration de la chaleur à travers la colonne d'eau. Le cycle diurne est également bien respecté avec des réchauffements en milieu de journée et des refroidissements dans l'après-midi. Ensuite, en ce qui concerne les couches profondes, la température y est proche de la référence, comme nous pouvons également l'observer dans la figure 6.27 (bas). Nous pouvons nous rendre compte que les différences par rapport aux observations sont très faibles, mis à part quelques épisodes. En effet, le modèle n'arrive pas à représenter la stratification du 21 août vers 17hTU (234,7 en jour julien), et du 22 août vers 6hTU (235,25 en jour julien). Ceci dit, il est difficile de déterminer lequel du modèle ou des observations représente la réalité dans ce cas-là. En effet, les observations ont été filtrées de la marée, et même si ce filtrage nous paraît correct, cette légère stratification pourrait être des restes de marée qui n'ont pas pu être filtrés. De ce fait, nous pouvons considérer que le modèle est proche de la réalité et la solution obtenue est

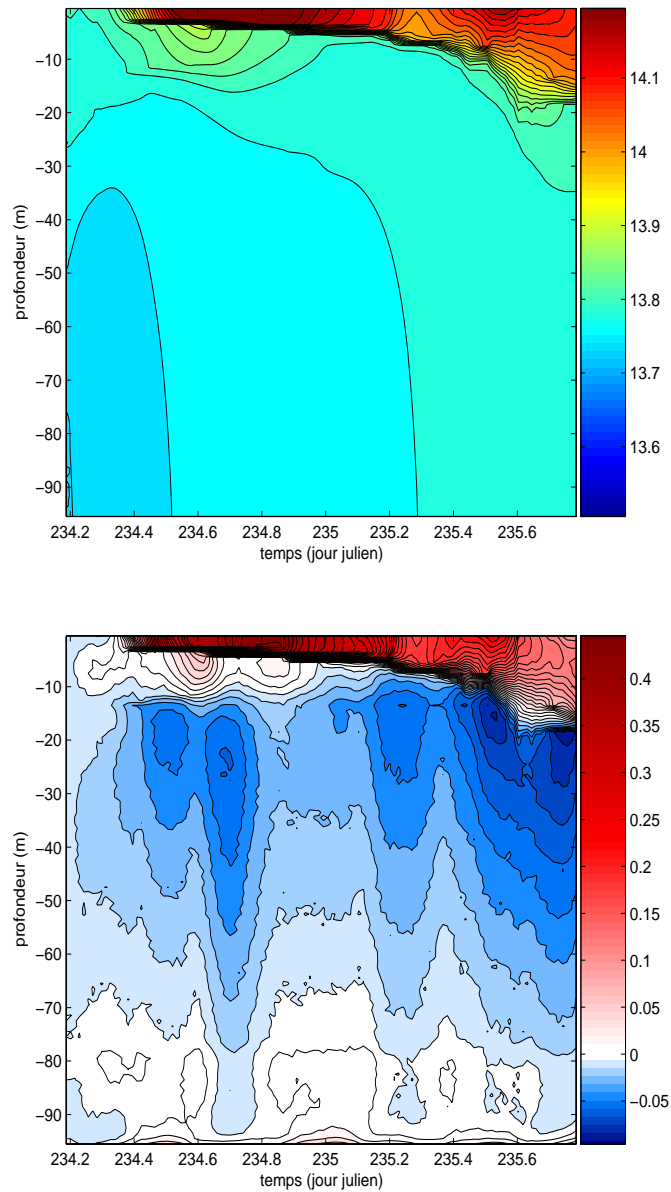


FIG. 6.25 – Evolution de température de la simulation HYCOM (haut) et différence de température avec les observations (bas) après correction des vitesses.

satisfaisante par rapport à la réalité.

6.2.4.3 Tests de sensibilité au calcul des flux turbulents

La figure 6.28 représente les flux de chaleur sensible (haut), latente (milieu), et de quantité de mouvement turbulent (bas) pour les douze paramétrisations utilisées dans l'article du paragraphe 5.1 (ou encore présentées au paragraphe 2.3), ainsi que leur moyenne (trait noir).

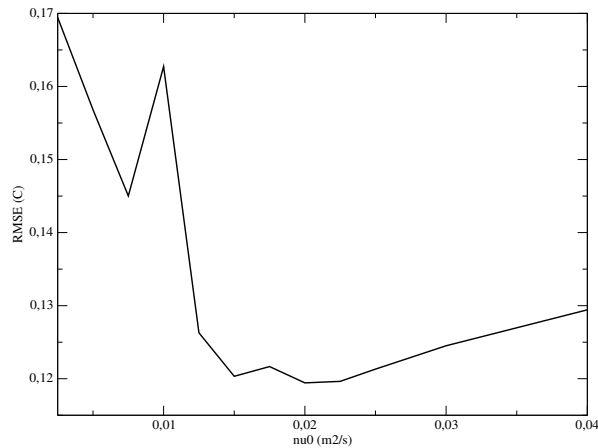


FIG. 6.26 – Valeur moyenne de la RMSE en fonction de ν^0 pour MOUTON2008.

En ce qui concerne le flux de chaleur sensible, celui-ci est positif pendant toute la simulation, ce qui signifie que l'océan reçoit de la chaleur provenant de l'atmosphère. Ceci est dû au fait qu'après correction, la température de l'air est supérieure à celle de l'océan, le flux de chaleur sensible devient alors positif vers l'océan (ou négatif pour l'atmosphère comme dans l'équation 2.48). Les diverses paramétrisations donnent toutes un flux du même ordre de grandeur, à part celle de Caniaux et al. (2005) qui induit des valeurs plus importantes. Ceci induit une dispersion assez importante entre cette méthode et celle qui a le flux de chaleur sensible le plus faible puisque la différence s'élève à $40 W/m^2$ sur un total de $80 W/m^2$. Le flux de chaleur latente est également positif une grande partie de la simulation. Ceci est plutôt rare, puisqu'en général $q_s > q_a$. Ceci est probablement dû à notre correction des observations, qui n'est peut être pas complètement parfaite. Le flux de chaleur latente diminue au cours du temps, pour devenir négatif une grande partie du dernier jour. Toutes les simulations donnent des résultats très proches mis à part Bleck et al. (1992) qui écrête le flux et le prend nul là où il est positif. La dispersion entre les méthodes est grande à cause de cette mise à zéro du flux de chaleur latente, puisqu'en début de simulation, la méthode de Kara et al. (2002) donne une valeur égale à $80 W/m^2$. Cependant, nous avons réduit la simulation pour éviter les phénomènes d'advection, et dans la période qui nous intéresse, la plus grande différence entre les méthodes s'élève à $30 W/m^2$, ce qui est finalement raisonnable par rapport à la gamme de valeurs. Le flux de quantité de mouvement turbulent pour finir présente un pic important en tout début d'observation, dû au pic de vent au même moment. Cependant, ceci n'interviendra pas dans nos simulations, puisque nous les commençons un peu plus tard. Celui-ci varie peu pendant la simulation, sauf à la fin où il s'accroît suite à l'augmentation du module du vent à ce moment-là. Les différentes méthodes ont la même évolution, avec une dispersion assez grande en fin de simulation, où la différence entre 2 méthodes atteint $0.15 N/m^2$.

Nous avons ensuite comparé les résultats d'HYCOM pour ces douzes méthodes en représentant en figure 6.29 la RMSE pour chacune d'elle.

En début de simulation, les évolutions sont plutôt différentes. Parmi les méthodes qui se différencient des autres, nous pouvons citer Caniaux et al. (2005) qui donne la norme la plus élevée. Ceci provient probablement du fait que son flux de chaleur sensible se distingue par une valeur beaucoup plus importante que les autres. En milieu et fin de simulation, les méthodes suivent quasiment la même évolution et sont proches les unes des autres. Globalement, une méthode se distingue clairement des autres pour cette expérience, c'est celle implémentée dans HYCOM avec des coefficients de transferts constants (appelée hycom1) qui donne la RMSE la plus faible. Ceci provient probablement du fait que pour cette méthode le flux de chaleur latente est pris égal à zéro lorsqu'il est calculé positif. Nous utiliserons par la suite cette méthode.

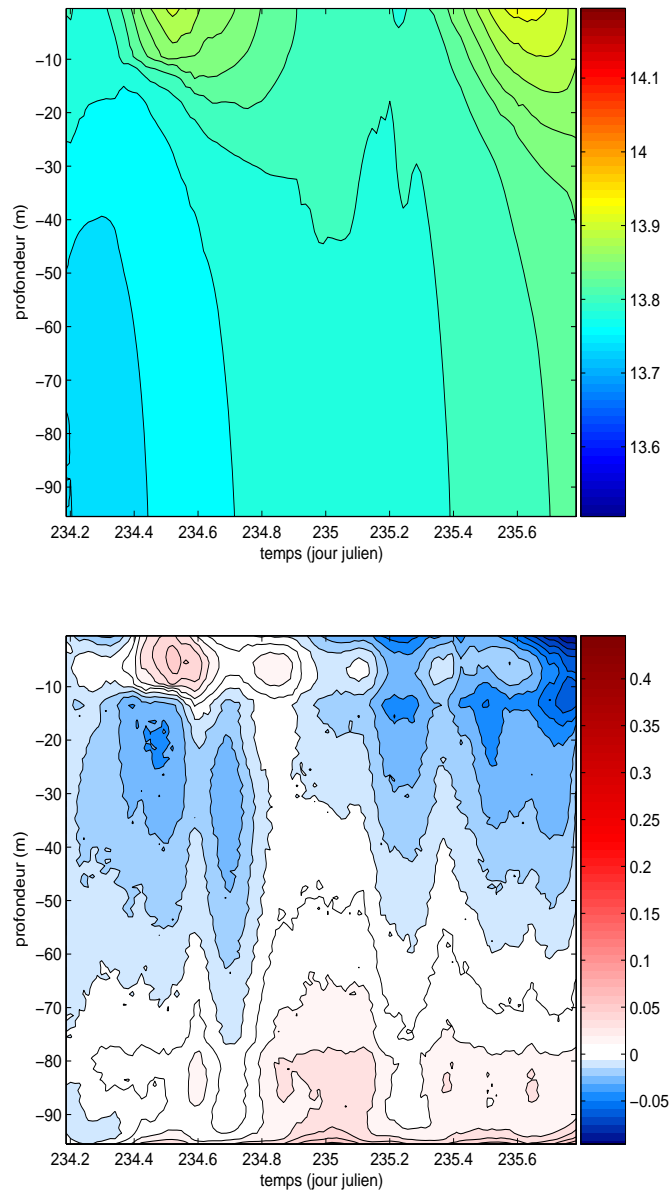


FIG. 6.27 – Evolution de température de la simulation HYCOM (haut) et différence de température avec les observations (bas) après modification de ν_0 .

6.2.4.4 Sensibilité aux paramètres de la couche de mélange. Richardson bulk critique et constante C_v

La caractéristique physique la plus importante dans la dynamique de la couche de mélange pour KPP est l'épaisseur de la couche limite de surface h , définie en section 2.2.2.2.

Modifier Ri_c change de manière drastique l'extension verticale et les valeurs de la diffusion dans la couche de mélange (augmenter Ri_c augmente h). Dans l'expérience de référence, la valeur par défaut utilisée est $Ri_c = 0.45$ (la valeur proposée par Large et al. (1994) est 0.3). La figure 6.30 représente la valeur moyenne de la RMSE en fonction de Ri_c .

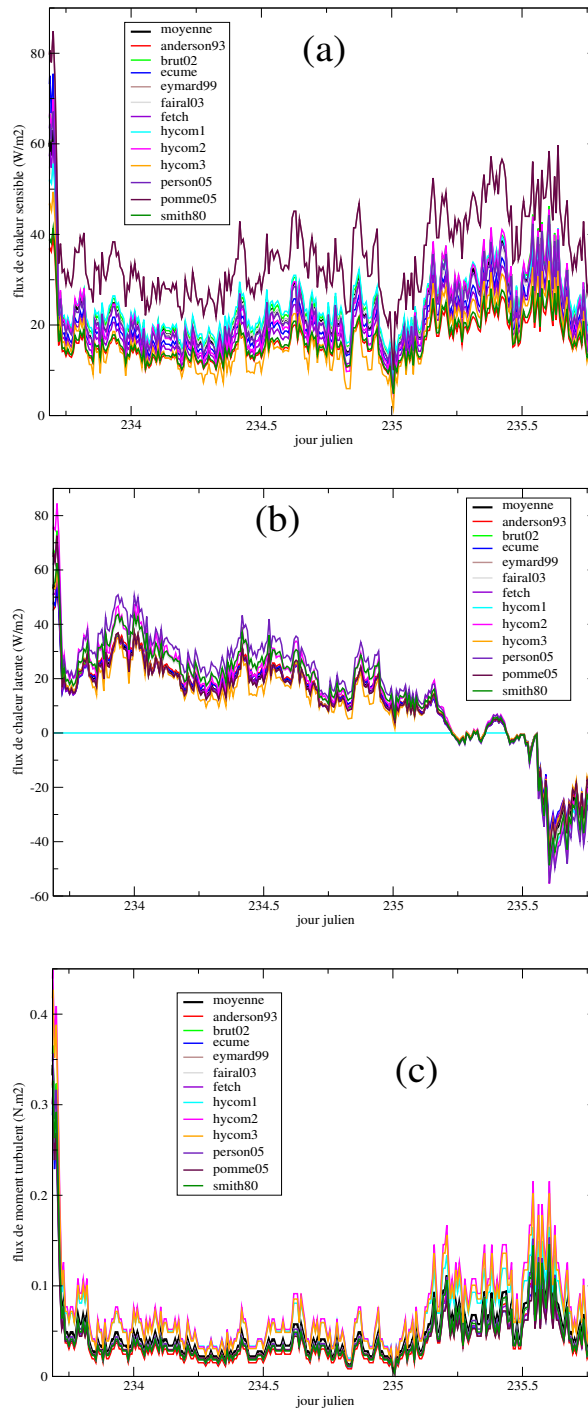


FIG. 6.28 – Flux de chaleur Sensible (a), de chaleur latente (b) et de quantité de mouvement turbulent (c) pour douze paramétrisations, et leur moyenne (trait plein épais).

Nous remarquons ici que la valeur prescrite dans HYCOM est celle qui donne la RMSE la plus faible. Nous garderons donc cette valeur telle quelle.

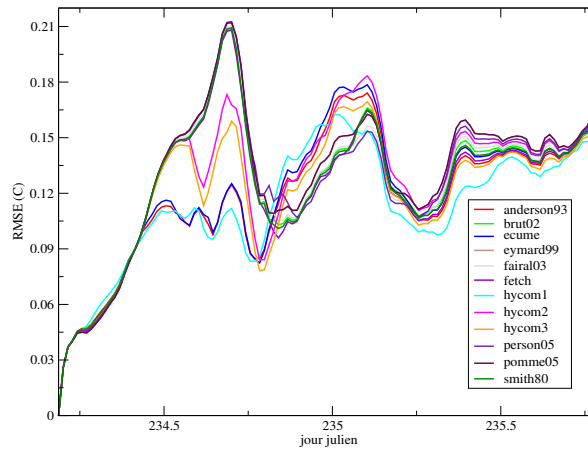
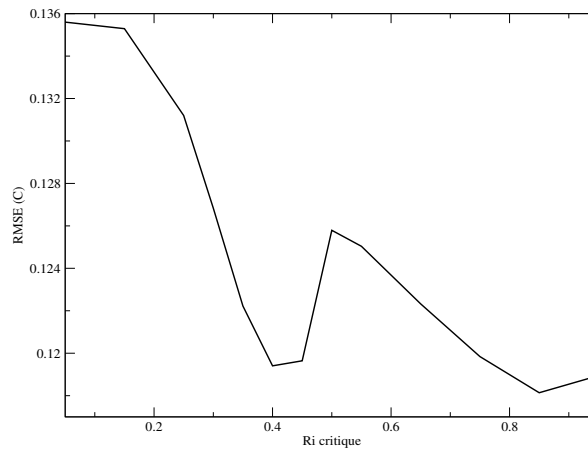


FIG. 6.29 – RMSE au cours du temps pour les douze méthodes.

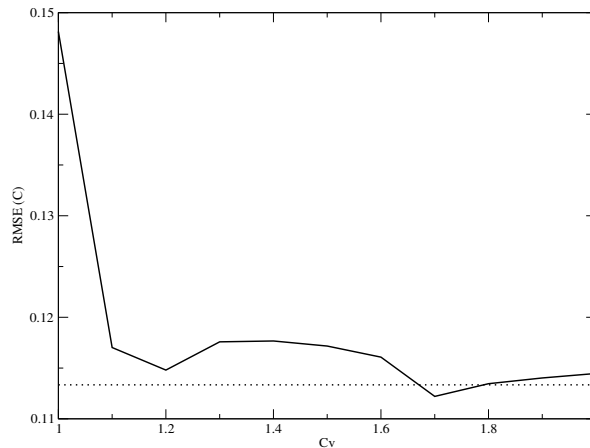
FIG. 6.30 – Valeur moyenne de la RMSE en fonction de Ri_c .

La valeur de C_v , la constante intervenant dans l'expression du cisaillement turbulent de vitesse non résolu (voir Eq. 2.29) est choisie entre 1 et 2 (voir Large et al. (1994)). Dans le modèle, celle-ci varie en fonction de la profondeur mais il est possible de fixer cette valeur et d'étudier son influence sur la solution. Nous avons testé diverses valeurs entre 1 et 2, et la variation de la valeur moyenne de la RMSE en fonction de ce paramètre est représenté en figure 6.31. La droite pointillée représente la valeur moyenne de la RMSE lorsque C_v varie en fonction de la profondeur comme implémenté dans le modèle.

La figure 6.31 montre qu'à partir de $C_v = 1.1$, la moyenne de la RMSE est quasiment identique quelle que soit la valeur de C_v . La valeur optimale se situe pour $C_v = 1.7$, et est même meilleure que lorsque C_v dépend de la profondeur.

Contrairement à l'expérience de 2007, la désactivation des flux non locaux n'améliore pas la solution, nous les avons donc conservés.

La figure 6.32 représente la solution obtenue avec la méthode de Bleck et al. (1992) pour le calcul des flux turbulents, $C_v = 1.7$, $\nu_0 = 225 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$ (haut), ainsi que la différence avec les observations (bas).

FIG. 6.31 – Valeur moyenne de la RMSE en fonction de C_v .

En comparant la figure 6.32 à la figure 6.27, nous remarquons de très faibles différences aussi bien au niveau de l'évolution de la température que des erreurs par rapport aux observations. Ceci nous indique que les dernières modifications effectuées, à savoir la modification de C_v et de la méthode de calcul des flux turbulents ont peu d'impact sur la solution par rapport à la modification de ν_0 , l'impact des vitesses et l'activation de la couche limite de fond. La dynamique dans la couche de mélange ainsi que l'instabilité de cisaillement sont donc les processus majeurs influençant le mélange vertical dans ce cas.

6.2.4.5 Influence des forçages utilisés

Nous avons ensuite étudié la sensibilité aux forçages utilisés. Nous comparons, en figure 6.33, les RMSE de la simulation avec comme forçages les observations (noir), les prévisions d'AROME (rouge) et celles d'ALADIN (vert). Nous avons également ajouté la RMSE moyenne pour les trois cas. Afin de maintenir une certaine cohérence, les observations et les prévisions d'AROME ont été cumulées sur trois heures, afin de respecter la même fréquence qu'ALADIN. Toutes les simulations ont été effectuées avec la même correction des flux radiatifs et la même méthode de calcul des flux turbulents, à savoir Bleck et al. (1992).

Nous remarquons que les méthodes se distinguent particulièrement en milieu et en fin de simulation. En moyenne, les forçages d'ALADIN donnent la RMSE la plus importante, et ceux-ci sont particulièrement inadaptés à la fin de la simulation où la RMSE est beaucoup plus importante que les autres méthodes. AROME, quant à lui, a une RMSE quasiment toujours comprise entre les deux autres types de forçages. Finalement, les observations donnent les forçages les plus adaptés au modèle, ce qui est un résultat que nous attendions puisqu'ils représentent la réalité. Finalement, les modèles représentent plutôt bien celle-ci, en particulier AROME, puisque les RMSE sont assez proches.

6.3 Eléments de comparaison des expériences 2007 et 2008

Nous avons tenté dans les deux cas de valider le schéma de mélange vertical KPP. Nous remarquons certaines ressemblances mais aussi certaines différences au niveau des réglages de celui-ci.

6.3.1 Principales similarités entre MOUTON2007 et MOUTON2008

Dans les deux cas, les processus les plus importants pour le schéma de mélange vertical sont l'instabilité de cisaillement et la dynamique de la couche de mélange. Concernant le premier, nous avons déterminé dans chaque cas le paramètre ν_0 optimal. En 2008, celui-ci a dû être augmenté afin de d'accroître le mélange vertical, alors qu'en 2007, son augmentation n'avait pas un grand impact sur la valeur

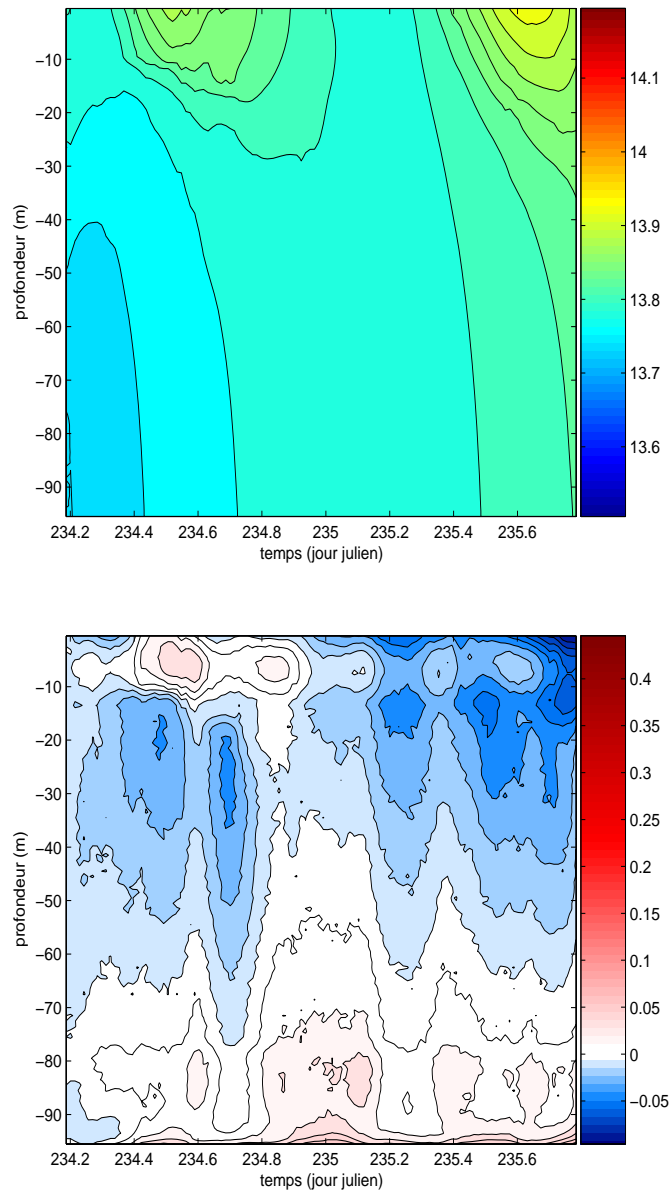


FIG. 6.32 – Evolution de température de la simulation HYCOM optimale (haut) et différence de température avec les observations (bas).

de la RMSE. Afin d'illustrer ceci, la figure 6.34 représente la RMSE en 2007 (noir) et en 2008 (rouge) en fonction de la valeur de ν_0 .

La figure 6.34 nous permet de déterminer dans chaque cas un intervalle pour ν_0 qui permet de garder une RMSE faible, et ce paramètre devrait alors être fixé à une valeur plus élevée que celle prescrite par Large et al. (1994). Nous proposons une valeur de l'ordre de $\nu_0 = 150 \times 10^{-4} m^2 s^{-1}$, qui nous semble un bon compromis entre les deux expériences.

Concernant la dynamique de la couche de mélange, la prise en compte des couches limites de surface

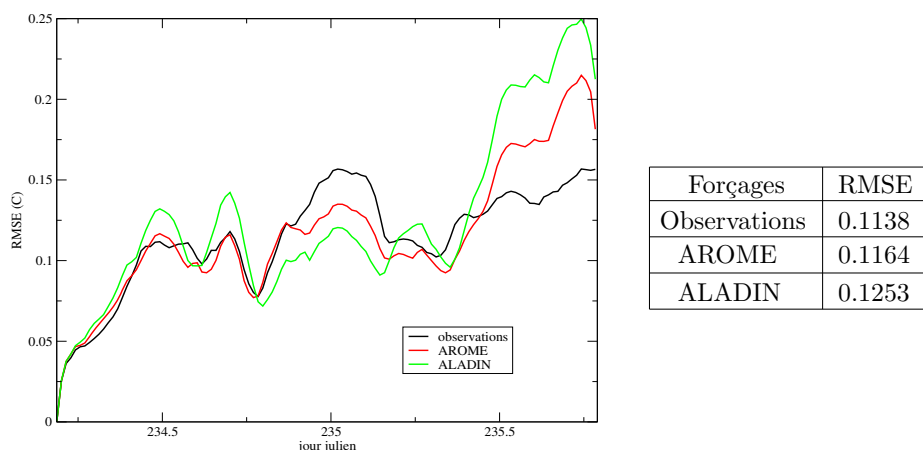
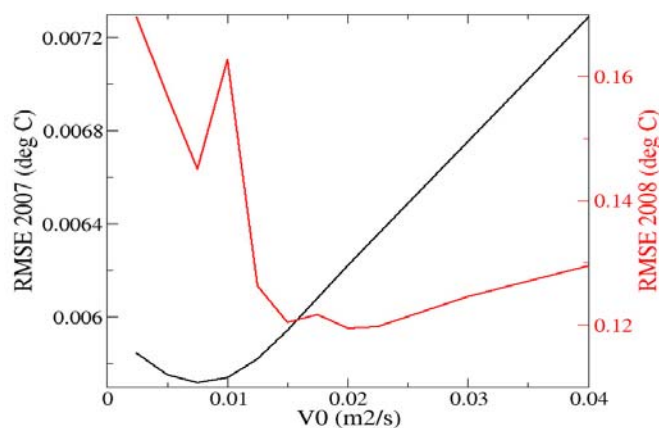


FIG. 6.33 – Evolution de la RMSE pour trois flux atmosphériques différents.

FIG. 6.34 – RMSE en 2007 (noir) et en 2008 (rouge) en fonction de la valeur de ν_0 .

et de fond est essentielle. En effet, le cisaillement de vent dans la couche de surface a dû être reconstruit puisqu'il n'est pas observé, et les flux atmosphériques ont été corrigés dans chaque cas pour éviter une quantité de chaleur trop importante dans le modèle. Il est donc nécessaire d'avoir de bons forçages atmosphériques et surtout à fréquence suffisante pour obtenir une solution correcte. En ce qui concerne la couche limite de fond, celle-ci a un impact positif sur la solution puisque les deux expériences sont situées dans une zone peu profonde.

Dans les deux cas, les ondes internes non résolues et la double diffusion ont peu d'impact. De plus, les paramètres Ri_c , Ri_0 et C_v peuvent être gardés à leur valeur par défaut puisque leur impact est faible.

6.3.2 Principales différences entre MOUTON2007 et MOUTON2008

La première différence concerne l'advection. En effet, en 2008, nous avons observé une augmentation brusque de chaleur durant la nuit que nous avons associée à de l'advection. Ceci provient de la situation bien particulière du point fixe en 2008, qui est représentée en figure 6.35.

Le point fixe se situe à l'intersection de deux masses d'eau importantes : le FROMVEUR et un courant au nord de l'île d'Ouessant. Ces phénomènes, associés au sillage de l'île, créent une situation plus complexe qu'en 2007, et sont à l'origine de la nécessité d'introduire les effets de l'advection.



FIG. 6.35 – Situation du point fixe en 2008.

Une autre différence concerne l'impact des effets non locaux, qui n'est pas le même dans les deux cas. En effet, en 2007, enlever les termes non locaux améliore la solution, alors que ceci n'a pas d'impact en 2008. Ceci vient du fait qu'en 2007, ceux-ci sont probablement inhibés ou absents.

Il est enfin difficile d'évaluer quelle méthode de calcul de flux turbulents est la meilleure puisque ce n'est pas la même qui donne la plus faible RMSE dans les deux cas. Il n'existe donc peut être pas de paramétrisation universelle pour ceux-ci.

6.4 Conclusions

Le but de l'étude était de valider le schéma de mélange KPP en zone côtière, à partir d'observations océaniques à haute fréquence réalisées en mer d'Iroise, où les forts courants de marée homogénéisent la colonne d'eau.

L'effet d'advection (associé principalement à la marée) a été filtré des observations de température en utilisant la corrélation entre température et salinité (qui elle est peu influencée par les flux radiatifs et dont l'évolution est de ce fait uniquement associée à l'advection).

Les prévisions de deux modèles atmosphériques, AROME et ALADIN, ont ensuite été comparées aux observations réalisées pendant la campagne, la température et l'humidité ayant été corrigées à cause de problèmes durant les mesures. Globalement, les flux numériques représentent correctement les observations, même si certaines différences apparaissent. C'est pourquoi le contenu total de chaleur a ensuite été utilisé pour calibrer et corriger les forçages utilisés. En effet, dans un premier temps, celui-ci étant trop faible, nous avons inclus un phénomène d'advection dans le modèle, mais ce dernier étant trop artificiel, nous avons démarré la simulation après ce phénomène difficilement représentable en une dimension. Les flux radiatifs ont du être légèrement corrigés afin de respecter le contenu total de chaleur.

Ces flux corrigés ont été utilisés pour valider KPP, sur la base des observations filtrées. Les résultats numériques finaux (voir Fig. 6.32) sont cohérents avec les observations, ce qui valide à la fois le filtrage et les flux atmosphériques utilisés. Les principaux mécanismes de mélange dans la colonne d'eau s'avèrent être ici la dynamique dans la couche de mélange ainsi que l'instabilité de cisaillement : la double diffusion et les ondes internes n'ont pas d'impact significatif.

En ce qui concerne l'instabilité de cisaillement, le gradient vertical de vitesse associé à l'effet de friction du fond sur le courant de marée doit être pris en compte pour modéliser la pénétration des flux de surface et l'homogénéisation de la température. Le paramètre principal définissant l'instabilité de cisaillement, ν_0 , a dû être augmenté, afin de produire un mélange plus important de la colonne d'eau.

Concernant la dynamique de la couche de mélange, la physique de la couche de mélange de surface ainsi que celle du fond doivent être prises en compte ici.

Après divers tests de sensibilité à certains paramètres de KPP, ce dernier donne de très bons résultats au niveau de l'évolution du profil de température. De plus, les modèles atmosphériques donnent des résultats satisfaisants en comparaison avec les observations, en particulier AROME.

6.5 Perspectives

Nous présentons à présent brièvement les deux premiers points fixes observés pendant la campagne, et pour lesquels une étude similaire à celle du troisième point fixe pourra être réalisée.

6.5.1 Le premier point fixe

6.5.1.1 Observations océaniques

Nous représentons en figure 6.36 la température et la salinité observées du 17 août 2008 à 17h30TU jusqu'au 18 août 2008 à 11h00TU en (48.75N,4.5W), date à laquelle le point fixe a dû être abandonné à cause des mauvaises conditions de mer.

Tout d'abord, nous remarquons la présence des effets de marée puisque la température augmente en bloc sur la verticale pendant la nuit, alors que les flux radiatifs sont nuls et elle est quasiment constante sur la verticale pendant toute la durée du point fixe. Les effets radiatifs ne sont pas encore visibles en toute fin de simulation puisque les observations ont dû être arrêtées pour cause de mauvaises conditions météorologiques. Le signal de salinité est lui aussi fortement influencé par la marée puisque les maxima de salinité se produisent à un intervalle de 12h, qui correspond à la période de la marée M2.

6.5.1.2 Observations atmosphériques

La figure 6.37 représente les observations de divers paramètres pendant le premier point fixe : température de l'air (a), humidité spécifique (b), flux solaire (c), flux radiatif net (d), vitesse du vent (e).

Globalement, la température de l'air comporte un cycle diurne lié aux effets solaires. En effet, en fin de journée le 17 août (jour julien 230), la température de l'air diminue à mesure que le flux solaire diminue, et puis réaugmente le lendemain en matinée à mesure que le flux solaire augmente.

L'humidité spécifique est maximale à la fin du 230^{ième} jour julien, puis diminue brusquement au début du jour suivant pour enfin augmenter progressivement jusqu'à la fin des observations.

L'évolution du flux solaire est classique et suit un cycle diurne : il est négatif la nuit, et augmente au fur et à mesure que le milieu de journée approche. Par contre, nous pouvons remarquer que cette augmentation se fait par acoups, ce qui peut correspondre à la présence de nuages.

La nuit, le flux radiatif net est dominé par le flux infrarouge (puisque le flux solaire est nul) et est négatif. Le jour ensuite, le flux radiatif net se comporte comme le flux solaire puisque celui-ci est dominant.

En ce qui concerne le vent, il est modéré à assez fort, autour d'environ 12 m/s en moyenne.

6.5.2 Le deuxième point fixe

6.5.2.1 Observations océaniques

Nous représentons en figure 6.38 la température et la salinité observées du 19 août 2008 à 6hTU jusqu'au 20 août 2008 à 10hTU en (49N,6W).

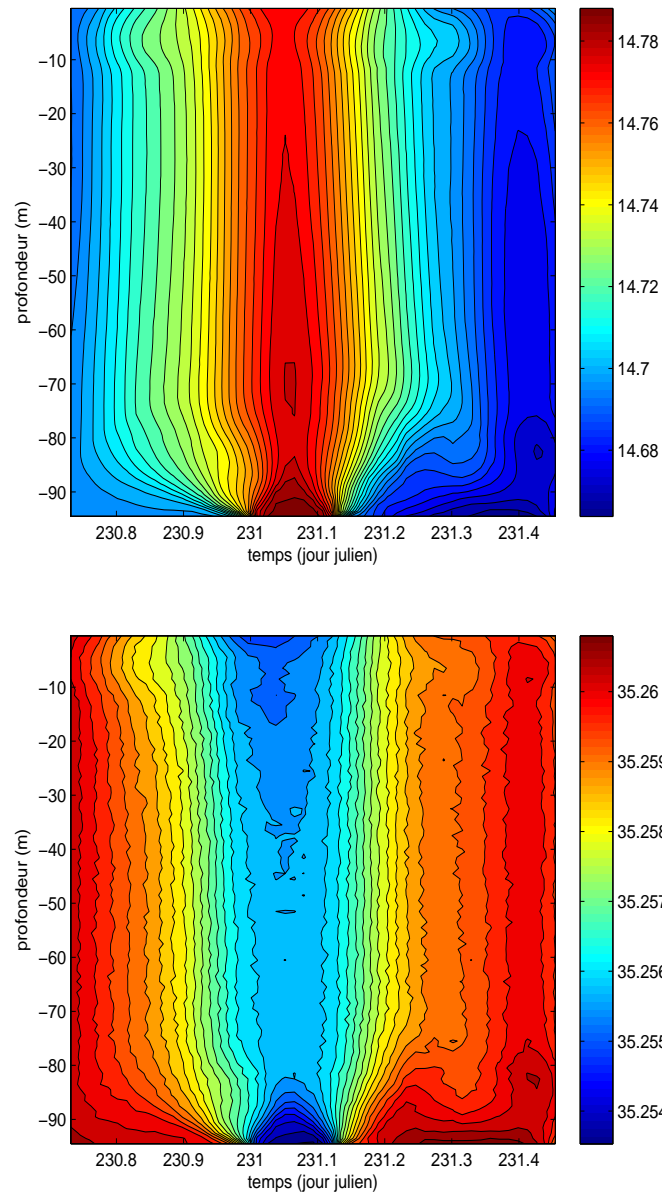


FIG. 6.36 – Température (haut) et salinité (bas) observées du 17 au 18 août 2008.

Nous sommes ici dans une situation où l'eau est plus chaude (aux alentours de 17°C) et moins salée en surface, et est plus froide (aux alentours de 11°C) et plus salée au fond, avec une transition très rapide entre ces deux états. Contrairement aux deux autres points fixes, nous observons la présence d'une forte thermocline vers $25-30\text{ m}$. Nous représentons également en figure 6.39 un zoom sur la couche de mélange pour la température (haut) et la salinité (bas).

Nous pouvons ainsi observer les effets radiatifs puisque le cycle diurne est marqué ici au niveau de la température. En effet, en milieu de journée, la température croît sur l'ensemble de la couche de mélange, pour ensuite décroître jusqu'à la fin de la simulation le lendemain matin. La salinité quant à elle semble peu influencée par les effets radiatifs.

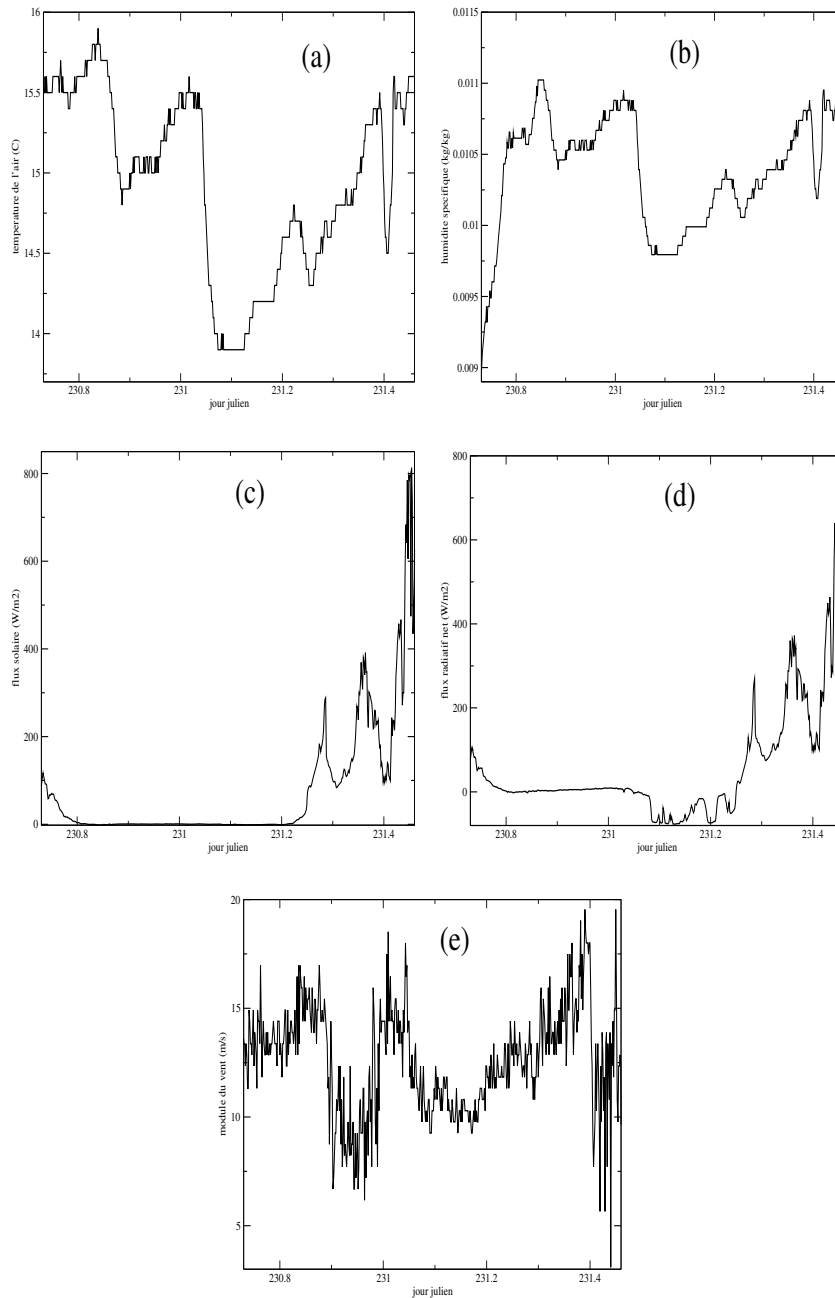


FIG. 6.37 – Observations réalisées pour le premier point fixe concernant différents paramètres : température de l'air (a), humidité spécifique (b), flux solaire (c), flux radiatif net (d), vitesse du vent (e).

6.5.2.2 Observations atmosphériques

La figure 6.40 représente les observations de divers paramètres pendant le deuxième point fixe : température de l'air (a), humidité spécifique (b), flux solaire (c), flux radiatif net (d), vitesse du vent (e).

En ce qui concerne la température de l'air, celle-ci suit un cycle diurne avec un maximum le 232^{ème} jour julien (19 août) en milieu de journée, et décroissant à partir de là jusqu'au lendemain matin. Nous commençons à voir l'augmentation de la température à partir de là suite à l'apparition du rayonnement

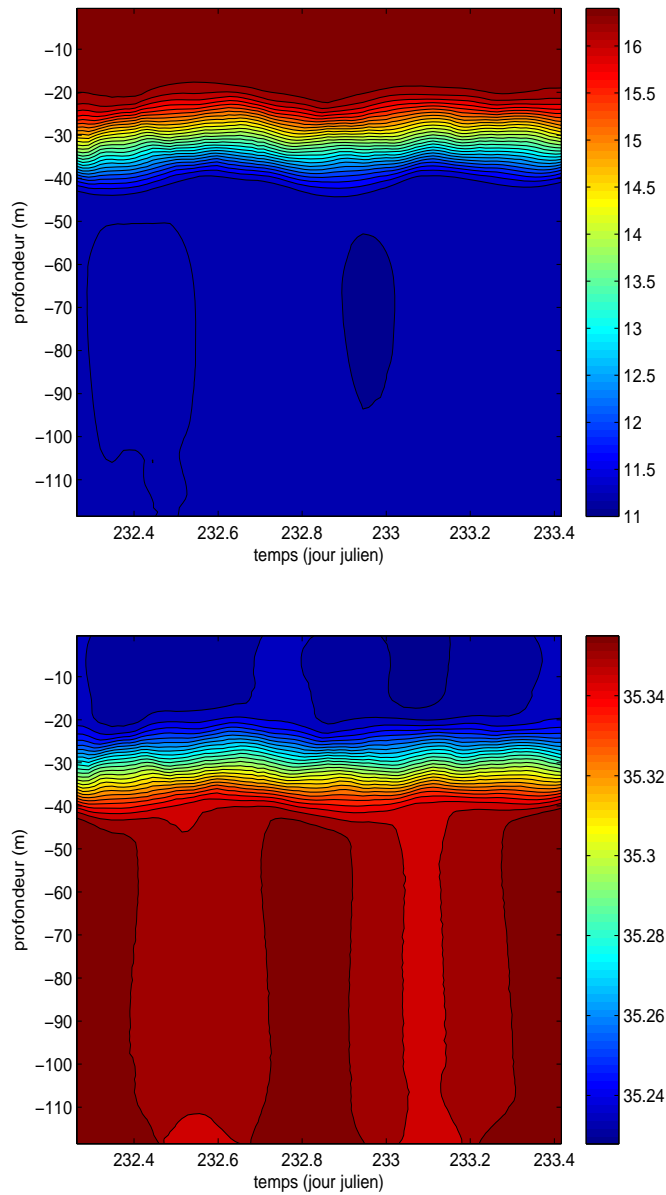


FIG. 6.38 – Température (haut) et salinité (bas) observées du 19 au 20 août 2008.

solaire, mais celle-ci est interrompue vers 10h le matin par une baisse soudaine. Ceci peut correspondre à l'apparition d'un nuage par exemple.

Globalement, l'humidité spécifique reste dans les mêmes ordres de grandeurs pendant la simulation, tout en connaissant quelques pics de diminution.

L'évolution du flux solaire est classique : il est nul la nuit et maximum en milieu de journée. Il atteint quasiment 1000 W/m^2 à son maximum ce qui est particulièrement important, mais normal pour une journée d'été. Il connaît quelques diminutions brutales qui peuvent provenir de la présence de nuages.

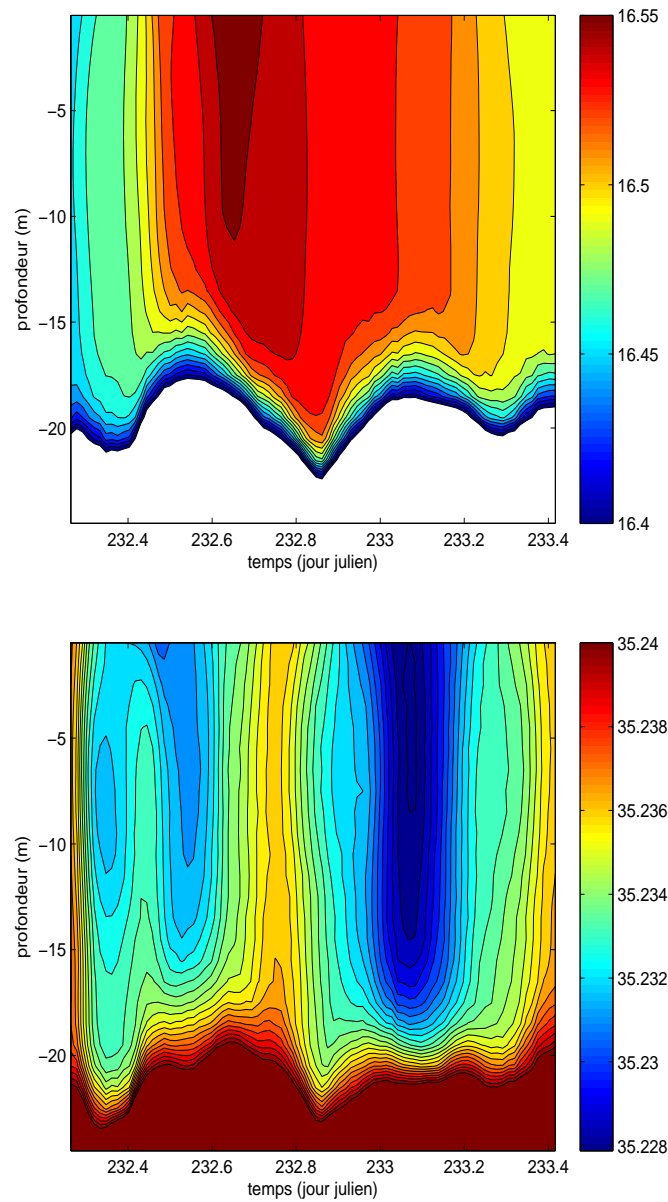


FIG. 6.39 – Zoom sur la couche de mélange pour la température (haut) et la salinité (bas) observées du 19 au 20 août 2008.

Le flux radiatif net suit la même évolution que le flux solaire en journée puisque ce dernier est dominant, et est négatif pendant la nuit puisque dominé par le flux infrarouge.

Le module du vent enfin est maximal en début d'observations où il atteint 16 m/s , puis diminue pour atteindre 8 m/s les premières heures du 233^{ième} jour julien, et enfin réaugmente jusqu'à la fin du point fixe pour atteindre une valeur proche de celle de départ.

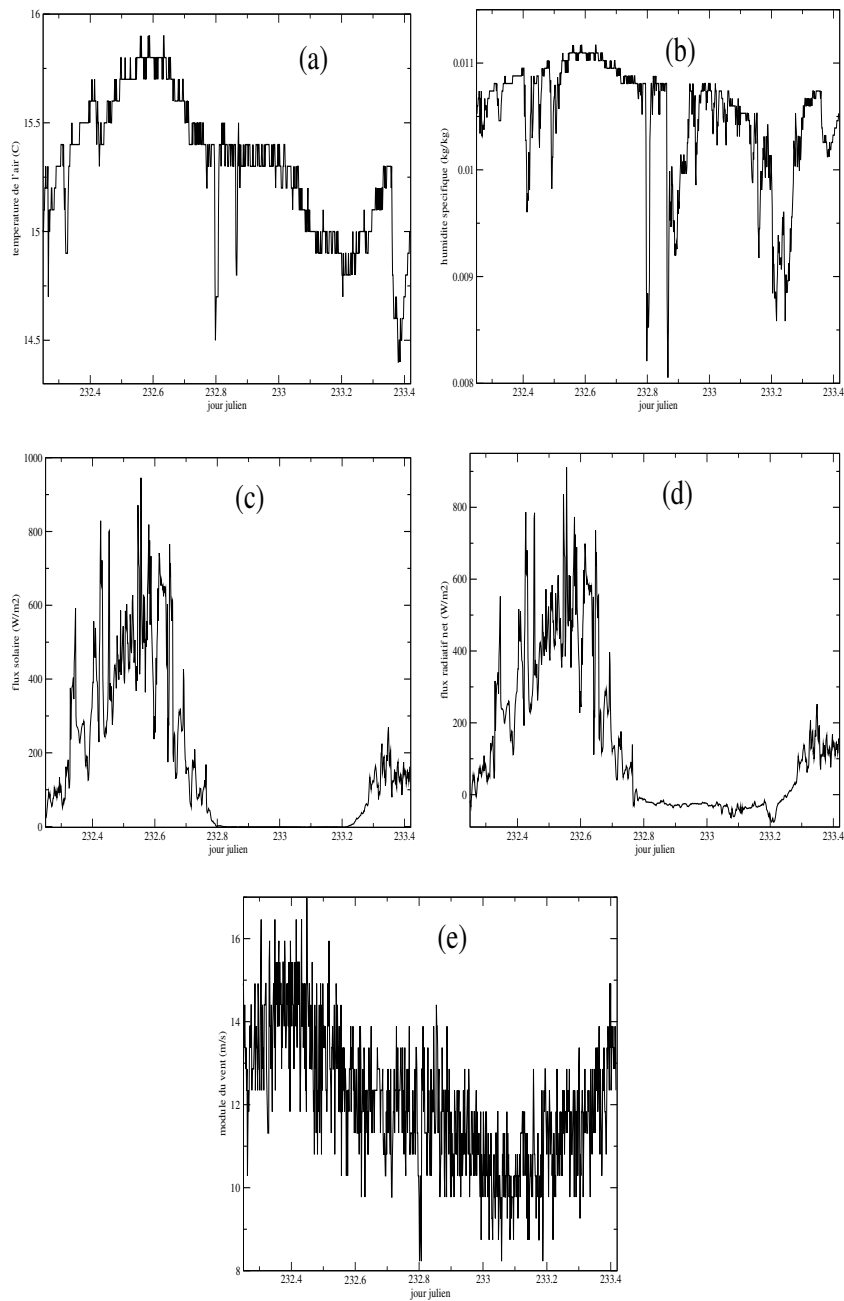


FIG. 6.40 – Observations réalisées pour le deuxième point fixe concernant différents paramètres : température de l'air (a), humidité spécifique (b), flux solaire (c), flux radiatif net (d), vitesse du vent (e).

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Influence de la surface sur les modèles atmosphérique et océanique

Le modèle atmosphérique principalement utilisé durant cette thèse est AROME, un modèle à aire limitée de prévision numérique du temps à méso échelle. Les processus de surface sont traités dans un module externalisé appelé SURFEX. La partie qui nous intéresse dans celui-ci est celle concernant les mers et océans, qui est paramétrisée grâce à divers schémas. Le modèle océanique considéré est HYCOM, un modèle de circulation générale océanique en coordonnées hybrides. Celui-ci nécessite, pour représenter correctement l'évolution de l'océan, des forçages atmosphériques. Le modèle utilise ceux-ci par la suite afin de calculer les flux turbulents de surface, les paramètres clé définissant les interactions entre les deux domaines. Les méthodes de paramétrisations sont diverses, et les plus courantes sont les méthodes bulk (ou aérodynamique globale), directes ou itératives.

Des premiers tests de sensibilité des deux modèles aux paramètres de surface ont ensuite été menés. En ce qui concerne AROME, ceux-ci reposent sur l'étude d'un cas de stratocumulus marin. Après avoir vérifié la concordance des résultats des simulations du modèle avec les observations, nous avons imposé des variations de SST à celui-ci afin d'analyser son comportement. Il s'est d'abord avéré que le découplage du nuage observé en milieu de journée qu'AROME n'arrivait pas à reproduire se produit lorsque sa SST est diminuée de $3K$. Ensuite, la réponse du modèle dépend du moment, de l'intensité et de la manière dont le changement est effectué, AROME est donc particulièrement sensible à une variation de SST. Nous avons enfin remarqué que la discrétisation du modèle, en particulier au niveau de la surface, n'était pas suffisante pour représenter certains processus, comme par exemple l'évaluation de la position du sommet du nuage. Concernant HYCOM, différentes études de sensibilité aux forçages atmosphériques ont été réalisées. Il en ressort dans un premier temps que la température de l'océan est principalement influencée par le vent, la température de l'air et les flux radiatifs. La salinité est un paramètre beaucoup moins sensible, et son évolution dépend notamment des précipitations et des flux de chaleur latente. Nous avons ensuite testé la fréquence de forçage nécessaire au bon fonctionnement d'HYCOM et il s'est avéré que même si dans certains cas, un forçage toutes les trois heures est suffisant, il vaut mieux utiliser des forçages toutes les deux heures. Les modèles atmosphériques actuels ne fournissant ceux-ci que toutes les six heures, ou éventuellement trois heures dans le meilleur des cas, un couplage avec un modèle d'atmosphère permettrait peut être de résoudre ces problèmes, ou il suffirait peut être de récupérer des forçages plus fréquents. A ces interrogations s'ajoutent celle de l'intensité des forçages, et la deuxième partie présente le comportement du modèle océanique dans une configuration plus extrême.

La représentation numérique de la couche de mélange océanique

Nous avons étudié dans cette partie l'influence de la résolution verticale sur la dynamique de la couche de mélange océanique du modèle HYCOM. Celui-ci est un modèle hybride, à savoir que la couche de mélange est caractérisée par des coordonnées géopotentielle (ou z), alors que l'intérieur de l'océan est formé de couches isopycnales. Dans une configuration très simplifiée en une dimension où seuls le générateur de coordonnées hybrides, les forçages et le schéma de mélange sont activés, nous avons mis en place une

expérience de référence à haute résolution verticale (1 m). Nous avons comparé à celle-ci les résultats d'une solution hybride à 32 couches pour un cas de convection profonde. La solution hybride s'est avérée très différente de la référence, à cause de la différence élevée de SST, ainsi que de la mauvaise représentation de la couche de mélange et de la thermocline. Ceci provient des paramètres définissant la couche de mélange, trop petits dans ce cas pour suivre l'évolution de celle-ci. Nous avons alors suggéré l'idée de les faire varier au cours du temps plutôt que de les fixer en début de simulation comme c'est le cas actuellement dans HYCOM, et ce afin de s'adapter à l'évolution de la couche de mélange quel que soit le type de forçage. Après divers tests pour adapter ces coefficients, nous avons mis au point une méthode qui comporte trois étapes : la détermination de l'épaisseur de la couche de mélange, le calcul des coefficients la définissant et enfin le filtrage de ceux-ci pour limiter les variations brusques et donc les erreurs numériques. La méthode a été testée dans trois cas différents (convection, mélange dû au vent et réaliste), et celle-ci s'avère être meilleure que lorsque les coefficients sont gardés constants quasiment tout le temps pour les trois différents cas. Malgré ces résultats très encourageants, diverses améliorations devront être effectuées, notamment pour le passage en trois dimensions. En effet, les premiers tests ont montré que la méthode adaptative reproduit mieux les profils observés lors d'une radiale qu'une solution avec coefficients constants malgré une variabilité plus grande des profils en sub-surface. Ces résultats sont très encourageants mais du travail est encore nécessaire pour obtenir une solution plus proche des observations.

Etudes des interactions océan-atmosphère en zone côtière

Nous nous sommes attachés à la validation du schéma de mélange vertical KPP, et ce à partir de deux campagnes de mesures, MOUTON2007 et MOUTON2008. Nous voulions étudier dans chaque cas l'impact des effets radiatifs sur l'évolution de la température de l'océan, et c'est pourquoi nous avons filtré la température observée des effets de la marée. Plusieurs méthodes ont été testées mais celle retenue dans les deux cas repose sur la corrélation entre la température et la salinité ainsi que le fait que cette dernière n'est influencée que par les effets d'advection associés à la marée. En 2007, peu d'observations atmosphériques avaient été réalisées, et les sorties de deux modèles atmosphériques ont été utilisées comme forçages du modèle d'océan, et ont été dans un premier temps validées grâce aux quelques observations au point fixe et à l'emplacement d'une bouée située non loin de celui-ci. En 2008 par contre, des observations atmosphériques des paramètres de surface ainsi que des radiosondages ont été effectués, ce qui nous a permis d'une part de comparer les prévisions d'AROME et d'ALADIN aux observations pour les valider, ainsi que de comparer les résultats du modèle d'océan en réponse aux forçages par les observations ou par les modèles atmosphériques. Les observations de température et d'humidité spécifique ont cependant dû être corrigées pour cause de panne des capteurs durant la campagne de mesures. AROME et ALADIN donnent des résultats proches des observations concernant les paramètres de surface, et le premier reproduit bien les profils verticaux de température, d'humidité spécifique et de vent en comparaison aux radiosondages. Ces observations ont été assimilées dans les modèles opérationnels de Météo France, même si, en pratique, un très faible pourcentage des données est utilisé. Dans les deux cas (en 2007 et 2008), il a été nécessaire de corriger les flux radiatifs, notamment le flux solaire, puisqu'ils induisaient trop de réchauffement dans le modèle d'océan. Ensuite, divers tests de sensibilité ont été réalisés afin de valider le schéma de mélange KPP. Dans les deux cas, les processus les plus importants sont l'instabilité de cisaillement et la dynamique de la couche de mélange. Pour augmenter le mélange manquant dans la colonne d'eau, nous avons forcé la vitesse du modèle par la somme des vitesses dues aux forçages seuls et des vitesses observées, et ce afin de reconstruire un champ de vitesses réaliste. A ceci s'ajoute l'activation de la couche limite de fond, essentielle à l'obtention d'une solution proche des observations à cause du mélange supplémentaire qu'elle entraîne. Cependant, pour l'expérience de 2008, la contribution de l'instabilité de cisaillement a dû être augmentée afin d'accroître le mélange vertical. Après ces modifications, la solution obtenue dans les deux cas est proche des observations filtrées de la marée. Les autres phénomènes, comme par exemple la double diffusion et les ondes internes non résolues n'ont pas d'impact significatif. Par contre, dans la simulation de 2007, la désactivation des termes non locaux améliore la solution, donc ceux-ci sont probablement inhibés dans ce cas, mais par contre, en 2008, les désactiver ne change rien à la solution. Les flux turbulents ensuite s'avèrent plutôt sensibles à la méthode utilisée pour les calculer, mais le flux radiatif net étant dominant par rapport à ceux-ci, les différentes paramétrisations donnent des résultats très similaires. Il s'est cependant avéré pour la simulation de 2007 que la meilleure paramétrisation est celle qui surestime le flux de quantité de mouvement

turbulent, ce qui suggère une éventuelle amélioration des résultats avec la prise en compte des vagues. En 2008, la meilleure paramétrisation est celle qui écrête à 0 le flux de chaleur latente lorsque celui-ci est positif, phénomène rare en général mais qui se produit dans ce cas particulier. Enfin, en ce qui concerne les forçages atmosphériques utilisés, AROME donne de meilleurs résultats qu'ALADIN dans les deux cas, mais en 2008, ce sont les observations qui constituent les meilleurs forçages.

Perspectives

Une première perspective à cette thèse serait de continuer le travail sur l'adaptation de la résolution verticale dans la couche de mélange d'HYCOM. En effet, en une dimension, la méthode adaptative nécessiterait d'autres tests afin de mieux définir le coefficient d'amortissement du filtrage, pour éventuellement le rendre dépendant des forçages utilisés. Il faudrait également tester d'autres cas, pour d'une part vérifier la validité de la méthode, et d'autre part affiner les divers paramètres de la méthode, comme par exemple la définition de l'épaisseur de la première couche. Ensuite, nous avons présenté les premiers résultats promoteurs en trois dimensions, mais il reste encore beaucoup de travail pour rendre la méthode opérationnelle. En effet, les conditions aux limites doivent être adaptées pour la méthode puisque pour l'instant elles sont projetées avec les coefficients caractéristiques de l'Atlantique nord-est alors qu'elle devraient être établies dynamiquement. Ensuite, d'autres cas doivent être testés, ceux-ci amenant probablement d'autres questions et possibles améliorations. Une méthode de filtrage spatial devra probablement être mise en place afin d'éviter les variations trop importantes des paramètres définissant la couche de mélange d'un point à un autre de la grille.

Ensuite, le travail sur la campagne de mesures MOUTON2008 pourrait être poursuivi. En ce qui concerne le troisième point fixe tout d'abord, les études doivent être approfondies. En effet, les résultats ne semblent pas aussi bons que pour la simulation de 2007, et il faudrait savoir si c'est dû à la manière de filtrer les phénomènes d'advection qui n'est pas suffisante, ou à la validation du schéma de mélange vertical KPP qui n'est pas complète. Il serait ensuite intéressant de comparer les divers schémas de mélange vertical implémentés dans HYCOM afin de comparer leurs résultats à celui de KPP. En effet, un des quatre autres peut donner de meilleurs résultats dans ce cas particulier, et ceci nous permettrait peut être de mettre en évidence les atouts et faiblesses de celui-ci. Le même test peut être réalisé pour les expériences de 2007, ce qui permettrait éventuellement de mieux comprendre l'impact des flux non locaux, puisque c'est une caractéristique particulière de KPP.

Lors de cette thèse, le plus grande partie des travaux s'est concentrée sur la partie océanique, en 2007 parce que les observations atmosphériques manquaient, et en 2008 par manque de temps pour les traiter. Une simulation en une dimension avec le modèle AROME a déjà été mise en place, mais les résultats donnés par celle-ci sont trop différents des simulations en trois dimensions pour l'instant. Pour améliorer ceci, il faut pouvoir définir correctement les forçages de grande échelle, notamment au niveau de la température et du vent. Les simulations en trois dimensions peuvent être utilisées pour calculer le vent géostrophique et celui-ci servira à forcer le modèle en une dimension afin qu'il suive une évolution plus proche de la réalité. De nombreux tests sont nécessaires, c'est pourquoi nous n'avons pas eu le temps nécessaire pour obtenir une simulation correcte. Dès qu'elle sera mise en place, nous pourrons la comparer aux radiosondages afin de valider AROME sur la verticale, comme cela a été commencé avec les simulations en trois dimensions. Un couplage interactif en une dimension pourra ensuite être mis en place, qui permettra de comparer les résultats entre forçage et couplage. Nous avons vu au cours de cette thèse que le modèle AROME est particulièrement sensible à des variations de SST donc si celle-ci est modifiée à chaque pas de temps grâce au couplage, ce dernier pourrait améliorer le réalisme des simulations. Pour l'océan, une mise à jour des conditions atmosphériques à chaque pas de temps n'est pas forcément nécessaire puisque l'évolution est plus lente. La fréquence de ce couplage pour l'un et l'autre des modèles, ainsi que leurs pas de temps respectifs sont des exemples de problèmes à considérer lors des tests du couplage.

Le même travail pourra également être réalisé sur les deux autres points fixes. Le premier est malheureusement trop court puisqu'il ne contient pas un cycle diurne complet, et les mesures ont dû être arrêtées pour cause de mauvais temps juste avant la restratification de milieu de journée. Il sera cependant intéressant à étudier, notamment à cause des mauvaises conditions atmosphériques et océaniques.

Le deuxième point fixe est complètement différent des autres. En effet, celui-ci a été effectué beaucoup plus loin de la côte et est caractérisé par une forte thermocline vers 30 *m* de profondeur. L'étude de ces deux points fixes nous permettra donc de valider le schéma de mélange vertical KPP sur des cas différents, ainsi que le modèle AROME grâce aux radiosondages.

Une dernière perspective serait de mettre en place un couplage complet entre les deux modèles en trois dimensions. Ceci pose divers problèmes par rapport au couplage en une dimension, notamment au niveau de l'interpolation spatiale entre les grilles des deux modèles qui ne se correspondent pas forcément. Il faudrait ensuite tester ce couplage dans un premier temps sur des cas académiques et ensuite sur des cas réalistes.

Bibliographie

- Adrian, G., Fiedler, F., 1991. Simulation of unstationary wind and temperature fields over complex terrain and comparison with observations. *Beitr. Phys. Atmos.* 64, 27–48.
- Albrecht, B., Bretherton, C., Johnson, D., Schubert, W. H., Frisch, A., 1995. The atlantic stratocumulus transition experiment-astex. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 76, 889–903.
- Albrecht, B., Fairall, C., Thomson, D., White, A., Snider, J., Schubert, W., 1990. Surface-based remote sensing of the observed and the adiabatic liquid-water content of stratocumulus clouds. *Geophys. Res. Lett.* 17, 89–92.
- Albrecht, B., Randall, D., Nicholls, S., 1988. Observations of marine stratocumulus during fire. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 69, 618–626.
- Anderson, R., 1993. A study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial-dissipation method. *J. Phys. Oceanogr.* 23, 2153–2161.
- Anthes, R., Warner, T., 1978. Development of hydrodynamic models suitable for air pollution and other mesometeorological studies. *Mon. Wea. Rev.* 106, 1045–1078.
- Barnier, B., Brodeau, L., Penduff, T., 2006. News : Ocean surface forcing and surface fields. *Mercator Ocean Quaterly Newsletter*, 4–7.
- Bechtold, P., Bazile, E., Guichard, F., Mascart, P., Richard, E., 2001. A mass flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 127, 869–886.
- Belamari, S., 2005. Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes. *MERSEA IP Deliverable D.4.1.2*, 29.
- Betts, A., 1990. The diurnal variation of california coastal stratocumulus for two days of boundary layer soundings. *Tellus* 42A, 302–304.
- Blaskovic, M., Davies, R., Snider, J., 1991. Diurnal variation of marine stratocumulus over san nicolas island during july 1987. *Mon. Wea. Rev.* 119, 1468–1478.
- Bleck, R., 2002. An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-cartesian coordinates. *Ocean Modelling* 4, 55–88.
- Bleck, R., Benjamin, S., 1993. Regional weather prediction with a model combining terrain-following and isentropic coordinates. part i. model description. *Mon. Weather Rev.* 121, 1770–1785.
- Bleck, R., Boudra, D., 1981. Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 755–770.
- Bleck, R., Rooth, C., Hu, D., Smith, L., 1992. Salinity driven thermocline transients in a wind and thermohaline forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* 22, 1486–1505.
- Bougeault, P., Sadourny, R., 2001. *Dynamique de l’atmosphère et de l’océan*. Ellipses.
- Bouttier, F., 2007. Arome, avenir de la prévision régionale. *La Météorologie* 58, 12–20.

- Boyer, A. L., Cambon, G., Daniault, N., Herbette, S., Cann, B. L., Marié, L., Morin, P., 2009. Observations of the ushant tidal front in september 2007. *Continental Shelf Research* 29 (8), 1026–1037.
- Brainerd, K. E., Gregg, M. C., 1995. Surface mixed and mixing layer depths. *Deep Sea Res., Part A* 9, 1521–1543.
- Brunke, M., Fairall, C., Zeng, X., Eymard, L., Curry, J., 2003. Which bulk aerodynamic algorithms are least problematic in computing ocean surface turbulent fluxes? *J. Climate* 16, 619–635.
- Brut, A., Butet, A., Durand, P., Caniaux, G., Planton, S., 2005. Air-sea exchanges in the equatorial area from the equalant99 dataset : Bulk parameterizations of turbulent fluxes corrected for airflow distortion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 131, 2497–2538.
- Bubnová, R., Hello, G., Bénard, P., Geleyn, J.-F., 1995. Integration of the fully elastic equations cast in the hydrostatic pressure terrain-following coordinate in the framework of the arpege/aladin nwp system. *Mon. Wea. Rev.* 123, 515–535.
- Businger, J., 1972. Flux profile relationship in the atmospheric surface layer. *Workshop on Micrometeorology*, Haugen Ed., 67–100.
- Cambon, G., 2008. Etude numérique de la mer d'iroise : dynamique, variabilité du front d'ouessant et évaluation des échanges cross-frontaux. Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale.
- Caniaux, G., Brut, A., Bourras, D., H.Giordani, Paci, A., Prieur, L., Reverdin, G., 2005. A one year sea surface heat budget in the northeastern atlantic basin during the pomme experiment : 1. flux estimates. *J. Geophys. Res.* 110.
- Caniaux, G., Redelsperger, J.-L., Lafore, J.-P., 1994. A numerical study of the stratiform region of fast-moving squall line. *J. Atmos. Sci.* 51, 2046–2074.
- Canuto, V. M., Howard, A., Cheng, Y., Dubovikov, M., 2001. Ocean turbulence. part i. one-point closure model-momentum and heat vertical diffusivities. *J. Phys. Oceanogr.* 31, 1413–1426.
- Canuto, V. M., Howard, A., Cheng, Y., Dubovikov, M., 2002. Ocean turbulence. part ii. vertical diffusivities of momentum, heat, salt, mass, and passive scalars. *J. Phys. Oceanogr.* 32, 240–264.
- Chassignet, E., Dietrich, H. A., Ezer, T., Ghil, M., Haidvogel, D., Ma, C.-C., Mehra, A., Paiva, A., Sirkes, Z., 2000. DamÉe-nab : The base experiments. *Dyn. Atmos. and Oceans* 32, 155–184.
- Chassignet, E., Hurlburt, H., Smedstad, O., Halliwell, G., Hogan, P., Wallcraft, A., Baraille, R., Bleck, R., 2007. The HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model) data assimilative system. *J. Mar. Sys.* 65, 60–83.
- Courtier, P., Andersson, E., Heckley, W., Pailleux, J., Vaisijevic, D., Hamrud, M., Hollingsworth, A., Rabier, F., Fisher, M., 1998. The ECMWF implementation of the three dimensional variational assimilation (3d-var). part i : Formulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 124, 1783–1807.
- Courtier, P., Freydier, C., Geleyn, J.-F., Rochas, M., 1991. The arpege project at météo-france. *ECMWF seminar proceedings* 2, 193–231.
- Curry, J., Bentamy, A., Bourassa, M. A., Bourras, D., Bradley, E., Brunke, M., Castro, S., Chou, S., Clayson, C. A., Emery, W., Eymard, L., Fairall, C., Kubota, M., Lin, B., Perrie, W., Reeder, R., Renfrew, I., Rossow, W., Schulz, J., Smith, S., Webster, P., Wick, G., Zeng, X., 2004. Seafflux. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 85, 409–424.
- Cushman-Roisin, B., Beckers, J.-M., 2009. Introduction to geophysical fluid dynamics : Physical and numerical aspects. Academic Press.
- Cuxart, J., Bougeault, P., Redelsperger, J.-L., 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 126, 1–30.

- de Boyer Montégut, C., Madec, G., Fischer, A., Lazar, A., Iudicone, D., 2004. Mixed layer depth over the global ocean : An examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.* 109.
- DeCosmo, J., J., Katsaros, K., Smith, S., Anderson, R., Osst, W., Bumke, K., Chadwick, H., 1996. Air-sea exchange of sensible heat and water vapor : the hexos results. *J. Geophys. Res.* 101, 12001–12016.
- Derrien, M., Gléau, H. L., 2005. MSG/SEVIRI cloud mask and type from SAFNWC. *Internat. J. Remote Sensing* 26 (21), 4707–4732.
- Desroziers, G., Hello, G., Thépaut, J., 2003. A 4d-var reanalysis of fastex. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 129, 1301–1315.
- Ducrocq, V., Bouttier, F., Malardel, S., Montmerle, T., Seity, Y., 2005. Le projet arome. *La Houille Blanche* 2, 39–43.
- Dupuis, H., Guérin, C., Weill, A., Hauser, D., 1999. Heat flux estimates by the inertial dissipation method during the fetch experiment. *Proceedings of the air-sea interface symposium, Sydney, Australia, 11-15 January 1999.* Ed. M.L. Banner. The Univ. of South Wales, Sydney, Australia.
- Durski, S., Glenn, S., Haidvogel, D., 2004. Vertical mixing schemes in the coastal ocean : comparison of the level 2.5 Mellor-Yamada scheme with an enhanced version of the K profile parameterization. *J. Geophys. Res.* 109.
- Duynkerke, P. G., de Roode, S. R., van Zanten, M. C., Calvo, J., Cuxart, J., Cheinet, S., Chlond, A., Grenier, H., Jonker, P. J., Köhler, M., Lenderink, G., Lewellen, D., Lappen, C.-L., Lock, A. P., Moeng, C.-H., Müller, F., Olmeda, D., Piriou, J.-M., Sanchez, E., Sednev, I., 2004. Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the eurocs stratocumulus case. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 130, 3269–3296.
- DYNAMO, G., 1997. Dynamics of north atlantic models : simulation and assimilation with high resolution models. *Ber. Inst. f. Meereskunde Kiel*, 294–333.
- Ekman, V. W., 1905. On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Arch. Math. Astron. Phys.* 2, No. 11.
- Ekman, V. W., 1906. Beiträge zur theorie der meeresströmungen. *Ann. Hydrogr. Marit. Meteor.*, 1–50.
- Eymard, L., Caniaux, G., Dupuis, H., Prieur, L., Giordani, H., Troadec, R., Bessemoulin, P., Lachaud, G., Bouhours, G., Bourras, D., Guerin, C., LeBorgne, P., Brisson, A., Marsouinand, A., 1997. Surface fluxes in the north atlantic during CATCH/FASTEX. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 125, 3563–3599.
- Eymard, L., Planton, S., Durand, P., Visage, C. L., Traon, P. L., Prieur, L., Weill, A., Hauser, D., Rolland, J., Pelon, J., Baudin, F., Bénech, B., Brenguier, J., Caniaux, G., de Mey, P., Dombrowski, E., Druilhet, A., Dupuis, H., Ferret, B., Flamant, C., Flamant, P., Hernandez, F., ans K. Katsaros, D. J., Lambert, D., Lefèvre, J., LeBorgne, P., Squere, B. L., Marsoin, A., Roquet, H., Tournadre, J., Trouillet, V., Tychensky, A., Zakardjian, B., 1996. Study of air-sea interactions at the mesoscale : the SEMAPHORE experiment. *Ann. Geophys.* 14, 986–1015.
- Fairall, C., Bradley, E., Hare, J., Grachev, A., Edson, J., 2003. Bulk parameterization of air-sea fluxes : updates and verification for the coare algorithm. *J. Climate* 16, 571–591.
- Fairall, C., Bradley, E., Rogers, D., Edson, J., Young, G., 1996. Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment. *J. Geophys. Res.* 101, 3747–3564.
- Fairall, C., White, A., 1997. Integrated shipboard measurements of the marine boundary layer. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 14, 338–359.
- Garratt, J., 1992. *The atmospheric boundary layer.* Cambridge University Press.
- Giordani, H., Noilhan, J., Lacarrere, P., Bessemoulin, P., Mascart, P., 1996. Modelling the surface processes and the atmospheric boundary layer for semi-arid conditions. *Agricultural and Forest Meteorology* 80, 263–287.

- Gosnell, R., Fairall, C., Webster, P., 1995. The sensible heat of rainfall in the tropical ocean. *J. Geophys. Res.* 100, 18437–18442.
- Gouriou, Y., Andrié, C., Bourlès, B., Freudenthal, S., Arnault, S., Aman, A., Eldin, G., du Penhoat, Y., Baurand, F., Gallois, F., Churchla, R., 2001. Deep circulation in the equatorial Atlantic Ocean. *Geophys. Res. Lett.* 28, 819–822.
- Grant, W., Madsen, O., 1986. The continental-shelf bottom boundary layer. *Ann. Rev. Fluid. Mech.* 18, 265–305.
- Griffies, S., Böning, C., Bryan, F., Chassignet, E., Gerdes, R., Hasumi, H., Hirst, A., Treguier, A., Webb, D., 2000. Developments in ocean climate modelling. *Ocean Modelling* 2, 123–192.
- Halliwel, G., 2004. Evaluation of vertical coordinate and vertical mixing algorithms in the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). *Ocean Model* 7, 285–322.
- Halliwel, G., Barth, A., Weisberg, R., Hogan, P., Smedstad, O., Cummings, J., 2009. Impact of GODAE products on nested HYCOM simulations of the west florida shelf. *Ocean Dyn.* 59, 139–155.
- Halliwel, G., Bleck, R., Chassignet, E., Smith, L., 2000. Mixed layer model validation in atlantic ocean simulations using the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). *EOS*, 80, OS304.
- Hauser, D., Dupuis, H., de Madron, X. D., Estournel, C., Flamant, C., Pelon, J., Queffeuou, P., Lefèvre, J., 2000. La campagne fetch : Une expérience pour l'étude des échanges océan/atmosphère dans les conditions côtières du golfe du lion. 8ème Série numéro 29, *La Météorologie*.
- Jabouille, P., Redelsperger, J.-L., Lafore, J., 1996. Modification of surface fluxes by atmospheric convection in the toga coare region. *Mon. Wea. Rev.* 124, 816–837.
- Jerlov, N., 1976. *Marine optics*. Elsevier Publishing, New York.
- Kara, A., Birol, K., Hurlburt, H., 2004. A note on the stability-dependent exchange coefficients of air-sea fluxes for use in general circulation models. submitted to *J. Atmos. Oceanic Technol.*
- Kara, A., Rochford, P., Hurlburt, H., 2002. Air-sea flux estimates and the 1997-1998 enso event. *Bound. Layer Met.* 103, 439–458.
- Kraus, E., Turner, J., 1967. A one-dimensional model of the seasonal thermocline : Part ii the general theory and its consequences. *Tellus* 19, 98–106.
- Lafore, J.-P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Hereil, P., Mascart, P., Pinty, J.-P., Redelsperger, J.-L., Richard, E., de Arellano, J. V.-G., 1998. The meso-nh atmospheric simulation system : Part i : Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae* 16, 90–109.
- Laprise, R., 1992. The Euler equations of motion with hydrostatic pressure as an independent variable. *Mon. Wea. Rev.* 120, 197–207.
- Large, W., Danabasoglu, G., Doney, S., McWilliams, J., 1997. Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model : Annual-mean climatology. *J. Phys. Oceanogr.* 27, 2418–2447.
- Large, W., McWilliams, J., Doney, S., 1994. Oceanic vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.* 32, 363–403.
- Large, W., Pond, S., 1981. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 324–336.
- Large, W., Pond, S., 1982. Sensible and latent heat flux measurements over the ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 12, 464–482.
- Lazure, P., Jegou, A.-M., 1998. 3d modelling of seasonal evolution of loire and gironde plumes on biscay bay continental shelf. *Oceanologica Acta* 21 (2), 165–177.

- Liu, W., Katsaros, K., Businger, J., 1979. Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *J. Atmos. Sci.* 36, 1722–1735.
- Louis, J., 1979. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Bound. Layer Meteor.* 17, 187–202.
- Madec, G., 2008. Nemo reference manual, ocean dynamics component : Nemo-opa preliminary version. Note du Pole de Modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No 27 ISSN No 1288-1619.
- Mahrt, L., Gibson, W., 1992. Flux decomposition into incoherent structures. *Boundary Layer Meteorol.* 60, 143–168.
- Mailhôt, J., Benoit, R., 1982. A finite-element model of the atmospheric boundary layer suitable for use with numerical weather prediction models. *J. Atmos. Sci.* 39, 2249–2266.
- Mariette, V., Le Cann, B., 1984. simulation of the formation of ushant thermal front. *Continental shelf Res.* 4, 637–660.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J., Herrmann, M., Estournel, C., Pairaud, I., Ulses, C., 2008. Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling* 20, 61–89.
- Martin, E., Moigne, P. L., Masson, V., 2007. Le code de surface externalisé surfex de météo france. Ateliers de Modélisation de l'Atmosphère (<http://www.cnrm.meteo.fr/ama20007/>), Toulouse, 16-18 January.
- Mascart, P., Noilhan, J., Giordani, H., 1995. A modified parameterization of the surface layer flux profile relationships using different roughness length values for heat and momentum. *Bound. Layer Meteor.* 72, 331–344.
- Masson, V., 2000. A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Bound. Layer Meteor.* 94, 357–397.
- Masson, V., Champeaux, J.-L., Chauvin, C., Meriguet, C., Lacaze, R., 2003. A global database of land surface parameters at 1km resolution for use in meteorological and climate models. *J. Climate* 16, 1261–1282.
- Mellor, G., Yamada, T., 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.* 20, 851–875.
- Michalakes, J., Dudhia, J., Gill, D., Klemp, J., Skamarock, W., 1999. Design of a next-generation regional weather research and forecast model. *Towards teracomputing*, World Scientific, River Edge, New Jersey, 117–124.
- Mironov, D., Golosov, S., Heise, E., Kourzeneva, E., Ritter, B., Sceider, N., Terzhevik, A., 2005. Flake - a lake model for environmental applications. *Proc. of the 9th Workshop on Physical Processes in Natural Waters*, 4-6 September 2005, A. Folkard and I. Jones, Eds., Lancaster University, UK 73.
- Mlawer, E., Taubman, S., Brown, P., Iacono, M., Clough, S., 1997. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. *J. Geophys. Res.* 102D, 16663–16682.
- Mondon, S., Redelsperger, J., 1998. A study of fair weather boundary layer in toga coare :parameterization of surface fluxes in a large scale and regional models for light wind conditions. *Bound. Layer Meteor.* 88, 47–76.
- Monin, A., Obukhov, A., 1954. Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo peremesivaniya v prizemnom sloe atmosfery. *Trudy geofiz. inst. AN SSSR* 24 (151), 163–187.
- Monin, A. S., 1970. The atmospheric boundary layer. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2, 225–250.
- Morcrette, J., 1991. Radiation and cloud radiative properties in the european center for medium range weather forecasts forecasting system. *J. Geophys. Res.* 96, 9121–9132.

- Muller, H., Dumas, F., Blanke, B., Mariette, V., 2007. High-resolution atmospheric forcing for regional oceanic model : the ivoire sea. *Oc. Dyn.* 57 (4-5), 375–400.
- Nicholls, S., 1984. The dynamics of stratocumulus : aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 110, 783–820.
- Noilhan, J., Mahfouf, J.-F., 1996. The isba land surface parameterization scheme. *Global and Planetary Change* 13, 145–159.
- Noilhan, J., Planton, S., 1989. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.* 117, 536–549.
- Ola, P., Persson, G., Hare, J., Fairall, C., Otto, W., 2005. Air-sea interaction processes in warm and cold sectors of extratropical cyclonic storms observed during fastex. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 131, 877–912.
- Pailleux, J., Geleyn, J.-F., Legrand, E., 2000. La prévision numérique du temps avec les modèles arpege et aladin. *La Météorologie* 30, 32–60.
- Paiva, A., Chassignet, E. P., 2001. The impact of surface flux parameterization on the modeling of the North Atlantic ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 31, 1860–1879.
- Pergaud, J., Masson, V., Malardel, S., Couvreux, F., 2008. A parameterization of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction. submitted to *Bound. Lay. Meteor.*
- Pinty, J.-P., Jabouille, P., 1998. A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model : simulation of a squall line and of orographic precipitation. Preprints on Conf. On Cloud Physics, Everett, WA, Amer. Meteor. Soc. 2, 217–220.
- Prandtl, L., 1905. Ueber flussigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. *Proceedings of the 3rd International Congress of Mathematicians (Heidelberg)*, 484–91.
- Price, J., Weller, R., Bowers, C., Briscoe, M., 1986. Diurnal cycling : observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling and wind mixing. *J. Geophys. Res.* 91, 8411–8427.
- Rabier, F., Mahfouf, J.-F., Klinker, E., 2000. Une nouvelle technique d'assimilation de données d'observation au cecmm ; l'assimilation variationnelle quadrimensionnelle. *La Météorologie* 30, 87–101.
- Rowley, C., Barron, C., Smedstad, L., Rhodes, R., 2002. Overview of ocean model assimilation and prediction being developed in global ncom. *Proceedings, MTS/IEEE Oceans 2002 Conference*, 29 October 2002, Biloxi, MS, 781–786.
- Shcheshetkin, A. F., McWilliams, J., 2004. The Regional Ocean Model System : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate ocean model. *Ocean Modelling* 9, 347–404.
- Smith, S. D., 1980. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.* 10, 709–726.
- Stein, J., Richard, E., Lafore, J.-P., Pinty, J.-P., Asencio, N., Cosma, S., 2000. High-resolution non-hydrostatic simulations of flash-flood episodes with grid-nesting and ice-phase parameterization. *Meteorol. Atmos. Phys.* 72, 101–110.
- Stevens, B., 2000. Cloud transitions and decoupling in shear-free stratocumulus topped boundary layers. *Geophys. Res. Lett.* 27, 2557–2560.
- Stull, R., 1988. *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers, Norwell, MA.
- Turner, J., 1973. *Buoyancy effects in fluids*. Cambridge University Press.
- Turton, J., Nicholls, S., 1987. A study of the diurnal variation of stratocumulus using a multiple mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 113 (477), 969–1009.

- Weatherly, G., Martin, P., 1978. On the structure and dynamics of the oceanic bottom boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.* 8(4), 557–570.
- Webb, E., Pearman, G., Leuning, R., 1980. Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 106, 85–100.
- Weill, A., Eymard, L., Caniaux, G., Hauser, D., Planton, S., Dupuis, H., Brut, A., Guerin, C., Nacass, P., Butet, A., Cloché, S., Pedreros, R., Bourras, D., Giordani, H., Lachaud, G., Bouhours, G., 2003. Toward better determination of turbulent air-sea fluxes from several experiments. *J. Climate* 16 (4), 600–618.
- Weller, R., Plueddemann, A., 1996. Observations of the vertical structure of the oceanic boundary layer. *J. Geophys. Res.* 101, 8789–8806.
- Williams, J. M., 1996. Modeling the oceanic general circulation. *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 28, 215–248.
- Wood, R., Bretherton, C., Hartmann, D., 2002. Diurnal cycle of liquid water path over the subtropical and tropical oceans. *Geo. Res. Let.* 29.
- Zeman, O., 1970. Progress in the modelling of planetary boundary layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 13, 253–272.
- Zeng, X., Zhao, M., Dickinson, R., 1998. Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using toga coare and tao data. *J. Climate* 11(10), 2628–2644.
- Zilitinkevich, S., Chalikov, D., 1968. On the resistance and heat/moisture transfer laws in the interaction between the atmosphere and the underlying surface. *Izv. Atmos. Oceanic Phys.* 4, 765–772.

Annexe A

Description détaillée du calcul des flux turbulents à la surface

A.1 Paramétrisation de Louis (1979)

Les fonctions de Louis, \mathcal{F}_D pour le stress et \mathcal{F}'_H pour la chaleur s'expriment de la manière suivante :

$$\mathcal{F}_X(R_i, z, z_t, z_0, z_{0_t}) = \begin{cases} \left(\mathcal{A} - \frac{b_X R_i}{1+c_X \sqrt{-R_i}} \right)^{\frac{1}{2}} & \text{pour } R_i \leq 0 \\ \left(\frac{\mathcal{A}}{1+b'_X \frac{R_i}{\sqrt{1+c'_X R_i}}} \right)^{\frac{1}{2}} & \text{pour } R_i > 0 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

avec R_i le nombre de Richardson défini par l'équation 2.55, z_0 et z_{0_t} sont les longueurs de rugosité et z et z_t sont les altitudes des paramètres atmosphériques correspondant généralement au premier niveau du modèle.

Les valeurs des coefficients \mathcal{A} , b , b' , c , c' (Mascart et al. (1995) ; Giordani et al. (1996)) pour le stress \mathcal{F}_D sont :

$$\begin{cases} \mathcal{A} = 1 \\ b_D = b'_D = 10 \\ c'_D = 5 \\ c_D = b_D C_{D10n} C M_* \left(\frac{z}{z_0} \right)^{PM} \\ C M_* = 6.8741 + 2.6933 \ln \left(\frac{z_0}{z_{0_t}} \right) - 0.3601 \ln \left(\frac{z_0}{z_{0_t}} \right)^2 + 0.0154 \ln \left(\frac{z_0}{z_{0_t}} \right)^3 \\ P M = 0.5233 - 0.0815 \ln \left(\frac{z_0}{z_{0_t}} \right) + 0.0135 \ln \left(\frac{z_0}{z_{0_t}} \right)^2 - 0.0010 \ln \left(\frac{z_0}{z_{0_t}} \right)^3 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

et pour la chaleur \mathcal{F}'_H sont :

$$\begin{cases} \mathcal{A} = \frac{\ln(z/z_0)}{\ln(z_t/z_{0_t})} \\ b_H = b'_H = 15 \\ c'_H = 5 \\ c_H = b_H C_{D10n} C H_* \left(\frac{z_t}{z_{0_t}} \right)^{PH} \\ C H_* = 3.2165 + 4.3431 \ln \left(\frac{z_{0_t}}{z_0} \right) + 0.5360 \ln \left(\frac{z_{0_t}}{z_0} \right)^2 - 0.0781 \ln \left(\frac{z_{0_t}}{z_0} \right)^3 \\ P M = 0.5802 - 0.1571 \ln \left(\frac{z_{0_t}}{z_0} \right) + 0.0327 \ln \left(\frac{z_{0_t}}{z_0} \right)^2 - 0.0026 \ln \left(\frac{z_{0_t}}{z_0} \right)^3 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Les coefficients de rugosité sont exprimés grâce au tableau A.1.

	z_0	$z_{0_t} = z_{0_q}$
$T \leq -2^\circ C$	$z_{0_{seaice}} = z_{0_{snow}} = 1.10^{-3}$	$z_{0_{Tseaice}} = z_{0_{Tsnow}} = 1.10^{-4}$
$T > -2^\circ C$	$0.015 \frac{u_*^2}{g}$	$0.015 \frac{u_*^2}{g}$

TAB. A.1 – Longueurs de rugosité pour la paramétrisation de Louis (1979).

A.2 Paramétrisation de Liu et al. (1979)

Le vent relatif est augmenté d'une correction liée aux rafales w_g telle que :

$$|\vec{v}_{gust}| = \sqrt{\|\vec{v}\|^2 + w_g^2} \quad (\text{A.4})$$

et

$$w_g = \beta_{gust} (bf z_{bl})^{\frac{1}{3}}, \quad (\text{A.5})$$

$$bf = \max\left(0, \frac{-g u_* \theta_{v_*}}{\theta}\right) \quad (\text{A.6})$$

$$\theta_{v_*} = \theta_* \left\{ 1 + q \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) \right\} + \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) \theta_{q_*}, \quad (\text{A.7})$$

où $\beta_{gust} = 1.2$ (Jabouille et al. (1996)), $z_{bl} = 600 \text{ m}$ est la hauteur de la couche limite atmosphérique, R_v et R_a sont les constantes de gaz parfaites pour la vapeur d'eau et pour l'air respectivement. Nous définissons également $\delta\theta$ et δq , les différences de température et d'humidité de la manière suivante :

$$\delta\theta = \theta_a - \theta_s + 0.0098 Z \theta_{ref} \quad (\text{A.8})$$

et

$$\delta q = q - q_s \quad (\text{A.9})$$

où $Z \theta_{ref}$ représente la hauteur de référence pour la température ($Z \theta_{ref} = 2 \text{ m}$ en général). La méthode consiste en plusieurs étapes :

0) Initialisations :

Les variables C_{d10n} , C_{h10n} et C_{e10n} sont initialisées comme suit :

$$\begin{cases} C_{d10n}^0 = |\vec{v}_{gust}|^0 \\ C_{h10n}^0 = \delta\theta \\ C_{e10n}^0 = \delta q \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Les paramètres d'échelle u_* , θ_* et q_* sont initialisés en posant :

$$\begin{cases} u_*^0 = 0.04 \times C_{d10n}^0 \\ \theta_*^0 = 0.04 \times C_{h10n}^0 \\ q_*^0 = 0.04 \times C_{e10n}^0 \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

1) Boucle itérative :

a) Calcul des coefficients neutres C_{Dn}^i , C_{hn}^i et C_{en}^i :

Diverses paramétrisations existent pour ceux-ci, nous présentons les neuf que nous emploierons par la suite dans le tableau A.2.

b) Calcul des paramètres d'échelle à l'itération i :

	référence et abréviation	$C_{Dn}^i \times 10^3$	$C_{Hn}^i \times 10^3$	$C_{En}^i \times 10^3$
1	Anderson (1993) "anderson93"	$0.4 + 0.079C_{d10n}^i$	$0.79 (z/L \geq 0)$ $1.11 (z/L < 0)$	$1.2 \times C_{hn}$
2	Brut et al. (2005) "brut02"	0.000884 $(C_{d10n}^i \leq 4)$ $0.548 + 0.084C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i > 4)$	0.001119 $(C_{d10n}^i \leq 4)$ $1.015 + 0.026C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i > 4)$	0.00085 $(C_{d10n}^i \leq 4)$ $0.63 + 0.055C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i > 4)$
3	Weill et al. (2003) "ecume"	$-2.2261 \cdot 10^{-4} (C_{d10n}^i)^3$ $+1.3067 \cdot 10^{-2} (C_{d10n}^i)^2$ $-1.2719 \cdot 10^{-1} C_{d10n}^i$ $+1.3013 (C_{d10n}^i \leq 16.8)$ $4.2684 \cdot 10^{-6} (C_{d10n}^i)^4$ $-4.8208 \cdot 10^{-4} (C_{d10n}^i)^3$ $+1.6212 \cdot 10^{-2} (C_{d10n}^i)^2$ $-0.13056 C_{d10n}^i + 1.3633$ $(16.8 \leq C_{d10n}^i \leq 50)$ 1.7828 (sinon)	$3.5763 \cdot 10^{-9} (C_{d10n}^i)^5$ $+3.4517 \cdot 10^{-6} (C_{d10n}^i)^4$ $-0.00043701 (C_{d10n}^i)^3$ $+0.016038 (C_{d10n}^i)^2$ $-0.12455 C_{d10n}^i$ $+1.2536$ $(C_{d10n}^i \leq 33)$ $3.1374 (C_{d10n}^i > 33)$	$5.0864 \cdot 10^{-6} (C_{d10n}^i)^4$ $-3.9144 \cdot 10^{-4} (C_{d10n}^i)^3$ $+1.1467 \cdot 10^{-2} (C_{d10n}^i)^2$ $-0.00011384 C_{d10n}^i$ $+0.0012687 (C_{d10n}^i \leq 29)$ $-2.6995 \cdot 10^{-3} (C_{d10n}^i)^2$ $+1.8229 \cdot 10^{-1} C_{d10n}^i$ -1.3526 $(29 \leq C_{d10n}^i \leq 33)$ 1.7232 (sinon)
4	Eymard et al. (1997) "eynard99"	$1.2455 - 0.0554 C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i \leq 6.3)$ $0.3867 + 0.0809 C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i > 6.3)$	$1.239 - 0.0363 C_{d10n}^i$ $(z/L \leq 0)$ 1.11 $(z/L > 0)$	$0.63 + 0.055 C_{d10n}^i$
5	Fairall et al. (2003) "fairall03"	$0.054 C_{d10n}^i + 0.75$ $(C_{d10n}^i \leq 10)$ $0.082 C_{d10n}^i + 0.48$ $(10 \leq C_{d10n}^i \leq 17)$ $0.061 \delta u_{10n} + 0.84$ (sinon)	$0.003 C_{d10n}^i + 1.09$ $(C_{d10n}^i \leq 10)$ $0.011 C_{d10n}^i + 1$ $(10 \leq C_{d10n}^i \leq 17)$ $0.009 C_{d10n}^i + 1.05$ (sinon)	$0.003 C_{d10n}^i + 1.09$ $(C_{d10n}^i \leq 10)$ $0.011 C_{d10n}^i + 1$ $(10 \leq C_{d10n}^i \leq 17)$ $0.009 C_{d10n}^i + 1.05$ (sinon)
6	Dupuis et al. (1999) "fetch"	1.10511666 $-0.0878417686 C_{d10n}^i$ $+0.0134616339 (C_{d10n}^i)^2$ $-0.000432124954 (C_{d10n}^i)^3$ $+3.2421999 \cdot 10^{-6} (C_{d10n}^i)^4$ $+4.80068419 \cdot 10^{-8} (C_{d10n}^i)^5$ $(C_{d10n}^i \leq 7.104)$ $0.064 C_{d10n}^i + 0.56$ $(C_{d10n}^i > 7.104)$	1.1848 $-0.276880952 C_{d10n}^i$ $+0.0750357143 (C_{d10n}^i)^2$ $-0.00608333333 (C_{d10n}^i)^3$ $(C_{d10n}^i \leq 5.08319)$ $0.034147 C_{d10n}^i + 0.7436176$ $(C_{d10n}^i > 5.08319)$	1.37698059 $-0.261339825 C_{d10n}^i$ $+0.0432213019 (C_{d10n}^i)^2$ $-0.00211968577 (C_{d10n}^i)^3$ $(C_{d10n}^i \leq 4.17749)$ $0.0202 C_{d10n}^i + 0.8006$ $(C_{d10n}^i > 4.17749)$
7	Ola et al. (2005) "person05"	$0.0768 C_{d10n}^i + 0.603$	$0.0298 C_{d10n}^i + 0.922$	$-0.0011 C_{d10n}^i + 1.297$
8	Caniaux et al. (2005) "pomme05"	$1.2455 - 0.0554 C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i \leq 6.3)$ $0.3867 + 0.0809 C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i > 6.3)$	$1.239 - 0.0363 C_{d10n}^i$ $(z/L \leq 0)$ 0.001616 $(z/L > 0)$	$0.63 + 0.055 C_{d10n}^i$
9	Smith (1980) and DeCosmo et al. (1996) "smith80"	$0.93 (C_{d10n}^i \leq 5)$ $0.61 + 0.063 C_{d10n}^i$ $(C_{d10n}^i > 5)$	$0.83 (z/L \leq 0)$ $1.1 (z/L > 0)$	1.12

TAB. A.2 – Différentes paramétrisations des coefficients neutres C_{Dn}^i, C_{hn}^i et C_{en}^i .

$$\begin{cases} u_*^i = \frac{C_{dn}^i}{\sqrt{C_{dn}^i}} \times C_{d10n}^{i-1} \\ \theta_*^i = \frac{C_{hn}^i}{\sqrt{C_{dn}^i}} \times C_{h10n}^{i-1} \\ q_*^i = \frac{C_{en}^i}{\sqrt{C_{dn}^i}} \times C_{e10n}^{i-1} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

c) Calcul de w_g^i :

Celui-ci est calculé grâce aux Eq. A.5, A.6 et A.7.

d) Calcul de la fonction ζ^i pour le vent, la température et l'humidité :

$$\zeta_u^i = (z/L)_u^i = g\kappa \frac{z(\theta_*(1+r_0q) + r_0\theta q_*)}{\theta(1+r_0q)u_*^2}, \quad (\text{A.13})$$

avec $r_0 = \frac{R_v}{R_a} - 1$;

$$\zeta_\theta^i = (z/L)_\theta^i = \zeta_u^i \frac{Z\theta_{ref}}{ZU_{ref}}; \quad (\text{A.14})$$

$$\zeta_q^i = (z/L)_q^i = \zeta_u^i \frac{Z_{qref}}{ZU_{ref}}, \quad (\text{A.15})$$

avec $Z_{qref} = 2 \text{ m}$ et $ZU_{ref} = 10 \text{ m}$ en général.

e) Calcul des fonctions de stabilité ψ_u^i , ψ_θ^i et ψ_q^i :

Elles sont obtenues de la manière suivante :

$$\begin{cases} \psi_u^i = \psi_1^i((z/L)_u^i) \\ \psi_\theta^i = \psi_2^i((z/L)_\theta^i) \\ \psi_q^i = \psi_2^i((z/L)_q^i) \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

avec :

$$\begin{cases} \text{Si } \frac{z}{L} = 0 & \psi_1^i(z/L) = \psi_2^i(z/L) = 0 \\ \text{Si } \frac{z}{L} > 0 & \psi_1^i(z/L) = \psi_2^i(z/L) = -7 \frac{z}{L} \\ \text{Si } \frac{z}{L} < 0 & \psi_1^i(z/L) = (1-f)\psi_c^i + f\psi_{k1}^i \quad \text{et} \quad \psi_2^i(z/L) = (1-f)\psi_c^i + f\psi_{k2}^i \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

avec

$$f = \frac{1}{1+z^2}, \quad (\text{A.18})$$

$$\psi_{k1}^i = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \quad (\text{A.19})$$

et

$$\psi_{k2}^i = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right), \quad (\text{A.20})$$

avec :

$$x = \left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{\frac{1}{4}}; \quad (\text{A.21})$$

et :

$$\psi_c^i = \frac{3}{2} \ln \left(\frac{y^2 + y + 1}{3} \right) - \sqrt{3} \arctan \left(2y + 1\sqrt{3} \right) + \frac{\pi}{\sqrt{3}}, \quad (\text{A.22})$$

sachant que :

$$y = \left(1 - 12.87 \frac{z}{L} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (\text{A.23})$$

2) Calcul de $|\vec{v}_{gust}|^i$:

$$|\vec{v}_{gust}|^i = \sqrt{\|\vec{v}\|^2 + w_g^{i2}} \quad (\text{A.24})$$

3) Mise à jour de C_{d10n} , C_{h10n} et C_{e10n} :

$$\begin{cases} C_{d10n}^i = |\vec{v}_{gust}|^i - \frac{u_*^i \left(\ln \left(\frac{ZU_{ref}}{10} \right) - \psi_u^i \right)}{\kappa} \\ C_{h10n}^i = \delta\theta - \frac{\theta_*^i \left(\ln \left(\frac{Z\theta_{ref}}{10} \right) - \psi_\theta^i \right)}{\kappa} \\ C_{ed10n}^i = \delta q - \frac{q_*^i \left(\ln \left(\frac{Zq_{ref}}{10} \right) - \psi_q^i \right)}{\kappa} \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

4) Test de convergence :

Si la convergence est obtenue pour $i = fin$ alors :

$$|u_*^i - u_*^{i-1}| < u_{*th}, |\theta_*^i - \theta_*^{i-1}| < \theta_{*th} \text{ et } |q_*^i - q_*^{i-1}| < q_{*th}$$

et les paramètres finaux sont calculés :

$$|\vec{v}|^{fin} = \sqrt{\|\vec{v}\|^2 + w_g^{fin^2}} \quad (\text{A.26})$$

$$C_D = \left(\frac{u_*^{fin}}{|\vec{v}|^{fin}} \right)^2 \quad (\text{A.27})$$

$$C_H = \frac{u_*^{fin} \theta_*^{fin}}{|\vec{v}|^{fin} \delta\theta} \quad (\text{A.28})$$

$$C_E = \frac{u_*^{fin} q_*^{fin}}{|\vec{v}|^{fin} \delta q} \quad (\text{A.29})$$

Plusieurs corrections sont appliquées aux flux. En ce qui concerne le flux de chaleur latente, nous appliquons la correction de Webb liée aux variations de densité de l'air en cas de variations d'humidité par action de l'évaporation (d'après Webb et al. (1980)). En nommant \bar{w} la moyenne des fluctuations de vitesse verticale qui s'écrit :

$$\bar{w} = 1.61 \overline{w'q'} + (1 + 1.61q) \frac{\overline{w'T'}}{T}, \quad (\text{A.30})$$

la correction de Webb s'exprime alors :

$$LE_{Webb} = \rho_a \mathcal{L} \bar{w} q \quad (\text{A.31})$$

où \mathcal{L} est la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

Pour les deux autres flux, une correction liée aux précipitations est ajoutée. En effet, celles-ci accentuent le refroidissement de l'océan en entraînant une tension supplémentaire en surface. La correction τ_p est ajoutée au flux de quantité de mouvement (d'après Fairall et al. (1996)) et H_p au flux de chaleur sensible (selon Gosnell et al. (1995)) :

$$\tau_p = \frac{\mathcal{R}U}{3600} \quad (\text{A.32})$$

$$H_p = \tilde{\mathcal{R}} c_{p,r} \varepsilon (T_s - T_a) \left(1 + \frac{1}{B} \right) \quad (\text{A.33})$$

avec \mathcal{R} le taux de précipitations en $mm.h^{-1}$, et $\tilde{\mathcal{R}}$ en $kg.s^{-1}$; $c_{p,r}$ est la chaleur spécifique de l'eau ($4186 J.kg^{-1}.K^{-1}$); $B = \frac{c_p \Delta T}{\mathcal{L} \Delta q}$ est le rapport de Bowen et le facteur du point de rosée s'exprime :

$$\varepsilon = 1 / \left(1 + \frac{R_a}{R_v} \frac{\mathcal{L} d_v}{d_h c_p} \frac{dq_s}{dT} \right) \quad (\text{A.34})$$

avec c_p la chaleur spécifique de l'air, d_v et d_h les diffusivités de vapeur d'eau et de chaleur.

A.3 Coefficients de Fairall et al. (2003) et Kara et al. (2004)

Nous cherchons à calculer le coefficient de transfert d'humidité C_E . Celui-ci s'exprime :

$$C_E = \frac{R_a}{\rho_a} C_{E0} \quad (\text{A.35})$$

C_{E0} est un polynôme obtenu en posant tout d'abord :

$$\begin{cases} T_{as} = \min(7, \max(-8, -\Delta T - 0.61T_a(q_{sat} - q))) & \text{si correction} \\ T_{as} = \min(7, \max(8, -\Delta T)) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

et

$$V_a = \min(40, \max(1.2, U)), \quad (\text{A.37})$$

avec ΔT la différence de température entre l'air et l'océan, T_a la température de l'air, q_{sat} l'humidité à saturation, q l'humidité et U le vent. T_{as} représente une différence de température qui est ou non corrigée à travers une température virtuelle. Cette méthode est valable pour $-8 \text{ }^\circ\text{C} \leq \Delta T \leq 7 \text{ }^\circ\text{C}$ et $1.2 \text{ m/s} \leq U \leq 40 \text{ m/s}$.

A partir de là, plusieurs cas se présentent :

- si $V_a < 5$
 - si $T_{as} > 0.75$ (stable)

$$C_{E0} = (as0_{00} + as0_{01} \times V_a + as0_{02} \times V_a^2) + (as0_{10} + as0_{11} \times V_a + as0_{12} \times V_a^2) \times T_{as} + (as0_{20} + as0_{21} \times V_a + as0_{22} \times V_a^2) \times T_{as}^2$$
 - sinon si $T_{as} < -0.75$ (instable)

$$C_{E0} = (au0_{00} + au0_{01} \times V_a + au0_{02} \times V_a^2) + (au0_{10} + au0_{11} \times V_a + au0_{12} \times V_a^2) \times T_{as} + (au0_{20} + au0_{21} \times V_a + au0_{22} \times V_a^2) \times T_{as}^2$$
 - sinon si $T_{as} \geq -0.098$

$$q = ((T_{as} - 0.75)/0.848)^2$$

$$C_{E0} = (1 - q)(ap0_{00} + ap0_{01} \times V_a + ap0_{02} \times V_a^2) + q(an0_{00} + an0_{01} \times V_a + an0_{02} \times V_a^2)$$
 - sinon

$$q = ((T_{as} + 0.75)/0.652)^2$$

$$C_{E0} = (1 - q)(am0_{00} + am0_{01} \times V_a + am0_{02} \times V_a^2) + q(an0_{00} + an0_{01} \times V_a + an0_{02} \times V_a^2)$$
- si $V_a > 5$

$$q_{V_a} = \frac{1}{V_a}$$
 - si $T_{as} > 0.75$ (stable)

$$C_{E0} = (as5_{00} + as5_{01} \times V_a + as5_{02} \times V_a^2) + (as5_{10} + as5_{11} \times q_{V_a} + as5_{12} \times q_{V_a}^2) \times T_{as} + (as5_{20} + as5_{21} \times q_{V_a} + as5_{22} \times q_{V_a}^2) \times T_{as}^2$$
 - sinon si $T_{as} < -0.75$ (instable)

$$C_{E0} = (au5_{00} + au5_{01} \times V_a + au5_{02} \times V_a^2) + (au5_{10} + au5_{11} \times q_{V_a} + au5_{12} \times q_{V_a}^2) \times T_{as} + (au5_{20} + au5_{21} \times q_{V_a} + au5_{22} \times q_{V_a}^2) \times T_{as}^2$$
 - sinon si $T_{as} \geq -0.098$

$$q = ((T_{as} - 0.75)/0.848)^2$$

$$C_{E0} = (1 - q)(ap5_{00} + ap5_{01} \times V_a + ap5_{02} \times V_a^2) + ap5_{11} \times q_{V_a} + ap5_{12} \times q_{V_a}^2 + q(an5_{00} + an5_{01} \times V_a + an5_{02} \times V_a^2)$$
 - sinon

$$q = ((T_{as} + 0.75)/0.652)^2$$

$$C_{E0} = (1 - q)(am5_{00} + am5_{01} \times V_a + am5_{02} \times V_a^2) + am5_{11} \times q_{V_a} + am5_{12} \times q_{V_a}^2 + q(an5_{00} + an5_{01} \times V_a + an5_{02} \times V_a^2)$$

avec :

$$\begin{array}{lll} as0_{00} = -2.925.10^{-4}, & as0_{01} = 5.498.10^{-4}, & as0_{02} = -5.544.10^{-5}, \\ as0_{10} = 7.272.10^{-5}, & as0_{11} = -1.740.10^{-4}, & as0_{12} = 2.489.10^{-5}, \\ as0_{20} = -6.948.10^{-6}, & as0_{21} = 1.637.10^{-5}, & as0_{22} = -2.618.10^{-6}, \\ au0_{00} = 2.077.10^{-3}, & au0_{01} = -3.933.10^{-4}, & au0_{02} = 3.971.10^{-5}, \\ au0_{10} = -2.899.10^{-4}, & au0_{11} = 7.350.10^{-5}, & au0_{12} = -6.267.10^{-6}, \end{array}$$

$$\begin{aligned}
au0_{20} &= -1.954.10^{-5}, & au0_{21} &= 5.483.10^{-6}, & au0_{22} &= -4.867.10^{-7}, \\
ap0_{00} &= as0_{00} + as0_{10} \times 0.75 + as0_{20} \times 0.75^2, \\
ap0_{01} &= as0_{01} + as0_{11} \times 0.75 + as0_{21} \times 0.75^2, \\
ap0_{02} &= as0_{02} + as0_{12} \times 0.75 + as0_{22} \times 0.75^2, \\
an0_{00} &= 1.14086.10^{-3}, & an0_{01} &= -3.120.10^{-6}, & an0_{02} &= -9.3.10^{-7}, \\
am0_{00} &= au0_{00} - au0_{10} \times 0.75 + au0_{20} \times 0.75^2, \\
ap0_{01} &= au0_{01} - au0_{11} \times 0.75 + au0_{21} \times 0.75^2, \\
ap0_{02} &= au0_{02} - au0_{12} \times 0.75 + au0_{22} \times 0.75^2, \\
as5_{00} &= 1.023.10^{-3}, & as5_{01} &= 9.657.10^{-6}, & as5_{02} &= -2.281.10^{-8}, \\
as5_{10} &= -2.672.10^{-6}, & as5_{11} &= 2.103.10^{-4}, & as5_{12} &= -5.329.10^{-3}, \\
as5_{20} &= 1.546.10^{-6}, & as5_{21} &= -6.228.10^{-5}, & as5_{22} &= 5.094.10^{-4}, \\
au5_{00} &= 1.074.10^{-3}, & au5_{01} &= 5.579.10^{-6}, & au5_{02} &= 5.263.10^{-8}, \\
au5_{10} &= 6.912.10^{-6}, & au5_{11} &= -2.244.10^{-4}, & au5_{12} &= -1.027.10^{-3}, \\
au5_{20} &= 1.849.10^{-7}, & au5_{21} &= -2.167.10^{-6}, & au5_{22} &= -1.010.10^{-4}, \\
ap5_{00} &= as5_{00} + as5_{10} \times 0.75 + as5_{20} \times 0.75^2, \\
ap5_{01} &= as5_{01}, \\
ap5_{02} &= as5_{02}, \\
ap5_{11} &= as5_{11} \times 0.75 + as5_{21} \times 0.75^2, \\
ap5_{12} &= as5_{12} \times 0.75 + as5_{22} \times 0.75^2, \\
am5_{00} &= au5_{00} - au5_{10} \times 0.75 + au5_{20} \times 0.75^2, \\
am5_{01} &= au5_{01}, \\
am5_{02} &= au5_{02}, \\
am5_{11} &= -au5_{11} \times 0.75 + au5_{21} \times 0.75^2, \\
am5_{12} &= -au5_{12} \times 0.75 + au5_{22} \times 0.75^2.
\end{aligned}$$

Annexe B

Glossaire

A

ALADIN	Aire Limitée, Adaptation dynamique, Développement InterNational : modèle opérationnel à maille fine de Météo France
AROME	Application de la Recherche à l'Opérationnel à MésosEchelle : modèle opérationnel à mésoéchelle de Météo France
ARPEGE	Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle : modèle global de prévision numérique opérationnel de Météo France
ASTEX	Atlantic Stratocumulus Transition Experiment

B

BBL	Bottom Boundary Layer (Couche limite de fond)
-----	---

C

CATCH	Couplage avec l'ATmosphère en Conditions Hivernales
CEPMMT	Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme
CLA	Couche Limite Atmosphérique
CMO	Couche de Mélange Océanique
CNRM	Centre National de Recherches Météorologiques
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
COARE	Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment : expérience incluse dans le programme TOGA dédiée aux processus couplés océan-atmosphère

D

DAMÉE	Data Assimilation and Model Evaluation Experiment
DYNAMO	DYNAMics of North Atlantic MODEls

E

ECUME	Exchange Coefficients from Unified Multi-campaigns Estimates : paramétrisation unifiée des flux turbulents
EDKF	Eddy Diffusivity Kain Fritsch : schéma de convection peu profonde développé pour MESO-NH et AROME
EQUALANT99	EQUatorial atLANTic project : sous programme de CLIVAR (CLImate VARIability and predictability)-ECLAT (Etudes CLimatiques en Atlantique Tropical) en 1999
EUROCS	EUROpean Cloud Systems

F

FETCH Flux, Etat de la Mer et Télédétection en Condition de Fetch Variable
 FIRE First International satellite cloud climatology project Regional Experiment

G

GAME Groupe d'étude de l'Atmosphère Météorologique (Unité de recherche associée
 1357 CNRS/Météo France)
 GISS Goddard Institute for Space Studies
 GMAP Groupe de Modélisation, d'Assimilation et de Prévision

H

HYCOM HYbrid Coordinate Ocean Model : modèle de circulation générale océanique
 en coordonnées hybrides

I

IFREMER Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER
 IRD Institut de Recherche pour le Développement
 ISBA Interaction Soil Biosphere Atmosphere : schéma de surface paramétrant les
 échanges sol-végétation-atmosphère

J

JPL Jet Propulsion Laboratory

K

KAMM Karlsruhe Atmospheric Mesoscale Model
 KFB Kain-Fritsch-Bechtold : ancien schéma de convection de MESO-NH et AROME
 KPP K-Profile Parameterization : schéma de mélange vertical océanique

L

LA Laboratoire d'Aérodynamique
 LADCP Lowered Acoustic Doppler Current Profiler : appareil de mesure des vitesses
 dans l'océan
 LES Large Eddy Simulations : simulations de grande échelle

M

MARS Model for Applications at Regional Scales : modèle océanique régional
 développé par l'IFREMER
 MERCATOR Modèle océanique de prévision numérique opérationnel. Mercator Océan
 désigne le Groupement d'Intérêt Public [GIP (CNES, CNRS, IRD, IFREMER,
 Météo France et SHOM)] en charge de son développement et de la préparation
 vers le futur Centre d'Océanographie Opérationnelle
 MESO-NH Modèle de MESOéchelle Non Hydrostatique de recherche
 MOUTON Modélisation Océanique d'Un Théâtre d'Opérations Navales : projet auquel
 participe notamment le SHOM qui inclut diverses campagnes de mesures en
 mer

N

NCAR National Center for Atmospheric Research
 NCOM Navy Coastal Ocean Model
 NEMO Nucleus for european modelling of the ocean
 NRL Naval Research Laboratory

O

OGCM Ocean General Circulation Model : modèle de circulation générale océanique

P

PCM Piecewise Constant Method
 PLM Piecewise Linear Method
 PPM Piecewise Parabolic Method
 POC Pôle d'Océanographie Côtière
 POMME Programme Océanique Multidisciplinaire à Méso-Echelle
 PSU Penn State University
 PWP Price-Weller-Pinkel : schéma de mélange vertical océanique

R

RMSE Root Mean Square Error : Erreur quadratique
 ROMS Regional Ocean Model System
 RRTM Rapid Radiative Transfer Model : schéma de rayonnement utilisé dans AROME

S

SEMAPHORE Structure des Echanges Mer-Atmosphère, Propriétés des Hétérogénéités Océaniques : Recherche Expérimentale
 SHOM Service Hydrographique et Océanographique de la Marine
 SOFIA Surface de l'Océan, Flux et Interactions avec l'Atmosphère
 SST Sea Surface Temperature : température de surface de la mer
 SURFEX SURFace EXternalisée : modèle de surface

T

TEB Town Energy Balance : schéma de surface pour la ville
 TKE Turbulent Kinetic Energy
 TOGA Tropical Ocean Global Atmosphere : programme international de mesure dans le Pacifique Ouest (novembre 1992-février 1993)

U

UCLA University of California Los Angeles

W

WRF Weather Research and Forecasting

Etude et validation des couches limites atmosphérique et océanique à l'échelle locale

Une bonne représentation des couches limites atmosphérique et océanique, ainsi que des interactions entre celles-ci est essentielle à la prévision numérique du temps au dessus des océans. Les modèles numériques actuels ont une résolution de plus en plus fine, et cherchent à reproduire le maximum de phénomènes à diverses échelles de temps et d'espace. Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons AROME (Application de la Recherche à l'Opérationnel à MésoEchelle), un modèle de prévision numérique du temps à mésoéchelle, ainsi qu'HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model), un modèle de circulation générale océanique en coordonnées hybrides. Dans une première partie, après avoir décrit ces deux outils, ainsi que les manières de calculer les flux turbulents représentant les interactions entre l'océan et l'atmosphère, la sensibilité des deux modèles à une variation de leurs paramètres de surface respectifs a été investiguée, à travers l'étude d'un cas de stratocumulus marin pour AROME, et de l'identification des paramètres atmosphériques impactant la température, la salinité et l'évolution de la couche de mélange océanique pour HYCOM. Une bonne représentation de cette dernière nécessite la prise en compte de deux aspects : la paramétrisation et la discrétisation verticale. Concernant le deuxième aspect, nous avons mis en place, dans une deuxième partie, une méthode qui permet de modifier la discrétisation verticale de HYCOM à chaque pas de temps afin de respecter la profondeur de la couche de mélange, et ce afin de pallier un problème de résolution verticale lors de phases d'approfondissement de celle-ci. L'aspect physique de la représentation de la couche de mélange océanique est ensuite considéré dans une troisième partie. Des données de deux campagnes de mesures s'insérant dans le projet MOUTON (Modélisation Océanique d'Un Théâtre d'Opérations Navales), ont été collectées par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine) en mer d'Iroise en mai 2007 et août 2008. Celles-ci sont utilisées pour valider d'une part le schéma de mélange vertical océanique KPP (K Profile Parameterization) et d'autre part le modèle atmosphérique AROME. En effet, les prévisions de ce dernier sont comparées aux observations d'une bouée en 2007 (puisque aucune observation atmosphérique n'a été réalisée pendant cette campagne), et aux mesures des paramètres de surface ainsi qu'aux radiosondages réalisés en 2008. Les observations et prévisions d'AROME sont utilisés comme forçages d'HYCOM, et, finalement, le schéma de mélange vertical KPP permet de représenter correctement la réalité des observations océaniques.

Study and validation of atmospheric and oceanic boundary layers on a local scale

Representing correctly the atmospheric and oceanic boundary layers, as well as the interactions between both is essential in order to forecast the weather over the oceans. The current numerical models are characterised by a higher resolution, and try to reproduce as many phenomena as possible at different scales in time and space. As part of this PhD thesis, we use AROME (Application of Research to Operations at Mesoscale), a numerical model for weather forecast at meso scale, and also HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model), a general oceanic circulation model in hybrid coordinates. In the first part of this manuscript, after the description of these tools, as well as the different ways to calculate turbulent fluxes representing air sea interactions, the sensitivity of both models to a variation of their respective surface parameters is investigated, through the study of a stratocumulus case for AROME, and the designation of atmospheric parameters impacting temperature, salinity and mixed layer evolution in HYCOM. A correct representation of the latter requires to take into account two aspects : parameterisation and vertical resolution. Concerning the second aspect, we set up, in a second part, a method able to modify vertical discretisation in HYCOM at each time step so that it represents well the depth of the mixed layer, in order to correct a vertical resolution problem in the case of deepening of the mixed layer. The physical aspect of the oceanic mixed layer representation is then considered in a third part. Data from two campaigns at sea as part of the project MOUTON (french for Oceanic Modelling of a Theatre of Naval Operations) were gathered by the SHOM (Hydrographical and oceanographical Service of the French Navy) in the bay of Iroise in May 2007 and August 2008. They are used first to validate the vertical mixing scheme KPP (K Profile Parameterization) and then the atmospheric model AROME. In fact, the forecasts from the latter are compared to observations from a buoy in 2007 (because no atmospheric data was gathered during this campaign), and to the measures of surface parameters and soundings performed in 2008. The observations and forecasts are used as forcings for HYCOM, and, eventually, KPP represents correctly the reality of oceanic observations.