



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

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

---

---

Présentée et soutenue le *28 novembre 2017* par :

**Pierre-Etienne BRILOUET**

**Thermodynamique et turbulence dans les épisodes de vent fort sur le  
Golfe du Lion**

---

---

## JURY

FRANK ROUX  
YVES BRUNET  
JEAN-LUC REDELSPERGER  
SOPHIE BASTIN  
PIERRE DURAND  
GUYLAINE CANUT  
HERVÉ GIORDANI

LA, Toulouse  
INRA, Bordeaux  
LOBS, Plouzané  
LATMOS, Paris  
LA, Toulouse  
CNRM, Toulouse  
CNRM, Toulouse

Président et examinateur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examinatrice  
Directeur de thèse  
Co-Directrice de thèse  
Membre Invité

---

### École doctorale et spécialité :

*SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat*

### Unité de Recherche :

*Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560)*

### Directeur(s) de Thèse :

*Pierre Durand et Guylaine Canut*

### Rapporteurs :

*Yves Brunet et Jean-Luc Redelsperger*



## Résumé

En période hivernale, le golfe du Lion est sujet à des conditions de vents régionaux forts (Mistral et/ou Tramontane) qui transportent des masses d'air continentales froides et sèches au-dessus de la mer. Ces événements, les Cold Air Outbreaks (CAO), conduisent à d'intenses échanges air-mer et donc à un pompage de chaleur qui favorise la formation d'eaux denses et le déclenchement de la convection océanique profonde. La bonne représentation de ces échanges air-mer intenses dans les modèles de climat et de prévision numérique du temps reste à l'heure actuelle une problématique majeure. Elle est au cœur du projet ASICS-MED centré sur la compréhension des mécanismes de formation d'eaux denses en Méditerranée et qui s'inscrit dans le cadre de la thématique « Échanges air-mer intenses » du programme HyMeX dédié à l'étude du cycle de l'eau en Méditerranée. Les processus qui s'opèrent au sein de la couche limite atmosphérique marine (CLAM) et de la couche de mélange océanique (CMO) interagissent entre eux à différentes échelles spatiales et temporelles. La compréhension de l'évolution globale de la CLAM mais également des mécanismes locaux nécessite la prise en compte de l'ensemble des processus. L'étude présentée ici est consacrée à la structure moyenne et turbulente de la CLAM en conditions de vents forts. L'objectif est de déterminer comment l'organisation du champ turbulent est impactée lors d'épisodes de CAO et d'estimer les flux de surface associés à ces conditions de vents forts. La méthodologie adoptée est basée sur l'utilisation conjointe d'observations aéroportées collectées lors de la campagne de mesure SOP2 d'HyMeX et de simulations numériques.

La campagne de mesure SOP2 d'HyMeX qui a eu lieu au cours de l'hiver 2013 dans le golfe du Lion a permis de documenter, grâce à l'avion de recherche ATR42, la structure moyenne et turbulente de la CLAM lors de 11 épisodes de CAO. Une analyse spectrale s'appuyant sur un modèle analytique a été réalisée sur 181 paliers (i.e. segments de vol rectilignes et stabilisés en altitude). Les profils verticaux des échelles turbulentes caractéristiques ainsi que la forme du spectre de la vitesse verticale ont permis de mettre en évidence un allongement des structures énergétiques dans l'axe du vent moyen associé à l'organisation du champ turbulent sous la forme de rouleaux longitudinaux.

Une description unidirectionnelle du champ turbulent tridimensionnel peut conduire à une représentativité limitée des structures cohérentes au sein des échantillons. Cependant, la connaissance des profils de flux sur toute l'épaisseur de la CLAM est nécessaire pour l'estimation des échanges air-mer. Une méthode de correction des flux turbulents calculés par eddy correlation a été appliquée afin de prendre en compte les erreurs systématique et aléatoire relatives à la mesure et au traitement de données. Cette correction a permis de déterminer les meilleures estimations possibles des flux extrapolés à la surface avec une marge d'incertitude pour les 11 épisodes de CAO documentés lors de la campagne SOP2 d'HyMeX. La comparaison de ces estimations aéroportées aux autres sources d'information dérivées de paramétrisations des flux a permis de mettre en évidence une sous-estimation systématique du flux de chaleur latente en conditions de vents forts.

Une approche numérique a permis de compléter l'analyse de la structure moyenne et turbulente de la CLAM lors d'épisodes de CAO. L'étude numérique, basée sur le modèle non-hydrostatique Meso-NH, se focalise sur un épisode de forte Tramontane avec des vents supérieurs à  $25 \text{ m.s}^{-1}$  documenté lors de la campagne SOP2 d'HyMeX. Dans un premier temps, un cadre unidimensionnel a permis d'appréhender les forçages nécessaires pour reproduire de façon réaliste le développement de la CLAM observée. Cette configuration de référence a permis, dans un second temps, la réalisation d'une simulation haute résolution

---

(Large Eddy Simulation ou LES) d'un épisode de CAO. Cette simulation a été validée à l'aide des données aéroportées et a permis d'approfondir la description du champ turbulent ainsi que l'évolution des structures cohérentes orientées dans l'axe du vent moyen.

**Mots clés :** Couche limite atmosphérique marine, échanges air-mer, conditions de vents forts, HyMeX-SOP2, structures cohérentes, observations aéroportées, simulation haute résolution.

## Abstract

During winter, local strong winds (Mistral and Tramontana) occur in the Gulf of Lion and bring cold and dry continental air over a warmer sea. Those events, called cold air outbreaks, can lead to intense air-sea interactions which favour dense water formation and deep oceanic convection. The appropriate representation of air-sea exchanges in such conditions is fundamental for climate modelling and numerical weather forecasting. The ASICS-MED project aims to identify fine-scale processes leading to dense water formation and is a part of the “Intense air-sea exchanges” topic of the HyMeX program devoted to the study of the hydrological cycle in the Mediterranean. The processes occurring within the marine atmospheric boundary layer (MABL) and the oceanic mixing layer interact with one another at different spatial and temporal scales. Understanding the overall evolution of the MABL but also its fine-scale structure require taking into account all the local processes. The study presented here is aimed at characterizing the mean and turbulent structure of the MABL under strong wind conditions. The objective is to determine how the turbulent field is organized during CAO events and to estimate the surface fluxes during these strong wind conditions. The methodology adopted is based on the joint use of airborne observations collected during the HyMeX-SOP2 field campaign and numerical simulations.

The HyMeX-SOP2 field campaign took place during the winter of 2013 in the Gulf of Lion. The ATR42 research aircraft was operated to document the mean and turbulent structure of the MABL during 11 CAO events. The MABL sampling strategy consisted of vertical profiles to document the mean structure and stacked straight and level runs, performed along- and cross-wind, to observe the turbulence structure. A spectral analysis based on an analytic model was carried out on 181 runs, from which the vertical profiles of the turbulence characteristic scales as well as of the shape of the vertical velocity spectrum were determined. This analysis revealed an elongation of the energetic eddies in the mean wind direction associated with the organization of the turbulent field into longitudinal rolls.

The air-sea exchanges were computed from the extrapolation to the surface of the stacked fluxes estimated at various heights in the MABL. In order to reduce the uncertainty on these surface fluxes, a methodology was developed to correct turbulent fluxes calculated by the eddy-correlation method, taking into account the systematic and random errors related to covariance estimates. This correction made it possible to optimize the extrapolated surface fluxes for the 11 CAO events documented during the campaign. The comparison of these airborne fluxes with other estimates derived from bulk parameterizations show a systematic underestimation of the bulk latent heat values under strong wind conditions. The numerical study, based on the non-hydrostatic Meso-NH model, focuses on an episode of strong Tramontana with winds greater than  $25 \text{ m.s}^{-1}$ . In a first step, with a one-dimensional configuration of the model, we estimated from the operational forecast model AROME the forcing terms necessary to reproduce in a realistic way the development of the observed MABL. This reference configuration allowed us to perform, in a second time, a Large-Eddy Simulation of the CAO event. This simulation has been validated against airborne data and has allowed us to deepen the description of the turbulent field and more specifically its organization into coherent structures oriented in the axis of the mean wind.

---

**Key words :** Marine atmospheric boundary layer, air-sea exchanges, CAO events, HyMeX-SOP2, coherent structures, airborne measurements, large-eddy simulation.

---

# Table des matières

---

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Turbulence atmosphérique et échanges air-mer</b>	<b>5</b>
1.1 La turbulence de couche limite atmosphérique . . . . .	6
1.1.1 Qu'est-ce que la couche limite atmosphérique ? . . . . .	6
1.1.2 Définition et origines de la turbulence . . . . .	9
1.1.3 Équations de base gouvernant la turbulence . . . . .	10
1.2 Approche spectrale de la turbulence . . . . .	16
1.2.1 Spectre d'énergie de la turbulence . . . . .	16
1.2.2 Les échelles caractéristiques de la turbulence . . . . .	20
1.2.3 Forme universelle du spectre dans la CLA . . . . .	21
1.3 Les échanges air-mer . . . . .	24
1.3.1 Le bilan d'énergie de la surface . . . . .	24
1.3.2 Formation d'eaux denses et convection océanique profonde . . . . .	25
1.3.3 La couche limite atmosphérique marine . . . . .	27
1.4 Notions de structures cohérentes . . . . .	28
1.4.1 Mise en défaut de la théorie du trou spectral . . . . .	28
1.4.2 Mise en défaut de l'hypothèse d'isotropie . . . . .	29
1.4.3 Caractéristiques des structures cohérentes . . . . .	30
1.4.4 Analyse en ondelettes appliquée à la détection de structures cohérentes	32
1.5 Conclusions . . . . .	35
<b>Chapitre 2 Moyens expérimentaux et numériques</b>	<b>37</b>
2.1 Les projets HyMeX et ASICS-MED . . . . .	38
2.1.1 Les motivations scientifiques du projet HyMeX . . . . .	38
2.1.2 Le projet ASICS-MED : échanges air-mer et convection océanique .	40
2.1.3 La SOP2 . . . . .	42
2.2 La campagne aéroportée . . . . .	47

2.2.1	Stratégie de vol et mesures in-situ . . . . .	47
2.2.2	Paramètres turbulents calculés . . . . .	50
2.2.3	Détermination de la hauteur de la CLAM . . . . .	53
2.3	Modélisation numérique . . . . .	53
2.3.1	Les approches numériques pour la représentation des écoulements turbulents . . . . .	53
2.3.2	Le modèle opérationnel AROME-WMED . . . . .	54
2.3.3	Le modèle de recherche MESO-NH . . . . .	55
2.3.4	De l’approche unidimensionnelle à la haute résolution . . . . .	57
2.4	Conclusions . . . . .	59

**Chapitre 3 Structure moyenne de la CLAM : observations et modélisation unidimensionnelle 61**

3.1	Structure moyenne de la CLAM observée en conditions de vents forts du- rant la campagne SOP2 d’HyMeX . . . . .	63
3.1.1	Conditions synoptiques et caractéristiques moyennes de la CLAM . . . . .	63
3.1.2	Estimation de la hauteur de la CLAM . . . . .	65
3.2	Caractéristiques de l’épisode de vent fort choisi pour l’approche numérique . . . . .	70
3.2.1	Situation géographique . . . . .	70
3.2.2	Conditions météorologiques . . . . .	71
3.2.3	Couverture nuageuse . . . . .	72
3.3	Estimation des termes de forçage pour une simulation unidimensionnelle de la CLAM en conditions de vents forts . . . . .	74
3.3.1	Comparaison des profils AROME-WMED et de l’ATR42 . . . . .	74
3.3.2	Vent géostrophique . . . . .	76
3.3.3	Advections horizontales . . . . .	78
3.3.4	Vitesse verticale . . . . .	79
3.3.5	Diagnostics DDH . . . . .	82
3.3.6	Conclusions sur l’évaluation des termes de forçage . . . . .	83
3.4	Analyse par tests de sensibilité et simulations unidimensionnelles d’une CLAM en conditions de vents forts . . . . .	85
3.4.1	Configuration . . . . .	85
3.4.2	Sensibilité aux forçages atmosphériques . . . . .	87
3.4.3	Sensibilité aux flux de surface . . . . .	91
3.4.4	Simulation de référence pour l’approche LES . . . . .	93
3.5	Conclusions . . . . .	94

**Chapitre 4 Structure turbulente de la CLAM : observations et modélisation à haute résolution 97**

4.1	Structure turbulente de la CLAM observée par mesures aéroportées . . . . .	98
-----	--	----

4.1.1	Mise en évidence des structures cohérentes . . . . .	98
4.1.2	Analyse spectrale et échelles caractéristiques . . . . .	100
4.1.3	Profils des autres moments turbulents . . . . .	107
4.2	Simulation LES d'un épisode de CAO établi . . . . .	111
4.2.1	Configuration . . . . .	111
4.2.2	Étude de sensibilité à la résolution horizontale . . . . .	113
4.2.3	Profils moyens . . . . .	114
4.2.4	Moments d'ordre 2 . . . . .	115
4.2.5	Distributions . . . . .	118
4.3	Analyse approfondie des structures cohérentes simulées . . . . .	118
4.3.1	Bilan de l'énergie cinétique turbulente . . . . .	118
4.3.2	Coupes horizontales et rouleaux convectifs . . . . .	120
4.3.3	Coupes verticales et processus d'entraînement . . . . .	121
4.3.4	Analyse spectrale et échelles caractéristiques . . . . .	126
4.4	Conclusions . . . . .	128

**Chapitre 5 Échanges air-mer : estimations issues des observations et représentation dans les modèles 131**

5.1	Impact de l'anisotropie sur les estimations de flux turbulents . . . . .	132
5.1.1	Méthode d'estimation des erreurs . . . . .	132
5.1.2	Calcul des erreurs liées à l'estimation des flux . . . . .	134
5.1.3	Flux corrigés et estimation des flux de surface . . . . .	137
5.2	Comparaison des observations de flux avec les paramétrisations . . . . .	140
5.2.1	Comparaison avec les estimations bulk de la bouée Lion . . . . .	140
5.2.2	Comparaison avec les flux de surface d'AROME-WMED . . . . .	142
5.2.3	Comparaison avec des flux ajustés par méthode inverse . . . . .	144
5.3	Conclusion . . . . .	146

**Conclusions et Perspectives 147**

**Bibliographie 155**



---

# Table des figures

---

<b>Chapitre 1</b>	<b>6</b>
1.1 Profils verticaux normalisés par la hauteur de la CLA ( $z_i$ ) des différents termes normalisés du bilan d'énergie cinétique turbulente (a) pour une couche limite cisailée et (b) pour une couche limite convective. S = production mécanique, B = terme de flottabilité, T = transport, P = corrélations de pression et $\epsilon$ la dissipation d'ECT. Cette figure est adaptée de <a href="#">Moeng et Sullivan (1994)</a> .	14
1.2 Représentation schématique du spectre d'énergie dans la CLA distinguant trois régions : (A) région de production d'énergie (B) zone inertielle et (C) région de dissipation. Cette figure est issue de <a href="#">Kaimal et Finnigan (1994)</a> .	18
1.3 Représentation schématique d'un spectre unidimensionnel et d'un spectre unidimensionnel pondéré par le nombre d'onde. Cette figure est issue de <a href="#">Kaimal et Finnigan (1994)</a> .	19
1.4 Spectres unidimensionnels normalisés de vitesse longitudinale pour différents types d'écoulements turbulents. Une description détaillée de ces expériences est fournie par <a href="#">Saddoughi et Veeravalli (1994)</a> . Cette figure est issue de <a href="#">Pope (2000)</a> .	21
1.5 Spectres d'énergie de la vitesse verticale basés sur la formulation théorique de <a href="#">Kristensen et al. (1989)</a> . La courbe en vert est le cas particulier où $\mu = 0.5$ qui correspond au spectre de <a href="#">Kaimal et al. (1976)</a> , la courbe en violet au cas particulier où $\mu = 1$ qui équivaut au spectre de <a href="#">Von Karman (1948)</a> et la courbe jaune est un exemple de spectre plus abrupt avec $\mu = 2$ .	23
1.6 Représentation schématique des échanges à l'interface air-surface.	26
1.7 Diagramme des différents processus ayant lieu au sein de la couche limite atmosphérique ainsi qu'à l'interface air-mer. Les flèches noires font référence aux interactions entre les différents processus.	28
1.8 Spectre d'énergie du vent près de la surface d'après l'étude de <a href="#">Van der Hoven (1957)</a> . La figure est issue de <a href="#">Stull (1988)</a> .	29
1.9 Image satellite à haute résolution MODIS du 06 février 2013 au-dessus du golfe du Lion. L'agrandissement sur la région délimitée par le carré noir révèle la présence d'une couverture nuageuse organisée sous la forme de rouleaux longitudinaux d'une périodicité de plusieurs kilomètres. Source : <a href="http://www.infoclimat.fr">http://www.infoclimat.fr</a>	30

1.10	Représentation schématique des propriétés géométriques des rouleaux convectifs, $H$ étant la hauteur du rouleau dans la CLA, $E$ l'extension horizontale et $\lambda$ la longueur d'onde de la structure. Cette figure est issue de <a href="#">Etling et Brown (1993)</a> . . . . .	31
1.11	Exemples d'ondelettes élémentaires : (a) le "chapeau mexicain" (MHAT) et (b) l'ondelette de Morlet. Les courbes en violet, orange et vert correspondent à trois combinaisons de paramètres $a$ et $b$ . . . . .	33

## Chapitre 2 38

2.1	Représentation schématique des cinq principaux axes de travail du projet HyMeX. Source : <a href="http://www.hymex.org">http://www.hymex.org</a> . . . . .	39
2.2	Chronologie des périodes d'observation. Source : <a href="http://www.hymex.org">http://www.hymex.org</a> . . . . .	40
2.3	Carte de la Méditerranée Nord-Occidentale. Les lignes et les flèches rouges correspondent aux caractéristiques océaniques principales. NC = Northern Current. BF = Balearic Front. WCC = West Corsica Current. Les flèches vertes représentent les vents régionaux contribuant à la formation d'eaux denses. Figure issue de <a href="#">Estournel et al. (2016b)</a> . . . . .	41
2.4	(a) Positions des profileurs de vent et des lâchés de radiosondages, trajectoires des ballons dérivants et traces au sol des vols avions utilisés pour documenter la couche limite atmosphérique. (b) Positions des diverses plateformes utilisées pour documenter l'interface air-mer ainsi que toute la couche océanique. Figures issues de <a href="#">Estournel et al. (2016b)</a> . . . . .	42
2.5	Séries temporelles mesurées à la bouée Lion. (a) Force du vent en violet et direction du vent en vert ; (b) gradient de température à la surface ( $SST - T_{2m}$ ) en rouge et SST en bleu ; (c) Flux intervenant dans le bilan énergétique de la surface, flux net de courtes longueurs d'onde en jaune et infrarouge thermique (grandes longueurs d'onde) en rouge, flux turbulent de chaleur sensible en vert et flux turbulent de chaleur latente en bleu ; (d) Flux net ( $G$ ) résultant de la somme des flux turbulents et radiatifs. Les flux sont représentés dans la convention océanique, c'est à dire que si les flux sont négatifs alors il s'agit d'un gain d'énergie par l'atmosphère. Les figures (c) et (d) sont adaptées de <a href="#">Estournel et al. (2016b)</a> . Les rectangles grisés représentent les journées de mesures aéroportées. . . . .	44
2.6	(a) Humidité spécifique de l'air ( $g \cdot kg^{-1}$ ) et (b) température potentielle ( $^{\circ}C$ ) enregistrées par un ballon pressurisé dérivant lâché depuis Candillargues le 14 mars 2013. L'altitude du ballon oscille le long de la trajectoire entre 500 m et 1200 m. . . . .	47
2.7	Vue schématique de la stratégie de vol (ici pour le 6 février 2013), la ligne noire est un exemple de trajectoire dans un plan vertical parallèle au vent moyen dans la CLAM. L'altitude et l'orientation des paliers parallèles "//" et perpendiculaires " $\perp$ " au vent moyen sont indiqués respectivement par les flèches orange et les symboles marron. Les flèches vertes indiquent l'orientation du vent moyen dans la CLAM dont la hauteur est indiquée par la ligne pointillée grise. . . . .	48

2.8	Cospectre cumulé normalisé de la covariance $\overline{w'\theta'}$ calculé à partir des séries temporelles non filtrées sur un palier réalisé à une altitude de $z \sim 150$ m pour la journée du 6 février 2013. Les pointillés gris correspondent aux valeurs $\lambda = 1500$ m et $\Gamma_{w\theta} = 0.95$ . . . . .	51
2.9	Prévisions météorologiques pour le 09 Février 2013 à 1500 UTC issues du modèle AROME-WMED. (a) Champs de vent à $z = 240$ m et (b) flux de chaleur latente à la surface. La croix noire représente la trace au sol du vol avion réalisé ce jour-là. . . . .	55
2.10	Représentation schématique des forçages atmosphériques et de surface nécessaires à la configuration unidimensionnelle avec dans l'encadré jaune, le vent géostrophique, les gradients horizontaux de température potentielle et d'humidité spécifique, dans l'encadré rouge, les flux de surface (frottements, flux de chaleurs sensible et latente) et la vitesse verticale dans l'encadré violet. . . . .	58
2.11	Représentation schématique du déroulement de l'étude combinant analyses d'observations et simulations numériques. . . . .	59

## Chapitre 3 63

3.1	Sondage réalisé par l'ATR42 en début de vol lors de la POI du 15 mars 2013. (a) Position géographique du sondage (en vert) et position des paliers (en noir), (b) température potentielle (c) humidité spécifique, (d) intensité du vent et (e) taux de dissipation de l'ECT. Le trait bleu en pointillés indique l'épaisseur de la couche limite. . . . .	66
3.2	Idem Figure 3.1 mais pour la journée du 13 février 2013. La courbe verte en pointillés sur le profil de $\epsilon$ indique l'évolution moyenne de l'activité turbulente. . . . .	68
3.3	Idem Figure 3.1 mais pour la journée du 13 mars 2013 avec un sondage continu (en vert) et une transition inter-paliers (en violet). . . . .	69
3.4	Situation géographique de la POI du 13 mars 2013, choisie comme cadre d'étude pour l'approche numérique. Les traces au sol des observations aéroportées ainsi que la bouée Lion (losange jaune) située à proximité y sont représentées. La croix rouge correspond à la position du modèle uni-colonne. Les carrés bleu, jaune et vert indiquent les sous-domaines d'AROME-WMED choisis pour évaluer les forçages atmosphériques. . . . .	70
3.5	Profils verticaux : (a) d'intensité du vent, (b) de température potentielle et (c) d'humidité spécifique obtenus à partir des radiosondages lâchés depuis Marseille pour les 13, 14 et 15 mars 2013. Les dates et les heures (UTC) de lâcher correspondant aux différentes couleurs sont indiquées en bas de la figure. . . . .	71
3.6	Champ de vent à environ 450 m au-dessus de la mer, pour le 13 mars 2013 issu des prévisions AROME-WMED (a) à l'échéance 1200 UTC, (b) à l'échéance 1500 UTC et (c) à l'échéance 1800 UTC. . . . .	72
3.7	Idem Figure 3.6 mais pour le flux de chaleur latente. Les valeurs négatives indiquent une perte de chaleur de la part de la mer (évaporation). . . . .	72

3.8	Flux solaire incident (SSI pour Surface Solar Irradiance en anglais) issu des produits satellite EUMETSAT dans la région nord-ouest du bassin méditerranéen pour la journée du 13 mars 2013 : (a) à 1400 UTC, (b) à 1500 UTC et (c) à 1600 UTC. . . . .	73
3.9	Idem Figure 3.8 mais pour le flux infra-rouge incident (DLI pour Downward Longwave Irradiance). . . . .	73
3.10	Image MODIS haute résolution du 13 mars 2013 centrée sur le golfe du Lion et constituée à partir de plusieurs fauchées des satellites TERRA et AQUA, l'encadré en rouge correspond à la zone de vol pour cette POI. Source : <a href="http://www.infoclimat.fr">http://www.infoclimat.fr</a> . . . . .	74
3.11	Profils verticaux de (a) température potentielle, (b) humidité spécifique, (c) intensité du vent et (d) direction du vent issus du sondage de l'ATR42 (en noir) et extraits d'AROME-WMED au point de grille le plus proche du sondage à 1500 UTC (en rouge). . . . .	75
3.12	Profils verticaux de l'intensité du vent extrait d'AROME-WMED (en noir) et du vent géostrophique construit de façon empirique à partir du vent AROME-WMED (en vert) pour l'échéance 1200 UTC. . . . .	76
3.13	Profils verticaux de la valeur moyenne et de l'écart-type sur les sous-domaines de 10 km × 10 km en bleu, de 25 km × 25 km en jaune et de 50 km × 50 km en vert à l'échéance 1500 UTC : (a) de l'intensité du vent AROME-WMED et (b) de l'intensité du vent géostrophique estimé. . . . .	77
3.14	Évolution temporelle des profils verticaux de l'intensité du vent géostrophique construit pour forcer le modèle uni-colonne. . . . .	77
3.15	Profils verticaux des advections (a) de température potentielle et (b) d'humidité spécifique à l'échéance 1800 UTC calculées sur les sous-domaines de 10 km × 10 km en bleu, de 25 km × 25 km en jaune et de 50 km × 50 km en vert. . . . .	79
3.16	Évolution temporelle des profils verticaux d'advection horizontale (a) de température potentielle et (b) d'humidité spécifique. . . . .	80
3.17	(a) Profils verticaux de la moyenne et des écarts-types de la vitesse verticale calculés sur les sous-domaines de 10 km × 10 km en bleu, de 25 km × 25 km en jaune et de 50 km × 50 km en vert à l'échéance 1500 UTC. . . . .	81
3.18	Coupes horizontales de la vitesse verticale sur le sous-domaine de 50 km × 50 km aux altitudes (a) $z = 185$ m, (b) $z = 536$ m et (c) $z = 1069$ m à l'échéance 1500 UTC. . . . .	81
3.19	Évolution temporelle des profils verticaux de la vitesse verticale. . . . .	82
3.20	Évolution temporelle des advections totales (a) de température potentielle et (b) d'humidité spécifique déduites des diagnostics DDH. . . . .	83
3.21	Évolution temporelle des advections DDH lissées (a) de température potentielle et (b) d'humidité spécifique. . . . .	84

3.22	Séries temporelles des flux turbulents de surface (a) chaleur latente (b) chaleur sensible et (c) stress du vent. Les flux à la bouée Lion sont calculés avec l'algorithme bulk COARE. Les flux "MESO-NH" sont calculés dans la simulation 1D avec l'algorithme COARE. Les flux extraits d'AROME-WMED, calculés avec l'algorithme COARE, sont moyennés sur le sous-domaine de $50 \text{ km} \times 50 \text{ km}$ . . . . .	86
3.23	Profils verticaux (a) de l'intensité du vent, (b) de la direction du vent, (c) de l'humidité spécifique et (d) de la température potentielle utilisés pour l'initialisation des simulations unidimensionnelles. Ces profils ont été extraits de la sortie AROME-WMED à l'échéance 0000 UTC du 13 mars 2013 pour l'humidité spécifique et la température potentielle. L'intensité et la direction du vent sont initialisées à partir d'un profil idéalisé et uniforme ( $FF_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$ , $DD_0 = 270^\circ$ ). Les courbes en pointillés correspondent à l'intensité et à la direction du vent extraits de la sortie AROME-WMED à l'échéance 0000 UTC du 13 mars 2013. . . . .	87
3.24	Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l'échéance 1500 UTC : (a) intensité du vent, (b) humidité spécifique et (c) température potentielle. Les courbes en pointillés gris indiquent l'état initial et les courbes noires correspondent aux observations (sondage avion et transition inter-paliers). Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.2. . . . .	88
3.25	Profils verticaux de dissipation d'ECT à l'échéance 1500 UTC. Les courbes noires correspondent aux observations (sondage avion et transition inter-paliers). Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.2. . . . .	89
3.26	Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l'échéance 1500 UTC (a) flux d'humidité et (b) flux de chaleur Les courbes noires correspondent à des interpolations faites à partir des données aéroportées. Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.2. . . . .	91
3.27	Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l'échéance 1500 UTC : (a) intensité du vent, (b) humidité spécifique et (c) température potentielle. Les courbes en pointillés gris indiquent l'état initial et les courbes noires correspondent aux observations (sondage avion et transition inter-paliers). Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.3. . . . .	92
3.28	Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l'échéance 1500 UTC (a) flux d'humidité et (b) flux de chaleur Les courbes noires correspondent à des interpolations faites à partir des données aéroportées. Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.3. . . . .	93
3.29	Idem Figure 3.27 avec (a) la fraction nuageuse $CF$ et (b) le taux de dissipation de l'ECT $\epsilon$ . Les courbes noire et grise correspondent respectivement au sondage et à l'inter-palier. . . . .	94
3.30	Profils verticaux (a) de l'intensité du vent, (b) de la direction du vent, (c) de l'humidité spécifique et (d) de la température potentielle simulés à partir de la configuration test05 à l'échéance 1200 UTC. . . . .	94

4.1	Image satellite à haute résolution MODIS du 13 février 2013 au-dessus du golfe du Lion. La zone délimitée par l'encadré noir révèle une couverture nuageuse organisée sous la forme de rouleaux longitudinaux avec une périodicité de plusieurs kilomètres et la zone délimitée en rouge correspond à la zone de vol pour cette POI. Source : <a href="http://www.infoclimat.fr">http://www.infoclimat.fr</a> . . . . .	99
4.2	Évolution horizontale des fluctuations de la vitesse verticale, de la température potentielle et de l'humidité spécifique échantillonnées sur (a) un palier perpendiculaire et (b) un palier parallèle à la direction du vent moyen à une altitude $z \sim 150$ m pour la journée du 6 février 2013. . . . .	100
4.3	(a) Série temporelle des fluctuations de la vitesse verticale et scalogrammes associés (b) avec l'ondelette MHAT et (c) avec l'ondelette de Morlet. Le palier est réalisé perpendiculairement à la direction du vent moyen à une altitude de $z \sim 450$ m le 6 février 2013. . . . .	101
4.4	Idem Figure 4.3 mais pour un palier réalisé dans l'axe du vent moyen. . . . .	102
4.5	Spectres normalisés de la vitesse verticale pour les deux séries temporelles présentées sur la figure 4.2 (en traits pointillés) et interpolés avec le modèle de Kristensen et al. (1989) (traits pleins). Les lignes verticales indiquent les pics des spectres analytiques. Les courbes orange correspondent au palier "//" et les courbes marron au palier "⊥". . . . .	103
4.6	Profil vertical normalisé par la hauteur de la CLAM $z_i$ du paramètre de forme $\mu$ . Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". Les lignes grises en trait plein $\mu = 0.5$ et en pointillés $\mu = 1$ correspondent aux spectres analytiques proposés respectivement par Kaimal et al. (1976) et Von Karman (1948). . . . .	104
4.7	Profil vertical en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ de l'échelle intégrale $\mathcal{L}_w$ normalisée par la hauteur de la CLAM $z_i$ . Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". La courbe grise en pointillés est la paramétrisation proposée par Lenschow et Stankov (1986) dont l'expression est rappelée dans le tableau 4.1. . . . .	105
4.8	Profil vertical en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ de la longueur d'onde du pic spectral $\lambda_w$ normalisée par la hauteur de la CLAM $z_i$ . Les valeurs moyennes et les écart-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". Les courbes grises en trait plein et en pointillés correspondent aux paramétrisations proposées respectivement par Kaimal et al. (1976) et Caughey et Palmer (1979) dont les expressions sont rappelées dans le tableau 4.1. . . . .	106
4.9	Profil vertical en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ du taux de dissipation de l'ECT $\epsilon$ normalisé par $w_*^3/z_i$ . Les valeurs moyennes et les écart-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". . . . .	107

4.10	Profils verticaux de variances normalisées par les échelles convectives de la CLAM (a) de vitesse verticale, (b) de température potentielle et (c) d'humidité spécifique. Les valeurs moyennes et les écart-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". Les courbes grises correspondent à des paramétrisations issues de la littérature dont les expressions sont rappelées dans le tableau 4.2. . . .	109
4.11	Profils verticaux en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ de la dissymétrie (a) de vitesse verticale, (b) d'humidité spécifique et (c) de température potentielle. Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". . . . .	110
4.12	Profils verticaux en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ de (a) l'échelle intégrale $\mathcal{L}_{w\theta}$ et de (b) l'échelle intégrale $\mathcal{L}_{wq}$ normalisées par la hauteur de la CLAM $z_i$ . Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". Les courbes grises en pointillés correspondent à la paramétrisation proposée par <a href="#">Lenschow et Stankov (1986)</a> dont l'expression est rappelée dans le tableau 4.1. . . . .	111
4.13	Profils verticaux du rapport de l'ECT explicitement résolue par le modèle à l'ECT totale (résolue et sous-maille) pour trois résolutions horizontales, $\Delta x = 500$ m, $\Delta x = 250$ m et $\Delta x = 100$ m. Les profils sont moyennés horizontalement sur tout le domaine et temporellement entre 1630 UTC et 1700 UTC. . . . .	113
4.14	Profils verticaux de la moyenne (traits pleins) et de l'écart-type (traits pointillés) simulés entre 1500 UTC et 1600 UTC (a) de l'intensité du vent (b) de l'humidité spécifique et (c) de la température potentielle. Les courbes noires et grises correspondent aux sondages réalisés par l'ATR42 respectivement à environ 1500 UTC et 1600 UTC. . . . .	114
4.15	Évolution temporelle des profils verticaux moyens simulés de 1200 UTC à 1700 UTC (a) de l'intensité du vent (b) de l'humidité spécifique et (c) de la température potentielle. . . . .	115
4.16	Évolution temporelle des profils verticaux simulés (a) du flux d'humidité et (b) du flux de chaleur. Les profils sont moyennés sur des intervalles de 30 mn, l'heure indiquée correspond au milieu de l'intervalle. Les droites noires correspondent aux interpolations linéaires des flux avion. . . . .	116
4.17	Profils verticaux en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ de la variance (a) de la vitesse verticale, (b) de l'humidité spécifique et (c) de la température potentielle. La partie résolue de la variance simulée est en pointillés et la somme des parties sous-maille et résolue est en traits pleins. Les variances simulées sont moyennées sur un intervalle de 30 mn, entre 1530 UTC et 1600 UTC. Les points noirs correspondent aux observations aéroportées. . . .	117
4.18	Distributions de la vitesse verticale (gauche), de l'humidité spécifique (centre) et de la température potentielle (droite) à (a) $z/z_i = 0.9$ , (b) $z/z_i = 0.66$ , (c) $z/z_i = 0.5$ et (d) $z/z_i = 0.33$ . Les courbes en noir correspondent aux observations aéroportées moyennées à une résolution de 100 m et les courbes en rouge correspondent aux distributions de la simulation calculées sur des coupes horizontales à l'échéance 1645 UTC (les paliers avion étant réalisés entre 1500 UTC et 1730 UTC). . . . .	119

4.19	Profils verticaux normalisés par la hauteur de la CLAM $z_i$ des différents termes du bilan d'ECT normalisés par $\frac{w_z^3}{z_i}$ moyennés entre 1530 UTC et 1600 UTC. . . . .	120
4.20	Coupes horizontales des fluctuations de la vitesse verticale à $z \sim 400$ m pour les échéances (a) 1210 UTC, (b) 1230 UTC, (c) 1300 UTC et (d) 1400 UTC. . . . .	122
4.21	Coupes horizontales des fluctuations et échantillonnages unidimensionnels suivant l'axe des X (en orange) et suivant l'axe des Y (en marron) pour (a) et (b) la vitesse verticale, (c) et (d) la température potentielle et (e) et (f) pour l'humidité spécifique réalisés à $z \sim 300$ m et à l'échéance 1545 UTC. . . . .	123
4.22	Coupes verticales réalisées dans l'axe du vent moyen des fluctuations au milieu du domaine pour $Y = 5$ km (a) de la vitesse verticale, (b) de la température potentielle et (c) de l'humidité spécifique à l'échéance 1630 UTC. . . . .	124
4.23	Coupes verticales réalisées dans l'axe perpendiculaire au vent moyen des fluctuations au milieu du domaine pour $X = 12.5$ km (a) de la vitesse verticale, (b) de la température potentielle et (c) de l'humidité spécifique à l'échéance 1630 UTC. . . . .	125
4.24	Spectres normalisés de la vitesse verticale calculés sur une coupe horizontale à $z = 280$ m. Les courbes orange correspondent aux spectres calculés dans l'axe du vent moyen (" $//$ ") et les courbes marron correspondent aux spectres calculés dans l'axe perpendiculaire au vent moyen (" $\perp$ "). Les courbes en traits pleins correspondent à l'échéance 1545 UTC et les pointillés aux spectres calculés toutes les minutes entre 1530 UTC et 1600 UTC. La courbe noire représente le spectre calculé sur la coupe horizontale à l'aide de la méthode de Ricard et al. (2013). . . . .	126
4.25	Spectres normalisés de la vitesse verticale déduits de la simulation LES et des observations aéroportées. La courbe en pointillés rouges correspond au spectre moyen déduit des spectres calculés suivant l'axe perpendiculaire au vent (i.e. suivant l'axe Y) sur une coupe horizontale. La courbe en pointillées noires correspond au spectre calculé sur un palier avion réalisé perpendiculairement au vent. Ces spectres correspondent à une altitude de $z = 450$ m et une échéance de 1620 UTC. Les courbes en traits pleins correspondent aux interpolations avec le modèle de Kristensen et al. (1989). . . . .	128

## Chapitre 5 132

5.1	Profils verticaux en fonction de l'altitude réduite $z/z_i$ de l'erreur systématique commise sur les flux cinématiques (a) de chaleur et (b) d'humidité. Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers " $//$ " et les paliers " $\perp$ ". . . . .	135
5.2	Termes de droite des équations 5.2 et 5.3 calculés à partir des données et utilisés pour déterminer la constante $\alpha$ de l'équation 5.3. Les losanges font référence au flux de chaleur et les carrés au flux d'humidité. Chaque symbole représente une valeur moyenne calculée sur un intervalle de 0.02 et les lignes verticales représentent les écarts-types associés. Les lignes pointillées sont le résultat de la régression orthogonale. . . . .	136

5.3	Erreurs aléatoires calculées à partir des données filtrées ( $\epsilon_r^f$ ) en fonction de celles calculées à partir des données non filtrées ( $\epsilon_r^f$ ) pour (a) le flux de chaleur et (b) le flux d'humidité. . . . .	136
5.4	Profils verticaux du flux d'humidité $\overline{w'q'}$ pour le 09 février 2013 sur les paliers " $\perp$ " (a) données brutes, (b) données filtrées et (c) données corrigées. Les carrés représentent les valeurs de flux estimés et les barres horizontales correspondent à l'erreur aléatoire. Les lignes bleues en traits pleins et en pointillés sont les interpolations linéaires respectivement des valeurs de flux et des extrémités des barres d'erreurs. . . . .	138
5.5	Profils verticaux des flux corrigés (a) de chaleur $\overline{w'\theta'}$ et (b) d'humidité $\overline{w'q'}$ pour le 09 février 2013 en distinguant les paliers " $\parallel$ " et les paliers " $\perp$ ". Les carrés représentent les valeurs de flux estimés et les barres horizontales représentent l'erreur aléatoire. Les lignes en traits pleins sont les extrapolations linéaires des flux jusqu'à la surface. . . . .	139
5.6	Estimations des flux turbulents de surface en fonction de l'intensité moyenne du vent au sein de la CLAM : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les losanges marron correspondent aux paliers " $\perp$ " et les disques orange aux paliers " $\parallel$ ". Les extrémités des barres verticales indiquent les valeurs extrapolées à partir des extrema liés à l'erreur aléatoire (cf. eq. 5.6). . . . .	140
5.7	Flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et les flux bulk calculés à la bouée avec l'algorithme COARE (Fairall et al., 2003), ECUME (Belamari, 2005), MOON (Moon et al., 2007) et ANDREAS (Andreas et al., 2008) : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les extrémités des barres verticales indiquent les valeurs extrapolées à partir des extrema liés à l'erreur aléatoire des estimations aéroportées. . . . .	141
5.8	Comparaisons entre les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et calculés à la bouée avec l'algorithme COARE : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les symboles correspondent aux différents jours de vols comme indiqué dans le tableau 5.2. La palette de couleur correspond au rapport de l'intensité moyenne du vent au sein de la CLAM enregistrée par l'avion à l'intensité du vent enregistrée à la bouée Lion. . . . .	143
5.9	Comparaisons entre les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et extraits d'AROME-WMED sur une zone représentative du vol : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les symboles correspondent aux différents jours de vols comme indiqué dans le tableau 5.2. Les barres verticales correspondent à l'erreur aléatoire sur les flux aéroportés et les barres horizontales sont les écarts-types des flux extraits d'AROME-WMED sur la zone de vol. . . . .	144
5.10	Comparaisons entre les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et des flux ajustés par méthode inverse (Caniaux et al., 2017) sur une zone représentative du vol : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les symboles correspondent aux différents jours de vols comme indiqué dans le tableau 5.2. Les barres verticales correspondent à l'erreur aléatoire sur les flux aéroportés et les barres horizontales sont les écarts-types dus à la variabilité spatiale des flux simulés sur la zone de vol. . . . .	145



---

# Liste des tableaux

---

2.1	Inventaire de fonctionnement des différents instruments dédiés à la documentation de la couche limite atmosphérique. Les carrés rouges correspondent à des journées sans données, les carrés verts correspondent à des journées de bon fonctionnement avec le nombre de déploiements et les numéros de POI sont notifiés sur les zones orange. . . . .	46
3.1	Caractéristiques moyennes de la CLAM déduites des sondages avion au cours de la campagne HyMeX-SOP2, FL correspond au numéro de vol. . .	64
3.2	Récapitulatif des configurations des différents tests unidimensionnels de sensibilité aux forçages atmosphériques. Pour ces tests, la SST a été prescrite et les flux de surface sont calculés dans le modèle MESO-NH avec la paramétrisation COARE. . . . .	88
3.3	Récapitulatif des forçages surfaciques pris en compte pour les différents tests unidimensionnels. Pour le test08, un coefficient correctif $\alpha$ qui évolue au cours de la journée a été appliqué au flux de chaleur latente afin que celui-ci augmente progressivement jusqu'à coïncider avec l'estimation aéroportée en surface. . . . .	91
4.1	Paramétrisations issues de la littérature concernant les évolutions verticales de l'échelle intégrale $\mathcal{L}_w$ et de la longueur d'onde du pic spectral $\lambda_w$ . . . . .	105
4.2	Paramétrisations issues de la littérature concernant les évolutions verticales des variances de vitesse verticale $\sigma_w^2$ et de température potentielle $\sigma_\theta^2$ . . . . .	108
5.1	Erreur aléatoire $\epsilon_r$ en pourcentage pour les flux cinématiques de chaleur et d'humidité calculés sur les séries temporelles filtrées et classées en fonction de la direction d'échantillonnage et pour différentes hauteurs normalisées. .	137
5.2	Distance entre la zone de vol et la bouée Lion pour les différentes journées de POI de la campagne HyMeX-SOP2. . . . .	143



---

# Introduction générale

---

## Contexte

La question du changement climatique est pour la communauté internationale au cœur des préoccupations politiques et sociales. Hormis quelques détracteurs sceptiques, la majorité s'accorde sur le fait que les variations naturelles du climat ont été bouleversées par l'industrie et les activités humaines. La Terre subit actuellement un changement climatique, au cours duquel les événements météorologiques extrêmes sont et seront de plus en plus marqués (IPCC, 2013). Afin de lutter contre les conséquences dramatiques du changement climatique sur l'environnement, la biodiversité ou la société humaine, la communauté internationale tente de se mobiliser. Le 12 décembre 2015 à Paris, un accord universel historique sur le climat a été approuvé lors de la COP21 (Conference of the Parties) afin d'essayer de limiter l'impact de l'Homme sur le changement climatique. Il aura fallu des années avant que la communauté scientifique soit écoutée et prise au sérieux. C'est en grande partie grâce au Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) que la prise de conscience collective a eu lieu.

Les océans occupent environ 70 % de la surface de la Terre, l'étude des échanges entre l'océan et l'atmosphère est donc fondamentale pour des problématiques climatiques mais également pour les phénomènes météorologiques à courte ou moyenne durée de vie pouvant être particulièrement impactants. Ces événements sont de natures très diverses, on peut citer par exemple les cyclones, les tempêtes intra et extra-tropicales, les épisodes cévenols, les moussons ou les brouillards en zone côtière. Le 6 septembre 2017, l'ouragan Irma a frappé le nord les petites Antilles avec des vents moyens ayant atteint  $295 \text{ km.h}^{-1}$ . Il s'agit de l'ouragan le plus violent jamais enregistré depuis le début de l'ère satellitaire. Les modèles météorologiques de Météo-France, du centre américain de prévision des cyclones et du centre européen de prévisions avaient permis d'anticiper la trajectoire probable de l'ouragan et son intensité mais les marges d'incertitudes sont encore importantes. De façon dramatique, cette catastrophe met en lumière l'importance d'améliorer la compréhension des mécanismes d'échanges air-mer ainsi que leurs quantifications.

---

L'étude présentée ici s'inscrit dans le cadre d'un programme international centré sur le cycle hydrologique du bassin méditerranéen. Ce dernier est un des deux "hot-spots" climatiques (Giorgi, 2006) susceptibles de subir, d'ici la fin du 21<sup>ème</sup> siècle, une multiplication des phénomènes météorologiques extrêmes (Gao et al., 2006; Gao et Giorgi, 2008). La caractérisation des interactions complexes entre la Méditerranée et son environnement sur des échelles spatio-temporelles allant de l'événement météorologique extrême de courte durée à la modification climatique à long terme est le point central du programme pluridisciplinaire HyMeX (acronyme de HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment) (Drobinski et al., 2014). Plus précisément, cette étude fait partie du projet ASICS-MED (Air-Sea Interaction and Coupling with Submesoscale structures in the MEDiterranean) lié à la thématique "Échanges air-mer intenses" du programme HyMeX.

Même si les grands principes de fonctionnement de la machine atmosphérique semblent à l'heure actuelle bien maîtrisés, l'activité de recherche des centres académiques et des services météorologiques reste primordiale afin d'améliorer les moyens de prévision numérique du temps. La partie de l'atmosphère qui est en interaction directe avec la surface, la couche limite atmosphérique (abrégée par la suite CLA), est le siège de phénomènes complexes agissant sur des échelles de temps et d'espace très variées. C'est au sein de la CLA que se font les échanges de masse et d'énergie entre la surface et l'atmosphère libre par le biais de la turbulence. La turbulence atmosphérique et les échanges énergétiques sont des processus physiques jouant un rôle majeur et dont la compréhension et la représentation dans les modèles sont fondamentales. D'un point de vue théorique et numérique, les modèles de prévision sont de plus en plus complexes. La validation et le perfectionnement de ces modèles reposent en partie sur des études expérimentales et sur l'analyse d'observations. La description de la structure dynamique de la CLA a fait l'objet de nombreuses études expérimentales mais principalement au-dessus d'une surface continentale. En effet, du fait des difficultés d'accès, le nombre de campagnes de mesures réalisées au-dessus de la mer est bien moins important que les celles réalisées sur terre. Cependant, le développement de l'utilisation de plateformes autonomes ou d'avions instrumentés a permis de nombreuses avancées pour l'étude expérimentale de la CLA marine (abrégée par la suite CLAM). Ces études expérimentales au-dessus de la mer sont d'autant plus importantes que la modélisation des interactions air-mer est un aspect fondamental des modèles de météorologie et de climat. Une bonne modélisation des flux de quantité de mouvement et de chaleur en surface est primordiale pour améliorer la représentation numérique de la CLAM (Weill et al., 2003). Les paramétrisations des flux de surface présentent des grandes incertitudes en conditions de vents forts (Brunke et al., 2003).

La partie nord-occidentale du bassin méditerranéen peut être soumise à des conditions de vents forts conduisant à l'incursion sur la mer de masses d'air froides et sèches. Ces

---

épisodes, abrégés par la suite CAO (pour Cold Air Outbreak en anglais) vont engendrer des échanges air-mer intenses qui se traduisent par des pertes de chaleur considérables pour la surface océanique (Flamant et Pelon, 1996). La répétition des épisodes de CAO conduit à la densification des eaux de surface de la couche de mélange océanique (abrégée par la suite CMO) et va progressivement déstabiliser la colonne d'eau jusqu'au déclenchement de la convection océanique (Marshall et Schott, 1999). En conditions de vents forts, la sensibilité des paramétrisations utilisées dans les modèles afin de représenter les flux air-mer est forte. Il apparaît alors fondamental d'améliorer l'identification et la compréhension des mécanismes d'échanges air-mer ainsi que leurs interactions avec la CLAM et la CMO.

## Objectifs

Dans le contexte général détaillé ci-dessus, ce travail de thèse est centré sur la structure de la CLAM ainsi que les échanges air-mer en conditions de vents forts. L'objectif est de déterminer comment est impactée l'organisation turbulente de la CLAM lors d'épisodes de CAO. Cette problématique peut être détaillée en plusieurs questions :

- Quelles sont les conséquences d'épisodes de CAO sur la structure moyenne de la CLAM ?
- Comment est organisé le champ turbulent de la CLAM en conditions de vents forts ?
- Quel est l'impact de la structure turbulente sur les estimations des flux ?
- Les conditions de vents forts sont-elles propices au développement de structures cohérentes au sein de la CLAM ?
- Peut-on quantifier les échanges air-mer en conditions de vents forts ?
- Quel est la représentativité des flux turbulents paramétrés par rapport à des estimations expérimentales en conditions de vents forts ?

## Méthodologie

La méthodologie mise en place pour cette étude repose sur l'utilisation combinée d'observations et de simulations. L'étude expérimentale s'appuie essentiellement sur l'exploitation de données aéropartées dynamiques, thermodynamiques et turbulentes collectées lors de la SOP2 (Special observation period) du programme HYMeX (Estournel et al., 2016b). Les 11 épisodes de vents forts alors documentés ont permis de caractériser la structure moyenne et turbulente de la CLAM afin de répondre au mieux aux questions soulevées ci-dessus. Une étude numérique, focalisée sur un épisode de CAO établi, a été menée afin de compléter l'analyse issue des observations. Dans un premier temps, une approche unidimensionnelle a permis d'évaluer l'impact de l'advection et des flux de sur-

---

face sur l'évolution de la structure moyenne de la CLAM. Enfin, une approche à haute résolution de type LES (pour Large Eddy Simulation) a permis d'approfondir l'étude de la structure turbulente de la CLAM en conditions de vents forts.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré aux notions théoriques utilisées dans cette étude. Il s'agit d'un rappel descriptif des caractéristiques de la CLAM, des échanges air-mer par conditions de vents forts, de la turbulence atmosphérique et de l'approche spectrale associée.

La seconde partie présente l'ensemble des moyens expérimentaux et numériques utilisés dans cette étude. Après une description de la campagne SOP2 du programme HyMeX, le volet aéroporté est détaillé. La stratégie de modélisation ainsi que les modèles numériques utilisés sont ensuite présentés.

Le chapitre 3 est consacré à la structure moyenne de la CLAM, il repose dans un premier temps sur les données aéroportées de chaque épisode documenté pour décrire les caractéristiques moyennes de la CLAM sur toute son épaisseur. Après une évaluation de la variabilité spatiale et temporelle des forçages nécessaires pour contraindre le modèle uni-colonne, des tests de sensibilité ont été réalisés pour obtenir une simulation 1D réaliste de la CLAM.

Le chapitre 4 est consacré à la structure turbulente de la CLAM. Une analyse spectrale est réalisée afin d'appréhender les échelles caractéristiques de la turbulence et leur évolution verticale. La simulation LES est ensuite détaillée, validée puis exploitée afin d'approfondir la caractérisation de la structure turbulente.

Le chapitre 5 est dédié aux échanges air-mer et plus particulièrement aux flux de chaleur sensible et de chaleur latente. Après la présentation et l'application d'une méthode de correction des profils de flux turbulents aéroportés, les estimations de flux turbulents de surface qui en découlent ont pu être confrontées à des valeurs issues de paramétrisations.

Enfin les conclusions de ce travail de thèse ainsi que les perspectives associées seront exposées dans le dernier chapitre.

# CHAPITRE 1

---

## Turbulence atmosphérique et échanges air-mer

---

### Plan du chapitre

---

<b>1.1</b>	<b>La turbulence de couche limite atmosphérique</b>	<b>6</b>
1.1.1	Qu'est-ce que la couche limite atmosphérique?	6
1.1.2	Définition et origines de la turbulence	9
1.1.3	Équations de base gouvernant la turbulence	10
<b>1.2</b>	<b>Approche spectrale de la turbulence</b>	<b>16</b>
1.2.1	Spectre d'énergie de la turbulence	16
1.2.2	Les échelles caractéristiques de la turbulence	20
1.2.3	Forme universelle du spectre dans la CLA	21
<b>1.3</b>	<b>Les échanges air-mer</b>	<b>24</b>
1.3.1	Le bilan d'énergie de la surface	24
1.3.2	Formation d'eaux denses et convection océanique profonde	25
1.3.3	La couche limite atmosphérique marine	27
<b>1.4</b>	<b>Notions de structures cohérentes</b>	<b>28</b>
1.4.1	Mise en défaut de la théorie du trou spectral	28
1.4.2	Mise en défaut de l'hypothèse d'isotropie	29
1.4.3	Caractéristiques des structures cohérentes	30
1.4.4	Analyse en ondelettes appliquée à la détection de structures cohérentes	32
<b>1.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>35</b>

---

L'objectif de ce chapitre est d'explicitier les notions théoriques utilisées dans cette étude. On s'attachera dans un premier temps à définir ce qu'est la turbulence atmosphérique ainsi que les équations qui la pilotent. Les outils d'analyse spectrale nécessaires à la description de l'organisation du champ turbulent seront ensuite exposés. L'importance des échanges air-mer en conditions de vents forts ainsi que leurs répercussions sur l'atmosphère et l'océan seront présentés. Enfin, la notion d'organisation particulière du champ turbulent sous forme de structures cohérentes sera définie.

## 1.1 La turbulence de couche limite atmosphérique

### 1.1.1 Qu'est-ce que la couche limite atmosphérique ?

#### Définition

Par définition, la CLA est la partie de l'atmosphère au sein de laquelle les phénomènes dynamiques et thermodynamiques sont directement influencés par la surface terrestre avec un temps de réponse court (inférieur à une heure). En réalité, l'ensemble de l'atmosphère est influencé par la surface mais la troposphère libre et la stratosphère présentent des temps de réponse beaucoup plus longs. La hauteur de la CLA, notée par la suite  $z_i$  est très variable mais il est admis que l'ordre de grandeur à l'échelle du globe est de 1 km. Il n'y a pas de définition unanime de  $z_i$ , cette épaisseur correspondant à la transition entre la CLA et la troposphère libre peut être bien marquée ou graduelle. Les caractéristiques moyennes de la CLA ainsi que son extension verticale peuvent être très variables suivant le type de surface considéré (océan, continent, surfaces planes ou montagneuses).

#### Équations de base

Comme tout écoulement fluide, l'évolution de la CLA est gouvernée par les équations classiques de la mécanique des fluides et de la thermodynamique. Ces équations sont au nombre de sept, comprenant une équation d'état, l'équation de continuité, les trois équations de conservation de la quantité de mouvement, la conservation de l'humidité ainsi que la conservation de l'énergie.

L'équation d'état s'obtient en considérant l'air humide comme un mélange idéal de deux gaz parfaits (i.e. d'air sec et de vapeur d'eau). Elle s'écrit :

$$P = \rho R_d T_v \tag{1.1}$$

avec  $P$  la pression,  $\rho$  la masse volumique de l'air humide,  $R_d$  la constante des gaz parfaits pour l'air sec et  $T_v$  la température virtuelle utilisée pour tenir compte des effets de l'humidité spécifique  $q$  :

$$T_v = (1 + 0.61q) T \quad (1.2)$$

Dans la convention de sommation d'Einstein, où  $u_j$  est la  $j^e$  composante du vent ( $u, v$  et  $w$ ), l'équation de continuité, aussi appelée équation de conservation de la masse, s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (1.3)$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement pour les trois composantes du vent s'écrivent :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -g\delta_{i3} - \epsilon_{ij3} f_c u_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (1.4)$$

avec  $g$  la gravité,  $f_c$  le paramètre de Coriolis,  $\nu$  la viscosité cinématique,  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker et  $\epsilon$  le symbole de Levi-Civita. Ces équations prennent en compte l'ensemble des forces qui s'appliquent à une parcelle d'air, comprenant la force de gravité  $g$ , les forces de gradient de pression, les contraintes visqueuses et l'accélération de Coriolis avec  $f_c = 2\Omega \sin(\phi)$  le paramètre de Coriolis (où  $\Omega$  est la vitesse de rotation angulaire de la Terre et  $\phi$  la latitude).

L'équation de conservation de l'humidité spécifique  $q$  s'écrit :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u_j \frac{\partial q}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} + \frac{S_q}{\rho} \quad (1.5)$$

avec  $S_q$  la masse de vapeur d'eau issue d'un changement de phase par unité de volume et de temps. Il s'agit d'un terme source s'il est positif et d'un puits s'il est négatif.

La conservation de l'énergie, ou première loi de la thermodynamique s'écrit en terme de température potentielle  $\theta$  :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} + \frac{S_\theta}{\rho} - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \quad (1.6)$$

avec  $S_\theta$  un terme source ou puits en fonction du gain ou de la perte d'énergie issue d'un changement de phase,  $C_p$  la capacité calorifique à pression constante de l'air, et  $R_j$  est le flux d'énergie radiative dans la direction  $j$ .

Les équations de conservation de la quantité de mouvement pour les composantes horizontales du vent  $u$  et  $v$  peuvent être réécrites de façon plus lisible en introduisant la

notion de vent géostrophique. Le vent géostrophique  $(u_g, v_g)$  résulte de l'équilibre entre les forces de Coriolis et de pression. En supposant un mouvement horizontal sans accélération ni frottement, l'équilibre géostrophique est :

$$f u_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad \text{et} \quad f v_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1.7)$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement pour les composantes  $u$  et  $v$  peuvent alors se réécrire de façon simplifiée :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u_j \frac{\partial u}{\partial u_j} = -f (v_g - v) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x_j^2} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u_j \frac{\partial v}{\partial u_j} = f (u_g - u) + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x_j^2} \quad (1.9)$$

Hormis en zone équatoriale où toute circulation est agéostrophique ( $f = 0$  au niveau de l'Équateur) ou en cas de situations météorologiques bien particulières (les cyclones ou les lignes de grains par exemple), à l'échelle synoptique, la circulation horizontale des masses d'air est relativement bien représentée par la circulation géostrophique. Le vent géostrophique peut s'interpréter comme la composante à grande échelle du vent. Cette notion sera utilisée dans cette étude et détaillée dans la section 3.3 où les forçages atmosphériques seront abordés.

La vitesse verticale est un autre paramètre important qui sera utilisé dans cette étude en tant que forçage atmosphérique (section 3.3). Connaissant les composantes horizontales du vent  $(u, v)$ , la composante verticale  $w$  peut se déduire de l'équation de continuité (eq. 1.3). Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, les changements de densité résultant des changements de température ne sont importants que s'ils affectent directement la flottabilité. La conservation de la quantité de mouvement pour la vitesse verticale peut être réécrite en introduisant le terme de flottabilité qui rend compte de la poussée d'Archimède, on obtient :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u_j \frac{\partial w}{\partial u_j} = - \left( 1 - \frac{\delta \theta_v}{\theta_v} \right) g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x_j^2} \quad (1.10)$$

avec  $\theta_v$  la température potentielle virtuelle et  $\delta \theta_v$  une perturbation par rapport à l'état de référence  $\bar{\theta}_v$  telle que  $\theta_v = \bar{\theta}_v + \delta \theta_v$ . La poussée d'Archimède est dirigée vers le haut si la parcelle d'air considérée est plus légère (ou plus chaude en première approximation) que son environnement. L'importance du terme de flottabilité est développée dans la section 1.1.3 où les équations gouvernant la turbulence atmosphérique sont détaillées.

La viscosité ne joue un rôle important qu'au voisinage d'obstacles fixes où il se développe une sous-couche visqueuse de l'ordre de quelques centimètres liée à la condition

d'adhérence qui impose une vitesse nulle. Au sein de cette sous-couche visqueuse, ce sont les termes de viscosité qui pilotent les échanges de quantité de mouvement, d'humidité et de chaleur. Cette sous-couche visqueuse n'étant épaisse que de quelques centimètres, les termes liés à la viscosité moléculaires qui apparaissent dans chacune des équations de conservation sont négligeables devant les autres termes pour la CLA.

### 1.1.2 Définition et origines de la turbulence

En mécanique des fluides, on distingue deux types de régimes d'écoulement, laminaire et turbulent. Un écoulement laminaire est caractérisé par une certaine régularité, présente peu de variations spatiales et temporelles, et est souvent associé à une viscosité du fluide prépondérante devant les forces inertielles. La turbulence apparaît lorsque la source d'énergie qui met le fluide en mouvement est suffisamment intense devant les effets visqueux que le fluide oppose au déplacement (Bailly et Comte-Bellot, 2015). Un écoulement turbulent va être en apparence très désordonné avec un comportement chaotique au sein duquel de nombreuses échelles spatiales et temporelles entrent en jeu.

Classiquement, l'aspect turbulent d'un écoulement peut résulter de deux types d'instabilités, d'origine hydrodynamique ou de flottabilité. Le nombre de Reynolds ( $Re$ ) est un paramètre adimensionné permettant de caractériser le régime d'écoulement. Il est défini par :

$$Re = \frac{Uh}{\nu} \quad (1.11)$$

avec  $U$  la vitesse caractéristique de l'écoulement et  $h$  une longueur caractéristique. Il existe une valeur seuil ( $Re_c$ ) au-delà de laquelle l'écoulement passe du régime laminaire au régime turbulent. Ce seuil varie suivant l'expérience considérée mais les ordres de grandeurs communément utilisés se basent sur la célèbre expérience de Reynolds (1883) concernant la vidange d'une cuve par une conduite horizontale. Dans la plupart des cas, l'écoulement devient turbulent à partir d'un seuil critique de  $Re_c = 3000$  et pour tout  $Re > 10^5$ , il est admis que l'écoulement est nécessairement turbulent.

#### L'instabilité hydrodynamique

L'instabilité hydrodynamique résulte d'une viscosité du fluide très faible et d'un cisaillement de vent, c'est à dire un gradient s'opérant dans une direction transverse à l'écoulement. Cette instabilité est omniprésente dans la CLA compte tenu de la faible viscosité de l'air, tout champ de vent composé d'un cisaillement significatif est intrinsèquement turbulent (sauf cas particuliers d'effets thermiques stabilisateurs). Supposons une CLA de hauteur caractéristique  $h \sim 1$  km avec un vent horizontal moyen de  $U \sim 15$  m.s<sup>-1</sup>

et la viscosité de l'air  $\nu = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds ( $Re$ ) représentatif de cette CLA est alors :

$$Re_{CLA} \sim 10^9 \quad (1.12)$$

La valeur seuil du nombre de Reynolds critique est largement dépassé et la CLA considérée dans l'exemple ci-dessus est en régime pleinement turbulent.

### L'instabilité de flottabilité

Outre la production dynamique par cisaillement, la turbulence peut être générée par contrastes de flottabilité entraînant des mouvements verticaux, ce régime est appelé la convection. Les forces de flottabilité correspondent à la différence entre la poussée d'Archimède et les forces de gravité. D'un point de vue thermique, en tant que source de chaleur, la surface a une influence significative sur la structure de la CLA. Ce point est développé dans la partie 1.3.1 avec la description détaillée du bilan d'énergie de la surface.

Du caractère pleinement turbulent de la CLA résulte un mélange très efficace. Plus la turbulence est intense plus l'homogénéisation des caractéristiques moyennes de la CLA sera rapide. Couramment, l'énergie cinétique turbulente (ECT) sert d'indicateur afin de quantifier l'intensité de la turbulence et fera l'objet de la section suivante. Dans certaines situations, en particulier en conditions stables, l'intensité turbulente au sein de la CLA est faible et le mélange est limité. Cependant, la thématique abordée dans cette étude concerne la CLAM en conditions de vents forts au sein de laquelle la turbulence joue un rôle prépondérant sur les échanges de masse et d'énergie.

### 1.1.3 Équations de base gouvernant la turbulence

#### Décomposition de Reynolds

A cause du caractère non déterministe de la turbulence, la description complète d'un écoulement turbulent détaillant l'évolution temporelle et spatiale des fluctuations est extrêmement compliquée et ne présente pas d'intérêt pratique. Une approche statistique va permettre de décrire un écoulement en terme de moments turbulents (moyenne, variances, ...) et ainsi renseigner sur sa structure. La majorité des méthodes statistiques de caractérisation de la turbulence reposent sur la décomposition de Reynolds (Reynolds, 1895) qui, pour une grandeur quelconque  $\psi$  s'écrit :

$$\psi(\vec{x}, t) = \overline{\psi(\vec{x})} + \psi'(\vec{x}, t) \quad \text{avec} \quad \overline{\psi'(\vec{x}, t)} = 0 \quad (1.13)$$

Le principe de cette décomposition est de séparer la valeur instantanée  $\psi(\vec{x}, t)$  en une valeur moyenne  $\overline{\psi(\vec{x})}$  et une fluctuation  $\psi'(\vec{x}, t)$ . La validité de cette décomposition suppose que certains axiomes, dits de Reynolds, soient vérifiés par l'opérateur de moyenne tels que la linéarité, la commutativité avec les opérateurs de dérivation et d'intégration ainsi que l'idempotence généralisée. D'un point de vue théorique, l'opérateur de moyenne idéal est la moyenne d'ensemble (basée sur la répétition un grand nombre de fois d'une même expérience). Cependant, cette méthode n'est pas applicable à la CLA où il est impossible de répéter deux fois la même expérience. L'hypothèse d'ergodicité permet de s'affranchir de ce problème. La turbulence atmosphérique est supposée statistiquement stationnaire. Dans ce cas, une des propriétés d'ergodicité stipule qu'il est statistiquement équivalent de considérer des expériences indéfiniment répétées avec un seul tirage et une seule expérience avec une infinité de tirages (Favre, 1976). Ainsi, au sein de la CLA, toute grandeur statistique calculée sur un échantillon suffisamment grand peut être considérée comme représentative (Kaimal et Finnigan, 1994).

### Système d'équations de Reynolds

En prenant en compte la décomposition de Reynolds, les équations de Navier-Stokes introduites dans la section 1.1.1 peuvent être réécrites pour les grandeurs moyennes constituant alors le système d'équations de Reynolds (1895). En négligeant les termes de viscosité moléculaire pour toutes les grandeurs, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = -f(v_g - \bar{v}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j u'} \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = f(u_g - \bar{u}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j v'} \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{w}}{\partial x_j} = - \left( 1 - \frac{\theta'_v}{\theta_v} \right) g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j w'} \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \frac{S_\theta}{\rho} - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j \theta'} \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = \frac{S_q}{\rho} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j q'} \quad (1.18)$$

Ce système d'équations pour les grandeurs moyennes contient un nouveau terme sous la forme d'une divergence d'un flux turbulent. Pour une grandeur  $\alpha$  quelconque, le flux turbulent  $\overline{u'_i \alpha'}$  représente le transport de cette grandeur à travers un plan perpendiculaire à la direction  $i$  par les fluctuations des vitesses dues à la turbulence dans la direction  $i$ .

## Problème de fermeture

Le système d'équations de Reynolds faisant intervenir les flux turbulents  $\overline{u'_i \alpha'}$  contient plus d'inconnues que d'équations. Il s'agit là du problème classique de fermeture des équations de la turbulence. Il est nécessaire de paramétrer ces flux turbulents en fonction de variables connues. Il existe une grande diversité de méthodes de fermeture mais elles peuvent être classées en deux grandes catégories, les fermetures locales et non-locales.

L'approche locale du problème de fermeture consiste à exprimer les quantités turbulentes inconnues en fonction de grandeurs connues en un point donné de l'espace. L'approche la plus célèbre, basée sur l'analogie entre le transfert turbulent et la diffusion moléculaire, est celle de [Boussinesq \(1877\)](#) :

$$\overline{u'_i \alpha'} = -K_\alpha \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial x_i} \quad (1.19)$$

avec  $K_\alpha$  le coefficient de viscosité turbulente. Les flux turbulents sont définis comme étant proportionnels aux gradients des grandeurs moyennes. Compte tenu des dimensions de la CLA, peu épaisse en comparaison de son extension horizontale, la variabilité des champs moyens est bien plus importante sur la verticale que suivant les directions horizontales, les flux turbulents verticaux sont donc prépondérants. Le problème de fermeture concerne alors les coefficients  $K_\alpha$  qu'il est nécessaire de définir. [Prandtl \(1925\)](#) introduit la notion de longueur de mélange par analogie avec le libre parcours moyen de la théorie des gaz. Dans la section 2.3.3, nous reviendrons sur cette notion de longueur de mélange avec notamment l'approche de [Bougeault et Lacarrère \(1989\)](#). Cette méthode de fermeture locale présente certaines limitations, notamment pour les couches limites convectives où le mélange peut être sous-estimé ([Ebert et al., 1989](#)). En effet, pour les couches limites convectives, la présence de grosses structures telles que les thermiques contribue majoritairement au mélange vertical.

L'approche non-locale du problème de fermeture vise à décrire le transport vertical engendré par les thermiques. Les paramétrisations dites en flux de masse sont formulées de la façon suivante :

$$\overline{w' \alpha'} = \frac{M}{\rho} (\alpha_u - \bar{\alpha}) \quad (1.20)$$

l'indice  $u$  faisant référence aux fortes ascendances et  $M$  le flux de masse associé à l'ensemble des thermiques.

Afin de prendre en compte la turbulence locale avec l'approche en K-gradient et le mélange non local avec un schéma en flux de masse, [Soares et al. \(2004\)](#) définissent le concept d'Eddy-Diffusivity/Mass-Flux (EDKF). Le flux turbulent est alors défini comme

(Pergaud et al., 2009) :

$$\overline{w'\alpha'} = -K_\alpha \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial z} + \frac{M}{\rho} (\alpha_u - \bar{\alpha}) \quad (1.21)$$

### Énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente par unité de masse, notée  $e$ , correspond à la demi-somme des variances des fluctuations des trois composantes du vent :

$$e = \frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad \text{avec} \quad \forall \psi \in \{u, v, w\} \quad \sigma_\psi^2 = \overline{\psi'^2} \quad (1.22)$$

L'équation pronostique de  $e$  est obtenue par combinaison linéaire des équations de bilan des variances des composantes du vent. Cette équation permet d'appréhender les différents termes de production et de dissipation de  $e$  et s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\partial e}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial e}{\partial x_j}}_{(I)} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_{(II)} + \underbrace{\frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v}}_{(III)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_j e})}_{(IV)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} \right)}_{(V)} - \underbrace{\epsilon}_{(VI)} \quad (1.23)$$

Le premier terme (I) est le terme de tendance de l'ECT. Le terme (II) représente la production d'ECT par cisaillement de vent et peut être interprété comme le transfert d'énergie entre le champ moyen et le champ turbulent. La production de turbulence par effet de flottabilité est le terme (III). Ce terme peut être positif, il est alors source d'ECT mais il peut être négatif et jouer alors un rôle de puits de turbulence. Le terme (IV) correspond à la divergence du flux d'ECT, il représente le transport de l'ECT au sein de la CLA par les fluctuations de vitesse. Le terme (V) est un terme de corrélation de pression, il traduit la façon dont l'ECT est redistribuée via les fluctuations de pression. Enfin, le terme (VI) correspond à la dissipation de l'ECT, il joue toujours un rôle de puits de turbulence et peut s'interpréter comme le taux auquel l'ECT est convertie en chaleur par viscosité.

En ce qui concerne les couches limites convectives, le bilan d'ECT a été l'objet de nombreuses études, basées à la fois sur des observations avec notamment [Lenschow et al. \(1980\)](#) qui ont évalué les différents termes à partir de données aéroportées collectées durant la campagne AMTEX (Air Mass Transformation Experiment) mais également sur des simulations à haute résolution (e.g. [Schmidt et Schumann \(1989\)](#), [Moeng et Sullivan \(1994\)](#) ou plus récemment [Conzemius et Fedorovich \(2006\)](#) et [Pino et Vilà-Guerau De Arellano \(2008\)](#)). La figure 1.1 représente les profils verticaux normalisés des différents

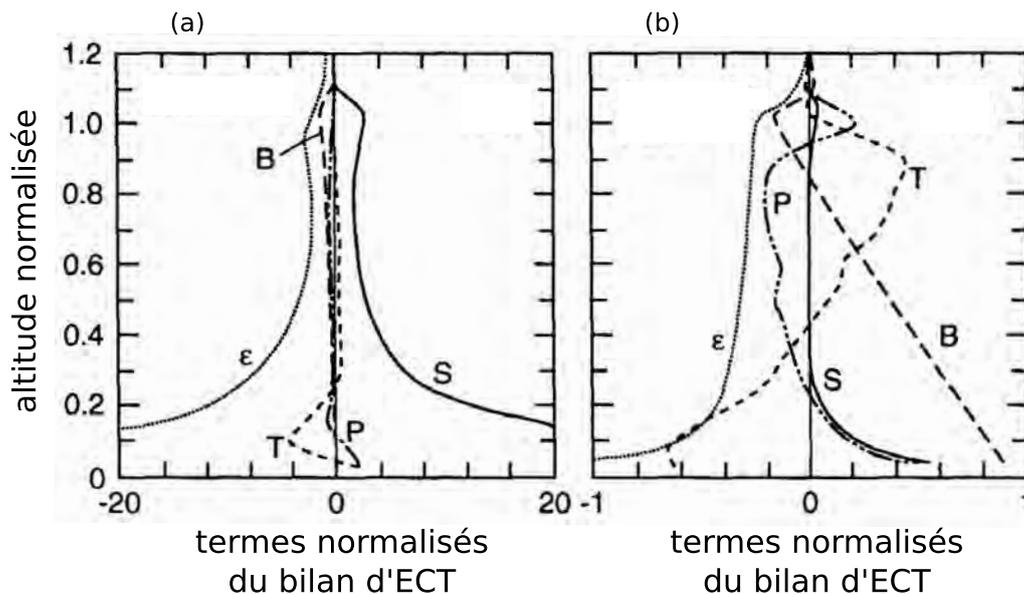


FIGURE 1.1 – Profils verticaux normalisés par la hauteur de la CLA ( $z_i$ ) des différents termes normalisés du bilan d'énergie cinétique turbulente (a) pour une couche limite cisailée et (b) pour une couche limite convective. S = production mécanique, B = terme de flottabilité, T = transport, P = corrélations de pression et  $\epsilon$  la dissipation d'ECT. Cette figure est adaptée de [Moeng et Sullivan \(1994\)](#).

termes du bilan d'ECT représentatifs de deux types de CLA pilotées par le cisaillement ou par les effets de flottabilité. Pour les deux types de CLA, la production mécanique est essentiellement localisée près de la surface où les contraintes de cisaillement de vent sont les plus fortes. Pour la CLA cisailée, la production mécanique va ensuite se maintenir constante jusqu'au sommet de la CLA et devient nulle dans la zone d'entraînement alors que pour la CLA convective, la production mécanique devient nulle pour  $z/z_i \sim 0.3$ . Le transport turbulent va alors répartir cette énergie disponible sur la verticale. Près de la surface, cette forte activité turbulente est contrebalancée par une dissipation importante, cette dissipation diminue progressivement avec l'altitude. Pour la CLA cisailée, le terme de production par flottabilité est négligeable alors que pour la CLA convective, bien qu'elle décroisse avec l'altitude, la production liée à la flottabilité reste la principale source dans la CLA et est particulièrement dominante dans la moitié supérieure.

### Notion de stabilité

Le nombre de Richardson de flux ( $R_f$ ) introduit par [Richardson \(1920\)](#) est un nombre sans dimension, défini comme le rapport, au signe près, du terme de production d'ECT par flottabilité au du terme de production par cisaillement de vent. Il permet de quantifier les

rôles respectifs du cisaillement et de la flottabilité sur la production d'ECT et également de caractériser la stabilité de la CLA, il s'écrit :

$$R_f = \frac{g}{\theta_v} \frac{\overline{w'\theta'_v}}{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}} \quad (1.24)$$

Le terme de production mécanique étant toujours positif, le signe de  $R_f$  est piloté par le terme de flottabilité. Si  $R_f = 0$  alors il n'y a pas d'effets de flottabilité et la turbulence est entièrement due au cisaillement de vent, il s'agit du régime de turbulence neutre. Si  $R_f > 0$ , le flux de flottabilité est négatif ce qui constitue un puits de turbulence, la CLA est alors en stratification stable et l'activité turbulence est très faible et/ou sporadique, voire inexistante si  $R_f > 1$ . Inversement, si  $R_f < 0$ , la flottabilité est source de turbulence et le régime est instable.

La notion de stabilité est fondamentale pour la représentation des processus et les paramétrisations de la couche limite de surface (abrégée par la suite CLS). La théorie de similitude de [Monin et Obukhov \(1954\)](#) (notée MOST pour Monin-Obukhov Similarity Theory) permet de décrire les caractéristiques de la CLS à partir d'échelles pertinentes et de fonctions universelles ne dépendant que d'un paramètre sans dimension  $\zeta = z/L_{MO}$  où  $L_{MO}$  est la longueur d'Obukhov qui est définie par :

$$L_{MO} = -\frac{-u_*^3}{k \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}|_s} \quad (1.25)$$

l'indice "s" fait référence à la surface,  $k$  est la constante de Von Karman ( $k \sim 0.4$ ) et  $u_*$  est la vitesse de friction qui vérifie :

$$u_* = \left( \overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{1/4} \quad (1.26)$$

Tout comme  $R_f$ ,  $\zeta$  est un indicateur des effets relatifs du cisaillement et de la flottabilité. Si  $\zeta > 0$  la CLA est en stratification stable alors que si  $\zeta < 0$  la stratification est instable,  $\zeta = 0$  correspond au régime neutre. La MOST permet de définir les échelles pertinentes de la CLS, alors que dans le cas d'une couche limite convective, [Deardorff \(1970\)](#) définit les échelles caractéristiques de vitesse verticale, de température et d'humidité de la façon suivante :

$$w_* = \left( z_i \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}|_s \right)^{1/3} \quad (1.27)$$

$$\theta_* = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_s}{w_*} \quad (1.28)$$

$$q_* = \frac{\overline{w'q'_v}|_s}{w_*} \quad (1.29)$$

Tout comme la hauteur de la CLA  $z_i$ , ces échelles caractéristiques sont fondamentales pour la paramétrisation et la représentation normalisée des profils de la CLA. Les profils adimensionnés permettent de confronter les résultats de l'étude à la littérature. L'échelle de longueur caractéristique pour la CLAM est son épaisseur  $z_i$ , l'altitude normalisée est alors  $z_* = z/z_i$ .

## 1.2 Approche spectrale de la turbulence

### 1.2.1 Spectre d'énergie de la turbulence

#### Hypothèses nécessaires à l'approche statistique de la turbulence

L'approche statistique de la turbulence repose principalement sur trois hypothèses : l'homogénéité, la stationnarité et l'isotropie. Un écoulement turbulent est dit statistiquement homogène si ses propriétés statistiques sont invariantes par translation dans l'espace, autrement dit elles sont indépendantes de la position de l'observateur. L'hypothèse de stationnarité est analogue à celle d'homogénéité puisqu'elle implique que les propriétés statistiques soient indépendantes de l'origine des temps. Enfin l'isotropie implique, qu'en plus de l'homogénéité, toutes les propriétés statistiques soient invariantes par rapports aux rotations et aux réflexions du système, autrement dit il est impossible de distinguer une direction privilégiée.

#### Du domaine physique au domaine spectral

Le tenseur des corrélations  $R_{ij}(\vec{x}, \vec{r})$  est un outil fondamental à la description de la structure spatiale d'un champ turbulent. En supposant deux capteurs, l'un positionné en  $\vec{x}$  et séparés d'une distance  $r$ , échantillonnant un écoulement turbulent, on a par définition :

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \overline{u'_i(\vec{x})u'_j(\vec{x} + \vec{r})} \quad (1.30)$$

Dans le cadre d'une turbulence homogène, le tenseur des corrélations devient indépendant de la position de l'observateur :

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = R_{ij}(\vec{r}) \quad (1.31)$$

Tout écoulement turbulent est composé d'une multitude d'échelles caractéristiques de longueurs très variées (Richardson, 1922). L'étude de la structure turbulente d'un écoulement s'apparente alors à déterminer la répartition et le transfert d'énergie qui s'opèrent au sein de ces différentes échelles. La représentation d'un champ turbulent dans le domaine physique par le biais des moments statistiques permet d'étudier de nombreux mécanismes physiques mais ne fournit pas d'informations quant au rôle des différentes échelles. L'analyse spectrale est alors une approche complémentaire. En effet, la transformée de Fourier du champ de vitesse permet de décrire la répartition d'énergie à travers les différentes échelles de l'écoulement (Batchelor, 1953).

### Notion de transfert d'énergie dans l'espace spectral

La transformée de Fourier de  $R_{ij}(\vec{r})$  convertit cette covariance en tenseur spectral  $E_{ij}(\vec{k})$  :

$$E_{ij}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{\mathbb{R}^3} R_{ij}(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \quad (1.32)$$

où  $\vec{k}$  est le vecteur nombre d'onde. D'un point de vue théorique,  $E_{ij}(\vec{k})$  contient l'information complète de la répartition des variances et des covariances dans l'espace des nombres d'onde.  $E_{ij}(k)dk$  représente alors l'énergie des fluctuations comprises dans l'intervalle de nombres d'onde  $[k, k+dk]$  et l'intégration de  $E_{ij}(k)$  sur l'ensemble des nombres d'onde représente la variance si  $i = j$  ou la covariance si  $i \neq j$  :

$$\overline{u'_i u'_j} = \int_{\mathbb{R}} E_{ij}(k) dk \quad (1.33)$$

La figure 1.2 représente une vision conceptuelle de la répartition de l'énergie cinétique totale dans l'espace des nombres d'onde pour une turbulence homogène et isotrope. Sur ce schéma, trois régions spectrales sont mises en évidence. La région (A) correspond aux petits nombres d'onde donc aux grands tourbillons. Elle peut être scindée en deux sous-régions comprenant (A1) la limite des plus grandes structures au travers desquelles l'énergie est injectée au système, c'est la région de production d'énergie turbulente. L'autre sous-région (A2) est le domaine du pic spectral contenant le maximum d'énergie turbulente. La région (B) est appelée domaine inertiel en référence au fait que dans cette région, l'énergie turbulente n'est ni produite ni dissipée. L'idée sous-jacente est la notion introduite par Richardson (1922) et formalisée par Kolmogorov (1941) de cascade d'énergie des grands tourbillons aux plus petits à travers plusieurs stades d'interactions non linéaires jusqu'à ce que les tourbillons soient si petits que la dissipation visqueuse devienne prépondérante.

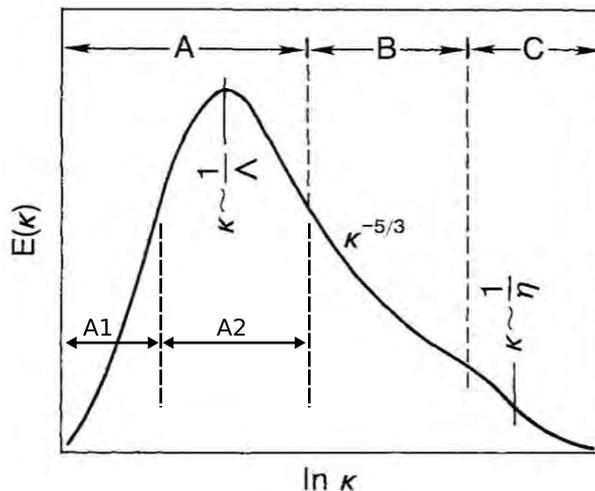


FIGURE 1.2 – Représentation schématique du spectre d'énergie dans la CLA distinguant trois régions : (A) région de production d'énergie (B) zone inertielle et (C) région de dissipation. Cette figure est issue de [Kaimal et Finnigan \(1994\)](#).

Enfin, la région (C) est la zone de dissipation où l'énergie cinétique est convertie en énergie interne.

### Spectres unidimensionnels

La turbulence étant un phénomène tridimensionnel, sa description à partir d'observations est délicate. Bien que certaines approches soient tridimensionnelles, comme les travaux de [Rottner et Baehr \(2016\)](#) basés sur la reconstruction de la turbulence atmosphérique à partir d'un lidar Doppler 3D haute résolution, la majorité des moyens de mesure actuels impose une vision unidimensionnelle. En effet, que ce soit des données mesurées en un point fixe ou par avion, l'exploration du champ turbulent est faite dans le sens longitudinal par rapport à la direction d'échantillonnage. L'étude spectrale est alors réalisée à partir des spectres unidimensionnels qui sont définis de la façon suivante :

$$S_{ij}(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} R_{ij}(r) e^{-ik \cdot r} dr \quad (1.34)$$

Les spectres unidimensionnels des composantes du champ de vitesse  $S_u(k)$ ,  $S_v(k)$  et  $S_w(k)$  présentent des allures différentes du spectre tridimensionnel  $E(k)$  mais la zone caractéristique de production d'énergie et le domaine inertiel sont bien définis. Une des conséquences de la représentation unidimensionnelle d'un spectre turbulent tridimensionnel est la présence d'un palier de valeur constante pour les petits nombres d'onde ([Tennekes et Lumley, 1972](#); [Kaimal et Finnigan, 1994](#)). Afin de faciliter l'identification de la zone du pic spectral, une représentation pondérée du spectre  $kS(k)$  telle qu'illustrée par la figure 1.3 est communément utilisée en météorologie.

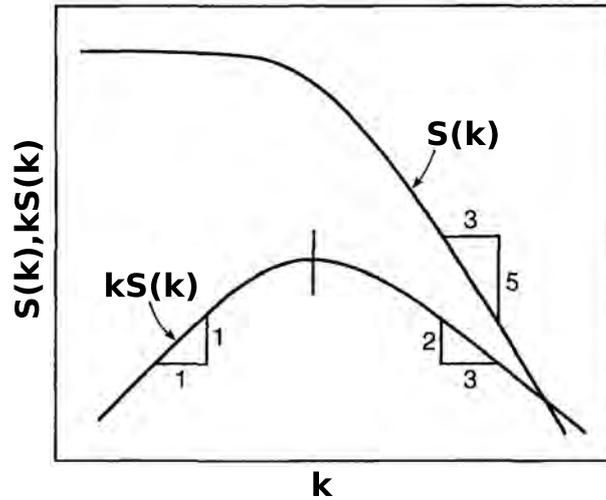


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'un spectre unidimensionnel et d'un spectre unidimensionnel pondéré par le nombre d'onde. Cette figure est issue de [Kaimal et Finnigan \(1994\)](#).

### Hypothèse de Taylor : la turbulence gelée

L'hypothèse de Taylor, communément appelée hypothèse de turbulence gelée ([Taylor, 1938](#)), stipule que si l'intensité de la turbulence est faible devant la vitesse d'advection de l'écoulement alors les propriétés statistiques du champ turbulent sont inchangées sur l'intervalle de temps considéré et il est simplement advecté par l'écoulement moyen.

$$\bar{U} \gg (\overline{u'^2})^{1/2} \quad (1.35)$$

Cette hypothèse permet de faire le lien entre des grandeurs temporelles  $t$  et des grandeurs spatiales  $x$  ce qui dans le domaine fréquentiel se traduit par une équivalence entre fréquence  $f$  et nombre d'onde  $k$ .

$$x = \bar{U}t \quad \text{et} \quad k = \frac{2\pi}{\bar{U}}f \quad (1.36)$$

Il devient alors possible de comparer les propriétés observées en un point fixe, à l'aide d'une tour instrumentée par exemple, et celles déduites de mesures aéroportées. Par conservation de l'énergie, la relation de Parseval permet le passage du spectre en fréquences  $F_{ij}(f)$  au spectre en nombres d'onde  $S_{ij}(k)$  et s'écrit :

$$\int_0^\infty F_{ij}(f) df = \int_0^\infty S_{ij}(k) dk = \overline{u'_i u'_j} \quad (1.37)$$

Ce qui se simplifie en :

$$f F_{ij}(f) = k S_{ij}(k) \quad (1.38)$$

## 1.2.2 Les échelles caractéristiques de la turbulence

Pour chacune des régions du spectre qui ont été décrites précédemment, une échelle de longueur caractéristique peut lui être associée. La région du pic spectral est naturellement caractérisée par l'échelle de longueur d'onde  $\lambda_i$  qui correspond au maximum d'énergie, elle vérifie :

$$\frac{\partial}{\partial k} [kS_i(k)]_{\lambda_i} = 0 \quad (1.39)$$

Cette échelle caractéristique  $\lambda_i$  peut s'interpréter comme la taille des tourbillons les plus énergétiques. Une autre échelle caractéristique, proche en ordre de grandeur de  $\lambda_i$  mais plutôt associée au début du domaine inertiel est l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_i$ . Elle est définie comme l'intégrale de la fonction d'autocorrélation qui peut s'exprimer en fonction du tenseur des corrélations  $R_{ij}(\vec{r})$  et de la variance  $\sigma_i^2$  :

$$\mathcal{L}_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \int_0^\infty R_{ii}(r) dr \quad (1.40)$$

Cette échelle peut également être reliée au comportement du spectre unidimensionnel dans les faibles nombres d'ondes :

$$S_{ij}(k=0) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty R_{ij}(r) dr \Rightarrow \mathcal{L}_i = \pi \frac{S_{ij}(k=0)}{\sigma_i^2} \quad (1.41)$$

D'un point de vue physique, l'échelle intégrale est délicate à interpréter. D'après **Tennekes et Lumley (1972)**, l'échelle intégrale d'une grandeur  $\alpha$  quelconque représente l'intervalle de longueur sur laquelle le champ des fluctuations  $\alpha'(x)$  est corrélé avec lui-même. La fin du domaine inertiel peut être caractérisée par une autre échelle, la micro-échelle de Taylor,  $\gamma$ , est définie par :

$$\gamma = \left( \frac{\nu e}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (1.42)$$

La micro-échelle de Taylor, qui fait intervenir la viscosité cinématique, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation, peut s'interpréter comme la taille des tourbillons à laquelle les phénomènes de dissipation visqueuse commencent à être importants. Enfin le domaine de dissipation visqueuse est caractérisé par la micro-échelle de Kolmogorov,  $l_k$ , qui définit la taille des tourbillons à partir de laquelle l'énergie cinétique turbulente est convertie en énergie thermique par dissipation visqueuse. Elle est définie par :

$$l_k = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (1.43)$$

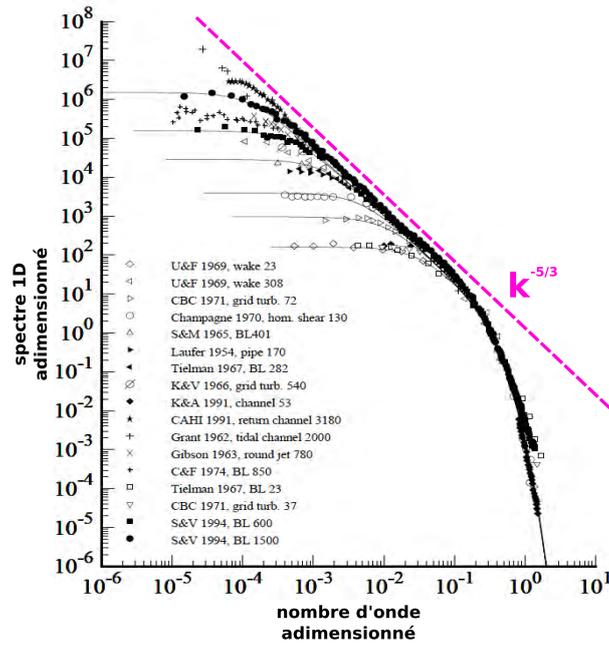


FIGURE 1.4 – Spectres unidimensionnels normalisés de vitesse longitudinale pour différents types d’écoulements turbulents. Une description détaillée de ces expériences est fournie par [Saddoughi et Veeravalli \(1994\)](#). Cette figure est issue de [Pope \(2000\)](#).

### 1.2.3 Forme universelle du spectre dans la CLA

Le spectre d’énergie dans la zone de cascade inertielle observée dans l’atmosphère, responsable du transfert d’énergie entre les grandes structures productrices et les plus petites structures dissipatrices, est proportionnel à  $k^{-5/3}$  et ce, indépendamment des forçages de grande échelle ([Kolmogorov, 1941](#)). Ce postulat conduit à la construction d’une forme universelle du spectre d’énergie. La première hypothèse de similarité de Kolmogorov est que, pour tout écoulement à nombre de Reynolds suffisamment grand, la turbulence des mouvements à petite échelle est entièrement gouvernée par la dissipation  $\epsilon$  et la viscosité  $\nu$ . La seconde hypothèse de Kolmogorov concerne la zone inertielle où seul  $\epsilon$  intervient. Par un raisonnement de similitude, le spectre d’énergie est régi, dans la zone inertielle par l’équilibre suivant :

$$S_i(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.44)$$

avec  $\alpha$  la constante de Kolmogorov qui vaut  $\alpha = 0.52$  (d’après des estimations expérimentales) dans la direction d’échantillonnage et  $\alpha = \frac{4}{3} \times 0.52$  dans les directions transverses pour une turbulence isotrope ([Lumley et Panofsky, 1964](#)).

La figure 1.4 représente une compilation de spectres unidimensionnels adimensionnés provenant de nombreuses études expérimentales couvrant divers domaines de la mécanique des fluides (i.e. couche limite, jet rond, écoulements canalisés, etc.). La loi fondamentale

de décroissance en  $-5/3$  dans le domaine inertiel est vérifiée et est le point de départ de plusieurs modèles analytiques ou empiriques.

En s'appuyant sur des considérations purement théoriques, [Von Karman \(1948\)](#) propose un modèle de spectre pour la turbulence isotrope. En se basant sur des campagnes d'observation, [Pasquill et Butler \(1964\)](#) proposent une formulation empirique pour le spectre d'énergie :

$$kS_i(k) = \frac{ak}{1 + \frac{3}{2} \left(\frac{k}{k_i}\right)^{5/3}} \quad (1.45)$$

avec  $a$  une constante et  $k_i$  le nombre d'onde du pic spectral  $k_i = 2\pi/\lambda_i$ . Cette formulation analytique a été utilisée pour le spectre d'énergie de la vitesse verticale par [Busch et Panofsky \(1968\)](#) et également par [Lambert et Durand \(1999\)](#). À partir de la campagne Kansas ([Haugen et al., 1971](#)), ciblant particulièrement la couche de surface, et de la campagne Minnesota ([Izumi et Caughey, 1976](#)), axée sur la couche de mélange, un ensemble d'expressions des spectres des différentes composantes du vecteur vent a été mis au point en fonction des conditions de stabilité atmosphérique ([Kaimal et al., 1976](#); [Kaimal, 1978](#)). Ces expressions supposent une turbulence isotrope et une forme spectrale, notamment autour du pic spectral, invariante suivant les conditions atmosphériques rencontrées. Elles possèdent peu de degrés de liberté, ce qui facilite leur utilisation, mais elles ne permettent pas toujours de s'adapter à la complexité de la structure turbulente de la couche limite.

[Kristensen et al. \(1989\)](#) ont développé un modèle théorique pour les spectres des trois composantes du vent qui est valable pour un champ turbulent horizontalement homogène mais pas nécessairement isotrope. Cette formulation plus générale a par exemple été utilisée par [Lothon et al. \(2009\)](#) pour étudier la variabilité des spectres de vitesse verticale en fonction de l'altitude ou encore par [Darbieu et al. \(2015\)](#) pour étudier l'évolution temporelle de la structure verticale turbulente de la CLA pendant la transition d'après-midi. La forme analytique du spectre de la vitesse verticale proposée par [Kristensen et al. \(1989\)](#) est la suivante :

$$S_w(k) = \frac{\mathcal{L}_w \sigma_w^2}{\pi} \frac{1 + \frac{8}{3} \left(\frac{2\mathcal{L}_w k}{a(\mu)}\right)^{2\mu}}{\left[1 + \left(\frac{2\mathcal{L}_w k}{a(\mu)}\right)^{2\mu}\right]^{\frac{5}{6\mu} + 1}} \quad (1.46)$$

avec  $a(\mu)$  une constante sans dimension :

$$a(\mu) = \pi \frac{\mu \Gamma\left(\frac{5}{6\mu}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2\mu}\right) \Gamma\left(\frac{1}{3\mu}\right)} \quad (1.47)$$

avec  $\mu$  qui est un paramètre de forme sans dimension. Le spectre analytique de l'équation 1.46 possède deux degrés de liberté  $(\mathcal{L}_w, \mu)$ . Le paramètre  $\mu$  contrôle la courbure du

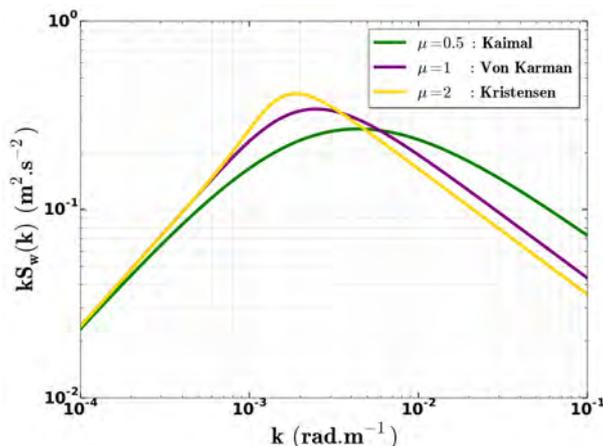


FIGURE 1.5 – Spectres d'énergie de la vitesse verticale basés sur la formulation théorique de [Kristensen et al. \(1989\)](#). La courbe en vert est le cas particulier où  $\mu = 0.5$  qui correspond au spectre de [Kaimal et al. \(1976\)](#), la courbe en violet au cas particulier où  $\mu = 1$  qui équivaut au spectre de [Von Karman \(1948\)](#) et la courbe jaune est un exemple de spectre plus abrupt avec  $\mu = 2$ .

spectre dans la zone du pic spectral qui est une zone transitoire entre la production d'énergie et le domaine inertiel. Ainsi, lorsque  $\mu$  augmente, la transition est plus abrupte et si  $\mu$  est faible, le spectre est "aplatis" et la délimitation entre les régions de production et de transfert d'énergie est moins marquée. La formulation générale de [Kristensen et al. \(1989\)](#) est compatible avec les autres modèles puisque le cas  $\mu = 1$  correspond au spectre théorique de [Von Karman \(1948\)](#) et le cas  $\mu = 0.5$  équivaut au spectre de [Kaimal et al. \(1976\)](#).

De plus, la longueur d'onde du pic spectral  $\lambda_w$  peut être exprimée en fonction de l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_w$  et du paramètre de forme  $\mu$  ([Kristensen et al., 1989](#)) :

$$\lambda_w = \left( \frac{5}{3} \sqrt{\mu^2 + \frac{6}{5}\mu + 1} - \left( \frac{5}{3}\mu + 1 \right) \right)^{\frac{1}{2\mu}} \frac{2\pi}{a(\mu)} \mathcal{L}_w \quad (1.48)$$

Enfin, le taux de dissipation  $\epsilon$  peut être calculé en combinant l'équation 1.44 régissant le domaine inertiel et l'équation 1.46 du spectre analytique de [Kristensen et al. \(1989\)](#) en se plaçant aux grands nombres d'onde ( $k \gg 1$ ). On obtient alors :

$$\epsilon = \frac{1}{2\mathcal{L}_w} \left( \frac{\sigma_w^2}{\alpha\pi} \right)^{3/2} a(\mu)^{5/2} \quad (1.49)$$

La formulation analytique de [Kristensen et al. \(1989\)](#) est utilisée dans cette étude pour une analyse spectrale appliquée à des données aéroportées ainsi qu'à des sorties de modèle numérique afin d'étudier la structure turbulente de la CLAM. Les résultats de cette étude sont présentés dans la section 4.

## 1.3 Les échanges air-mer

### 1.3.1 Le bilan d'énergie de la surface

D'un point de vue thermodynamique, l'atmosphère peut être considérée comme une machine thermique alimentée par l'énergie électromagnétique issue du rayonnement solaire. Cette énergie est alors transformée en énergie interne (réchauffement de l'air et de la surface) et indirectement en énergie mécanique (vents horizontaux et convection verticale).

#### Flux radiatifs

Environ 50% du rayonnement solaire incident atteint la surface terrestre, le reste étant soit réfléchi vers l'espace soit absorbé par l'atmosphère à hauteur de 18%. Les proportions exactes sont dépendantes de la couverture nuageuse, les gouttelettes d'eau réfléchissant une partie importante du rayonnement solaire par rétrodiffusion. Ce flux solaire incident direct et diffus  $R_S^\downarrow$ , est partiellement absorbé par la surface, le reste étant réfléchi. Le flux solaire réfléchi  $R_S^\uparrow$ , dépend d'une caractéristique de la surface, son albédo. Ces flux solaires, incident et réfléchi, appartiennent principalement au domaine des longueurs d'onde du visible mais également aux domaines de l'ultraviolet et du proche infra-rouge. En considérant l'atmosphère comme un corps noir, elle émet un rayonnement qui, selon la loi de Stefan-Boltzmann, dépend du profil moyen de température. Ce rayonnement qui a lieu dans le domaine des grandes longueurs d'onde est appelé flux infra-rouge descendant  $R_L^\downarrow$ . De même, la surface émet un flux infra-rouge montant  $R_L^\uparrow$ . Les quatre flux radiatifs cités ci-dessus peuvent être regroupés en un seul terme, le rayonnement net  $R_n$  :

$$R_n = R_S^\downarrow - R_S^\uparrow + R_L^\downarrow - R_L^\uparrow \quad (1.50)$$

#### Flux turbulents

Par définition, le flux vertical  $F_\alpha$  d'un scalaire quelconque  $\alpha$  s'écrit comme la covariance de la vitesse verticale  $w$  et du scalaire  $\alpha$  ce qui, en appliquant la décomposition de Reynolds, conduit à :

$$F_\alpha = \overline{w\alpha} = \overline{w\bar{\alpha}} + \overline{w'\alpha'} \quad (1.51)$$

Malheureusement, il est très difficile d'accéder expérimentalement à la vitesse verticale moyenne près de la surface car elle est très faible. [Webb et al. \(1980\)](#) proposent une méthode permettant de s'affranchir de cette mesure et de déterminer indirectement cette

vitesse verticale moyenne. Les flux turbulents de chaleur latente  $LE$  et de chaleur sensible  $H$  sont exprimés en  $W.m^{-2}$  et peuvent être en première approximation calculés par la méthode des corrélations turbulentes (détaillée dans la section 2.2.2) en fonction des fluctuations mesurées juste au-dessus de la surface :

$$H \approx \rho C_p \overline{w'T'} \quad (1.52)$$

$$LE \approx \rho L_v \overline{w'q'} \quad (1.53)$$

avec  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation de l'eau. En considérant toujours la CLA comme un système thermique alimenté par le rayonnement net, l'équilibre thermique est maintenu sur le long terme grâce aux échanges entre la surface et l'atmosphère. Le flux de chaleur sensible  $H$  correspond à la quantité de chaleur échangée entre la surface et l'atmosphère et le flux de chaleur latente  $LE$  représente l'énergie dégagée ou absorbée lors d'un changement de phase (évaporation ou dépôt de rosée).

### Bilan d'énergie

La figure 1.6 représente schématiquement les différentes contributions au bilan d'énergie de la surface. Ces échanges d'énergie à la surface peuvent être résumés par l'équation de bilan suivante :

$$G = R_N + H + LE \quad (1.54)$$

avec  $G$  la part d'énergie restante qui se propage sous la surface. La définition du terme  $G$  est délicate suivant la surface considérée. Sur une surface continentale par exemple,  $G$  peut s'interpréter comme le flux de conduction de chaleur dans le sol. Comme la conduction fait référence à un processus de transfert dans un milieu solide, pour une surface océanique, on appellera simplement  $G$  le flux net de chaleur dans l'océan. Le bilan d'énergie est écrit ici avec le point de vue de la surface, c'est à dire que si le flux est positif, alors il s'agit d'un gain d'énergie pour la surface et d'un gain d'énergie pour l'atmosphère si le flux est négatif.

### 1.3.2 Formation d'eaux denses et convection océanique profonde

D'ordinaire, les systèmes atmosphère et océan ont des temps de réponse d'ordre de grandeur différent. Cependant, des conditions particulières telle l'incursion en conditions de vents forts d'une masse d'air froide sur la mer, les CAO, peuvent conduire à des échanges de chaleur, d'eau et de quantité de mouvement très intenses. Les processus

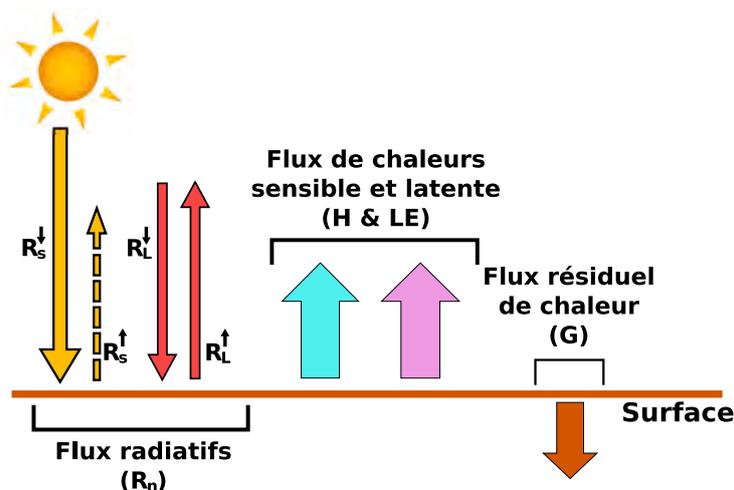


FIGURE 1.6 – Représentation schématique des échanges à l'interface air-surface.

dynamiques atmosphériques et océaniques agissent alors à des échelles de temps considérablement rapprochées, de l'ordre de la journée ou de quelques jours.

Lors d'un épisode de CAO, une masse d'air froide et sèche provenant du continent et qui est transportée au-dessus d'une mer chaude va conduire à un fort gradient de température et d'humidité entre la surface et l'air juste au-dessus. Dès lors, les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente peuvent devenir prépondérants devant les flux radiatifs ( $H + LE \gg R_n$ ), il y a alors un pompage de chaleur renforcé (Flamant et Pelon, 1996).

Ce pompage de chaleur va avoir des répercussions à la fois sur la CLAM et sur la mer. Un flux de chaleur sensible  $H$  important va entraîner un refroidissement des eaux de surface. Un flux de chaleur latente  $LE$  important va à la fois refroidir la surface et entraîner une salinisation des eaux de surface liée au processus d'évaporation d'eau douce qui va conduire à l'introduction de vapeur d'eau dans l'atmosphère. La CMO va alors être plus froide et plus salée que les couches sous-jacentes. Cette formation d'eau dense peut conduire à du mélange vertical le long de la colonne d'eau, c'est le processus de convection océanique. Une revue des études théoriques, expérimentales et numériques de la convection profonde est proposée par Marshall et Schott (1999).

À l'échelle globale, la convection océanique est un mécanisme fondamental de la circulation thermohaline qui se traduit à l'échelle du globe par le transfert en surface d'eaux chaudes et peu denses, de l'équateur vers les régions polaires, et par le transfert en profondeur, des pôles vers l'équateur, d'eaux froides et denses. À l'échelle locale, le brassage vertical résultant de la convection océanique va impacter la dynamique océanique au travers de l'homogénéisation de la colonne d'eau mais également les écosystèmes marins via la remontée d'oxygène et de nutriments depuis les profondeurs vers les couches super-

ficielles. La convection océanique présente une forte variabilité inter-annuelle en termes d'occurrence et d'amplitude (Herrmann et Somot, 2008) dont les répercussions sur les écosystèmes marins, la chaîne alimentaire marine et les activités de pêche peuvent être importantes. Les enjeux scientifiques d'une meilleure compréhension de la convection océanique profonde sont donc multiples et ont été au cœur de la campagne de mesure SOP2 du projet HyMeX.

### 1.3.3 La couche limite atmosphérique marine

La surface de la Terre étant composée à 70% d'eau, l'étude de la CLAM est un aspect fondamental de la météorologie et du climat. Une des principales sources d'incertitude quant au bilan radiatif de la Terre dans les modèles climatiques est liée à la prise en compte des nuages, notamment stratiformes (IPCC, 2013). Ces nuages sont très fréquents au sommet de la CLAM.

La CLAM présente des caractéristiques différentes d'une CLA continentale. La mer est une surface mobile qui offre un réservoir d'humidité illimité ce qui a des conséquences sur le comportement de la CLAM. L'atmosphère est habituellement plus humide au-dessus de la mer qu'au-dessus des terres. La répartition de l'énergie redistribuée sous forme de chaleur sensible ou latente à l'atmosphère par la surface conditionne l'évolution de la CLAM. Communément, le flux de chaleur latente est supérieur au flux de chaleur sensible au-dessus de la mer. Cependant, en situation de CAO, le flux de chaleur sensible devient important avec des valeurs atteignant  $280 \text{ W.m}^{-2}$  lors de la campagne MASEX (Mesoscale Air-Sea EXchange) (Chou, 1993) ou encore  $310 \text{ W.m}^{-2}$  lors de la campagne HyMeX-SOP2 sur laquelle cette étude est en partie basée (Brilouet et al., 2017).

Du fait de sa grande capacité calorifique, la couche océanique présente une certaine inertie aux sollicitations extérieures. Dans la majorité des cas, les variations diurnes de la température de surface de la mer (abrégiée SST par la suite pour Sea Surface Temperature) sont négligeables. La SST étant de plus relativement homogène sur de grands domaines, l'épaisseur de la CLAM est assez régulière, sans cycle diurne marqué, mais la présence de nuages peut entraîner de la variabilité spatiale et/ou temporelle (Réchou et al., 1995).

La figure 1.7 reprend les principaux processus intervenant au sein de la CLAM. Il apparaît alors de multiples interactions notamment entre les échanges de chaleur en surface et la structure moyenne mais également turbulente de la CLAM. La zone d'entraînement, située juste au-dessus de la CLAM va également influencer la structure de la CLAM notamment au travers d'intrusions sèches. Ainsi, la compréhension de l'évolution globale de la CLAM mais également la compréhension de mécanismes locaux nécessitent la prise en compte de l'ensemble des processus. Ceci est d'autant plus critique lors d'épisodes de

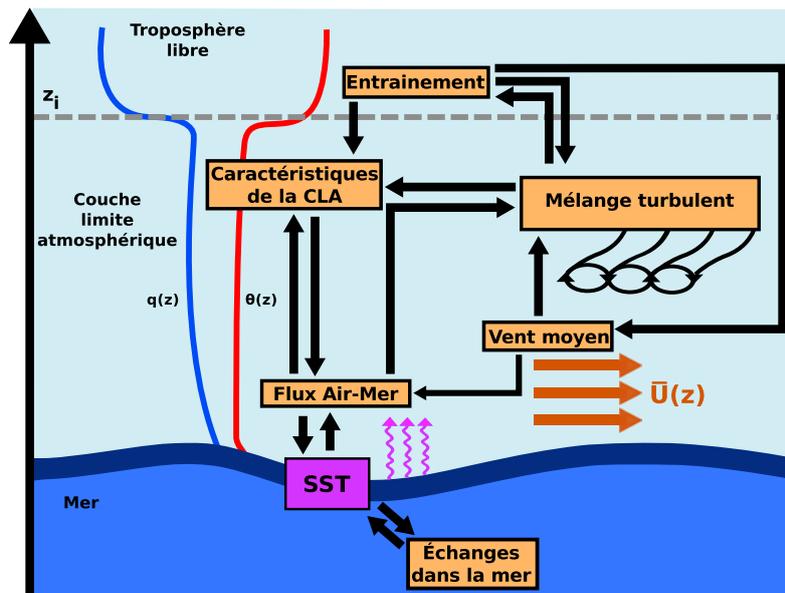


FIGURE 1.7 – Diagramme des différents processus ayant lieu au sein de la couche limite atmosphérique ainsi qu'à l'interface air-mer. Les flèches noires font référence aux interactions entre les différents processus.

CAO associés à de fortes interactions air-mer pouvant conduire à une modification rapide et significative de la CLAM (Grossman et Betts, 1990; Brümmner, 1996).

## 1.4 Notions de structures cohérentes

### 1.4.1 Mise en défaut de la théorie du trou spectral

L'approche spectrale présentée précédemment, basée sur la décomposition de Reynolds (eq. 1.13) suppose une discontinuité spectrale entre l'écoulement moyen et les fluctuations turbulentes. Cette coupure spectrale a été mise en évidence par Van der Hoven (1957). La figure 1.8 représente le spectre d'énergie du vent près de la surface sur l'ensemble du domaine spectral et met en évidence la séparation entre les mouvements d'échelle synoptique et les mouvements turbulents.

Cependant, ce gap spectral n'est pas toujours observé et cette zone spectrale peut être associée à la variabilité méso-échelle de la convection peu profonde, à la présence de thermiques ou encore de structures organisées. Burt et al. (1975), LeMone (1973) ou encore Ishida et al. (1984) ont mis en évidence la présence de structures convectives organisées dont les caractéristiques spectrales se situaient dans le gap spectral. De même, au travers de plusieurs campagnes aéroportées telles que les campagnes GATE (Nicholls et Lemone, 1980) ou ASTEX (Jonker et al., 1999), le gap spectral a été mis en défaut.

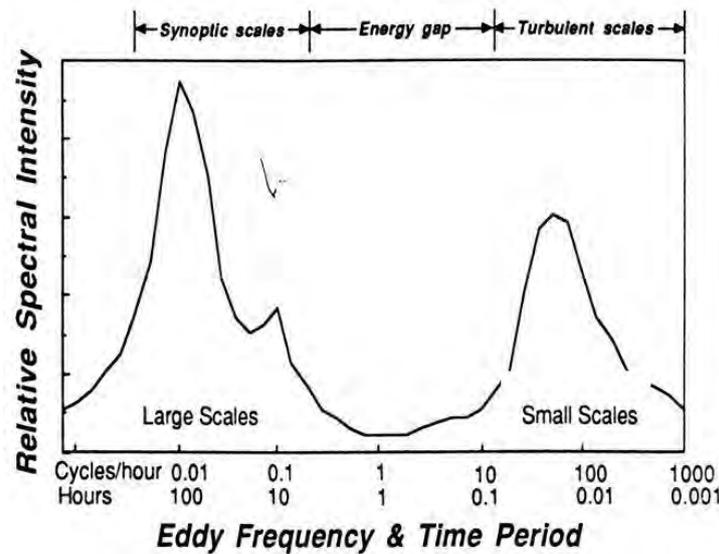


FIGURE 1.8 – Spectre d'énergie du vent près de la surface d'après l'étude de [Van der Hoven \(1957\)](#). La figure est issue de [Stull \(1988\)](#).

### 1.4.2 Mise en défaut de l'hypothèse d'isotropie

La description statistique de la turbulence reposant sur les outils présentés dans la section 1.2 implique les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie et donc l'absence de direction privilégiée. Or, [Lenschow et Stankov \(1986\)](#) ou encore [Lambert et Durand \(1999\)](#) ont mis en évidence l'allongement des tourbillons dans l'axe du vent à l'aide de données aéroportées. [Lothon et al. \(2005\)](#) mentionnent le phénomène d'écrasement des tourbillons au sommet de la CLA et près de la surface. D'autre part, des études expérimentales ([Townsend, 1956](#)) puis numériques ([Roshko, 1976](#)) ont mis en exergue la présence de motifs organisés persistants de grande échelle au sein d'un écoulement qui sont appelés structures cohérentes. [Chassaing \(2000\)](#) propose une définition générale de la notion de structure cohérente d'un point de vue de la mécanique des fluides. Elle consiste à identifier une structure cohérente comme une masse de fluide dont l'évolution des propriétés géométriques et dynamiques présente une persistance temporelle dans un suivi lagrangien.

Les applications à la turbulence atmosphérique sont multiples. Les mouvements atmosphériques verticaux, de l'ordre de quelques  $\text{cm.s}^{-1}$  à quelques dizaines de  $\text{m.s}^{-1}$ , sont bornés par la hauteur de la CLA qui est de l'ordre de 1 km. Les mouvements horizontaux ne sont pas bornés et les structures peuvent atteindre des extensions horizontales de plusieurs dizaines de kilomètres. Un exemple typique de structure cohérente peut être observé sur des images satellite lors de conditions suffisamment humides ([Brown, 1980](#); [Renfrew et Moore, 1999](#)), il s'agit d'une organisation sous forme de rouleaux ou de rues de nuages comme illustrée sur la figure 1.9. La présence de nuage agit comme un traceur et permet d'identifier l'organisation particulière, mais celle-ci peut très bien se développer en

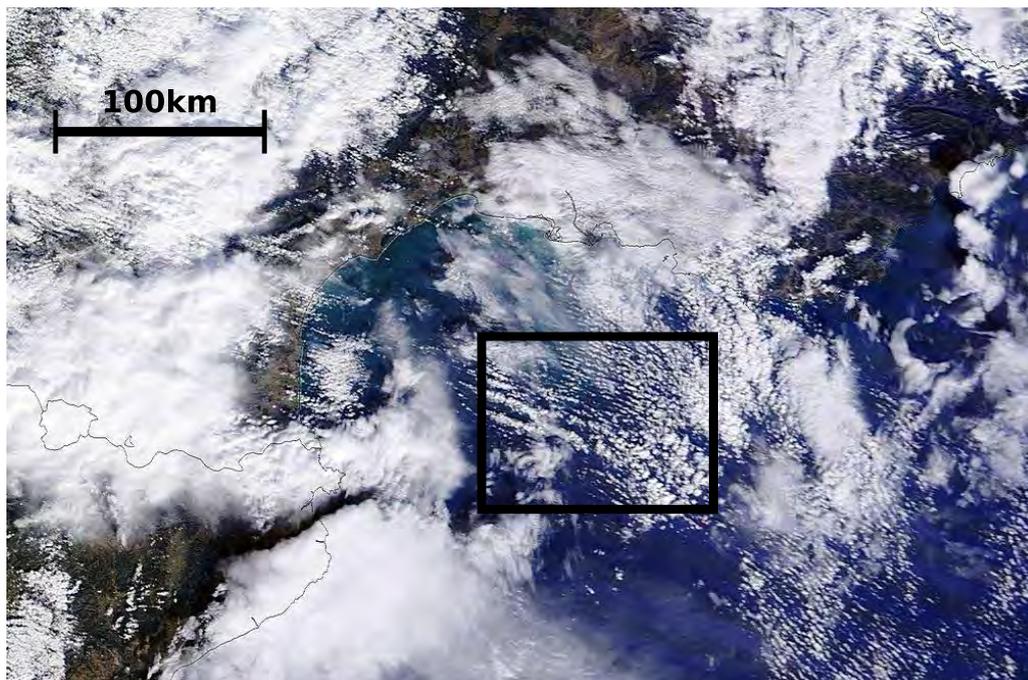


FIGURE 1.9 – Image satellite à haute résolution MODIS du 06 février 2013 au-dessus du golfe du Lion. L’agrandissement sur la région délimitée par le carré noir révèle la présence d’une couverture nuageuse organisée sous la forme de rouleaux longitudinaux d’une périodicité de plusieurs kilomètres. Source : <http://www.infoclimat.fr>

condition de ciel clair (Weckwerth et al., 1996). Les structures organisées peuvent prendre des formes très diverses comme cela est souligné par Atkinson et Wu Zhang (1996). Young et al. (2002) proposent trois principales catégories de structures, les rouleaux convectifs comme évoqués ci-dessus, les cellules ouvertes et les cellules fermées. Les cellules ouvertes sont caractérisées par des ascendances aux bords et une subsidence dans la partie centrale et inversement, les cellules fermées présentent une ascendance centrale et des bordures subsidentes. La formation, le développement et les caractéristiques des structures cohérentes ont été l’objet de nombreuses études. Etling et Brown (1993), Atkinson et Wu Zhang (1996) ou encore Young et al. (2002) présentent une revue des principaux résultats.

### 1.4.3 Caractéristiques des structures cohérentes

Concernant la formation de ces structures cohérentes, plusieurs types de mécanisme peuvent intervenir suivant les conditions en présence. Un grand nombre de campagnes de mesure dédiées à la CLAM a permis de faire l’association entre un épisode de CAO et la présence de rouleaux convectifs horizontaux. En effet, l’étude climatologique de Brümmner et Pohlmann (2000) révèle la présence de structures convectives organisées au-dessus de la mer du Groenland et de la mer de Barents sur plus de la moitié du temps de la période hivernale. Ces campagnes couvrent diverses régions du globe telles

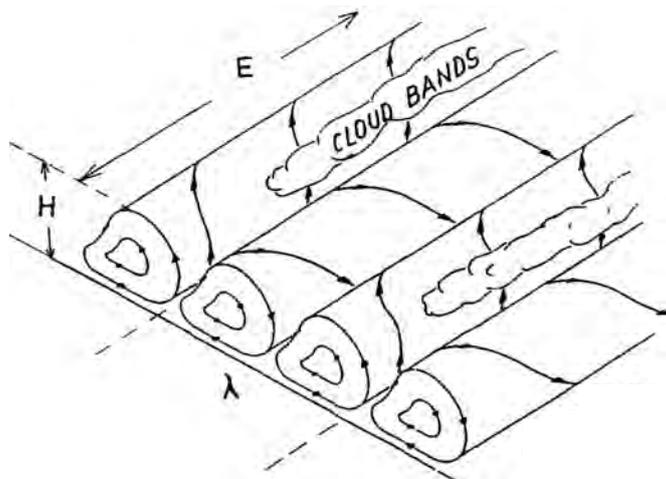


FIGURE 1.10 – Représentation schématique des propriétés géométriques des rouleaux convectifs,  $H$  étant la hauteur du rouleau dans la CLA,  $E$  l'extension horizontale et  $\lambda$  la longueur d'onde de la structure. Cette figure est issue de [Etling et Brown \(1993\)](#).

que le Groenland (KONTUR ([Brümmer et al., 1985](#))), les États-Unis (GALE ([Chou et Ferguson, 1991](#))) ou encore dans les tropiques (BOMEX ([Grossman, 1982](#))). Lors d'un épisode de CAO, des flux de surface importants couplés à une augmentation de la vitesse du vent sont des conditions favorables à l'organisation du champ turbulent sous forme de structures cohérentes. L'occurrence de ces rouleaux convectifs est facilitée par la présence d'une surface homogène qui est la mer, contrairement aux régions continentales où les hétérogénéités de surface sont un facteur limitant.

Concernant les caractéristiques des structures cohérentes, les études précédentes ont mis en évidence l'orientation des rouleaux convectifs avec l'axe du vent moyen ou dans certains cas une déviation de  $30^\circ$  par rapport au vent géostrophique. D'un point de vue géométrique, le rapport d'aspect  $\lambda/z_i$ , rapport entre la longueur d'onde de la structure et la hauteur de couche limite, permet une description normalisée. Ces rapports d'aspect sont généralement compris entre 2 et 15. L'extension horizontale de ces rouleaux sous la forme de tourbillons hélicoïdaux ([Tsinober et Levich, 1983](#); [Etling et Brown, 1993](#)) peut atteindre entre 10 et 100 km. La figure 1.10 représente de façon schématisée les caractéristiques géométriques des rouleaux convectifs ainsi que les mouvements hélicoïdaux, les rues de nuages sont associées aux zones d'ascendance et les espaces entre bandes aux zones de subsidence.

Avec des caractéristiques géométriques, de plusieurs fois la hauteur de la CLA, les rouleaux appartiennent à l'intervalle spectral contribuant à la production d'énergie cinétique turbulente ([Lemone, 1976](#)). Ces structures organisées jouent un rôle essentiel dans le transport vertical d'énergie et de masse ([Chou et Ferguson, 1991](#)).

Cependant, la contribution de la turbulence organisée par rapport à la turbulence classique au transport vertical de chaleur et d'humidité n'est pas évidente à quantifier. Il faudrait pour cela comparer deux écoulements identiques, l'un comportant des structures cohérentes et l'autre non, ce qui n'est pas facile à observer ou à modéliser. [Gryschka et al. \(2014\)](#), se basant sur une simulation haute résolution d'un cas idéalisé de convection forcée avec et sans structures cohérentes, ont souligné le rôle significatif des rouleaux sur le transport vertical. L'impact des structures cohérentes sur les échanges verticaux a également été étudié par [Lohou et al. \(2000\)](#) avec la mise en évidence d'une anisotropie horizontale des champs de flux cinématiques de chaleur.

#### 1.4.4 Analyse en ondelettes appliquée à la détection de structures cohérentes

L'approche spectrale de la turbulence présentée dans la section 1.2 s'appuie sur le passage du domaine physique au domaine spectral au travers de la transformée de Fourier. La transformée de Fourier se base sur la présence d'un motif périodique (i.e. qui se répète à l'identique après un laps de temps et ce, indéfiniment) au sein d'une série temporelle. Ainsi, une structure parfaitement périodique au sein d'un signal sera bien représentée par une transformée de Fourier mais s'il y a un changement de phase ou de période, l'information sera diluée. Si une structure est localisée sur un intervalle fini de l'échantillon, son signal dans le spectre de Fourier sera diffus. La transformée de Fourier ne permet donc pas nécessairement de séparer les structures cohérentes du reste de l'écoulement turbulent. Dans ce cas, la transformée en ondelettes qui est une décomposition multi-échelles à la fois en temps et en fréquence, est mieux adaptée à l'étude de signaux présentant de fortes singularités. La notion d'ondelette fait suite aux travaux de [Grossmann et Morlet \(1984\)](#) concernant l'étude des signaux sismiques transitoires. Cette technique de traitement du signal a alors connu un développement mathématique considérable avec les travaux de [Meyer \(1990\)](#), lauréat du prix Abel 2017. L'application de la transformée en ondelettes aux écoulements turbulents a été principalement initiée par [Farge \(1992\)](#).

#### Principe

La transformée en ondelettes repose sur la décomposition du signal en somme de fonctions élémentaires. Dans le cadre de l'analyse de Fourier, ces fonctions élémentaires sont les fonctions sinusoïdales qui ne dépendent que d'un paramètre, le nombre d'onde. Les fonctions élémentaires  $\psi_{a,b}$  qui interviennent dans la transformée en ondelettes ne sont pas périodiques et sinusoïdales mais sont localisées dans l'espace (i.e. nulles partout sauf

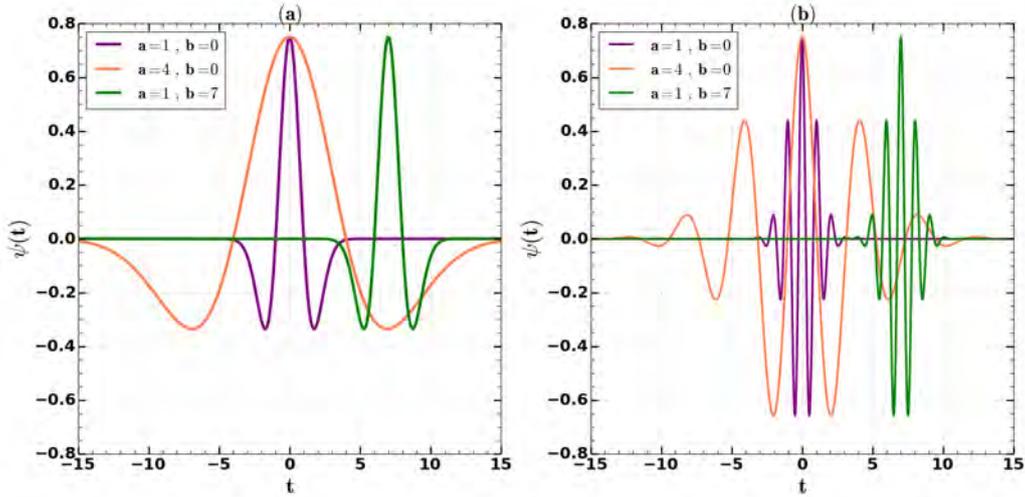


FIGURE 1.11 – Exemples d'ondelettes élémentaires : (a) le "chapeau mexicain" (MHAT) et (b) l'ondelette de Morlet. Les courbes en violet, orange et vert correspondent à trois combinaisons de paramètres  $a$  et  $b$ .

sur un intervalle fini). Ces fonctions élémentaires dépendent de deux paramètres  $a$  et  $b$ . La paramètre  $a$  est un facteur de dilatation qui contrôle la taille et l'amplitude de l'ondelette et  $b$  est un paramètre de translation qui fixe l'origine de l'ondelette. Le principe de la transformée en ondelettes est alors de comparer une série temporelle (ou spatiale) d'un paramètre quelconque  $\alpha$  avec une ondelette  $\psi$  pour tout point  $b$  et pour chaque échelle  $a$ , les coefficients en ondelettes  $C(a, b)$  vérifient l'équation :

$$C_\alpha(a, b) = \frac{1}{a} \int_{\mathbb{R}} \alpha(t) \psi \left( \frac{t-b}{a} \right) dt \quad (1.55)$$

De façon imagée, la transformée en ondelettes peut être apparentée à un microscope de pouvoir optique  $\psi$  avec un ajustement de focale  $a$  et une position fixée par  $b$  (Arneodo et al., 1989; Collineau et Brunet, 1993a). Tout comme la transformée de Fourier inverse qui permet de reconstruire le signal temporel à partir du spectre fréquentiel, il est possible de reconstituer le signal temporel par transformée en ondelettes inverse (Torrence et Compo, 1998). Par analogie avec l'analyse de Fourier, la notion de variance d'ondelette  $W_\alpha(a)$  est définie par :

$$W_\alpha(a) = \frac{1}{a} \int_{\mathbb{R}} |C_\alpha(a, b)|^2 db \quad (1.56)$$

Par analogie avec la longueur d'onde du pic spectral, Collineau et Brunet (1993a) définissent l'échelle  $a$  pour laquelle le maximum de variance en ondelette est atteint comme l'échelle caractéristique des tourbillons les plus énergétiques.

Il existe plusieurs fonctions élémentaires  $\psi$  pouvant être utilisées pour la décomposition du signal. Pour l'étude d'écoulements turbulents, l'ondelette de Morlet présente

une bonne précision dans le domaine des échelles  $a$  (Thomas et Foken, 2005). L'ondelette "chapeau mexicain" (abrégé par la suite MHAT) présente une bonne précision dans le domaine temporel ce qui permet de mieux isoler les structures cohérentes (Collineau et Brunet, 1993b). La figure 1.11 représente l'ondelette MHAT et l'ondelette de Morlet pour différentes combinaisons de dilatation  $a$  et de translation  $b$ . L'utilisation combinée des transformées en ondelettes avec ces deux fonctions élémentaires permet d'obtenir des informations les plus précises possibles à la fois en échelles et en temps.

### Application à la détection de structures cohérentes

La transformée en ondelettes est une technique d'analyse qui semble très bien adaptée à l'étude des structures cohérentes et les applications à la turbulence atmosphérique sont nombreuses. Gao et Li (1993) ont étudié la structure turbulente au-dessus d'un couvert forestier, Attié et Durand (2003) combinent l'analyse en ondelettes à une analyse conditionnelle pour évaluer les échanges verticaux lors d'un épisode de brise de mer, Plu et al. (2008) appliquent la transformée en ondelettes à la représentation des structures d'échelle synoptique, Park et al. (2016) filtrent la partie incohérente du champ turbulent pour estimer la contribution de la partie cohérente au transport vertical.

Il existe un grand nombre de méthodes de détection des structures cohérentes en fonction du cadre d'étude. Certaines méthodes de détection s'appuient sur un seuil de valeur définie empiriquement en fonction du maximum de variance en ondelettes (Thomas et Foken, 2005). Près de la surface, Collineau et Brunet (1993b), Feigenwinter et Vogt (2005) ou encore Barthlott et al. (2007) supposent que les séries temporelles des fluctuations de température potentielle suivent une allure en "rampe" de type microfront mais cette hypothèse est difficilement applicable en dehors de la couche de surface. Une autre méthode appelée CVE (pour coherent vorticity extraction en anglais) permet d'extraire la partie cohérente d'un champ turbulent tridimensionnel en s'appuyant sur un seuil de valeur adaptative après avoir déterminé le niveau de bruit blanc gaussien (Farge et al., 1999, 2001).

Au cours de cette étude, l'analyse en ondelettes ne sera présentée qu'à titre d'illustration. Nous reviendrons sur le potentiel de cette technique dans le chapitre 5.3 lorsque nous aborderons les perspectives de ce travail.

## 1.5 Conclusions

Ce chapitre a permis de poser les bases théoriques de notre étude. Les caractéristiques turbulentes de la CLAM ainsi que les équations qui la pilotent ont été présentés. Les échanges air-mer, qui jouent un rôle majeur sur l'évolution de la structure de la CLAM ont été définis et plus particulièrement lors de conditions de vents forts. Les épisodes de CAO sont des conditions propices à l'organisation particulière du champ turbulent et au développement de structures cohérentes. Les outils spectraux qui ont été adoptés pour l'étude de la structure turbulente de la CLAM ont également été présentés. Le chapitre suivant sera consacré à la description des outils d'observation et de simulation numérique utilisés pour l'analyse de la CLAM lors des épisodes de CAO.



## CHAPITRE 2

---

# Moyens expérimentaux et numériques

---

### Plan du chapitre

---

<b>2.1</b>	<b>Les projets HyMeX et ASICS-MED</b>	<b>38</b>
2.1.1	Les motivations scientifiques du projet HyMeX	38
2.1.2	Le projet ASICS-MED : échanges air-mer et convection océanique	40
2.1.3	La SOP2	42
<b>2.2</b>	<b>La campagne aéroportée</b>	<b>47</b>
2.2.1	Stratégie de vol et mesures in-situ	47
2.2.2	Paramètres turbulents calculés	50
2.2.3	Détermination de la hauteur de la CLAM	53
<b>2.3</b>	<b>Modélisation numérique</b>	<b>53</b>
2.3.1	Les approches numériques pour la représentation des écoulements turbulents	53
2.3.2	Le modèle opérationnel AROME-WMED	54
2.3.3	Le modèle de recherche MESO-NH	55
2.3.4	De l'approche unidimensionnelle à la haute résolution	57
<b>2.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>59</b>

---

Ce travail de thèse repose à la fois sur l'utilisation d'observations collectées durant la campagne de mesure SOP2 du programme HyMeX et sur une approche de modélisation numérique. Ce chapitre présente dans un premier temps les grands axes du programme HyMeX qui est le cadre général dans lequel s'inscrit cette étude et plus particulièrement dans la thématique "Échanges air-mer intenses" avec le projet ASICS-MED et la campagne de mesure SOP2. L'étude étant principalement menée à l'aide de données aéroportées, la stratégie de vol ainsi que les paramètres turbulents calculés seront présentés. Les moyens numériques seront également détaillés avec la présentation du modèle opérationnel AROME-WMED et du modèle de recherche MESO-NH. La stratégie adoptée de la modélisation unidimensionnelle et la mise en place d'une simulation haute résolution en mode LES sera ensuite exposée.

## 2.1 Les projets HyMeX et ASICS-MED

### 2.1.1 Les motivations scientifiques du projet HyMeX

Le bassin méditerranéen présente des caractéristiques uniques de par sa composition environnementale très diversifiée. En effet, cette région est composée d'une mer presque entièrement fermée qui est globalement moins profonde que les mers ouvertes avec une profondeur moyenne de seulement 1500 m mais pouvant localement dépasser les 5000 m. La mer Méditerranée est entourée d'une multitude de reliefs de tailles diverses (par exemple l'Atlas, les Pyrénées ou encore les Alpes), où de nombreux fleuves prennent leur source (le Rhône, le Nil ou encore le Tibre entre autres) et se jettent dans la mer. Une autre particularité importante du bassin méditerranéen est l'activité anthropologique intensive dans les régions côtières liée à la pression démographique croissante ainsi qu'au tourisme de masse.

Le bassin méditerranéen est donc un système unique où les interactions entre l'atmosphère, l'océan et les surfaces continentales sont complexes et interviennent sur une gamme d'échelles spatio-temporelles très large avec des temps de réponse différents.

Une autre particularité de ce bassin est que son bilan hydrologique présente un déficit de précipitation par rapport à l'évaporation (Mariotti et al., 2002), la mer Méditerranée agit comme un gigantesque réservoir d'humidité et de chaleur disponibles pour l'atmosphère. Couplé à la canalisation des masses d'air par la topographie, cela peut engendrer des structures atmosphériques de méso-échelle extrêmement énergétiques pouvant conduire à des événements fortement précipitants voire des crues éclair. Les conséquences de ces événements violents sont parfois catastrophiques tant sur le plan socio-économique

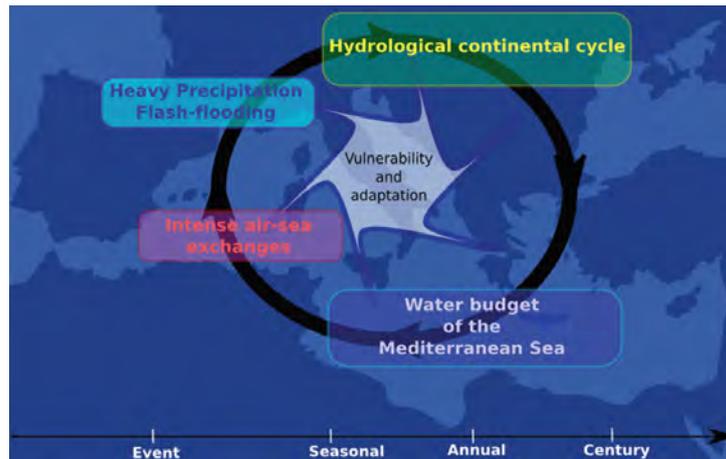
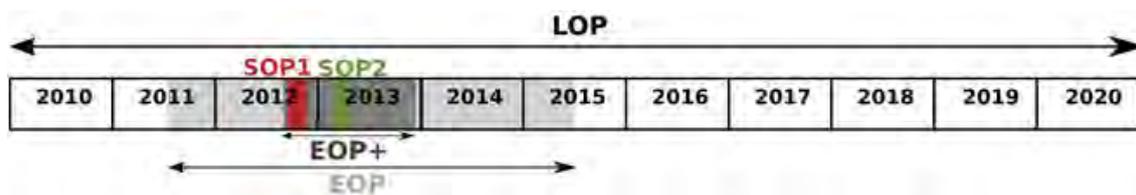


FIGURE 2.1 – Représentation schématique des cinq principaux axes de travail du projet HyMeX. Source : <http://www.hymex.org>.

que sur le plan humain. On dénombre en France, au cours de ces quarante dernières années, des dizaines de morts et plusieurs milliards de dégâts matériels (Huet et al., 2003). À ce jour, la capacité de prévision de ces phénomènes est encore imparfaite et les services météorologiques nationaux tels que Météo-France ne peuvent pas toujours les anticiper avec précision.

D'autre part, plusieurs scénarios envisagent de profonds bouleversements concernant le bassin méditerranéen à l'échelle climatique. En effet cette région a été identifiée comme l'une des deux principales zones critiques du changement climatique (Giorgi, 2006). En d'autres termes, la forte sensibilité de cette région au changement climatique pourrait conduire à une augmentation de la température particulièrement marquée, de  $+1.4^{\circ}\text{C}$  à  $+5.8^{\circ}\text{C}$  d'ici à 2100 (IPCC, 2013) mais également à une augmentation de la variabilité des événements météorologiques avec des vagues de chaleur et des périodes de sécheresse plus longues et des événements extrêmes plus violents et plus fréquents (Gao et al., 2006; Gao et Giorgi, 2008). Le bassin méditerranéen est donc un environnement très complexe aux enjeux importants.

C'est dans ce contexte que le programme HyMeX a été mis en place. Il s'agit d'un projet d'envergure internationale avec plus de 20 pays impliqués et qui s'étend sur la période 2010 – 2020. Il est structuré autour de cinq thématiques majeures (figure 2.1). L'approche est fortement pluridisciplinaire impliquant l'océanographie, l'étude de l'atmosphère, l'hydrologie ainsi que les sciences humaines et sociales. L'objectif central de ce programme est la compréhension et la quantification du cycle hydrologique en Méditerranée afin d'améliorer la prédictibilité des événements météorologiques intenses, la vulnérabilité socio-économique qui en découle ainsi que la capacité d'adaptation des populations (Drobinski et al., 2014).


 FIGURE 2.2 – Chronologie des périodes d’observation. Source : <http://www.hymex.org>

Le programme HyMeX s’appuie en partie sur le déploiement de moyens d’observation conséquents afin de documenter au mieux les paramètres atmosphériques, océaniques, hydrologiques ou encore biochimiques les plus pertinents. Comme cela est représenté sur la figure 2.2, ce volet observationnel s’étend sur trois échelles de temps. Afin d’appréhender la variabilité inter-annuelle du cycle hydrologique, une période d’observation longue (ou LOP pour Long Observation Period), débutée en 2010 et prévue jusqu’en 2020, s’appuie sur les réseaux d’observation opérationnels et de recherche qui couvrent l’ensemble du bassin méditerranéen. Ensuite, une période d’observation étendue (ou EOP pour Enhanced Observation Period) s’imbrique dans la précédente et couvre la période 2011 – 2015. Basée sur le renforcement de réseaux d’observation existants, l’objectif de l’EOP est de cibler des parties du bassin propices aux événements météorologiques violents. Enfin, au cours des deux périodes d’observation spécifiques (SOP1 et SOP2), l’objectif était la réalisation de mesures intensives d’événements météorologiques appropriées à l’étude détaillée de processus clé, en déployant un grand nombre d’instruments. La SOP1 a eu lieu au cours de l’automne 2012, elle était dédiée à l’étude des épisodes dits "méditerranéens" ou "cévenols" au cours desquels de fortes quantités de pluie sont enregistrées (Ducrocq et al., 2014). La SOP2 était quant à elle dédiée aux épisodes de vents forts et à la formation d’eaux denses. Sa description détaillée est l’objet de la section 2.1.3.

### 2.1.2 Le projet ASICS-MED : échanges air-mer et convection océanique

La partie nord-occidentale du bassin méditerranéen est une région propice aux vents forts générés par canalisation orographique des écoulements synoptiques. Ces vents régionaux, en particulier la Tramontane et le Mistral, sont représentés sur la figure 2.3. En hiver ils transportent des masses d’air continentales froides et sèches sur une mer relativement chaude. Ces échanges air-mer conséquents (Flamant, 2003) engendrent un phénomène de pompage de chaleur tel que détaillé en partie 1.3.2. En hiver, la perte de chaleur pour la surface peut atteindre des valeurs très élevées, dépassant occasionnellement les  $1000 \text{ W.m}^{-2}$  (Mertens et Schott, 1998). Dès lors, la forte évaporation et le refroidissement de la surface vont conduire à la densification de la CMO. Les épisodes de vents

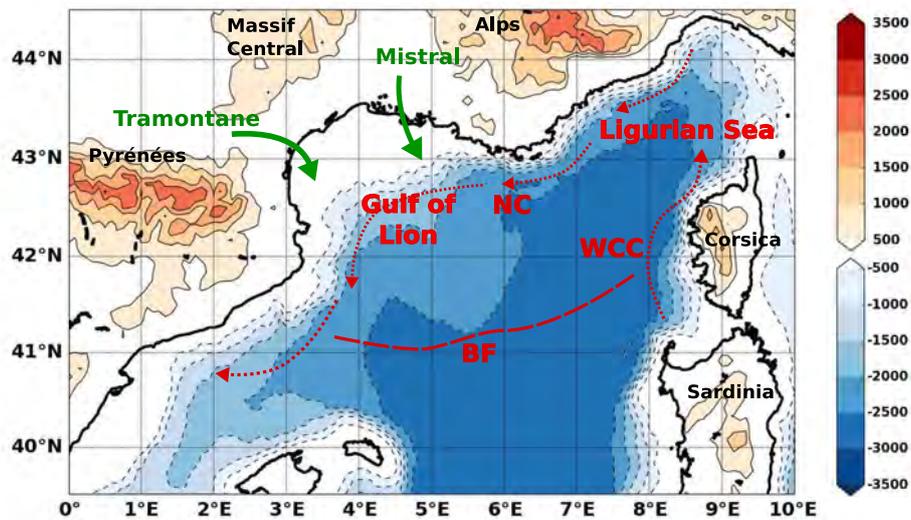


FIGURE 2.3 – Carte de la Méditerranée Nord-Occidentale. Les lignes et les flèches rouges correspondent aux caractéristiques océaniques principales. NC = Northern Current. BF = Balearic Front. WCC = West Corsica Current. Les flèches vertes représentent les vents régionaux contribuant à la formation d'eaux denses. Figure issue de [Estournel et al. \(2016b\)](#).

forts répétés et prolongés qui s'opèrent en période hivernale dans le golfe du Lion vont progressivement déstabiliser la colonne d'eau pour finalement conduire au phénomène de convection océanique ([Marshall et Schott, 1999](#)). Quatre régions du globe réunissent les conditions requises pour être le siège d'un événement de convection profonde : les mers du Labrador et d'Irminger dans l'Atlantique nord, les mers de Norvège et du Groenland dans les régions subpolaires de l'hémisphère nord, les mers de Weddel et de Ross dans l'hémisphère sud et le golfe du Lion en Méditerranée nord-occidentale. Parmi elles, le golfe du Lion est un lieu privilégié pour l'observation de la formation d'eaux denses et de la convection océanique profonde en raison de son accessibilité et donc de la mise en place facilitée de moyens d'observation in-situ ([MEDOC GROUP, 1970](#); [Gascard, 1978](#); [Leaman et Schott, 1991](#); [Schott et Leaman, 1991](#)).

Malgré les nombreuses études expérimentales et numériques ayant permis des avancées notables dans la compréhension des mécanismes de formation d'eaux denses en Méditerranée, ces derniers restent encore partiellement connus. Les forçages atmosphériques, les flux air-mer, la dynamique océanique sont des processus à prendre en compte d'autant qu'ils interviennent à différentes échelles spatio-temporelles ([Béranger et al., 2010](#); [Houpert et al., 2016](#)). Ainsi, le projet ASICS-MED a été mis en place et s'inscrit dans la thématique "Échanges air-mer intenses" du programme HyMeX afin d'améliorer l'identification et la compréhension de ces mécanismes et de leurs interactions.

Le Projet ASICS-MED se décline en trois approches. Le volet expérimental, dont la campagne de mesure sera présentée en section [2.1.3](#), a pour objectif de documenter

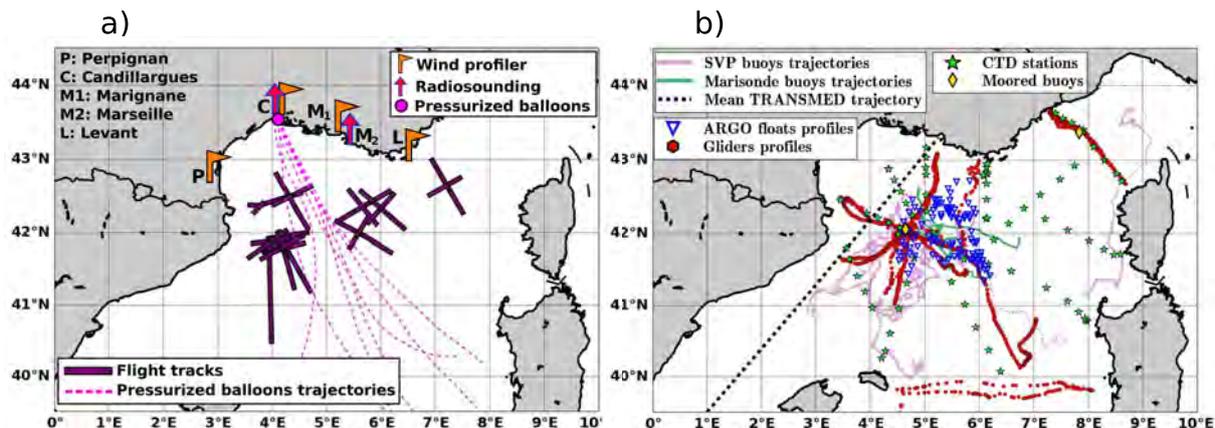


FIGURE 2.4 – (a) Positions des profileurs de vent et des lâchés de radiosondages, trajectoires des ballons dérivants et traces au sol des vols avions utilisés pour documenter la couche limite atmosphérique. (b) Positions des diverses plateformes utilisées pour documenter l’interface air-mer ainsi que toute la couche océanique. Figures issues de [Estournel et al. \(2016b\)](#)

l’évolution de la CLAM, de la CMO et des interactions air-mer au cours de la phase de formation des eaux denses et de convection océanique. L’approche numérique se base sur de la modélisation à haute résolution de la zone de convection ainsi que sur la mise au point d’un modèle océan-atmosphère couvrant la Méditerranée occidentale. Un autre objectif est le développement de nouvelles paramétrisations afin de mieux représenter le phénomène de convection dans les modèles océaniques ainsi que les flux turbulents de surface. La dernière approche concerne les études de processus ciblant la dynamique de la CLAM ainsi que les structures océaniques de méso-échelle et de sous-méso-échelle pendant des épisodes de vents forts et la formation d’eaux denses.

### 2.1.3 Deuxième période d’observation spéciale (SOP2)

Afin de cibler la période propice aux échanges air-mer intenses et à l’occurrence de la convection océanique, la campagne de mesure de la SOP2 s’est déroulée du 27 janvier au 15 mars 2013. Comme cela est représenté sur les figures 2.4a et 2.4b, la stratégie expérimentale était de documenter simultanément la CLAM, la CMO et l’interface air-mer. Une description détaillée de la campagne de mesure et des moyens mis en œuvre a été réalisée par [Estournel et al. \(2016b\)](#). Une campagne en mer présente certaines problématiques liées à la collecte de mesures in-situ. Ceci est d’autant plus délicat lors de conditions de vents forts. La stratégie de la SOP2 repose en partie sur l’utilisation de plateformes autonomes moins sensibles aux conditions météorologiques et à l’état de la mer.

## Les moyens d'observation pour la couche océanique

La figure 2.4b recense les différentes plateformes mises en place pour la partie océanique de la campagne de mesure. Des engins sous-marins autonomes, profileurs Argo (Poulain et al., 2007) et gliders (Testor et al., 2010) ont échantillonné la partie profonde de la couche océanique afin d'étudier le mélange vertical de la colonne d'eau ainsi que la circulation thermohaline. Environ une centaine de bathysondes (ou stations CTD pour Conductivity-Temperature-Depth) a été lancée depuis des navires au cours du mois de février 2013 fournissant les profils de température et de salinité.

## Les moyens d'observation pour l'interface air-mer

L'interface air-mer et la partie superficielle de la couche océanique ont été documentées en termes de paramètres atmosphériques de surface, de température et de salinité à l'aide de deux bouées fixes de Météo-France (dont une dans le golfe de Lion, notée par la suite bouée Lion) et de bouées dérivantes Marisondes et Surface Velocity Program (SVP). Il était prévu que des données de bateaux, collectées à l'occasion de sorties du Provence (navire baliseur du service des Phares et Balises Ouest Méditerranée), viennent compléter le jeu de données notamment avec des mesures de flux turbulents et radiatifs à l'aide d'un mât instrumenté, ainsi que des mesures de houle. Cependant le navire ne quittant pas le port en cas de mer trop agitée et donc en cas de conditions de vents forts, ces mesures directes de flux turbulents air-mer et de flux radiatifs sont très éparées. Une des difficultés majeures de cette campagne de mesure est la prise de mesures in-situ en conditions de vents forts. Des vents soufflants à plus de  $25 \text{ m.s}^{-1}$  et des hauteurs de vague supérieures à 7 m ont été enregistrés à la bouée Lion ce qui justifie pleinement le déploiement stratégique d'un maximum de plateformes autonomes.

Placée dans la zone de convection océanique espérée, la bouée Lion renseigne sur les conditions météorologiques de l'hiver 2013. Les figures 2.5a et 2.5b présentent l'évolution temporelle de la force et de la direction du vent, du gradient de température en surface et de la SST durant la SOP2. Plusieurs événements de refroidissements intenses associés à des vents forts ont été répertoriés. Malgré l'intensité de ces CAO, les variations de SST sont faibles sur la période hivernale, la mer Méditerranée ayant déjà atteint son seuil minimum qui est approximativement compris entre  $12.7$  et  $12.9^\circ\text{C}$  (Rixen et al., 2005).

## Estimations indirectes des flux turbulents de surface : formulations bulk

En l'absence de mesures directes de flux turbulents, des estimations de ces derniers sont réalisées à l'aide d'algorithmes aérodynamiques globaux dits "formulations bulk"

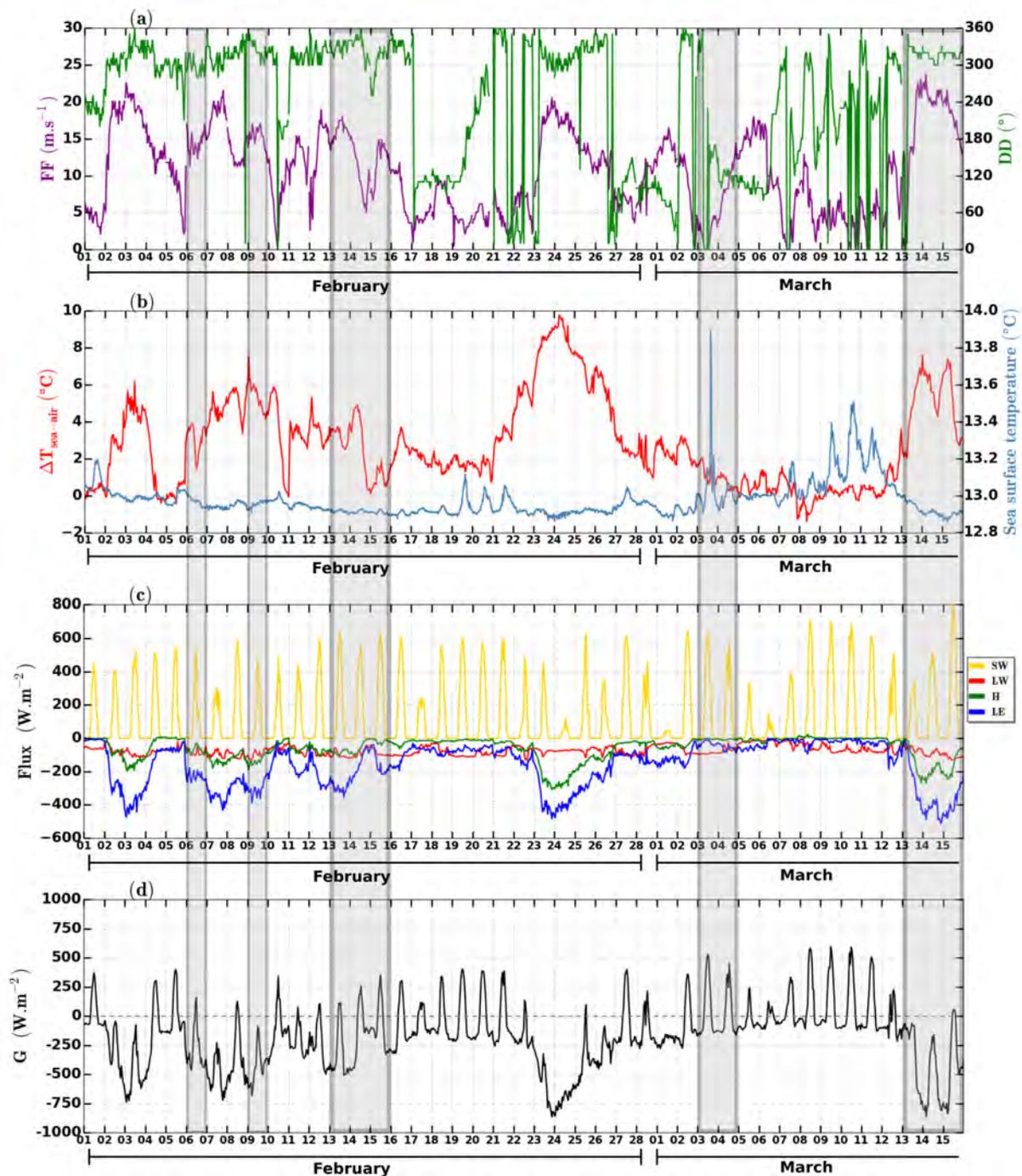


FIGURE 2.5 – Séries temporelles mesurées à la bouée Lion. (a) Force du vent en violet et direction du vent en vert ; (b) gradient de température à la surface ( $SST - T_{2m}$ ) en rouge et SST en bleu ; (c) Flux intervenant dans le bilan énergétique de la surface, flux net de courtes longueurs d’onde en jaune et infrarouge thermique (grandes longueurs d’onde) en rouge, flux turbulent de chaleur sensible en vert et flux turbulent de chaleur latente en bleu ; (d) Flux net ( $G$ ) résultant de la somme des flux turbulents et radiatifs. Les flux sont représentés dans la convention océanique, c’est à dire que si les flux sont négatifs alors il s’agit d’un gain d’énergie par l’atmosphère. Les figures (c) et (d) sont adaptées de [Estournel et al. \(2016b\)](#). Les rectangles grisés représentent les journées de mesures aéroportées.

(Liu et al., 1979). Ces paramétrisations s'appuient sur la théorie de similitude de Monin et Obukhov (1954) et la détermination de coefficients d'échange (ou coefficients aérodynamiques). La méthode bulk permet alors d'exprimer les flux turbulents en fonction des gradients verticaux du vent de la température et de l'humidité :

$$\begin{cases} \|\vec{\tau}\| = -\rho C_D U^2 \\ H = \rho C_p C_H U (\theta_s - \theta) \\ LE = \rho L_v C_E U (q_s - q) \end{cases} \quad (2.1)$$

Les différences entre formulations bulk reposent alors sur le calcul de ces coefficients d'échange ( $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_E$ ). Il existe un grand nombre de paramétrisations dont la complexité est très variable en fonction du nombre de paramètres pris en compte comme l'effet des vagues, des embruns ou des rafales. Parmi les formulations bulk existantes, la paramétrisation COARE (Fairall et al., 2003) est la plus communément utilisée pour les études d'interactions air-mer. Les modèles de Météo-France utilisent la paramétrisation ECUME qui est une adaptation de l'algorithme COARE intégrant une calibration multicampagnes (Belamari, 2005). On peut citer également la paramétrisation MOON (Moon et al., 2007) basée sur des considérations numériques pour les conditions cycloniques. Enfin, la paramétrisation ANDREAS (Andreas et al., 2015) présente une nouvelle approche des flux de surface avec la prise en compte des embruns marins. Seyfried et al. (2017) étudient la sensibilité d'un modèle couplé atmosphère-océan à ces différentes paramétrisations des flux de surface pour la représentation de la formation d'eaux denses. Dans le cadre de la SOP2, les paramètres météorologiques nécessaires au calcul des flux bulk tels que les gradients de température et d'humidité à l'interface air-mer ou encore le vent sont fournis par la bouée Lion.

Adaptées de Estournel et al. (2016b), les séries temporelles de flux radiatifs et turbulents ainsi que du bilan énergétique de la surface en résultant sont représentées sur les figures 2.5c et 2.5d. Au cours des épisodes de vents très forts, des valeurs supérieures à  $500 \text{ W.m}^{-2}$  et  $300 \text{ W.m}^{-2}$  ont été calculées respectivement pour les flux turbulents de chaleur latente et de chaleur sensible. Au cours d'épisodes de Mistral ou de Tramontane, le flux net  $G$  peut être négatif ce qui correspond à une contribution des flux turbulents au bilan énergétique dépassant la contribution des flux radiatifs. On retrouve le phénomène de pompage de chaleur décrit dans la partie 1.3.2.

L'utilisation d'algorithmes bulk pour estimer les flux turbulents de surface présente certaines limitations. Ces paramétrisations se révèlent très performantes pour des conditions de vents modérés mais pour des vents faibles ou pour des vents forts, la dispersion des estimations devient conséquente (Brunke et al., 2003). La problématique est que la SOP2



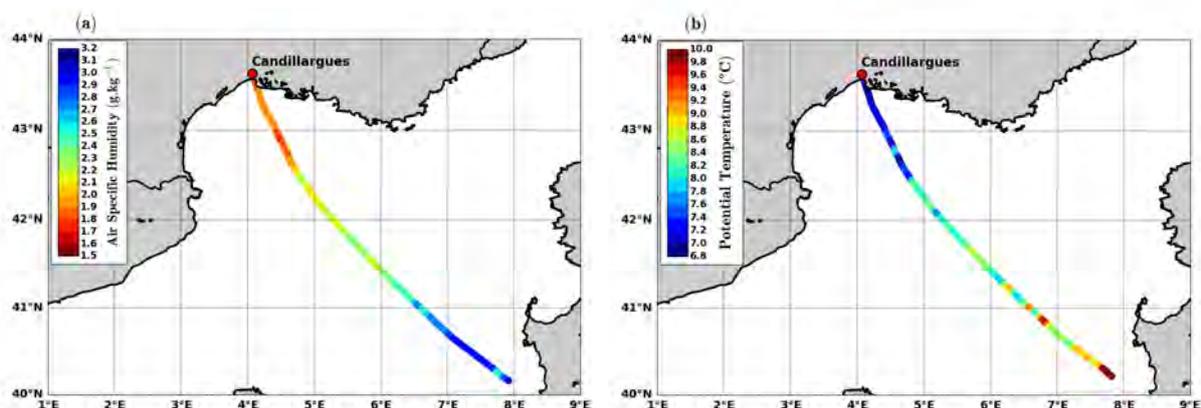


FIGURE 2.6 – (a) Humidité spécifique de l’air ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) et (b) température potentielle ( $^{\circ}\text{C}$ ) enregistrées par un ballon pressurisé dérivant lâché depuis Candillargues le 14 mars 2013. L’altitude du ballon oscille le long de la trajectoire entre 500 m et 1200 m.

## 2.2 La campagne aéroportée

### 2.2.1 Stratégie de vol et mesures in-situ

#### Stratégie d’échantillonnage de la CLAM

Au-dessus de la mer, l’avion est une plateforme de mesure adéquate pour effectuer des mesures de la CLAM. Il permet d’explorer une large gamme d’échelles, de l’échelle locale (quelques mètres) à la centaine de kilomètres. Entre le 6 février et le 15 mars 2013, 11 vols ont été opérés par l’avion de recherche français ATR42. Les traces au sol de ces différents vols sont représentées sur la figure 2.4a. Afin de limiter l’influence du continent, les mesures étaient opérées avec un fetch suffisamment grand, à environ 100 km des côtes, dans la région de convection océanique et proche de la bouée Lion. La zone de vol était choisie en fonction des prévisions du régime de vent en vigueur (Tramontane ou Mistral) et la stratégie d’échantillonnage, représentée schématiquement sur la figure 2.7, était établie afin de mesurer les caractéristiques moyennes de la CLAM ainsi que sa structure turbulente.

Au début du vol, la structure verticale moyenne de la CLAM ainsi que sa hauteur étaient déterminées grâce à un sondage vertical. La hauteur  $z_i$  était estimée en temps réel, l’altitude et le nombre de paliers réalisés étaient alors choisis en fonction de  $z_i$  afin de documenter de façon précise toute la CLAM.

Afin d’étudier l’isotropie du champ turbulent, des segments de vol rectilignes et stabilisés en altitude (notés par la suite paliers) étaient réalisés dans l’axe du vent moyen ou perpendiculairement à ce dernier comme cela est schématisé sur la figure 2.7b respecti-

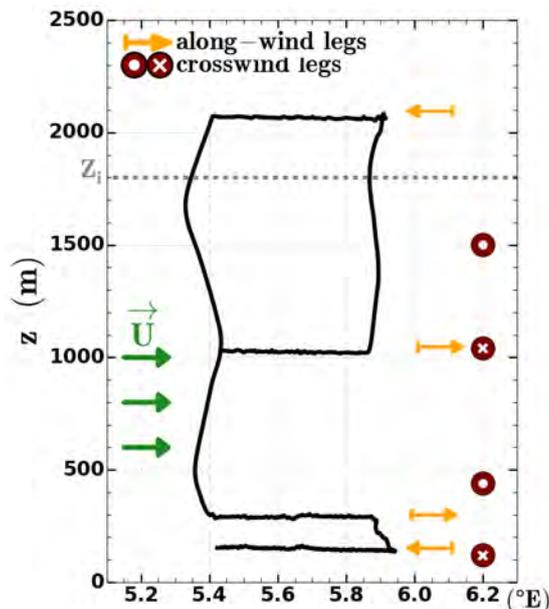


FIGURE 2.7 – Vue schématique de la stratégie de vol (ici pour le 6 février 2013), la ligne noire est un exemple de trajectoire dans un plan vertical parallèle au vent moyen dans la CLAM. L'altitude et l'orientation des paliers parallèles "///" et perpendiculaires "⊥" au vent moyen sont indiqués respectivement par les flèches orange et les symboles marron. Les flèches vertes indiquent l'orientation du vent moyen dans la CLAM dont la hauteur est indiquée par la ligne pointillée grise.

vement par les flèches orange et les cercles marron. Par la suite, les paliers réalisés dans l'axe du vent moyen (i.e. formant un angle inférieur à  $30^\circ$  avec la direction du vent moyen) seront symbolisés par "///". De même, les paliers réalisés perpendiculairement à l'axe du vent moyen (i.e. formant un angle de  $90 \pm 30^\circ$ ) seront désignés par "⊥".

Afin de décrire correctement les processus turbulents d'un point de vue statistique, les plus grandes échelles de la turbulence doivent être suffisamment échantillonnées. Il est communément admis que la longueur d'un échantillon doit être d'un ordre de grandeur supérieur à la longueur caractéristique du processus pour que ce dernier soit statistiquement bien représenté. Cependant, la longueur de l'échantillon ne doit pas être trop grande afin que l'hypothèse d'homogénéité soit respectée d'une part, et d'autre part pour pouvoir étudier l'évolution spatiale d'un palier à un autre. Cette réflexion a été menée par Wyngaard (1983) et adaptée à la mesure aéroportée par Lenschow et al. (1994). Les paliers initialement d'environ 100 km ont été ainsi découpés en segments de 30 km. Cette longueur est un compromis entre la longueur minimale nécessaire à la description statistique de la turbulence à l'échelle du palier et le découpage en plusieurs segments pour une représentation statistique globale à l'échelle du vol.

## Mesures in-situ

L'ATR42 est équipé pour mesurer les caractéristiques thermodynamiques de la masse d'air (pression, température et humidité), dynamiques (vecteur vent) et également radiatives (flux de grandes et de courtes longueurs d'onde). La description technique de l'instrumentation est détaillée par (Saïd et al., 2010). Les paramètres thermodynamiques rapides tels que la température et l'humidité spécifique sont obtenus respectivement à l'aide d'une sonde à fil de platine placée dans une enceinte Rosemount et d'un hygromètre Licor7500.

Une mesure délicate à restituer est le vecteur vent. Cette dernière est réalisée à l'aide d'un radôme composé de 5 prises de pression (une centrale pour la pression totale et les quatre autres suivant deux axes perpendiculaires). D'après Lenschow (1986), le vecteur vent est recomposé à partir du vecteur vitesse de l'avion par rapport au sol qui est fourni par une plateforme inertielle et du vecteur écoulement. Les trois composantes du vecteur écoulement sont calculées à partir de la vitesse relative de l'avion par rapport à la masse d'air (notée par la suite TAS pour True Air Speed en anglais) déduite de la pression dynamique (différence entre la pression totale et la pression statique), des angles aérodynamiques d'incidence et de dérapage eux-mêmes calculés à partir de pressions différentielles sur le radôme.

La fréquence d'échantillonnage est de  $25\text{ s}^{-1}$  le long de la trajectoire. Avec une TAS approximativement de  $100\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , la résolution spatiale de l'échantillonnage est de l'ordre de 4 m. Cette précision spatiale permet d'accéder aux échelles turbulentes caractéristiques du domaine inertiel ce qui assure une représentation satisfaisante du champ turbulent du côté des hautes fréquences. Le problème est plus complexe du côté des basses fréquences.

Le filtrage des mouvements non turbulents de grande échelle permet de limiter la dispersion des résultats. Cependant, comme cela a été évoqué dans la partie 1.4, supprimer les mouvements d'échelle supérieure du signal pour en extraire seulement les échelles turbulentes se base sur l'hypothèse d'un gap spectral entre ces deux catégories ce qui n'est pas souvent vérifié. Le filtrage entraîne une troncature des moments turbulents. Il faut alors trouver un compromis entre un filtrage suffisamment permissif pour que la perte d'information soit limitée et suffisamment strict pour éliminer les contributions non turbulentes. En se basant sur des études précédentes (e.g. (Lenschow et Stankov, 1986; Lenschow et al., 1994)), la longueur d'onde de coupure du filtre passe haut a été fixée à 5 km. Les conséquences de cette procédure sur les estimations de grandeurs turbulentes et une méthode de correction du biais introduit seront présentés dans la section 5.

## 2.2.2 Paramètres turbulents calculés

### Analyse spectrale et échelles caractéristiques

D'un point de vue théorique, l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_\alpha$  peut être calculée pour n'importe quelle série temporelle de fluctuations turbulentes  $\alpha'$  compte tenu de la convergence de l'intégrale de la fonction d'autocorrélation (eq 4.7). Cependant, Durand et al. (2000) ont mis en évidence un défaut de convergence de l'échelle intégrale pour les grandeurs qui ne sont pas liées au mouvement vertical. Par la suite, la vitesse verticale et les différentes covariances associées feront l'objet d'une attention particulière.

Pour chaque segment, les spectres de densité d'énergie de la vitesse verticale sont calculés à partir des séries temporelles des fluctuations par FFT (pour Fast Fourier Transform). Par analogie avec le travail réalisé par Darbieu et al. (2015) sur la campagne BLLAST (Boundary Layer Late Afternoon and Sunset Turbulence), les spectres expérimentaux ont été confrontés à la forme analytique (eq. 1.46) proposée par Kristensen et al. (1989). Les paramètres  $\mathcal{L}_w$  et  $\mu$  sont alors ajustés afin d'obtenir la meilleure approximation au sens des moindres carrés logarithmiques. Connaissant alors le couple  $(\mathcal{L}_w, \mu)$ , la longueur d'onde du pic spectral  $\lambda_w$  est calculée grâce à la relation 1.48.

### Moments turbulents

Les moments turbulents d'ordre 2 et 3 sont calculés grâce à la filière de traitement des données aéroportées développée au Laboratoire d'Aérodynamique. Une attention particulière est apportée au calcul des flux. La méthode de référence de calcul des flux turbulents la plus directe est la méthode Eddy Covariance (notée par la suite EC). La covariance de deux variables  $x$  et  $y$  est définie par la relation :

$$\overline{x'y'} = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^{+\infty} x'(t)y'(t)dt \quad (2.2)$$

En réalité, la durée d'intégration est finie et est bornée par la durée de l'échantillon. Dans le cadre d'une turbulence statistiquement stationnaire et homogène, l'intégrale est linéaire et la covariance est convergente.

$$\overline{x'y'} = \frac{1}{T} \int_0^T x'(t)y'(t)dt \quad (2.3)$$

Comme ce sont les gros tourbillons les plus énergétiques qui contribuent à la production et au transport d'énergie, il faut que la durée  $T$  de l'échantillon soit suffisamment grande

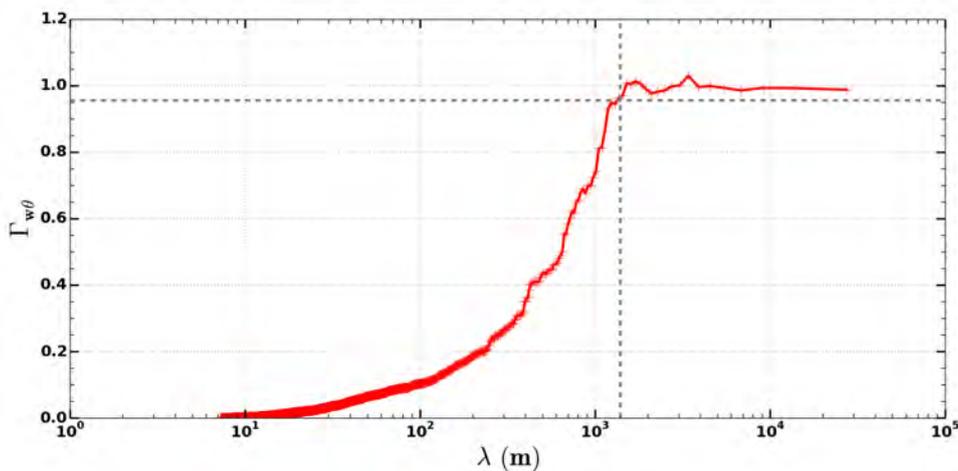


FIGURE 2.8 – Cospectre cumulé normalisé de la covariance  $\overline{w'\theta'}$  calculé à partir des séries temporelles non filtrées sur un palier réalisé à une altitude de  $z \sim 150$  m pour la journée du 6 février 2013. Les pointillés gris correspondent aux valeurs  $\lambda = 1500$  m et  $\Gamma_{w\theta} = 0.95$ .

pour les représenter. Pour une covariance  $\overline{x'y'}$  donnée, le cospectre cumulé  $\Gamma_{xy}$  est défini par :

$$\Gamma_{xy}(\lambda) = \frac{1}{\overline{x'y'}} \int_{\lambda_N}^{\lambda} Co_{xy}(l) dl \quad (2.4)$$

avec  $Co_{xy}$  le cospectre de  $x$  et  $y$ , en appliquant l'hypothèse de Taylor, la conversion fréquence longueur d'onde conduit à  $\lambda = \text{TAS}/f$  où  $f$  est la fréquence et  $\lambda_N = \text{TAS}/f_N$  avec  $f_N$  la fréquence de Nyquist. La représentation de  $\Gamma_{xy}$  en fonction de  $\lambda$  est communément appelée courbe en "ogive" (Desjardins et al., 1989; Friehe et al., 1991; Lambert et al., 1999; Aubinet et al., 2012). La figure 2.8 représente le cospectre cumulé normalisé de la covariance  $\overline{w'\theta'}$ , calculé à partir des séries temporelles brutes, pour un palier avion réalisé à une altitude d'environ 150 m. La forme en "ogive" et donc la convergence justifie que les échelles turbulentes dont la taille est inférieure à  $\lambda \sim 1500$  m contribuent significativement à la covariance à hauteur de 95 % et qu'elles sont bien représentées dans l'échantillon de longueur  $L \sim 30$  km. L'application d'un filtre passe-haut de longueur d'onde de coupure 5 km permet alors de supprimer les mouvements non turbulents en limitant l'impact sur la covariance. Cependant, une partie plus ou moins importante de la covariance peut être supprimée par le filtre passe-haut, une méthode de correction permettant de compenser cette amputation sera l'objet de la section 5.1.

Des moments d'ordres plus élevés sont également calculés. Parmi eux, la skewness permet de quantifier la dissymétrie de la distribution d'une grandeur  $\alpha$ . La skewness est définie comme le rapport entre le moment d'ordre 3 normalisé par le moment d'ordre 2 :

$$S_\alpha = \frac{\overline{\alpha^3}}{\left(\overline{x^2}\right)^{3/2}} \quad (2.5)$$

Si la distribution est parfaitement gaussienne et symétrique alors la skewness est nulle. Elle sera positive si la distribution présente une gamme plus importante de valeurs positives que de valeurs négatives et inversement. Pour la température potentielle, une skewness positive liée à la présence de pics positifs de fluctuations de  $\theta$  permet de renseigner sur la présence de thermiques et une skewness négative pour l'humidité spécifique est la signature d'intrusions sèches (Lothon et al., 2007; Canut et al., 2010). Les interprétations liées à la skewness doivent être faites avec précaution car ce paramètre est piloté par le comportement des extrêmes de la distribution de fluctuations, autrement dit par le phénomène d'intermittence (fluctuations intenses sur une durée courte). Il est très difficile d'échantillonner correctement ce phénomène d'intermittence.

### Taux de dissipation de l'ECT

Le taux de dissipation de l'ECT ( $\epsilon$ ) est une quantité fondamentale pour la caractérisation de la structure turbulente (cf. eq. 1.23 de l'ECT). Il existe principalement deux méthodes pour calculer ce paramètre. La méthode la plus répandue pour calculer  $\epsilon$  à partir de mesures aéroportées est basée sur la relation de Kolmogorov (eq. 1.44) avec le spectre expérimental considéré dans le domaine inertiel (i.e. en supposant un nombre d'onde grand). Dans le cadre du modèle de Kristensen et al. (1989), le taux de dissipation est donné par l'équation 1.49 présentée dans la section 1.2.3. Cette méthode sera utilisée sur les paliers avion dans la section 4.1.2.

Une autre méthode, utilisée par Shaw et Businger (1985), consiste à appliquer un filtre passe-bande au signal afin de ne conserver que le domaine inertiel. Soit  $k_1$  et  $k_2$  les deux nombres d'onde de coupure, l'intégration de la relation de Kolmogorov entre  $k_1$  et  $k_2$  et l'utilisation de la relation de Parseval (eq. 1.37) conduisent à :

$$\epsilon = \sigma_{fw}^3 \left[ 1.04 \left( k_1^{-2/3} - k_2^{-2/3} \right) \right]^{-3/2} \quad (2.6)$$

avec  $\sigma_{fw}^2$  la variance du signal de vitesse verticale filtré entre  $k_1$  et  $k_2$ . Communément cette méthode est appliquée aux paliers horizontaux et rectilignes. Lambert et Durand (1999) ont adapté cette méthode aux sondages continus réalisés par l'avion en début et/ou

en fin de vol. Ces profils verticaux de taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente fournissent des informations importantes quant à l'intensité de la turbulence sur toute la hauteur de la CLAM. Ils fournissent également une méthode d'estimation de la hauteur de couche limite comme cela est détaillé dans la section 2.2.3.

### 2.2.3 Détermination de la hauteur de la CLAM

Il n'existe pas de consensus concernant la définition de la hauteur de couche limite ( $z_i$ ) bien qu'il s'agisse d'un paramètre fondamental. Ainsi plusieurs définitions sont disponibles dans la littérature (Sullivan et al., 1998).

D'un point de vue thermodynamique, de nombreux auteurs définissent  $z_i$  comme le sommet de la couche mélangée tant en température potentielle qu'en humidité spécifique (Bernard-Trottolo et al., 2004; Canut et al., 2010). Deardorff (1972a) définit  $z_i$  comme l'altitude où le flux de flottabilité est minimal.

En terme de turbulence, la hauteur de couche limite peut être assimilée à la limite verticale où l'ECT atteint 10% de sa valeur maximale. Cette méthode étant difficilement applicable à des observations, une autre approche basée sur les profils continus de  $\epsilon$  sera utilisée. Les profils continus de  $\epsilon$  permettent d'estimer la hauteur de la couche limite puisque l'intensité de la turbulence diminue brutalement dans la troposphère libre (Lambert et Durand, 1999).

Suivant la structure de la CLA en présence, la détermination de  $z_i$  peut s'avérer extrêmement délicate. Par la suite, l'utilisation complémentaire des profils thermodynamiques et des profils de  $\epsilon$  va permettre de limiter les incertitudes.

## 2.3 Modélisation numérique

### 2.3.1 Les approches numériques pour la représentation des écoulements turbulents

Les méthodes de simulation numérique des écoulements turbulents peuvent être classées en trois catégories, l'approche statistique (Reynolds Averaged Navier-Stokes ou modèle RANS), la résolution numérique déterministe (Direct Numerical Simulation ou DNS) et enfin la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation ou LES). L'approche statistique n'a pas pour objectif de représenter toutes les petites structures de l'écoulement mais seulement les équations de Navier-Stokes moyennées à l'aide d'un schéma de

fermeture du système d'équations. La méthode déterministe a pour ambition de calculer directement toutes les échelles significatives de l'écoulement turbulent jusqu'au domaine dissipatif ce qui impose des tailles de maille inférieures à l'échelle de Kolmogorov et donc des temps de calcul extrêmement longs. Une alternative est alors la modélisation LES qui présente une approche semi-déterministe en ne simulant que les grandes échelles et en modélisant les plus petites. Cette approche est bien adaptée aux écoulements turbulents à très grand nombre de Reynolds et est donc particulièrement adéquate pour la turbulence atmosphérique (Reynolds, 1990).

L'approche LES se base sur l'hypothèse que ce sont les grands tourbillons qui transportent la plus grande partie de l'ECT et contribuent majoritairement aux flux turbulents. Les mouvements de petite échelle, autrement dit les tourbillons sous-maille sont filtrés lors de la résolution du système d'équation. Les échelles résolues sont bornées par la taille de la maille (borne inférieure) et par la taille du domaine (borne supérieure). La partie sous-maille qui n'est pas résolue par le calcul est paramétrée. Il est admis que la représentation numérique est qualifiée de LES si au moins 70 à 80% de l'énergie cinétique turbulente est résolue explicitement (Pope, 2000). Comme cela a été mis en évidence par Sullivan et Patton (2011), pour la turbulence atmosphérique, la contribution de la partie sous maille est importante près de la surface, décroît rapidement avec l'altitude et redevient notable en haut de la CLA dans la zone d'entraînement.

### 2.3.2 Le modèle opérationnel AROME-WMED

Le déclenchement d'une POI était soumis à des conditions météorologiques bien spécifiques. Comme cela a été mentionné dans la partie 2.2.1, le déploiement des instruments de mesure et particulièrement de l'ATR42 était conditionné par les sorties de modèles de prévision numérique. Ceci a été rendu possible grâce à la mise en œuvre par Météo-France d'une version centrée sur le bassin méditerranéen du modèle opérationnel AROME (Applications de la Recherche à l'Opérationnel à Méso-Echelle). Cette version dédiée à la campagne HyMeX, appelée AROME-WMED (Fourrié et al., 2015) présente sensiblement, hormis la région ciblée, les mêmes caractéristiques que le modèle opérationnel (Seity et al., 2011). La résolution horizontale est de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$  avec 60 niveaux verticaux allant de 10 m au-dessus de la surface jusqu'à 1 hPa. La coordonnée verticale  $\eta$  est une coordonnée hybride c'est à dire égale à la pression en haut de l'atmosphère et parallèle au relief proche de la surface ce qui permet de lisser les effets du relief avec l'altitude (Simmons et Burridge, 1981). Avec un cycle d'assimilation d'une fréquence de 3 h, AROME-WMED a fourni en temps réel des prévisions à 48 h à partir d'analyses initialisées à 00 UTC.

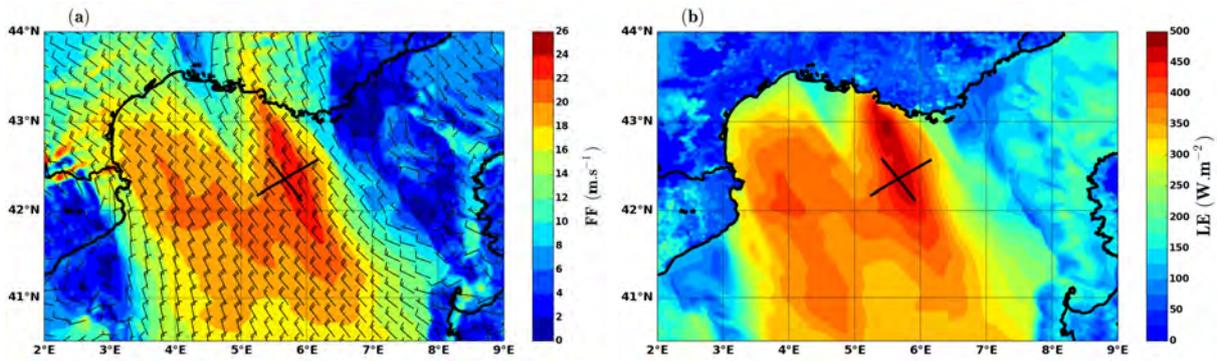


FIGURE 2.9 – Prévisions météorologiques pour le 09 Février 2013 à 1500 UTC issues du modèle AROME-WMED. (a) Champs de vent à  $z = 240$  m et (b) flux de chaleur latente à la surface. La croix noire représente la trace au sol du vol avion réalisé ce jour-là.

Dans la version d'AROME-WMED déployée durant la campagne, les flux turbulents de surface étaient pris en compte via la paramétrisation ECUME. Des dysfonctionnements, liés à un souci numérique, ont été identifiés concernant le flux de chaleur sensible lors d'épisodes de vents forts après la campagne. Un nouvel ensemble de simulations couvrant la période de la SOP2 est maintenant disponible (Fourrié, N. communication personnelle), dans lequel les flux turbulents de surface sont calculés avec la paramétrisation COARE 3.0. C'est cette version d'AROME-WMED qui est utilisée dans cette étude pour calculer les forçages atmosphériques et initialiser nos simulations numériques.

A titre d'exemple, la figure 2.9 représente le champ de vent à 240 m ainsi que les flux de chaleur latente pour le 09 février 2013 à 1500 UTC qui correspond à une journée de POI où l'ATR42 a été opéré dans le flux de Mistral comme indiqué par sa trace au sol.

Les prévisions AROME-WMED ont été utilisées dans cette étude pour la détermination des termes de forçages atmosphériques nécessaires à la modélisation locale d'un épisode de vents forts.

### 2.3.3 Le modèle de recherche MESO-NH

#### Description du modèle

Au cours de cette étude, l'ensemble des simulations numériques ont été réalisées avec le modèle de recherche non-hydrostatique de méso-échelle MESO-NH (Lafore et al., 1998), développé conjointement entre le Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560 UT3/CNRS) et le Centre National de Recherches Météorologiques (UMR 3589 CNRS/Météo-France). Ce modèle a pour vocation de simuler les mouvements atmosphériques depuis l'échelle synoptique (avec des résolutions horizontales de l'ordre de 10 km) jusqu'à l'échelle de la turbulence (de l'ordre de 100 m à 1 cm).

Le caractère non-hydrostatique du modèle autorise les fluctuations verticales de pression et donc les accélérations verticales indispensables pour représenter correctement les processus convectifs. Le domaine acoustique (i.e. les ondes sonores engendrées par une perturbation de pression), qui présente peu d'intérêt d'un point de vue météorologique, est filtré avec l'utilisation du système anélastique d'équations de [Durrán \(1989\)](#). Les variables pronostiques sont les trois composantes du vent ( $u, v, w$ ), la température potentielle ( $\theta$ ), les rapports de mélange des divers hydrométéores, l'énergie cinétique turbulente et les éventuels traceurs chimiques ou passifs. La pression est une variable diagnostiquée à l'aide d'une équation elliptique par méthode itérative.

### Choix et optimisation des schémas de discrétisation

Le schéma d'advection pour les composantes du vent est de type centré d'ordre 4 (CEN4TH), les variables scalaires sont transportées avec le schéma PPM (Piecewise Parabolic Method) et le schéma temporel est en Ruge-Kutta explicite d'ordre 4 (RKC4). Le choix des schémas d'advection et de discrétisation temporelle est en partie dicté par une contrainte de stabilité nécessaire à la convergence numérique (i.e. une limitation de la propagation des erreurs). Cette contrainte peut être formulée sous la forme d'une condition dite CFL (pour Courant-Friedrichs-Lewy) qui peut être définie de façon conceptuelle par l'équation 2.7 en reliant les composantes du vent  $\bar{U}_i$ , le pas de temps  $\Delta t$  et la résolution spatiale  $\Delta x_i$ .

$$\text{CFL} = \bar{U}_i \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \quad (2.7)$$

La valeur seuil admise de ce paramètre dépend des schémas numériques considérés. Parmi les schémas d'advection et de discrétisation temporelle disponibles, la combinaison CEN4TH/RKC4 est la plus adaptée à notre cadre d'étude correspondant à des conditions de vents forts sur mer. En effet, cette configuration permet d'avoir une condition CFL la moins restrictive possible,  $\text{CFL} \leq 1.7$ , alors que la combinaison communément utilisée CEN4TH/LF (LF pour Leap-Frog) est limitée à  $\text{CFL} \leq 0.4$  [Lunet et al. \(2017\)](#).

### Description du schéma de turbulence

Le schéma de turbulence de Mésos-NH ([Cuxart et al., 2000](#)) est basé sur le schéma de turbulence tridimensionnel développé par [Redelsperger et Sommeria \(1982\)](#). Ce schéma inclut une équation pronostique de l'ECT (eq. 1.22) mais les autres moments d'ordre 2 sont diagnostiqués à partir des quantités moyennes et de l'ECT, il s'agit donc d'un schéma de fermeture à l'ordre 1.5. La stabilité est prise en compte pour le calcul des flux et des variances. Ce schéma est adapté à une large gamme d'échelles, allant de la

haute résolution nécessitant une paramétrisation tridimensionnelle, aux simulations méso-échelles ( $\Delta x \sim 1$  km) et même unidimensionnelles où la turbulence est prépondérante sur la verticale (flux horizontaux négligés).

Le seul aspect du schéma qui doit être spécifié suivant la configuration, haute résolution ou méso-échelle, est la longueur de mélange utilisée pour la paramétrisation de la viscosité turbulente (eq. 1.19). Pour les simulations LES, la longueur de mélange utilisée est celle de [Deardorff \(1974\)](#), elle est égale à la taille de la maille. Dans le cas d'une turbulence 1D, i.e. pour des résolutions kilométriques ou des cas unidimensionnels, la longueur de mélange est déterminée à l'aide de la formulation de [Bougeault et Lacarrère \(1989\)](#) (abrégée par la suite BL89). La longueur de mélange BL89 représente la distance que peut parcourir une parcelle d'air, vers le haut ou vers le bas, compte tenu de son ECT initiale, avant d'être stoppée par les effets de flottabilité.

## Description du schéma de microphysique

Le schéma de microphysique de [Pinty et Jabouille \(1998\)](#) est celui qui est utilisé dans cette étude. Les hydrométéores sont classés suivant six classes, la vapeur d'eau, l'eau liquide nuageuse, l'eau liquide précipitante, le grésil, la neige et la glace primaire. Plus de trente processus microphysiques et interactions entre ces six classes d'hydrométéores sont représentés tels que la nucléation, l'accrétion, la condensation et l'évaporation.

### 2.3.4 De l'approche unidimensionnelle à la haute résolution

La modélisation à haute résolution appliquée à la CLA a été initiée par [Deardorff \(1972b\)](#). Une approche LES s'avère être un outil très puissant et efficace pour décrire les principales caractéristiques de la CLA et cibler l'étude de processus turbulents ([Stevens et Lenschow, 2001](#)). Une des principales différences entre les modèles LES est la gestion de la partie sous maille avec des niveaux de complexité variables. En se basant sur le modèle développé par [Wyngaard et Brost \(1984\)](#) pour une CLA convective sèche, [Nieuwstadt et Brost \(1986\)](#) étudient l'influence des flux de surface sur le phénomène de décroissance de la turbulence. [Cuijpers et Duynkerke \(1993\)](#) étendent l'utilisation du modèle LES avec une composante nuageuse. Les approches de [Schmidt et Schumann \(1989\)](#) ou encore de [Mason \(1989\)](#) ont largement contribué au développement de la modélisation à haute résolution de la CLA convective. Néanmoins, suivant le degré de précision souhaité, l'approche LES peut être très coûteuse en terme de temps de calcul. Avec le développement rapide des moyens de calcul et la parallélisation des architectures informatiques, ces études se sont alors multipliées (e.g. [Moeng et Sullivan \(1994\)](#), [Sullivan et al. \(2000\)](#)). Les simulations

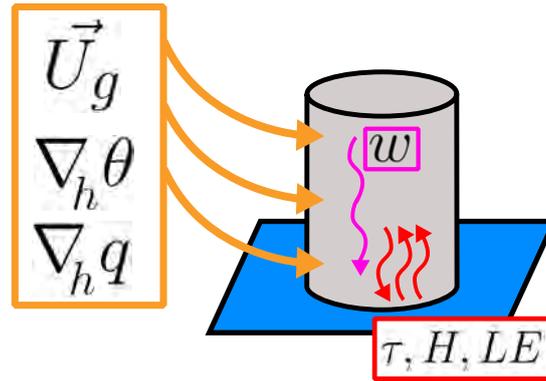


FIGURE 2.10 – Représentation schématique des forçages atmosphériques et de surface nécessaires à la configuration unidimensionnelle avec dans l’encadré jaune, le vent géostrophique, les gradients horizontaux de température potentielle et d’humidité spécifique, dans l’encadré rouge, les flux de surface (frottements, flux de chaleurs sensible et latente) et la vitesse verticale dans l’encadré violet.

LES sont également utilisées pour le développement des paramétrisations de CLA pour les modèles de méso-échelle et de climat (Couvreur et al., 2005).

Des simulations unidimensionnelles ont été réalisées afin de mettre au point une configuration de référence. L’objectif était dans un premier temps d’appréhender l’importance des différents forçages nécessaires à une représentation réaliste de la CLAM et dans un second temps d’effectuer des tests de sensibilité sur les différentes paramétrisations et configurations numériques possibles.

Dans une configuration 1D, la CLA est perçue comme une colonne verticale, ce qui revient à supprimer toute dépendance horizontale. L’équation de continuité (eq. 1.3) et la condition à la limite imposant une vitesse verticale nulle en surface conduisent à une vitesse verticale calculée nulle sur toute la colonne. De plus, les gradients horizontaux des variables pronostiques ainsi que les composantes du vent géostrophique ne peuvent être calculés dans un cadre unidimensionnel. Afin de rendre compte de l’environnement dans lequel évolue la colonne atmosphérique, il est nécessaire d’inclure ces informations sous la forme de forçages. La figure 2.10 représente schématiquement les différents forçages nécessaires au modèle en configuration 1D, pour simuler une colonne d’atmosphère. Parmi les forçages atmosphériques, le modèle MESO-NH permet de prescrire le vent géostrophique, les advections horizontales de température et d’humidité et la vitesse verticale. Dès lors, ces termes de forçage interviennent dans le système d’équations comme des termes sources additionnels. Le modèle MESO-NH ne permet toutefois pas la prescription d’advections horizontales de vent. Notre cadre d’étude étant un épisode de CAO établi, comme cela sera présenté dans la section 3.2.2, nous avons constaté que les composantes du vent sont relativement homogènes dans la zone d’étude et donc nous pouvons considérer que les advections horizontales de vent sont négligeables devant les autres termes du bilan.

En identifiant les termes de forçages par l'indice  $frc$ , les équations unidimensionnelles pour les composantes du vent ( $u, v$ ), de la température potentielle ( $\theta$ ) et de l'humidité spécifique ( $q$ ) sont :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -w_{frc} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - f (v_{g_{frc}} - \bar{v}) - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'u'} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -w_{frc} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + f (u_{g_{frc}} - \bar{u}) - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'v'} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right)_{frc} - w_{frc} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{S\theta}{\rho} - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial R}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'\theta'} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right)_{frc} - w_{frc} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \frac{S_q}{\rho} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'q'} \quad (2.11)$$

L'évaluation des différents termes de forçage déterminés à partir des prévisions AROME-WMED sera en partie l'objet de la section 3.3. Les flux de surface, extraits d'AROME-WMED ou calculés via des formulations bulk basées sur les observations à la bouée Lion seront commentés dans le chapitre 5.

## 2.4 Conclusions

Les différents moyens d'observation ainsi que les outils numériques utilisés dans cette étude ont été présentés. L'utilisation combinée d'observations et de simulations numériques permet une analyse approfondie de la CLAM lors d'épisodes de vents forts.

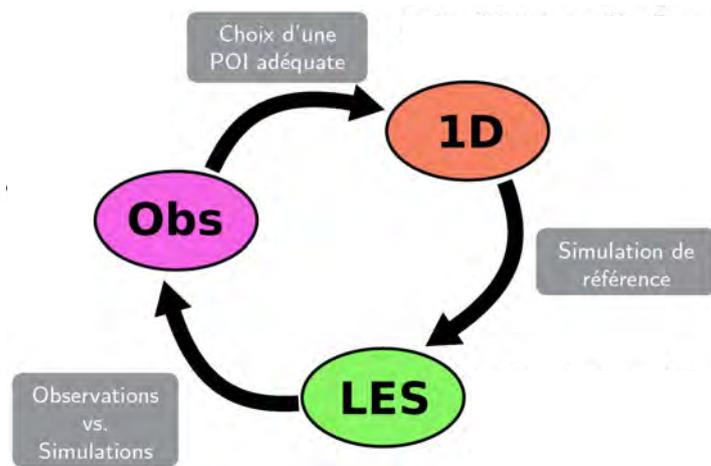


FIGURE 2.11 – Représentation schématique du déroulement de l'étude combinant analyses d'observations et simulations numériques.

La figure 2.11 retrace schématiquement la démarche suivie au cours de cette étude. L'analyse des observations a dans un premier temps permis de mettre en évidence une structure particulière du champ turbulent organisé en structures cohérentes avec un impact sur l'estimation des flux turbulents. L'analyse des caractéristiques moyennes de la CLAM recensées au cours des 11 vols de la campagne SOP2 a permis de mettre en évidence une POI adéquate à la modélisation. L'approche unidimensionnelle a permis d'une part d'évaluer les différents forçages et d'effectuer des tests de sensibilité à moindre coût numérique et d'autre part de mettre au point une simulation de référence. Dès lors, l'organisation turbulente de la CLAM ainsi que la nature des échanges verticaux peuvent être étudiées avec l'approche LES.

L'organisation de ce manuscrit ne suit pas la chronologie de la thèse. Les travaux menés ne seront pas présentés en distinguant l'approche expérimentale de l'approche numérique mais plutôt en séparant la structure moyenne de la structure turbulente de la CLAM afin de montrer la complémentarité des approches.

## CHAPITRE 3

---

# Structure moyenne de la CLAM : observations et modélisation unidimensionnelle

---

### Plan du chapitre

---

<b>3.1</b>	<b>Structure moyenne de la CLAM observée en conditions de vents forts durant la campagne SOP2 d’HyMeX . . . . .</b>	<b>63</b>
3.1.1	Conditions synoptiques et caractéristiques moyennes de la CLAM	63
3.1.2	Estimation de la hauteur de la CLAM . . . . .	65
<b>3.2</b>	<b>Caractéristiques de l’épisode de vent fort choisi pour l’approche numérique . . . . .</b>	<b>70</b>
3.2.1	Situation géographique . . . . .	70
3.2.2	Conditions météorologiques . . . . .	71
3.2.3	Couverture nuageuse . . . . .	72
<b>3.3</b>	<b>Estimation des termes de forçage pour une simulation unidimensionnelle de la CLAM en conditions de vents forts . . . . .</b>	<b>74</b>
3.3.1	Comparaison des profils AROME-WMED et de l’ATR42 . . . . .	74
3.3.2	Vent géostrophique . . . . .	76
3.3.3	Advections horizontales . . . . .	78
3.3.4	Vitesse verticale . . . . .	79
3.3.5	Diagnostics DDH . . . . .	82
3.3.6	Conclusions sur l’évaluation des termes de forçage . . . . .	83
<b>3.4</b>	<b>Analyse par tests de sensibilité et simulations unidimensionnelles d’une CLAM en conditions de vents forts . . . . .</b>	<b>85</b>

- 3.4.1 Configuration . . . . . 85
- 3.4.2 Sensibilité aux forçages atmosphériques . . . . . 87
- 3.4.3 Sensibilité aux flux de surface . . . . . 91
- 3.4.4 Simulation de référence pour l'approche LES . . . . . 93
- 3.5 Conclusions . . . . . 94**

---

Ce chapitre est consacré à l’étude de la structure moyenne de la CLAM en conditions de vents forts. Elle s’appuie sur l’utilisation des observations aéroportées collectées durant la campagne SOP2 d’HyMeX et sur l’estimation des termes de forçages nécessaires à la mise au point d’un modèle unidimensionnel reproduisant un épisode de CAO établi.

### 3.1 Structure moyenne de la CLAM observée en conditions de vents forts durant la campagne SOP2 d’HyMeX

Le suivi eulérien réalisé en continu sur l’hiver 2013 par la bouée Lion et présenté sur la figure 2.5 a permis d’avoir une vision d’ensemble des épisodes de vents forts ayant eu lieu. Les ballons dérivants et l’ATR42 ont permis de documenter la CLAM lors de ces épisodes de vents forts. Les suivis semi-lagrangiens réalisés par les ballons dérivants renseignent sur l’évolution le long de la trajectoire des caractéristiques thermodynamiques de la masse d’air au sein du flux de Tramontane ou de Mistral (Doerenbecher et al., 2016; Drobinski et al., 2017). Dans cette section, la structure moyenne de la CLAM est principalement décrite grâce aux sondages réalisés par l’ATR42 en début et en fin de vol. Certaines transitions entre deux paliers, les inter-paliers, peuvent s’apparenter à des profils verticaux et fournissent également des renseignements utiles.

#### 3.1.1 Conditions synoptiques et caractéristiques moyennes de la CLAM

Les conditions météorologiques conduisant à des événements de Tramontane ou de Mistral ont été l’objet de nombreuses études par le passé. Ils résultent de l’interaction entre l’orographie et un flux de nord, une description détaillée est présentée dans les travaux de Flamant et Pelon (1996). À l’échelle synoptique, les flux de Tramontane et de Mistral sont souvent couplés et coexistants. Un écoulement en provenance du nord ou du nord-ouest canalisé entre les Pyrénées et les Alpes est scindé en deux flux par le Massif Central, la Tramontane à l’ouest et le Mistral à l’est. Une fois que ces écoulements quittent le littoral, ils accélèrent au-dessus du golfe du Lion.

Les principales caractéristiques des 11 épisodes documentés dans la SOP2 d’HyMeX par moyens aéroportés sont répertoriées dans le tableau 3.1. Ces grandeurs ont été moyennées sur toute l’épaisseur de la CLAM. L’intensité du vent au sein de la CLAM est comprise entre  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $28 \text{ m.s}^{-1}$ , ce sont donc des conditions de vent modéré à vent fort qui

TABLE 3.1 – Caractéristiques moyennes de la CLAM déduites des sondages avion au cours de la campagne HyMeX-SOP2, FL correspond au numéro de vol.

# FL	Date	POI	Heure (UTC)	Régime de vent	$\bar{\theta}$ (°C)	$\bar{q}$ (g.kg <sup>-1</sup> )	FF (m.s <sup>-1</sup> )	DD (°)	$z_i$ (m)	$SST$ (°C)
04	Feb. 06	21c	1433 – 1711	Mistral	10.8	4.2	21	300	[1300 – 1430]	13.0
05	Feb. 09	21d	1422 – 1712	Mistral	7.6	2.7	23	330	[1000 – 1850]	13.0
08	Feb. 13	22a	0745 – 1029	Tramontane	8.0	3.5	21	327	[1000 – 1300]	12.9
09	Feb. 13	22a	1346 – 1615	Tramontane	9.5	3.8	23	335	[1320 – 1800]	12.9
10	Feb. 14	22c	0830 – 1056	Tramontane	8.0	4.4	12	335	[540 – 750]	12.9
11	Feb. 15	22c	1121 – 1402	Mistral	10.0	4.4	19	310	[1000 – 1350]	12.9
15	Mar. 02	25	0648 – 0908	Tramontane	12.0	5.2	15	355	[400 – 800]	13.1
16	Mar. 04	26	1526 – 1749		11.5	7.2	10	85	[380 – 400]	13.0
20	Mar. 13	28	1446 – 1743	Tramontane	3.0	3.2	28	335	[500 – 1450]	13.0
21	Mar. 14	28	1401 – 1635	Tramontane	5.7	3.2	27	315	[1000 – 1200]	12.9
22	Mar. 15	28	0718 – 0949	Tramontane	3.8	2.4	25	320	[1400 – 1500]	12.9

prédominant (8 cas sur 11 avec  $FF \geq 19 \text{ m.s}^{-1}$ ), avec une direction du nord au nord-ouest qui correspond aux orientations du Mistral et de la Tramontane (sauf pour la situation du 04 mars 2013 qui correspond à un flux d’est avec  $DD = 85^\circ$ ). L’intervalle des valeurs d’humidité spécifique est relativement large, de  $2.4 \text{ g.kg}^{-1}$  à  $5.2 \text{ g.kg}^{-1}$  (l’épisode du 04 mars 2013 est une situation particulière où un flux d’est, donc plus humide, avec  $\bar{q} = 7.2 \text{ g.kg}^{-1}$  a été documenté), tout comme les variations de température potentielle allant de  $3.0^\circ\text{C}$  à  $12.0^\circ\text{C}$ . En comparaison avec les variations de la température de l’air, la SST, issue de la bouée Lion, reste quasiment constante sur toute la période. Dans cette région, les plus fortes variations de SST sont en automne lors de la phase de préconditionnement de la convection océanique. Au cours de l’hiver, la colonne d’eau est déjà profondément mélangée, la couche mélangée pouvant atteindre 1600 m à 2000 m, ce qui atténue les variations de SST (Estournel et al., 2016a).

#### 3.1.2 Estimation de la hauteur de la CLAM

La hauteur de la CLA présente des caractéristiques différentes si la surface est de type océanique ou continental. La hauteur de la CLA peut présenter une certaine variabilité spatiale et temporelle sur le continent (Hennemuth et Lammert, 2006) avec notamment un cycle diurne, pouvant être très marqué (Stull, 1988; Garratt, 1992; Liu et Liang, 2010). Au-dessus de la mer, les variations diurnes sont moins marquées compte tenu de la forte capacité calorifique de la CMO, l’épaisseur de la CLAM évolue alors plus lentement dans le temps et dans l’espace. De plus, la présence d’une surface plane avec une température relativement constante sur la période d’étude avec des conditions atmosphériques établies de vents forts devraient engendrer une CLAM d’épaisseur peu variable. Certaines situations sont ainsi observées durant la SOP2. La figure 3.1 représente la structure thermodynamique verticale de la CLAM en début et en fin de vol pour la POI du 15 mars 2013. Les profils verticaux de température potentielle, d’humidité spécifique et de dissipation de l’ECT sont caractéristiques d’une CLAM bien définie et significativement homogène, d’épaisseur 1300 m.

Cependant, le sommet de la couche mélangée n’est pas toujours aussi bien défini. Dans ce cas, les profils de  $\epsilon$  apportent une information concernant l’intensité de la turbulence qui est une information complémentaire à celle des profils thermodynamiques. La figure 3.2 représente la structure moyenne observée lors de la POI du 13 février 2013. Avec une approche seulement thermodynamique, l’estimation de  $z_i$  est délicate car le sommet de la CLA n’est pas caractérisé par un fort gradient vertical de température potentielle ou d’humidité spécifique. La chute rapide d’activité turbulente devient alors le critère de

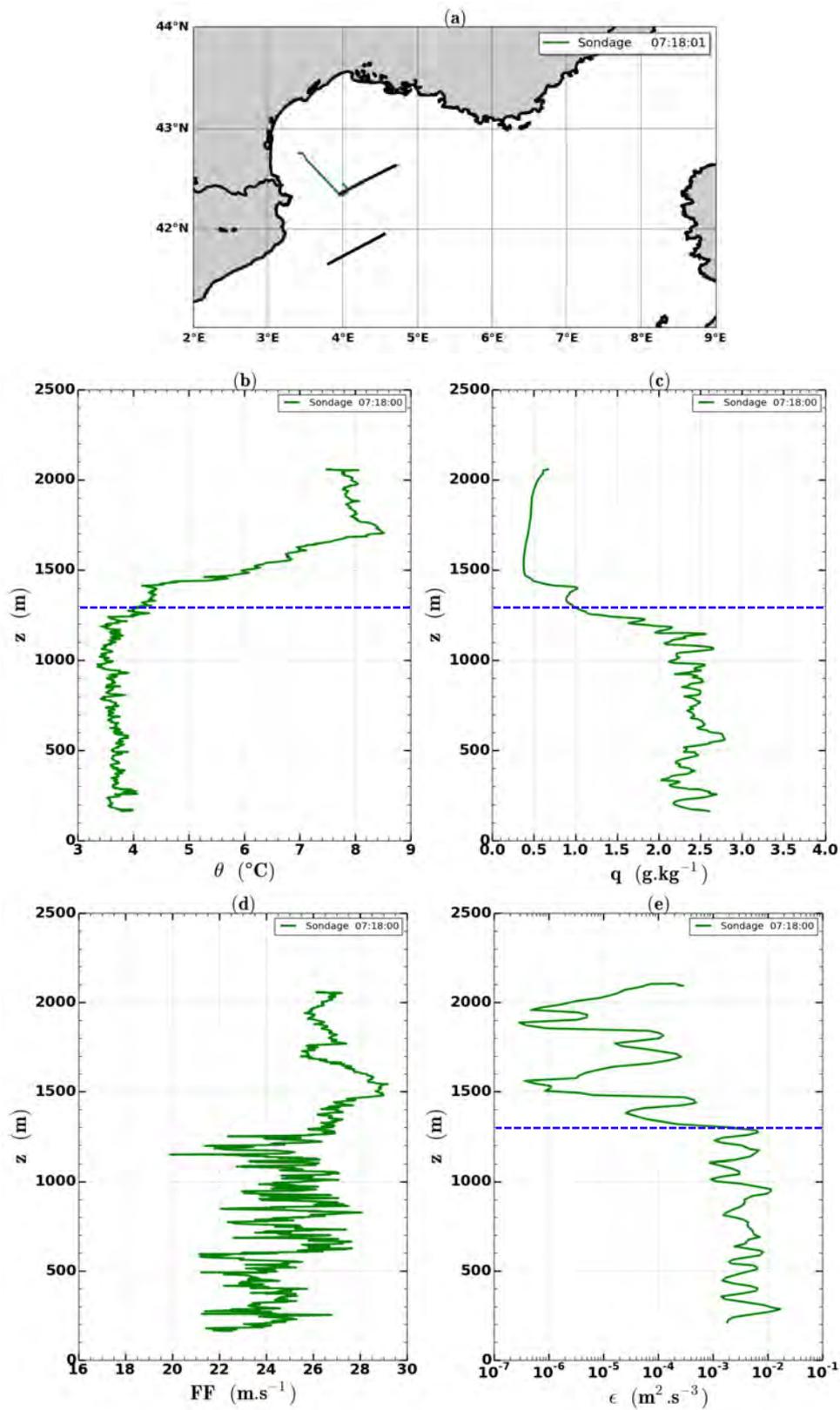


FIGURE 3.1 – Sondage réalisé par l'ATR42 en début de vol lors de la POI du 15 mars 2013. (a) Position géographique du sondage (en vert) et position des paliers (en noir), (b) température potentielle (c) humidité spécifique, (d) intensité du vent et (e) taux de dissipation de l'ECT. Le trait bleu en pointillés indique l'épaisseur de la couche limite.

sélection qui dans le cas présent conduit à une estimation de la hauteur de CLAM de 1100 m.

Pour certaines situations, notamment celle du 13 mars 2013, les critères de sélection thermodynamiques et turbulent de la hauteur de CLAM conduisent à des estimations éloignées les unes des autres. Les profils thermodynamiques du sondage présentés sur les figures 3.3d et 3.3e indiquent une couche bien mélangée en température potentielle et en humidité spécifique pour  $z < z_i \sim 500$  m alors que le profil de  $\epsilon$  du sondage présenté sur la figure 3.3f indique une activité turbulente conséquente pour  $z < z_i \sim 1200$  m. Compte tenu de la proximité du sondage avec la côte, il est possible que l'influence du continent ne soit pas encore négligeable. Dans ce cas, les inter-paliers peuvent fournir des informations locales supplémentaires. La situation est complexe puisque, comme pour le sondage, les profils thermodynamiques et du taux de dissipation de l'ECT conduisent à des estimations de  $z_i$  distinctes. Que ce soit pour le sondage ou l'inter-palier, la trajectoire de l'avion n'est pas hélicoïdale au-dessus d'un point fixe mais s'étend horizontalement sur environ 30 km. Ces trajectoires peuvent conduire à observer une variation horizontale de la masse d'air traversée par l'avion. Il est préférable dans ce cas de raisonner sur les profils de  $\epsilon$ . Pour le sondage, la décroissance de  $\epsilon$  est bien marquée pour  $z_i \sim 1200$  m. Pour l'inter-palier,  $\epsilon$  diminue d'un ordre de grandeur entre 900 m et 1100 m, on peut alors considérer que l'épaisseur de la CLAM est d'environ 1000 m. On note un regain d'activité turbulente au-dessus ce qui est caractéristique d'une zone de découplage liée certainement à la présence d'une couche nuageuse découplée dynamiquement de la surface. Ce type de situation découplée et l'intérêt des profils de  $\epsilon$  pour les détecter a été mis en évidence par Lambert et Durand (1999).

Au-dessus de la mer, alors que la SST est quasiment constante, une certaine variabilité horizontale de l'épaisseur de la CLAM est observée. Cette variabilité peut être due à la présence de nuages et/ou de zones de découplages dynamiques. Les incertitudes concernant la détermination de la hauteur de la CLAM se retrouvent dans le tableau 3.1 avec des intervalles de confiance pouvant être très larges comme par exemple pour l'épisode du 09 février 2013 avec une amplitude de 850 m. Lorsque le vent est modéré, i.e.  $FF < 15 \text{ m.s}^{-1}$  la CLAM est peu épaisse avec  $z_i < 750$  m. Pour des conditions de vents plus forts, i.e.  $FF > 20 \text{ m.s}^{-1}$ , l'épaisseur de la CLAM est systématiquement supérieure à 1000 m et pouvant atteindre 1850 m.

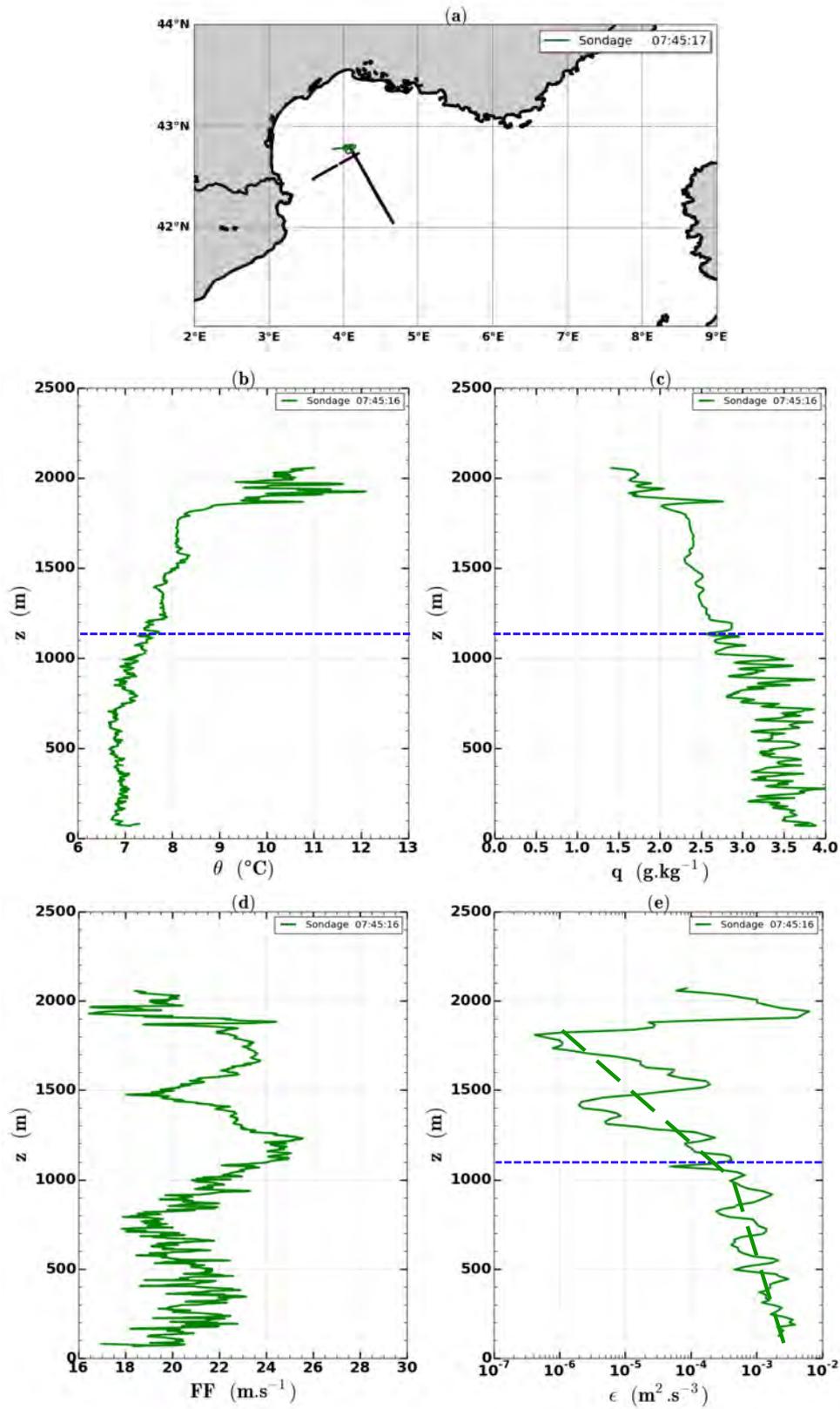


FIGURE 3.2 – Idem Figure 3.1 mais pour la journée du 13 février 2013. La courbe verte en pointillés sur le profil de  $\epsilon$  indique l'évolution moyenne de l'activité turbulente.

### 3.1. CONDITIONS DE VENTS FORTS OBSERVÉES DURANT LA SOP2 D'HYMEX

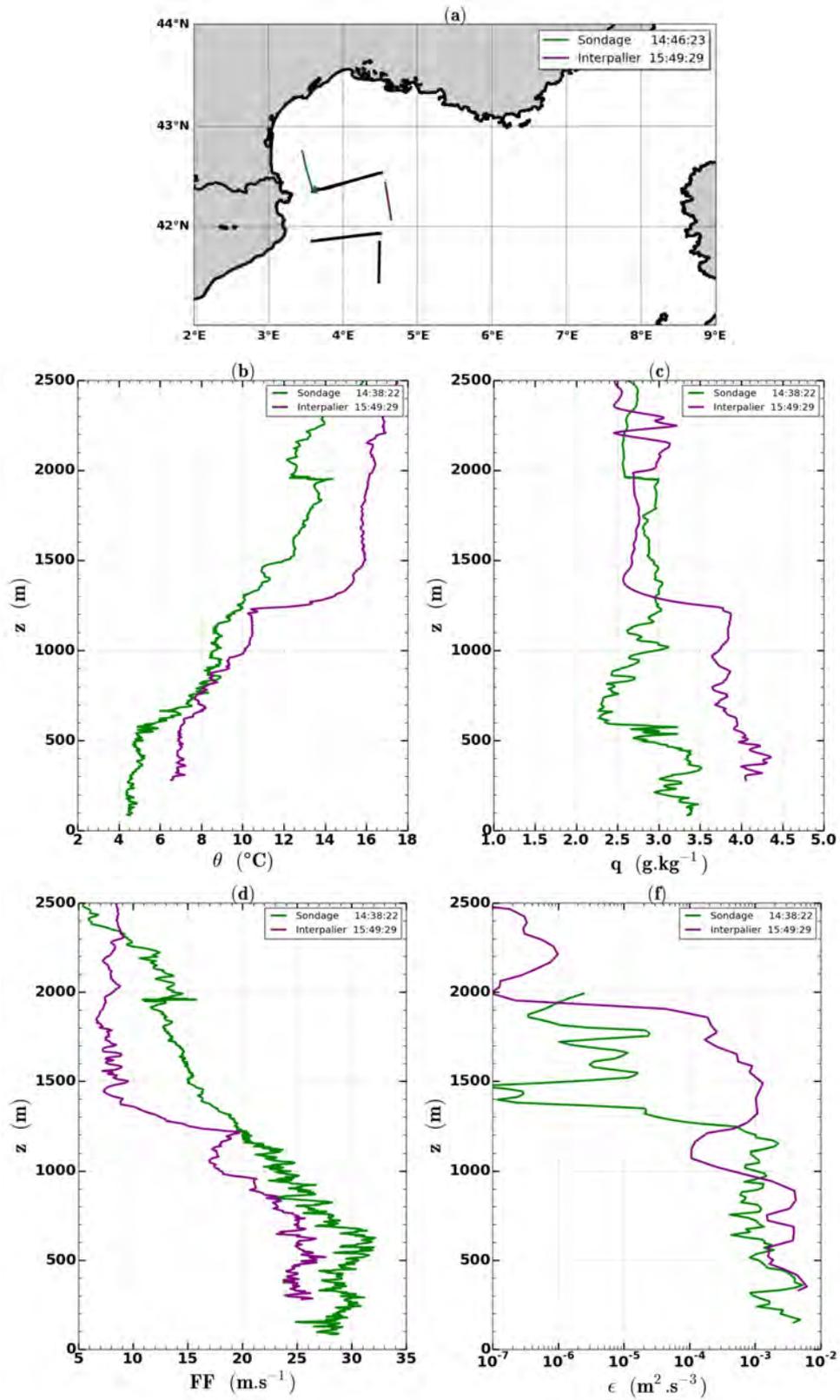


FIGURE 3.3 – Idem Figure 3.1 mais pour la journée du 13 mars 2013 avec un sondage continu (en vert) et une transition inter-paliers (en violet).

## 3.2 Caractéristiques de l'épisode de vent fort choisi pour l'approche numérique

### 3.2.1 Situation géographique

Pour l'étude numérique, le choix de la journée à modéliser était conditionné par les observations disponibles aux fins de validation et par la représentativité d'une situation d'échanges air-mer intenses. Parmi les 11 épisodes de vents forts documentés par l'ATR42, la POI du 13 mars 2013 répond aux différents critères.

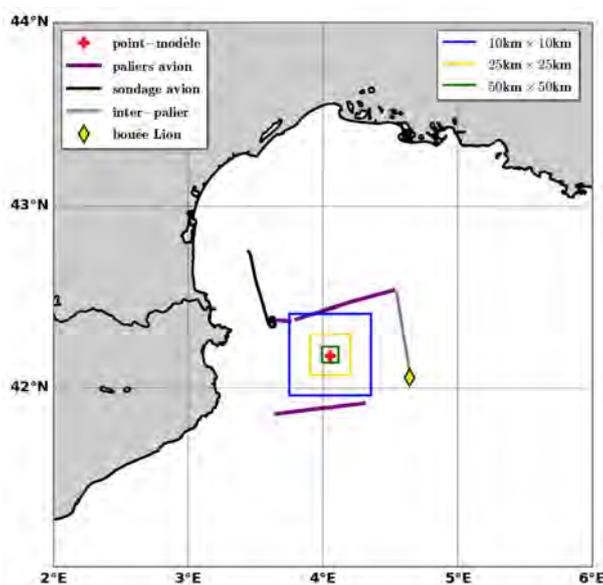


FIGURE 3.4 – Situation géographique de la POI du 13 mars 2013, choisie comme cadre d'étude pour l'approche numérique. Les traces au sol des observations aéroportées ainsi que la bouée Lion (losange jaune) située à proximité y sont représentées. La croix rouge correspond à la position du modèle uni-colonne. Les carrés bleu, jaune et vert indiquent les sous-domaines d'AROME-WMED choisis pour évaluer les forçages atmosphériques.

D'un point de vue géographique, lors de cette POI, la zone de vol est située à proximité de la bouée Lion. Comme représenté sur la figure 3.4, la localisation de la colonne atmosphérique (appelée par la suite "point modèle", croix rouge sur la figure 3.4) est placée au milieu des deux zones de paliers avion (en violet sur la figure 3.4). Cela permet ainsi une étude comparative entre la structure moyenne et turbulente simulée et celle observée par avion. Concernant la structure moyenne, la CLAM simulée sera confrontée au sondage avion ainsi qu'à l'inter-palier, indiqués respectivement par les traces noires et grises. Enfin, les carrés bleu, jaune et vert représentent les différentes tailles de sous-domaines de la grille AROME-WMED considérés pour estimer les termes de forçages atmosphériques.

### 3.2.2 Conditions météorologiques

D'un point de vue météorologique, la journée du 13 mars 2013 correspond à un cas d'établissement de vent fort, épisode qui va ensuite durer plusieurs heures. Pour illustrer cet épisode, la figure 3.5 correspond aux radiosondages réalisés à Marseille sur les trois journées de POI, du 13 au 15 mars 2013. Les profils verticaux d'intensité du vent, de température potentielle et d'humidité spécifique ainsi obtenus nous renseignent sur les conditions amont de la zone d'étude. Malgré la présence d'un cycle diurne continental caractérisé par des profils plus chauds l'après-midi que le matin, la masse d'air continentale transportée au-dessus de la mer est de plus en plus froide, de  $10.0\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $2.1\text{ }^{\circ}\text{C}$  et de plus en plus sèche, de  $3.8\text{ g.kg}^{-1}$  à  $1.6\text{ g.kg}^{-1}$ , avec une intensité de vent croissante atteignant un maximum de  $29\text{ m.s}^{-1}$  dans la CLA.

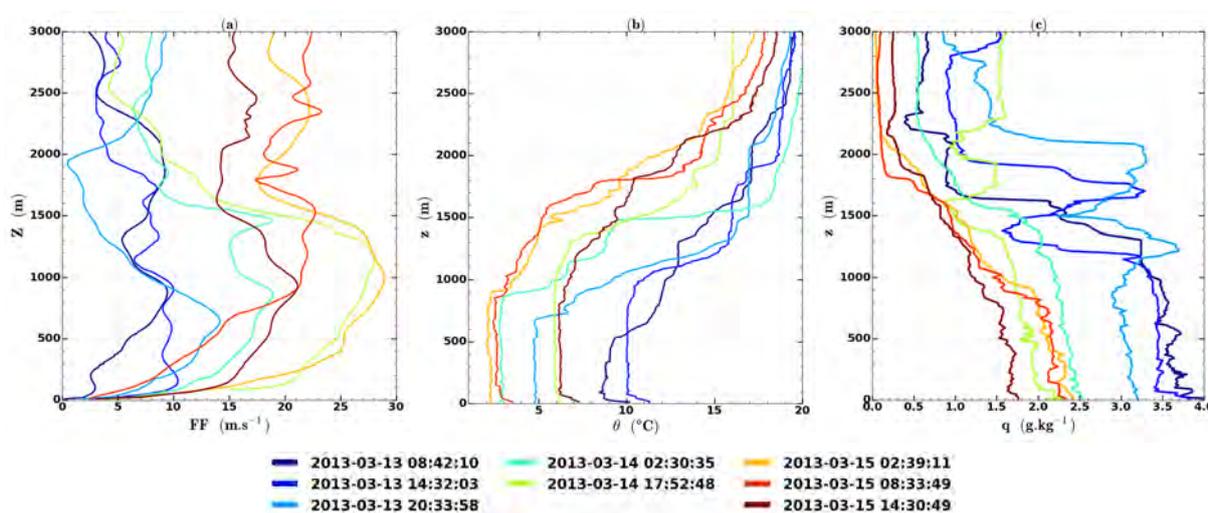


FIGURE 3.5 – Profils verticaux : (a) d'intensité du vent, (b) de température potentielle et (c) d'humidité spécifique obtenus à partir des radiosondages lâchés depuis Marseille pour les 13, 14 et 15 mars 2013. Les dates et les heures (UTC) de lâcher correspondant aux différentes couleurs sont indiquées en bas de la figure.

La figure 3.6 représente les prévisions AROME-WMED de vent à environ 450 m au-dessus de la mer, pour le 13 mars 2013. L'épisode de vent fort s'établit au cours de la journée et la position du point-modèle est bien située à l'intérieur du tube de Tramontane où l'intensité de vent est maximale avec des valeurs comprises entre  $30\text{ m.s}^{-1}$  et  $35\text{ m.s}^{-1}$  à 1800 UTC. La figure 3.7 représente les prévisions AROME-WMED de flux de chaleur latente pour ce même jour. Le cas d'étude considéré va permettre d'être représentatif d'une situation d'échanges air-mer intenses avec des flux de chaleur latente prévus par AROME-WMED atteignant approximativement  $800\text{ W.m}^{-2}$  à 1800 UTC. La position de la bouée Lion est également indiquée sur les figures 3.6 et 3.7, celle-ci est située en bordure du flux maximal de Tramontane, posant alors la question de la représentativité des données de la bouée Lion pour caractériser les épisodes de vents forts. Cette problématique sera abordée

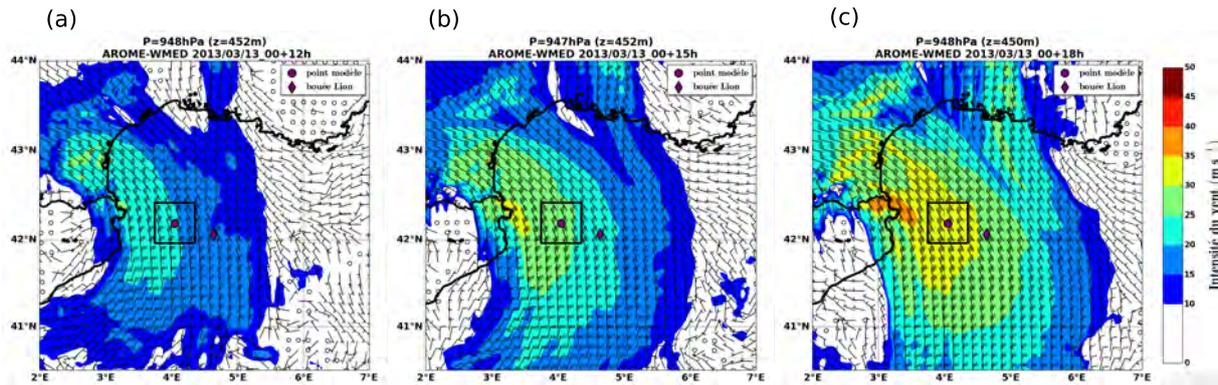


FIGURE 3.6 – Champ de vent à environ 450 m au-dessus de la mer, pour le 13 mars 2013 issu des prévisions AROME-WMED (a) à l'échéance 1200 UTC, (b) à l'échéance 1500 UTC et (c) à l'échéance 1800 UTC.

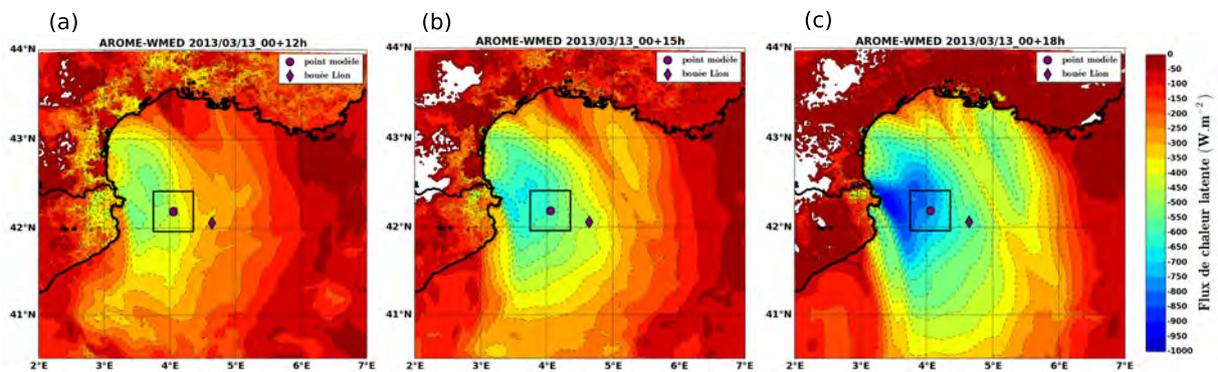


FIGURE 3.7 – Idem Figure 3.6 mais pour le flux de chaleur latente. Les valeurs négatives indiquent une perte de chaleur de la part de la mer (évaporation).

dans la section 3.4.3 pour le choix des forçages surfaciques indispensables à la simulation unidimensionnelle mais également dans la section 5.2.1 dédiée à une étude comparative des estimations de flux turbulents de surface.

### 3.2.3 Couverture nuageuse

La caractérisation de la couverture nuageuse peut se faire à partir d'observations radiométriques. Malheureusement, à cause de problèmes techniques, les données aéroportées de flux radiatifs solaire et infra-rouge obtenues à l'aide des radiomètres embarqués ne sont pas exploitables pour évaluer la présence de nuages hauts ou bas le long de la trajectoire de vol. L'information concernant la couverture nuageuse est alors déduite des données satellite. Grâce aux produits satellite EUMETSAT (Guevel, 2011), le flux solaire incident (SSI pour Surface Solar Irradiance en anglais) et le flux infra-rouge incident (DLI pour Downward Longwave Irradiance) sont disponibles à une fréquence horaire sur tout le bassin méditerranéen avec une résolution horizontale d'environ 5 km. Les nuages réfléchissent et absorbent une partie du rayonnement solaire incident, la donnée de SSI renseigne sur la présence (ou non) de nuages dans la zone. Si la présence de nuages est avérée, la hauteur de

## 3.2. DESCRIPTION DE L'ÉPISODE DE CAO POUR L'APPROCHE NUMÉRIQUE

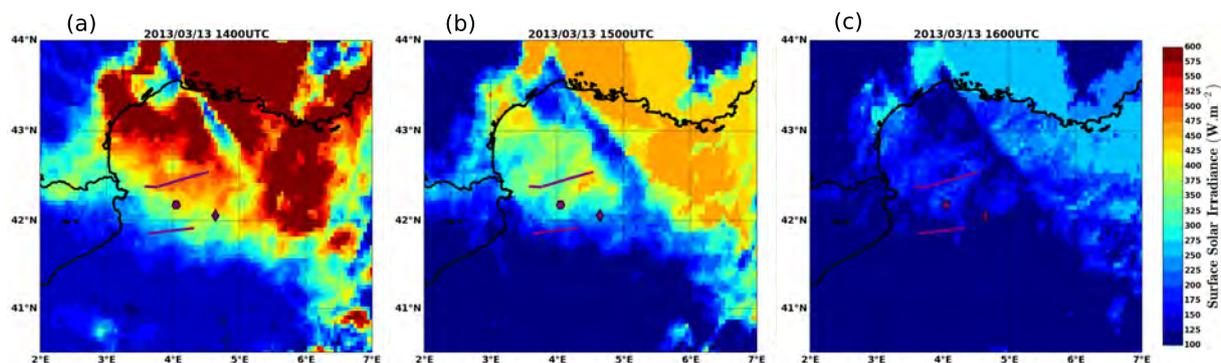


FIGURE 3.8 – Flux solaire incident (SSI pour Surface Solar Irradiance en anglais) issu des produits satellite EUMETSAT dans la région nord-ouest du bassin méditerranéen pour la journée du 13 mars 2013 : (a) à 1400 UTC, (b) à 1500 UTC et (c) à 1600 UTC.

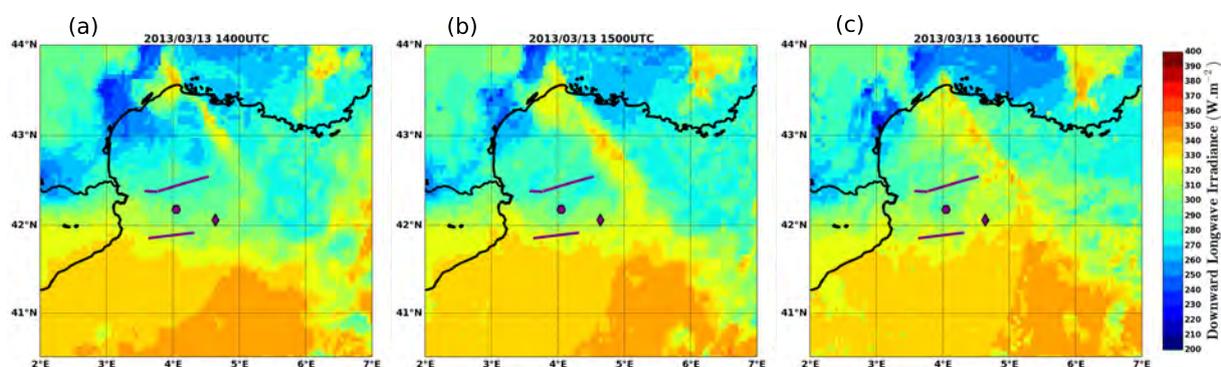


FIGURE 3.9 – Idem Figure 3.8 mais pour le flux infra-rouge incident (DLI pour Downward Longwave Irradiance).

ces derniers peut être estimée à partir du flux infra-rouge incident, qui sera d'autant plus important que le nuage sera chaud donc bas en altitude. Les figures 3.8 et 3.9 représentent ces flux radiatifs à 1400 UTC, 1500 UTC et 1600 UTC couvrant ainsi la majeure partie de la période du vol représentée par les segments violets. Les paliers réalisés le plus au sud sont dans une zone partiellement nuageuse avec de faibles valeurs de SSI et des valeurs significatives de DLI dues au rayonnement infra-rouge. La situation globale est fragmentée, une bande de nuages est présente dans la zone de convergence Mistral-Tramontane avec une densification de la couverture nuageuse au sud de la zone d'étude. Les nuages en présence sont de type "chauds", il peut s'agir de cumulus ou de stratocumulus.

Un autre produit issu du spectroradiomètre imageur à résolution modérée MODIS embarqué sur les satellites défilants TERRA et AQUA fournit directement l'information quant à la couverture nuageuse. La figure 3.10 représente une composition de plusieurs fauchées des satellites lors du 13 mars 2013 centrée sur la France. Conformément aux conditions observées avec les flux SSI et DLI, on retrouve la présence de nuages denses au sud de la zone d'étude ainsi que la bande nuageuse dans la zone de convergence Mistral-

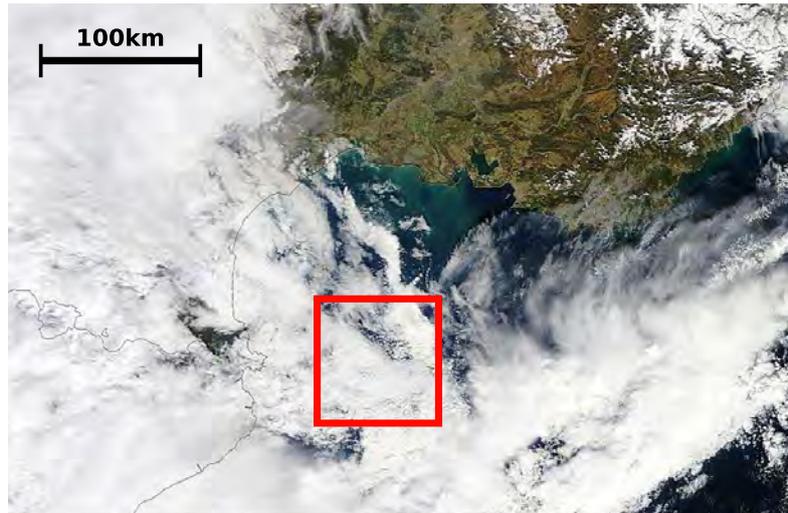


FIGURE 3.10 – Image MODIS haute résolution du 13 mars 2013 centrée sur le golfe du Lion et constituée à partir de plusieurs fauchées des satellites TERRA et AQUA, l’encadré en rouge correspond à la zone de vol pour cette POI. Source : <http://www.infoclimat.fr> .

Tramontane. La couverture nuageuse au-dessus du golfe du Lion et plus précisément dans notre zone d’étude est fragmentée.

### 3.3 Estimation des termes de forçage pour une simulation unidimensionnelle de la CLAM en conditions de vents forts

Comme cela a été introduit dans la section 2.3.4, pour rendre compte de l’environnement dans lequel évolue la représentation uni-colonne de la CLAM, les advections horizontales de température potentielle et d’humidité spécifique, la vitesse verticale et le vent géostrophique peuvent être prescrits lors de la résolution des équations 1D (eq. 2.8, eq. 2.9, eq. 2.10 et eq. 2.11) afin de tenir compte des conditions de grande échelle. Pour déterminer ces différents forçages atmosphériques, une première approche a été basée sur les champs 3D des sorties AROME-WMED.

#### 3.3.1 Comparaison des profils AROME-WMED et de l’ATR42

Avant d’utiliser les sorties AROME-WMED, il est nécessaire de s’assurer de la validité des champs 3D. La figure 3.11 représente les profils verticaux des grandeurs thermodynamiques et dynamiques du sondage réalisé en début de vol par l’ATR42 et ceux extraits d’AROME-WMED localisés dans la zone de sondage. Les profils verticaux de

### 3.3. TERMES DE FORÇAGE POUR LES SIMULATIONS UNIDIMENSIONNELLES

vent des observations et du modèle sont très bien corrélés tant sur l'intensité maximale,  $FF_{max} \sim 30 \text{ m.s}^{-1}$  sur les données aéroportées et  $FF_{max} \sim 28 \text{ m.s}^{-1}$  pour AROME-WMED, que sur la zone de cisaillement pour  $z > 800 \text{ m}$ . L'ordre de grandeur de l'humidité spécifique simulée est conforme aux données aéroportées. L'évolution verticale de la température potentielle simulée est également en accord avec les observations avec une excellente corrélation pour  $z > 1000 \text{ m}$ . Néanmoins, la température potentielle est sur-estimée d'environ  $1^\circ\text{C}$  dans la couche mélangée. Les sorties AROME-WMED sont donc validées par les observations dans la zone de vol et peuvent être utilisées pour calculer les différents forçages atmosphériques. Les forçages sont calculés sur trois tailles de sous-domaines de  $10 \times 10 \text{ km}^2$ , de  $25 \times 25 \text{ km}^2$  et de  $50 \times 50 \text{ km}^2$  représentés respectivement par les carrés bleu, jaune et vert sur la figure 3.4. Les trois estimations vont permettre d'évaluer la représentativité de chaque sous-domaine de la situation globale et d'estimer leur variabilité spatiale.

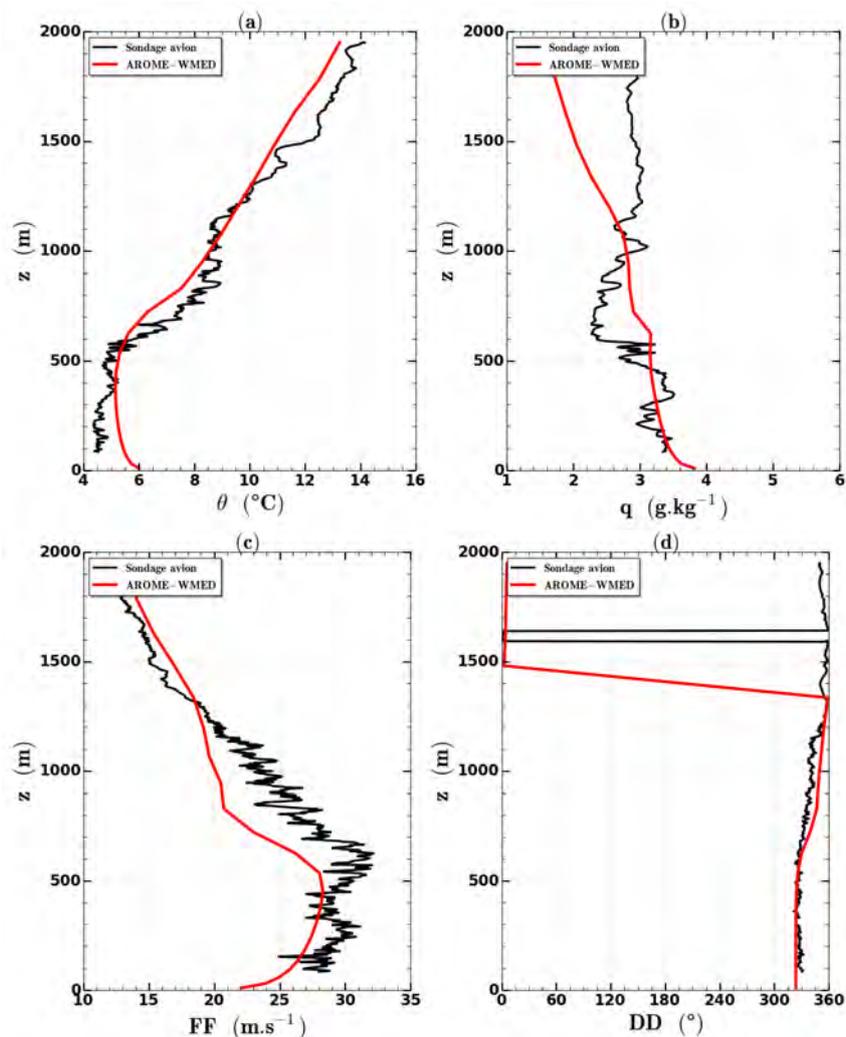


FIGURE 3.11 – Profils verticaux de (a) température potentielle, (b) humidité spécifique, (c) intensité du vent et (d) direction du vent issus du sondage de l'ATR42 (en noir) et extraits d'AROME-WMED au point de grille le plus proche du sondage à 1500 UTC (en rouge).

### 3.3.2 Vent géostrophique

#### Méthode de calcul

Les composantes du vent géostrophique vérifient l'équation 1.7. Cependant, la coordonnée verticale du modèle AROME étant une coordonnée hybride, le calcul de gradients horizontaux de pression est délicat. Différentes méthodes ont été testées sans résultats concluants. Le vent géostrophique est alors construit sur des considérations empiriques. Le choix a été de supposer que le vent géostrophique était égal au vent AROME-WMED au-dessus de la CLAM (i.e. pour  $z > 1000$  m) où les forces de frottements sont négligeables et d'appliquer un coefficient multiplicatif dans la CLAM afin de reproduire correctement les conditions de vent observées. Un exemple de profil vertical d'intensité du vent géostrophique est illustré sur la figure 3.12.

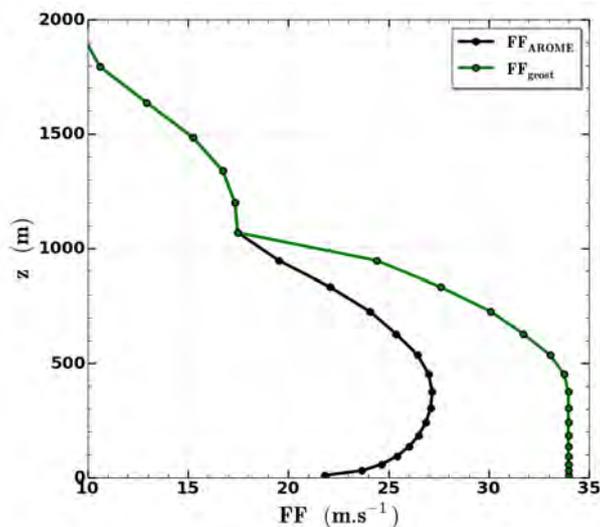


FIGURE 3.12 – Profils verticaux de l'intensité du vent extrait d'AROME-WMED (en noir) et du vent géostrophique construit de façon empirique à partir du vent AROME-WMED (en vert) pour l'échancee 1200 UTC.

#### Sensibilité à la taille du sous-domaine

Les composantes du vent géostrophique ( $u_g, v_g$ ) sont définies à partir des composantes du vent ( $u, v$ ) extraites d'AROME-WMED. La variabilité spatiale du forçage géostrophique est donc directement liée à la variabilité spatiale du vent. La figure 3.13 représente les profils moyens ainsi que les écarts-types pour l'intensité du vent géostrophique calculée sur les trois sous-domaines. Les profils issus des trois sous-domaines convergent vers le même profil moyen et sont légèrement dispersés dans la première moitié de la CLAM

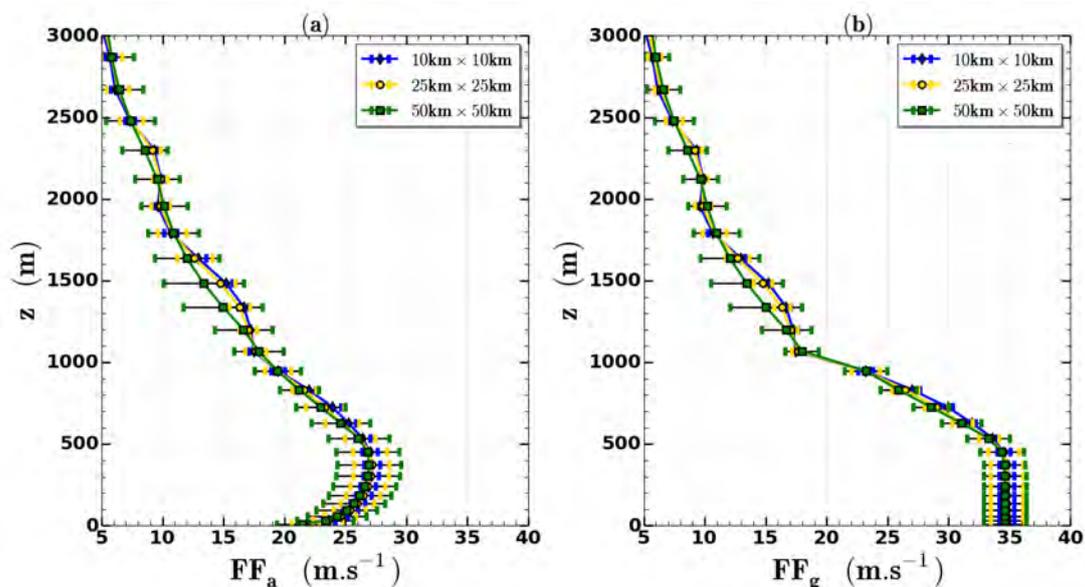


FIGURE 3.13 – Profils verticaux de la valeur moyenne et de l'écart-type sur les sous-domaines de  $10\text{ km} \times 10\text{ km}$  en bleu, de  $25\text{ km} \times 25\text{ km}$  en jaune et de  $50\text{ km} \times 50\text{ km}$  en vert à l'échéance 1500 UTC : (a) de l'intensité du vent AROME-WMED et (b) de l'intensité du vent géostrophique estimé.

mais la dispersion diminue rapidement avec l'altitude. Il en résulte des estimations du vent géostrophique qui convergent vers le même profil moyen.

### Variabilité temporelle

L'évolution temporelle du forçage géostrophique est présentée sur la figure 3.14. L'évolution progressive de l'épisode de vent fort y est bien représentée avec un vent faible à modéré jusqu'à 0900 UTC puis une intensité qui augmente tout au long de la journée. De plus le confinement de l'écoulement sous la forme d'un jet de basse couche pour  $z < 1000\text{ m}$  est bien marqué.

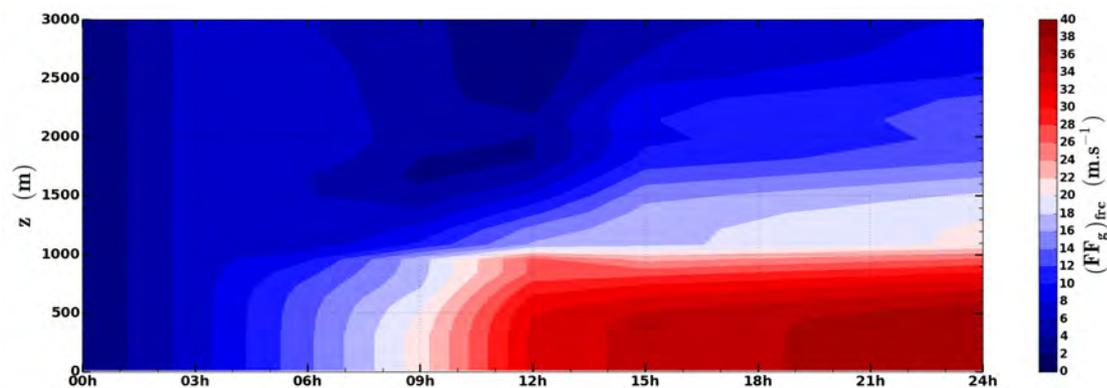


FIGURE 3.14 – Évolution temporelle des profils verticaux de l'intensité du vent géostrophique construit pour forcer le modèle uni-colonne.

### 3.3.3 Advections horizontales

#### Méthode de calcul

Les advections horizontales de température potentielle et d'humidité spécifique peuvent être assimilées à des tendances temporelles de grande échelle, elles vérifient l'équation suivante :

$$\forall \alpha \in \{\theta, q\} \quad \left. \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right|_{frc} = - \left( \bar{U} \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial y} \right) \quad (3.1)$$

En pratique, après extraction des champs 3D de température potentielle et d'humidité spécifique sur les trois sous-domaines considérés, les gradients horizontaux ont été calculés en ne considérant que les valeurs aux extrémités des sous-domaines. Pour un domaine de dimension  $N^2$  et de résolution  $\Delta$ , les gradients calculés vérifient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial x} &= \text{moy} \left[ \frac{\alpha(i_N, j) - \alpha(i_0, j)}{N\Delta} \right]_{j=j_0, \dots, j_N} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial y} &= \text{moy} \left[ \frac{\alpha(i, j_N) - \alpha(i, j_0)}{N\Delta} \right]_{i=i_0, \dots, i_N} \end{aligned} \quad (3.2)$$

#### Sensibilité à la taille du sous-domaine

La figure 3.15 représente les profils verticaux d'advections de température potentielle et d'humidité spécifique pour l'échéance 1800 UTC calculées sur les trois sous-domaines. Tant pour la température potentielle que pour l'humidité spécifique, les advections sont quasiment identiques dans la couche la plus basse pour  $z < 600$  m ce qui renforce la confiance dans la représentativité des estimations calculées sur cette zone. Les advections sont maximales au sein de la CLAM avec un refroidissement et un assèchement atteignant respectivement  $-2.1 \text{ K.h}^{-1}$  et  $-1.3 \text{ g.kg}^{-1}.\text{h}^{-1}$ . Pour des altitudes plus élevées, les trois estimations présentent une certaine variabilité, plus marquée pour le sous-domaine de  $10 \times 10 \text{ km}^2$ . Les advections calculées sur le sous-domaine de  $50 \times 50 \text{ km}^2$  seront conservées par la suite car ce dernier est semblable à notre zone d'étude avec l'avion.

#### Variabilité temporelle

Compte tenu de l'établissement progressif de l'épisode de vent fort, les advections horizontales de température potentielle et d'humidité spécifique s'intensifient au cours de la journée comme cela est présenté sur la figure 3.16. Le flux de Tramontane est bien présent à partir de 0900 UTC et est canalisé dans les basses couches pour  $z < 500$  m. L'apport d'une masse d'air froide et sèche engendre un refroidissement maximal de  $-2.1 \text{ K.h}^{-1}$  et un

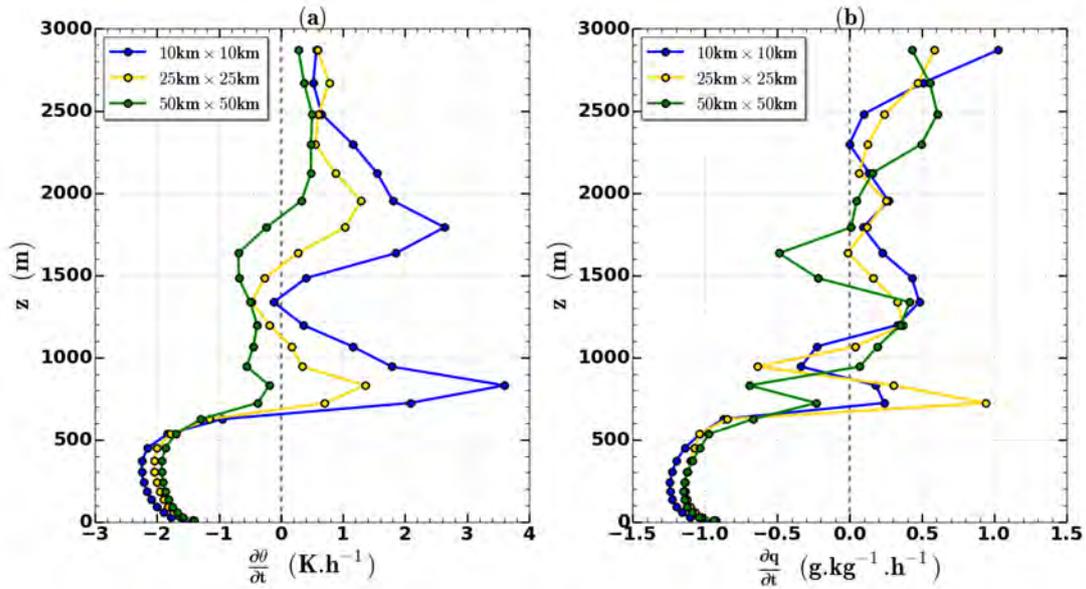


FIGURE 3.15 – Profils verticaux des advections (a) de température potentielle et (b) d’humidité spécifique à l’échéance 1800 UTC calculées sur les sous-domaines de  $10\text{ km} \times 10\text{ km}$  en bleu, de  $25\text{ km} \times 25\text{ km}$  en jaune et de  $50\text{ km} \times 50\text{ km}$  en vert.

assèchement maximal de  $-1.3\text{ g.kg}^{-1}.\text{h}^{-1}$  sur une période prolongée. Cependant, au-dessus de  $z > 1000\text{ m}$ , l’évolution temporelle est plus aléatoire avec les advections horizontales qui peuvent changer de signe avec l’altitude. Ces gradients verticaux d’advection peuvent modifier la structure verticale de la CLAM. Cette alternance entre zones de refroidissement et zones de réchauffement va conduire à des parcelles d’air plus froides ou plus chaudes que leurs environnements qui, afin d’atteindre un état d’équilibre, vont engendrer un mélange vertical important. Cette problématique sera abordée dans la section 3.4.2.

### 3.3.4 Vitesse verticale

#### Méthode de calcul

La divergence verticale  $d$  est une variable pronostique du modèle AROME (Bénard et al., 2010; Seity et al., 2011), la vitesse verticale peut donc être calculée à partir de cette grandeur. La condition à la limite est l’absence d’échange de matière à travers la surface, ce qui impose une vitesse verticale nulle en surface. Avec  $\eta$  la coordonnée verticale hybride utilisée dans le modèle AROME (cf. section 2.3.2),  $w$  vérifie :

$$\frac{\partial w}{\partial \eta} = -\frac{d}{g} \quad \text{avec} \quad w(\eta = 0) = 0 \quad (3.3)$$

en considérant que le modèle AROME-WMED est composé de  $M$  niveaux verticaux, la vitesse verticale est déduite de proche en proche à l’aide de la suite mathématique

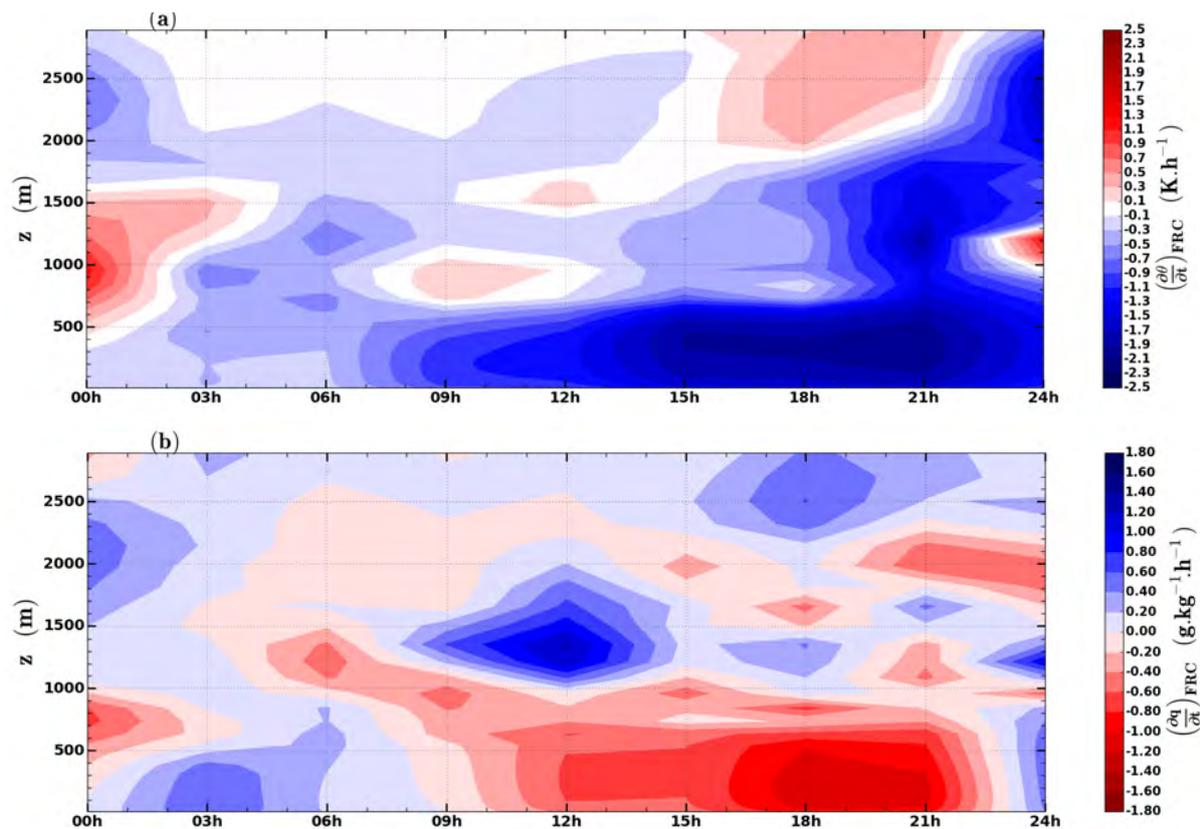


FIGURE 3.16 – Évolution temporelle des profils verticaux d’advection horizontale (a) de température potentielle et (b) d’humidité spécifique.

suivante :

$$\forall i \in \{0, \dots, M - 1\} \quad w(i + 1) = w(i) - \frac{d(i + 1) + d(i)}{2g} [\eta(i + 1) - \eta(i)] \quad (3.4)$$

Les profils de vitesse verticale calculés sur chaque point de grille du sous-domaine sont ensuite moyennés horizontalement.

### Sensibilité à la taille du sous-domaine

La vitesse verticale présente une variabilité spatiale importante. Comme cela est illustré sur la figure 3.17, les profils moyennés sur chacun des trois sous-domaines ont des évolutions verticales comparables avec des valeurs négatives dans la couche limite (pour  $z < 800$  m), caractéristiques d’une subsidence. Au-dessus la variabilité est plus importante avec des changements de signe, la dispersion horizontale est importante et les écarts-types augmentent avec l’altitude pour les trois estimations. Les coupes horizontales réalisées sur le sous-domaine de  $50 \text{ km} \times 50 \text{ km}$  et présentées sur la figure 3.18 rendent compte de cette forte variabilité avec une alternance locale d’ascendances et de subsidences. Il semble donc délicat de définir une vitesse verticale représentative de la grande échelle.

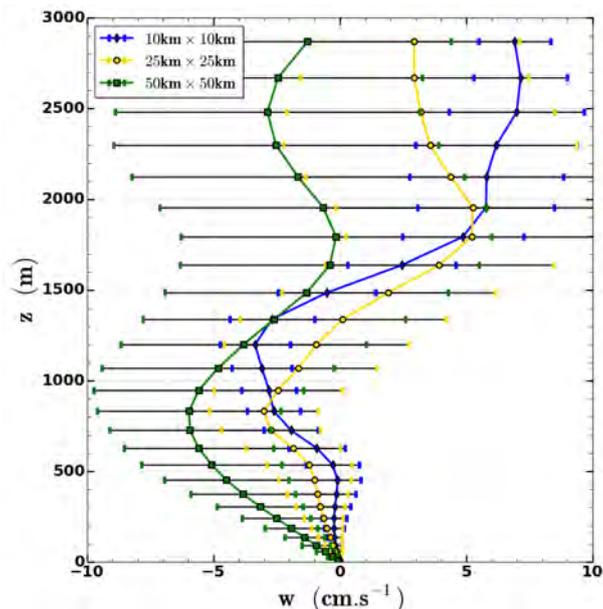


FIGURE 3.17 – (a) Profils verticaux de la moyenne et des écarts-types de la vitesse verticale calculés sur les sous-domaines de  $10\text{ km} \times 10\text{ km}$  en bleu, de  $25\text{ km} \times 25\text{ km}$  en jaune et de  $50\text{ km} \times 50\text{ km}$  en vert à l'échéance 1500 UTC.

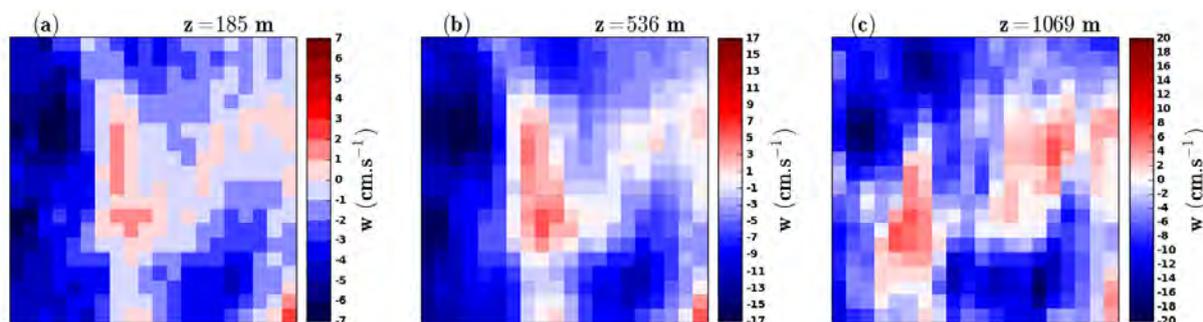


FIGURE 3.18 – Coupes horizontales de la vitesse verticale sur le sous-domaine de  $50\text{ km} \times 50\text{ km}$  aux altitudes (a)  $z = 185\text{ m}$ , (b)  $z = 536\text{ m}$  et (c)  $z = 1069\text{ m}$  à l'échéance 1500 UTC.

### Variabilité temporelle

La figure 3.19 présente l'évolution au cours de la journée de la vitesse verticale calculée sur le sous-domaine de  $50 \times 50\text{ km}^2$ . Bien que les incertitudes sur ce paramètre soient fortes, l'évolution temporelle d'ensemble présente une certaine cohérence avec une tendance principalement négative (subsidence) à partir de 1200 UTC avec un minimum à  $w = -6\text{ cm.s}^{-1}$ . Ces valeurs sont conséquentes alors que le cas d'étude considéré n'est pas un cas de convection forte, les conséquences sur la structure verticale moyenne de la CLAM seront abordées dans la section 3.4.2.

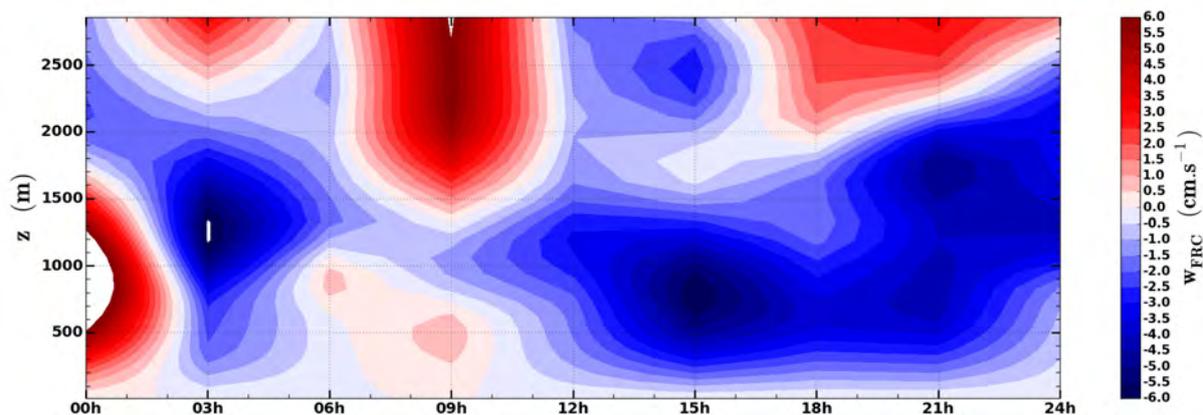


FIGURE 3.19 – Évolution temporelle des profils verticaux de la vitesse verticale.

### 3.3.5 Diagnostics DDH

Compte tenu des fortes variabilités spatiale et temporelle des différents forçages et notamment de la vitesse verticale, une seconde approche a été de s'appuyer sur des diagnostics appliqués aux sorties AROME-WMED sur un domaine de  $50 \text{ km} \times 50 \text{ km}$ , les DDH (pour Diagnostics in Horizontal Domains en anglais). Ces diagnostics permettent d'accéder à l'advection totale, comprenant indistinctement les contributions horizontale et verticale. L'advection totale est déduite de l'évolution temporelle de la variable à laquelle sont soustraites les contributions des paramétrisations. Ce terme d'advection totale englobe à la fois les advections horizontales et la contribution de la vitesse verticale. Néanmoins, cette advection totale est diagnostiquée comme terme résiduel du bilan, elle est donc entachée des erreurs numériques dues notamment au schéma temporel semi-implicite et à la diffusion horizontale.

La figure 3.20 présente l'évolution temporelle des advections totales de température potentielle et d'humidité spécifique. Ces advections présentent des évolutions semblables aux advections horizontales calculées précédemment à partir des champs moyens fournis par le modèle (cf. fig 3.16). Dans les basses couches, pour  $z < 500 \text{ m}$ , le flux de Tramontane est bien représenté avec le transport d'une masse d'air froide et sèche. Compte tenu de l'apport de la composante verticale de l'advection, le refroidissement maximal est dans le cas des DDH de  $-2.2 \text{ K.h}^{-1}$  et l'assèchement maximal de  $-1.6 \text{ g.kg}^{-1}.\text{h}^{-1}$  ce qui est légèrement supérieur aux advections horizontales calculées. Pour  $z > 1000 \text{ m}$ , la contribution verticale tend à accentuer les gradients verticaux d'advections déjà présents dans les profils d'advections horizontales.

Afin de limiter l'impact de cette variabilité, une version "lissée" de ces advections DDH a été mise au point afin de ne conserver que les caractéristiques principales de l'épisode de CAO et d'éliminer les contributions considérées comme trop locales et non liées au

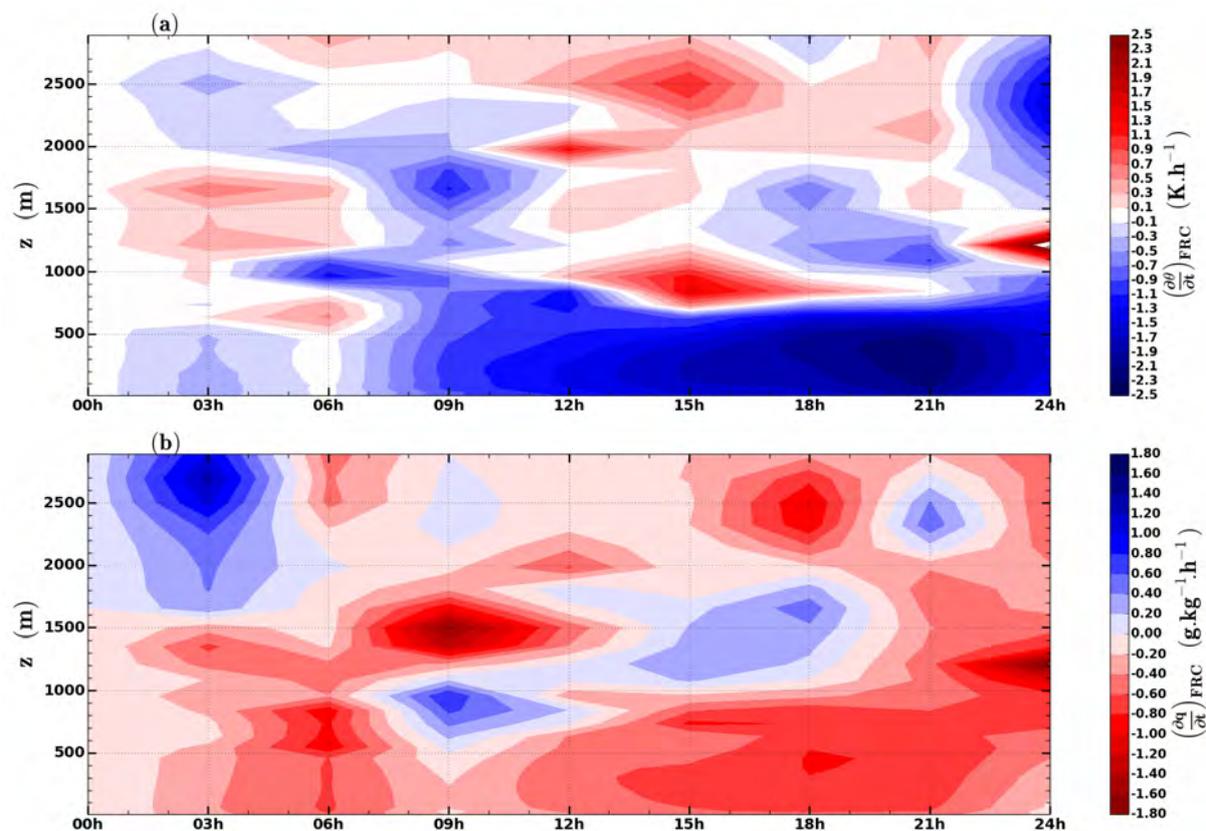


FIGURE 3.20 – Évolution temporelle des advections totales (a) de température potentielle et (b) d'humidité spécifique déduites des diagnostics DDH.

phénomène de CAO. Pour l'advection de température potentielle, il a été décidé de ne conserver que la partie située dans le flux de Tramontane, c'est à dire pour  $z < 1000$  m et de fixer au-dessus une valeur d'advection très faible de  $0.01 \text{ K.h}^{-1}$  afin de conserver tout de même un faible phénomène advectif. Pour l'advection d'humidité spécifique, le lissage a été plus délicat et il a été décidé de filtrer manuellement les singularités considérées comme non physiques afin de représenter correctement le flux de Tramontane pour  $z < 1000$  m. La figure 3.21 présente l'évolution temporelle des advections DDH lissées de température potentielle et d'humidité spécifique.

### 3.3.6 Conclusions sur l'évaluation des termes de forçage

L'étude de la variabilité spatiale des différents termes de forçage calculés à partir des champs AROME-MED sur les trois tailles de sous-domaine a permis de mettre en évidence une certaine homogénéité du vent géostrophique directement liée à l'homogénéité horizontale de l'intensité du vent sur notre zone d'étude. Les advections horizontales calculées sur les trois sous-domaines sont convergentes dans le flux de Tramontane, elles peuvent donc être considérées comme homogènes horizontalement sur notre zone d'étude.

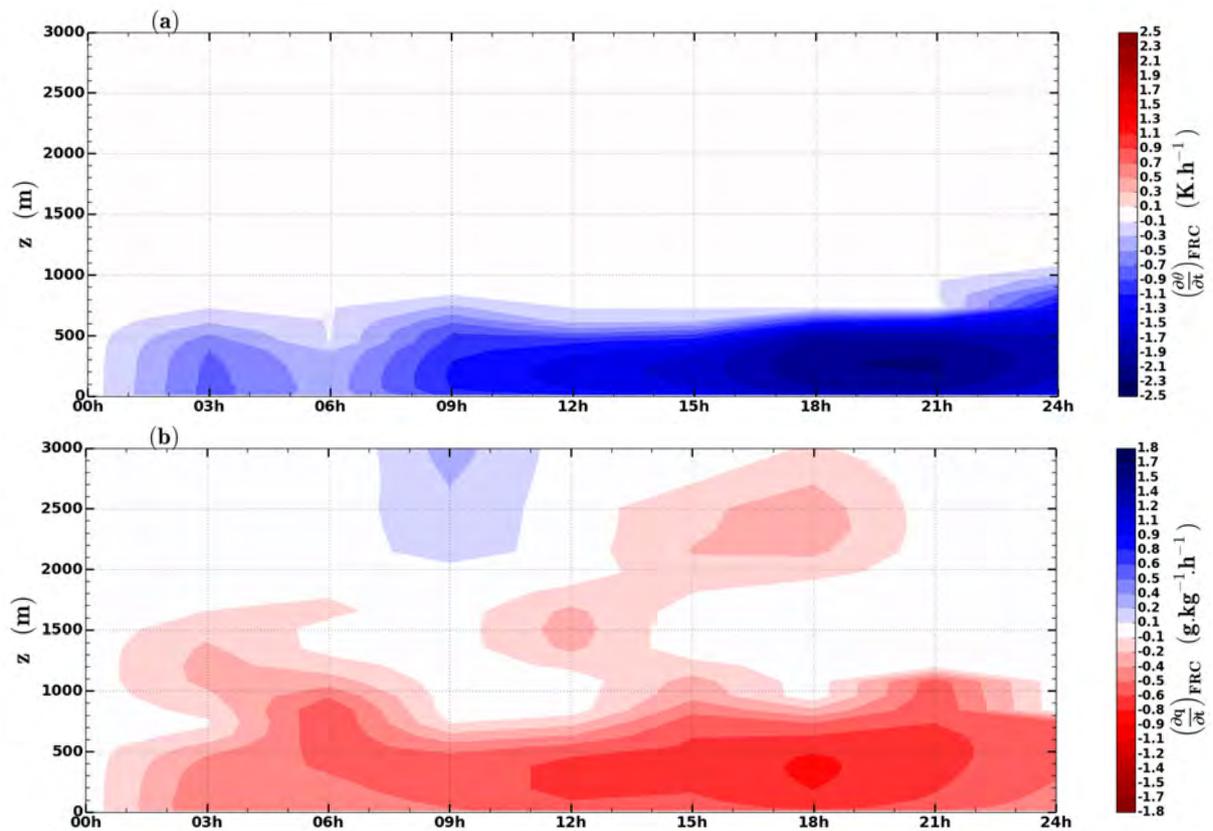


FIGURE 3.21 – Évolution temporelle des advections DDH lissées (a) de température potentielle et (b) d'humidité spécifique.

La forte variabilité spatiale de la vitesse verticale n'a pas permis de mettre en évidence un sous-domaine plus adéquat que les autres.

Les estimations de vent géostrophique, de vitesse verticale et d'advections horizontales réalisées à partir du plus grand domaine, de  $50 \text{ km} \times 50 \text{ km}$  ont été conservées pour la prescription des forçages atmosphériques dans le modèle unidimensionnel. Les advections totales issues des DDH brutes et des DDH lissées seront également utilisées afin de s'affranchir de la prescription directe de la vitesse verticale, cette dernière étant incluse dans les termes d'advections totales.

## 3.4 Analyse par tests de sensibilité et simulations unidimensionnelles d'une CLAM en conditions de vents forts

### 3.4.1 Configuration

#### Résolution

En ce qui concerne la résolution verticale, plusieurs maillages ont été testés. En raison du faible coût de calcul d'une simulation 1D, la grille verticale finalement choisie est composée de 150 niveaux, d'une maille variable avec une résolution de  $\Delta z = 5$  m près de la surface et un faible étirement jusqu'à  $z = 1000$  m afin de garantir une bonne description de la CLAM, la résolution est ensuite de  $\Delta z = 40$  m jusqu'à  $z = 5$  km. Comme évoqué dans la section 2.3.3, en présence de vents forts, la condition CFL impose un pas de temps suffisamment petit pour que le modèle soit stable. Pour des pas de temps supérieurs à  $\delta t = 60$  s, des oscillations sont observées sur les profils verticaux de flux turbulents. Pour les simulations 1D,  $\Delta t = 30$  s est un bon compromis entre stabilité du modèle et temps de simulation raisonnable pour pouvoir multiplier les tests. Enfin, la durée de la simulation est de 24 h avec une initialisation à 0000 UTC.

#### Flux de surface

Les flux turbulents de surface ont été traités suivant deux approches. La première méthode est de prescrire directement l'évolution temporelle de ces flux à fréquence horaire. Cette méthode va permettre d'effectuer des tests de sensibilité de la CLAM aux flux de surface en les prescrivant à partir des données de la bouée Lion, des sorties AROME-WMED ou encore en prescrivant manuellement des valeurs de flux. La deuxième méthode est de prescrire la SST enregistrée à la bouée Lion, les flux de surface sont alors calculés dans le modèle avec la paramétrisation COARE. Fournir en entrée du modèle une information sur la surface qui est une observation directe comme la SST a pour objectif de simuler une CLAM la plus réaliste possible.

L'évolution temporelle des différents flux turbulents utilisés comme forçage en surface est résumée sur la figure 3.22. Les flux calculés à la bouée Lion avec la paramétrisation COARE sont globalement plus faibles que ceux extraits d'AROME-WMED ou calculés dans la simulation 1D. De plus, l'intensification des échanges air-mer intervient à la bouée Lion avec un certain retard, dû au fait que l'épisode de vent fort est moins intense à la

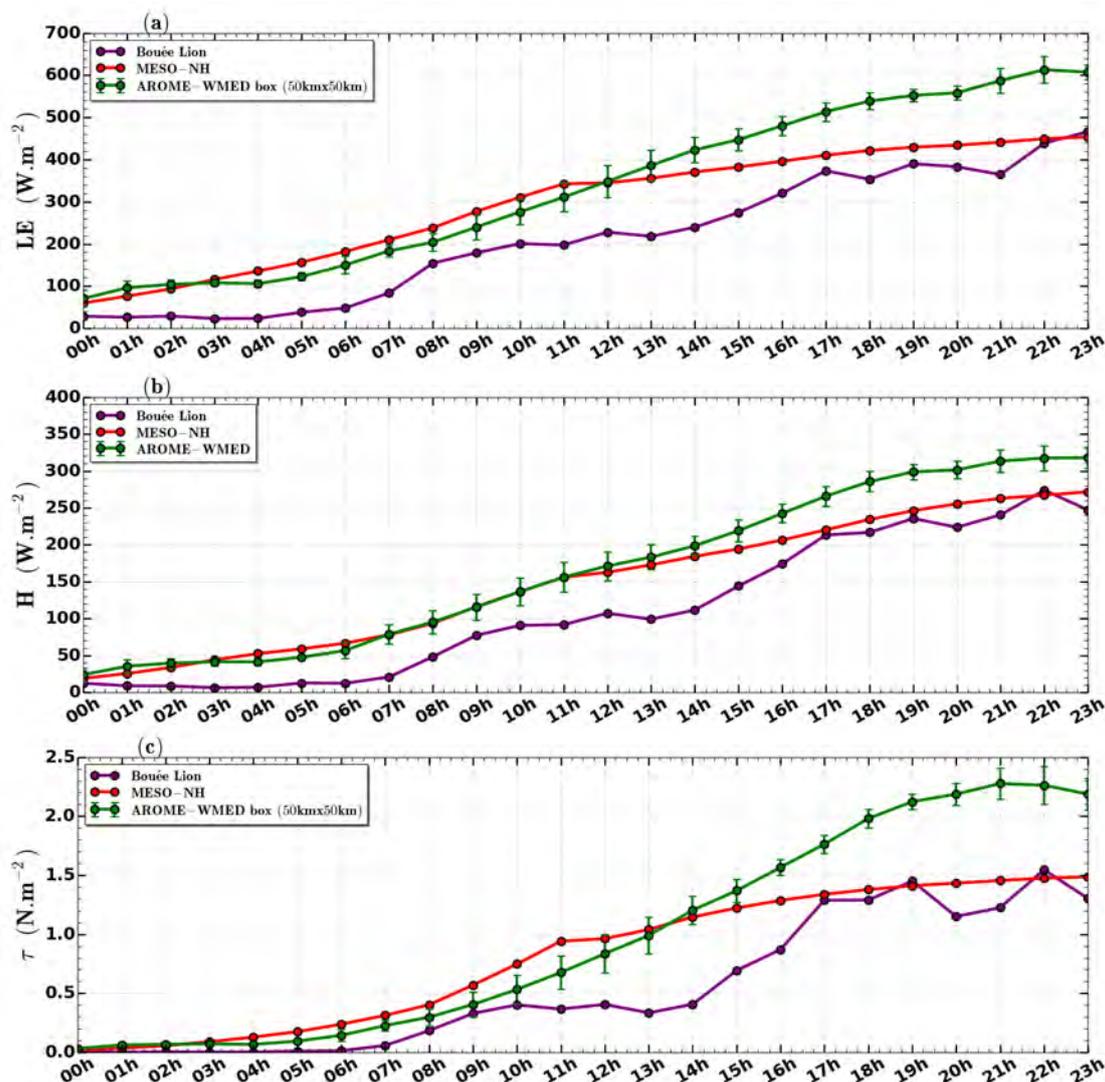


FIGURE 3.22 – Séries temporelles des flux turbulents de surface (a) chaleur latente (b) chaleur sensible et (c) stress du vent. Les flux à la bouée Lion sont calculés avec l’algorithme bulk COARE. Les flux "MESO-NH" sont calculés dans la simulation 1D avec l’algorithme COARE. Les flux extraits d’AROME-WMED, calculés avec l’algorithme COARE, sont moyennés sur le sous-domaine de  $50 \text{ km} \times 50 \text{ km}$ .

bouée Lion que dans notre zone d’étude. Ceci est lié à la localisation de la bouée Lion, celle-ci n’étant pas située dans la zone du maximum de l’écoulement de Tramontane (cf. fig. 3.6). À partir de 1500 UTC, des écarts sont constatés entre les estimations d’AROME-WMED et celles calculées dans MESO-NH pour le flux de chaleur latente et le stress du vent. Il est possible que les deux modèles présentent des caractéristiques thermodynamiques différentes près de la surface, dans les premiers niveaux atmosphériques, conduisant à des flux bulk différents.

### Initialisation et forçages atmosphériques

La figure 3.23 représente les profils verticaux des composantes du vent, de la température potentielle et de l'humidité spécifique qui vont permettre d'initialiser les simulations. Ils sont extraits de la sortie AROME-WMED à 0000 UTC le 13 mars 2013. La CLAM est initialement relativement chaude et humide avec des conditions de vents qui sont faibles à cette échéance. Le profil de vent issu de la sortie AROME-WMED est complexe, avec un cisaillement en vitesse et en direction à  $z \sim 500$  m. L'étude numérique qui a été menée est une étude idéalisée s'attachant aux processus de la CLAM. Partir d'un champ de vent aussi complexe ne présente pas un intérêt majeur. Un test de sensibilité aux conditions initiales a montré un impact négligeable sur les profils thermodynamiques. On va donc considérer un profil initial de vent idéalisé constitué seulement d'une composante zonale et d'intensité  $FF_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$ .

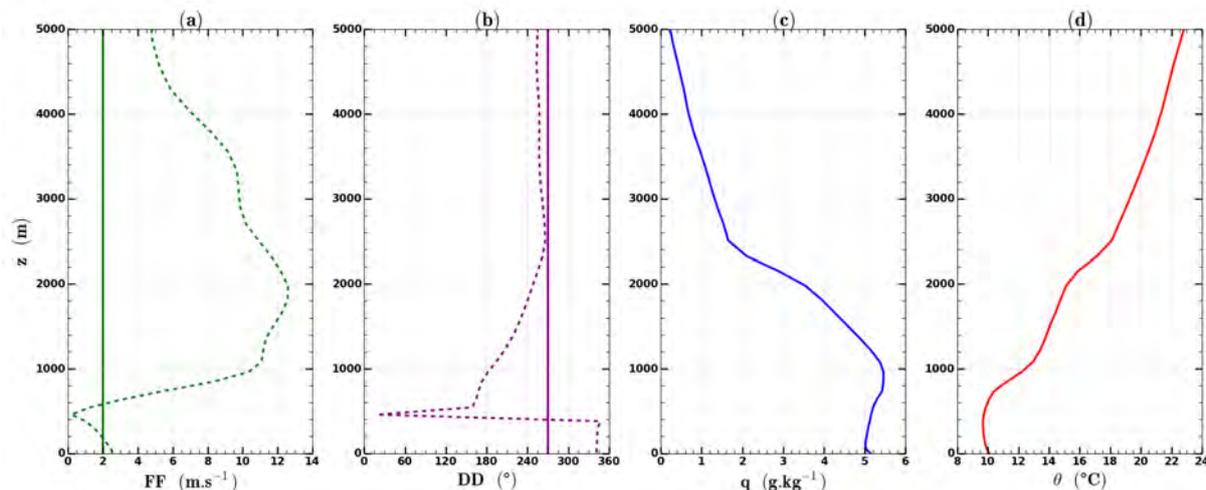


FIGURE 3.23 – Profils verticaux (a) de l'intensité du vent, (b) de la direction du vent, (c) de l'humidité spécifique et (d) de la température potentielle utilisés pour l'initialisation des simulations unidimensionnelles. Ces profils ont été extraits de la sortie AROME-WMED à l'échéance 0000 UTC du 13 mars 2013 pour l'humidité spécifique et la température potentielle. L'intensité et la direction du vent sont initialisées à partir d'un profil idéalisé et uniforme ( $FF_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $DD_0 = 270^\circ$ ). Les courbes en pointillés correspondent à l'intensité et à la direction du vent extraits de la sortie AROME-WMED à l'échéance 0000 UTC du 13 mars 2013.

Les différents forçages atmosphériques présentés dans la section 3.3 ont été calculés toutes les trois heures, mais ils sont prescrits dans le modèle à chaque pas de temps par interpolation linéaire entre les valeurs tri-horaires.

#### 3.4.2 Sensibilité aux forçages atmosphériques

Le tableau 3.2 récapitule les caractéristiques des tests réalisés pour évaluer l'importance des différents forçages atmosphériques. Pour cette série de simulations, la SST est

prescrite et les flux turbulents de surface sont calculés dans le modèle MESO-NH avec la paramétrisation COARE. La structure moyenne de la CLAM résultante de ces différents tests est présentée sur la figure 3.24 et peut être confrontée à la structure moyenne observée par le sondage aéroporté et l’inter-palier réalisés à proximité du point modèle (cf. fig 3.4). Ces observations sont espacées d’environ 80 km, les structures moyennes observées sont alors différentes et permettent de définir un intervalle de confiance pour la validation des simulations unidimensionnelles.

Nom	Référence	Vent géostrophique	Vitesse verticale	Advections horizontales	Flux de surface
test01		oui	non	non	MESO-NH
test02		oui	non	oui	MESO-NH
test03		oui	oui	oui	MESO-NH
test04		oui	Advections DDH		MESO-NH
test05		oui	Advections DDH lissées		MESO-NH

TABLE 3.2 – Récapitulatif des configurations des différents tests unidimensionnels de sensibilité aux forçages atmosphériques. Pour ces tests, la SST a été prescrite et les flux de surface sont calculés dans le modèle MESO-NH avec la paramétrisation COARE.

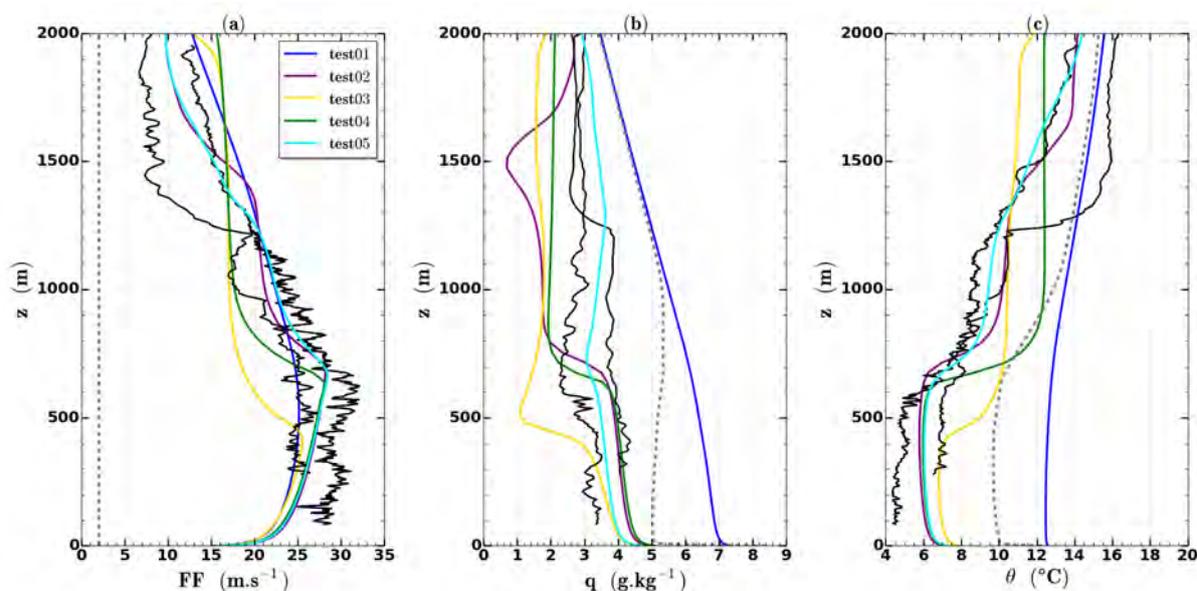


FIGURE 3.24 – Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l’échéance 1500 UTC : (a) intensité du vent, (b) humidité spécifique et (c) température potentielle. Les courbes en pointillés gris indiquent l’état initial et les courbes noires correspondent aux observations (sondage avion et transition inter-paliers). Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.2.

La configuration sans advections (i.e. test01) n’est pas réaliste au regard de la situation observée. En effet, en l’absence d’advection d’air froid et sec, la CLAM va tendre à s’humidifier et à se réchauffer sous l’effet des flux de surface. Ces flux vont alors piloter le mélange vertical et l’absence de processus contrebalançant ces flux conduit à une épaisseur de CLAM irréaliste. Compte tenu du forçage géostrophique important, l’intensité du

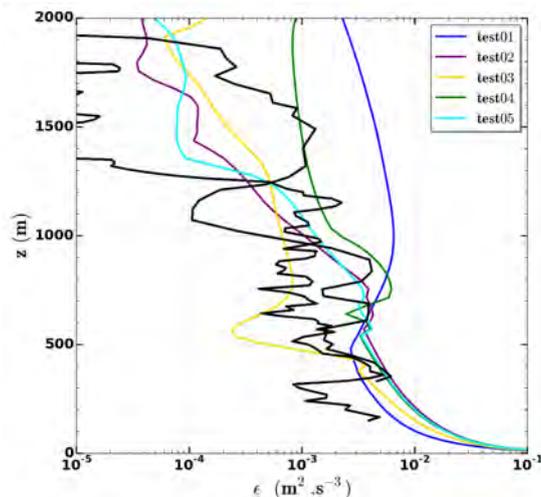


FIGURE 3.25 – Profils verticaux de dissipation d’ECT à l’échéance 1500 UTC. Les courbes noires correspondent aux observations (sondage avion et transition inter-paliers). Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.2.

vent simulé est proche des observations avec un maximum d’environ  $25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Néanmoins cette valeur est dans la limite inférieure de l’intervalle observé.

L’ajout des advections horizontales (test02) entraîne un renforcement du vent dans la CLAM et une diminution au-dessus ce qui conduit à une très bonne corrélation avec les observations sur toute la verticale. L’influence des advections horizontales sur le profil de vent se traduit au travers du bilan d’ECT (eq. 1.23). La figure 3.25 représente les profils verticaux de dissipation de l’ECT pour les différents tests. Le test01 présente une activité turbulente conséquente au-delà de 2000 m alors que le profil de dissipation d’ECT du test02 est dans la gamme de valeurs des observations. Le test01 présente un terme de production mécanique d’ECT (non montré ici) qui est irréaliste avec des valeurs importantes au-delà de 2000 m. Le forçage géostrophique étant identique pour les deux simulations, la quantité de mouvement globale de la colonne ne change pas. Le profil de vent est relativement constant sur la verticale pour le test01, il est alors plus faible que le test02 dans les basses-couches et plus fort au-dessus. En ce qui concerne l’évolution de la température potentielle, la CLAM subit un refroidissement conduisant à une valeur moyenne de  $8^\circ\text{C}$  ce qui correspond à la limite haute observée. Le profil d’humidité spécifique est en accord avec les observations dans la partie basse de la CLAM mais l’assèchement est trop fort au-dessus de  $z > 1000 \text{ m}$  et l’humidité spécifique est proche de  $0 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$  autour de  $z = 1500 \text{ m}$ .

La prise en compte de la vitesse verticale (test03) conduit à des modifications importantes de la structure de la CLAM simulée. Le profil de température potentielle est fortement impacté par la vitesse verticale qui entraîne un réchauffement de la CLAM sous l’effet de la subsidence et donc une moins bonne représentation de la CLAM observée. De

plus, les profils de température observés indiquent une CLAM d'épaisseur comprise entre 600 m et 1200 m alors que le test03 simule une épaisseur de CLAM d'environ 400 m et un mélange vertical trop intense au-dessus qui n'est pas réaliste. La subsidence entraînant un fort assèchement de la CLAM, les modifications sont également importantes sur le profil d'humidité spécifique. L'impact de la vitesse verticale sur la structure de la CLAM est important. Comme évoqué dans la section 3.3.4, la vitesse verticale est un paramètre très difficile à estimer avec précision et qui présente une forte variabilité spatiale et temporelle.

Comme évoqué dans la section 3.3.5, pour s'affranchir de la variabilité engendrée par la vitesse verticale, les advections de température potentielle et d'humidité spécifique sont prescrites sous la forme d'advections totales incluant ainsi indistinctement la partie horizontale et la partie verticale (test04). Il en résulte une meilleure représentation de la CLAM en terme d'intensité de vent et de température potentielle pour  $z < 600$  m par rapport au test03 mais les résultats sont moins bons que pour le test02. Bien que le test04 conduise à une épaisseur de CLAM cohérente avec les observations ( $z_i \sim 600$  m), au-dessus (i.e. dans la couche 1000 – 2000 m), les profils thermodynamiques présentent un fort mélange vertical. Une hypothèse plausible est que les gradients verticaux d'advections totales (cf. fig. 3.20) peuvent conduire à un mélange vertical trop important au-dessus de la CLAM.

Il a alors été décidé de "lisser" ces advections totales de façon à n'en conserver que les structures principales, en particulier pour  $z > 1000$  m (test05) (cf. fig. 3.21). Le profil d'intensité de vent simulé présente un maximum d'environ  $25 \text{ m.s}^{-1}$  au sein de la CLAM ce qui correspond à la limite inférieure de l'intervalle observé et un cisaillement au-dessus qui correspond bien aux observations. De même, le profil d'humidité spécifique est bien compris dans l'intervalle des profils observés. Le test05 conduit à un profil de température qui est bien dans l'intervalle des observations. L'épaisseur de la CLAM simulée est également cohérente avec les observations ( $z_i \sim 600$  m). La région de découplage observée entre 600 m et 1200 m puis la décroissance linéaire au-dessus sont correctement simulées par le test05. La configuration du test05 conduit donc à la structure moyenne de la CLAM la plus réaliste.

La figure 3.26 illustre les profils verticaux de flux cinématiques d'humidité et de chaleur pour les différents tests. Hormis le test01 qui n'est pas réaliste, l'ensemble des autres tests ont des évolutions verticales similaires bien que le test03 conduise à une CLAM moins épaisse. L'accord avec l'estimation interpolée au travers des observations aéroportées est très bon pour le flux de chaleur. Cependant, des écarts apparaissent concernant le flux d'humidité. Ces écarts sont principalement causés par la valeur fixée du flux de chaleur latente (évaporation à la surface) qui apparaît ici sous-estimée en comparaison de l'estimation aéroportée. Ce sujet sera abordé en détail dans la section 5 avec une

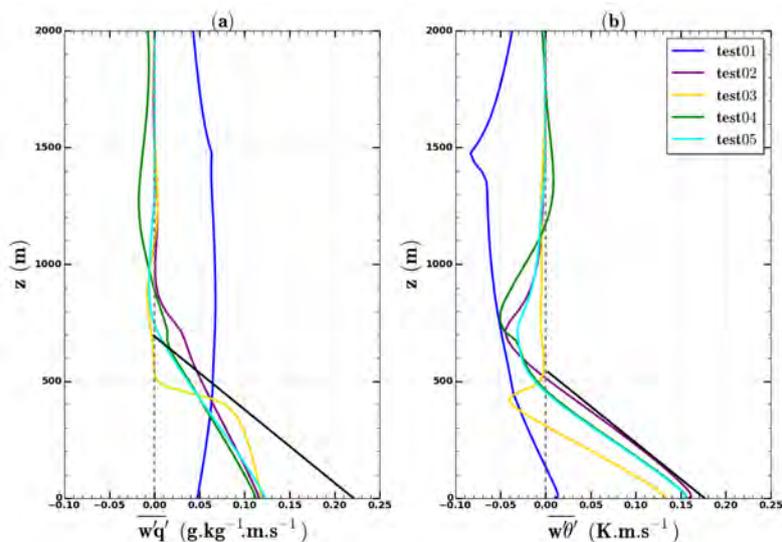


FIGURE 3.26 – Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l’échéance 1500 UTC (a) flux d’humidité et (b) flux de chaleur Les courbes noires correspondent à des interpolations faites à partir des données aéroportées. Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.2.

étude comparative des différentes sources d’information concernant les flux turbulents de surface.

### 3.4.3 Sensibilité aux flux de surface

La série de simulations précédemment présentée a permis de soulever certaines problématiques liées au flux de chaleur latente. Le tableau 3.3 récapitule les caractéristiques des tests réalisés avec différents forçages surfaciques. Pour cette série de simulations, les forçages atmosphériques sont composés du vent géostrophique et des advections DDH lissées, car c’est la configuration optimale qui a été mise en évidence grâce aux tests précédents. La structure thermodynamique de la CLAM résultant de ces différents tests est présentée sur la figure 3.27 et les profils verticaux de flux cinématique d’humidité et de chaleur sont représentés sur la figure 3.28.

Nom	Légende	Vent géostrophique	Advections horizontales	Flux de surface
test05	<span style="color: blue;">■</span>	oui	DDH lissées	MESO-NH (SST prescrite+COARE)
test06	<span style="color: lightcoral;">■</span>	oui	DDH lissées	Bouée Lion (COARE)
test07	<span style="color: brown;">■</span>	oui	DDH lissées	AROME-WMED
test08	<span style="color: magenta;">■</span>	oui	DDH lissées	$\alpha LE_{AROME}, H_{AROME}, \tau_{AROME}$

TABLE 3.3 – Récapitulatif des forçages surfaciques pris en compte pour les différents tests unidimensionnels. Pour le test08, un coefficient correctif  $\alpha$  qui évolue au cours de la journée a été appliqué au flux de chaleur latente afin que celui-ci augmente progressivement jusqu’à coïncider avec l’estimation aéroportée en surface.

Comme cela a déjà été évoqué précédemment, les flux de surface calculés à la bouée Lion ne sont pas suffisamment forts pour représenter correctement les échanges ayant lieu dans la zone d'étude. Cela se traduit lors du test06 par une CLAM simulée beaucoup trop froide  $\bar{\theta} = 2.5^\circ\text{C}$  et sèche  $\bar{q} = 1.5\text{ g.kg}^{-1}$  en raison d'une prédominance des effets advectifs sur les flux turbulents. Lorsque la SST est prescrite (test05) et que les flux sont calculés via l'algorithme COARE, le flux de chaleur latente est plus faible et s'éloigne de la valeur expérimentale estimée. Cependant, la structure moyenne de la CLAM qui en résulte est conforme aux observations, tant en termes d'humidité spécifique que de température potentielle. En ce qui concerne l'intensité du vent, le stress du vent extrait d'AROME-WMED est plus fort que celui calculé par le modèle MESO-NH (cf. figure 3.22c) ce qui conduit à une intensité de vent simulée plus faible d'environ  $5\text{ m.s}^{-1}$  pour le test07 alors que le test05 présente une très bonne corrélation avec les observations sur toute la verticale.

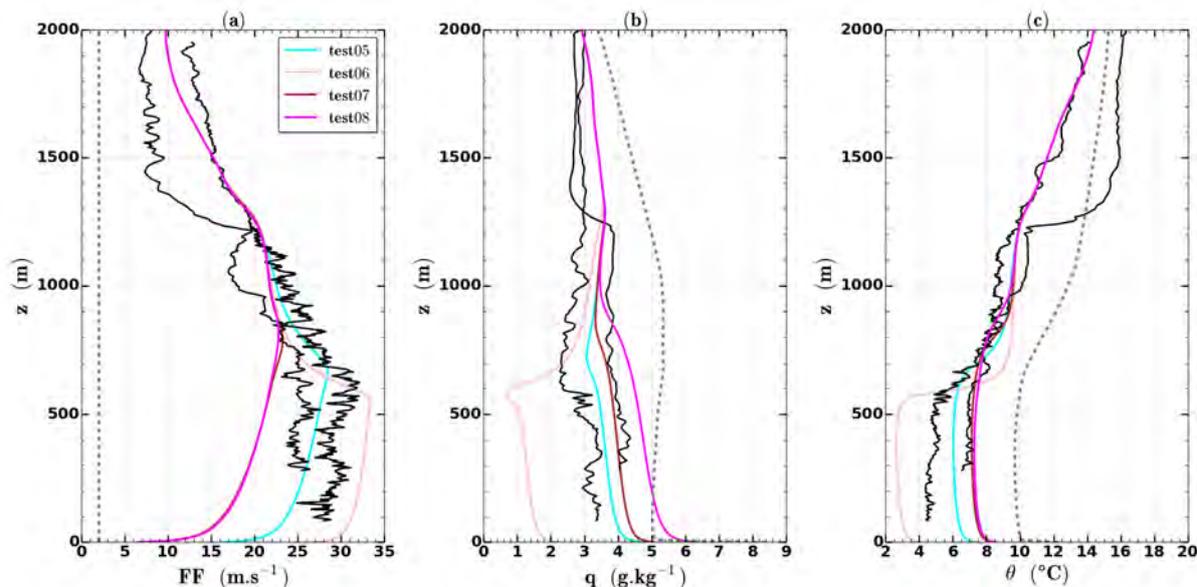


FIGURE 3.27 – Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l'échéance 1500 UTC : (a) intensité du vent, (b) humidité spécifique et (c) température potentielle. Les courbes en pointillés gris indiquent l'état initial et les courbes noires correspondent aux observations (sondage avion et transition inter-paliers). Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.3.

Enfin, le dernier test (test08), plutôt théorique, est construit en appliquant un coefficient correctif à l'ensemble des flux de chaleur latente d'AROME-WMED afin de coïncider avec l'estimation aéroportée en surface à l'échéance 1600 UTC. La correction est limitée en début de simulation avec des vents faibles puis elle augmente progressivement afin que la correction soit totale lorsque les conditions de vents forts sont établies. Il en résulte des échanges importants sur toute la CLAM impactant le flux d'humidité mais également le flux de chaleur. Les flux turbulents prédominent sur les effets advectifs et conduisent à une CLAM trop chaude et humide.

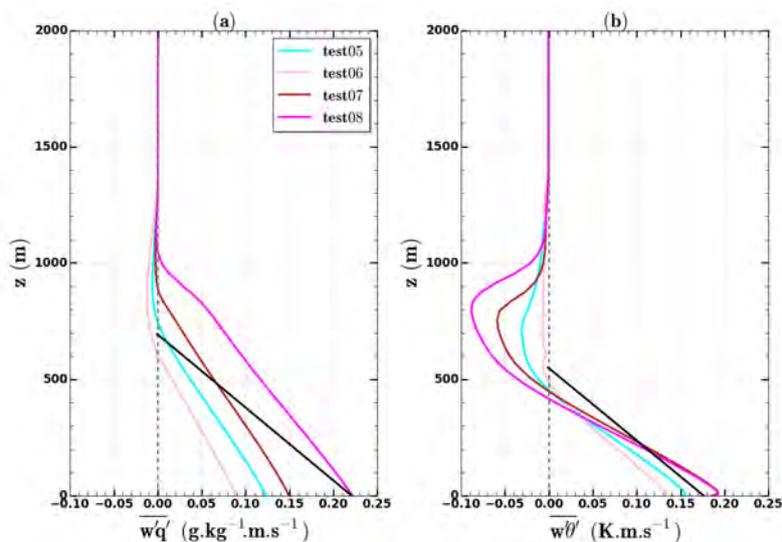


FIGURE 3.28 – Profils verticaux issus des simulations unidimensionnelles à l'échéance 1500 UTC (a) flux d'humidité et (b) flux de chaleur Les courbes noires correspondent à des interpolations faites à partir des données aéroportées. Les caractéristiques des différents tests sont répertoriées dans le tableau 3.3.

La figure 3.29b illustre le bon accord d'un point de vue de la dissipation de l'ECT entre les deux premiers tests et les observations aéroportées. En ce qui concerne les test07 et test08, l'activité turbulente est plus importante ce qui traduit là encore un mélange vertical trop intense pour  $z < 800$  m. La figure 3.29a représente la fraction nuageuse pour les différents tests. Il n'y a pas de couverture nuageuse simulée pour les trois premiers tests alors qu'une zone nuageuse avec une fraction nuageuse d'environ 0.5 entre 500 m et 800 m est simulée pour le test08. Dans la section 3.2.3, il a été mis en évidence que pour cette journée de POI simulée, la couverture au-dessus du golfe du Lion et particulièrement dans notre zone d'étude était fragmentée. Les différentes simulations unidimensionnelles réalisées ne conduisent donc pas à la formation d'une couverture nuageuse réaliste.

### 3.4.4 Simulation de référence pour l'approche LES

À la suite des différents tests de sensibilité présentés dans les sections 3.4.2 et 3.4.3, une configuration dite de référence a été choisie afin d'initialiser et de forcer la simulation LES, il s'agit du test05. En effet, cette simulation conduit à une représentation de la structure moyenne de la CLAM réaliste qui est en accord avec les observations aéroportées.

Le vent géostrophique utilisé est celui présenté précédemment, les advections prescrites sont issues des DDH lissées, afin de s'affranchir de l'influence de la variabilité de la vitesse verticale. Le forçage surfacique est effectué au travers de la prescription de la SST de la bouée Lion et les flux turbulents de surface sont alors calculés avec l'algorithme COARE. La simulation LES est initialisée avec les profils verticaux des composantes du vent, de

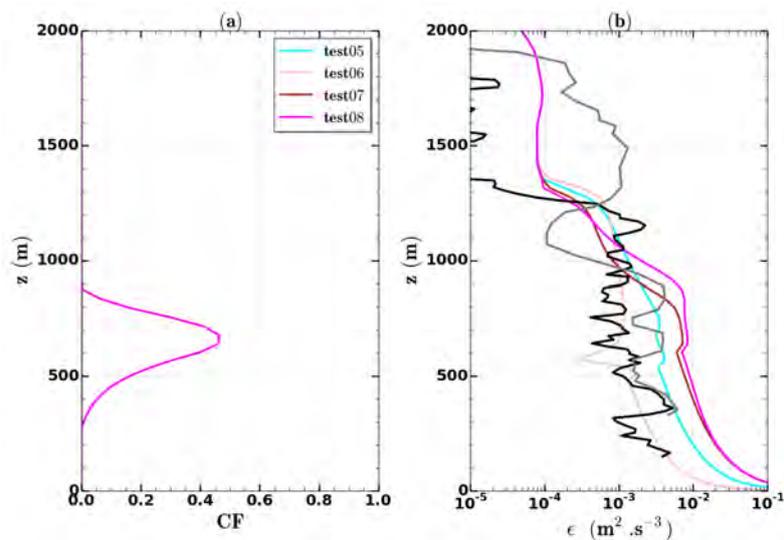


FIGURE 3.29 – Idem Figure 3.27 avec (a) la fraction nuageuse  $CF$  et (b) le taux de dissipation de l'ECT  $\epsilon$ . Les courbes noire et grise correspondent respectivement au sondage et à l'inter-palier.

la température potentielle et d'humidité spécifique extraits de la sortie du modèle unicolonne à 1200 UTC qui sont représentés sur la figure 3.30.

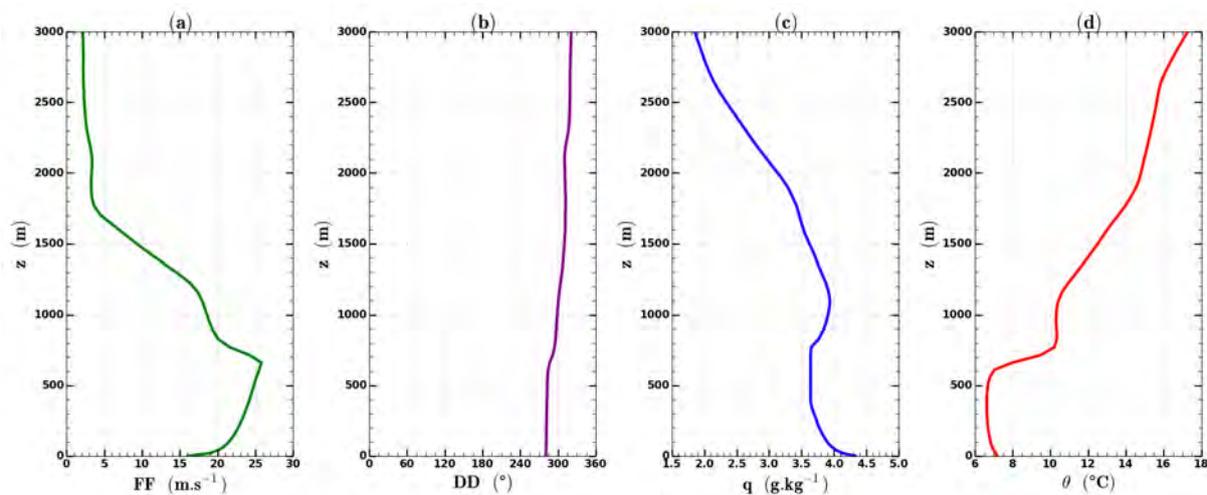


FIGURE 3.30 – Profils verticaux (a) de l'intensité du vent, (b) de la direction du vent, (c) de l'humidité spécifique et (d) de la température potentielle simulés à partir de la configuration test05 à l'échancee 1200 UTC.

### 3.5 Conclusions

Les 11 épisodes de CAO qui ont été documentés par l'ATR42 durant la campagne de mesure SOP2 d'HyMeX présentent des conditions de vents majoritairement forts, de plus de  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . Les sondages aéroportés ont permis de décrire la structure moyenne de

la CLAM et de mettre en avant la présence de forts gradients de température entre la surface et l'atmosphère conduisant à des échanges air-mer conséquents.

La détermination de  $z_i$  pour les différents épisodes de CAO documentés a permis de mettre en évidence de fortes hétérogénéités spatiales et/ou temporelle sur ce paramètre. La présence de nuages peut conduire à des hétérogénéités de  $z_i$  et à des situations de découplage de la couche nuageuse avec la surface. Pour des vents modérés (i.e.  $FF < 15 \text{ m.s}^{-1}$ ) la CLAM est peu épaisse avec  $z_i < 750 \text{ m}$  alors qu'en conditions de vents forts (i.e.  $FF > 20 \text{ m.s}^{-1}$ ) l'extension verticale de la CLAM est systématiquement supérieure à  $1000 \text{ m}$  et peut atteindre  $1850 \text{ m}$ .

L'étude de la structure moyenne de la CLAM a ensuite été poursuivie avec une approche numérique afin d'évaluer les termes de forçages nécessaires à la simulation unidimensionnelle d'une CLAM soumise à des conditions de vents forts. La vitesse verticale est un paramètre dont la variabilité spatiale et temporelle est importante. Le modèle a alors été contraint à l'aide d'advections totales adaptées afin de lisser les contributions non physiques et de limiter les effets de la vitesse verticale qui est paramètre difficile à appréhender. Une configuration de référence a pu être mise au point permettant de reproduire de façon satisfaisante la structure moyenne de la CLAM observée. Cette approche numérique va être poursuivie dans le chapitre 4 avec une simulation LES afin de décrire la structure turbulente de la CLAM lors d'un épisode de CAO établi.



## CHAPITRE 4

---

# Structure turbulente de la CLAM : observations et modélisation à haute résolution

---

### Plan du chapitre

---

<b>4.1</b>	<b>Structure turbulente de la CLAM observée par mesures aé-</b>	
	<b>roportées</b> . . . . .	<b>98</b>
4.1.1	Mise en évidence des structures cohérentes . . . . .	98
4.1.2	Analyse spectrale et échelles caractéristiques . . . . .	100
4.1.3	Profils des autres moments turbulents . . . . .	107
<b>4.2</b>	<b>Simulation LES d'un épisode de CAO établi</b> . . . . .	<b>111</b>
4.2.1	Configuration . . . . .	111
4.2.2	Étude de sensibilité à la résolution horizontale . . . . .	113
4.2.3	Profils moyens . . . . .	114
4.2.4	Moments d'ordre 2 . . . . .	115
4.2.5	Distributions . . . . .	118
<b>4.3</b>	<b>Analyse approfondie des structures cohérentes simulées</b> . . .	<b>118</b>
4.3.1	Bilan de l'énergie cinétique turbulente . . . . .	118
4.3.2	Coupes horizontales et rouleaux convectifs . . . . .	120
4.3.3	Coupes verticales et processus d'entraînement . . . . .	121
4.3.4	Analyse spectrale et échelles caractéristiques . . . . .	126
<b>4.4</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>128</b>

---

Ce chapitre est consacré à l'étude de la structure verticale turbulente de la CLAM soumise à des conditions de vents forts. Une analyse spectrale est appliquée aux données aéroportées collectées durant la campagne SOP2 d'HyMeX afin d'appréhender l'organisation du champ turbulent. Les résultats présentés dans la section 4.1 sont publiés dans [Brilouet et al. \(2017\)](#). L'exploitation des observations a ensuite été complétée par une approche numérique de type LES dans laquelle les échelles turbulentes sont explicitement résolues permettant ainsi d'approfondir la nature de l'organisation du champ turbulent de la CLAM soumise à un épisode de CAO établi.

## 4.1 Structure turbulente de la CLAM observée par mesures aéroportées

### 4.1.1 Mise en évidence des structures cohérentes

#### Visualisation des rouleaux convectifs par image satellite

Au-dessus de la mer Méditerranée, les conditions favorables à la formation de rouleaux convectifs de couche limite peuvent être réunies. Comme évoqué dans la section 1.4.3, des zones nuageuses sous forme de bandes apparaissent lorsque la masse d'air froide est transportée au-dessus d'une mer chaude. Ces nuages sont localisés au sommet des branches ascendantes des structures organisées, la distance entre deux de ces branches est alors un indicateur de la longueur d'onde du rouleau. Les structures cohérentes peuvent aussi exister sans que des nuages soient observés. La figure 4.1 est une vue satellitaire correspondant à un jour de vol avec un fort événement de Tramontane. Les rouleaux convectifs sont alignés dans la direction du vent moyen avec une extension longitudinale de plusieurs dizaines de kilomètres. La longueur d'onde des rouleaux est approximativement de quelques kilomètres mais une estimation précise à partir de l'organisation nuageuse vue par satellite est délicate.

#### Séries temporelles des fluctuations turbulentes

Un premier aperçu sur les fluctuations turbulentes des paramètres thermodynamiques collectées par l'avion confirme l'idée d'une observation du champ turbulent distincte suivant l'orientation de l'échantillonnage. La figure 4.2 représente les fluctuations de vitesse verticale, de température potentielle et d'humidité spécifique sur deux paliers réalisés approximativement à la même altitude et orientés respectivement suivant un axe perpen-

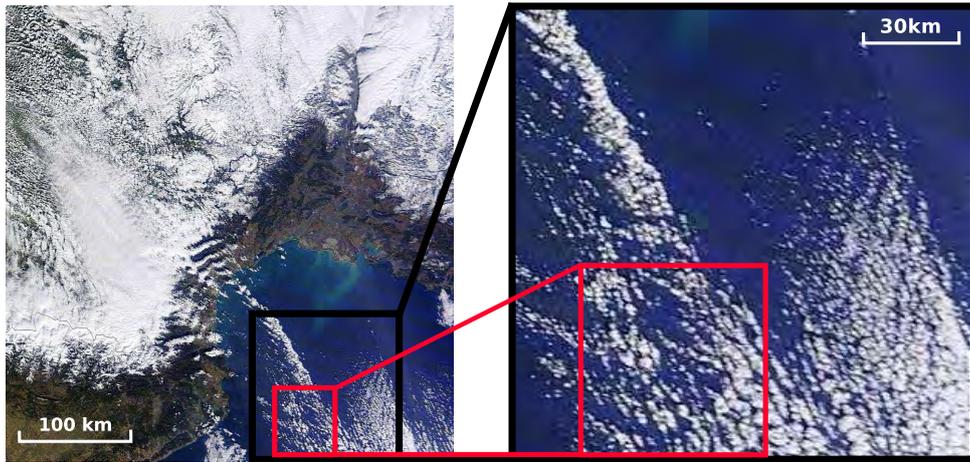


FIGURE 4.1 – Image satellite à haute résolution MODIS du 13 février 2013 au-dessus du golfe du Lion. La zone délimitée par l’encadré noir révèle une couverture nuageuse organisée sous la forme de rouleaux longitudinaux avec une périodicité de plusieurs kilomètres et la zone délimitée en rouge correspond à la zone de vol pour cette POI. Source : <http://www.infoclimat.fr>.

diculaire (" $\perp$ ") et parallèle (" $//$ ") à la direction du vent. En fonction de l’orientation, les signaux présentent des différences significatives. Sur le palier " $\perp$ ", des structures de périodicité d’environ 500 m à 1 km sont présentes pour les trois paramètres alors que sur les signaux " $//$ " il n’apparaît pas d’organisation particulière à cause d’un échantillonnage biaisé des caractéristiques longitudinales des rouleaux. Sur l’axe " $\perp$ ", l’intersection régulière des zones d’ascendance se traduit par les valeurs les plus fortes de vitesse verticale (ascendances), température potentielle et humidité spécifique. Sur l’axe " $//$ ", ces valeurs ne sont qu’exceptionnellement atteintes puisque la zone d’ascendance n’est que rarement traversée par l’avion. L’échantillonnage des structures n’est donc pas satisfaisant. Dans la section suivante, l’analyse spectrale réalisée va permettre de caractériser de façon plus quantitative la structure turbulente de la CLAM.

### Transformée en ondelettes

La représentation graphique d’une transformée en ondelettes est un scalogramme. L’abscisse correspond au temps (ou à la distance) et l’ordonnée à la fréquence (ou à la longueur d’onde), le paramètre représenté est l’intensité du spectre de puissance en ondelettes  $|C_\alpha(a, b)|^2$ . Les séries spatiales de vitesse verticale et les scalogrammes associés pour deux paliers réalisés à la même altitude, l’un perpendiculairement à l’axe du vent moyen et l’autre dans l’axe du vent moyen sont respectivement représentés sur les figures 4.3 et 4.4. L’allure des scalogrammes est fortement dépendante du choix de l’ondelette de référence. L’ondelette MHAT conduit à une meilleure discrétisation spatiale des structures mais l’estimation de l’échelle associée est diffuse (figures 4.3b et 4.4b). À l’inverse, l’ondelette de Morlet ne permet pas de distinguer les structures individuelles mais fournit

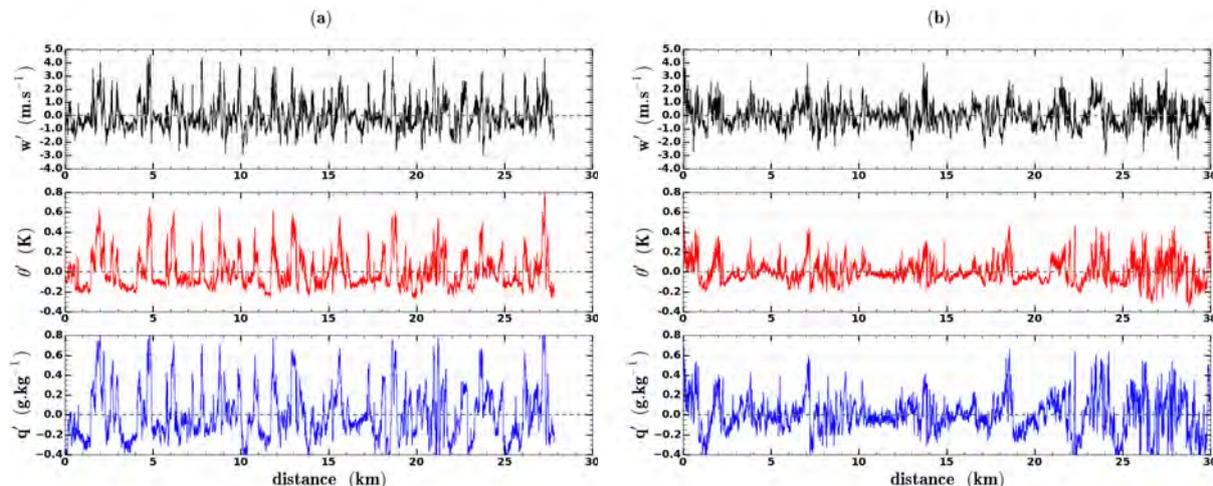


FIGURE 4.2 – Évolution horizontale des fluctuations de la vitesse verticale, de la température potentielle et de l'humidité spécifique échantillonnées sur (a) un palier perpendiculaire et (b) un palier parallèle à la direction du vent moyen à une altitude  $z \sim 150$  m pour la journée du 6 février 2013.

une estimation plus précise des échelles caractéristiques (figures 4.3c et 4.4c). Sur l'échantillon perpendiculaire (figure 4.3), les structures observées couvrent une gamme d'échelles plus grande allant de  $\lambda \sim 400$  m à  $\lambda \sim 2500$  m alors que pour l'échantillon "//" (figure 4.4), trois principales structures sont mises en évidence, une d'échelle  $\lambda \sim 3000$  m et deux autres d'échelle  $\lambda \sim 2000$  m.

#### 4.1.2 Analyse spectrale et échelles caractéristiques

L'approche spectrale présentée dans la section 2.2.2 a été appliquée à l'ensemble du jeu de données. Les spectres expérimentaux calculés pour chaque palier ont été confrontés au modèle analytique de Kristensen et al. (1989). En se basant sur les travaux de Darbieu et al. (2015), les deux paramètres  $\mathcal{L}_w$  et  $\mu$  sont ajustés afin d'obtenir la meilleure approximation au sens des moindres carrés logarithmiques. La longueur d'onde du pic spectral  $\lambda_w$  est alors déduite du spectre analytique à l'aide de l'équation 1.48. La figure 4.5 présente les spectres normalisés de la vitesse verticale pour des paliers " $\perp$ " et "//" correspondant aux séries temporelles de la figure 4.2. Le modèle de Kristensen et al. (1989) s'adapte bien aux spectres observés et permet en particulier une bonne représentation de la forme aplatie du spectre "//".

Les profils verticaux des paramètres caractéristiques  $\mathcal{L}_w$ ,  $\lambda_w$  et  $\mu$  sont présentés sous une forme normalisée par la hauteur de couche limite  $z_i$ . Bien que tous les vols n'aient pas été opérés à la même heure (tableau 3.1), l'influence du cycle diurne, déjà faible au-dessus de la mer, l'est encore plus lors d'un épisode de CAO établi. Dès lors, les différents vols peuvent ainsi être superposés et comparés. Afin de mettre en évidence les différences entre

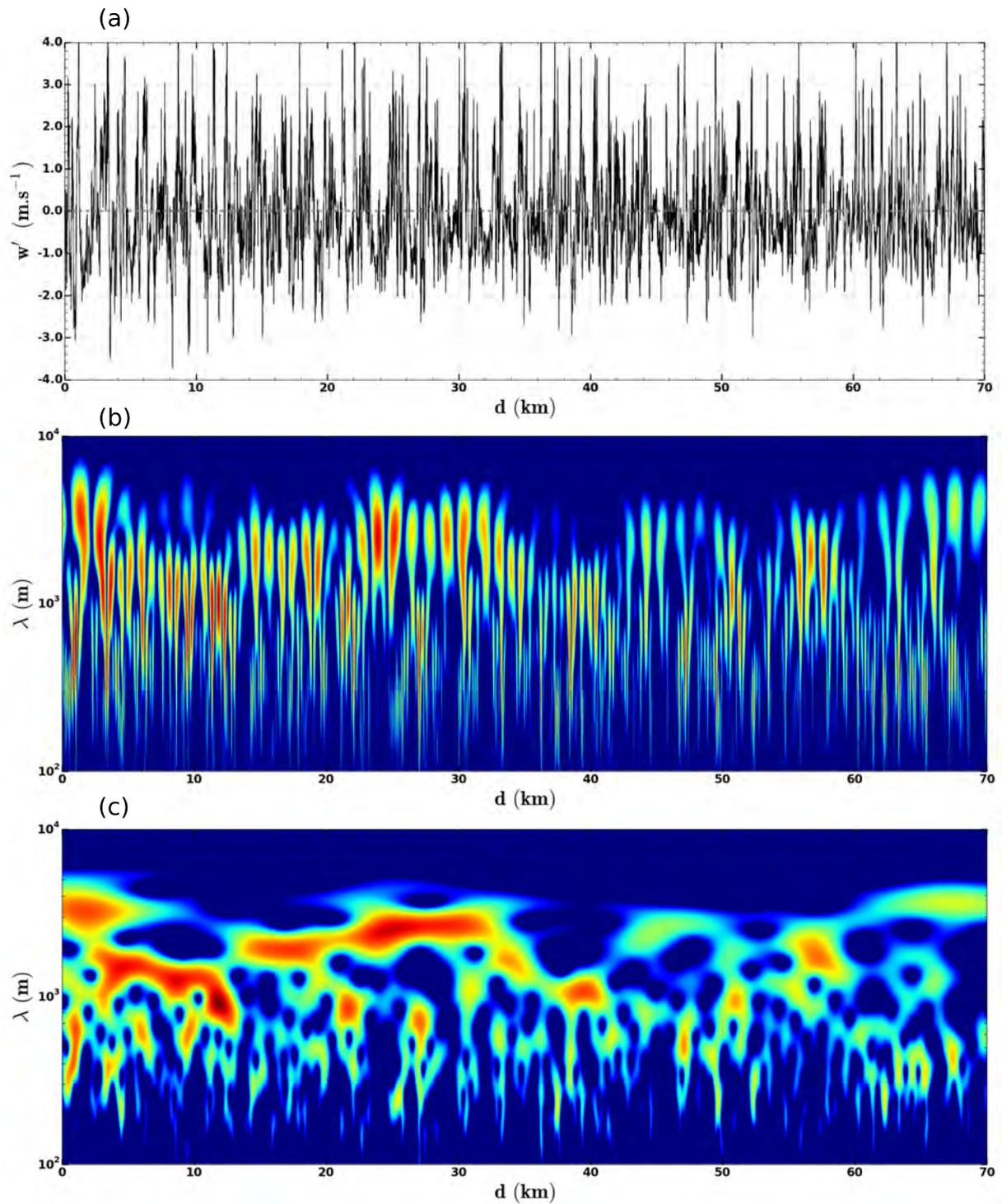


FIGURE 4.3 – (a) Série temporelle des fluctuations de la vitesse verticale et scalogrammes associés (b) avec l’ondelette MHAT et (c) avec l’ondelette de Morlet. Le palier est réalisé perpendiculairement à la direction du vent moyen à une altitude de  $z \sim 450$  m le 6 février 2013.

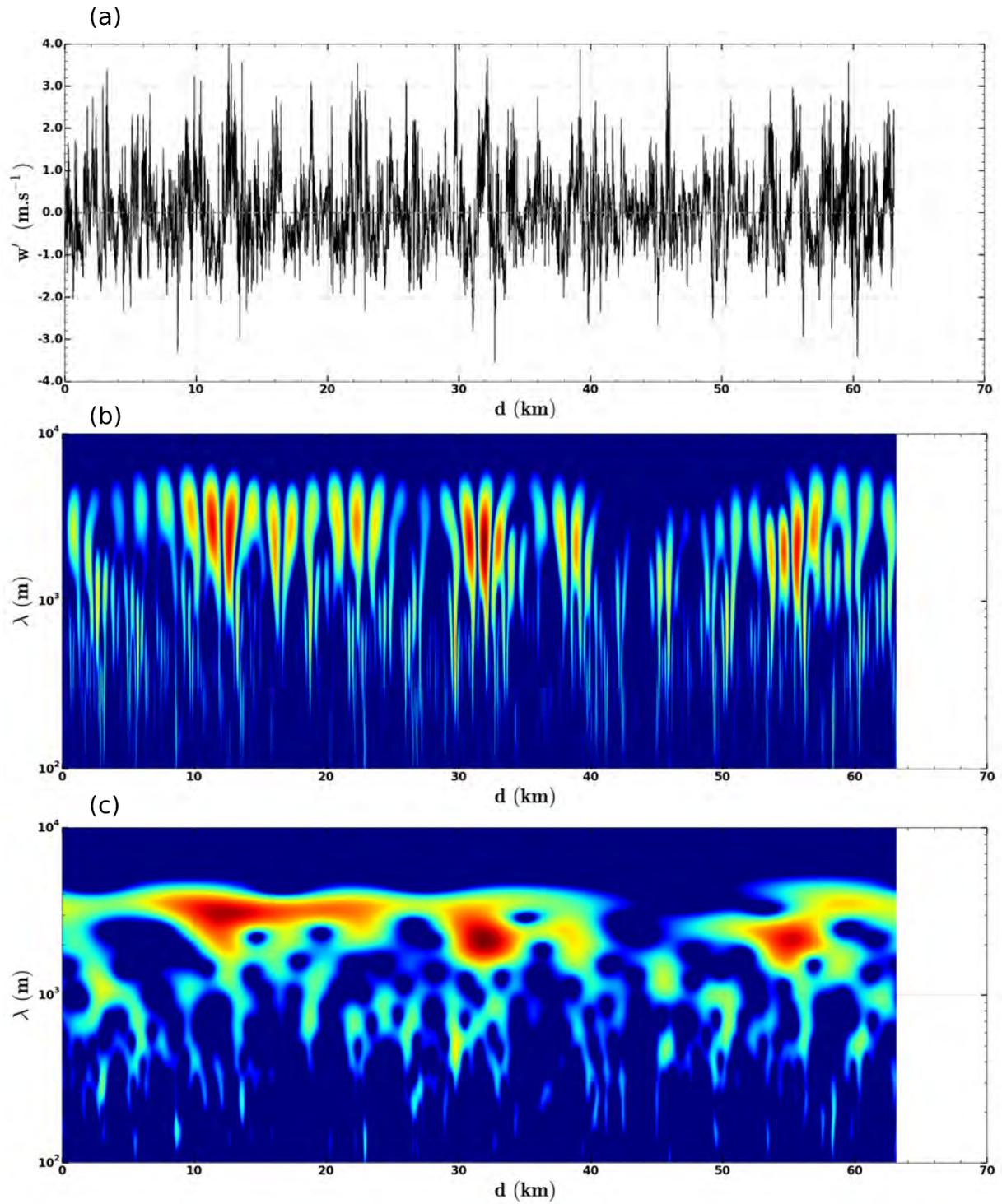


FIGURE 4.4 – Idem Figure 4.3 mais pour un palier réalisé dans l'axe du vent moyen.

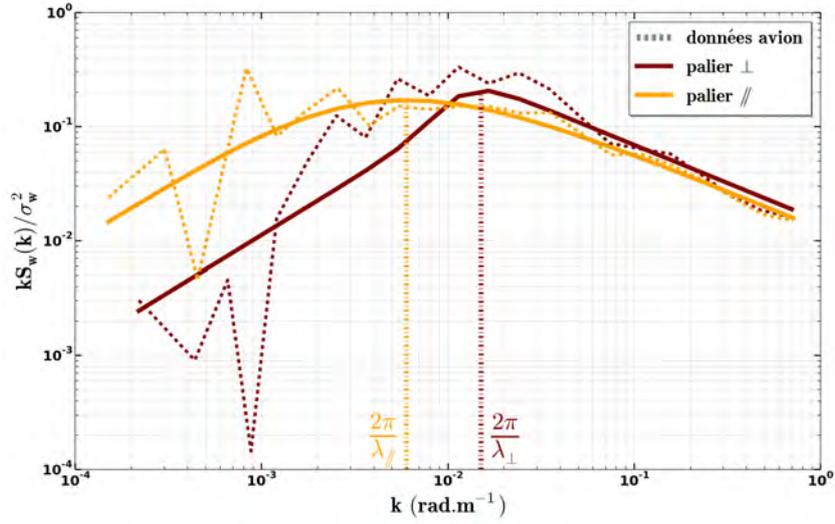


FIGURE 4.5 – Spectres normalisés de la vitesse verticale pour les deux séries temporelles présentées sur la figure 4.2 (en traits pointillés) et interpolés avec le modèle de Kristensen et al. (1989) (traits pleins). Les lignes verticales indiquent les pics des spectres analytiques. Les courbes orange correspondent au palier "//" et les courbes marron au palier "⊥".

les deux catégories de données ("//" et "⊥" par rapport à la direction du vent moyen) et d'extraire la forme générale des profils, les valeurs moyennes et les écart-types associés ont été calculés par tranches de  $0.15z_*$ .

### Paramètre de forme

Le paramètre de forme  $\mu$ , dont l'évolution verticale est représentée sur la figure 4.6, caractérise la courbure de la zone de transition entre la région de production d'énergie et le domaine inertiel. Cette courbure est très différente suivant l'orientation de l'échantillon. Les paliers "//" présentent des valeurs de  $\mu$  comprises entre 0.5 et 1 qui correspondent respectivement aux valeurs des spectres de Kaimal et al. (1976) et Von Karman (1948). Ces spectres de référence ont été construits à l'aide de mesures réalisées à point fixe, qui sont donc intrinsèquement dans l'axe du vent moyen. De plus, les valeurs sont quasiment constantes sur la verticale et accompagnées d'une dispersion relativement faible. Concernant les paliers "⊥", les valeurs du paramètre de forme sont en moyenne comprises entre 1.5 et 2.5 ce qui traduit une courbure plus nette et un spectre plus abrupt comme illustré sur la figure 4.5. Ceci est la signature de structures cohérentes avec une longueur d'onde privilégiée à laquelle le spectre d'énergie de la vitesse vertical présente un pic très marqué. Les différences entre les deux classes d'échantillons persistent sur toute la hauteur de la CLAM avec une tendance plus faible au sommet. Dans l'axe "//", les spectres sont plus aplatis que dans l'axe "⊥", ce comportement a également été observé par Nicholls et Readings (1981) et Cook et Renfrew (2015) sur des données aéroportées collectées au large des côtes britanniques.

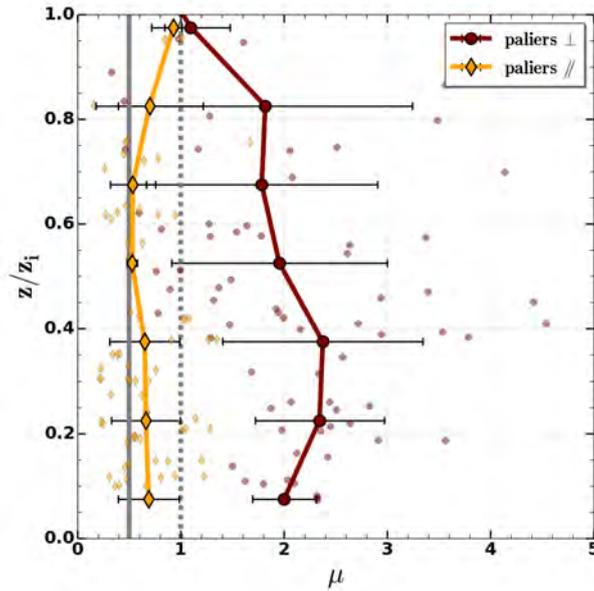


FIGURE 4.6 – Profil vertical normalisé par la hauteur de la CLAM  $z_i$  du paramètre de forme  $\mu$ . Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". Les lignes grises en trait plein  $\mu = 0.5$  et en pointillés  $\mu = 1$  correspondent aux spectres analytiques proposés respectivement par [Kaimal et al. \(1976\)](#) et [Von Karman \(1948\)](#).

### Échelle intégrale

Les différences observées entre les deux directions d'échantillonnage apparaissent également comme importantes sur les profils verticaux normalisés de l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_w$  (figure 4.7). Hormis dans le dernier tiers de la CLAM, l'échelle intégrale est bien plus grande sur les paliers "//" que sur les paliers "⊥". Ce résultat est cohérent avec les différences observées sur les profils de  $\mu$  compte tenu du fait que l'échelle intégrale est reliée au spectre d'énergie aux plus faibles nombres d'onde (eq. 1.41). La variance représentant l'intégrale du spectre sur l'ensemble des nombres d'onde (eq. 1.37), à variance équivalente entre les deux axes, plus le spectre est aplati, plus la région des faibles nombres d'onde (région de production d'énergie) est large et plus l'échelle intégrale est grande.

Dans la première moitié de la CLAM, quelle que soit l'orientation des paliers, l'échelle intégrale augmente avec l'altitude. Au-dessus, la distinction entre les deux catégories de paliers est réduite et finit même par s'inverser. Aucune tendance claire ne se dégage en raison d'une forte dispersion des valeurs et le nombre d'échantillons dans cette zone n'est pas suffisant pour conclure. Cette dispersion peut être en partie causée par les fortes advections horizontales associées à un épisode de CAO établi qui engendrent des variations rapides des paramètres thermodynamiques au sein de la CLAM.

À partir de données aéroportées collectées lors de la campagne AMTEX dans des conditions de couche limite convective soumise à un épisode de CAO, [Lenschow et Stankov](#)

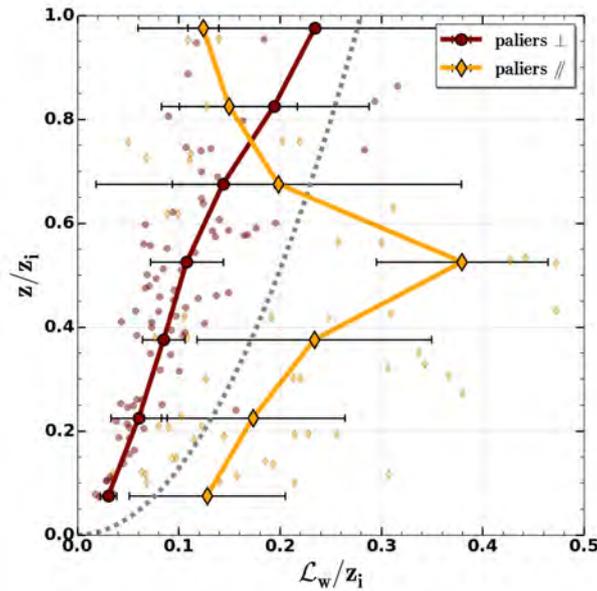


FIGURE 4.7 – Profil vertical en fonction de l'altitude réduite  $z/z_i$  de l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_w$  normalisée par la hauteur de la CLAM  $z_i$ . Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "⊥" et les paliers "//". La courbe grise en pointillés est la paramétrisation proposée par [Lenschow et Stankov \(1986\)](#) dont l'expression est rappelée dans le tableau 4.1.

(1986) ont proposé une paramétrisation déduite de l'ensemble des paliers qu'ils soient "⊥" ou "//" à l'axe du vent moyen. Cette paramétrisation est rappelée dans le tableau 4.1. Celle-ci est comprise ici dans l'intervalle de dispersion avec un profil vertical intermédiaire entre les paliers "⊥" et les paliers "//" pour  $z < 0.6z_i$ .

<a href="#">Kaimal et al. (1976)</a>	$\frac{\lambda_w}{z_i} = \frac{3}{2} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-5z}{z_i}\right) \right]$
<a href="#">Caughey et Palmer (1979)</a>	$\frac{\lambda_w}{z_i} = 1.8 \left[ 1 - \exp\left(\frac{-4z}{z_i}\right) - 3.10^{-4} \exp\left(\frac{-8z}{z_i}\right) \right]$
<a href="#">Lenschow et Stankov (1986)</a>	$\frac{\mathcal{L}_w}{z_i} = 0.28 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{1/2}$ et $\forall \alpha \in \{\theta, q\} \quad \frac{\mathcal{L}_{w\alpha}}{z_i} = 0.16 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{1/2}$

TABLE 4.1 – Paramétrisations issues de la littérature concernant les évolutions verticales de l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_w$  et de la longueur d'onde du pic spectral  $\lambda_w$ .

### Longueur d'onde du pic spectral

La figure 4.8 représente les profils verticaux normalisés de la longueur d'onde du pic spectral. Quelle que soit l'orientation des paliers, les évolutions verticales de  $\lambda_w$  sont en accord avec l'évolution caractéristique d'une couche limite convective et avec les paramétrisations proposées par [Kaimal et al. \(1976\)](#) et [Caughey et Palmer \(1979\)](#) (cf tableau 4.1). Près de la surface, les valeurs de  $\lambda_w$  sont très faibles puis augmentent progressivement jusqu'au deux tiers de la CLAM pour enfin décroître légèrement à l'approche de la zone d'entraînement. Les différences entre les deux catégories de paliers ne sont pas autant

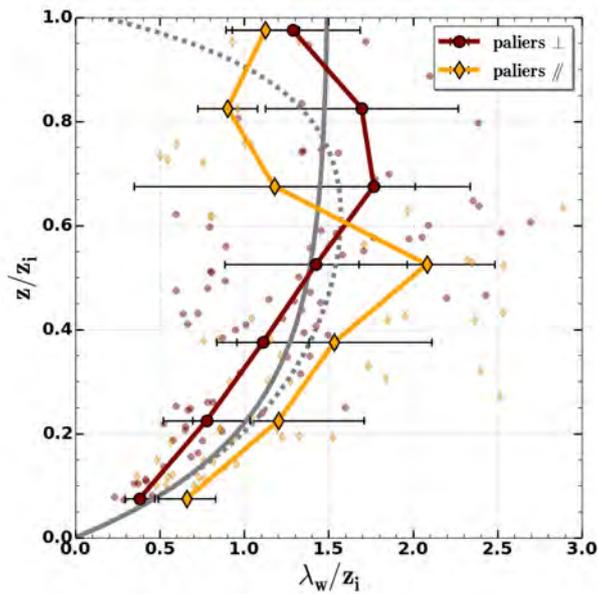


FIGURE 4.8 – Profil vertical en fonction de l'altitude réduite  $z/z_i$  de la longueur d'onde du pic spectral  $\lambda_w$  normalisée par la hauteur de la CLAM  $z_i$ . Les valeurs moyennes et les écart-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥". Les courbes grises en trait plein et en pointillés correspondent aux paramétrisations proposées respectivement par [Kaimal et al. \(1976\)](#) et [Caughey et Palmer \(1979\)](#) dont les expressions sont rappelées dans le tableau 4.1.

marquées que pour les deux paramètres précédents ( $\mu$  et  $\mathcal{L}_w$ ). Dans la première moitié de la CLAM, les paliers "//" présentent des valeurs qui sont légèrement supérieures à celles calculées sur les paliers "⊥", la tendance va même être inversée dans la moitié supérieure de la CLAM. Ce résultat est d'autant plus surprenant qu'intuitivement des échelles plus petites sont attendues sur les paliers "⊥". Une raison envisagée est que pour les échantillons "//", le caractère fortement aplati du spectre ne permette pas de mettre en évidence clairement un pic spectral. Le modèle analytique de [Kristensen et al. \(1989\)](#) conduirait ainsi à un maximum aplati avec une longueur d'onde du même ordre de grandeur que pour les échantillons "⊥".

### Taux de dissipation de l'ECT

Le taux de dissipation de l'ECT peut être déduit de l'analyse spectrale grâce à l'équation 1.49. La figure 4.9 représente les profils verticaux du taux de dissipation de l'ECT qui est normalisé par le rapport  $w_*^3/z_i$  qui, compte tenu de la définition de la vitesse convective (cf. eq. 1.27), correspond au terme de production d'ECT par flottabilité au niveau de la surface (calculé à partir des estimations aéroportées de flux de surface qui seront détaillées dans le chapitre 5). Les profils de  $\epsilon$  diminuent de façon continue avec l'altitude. Les différences entre les deux orientations d'échantillonnage sont très faibles, le champ turbulent est donc bien isotrope dans le domaine inertiel.

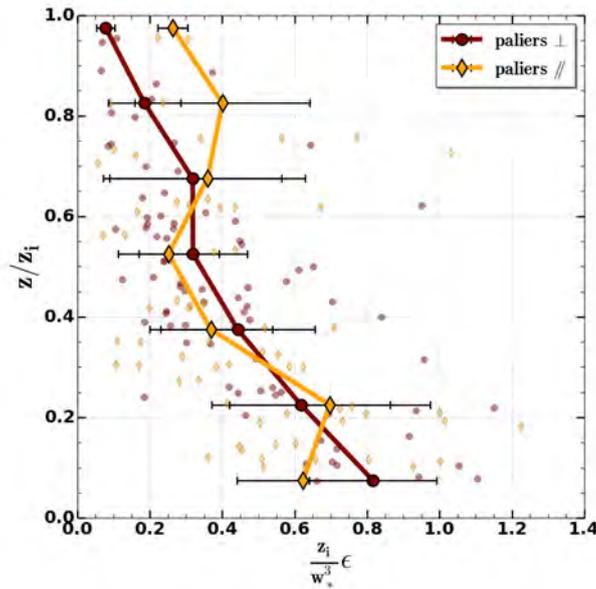


FIGURE 4.9 – Profil vertical en fonction de l'altitude réduite  $z/z_i$  du taux de dissipation de l'ECT  $\epsilon$  normalisé par  $w_*^3/z_i$ . Les valeurs moyennes et les écart-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers "//" et les paliers "⊥".

Quel que soit le paramètre considéré résultant de cette analyse spectrale, les résultats sont peu robustes dans la partie haute de la CLAM où la validité statistique est discutable compte tenu d'un nombre limité de paliers, la proportion de paliers compris entre  $z/z_i = 0.75$  et  $z/z_i = 1$  n'est que de 11 %.

### 4.1.3 Profils des autres moments turbulents

La structure turbulente de la CLAM peut également être caractérisée par d'autres échelles caractéristiques ou par le biais de moments turbulents et en particulier ceux d'ordre 2 et 3. Les variances, les dissymétries ainsi que les échelles caractéristiques  $\mathcal{L}_{w\theta}$  et  $\mathcal{L}_{wq}$  sont l'objet de cette section afin de compléter la description de la structure verticale de la CLAM.

#### Variances

Les variances normalisées par les échelles convectives de la CLA (cf. eq. 1.27, eq. 1.28 et eq. 1.29) de la vitesse verticale, de la température potentielle et de l'humidité spécifique sont représentées sur la figure 4.10. Elles ont été calculées à partir des données non filtrées. Quel que soit le paramètre considéré, les différences induites par l'orientation d'échantillonnage sont mineures et l'anisotropie du champ turbulent n'influence que très peu la répartition verticale des variances. En effet, l'anisotropie va se traduire par une

forme spectrale et une répartition d'énergie entre les échelles différentes en fonction de l'axe du vent moyen mais l'énergie totale disponible restera la même.

<b>Lenschow et Stephens (1980)</b>	$\frac{\sigma_w^2}{w_*^2} = 1.8 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3} \left(1 - 0.8\frac{z}{z_i}\right)^2$
<b>Kaimal et al. (1976)</b>	$\frac{\sigma_\theta^2}{\theta_*^2} = 1.8 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-2/3}$
<b>Moeng et Wyngaard (1984)</b>	$\frac{\sigma_\theta^2}{\theta_*^2} = 0.47 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-5/4}$

TABLE 4.2 – Paramétrisations issues de la littérature concernant les évolutions verticales des variances de vitesse verticale  $\sigma_w^2$  et de température potentielle  $\sigma_\theta^2$ .

La variance de température potentielle décroît progressivement jusqu'au dernier tiers de la CLAM puis la tendance s'inverse avec une légère augmentation liée aux échanges ayant lieu dans la zone d'entraînement. Les observations ici présentées sont en accord avec la littérature et l'allure des paramétrisations proposées par **Kaimal et al. (1976)** et par **Moeng et Wyngaard (1984)**. La variance de vitesse verticale est en accord avec la paramétrisation proposée par **Lenschow et Stephens (1980)**. Elle est faible près de la surface, augmente progressivement jusqu'au milieu de la CLAM en lien avec les mouvements ascendants qui s'intensifient puis à l'approche de la zone d'entraînement, la diminution de l'activité turbulente conduit à une diminution de la variance de vitesse verticale. Ces comportements conjoints de la variance de température potentielle et de la vitesse verticale sont caractéristiques de la couche limite convective décrite par **Druilhet et al. (1983)**. En ce qui concerne la variance d'humidité spécifique, les profils verticaux normalisés sont extrêmement dispersés, des résultats similaires ont été observés par **Lenschow et Stephens (1980)**, il ne semble pas possible de dégager une tendance. Comme tenu de la grande sensibilité à l'entraînement du profil de variance d'humidité, il n'existe pas de loi universelle sauf si l'entraînement est directement pris en compte dans la paramétrisation (**Druilhet et al., 1983**).

## Dissymétries

Les dissymétries de vitesse verticale, d'humidité spécifique et de température potentielle ont été calculées sur les données non filtrées à partir de l'équation 2.5. La dissymétrie de vitesse verticale (figure 4.11a) est positive dans toute la CLAM ce qui est conforme à une couche limite convective dominée par de forts courants ascendants (**LeMone, 1990**; **Moeng et Sullivan, 1994**). Le calcul de la dissymétrie fait intervenir un moment turbulent d'ordre 3 qui est fortement impacté par les valeurs extrêmes des séries temporelles de fluctuations. L'échantillonnage suivant l'axe " //" n'atteint qu'exceptionnellement les valeurs extrêmes rencontrées sur l'axe " ⊥ ". Les valeurs de dissymétrie de vitesse verticale des paliers " ⊥ " sont alors plus fortes que celles des paliers " //" sur toute la verticale.

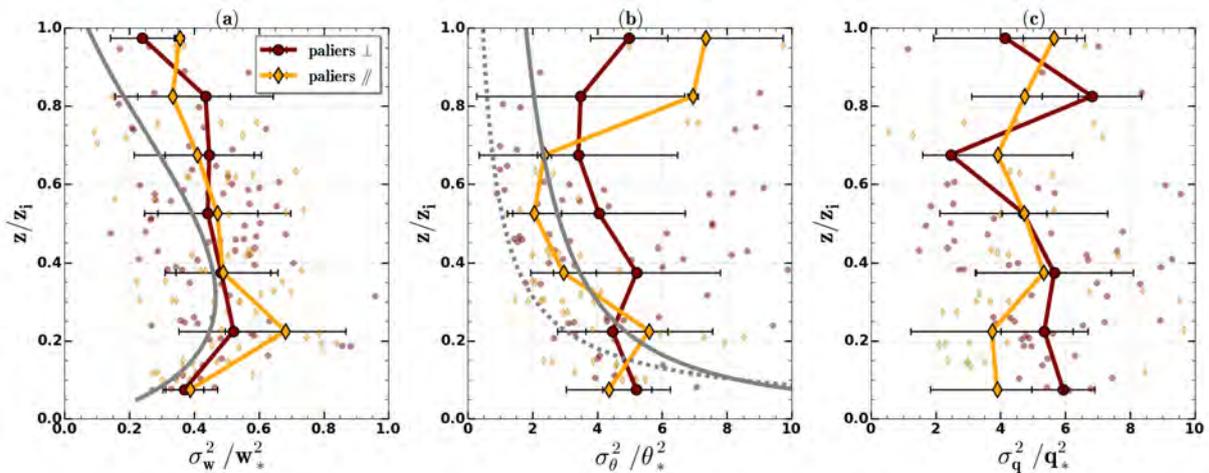


FIGURE 4.10 – Profils verticaux de variances normalisées par les échelles convectives de la CLAM (a) de vitesse verticale, (b) de température potentielle et (c) d’humidité spécifique. Les valeurs moyennes et les écart-types sont tracés pour l’ensemble du jeu de données en distinguant les paliers “//” et les paliers “⊥”. Les courbes grises correspondent à des paramétrisations issues de la littérature dont les expressions sont rappelées dans le tableau 4.2.

L’ordre de grandeur des deux classes de données est conforme aux travaux de [Lenschow et al. \(1980\)](#) sur la campagne AMTEX, de [LeMone \(1990\)](#) sur la campagne GATE ou encore [Lambert et al. \(1999\)](#) sur la campagne SEMAPHORE.

Les dissymétries d’humidité spécifique (figure 4.11b) et de température potentielle (figure 4.11c) présentent des évolutions verticales conformes à la littérature ([Lambert et al., 1999](#)). Elles sont toutes les deux positives dans le premier tiers de la CLAM en lien avec une source de flottabilité à la surface. Au-dessus, la dissymétrie de température potentielle reste positive alors que la dissymétrie d’humidité spécifique devient légèrement négative. Ces comportements sont liés au processus d’entraînement. Dans le cadre de CLA convectives continentales, l’entraînement au sommet de la couche conduit à l’intrusion de parcelles d’air chaudes et sèches, source de dissymétrie positive pour la température potentielle et négative pour l’humidité spécifique ([Mahrt, 1991](#); [Couvreur et al., 2007](#); [Canut et al., 2010](#)). Des valeurs négatives de dissymétrie d’humidité spécifique peuvent être observées jusque dans la moitié inférieure de la CLA voire pour certaines conditions dans la couche de surface ([Lohou et al., 2010](#)). Pour les conditions rencontrées durant la campagne SOP2-HyMeX, les faibles variations de dissymétrie de température potentielle (cf. fig. 4.11b) et d’humidité spécifique (fig. 4.11c) sont caractéristiques d’un entraînement relativement faible.

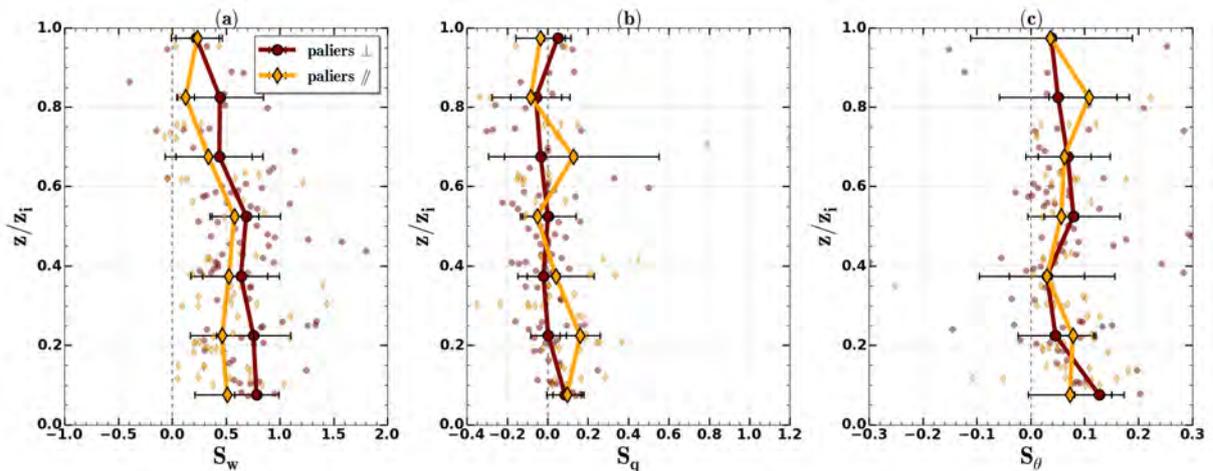


FIGURE 4.11 – Profils verticaux en fonction de l’altitude réduite  $z/z_i$  de la dissymétrie (a) de vitesse verticale, (b) d’humidité spécifique et (c) de température potentielle. Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l’ensemble du jeu de données en distinguant les paliers " //" et " ⊥ ".

### Autres échelles intégrales caractéristiques

Les échelles intégrales  $\mathcal{L}_{w\theta}$  et  $\mathcal{L}_{wq}$  sont des échelles caractéristiques des échanges verticaux et elles interviennent dans les estimations d’erreurs commises sur flux (cf. section 5.1.1). Elles sont calculées par intégration de la fonction d’autocorrélation (eq. 4.7) des covariances instantanées  $w'\theta'$  et  $w'q'$ . Les profils verticaux présentés sur la figure 4.12 conduisent aux mêmes conclusions qu’avec les échelles caractéristiques précédemment présentées. Là encore, la première moitié de la CLAM est bien marquée par un allongement des échelles dans l’axe du vent moyen. Dans la partie supérieure de la CLAM, cette tendance est moins explicite, voire s’inverse mais elle doit être nuancée en raison de la forte disparité des valeurs et du faible nombre de paliers. Pour  $z < 0.6z_i$ , la paramétrisation proposée par [Lenschow et Stankov \(1986\)](#) se situe dans l’intervalle des profils " ⊥ " et " //" mais ces derniers tendent vers des valeurs plus faibles que la paramétrisation près de la zone d’entraînement.

Les profils normalisés calculés à partir des données de 11 vols révèlent une anisotropie du champ turbulent avec des échelles caractéristiques étirées dans l’axe du vent moyen. [Lenschow et Stankov \(1986\)](#), [Lambert et Durand \(1999\)](#) ou encore [Cook et Renfrew \(2015\)](#) ont également observé une élongation des échelles de couche limite dans la direction du vent moyen à l’aide de données aéroportées. Pour compléter ces résultats déduits de l’ensemble du jeu de données aéroportées de la campagne SOP2 d’HyMeX, une simulation LES d’un épisode de CAO établi a été réalisée. L’objectif est alors d’approfondir la nature du champ turbulent de la CLAM soumise à des conditions de vents forts.

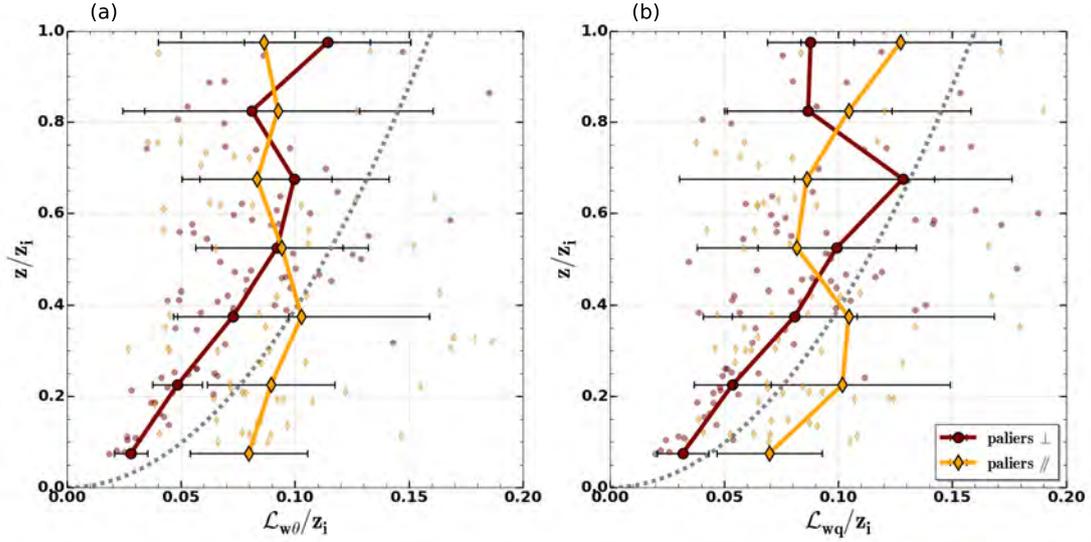


FIGURE 4.12 – Profils verticaux en fonction de l’altitude réduite  $z/z_i$  de (a) l’échelle intégrale  $\mathcal{L}_{w\theta}$  et de (b) l’échelle intégrale  $\mathcal{L}_{wq}$  normalisées par la hauteur de la CLAM  $z_i$ . Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l’ensemble du jeu de données en distinguant les paliers “//” et les paliers “ $\perp$ ”. Les courbes grises en pointillés correspondent à la paramétrisation proposée par [Lenschow et Stankov \(1986\)](#) dont l’expression est rappelée dans le tableau 4.1.

## 4.2 Simulation LES d’un épisode de CAO établi

### 4.2.1 Configuration

La simulation LES de l’épisode de CAO du 13 mars 2013 est initialisée à 1200 UTC à partir des profils thermodynamiques de la simulation unidimensionnelle de référence détaillée dans la section 3.4.4. L’épisode de CAO est déjà bien établi à 1200 UTC (cf. fig. 3.30) et va se maintenir plusieurs heures comme évoqué lors de sa description dans la section 3.2. En configuration LES, la turbulence est initialisée par l’introduction d’une perturbation aléatoire (un bruit blanc) en surface sur la température potentielle. Le vent géostrophique prescrit est celui présenté dans la section 3.3.2, il est orienté à  $DD_g = 300^\circ$ . Les advections de température potentielle et d’humidité spécifique prescrites sont celles issues des DDH lissés. Ces forçages de grande échelle sont interpolés temporellement à chaque pas de temps à partir des prescriptions fournies toutes les trois heures. La SST est prescrite et les flux turbulents de surface sont calculés à chaque pas de temps via l’algorithme bulk COARE.

Les conditions aux limites latérales sont cycliques. Au sommet du domaine, une couche absorbante d’une épaisseur de 1 km est ajoutée afin d’éviter les réflexions d’ondes de gravité. Le schéma de turbulence utilisé est celui de [Cuxart et al. \(2000\)](#) avec la longueur de mélange de [Deardorff \(1972b\)](#). La microphysique est pilotée par le schéma de [Pinty](#)

et Jabouille (1998). Après avoir vérifié que son influence était négligeable, le schéma de rayonnement n'a pas été utilisé.

Pour des soucis de coût de calcul, la grille verticale est un peu moins fine que dans la configuration 1D (section 3.4.1). Elle est composée de 100 niveaux avec une maille variable de résolution  $\Delta z = 20$  m près de la surface et un faible étirement jusqu'à 1 km d'altitude permettant de représenter correctement la structure verticale CLAM. La maille est ensuite de  $\Delta z = 100$  m jusqu'à  $z = 6$  km. Les dimensions du domaine sont de  $25 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ . Ces dimensions sont en accord avec les recommandations de la littérature (Wyngaard, 1983; Sykes et Henn, 1989; de Roode et al., 2004) et permettent de simuler un nombre suffisamment représentatif de structures dont la longueur d'onde identifiée par mesures aéroportées est de l'ordre de grandeur du kilomètre (section 4.1). Le domaine a été choisi rectangulaire afin de pouvoir simuler convenablement l'extension horizontale, les échelles pouvant être bien plus importantes dans l'axe du vent moyen compte tenu de l'anisotropie du champ turbulent. Des tests de sensibilité à la résolution horizontale ont été réalisés afin notamment de vérifier que la majeure partie de la turbulence était explicitement résolue. Trois résolutions horizontales ont été considérées,  $\Delta x = 500$  m,  $\Delta x = 250$  m et  $\Delta x = 100$  m (cf. ci-après).

La durée de la simulation est également un facteur important. En effet, il est nécessaire que la simulation soit suffisamment longue pour que la turbulence ait eu le temps de s'établir et de se stabiliser. Le paramètre utilisé est l'échelle de temps des grands tourbillons (Large-Eddy Timescales en anglais)  $t_* = z_i/w_*$  qui représente le temps qu'une parcelle d'air met à parcourir la CLA à la vitesse convective  $w_*$  (eq. 1.27). Le critère communément utilisé dans les précédentes études (Agee et Gluhovsky, 1999; Sullivan et Patton, 2011) est une durée totale de simulation de l'ordre de  $15t_*$  à  $20t_*$  ce qui correspond pour la situation présente à une durée totale comprise entre 4 h et 5 h. La simulation est initialisée à 1200 UTC et se poursuit jusqu'à 1700 UTC.

Le pas de temps choisi est dépendant de la condition CFL comme évoqué dans la section 2.3.3. Si le pas de temps est trop grand, la condition CFL n'est pas respectée et le modèle diverge. Plus le pas de temps est petit, plus le modèle est coûteux en terme de ressource informatique. Les conditions de vents horizontaux forts imposent que la simulation soit réalisée avec un pas de temps faible, qui est de  $\Delta t = 1$  s. La simulation LES d'un épisode de CAO s'avère être délicate et coûteuse, on recense peu d'études dans la littérature de simulation LES d'un épisode de CAO établi avec des vents horizontaux aussi forts. La simulation a été réalisée sur le supercalculateur BEAUFIX de Météo-France dédié à la recherche.

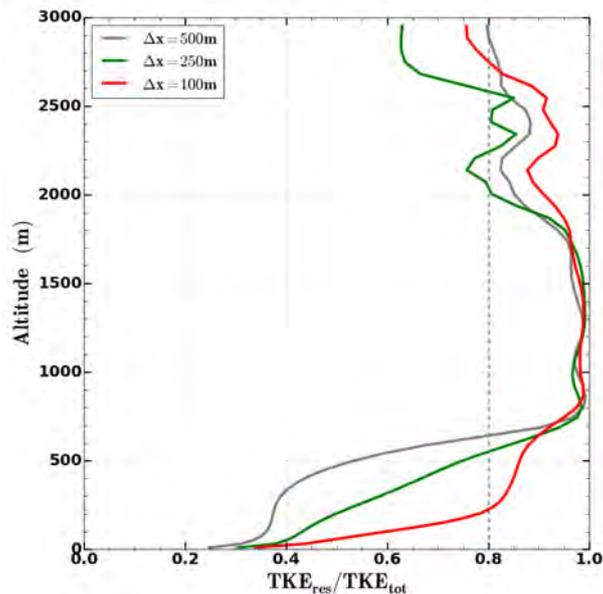


FIGURE 4.13 – Profils verticaux du rapport de l’ECT explicitement résolue par le modèle à l’ECT totale (résolue et sous-maille) pour trois résolutions horizontales,  $\Delta x = 500$  m,  $\Delta x = 250$  m et  $\Delta x = 100$  m. Les profils sont moyennés horizontalement sur tout le domaine et temporellement entre 1630 UTC et 1700 UTC.

#### 4.2.2 Étude de sensibilité à la résolution horizontale

Un critère fondamental pour que la simulation soit qualifiée de LES est que l’essentiel des structures turbulentes soient résolues. Les structures résolues diminuent à mesure que la taille de maille horizontale augmente (de Roode et al., 2004; Honnert et al., 2011). Le critère utilisé dans cette étude concerne la proportion de l’ECT résolue par rapport à l’ECT sous-maille. Pope (2000) indique que 70 à 80% de l’énergie doit être résolue. La figure 4.13 représente les profils verticaux, moyennés horizontalement sur tout le domaine du rapport entre l’ECT résolue et l’ECT totale pour trois résolutions horizontales considérées,  $\Delta x = 500$  m,  $\Delta x = 250$  m et  $\Delta x = 100$  m.

Quelle que soit la résolution horizontale considérée, les structures sont bien explicitement résolues au-dessus de 700 m avec une dégradation qui apparaît ensuite à 2000 m. Près de la surface, les proportions d’ECT résolue sont faibles. Cette mauvaise résolution de la turbulence dans la couche de surface a été mise en évidence par de précédentes études (Sullivan et al., 2003; Brasseur, 2010; Sullivan et Patton, 2011). La dimension des tourbillons étant réduite près de la surface, ces derniers sont principalement dans la partie sous-maille. L’étude présentée ici concerne la structure turbulente de la CLAM, il est donc indispensable que les structures turbulentes soient correctement résolues dans les basses couches. Les proportions d’ECT résolue avec les résolutions de  $\Delta x = 500$  m et de  $\Delta x = 250$  m ne sont donc pas suffisantes pour que les simulations soient qualifiées de LES. En revanche, la configuration avec  $\Delta x = 100$  m présente un pourcentage d’ECT résolue

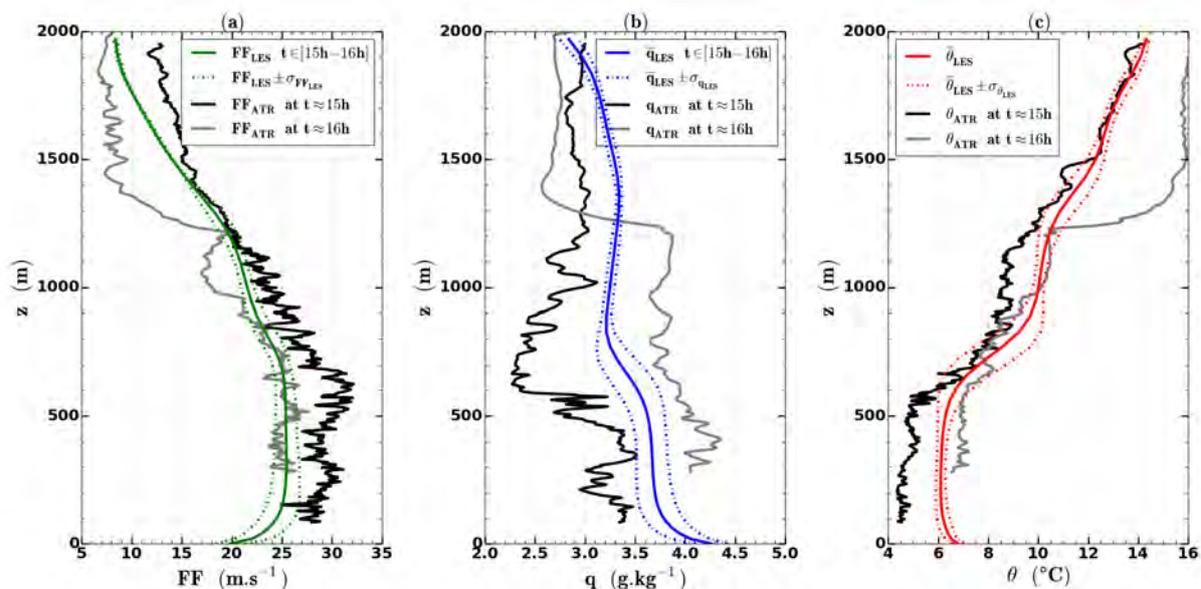


FIGURE 4.14 – Profils verticaux de la moyenne (traits pleins) et de l'écart-type (traits pointillés) simulés entre 1500 UTC et 1600 UTC (a) de l'intensité du vent (b) de l'humidité spécifique et (c) de la température potentielle. Les courbes noires et grises correspondent aux sondages réalisés par l'ATR42 respectivement à environ 1500 UTC et 1600 UTC.

faible près de la surface mais dès  $z \sim 200$  m le pourcentage d'énergie résolue dépasse 80%. Les résultats présentés par la suite sont issus des simulations réalisées avec une résolution horizontale de  $\Delta x = 100$  m.

### 4.2.3 Profils moyens

La qualité des simulations réalisées est évaluée à l'aide d'une comparaison systématique des profils dynamiques et thermodynamiques moyens simulés par rapport aux profils observés avec les sondages avion qui constituent des observations locales. Ces sondages avion, localisés à la frontière de la zone d'étude simulée et distants d'environ 80 km (cf figure 3.4) conduisent à des intervalles observés d'humidité spécifique et de température potentielle qui sont larges, respectivement d'environ  $1 \text{ g.kg}^{-1}$  et  $2.5 \text{ }^\circ\text{C}$ , signes d'hétérogénéités spatiales. Le domaine de simulation est localisé au milieu de ces deux sondages. La moyenne et l'écart-type des profils simulés sont calculés sur tous les points de grille, soit 25000 profils pour la configuration considérée ici et sur un intervalle d'une heure. La figure 4.14 montre que les profils moyens de la simulation se situent bien dans l'intervalle des observations. La simulation représente correctement une CLAM incluse dans la marge d'incertitude des données aéroportées.

L'intensité du vent est légèrement sous-estimée mais présente tout de même une valeur moyenne de  $25 \text{ m.s}^{-1}$  dans la couche mélangée. De plus le fort cisaillement observé à partir

de  $z \sim 800$  m est correctement simulé. La valeur moyenne de l'humidité spécifique ainsi que sa dispersion sont en accord avec la CLAM observée. Le profil de température est également correctement reproduit avec une valeur moyenne de  $6^\circ\text{C}$  au sein de la CLAM et une évolution verticale cohérente aux observations avec la présence des deux gradients verticaux à  $z \sim 600$  m et  $z \sim 1250$  m.

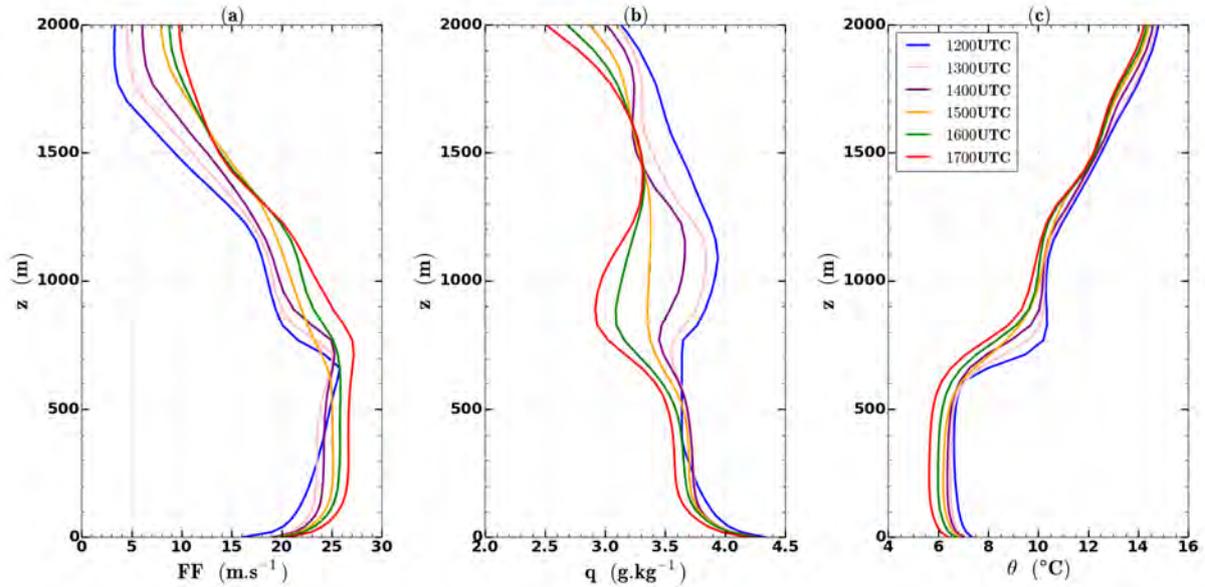


FIGURE 4.15 – Évolution temporelle des profils verticaux moyens simulés de 1200 UTC à 1700 UTC (a) de l'intensité du vent (b) de l'humidité spécifique et (c) de la température potentielle.

La figure 4.15 montre l'évolution temporelle de la structure moyenne de la CLAM simulée entre 1200 UTC et 1700 UTC. L'augmentation de l'intensité du vent combinée à un assèchement et un refroidissement de la CLAM est observée au cours de ces cinq heures de simulation. La simulation LES reproduit bien une évolution thermodynamique de CLAM soumise à un épisode de CAO.

## 4.2.4 Moments d'ordre 2

### Flux turbulents

La figure 4.16 présente les profils des flux d'humidité et de chaleur moyennés sur des intervalles de 30 mn. Les profils sont sensiblement les mêmes qu'avec l'approche unidimensionnelle présentée dans la section 3.4, ils présentent une très faible évolution temporelle qui traduit bien le caractère établi de l'épisode de CAO simulé. Le profil vertical du flux de température est en très bon accord avec les observations alors que l'allure du profil du flux d'humidité est cohérente mais les valeurs sont sous-estimées avec un écart correspondant approximativement à  $280 \text{ W.m}^{-2}$  pour l'évaporation de la surface, cette sous-estimation

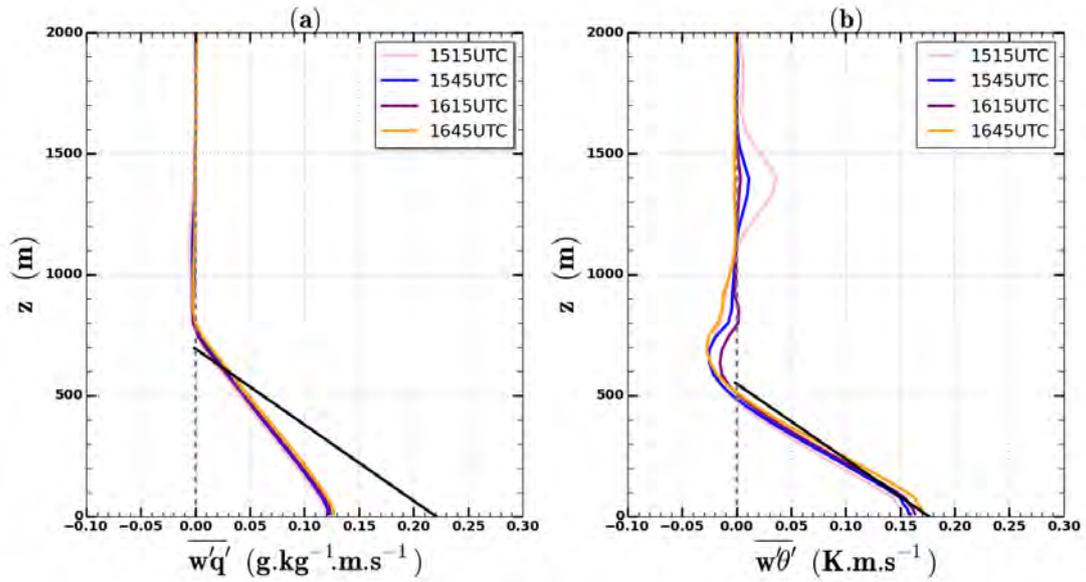


FIGURE 4.16 – Évolution temporelle des profils verticaux simulés (a) du flux d’humidité et (b) du flux de chaleur. Les profils sont moyennés sur des intervalles de 30 mn, l’heure indiquée correspond au milieu de l’intervalle. Les droites noires correspondent aux interpolations linéaires des flux avion.

avait déjà été observée sur les simulations unidimensionnelles (cf. section 3.4.2). Plusieurs hypothèses peuvent être formulées pour tenter d’expliquer cette différence. Les paramétrisations bulk peuvent ne pas être correctement ajustées aux conditions de vents forts (Brunke et al., 2003), ce qui peut expliquer cette différence entre flux simulés et observés. Une autre hypothèse est basée sur la représentation physique de la structure turbulente de la CLAM dans les modèles. En effet, l’organisation particulière sous forme de structures cohérentes peut jouer un rôle prépondérant concernant les échanges verticaux et donc sur les flux de surface, ce qui n’est actuellement pas pris en compte.

## Variances

La comparaison entre les variances simulées et déterminées pour chaque palier avion de cette POI est illustrée sur la figure 4.17. Les variances simulées ont été moyennées sur un segment de 30 mn. La variance de température potentielle simulée est en très bon accord avec les données aéroportées avec notamment la bonne représentation de l’augmentation de la variance à  $z/z_i \sim 0.7$ . Néanmoins, l’absence de paliers dans la partie supérieure de la CLAM ne permet pas de valider ce fort pic de variance de  $1.15 \text{ K}^2$  à  $z/z_i \sim 0.9$ . Ce maximum au sommet de la CLAM est lié aux fortes fluctuations de température potentielle dans la zone d’entraînement. La variance résolue d’humidité spécifique est quasiment constante dans la première moitié de la CLAM et atteint un maximum pour  $z/z_i \sim 0.8$ . Comme pour  $\sigma_\theta^2$ , la zone d’entraînement est également caractérisée dans la simulation par un maximum local de  $\sigma_q^2$ . Ces maxima traduisent les échanges liés aux forts gradients de

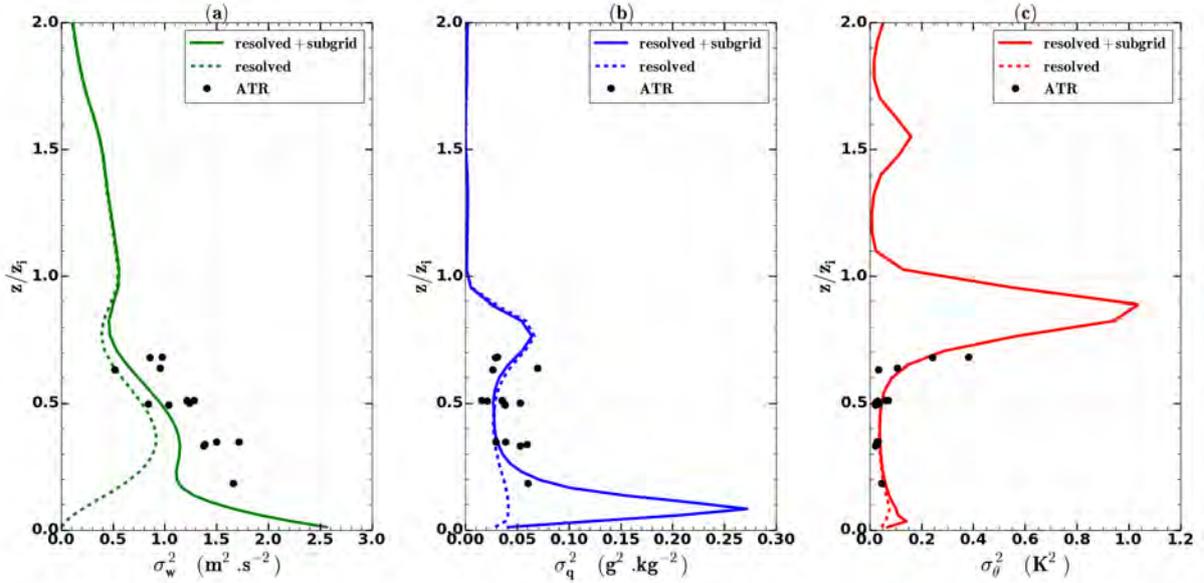


FIGURE 4.17 – Profils verticaux en fonction de l’altitude réduite  $z/z_i$  de la variance (a) de la vitesse verticale, (b) de l’humidité spécifique et (c) de la température potentielle. La partie résolue de la variance simulée est en pontillés et la somme des parties sous-maille et résolue est en traits pleins. Les variances simulées sont moyennées sur un intervalle de 30 mn, entre 1530 UTC et 1600 UTC. Les points noirs correspondent aux observations aéroportées.

température potentielle et d’humidité spécifiques entre la CLAM (masses d’air froides et humides) et l’atmosphère libre (masses d’air chaudes et sèches) (Deardorff, 1974; Sullivan et al., 1998; Couvreur et al., 2005; Canut et al., 2012).

Pour  $z/z_i \sim 0.1$ ,  $\sigma_q^2$  présente un pic à  $0.28 \text{ g}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$  ce qui est très nettement supérieur au reste du profil. Bien qu’il soit nettement plus faible que le maximum dans la zone d’entraînement, ce maximum local est également présent pour la variance de température potentielle. Dans la couche de surface, de nombreuses études expérimentales (Lenschow et al., 1980; Hedde et Durand, 1994) et numériques (Deardorff, 1974) ont mis en évidence une loi de puissance en  $(z/z_i)^{-2/3}$  pour les variances de température potentielle et d’humidité spécifique. Près de la surface, les tourbillons sont petits et ne peuvent être résolus explicitement, ils appartiennent donc majoritairement au domaine sous-maille. C’est la partie sous maille de la variance qui est responsable de ce pic compte tenu des paramétrisations de couche de surface. La chute de variance d’humidité spécifique et de température potentielle dans les premiers niveaux de modèles est suspecte, il est possible que les termes de production mécanique prédominent largement sur les termes de flottabilité (cf. section 4.3.1 concernant le bilan d’ECT).

Le profil de  $\sigma_w^2$  résolue augmente progressivement depuis la surface jusqu’à atteindre un maximum pour  $z/z_i \sim 0.4$ . Cette évolution est conforme aux travaux de Hadfield et al. (1992) ou de Maronga et al. (2014) bien que ceux-ci soient réalisés dans des conditions de surfaces hétérogènes.

### 4.2.5 Distributions

Les distributions permettent de caractériser la gamme de fluctuations ainsi que le degré de dissymétrie d'un champ étudié. La figure 4.18 compare les distributions de  $w'$ ,  $\theta'$  et  $q'$  simulées et observées par mesures aéroportées à quatre altitudes (il n'y a malheureusement pas de palier avion dans la zone d'entraînement à  $z/z_i = 0.9$ ). Afin que ces distributions soient comparables, les échelles spatiales simulées et observées doivent être cohérentes. Les observations aéroportées ont été moyennées à une résolution spatiale de 100 m correspondant à la résolution horizontale de la simulation. Dans la première moitié de la CLAM, l'accord est très bon entre la simulation et les observations pour la vitesse verticale et la température potentielle. Les valeurs maximales sont similaires, les fluctuations turbulentes couvrent alors la même gamme de valeurs. La distribution d'humidité spécifique simulée est globalement bien représentée bien que les maxima soient plus faibles que pour les observations sur toute la hauteur de la CLAM. L'allure des distributions de  $w'$ ,  $\theta'$  et  $q'$  est globalement bien représentée par la simulation malgré une sous-estimation des plus fortes fluctuations de vitesse verticale et d'humidité spécifique dans la partie haute de la CLAM.

## 4.3 Analyse approfondie des structures cohérentes simulées

La simulation LES a pu être validée dans la section 4.2 en comparant les structures moyennes et turbulentes de la CLAM simulée et observée. Il est alors possible d'exploiter cette simulation afin d'approfondir l'analyse de l'organisation particulière du champ turbulent et de compléter l'étude menée sur les données aéroportées.

### 4.3.1 Bilan de l'énergie cinétique turbulente

La contribution des différents termes du bilan d'ECT permet de caractériser la nature de la CLAM en fonction de l'importance du cisaillement et de la flottabilité. Le bilan d'ECT vérifie l'équation 1.23 et les différents termes ont été présentés dans la section 1.1.3. La figure 4.19 représente les profils verticaux normalisés des différents termes du bilan d'ECT moyennés entre 1530 UTC et 1600 UTC. Hormis lors de la première heure simulée (entre 1200 UTC et 1300 UTC) où la structure turbulente n'est pas encore bien stationnaire, les profils verticaux des termes du bilan d'ECT sont stationnaires entre 1300 UTC et 1700 UTC. Dans le premier tiers de la CLAM, c'est le terme de produc-

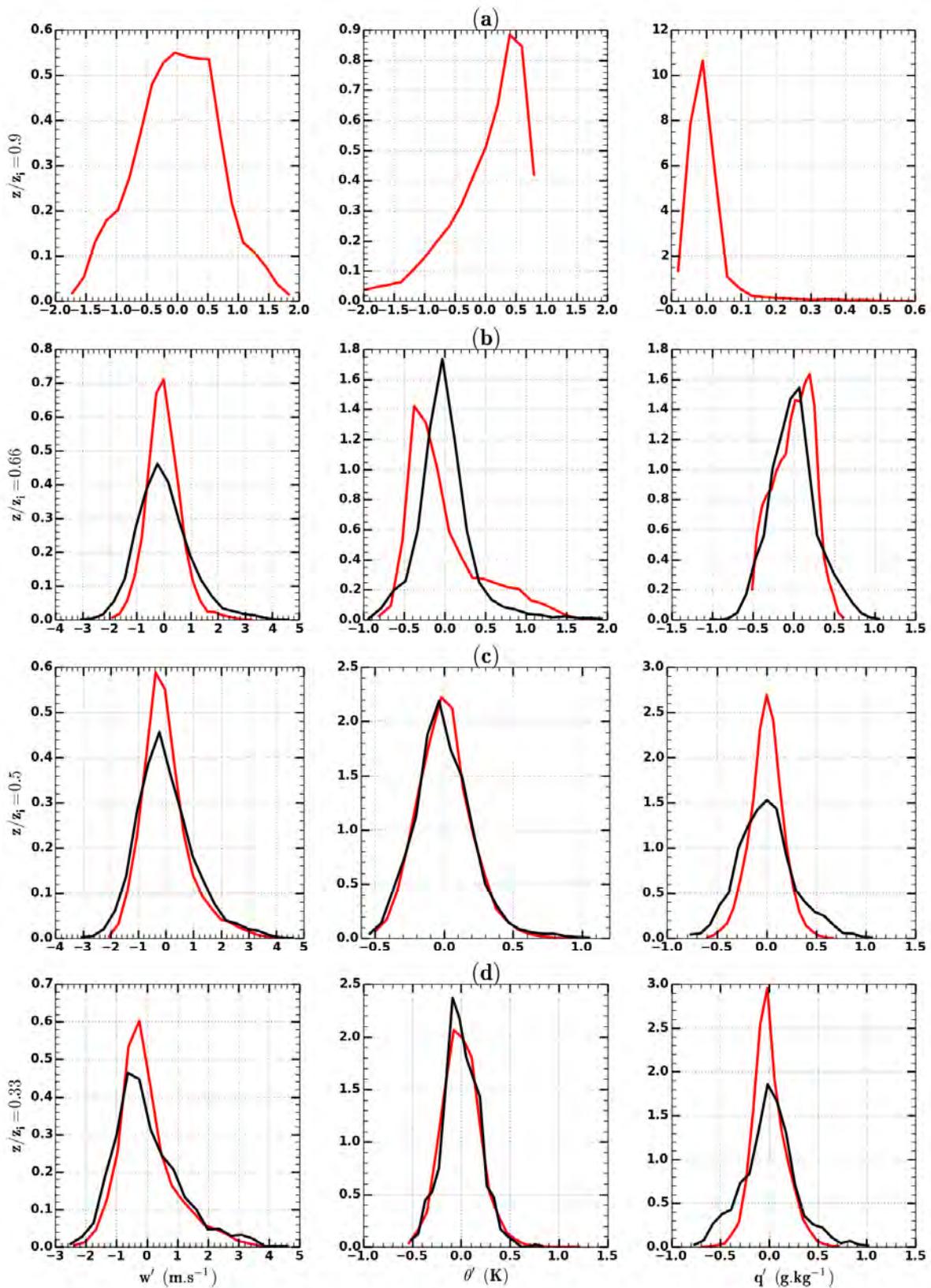


FIGURE 4.18 – Distributions de la vitesse verticale (gauche), de l'humidité spécifique (centre) et de la température potentielle (droite) à (a)  $z/z_i = 0.9$ , (b)  $z/z_i = 0.66$ , (c)  $z/z_i = 0.5$  et (d)  $z/z_i = 0.33$ . Les courbes en noir correspondent aux observations aéroportées moyennées à une résolution de 100 m et les courbes en rouge correspondent aux distributions de la simulation calculées sur des coupes horizontales à l'échéance 1645 UTC (les paliers avion étant réalisés entre 1500 UTC et 1730 UTC).

tion mécanique qui prédomine, elle diminue rapidement mais reste globalement la source prépondérante d'ECT sur toute l'épaisseur de la CLAM. Ce comportement est caractéristique d'une CLAM cisailée comme présentée dans la section 1.1.3 (cf. fig. 1.1). Compte tenu des échanges air-mer importants, le développement turbulent de la CLAM n'est pas uniquement engendré par le cisaillement, le terme de flottabilité est également une source d'ECT dans la première moitié de la CLAM puis diminue progressivement avec l'altitude. Au sommet de la CLAM, le cisaillement et la flottabilité restent positifs et non nuls mais le processus d'entraînement reste relativement peu marqué. Ce résultat est cohérent avec les profils de dissymétries issus des observations aéroportées (cf. fig. 4.11).

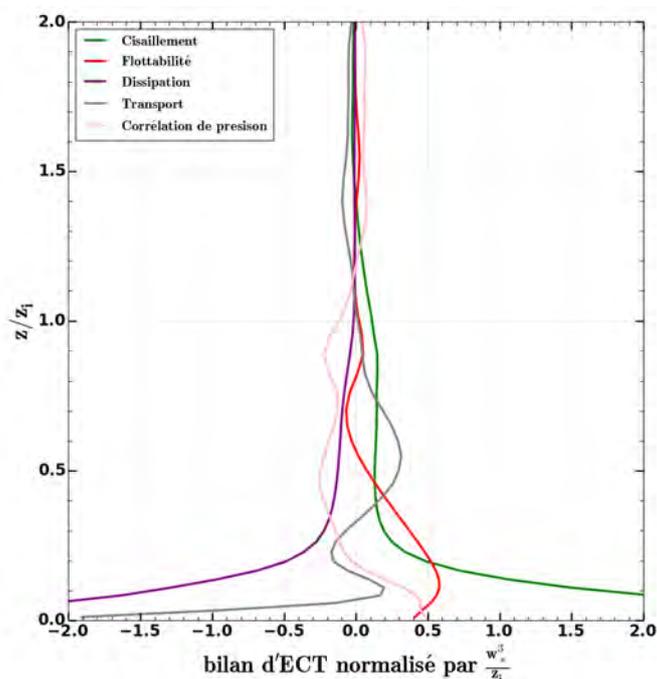


FIGURE 4.19 – Profils verticaux normalisés par la hauteur de la CLAM  $z_i$  des différents termes du bilan d'ECT normalisés par  $\frac{w_i^3}{z_i}$  moyennés entre 1530 UTC et 1600 UTC.

### 4.3.2 Coupes horizontales et rouleaux convectifs

L'évolution temporelle des coupes horizontales de  $w'$  est représentée sur la figure 4.20. Ces coupes horizontales permettent de suivre l'évolution de la structure turbulente de la CLAM ainsi que la formation des structures cohérentes à mesure que les échanges air-mer et l'intensité du vent augmentent. Après seulement 10 mn de simulation (figure 4.20a), l'intensité turbulente est encore très faible, en effet il faut un certain temps (spin-up) pour que la turbulence se développe. Mais dès 1230 UTC (figure 4.20b), des régions étendues caractérisées par une alternance de fluctuations positives et négatives apparaissent. Ces structures sont orientées suivant l'axe du vent géostrophique prescrit ( $DD_g = 300^\circ$ ) puis progressivement, entre 1300 UTC (figure 4.20c) et 1400 UTC (figure 4.20d), ces structures

grossissent et s'orientent suivant l'axe des X, i.e. suivant l'axe du vent moyen calculé par le modèle ( $DD = 270^\circ$ ). Cette orientation des structures suivant l'axe du vent moyen avec un angle de  $30^\circ$  avec le vent géostrophique a également été constaté par [Gryschka et Raasch \(2005\)](#). L'épisode de CAO est déjà bien établi à 1200 UTC, les conditions initiales de la simulation sont propices au développement du champ turbulent sous forme de structures organisées qui sont rapidement simulées et qui se maintiennent tout au long de la simulation avec la même orientation.

Par analogie avec la stratégie de vol mise en place au cours de la campagne HyMeX-SOP2, l'échantillonnage des fluctuations turbulentes simulées dans l'axe du vent moyen (i.e. l'axe des X) et dans l'axe perpendiculaire au vent moyen (i.e. l'axe des Y) permet de mettre en évidence l'anisotropie du champ turbulent. Les figures 4.21a, 4.21c et 4.21e représentent respectivement les coupes horizontales de  $w'$ ,  $\theta'$  et  $q'$  à 1545 UTC et à une altitude de  $z \sim 300$  m. Les figures 4.21b, 4.21d et 4.21f correspondent à deux échantillonnages des fluctuations réalisés suivant l'axe des X et suivant l'axe des Y. Comme pour les données aéroportées (cf. fig. 4.2a et fig. 4.2b), des différences importantes apparaissent entre les deux axes d'observation. Dans l'axe perpendiculaire au vent, les signaux présentent une certaine périodicité avec des ascendances d'environ 800 m et des zones de subsidence moins intenses mais plus larges, d'environ 1000 à 2000 m. Ces caractéristiques sont beaucoup moins marquées dans l'axe du vent moyen (i.e. l'axe des Y). Ces déductions restent ici seulement qualitatives mais cette étude sera approfondie dans la section 4.3.4 avec l'apport de l'analyse spectrale à l'ensemble du champ turbulent.

#### 4.3.3 Coupes verticales et processus d'entraînement

La figure 4.22 est une coupe verticale dans l'axe du vent de la simulation à l'échéance 1630 UTC. Au sommet de la CLAM, à environ 800 m, les fluctuations de température potentielle (figure 4.22b) sont majoritairement positives et les fluctuations d'humidité spécifique (figure 4.22c) sont majoritairement négatives ce qui est en accord avec les distributions de la figure 4.18. Cette corrélation fortement négative au sommet de la CLAM entre les fluctuations de température potentielle et d'humidité spécifique est en accord avec la littérature ([Wyngaard et al., 1978](#); [Berg et Stull, 2004](#); [Couvreur et al., 2005](#)). Elle caractérise les échanges au travers de la zone d'entraînement entre l'atmosphère libre, sèche et chaude, et une CLAM froide et humide ([Sullivan et al., 1998](#); [Canut et al., 2012](#)). Ces intrusions d'air sec sont associées à des vitesses verticales négatives comme ici entre 10 km et 12 km sur l'axe des abscisses où on constate une descente d'air profonde dans la CLAM jusqu'à atteindre la surface ([Mahrt, 1991](#); [Couvreur et al., 2007](#)).

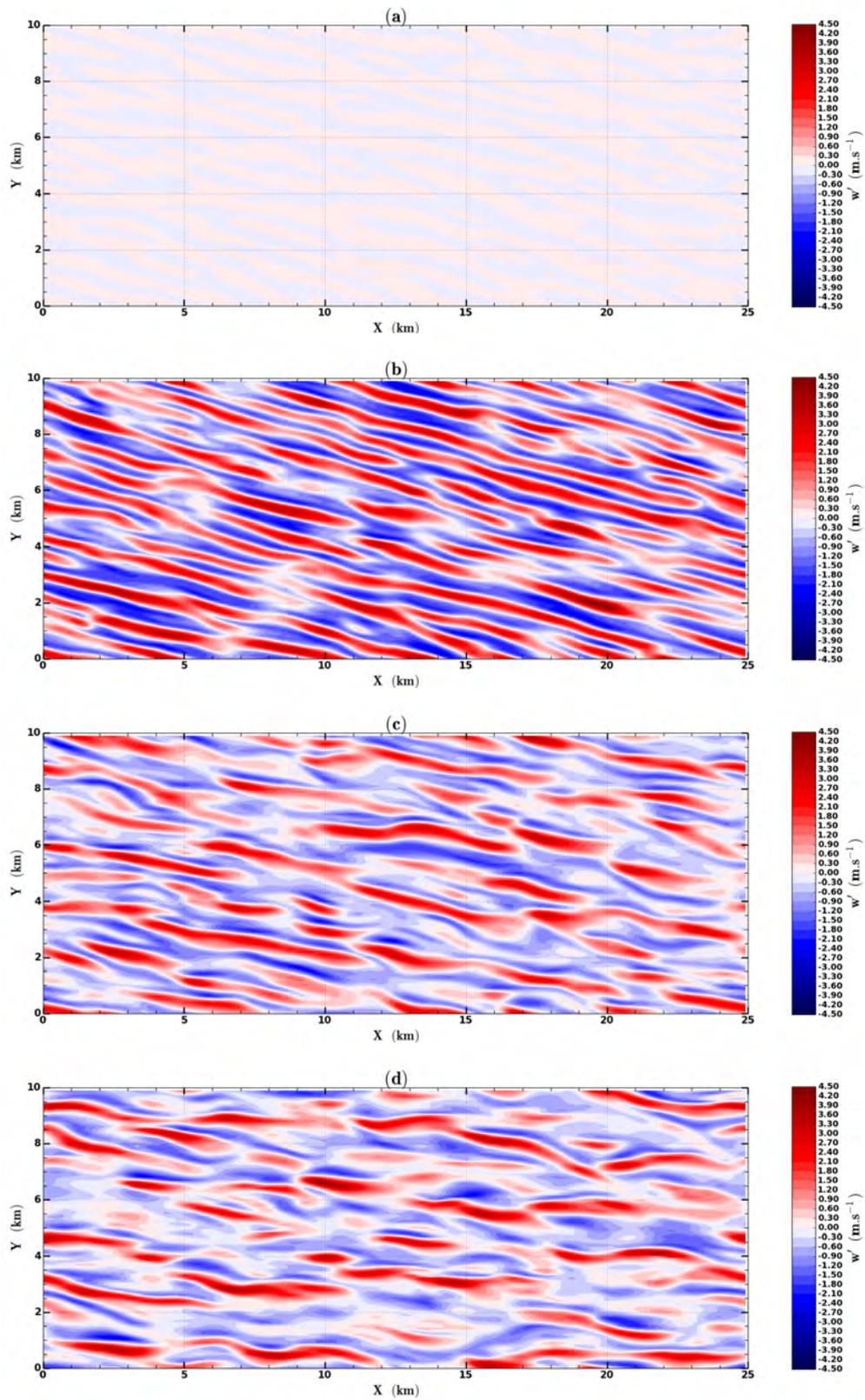


FIGURE 4.20 – Coupes horizontales des fluctuations de la vitesse verticale à  $z \sim 400$  m pour les échéances (a) 1210 UTC, (b) 1230 UTC, (c) 1300 UTC et (d) 1400 UTC.

### 4.3. ANALYSE APPROFONDIE DES STRUCTURES COHÉRENTES SIMULÉES

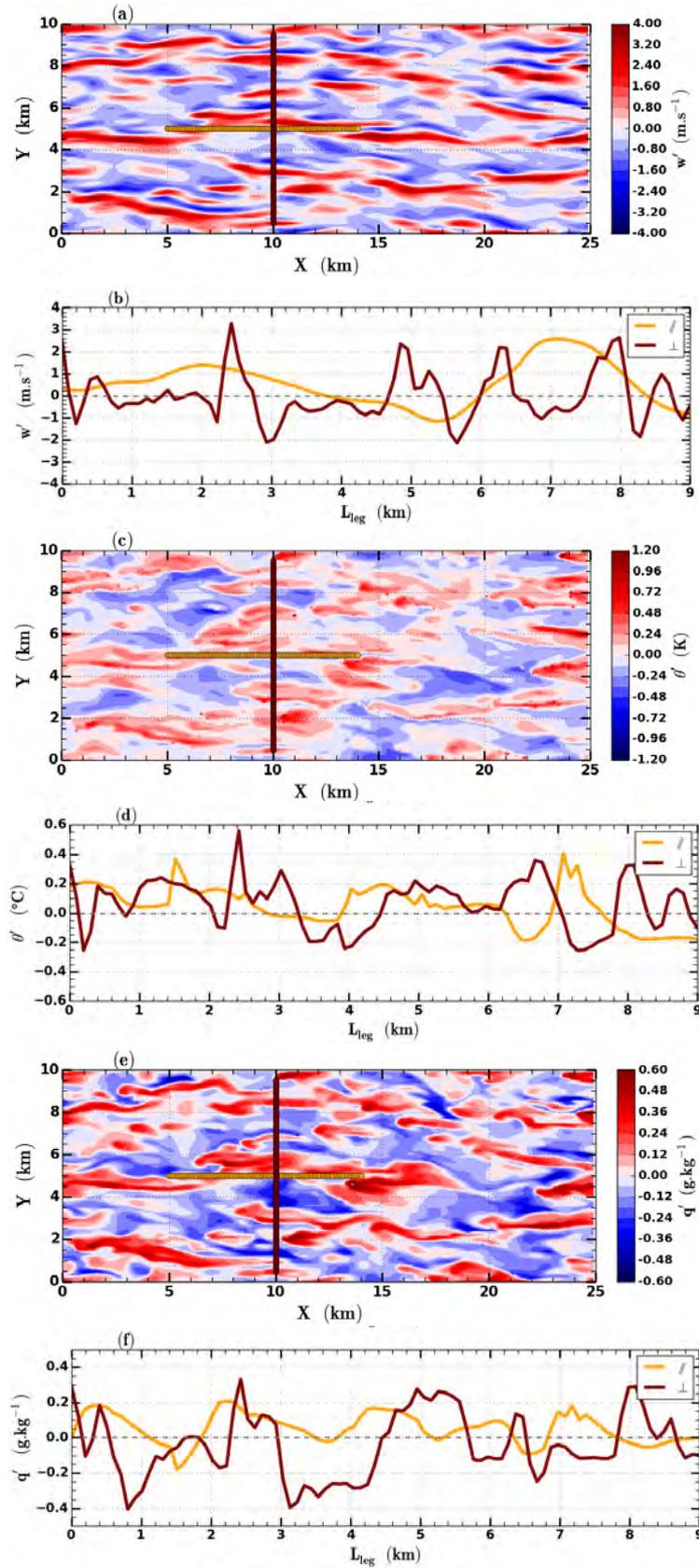


FIGURE 4.21 – Coupes horizontales des fluctuations et échantillonnages unidimensionnels suivant l'axe des X (en orange) et suivant l'axe des Y (en marron) pour (a) et (b) la vitesse verticale, (c) et (d) la température potentielle et (e) et (f) pour l'humidité spécifique réalisés à  $z \sim 300$  m et à l'échéance 1545 UTC.

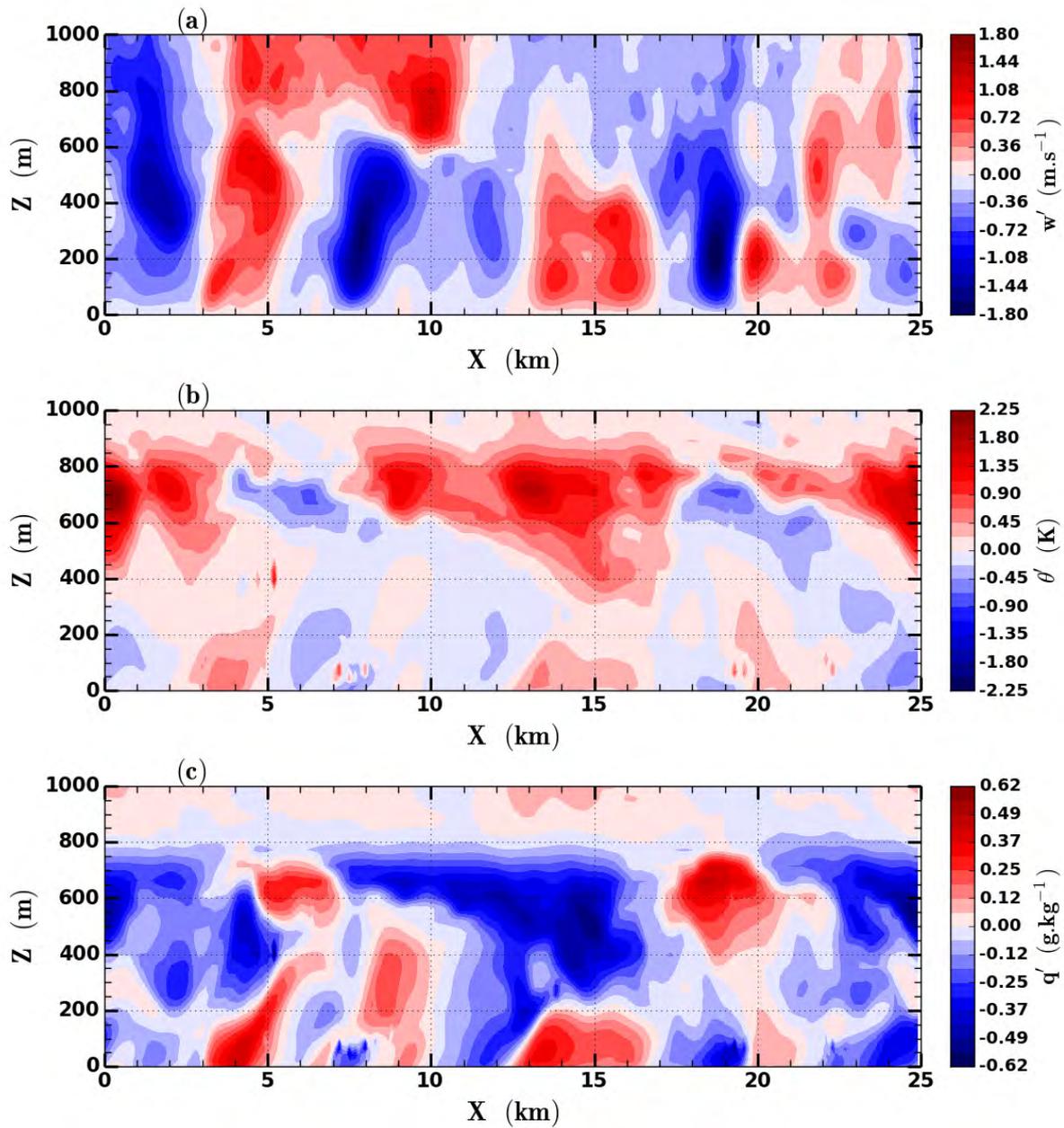


FIGURE 4.22 – Coupes verticales réalisées dans l'axe du vent moyen des fluctuations au milieu du domaine pour  $Y = 5$  km (a) de la vitesse verticale, (b) de la température potentielle et (c) de l'humidité spécifique à l'échéance 1630 UTC.

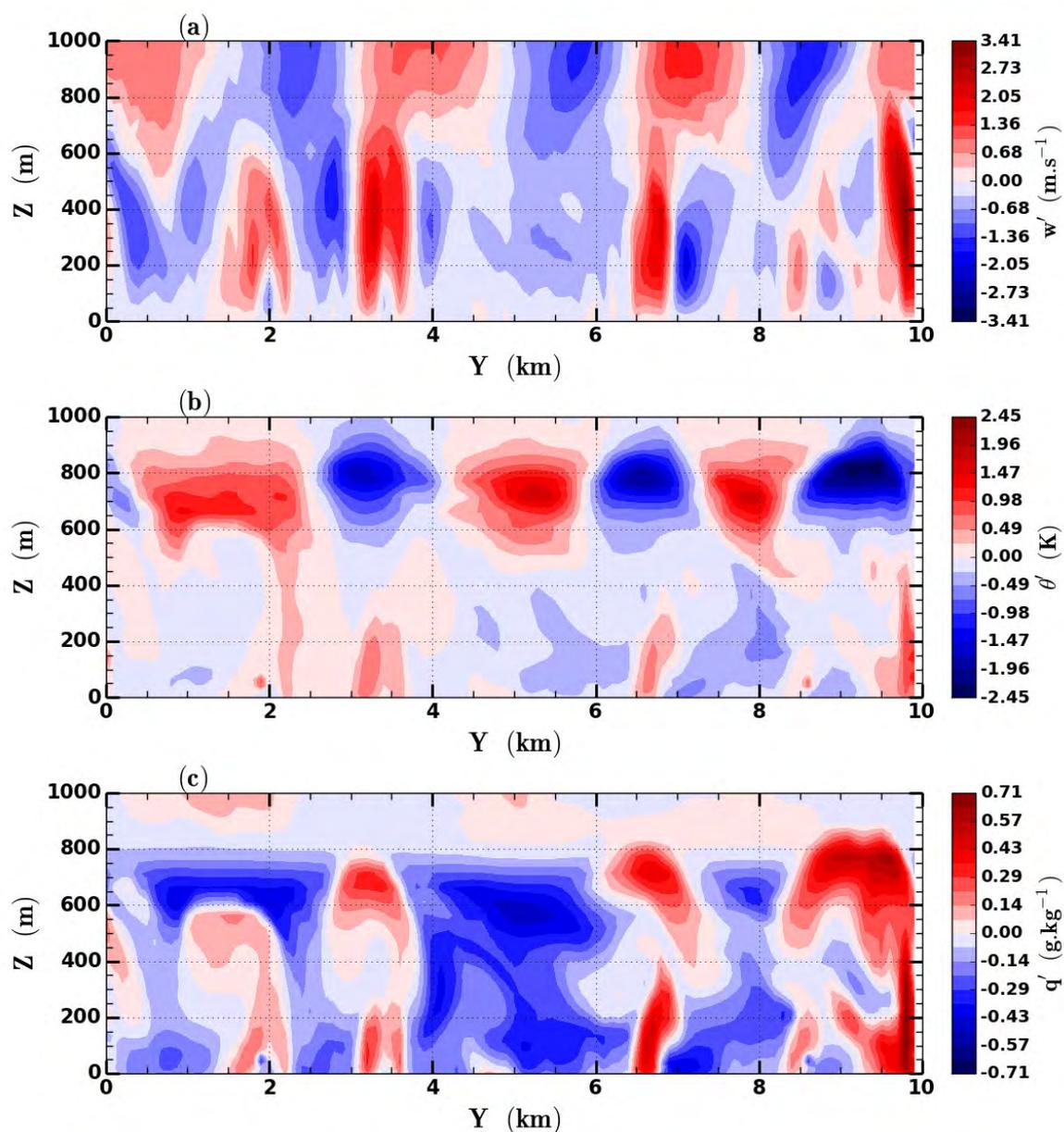


FIGURE 4.23 – Coupes verticales réalisées dans l'axe perpendiculaire au vent moyen des fluctuations au milieu du domaine pour  $X = 12.5$  km (a) de la vitesse verticale, (b) de la température potentielle et (c) de l'humidité spécifique à l'échéance 1630 UTC.

La corrélation négative au sommet de la CLAM entre les fluctuations de température potentielle et d'humidité spécifique est également observée sur la coupe verticale réalisée dans l'axe perpendiculaire au vent moyen et présentée sur la figure 4.23. Les rouleaux convectifs sont très bien observés sur les fluctuations de température potentielle et d'humidité spécifique entre 600 et 800 m.

#### 4.3.4 Analyse spectrale et échelles caractéristiques

Par analogie avec l'étude réalisée sur les données aéroportées, une analyse spectrale a été réalisée sur les champs turbulents simulés. Afin de mettre en évidence l'anisotropie du champ turbulent et de caractériser l'évolution des échelles caractéristiques, les spectres sont calculés suivant les deux directions. Ainsi, pour une coupe horizontale de  $N_x \times N_y$  points, le spectre "//" correspond à la moyenne des  $N_y$  spectres calculés suivant l'axe des X sur les échantillons de taille  $N_x$ . De même, le spectre "⊥" est la moyenne des  $N_x$  spectres calculés suivant l'axe des Y sur les échantillons de taille  $N_y$ . Un diagnostic spectral est également disponible dans MESO-NH (Ricard et al., 2013) qui permet d'accéder aux spectres calculés sur l'ensemble de la coupe horizontale (désignés par la suite comme spectres H2D). Cette méthode est adaptée des travaux de Denis et al. (2002) dans lesquels on utilise une transformée en cosinus discrète bidimensionnelle.

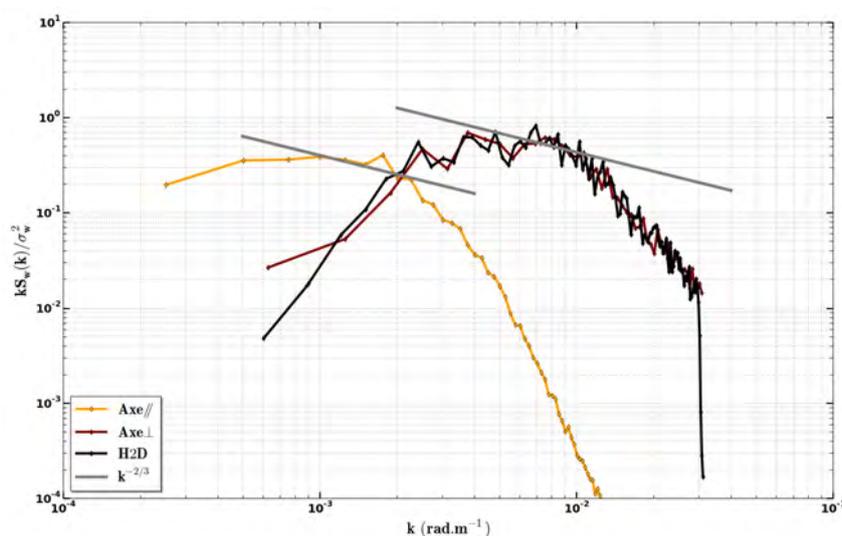


FIGURE 4.24 – Spectres normalisés de la vitesse verticale calculés sur une coupe horizontale à  $z = 280$  m. Les courbes orange correspondent aux spectres calculés dans l'axe du vent moyen ("//") et les courbes marron correspondent aux spectres calculés dans l'axe perpendiculaire au vent moyen ("⊥"). Les courbes en traits pleins correspondent à l'échéance 1545 UTC et les pointillés aux spectres calculés toutes les minutes entre 1530 UTC et 1600 UTC. La courbe noire représente le spectre calculé sur la coupe horizontale à l'aide de la méthode de Ricard et al. (2013).

La figure 4.24 représente les spectres "⊥", "//" et H2D à 1545 UTC à une altitude de 280 m. Les spectres instantanés "⊥" et "//" présentent une faible variabilité temporelle

sur une durée de 30 min, on peut donc considérer que les spectres calculés à 1545 UTC sont bien représentatifs du champ turbulent. L'anisotropie du champ turbulent est ici mise en évidence par des allures de spectre très différentes en fonction de l'orientation. Les spectres " $\perp$ " et sont très proches "H2D" alors que le spectre "//" présente une décroissance très marquée pour des tourbillons de taille inférieure à  $\lambda \sim 3000$  m, la loi de décroissance en  $-2/3$  de la bande inertielle n'étant pas vérifiée. Lothon et al. (2009) et Darbieu et al. (2015) ont également observé une modification de la forme du spectre et une accentuation de la pente du domaine inertiel pouvant être causées par la présence de structures cohérentes. L'impact des structures cohérentes se retrouve également au côté des faibles nombres d'onde avec des échelles qui restent énergétiques jusqu'aux plus grandes dimensions décrites par la simulation. La loi de décroissance en  $-2/3$  n'est respectée que sur une partie limitée du domaine inertiel des spectres " $\perp$ " et H2D puisque que pour des tourbillons de taille inférieure à 500 m la pente s'accroît. Skamarock (2004) s'est appuyé sur l'analyse spectrale pour mettre en évidence une échelle caractéristique, d'environ  $7\delta x$  pour le modèle WRF, à partir de laquelle le modèle numérique s'écarte du cadre théorique. La simulation LES ayant une résolution de  $\delta x = 100$  m, cela peut expliquer cette décroissance rapide du spectre dans le domaine des grands nombres d'onde. Une autre hypothèse envisageable est que le modèle soit trop diffusif. En effet, compte tenu des schémas de discrétisation choisis (cf. section 2.3.3), de la diffusion numérique est incluse au modèle pour éviter l'accumulation d'énergie dans les petites échelles d'environ  $2\delta x$  (Ricard et al., 2013).

Il est envisageable que la simulation LES ne décrive pas du tout le domaine inertiel. Les résultats de l'analyse spectrale des observations interpolées avec le modèle de Kristensen et al. (1989) ont montrés que les estimations du taux de dissipation étaient cohérentes entre les axes "//" et " $\perp$ ". Aux grands nombres d'onde, la turbulence devient isotrope et les spectres "//" et " $\perp$ " calculés à partir des champs turbulents simulés devraient se superposer dans la bande inertielle ce qui n'est pas observé sur la figure 4.24.

Compte tenu de la forme des spectres "//", l'analyse spectrale basée sur le spectre de Kristensen et al. (1989) est impossible en raison de la décroissance très marquée dans le domaine inertiel et de la contribution importante des plus grandes échelles au spectre d'énergie. Malgré la forte variabilité des résultats, l'analyse spectrale a été réalisée sur les spectres " $\perp$ " en filtrant le signal pour éliminer les petites échelles de taille inférieure à 300 m. La figure 4.25 représente les spectres normalisés pour la simulation LES suivant l'axe " $\perp$ " pour une coupe horizontale à  $z = 450$  m et pour un palier avion réalisé à la même altitude. Le modèle de Kristensen et al. (1989) s'adapte bien au spectre avion qui respecte bien la loi de décroissance en  $-2/3$  dans le domaine inertiel. Le spectre de la simulation semble placer le pic d'énergie dans la bonne gamme d'échelles, mais l'interpolation avec le

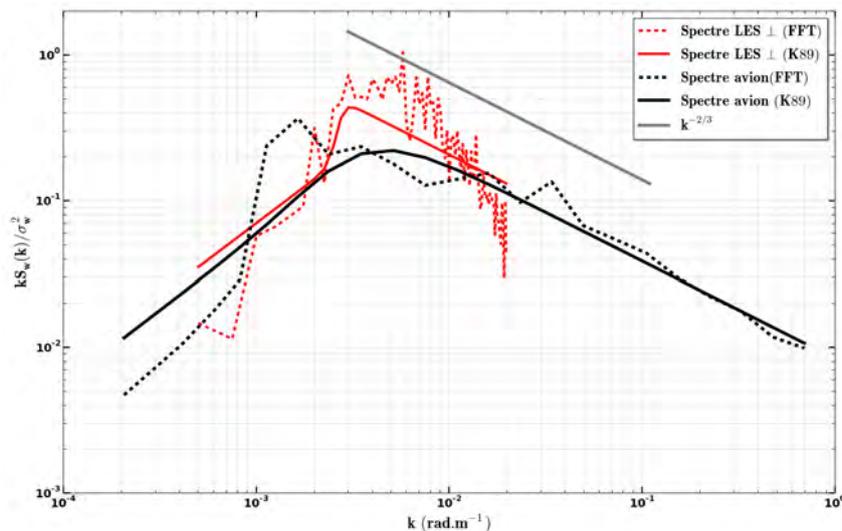


FIGURE 4.25 – Spectres normalisés de la vitesse verticale déduits de la simulation LES et des observations aéroportées. La courbe en pointillés rouges correspond au spectre moyen déduit des spectres calculés suivant l’axe perpendiculaire au vent (i.e.suivant l’axe Y) sur une coupe horizontale. La courbe en pointillées noires correspond au spectre calculé sur un palier avion réalisé perpendiculairement au vent. Ces spectres correspondent à une altitude de  $z = 450$  m et une échéance de 1620 UTC. Les courbes en traits pleins correspondent aux interpolations avec le modèle de [Kristensen et al. \(1989\)](#).

modèle de [Kristensen et al. \(1989\)](#) ne donne pas des résultats satisfaisants, probablement parce que la bande inertielle n’est pas du tout représentée dans la simulation.

## 4.4 Conclusions

Ce chapitre a été consacré à l’étude de la structure turbulente de la CLAM en conditions de vents forts. Cette étude s’appuie à la fois sur des observations aéroportées provenant de la campagne HyMeX-SOP2 et également sur une approche numérique avec une simulation LES afin de caractériser l’organisation du champ turbulent.

L’analyse spectrale réalisée sur les données aéroportées a permis de mettre en évidence l’anisotropie du champ turbulent par le biais des profils verticaux d’échelles caractéristiques telles que l’échelle intégrale, la longueur d’onde du pic spectral ou encore le paramètre de forme. Les échelles caractéristiques calculées sur les paliers " //" présentent des valeurs plus grandes que celles calculées sur les paliers " \perp ". Le champ turbulent présente une organisation particulière avec un allongement des échelles énergétiques dans l’axe du vent moyen. Une analyse spectrale basée sur la transformée de Fourier ne permet pas de décrire complètement ces structures cohérentes présentes dans le champ turbulent. Une perspective à cette étude pourrait être basée sur une analyse en ondelettes afin de mieux préciser les caractéristiques et le rôle des structures cohérentes sur les échanges verticaux.

L'approche numérique repose sur une simulation LES d'un épisode de CAO observé et bien documenté durant la campagne HyMeX-SOP2. Peu d'études numériques de simulations LES par conditions de vents forts sont recensées dans la littérature ce qui constitue un point fort de cette approche numérique. D'autre part, la disponibilité d'observations très complètes de la turbulence permet une évaluation poussée de la simulation. La comparaison entre les sorties LES et les données aéroportées a ainsi permis de valider la simulation qui reproduit correctement l'évolution de la structure turbulente de la CLAM. L'anisotropie a pu être observée sur les coupes horizontales présentant des structures cohérentes avec des signatures corrélées sur les signaux de la vitesse verticale, la température potentielle et l'humidité spécifique. L'analyse spectrale menée sur les données aéroportées a été reconduite sur les spectres simulés. Les comportements très différents des spectres suivant les axes " $//$ " et " $\perp$ " au vent confirment la nature anisotrope du champ turbulent. Cependant les écarts à la théorie de la cascade d'énergie en  $-2/3$  et une description insuffisante du domaine inertiel par la simulation n'ont permis d'appliquer une interpolation avec la forme analytique de [Kristensen et al. \(1989\)](#) que sur un intervalle limité des spectres " $\perp$ ", la comparaison étant impossible pour les spectres " $//$ ". Néanmoins, le manque de représentation du domaine inertiel par la simulation ne permet pas d'exploiter l'interpolation avec le modèle de [Kristensen et al. \(1989\)](#) de façon satisfaisante. De nombreux axes d'exploitation de cette simulation restent à explorer, une analyse conditionnelle permettrait par exemple de caractériser les structures cohérentes simulées ainsi que leurs contributions aux échanges verticaux.



## CHAPITRE 5

---

# Échanges air-mer : estimations issues des observations et représentation dans les modèles

---

### Plan du chapitre

---

<b>5.1</b>	<b>Impact de l'anisotropie sur les estimations de flux turbulents</b>	<b>132</b>
5.1.1	Méthode d'estimation des erreurs . . . . .	132
5.1.2	Calcul des erreurs liées à l'estimation des flux . . . . .	134
5.1.3	Flux corrigés et estimation des flux de surface . . . . .	137
<b>5.2</b>	<b>Comparaison des observations de flux avec les paramétrisations</b>	<b>140</b>
5.2.1	Comparaison avec les estimations bulk de la bouée Lion . . . . .	140
5.2.2	Comparaison avec les flux de surface d'AROME-WMED . . . . .	142
5.2.3	Comparaison avec des flux ajustés par méthode inverse . . . . .	144
<b>5.3</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>146</b>

---

Ce chapitre est dédié aux estimations des flux turbulents de surface. La problématique de l’incertitude des formulations bulk en conditions de vents très forts (Brunke et al., 2003) est au cœur du projet ASICS-MED (cf. section 2.1.2). Afin de fournir des estimations de flux turbulents de surface issues de données turbulentes, une méthode correction des flux a été appliquée aux données aéroportés pour chaque POI de la campagne SOP2-HyMeX. Les travaux concernant cette méthode de correction ainsi que les estimations de flux extrapolés à la surface ont été publiés dans Brilouet et al. (2017). L’impact de l’anisotropie du champ turbulent de la CLAM (mise en évidence dans la section 4) sur les estimations de flux sera abordée. Les estimations de flux à la surface issues des données aéroportées seront alors comparées aux autres sources d’informations telles que les flux bulk calculés à la bouée Lion, les flux de surface extraits d’AROME-WMED ou encore les flux estimés par méthode inverse de Caniaux et al. (2017). L’objectif de l’étude présentée ici n’est pas d’améliorer les paramétrisations de flux de surface mais de présenter une analyse comparative de différentes estimations de flux disponibles.

## 5.1 Impact de l’anisotropie sur les estimations de flux turbulents

### 5.1.1 Méthode d’estimation des erreurs

Pour toute étude s’appuyant sur des mesures expérimentales, il est nécessaire d’évaluer la fiabilité et la précision. Dans le cas de flux d’énergie ou d’espèces en trace calculés par la méthode EC, Hollinger et Richardson (2005) considèrent que la connaissance des incertitudes inhérentes aux mesures de flux permet de définir un intervalle de confiance mais également d’obtenir une estimation plus précise. Plusieurs sources d’erreurs possibles dans l’estimation des flux turbulents peuvent être identifiées. Une première part d’incertitude liée à la précision des capteurs est de l’ordre de 5 – 10 % d’après Hildebrand (1991) mais ne constitue pas la source principale d’erreur. L’application d’un filtre passe-haut et la longueur finie des séries temporelles conduisent à une description incomplète du spectre turbulent avec un mauvais échantillonnage des plus grandes échelles. Lorsque l’estimation des flux turbulents repose sur la méthode EC, l’erreur engendrée peut être séparée en deux contributions telles qu’énoncées par Lenschow et al. (1994) : une erreur systématique et une erreur aléatoire.

Le filtrage passe-haut appliqué aux séries temporelles des paramètres mesurés (cf. section 2.2.1) conduit à deux effets antagonistes. La suppression des plus grosses structures du signal, dont la représentativité est limitée, a un effet positif en réduisant l’erreur aléa-

toire. Cependant, ce filtrage passe-haut introduit une erreur systématique en éliminant la contribution de ces grosses structures aux flux turbulents. La stratégie alors mise en place ici est de compenser cette suppression d'information en appliquant une paramétrisation corrective. Dans ce sens, la valeur du flux corrigé  $F_c$ , considéré comme le meilleur compromis entre les différentes erreurs, est reliée à la valeur du flux filtré  $F_f$  par la relation suivante (Durand et Bourcy, 2001) :

$$F_c = F_f + \Delta_{F_f}(\epsilon_s) \pm \epsilon_r F_f \quad (5.1)$$

avec  $\epsilon_s$  l'erreur systématique,  $\epsilon_r$  l'erreur aléatoire et  $\Delta_{F_f}$  représente la déviation du flux liée à l'erreur systématique. L'erreur systématique traduisant la perte d'information liée au filtrage peut être définie comme la différence entre le flux brut (i.e. non filtré)  $F_u$  et le flux filtré  $F_f$  :

$$\epsilon_s = \frac{F_u - F_f}{F_u} \quad (5.2)$$

En se basant sur les considérations théoriques de Lenschow et al. (1994) et appliquées à des observations par Mann et Lenschow (1994),  $\epsilon_s$  peut être paramétrée par la relation suivante :

$$\epsilon_s = \alpha \mathcal{L}_F \left( \frac{1}{L_c} - \frac{1}{L} \right) \quad (5.3)$$

avec  $\mathcal{L}_F$  l'échelle intégrale de la covariance instantanée correspondant au flux  $F$  qui est calculée par intégration de la fonction d'autocorrélation (eq. 4.7),  $L_c$  la longueur d'onde de coupure du filtre passe-haut et  $L$  la longueur de l'échantillon. La constante de proportionnalité  $\alpha$  est déterminée par régression orthogonale entre les membres de droite des équations 5.2 et 5.3 (Saïd et al., 2010). Une fois la valeur de  $\alpha$  calculée, l'erreur systématique  $\epsilon_s$  est ensuite déterminée grâce à l'équation 5.3 et  $\Delta_{F_f}$  peut être calculée avec la relation suivante :

$$\Delta_{F_f} = \left( \frac{\epsilon_s}{1 - \epsilon_s} \right) F_f \quad (5.4)$$

L'erreur aléatoire  $\epsilon_r$  résulte de la longueur limitée des échantillons. Cette erreur est inévitable car d'un point de vue statistique,  $\epsilon_r$  représente la dispersion aléatoire d'une seule réalisation pour représenter un processus aléatoire. Pour chaque estimation de flux

$F$ , une erreur aléatoire  $\epsilon_r$  peut être estimée pour les séries temporelles brutes ou filtrées (Lumley et Panofsky, 1964; Wyngaard, 1983; Lenschow et al., 1994) :

$$\epsilon_r = \sqrt{\frac{2\mathcal{L}_F}{L}} \sqrt{1 + \frac{1}{r_F^2}} \quad (5.5)$$

avec  $r_F$  le coefficient de corrélation entre les variables de la covariance instantanée correspondant au flux  $F$ . Le calcul de  $\epsilon_r$  est ici réalisé sur les signaux filtrés. En effet, le filtrage entraîne à la fois une diminution de l'échelle intégrale  $\mathcal{L}_F$  et une augmentation du coefficient de corrélation  $r_F$ , l'erreur aléatoire estimée sur les signaux filtrés est alors plus petite que l'erreur aléatoire correspondant aux signaux non filtrés.

Finalement, la connaissance et la paramétrisation des erreurs  $\epsilon_s$  and  $\epsilon_r$  permettent d'aboutir à une forme corrigée de l'estimation du flux  $F_c$  :

$$F_c = \frac{1}{1 - \alpha\mathcal{L}_F \left( \frac{1}{L_c} - \frac{1}{L} \right)} F_f \pm \sqrt{\frac{2\mathcal{L}_F}{L}} \sqrt{1 + \frac{1}{r_F^2}} \quad (5.6)$$

La méthode de correction présentée ici a pour objectif de réduire les incertitudes liées au calcul des flux turbulents. Dans la section suivante, elle sera appliquée à l'ensemble du jeu de données divisé en fonction de l'orientation d'échantillonnage afin d'évaluer l'influence de la direction d'observation sur les estimations de flux turbulents.

### 5.1.2 Calcul des erreurs liées à l'estimation des flux

Les profils verticaux de l'erreur systématique calculée avec l'équation 5.2 commise sur les flux de chaleur et d'humidité sont représentés sur la figure 5.1. L'erreur systématique est principalement positive ce qui traduit bien une perte d'information liée au filtrage passe-haut supprimant la contribution des plus grandes échelles. La valeur moyenne et l'écart-type de  $\epsilon_s$  augmentent dans la première moitié de la CLAM quel que soit le type de flux ou l'orientation de l'échantillon considéré. Cette augmentation est conjointe et directement liée à l'augmentation de la taille des échelles turbulentes telle que présentée dans la section 4.1.2. Les valeurs observées sur les paliers " $\perp$ " sont en accord avec de précédentes études (Mann et Lenschow, 1994; Bernard-Trottolo et al., 2004). Un autre point important est que l'erreur systématique est toujours plus grande pour les paliers " $\parallel$ " que pour les paliers " $\perp$ " comme par exemple dans la première moitié de la CLAM où l'ordre de grandeur de  $\epsilon_s^\perp$  est d'environ 10% à 20% alors que  $\epsilon_s^\parallel$  est plutôt de l'ordre de 30% à 40%. La longueur d'onde de coupure du filtre passe-haut est de 5 km et est la même pour les deux catégories de paliers (cf. section 2.2.1). Pour les échantillons " $\parallel$ ", la

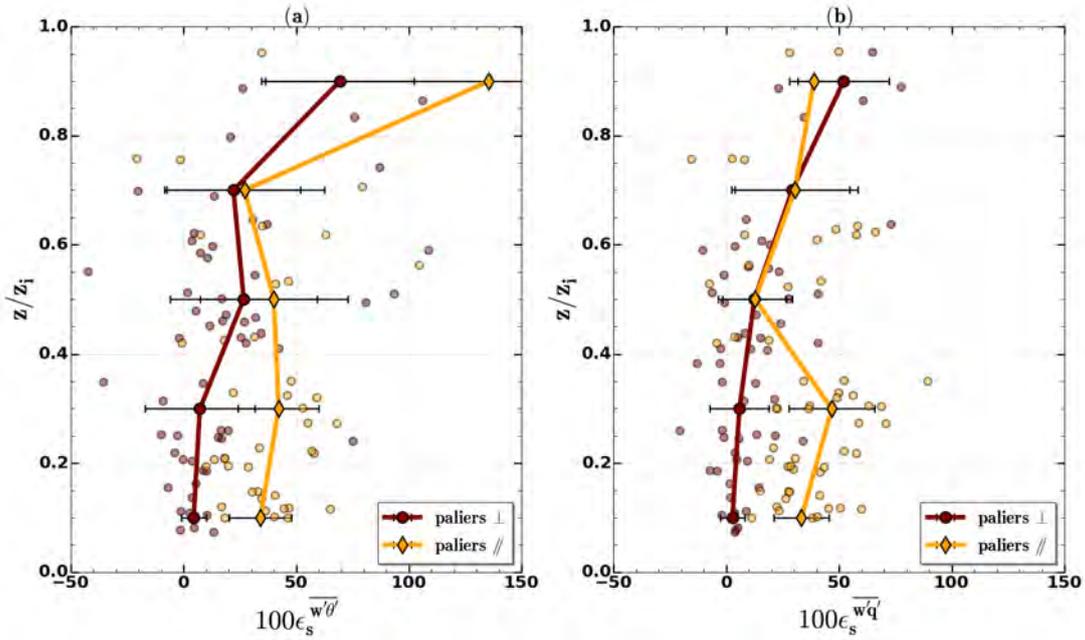


FIGURE 5.1 – Profils verticaux en fonction de l'altitude réduite  $z/z_i$  de l'erreur systématique commise sur les flux cinématiques (a) de chaleur et (b) d'humidité. Les valeurs moyennes et les écarts-types sont tracés pour l'ensemble du jeu de données en distinguant les paliers " //" et les paliers " ⊥ ".

partie du spectre amputée est donc plus large, car les échelles caractéristiques étant plus grandes, leur contribution est plus atténuée par le filtrage.

La valeur de la constante  $\alpha$  (équation 5.3) est obtenue par régression linéaire telle que représentée sur la figure 5.2. Il n'y a pas ici de distinction entre les deux classes de paliers car aucune différence significative sur ce paramètre n'a été observée entre les deux orientations. Néanmoins, les flux de chaleur et d'humidité ont été traités séparément compte tenu d'une erreur systématique toujours plus élevée pour le premier que pour le second. Cela conduit à  $\alpha_{\overline{w'\theta'}} = 10.8$  alors que  $\alpha_{\overline{w'q'}} = 7.7$ . En comparant avec les résultats de la littérature, comme par exemple Lambert et Durand (1999) ou Saïd et al. (2010), ces coefficients sont du même ordre de grandeur.

Bien que le filtrage génère une erreur systématique, il reste bénéfique en réduisant l'erreur aléatoire comme cela est illustré sur la figure 5.3. L'erreur aléatoire est bien atténuée pour les données filtrées par rapport aux données brutes pour le flux de chaleur et le flux d'humidité. Les valeurs moyennes à différentes altitudes de l'erreur aléatoire pour les flux de chaleur et d'humidité filtrés sont répertoriées dans le tableau 5.1. Pour les deux types de flux, les valeurs de  $\epsilon_r$  sont comparables dans la partie basse de la couche limite et augmentent avec l'altitude. Dans la partie haute de la couche limite,  $\epsilon_r$  est plus grande pour le flux de chaleur ce qui est la conséquence des faibles valeurs de ce paramètre dans la zone d'entraînement alors que le flux d'humidité reste significatif jusqu'en haut de la CLAM. Pour  $z/z_i > 0.3$ , la direction d'échantillonnage n'influence que très peu les valeurs

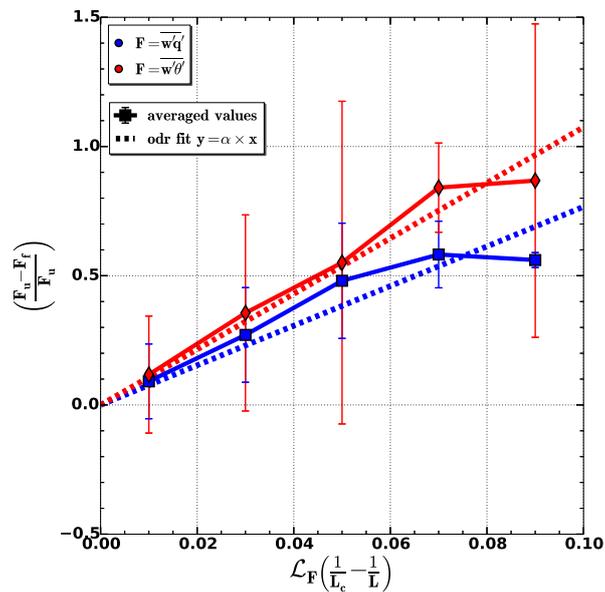


FIGURE 5.2 – Termes de droite des équations 5.2 et 5.3 calculés à partir des données et utilisés pour déterminer la constante  $\alpha$  de l'équation 5.3. Les losanges font référence au flux de chaleur et les carrés au flux d'humidité. Chaque symbole représente une valeur moyenne calculée sur un intervalle de 0.02 et les lignes verticales représentent les écarts-types associés. Les lignes pointillées sont le résultat de la régression orthogonale.

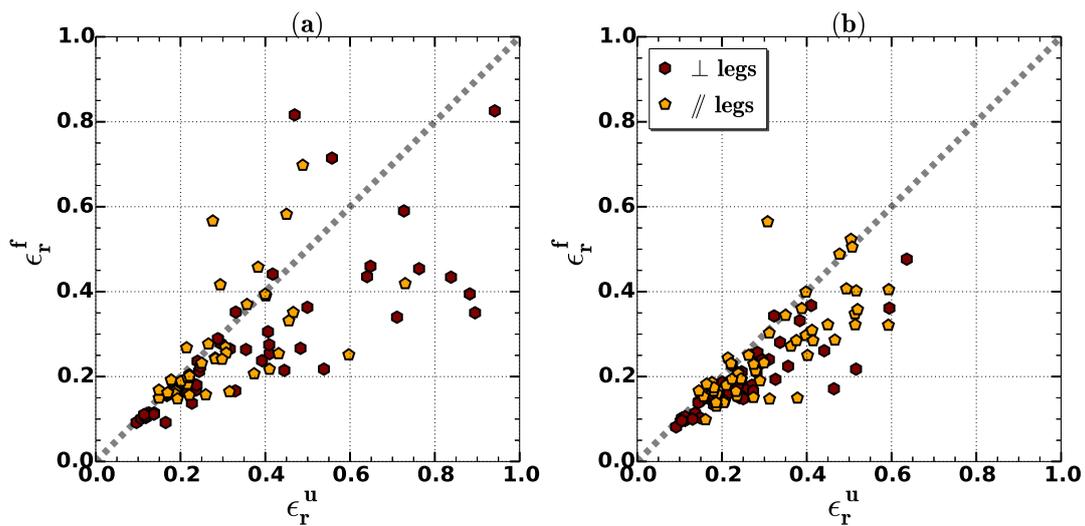


FIGURE 5.3 – Erreurs aléatoires calculées à partir des données filtrées ( $\epsilon_r^f$ ) en fonction de celles calculées à partir des données non filtrées ( $\epsilon_r^u$ ) pour (a) le flux de chaleur et (b) le flux d'humidité.

$z/z_i$	$\epsilon_r(\%)$		$\epsilon_r(\%)$	
	Flux de chaleur		Flux d'humidité	
	//	$\perp$	//	$\perp$
0.9	59.4	62.9	32.4	25.1
0.7	27.0	37.9	19.0	18.0
0.5	38.0	33.7	29.8	21.6
0.3	24.6	23.4	27.8	18.6
0.1	21.8	11.5	19.8	10.2

TABLE 5.1 – Erreur aléatoire  $\epsilon_r$  en pourcentage pour les flux cinématiques de chaleur et d'humidité calculés sur les séries temporelles filtrées et classées en fonction de la direction d'échantillonnage et pour différentes hauteurs normalisées.

d'erreur aléatoire, probablement parce que  $\epsilon_r$  est calculée à partir de paramètres filtrés et donc les plus grandes échelles turbulentes, principale différence des deux orientations, ont été enlevées. Cependant, les différences sont plus marquées dans la partie basse de la CLAM, les échelles turbulentes étant plus petites, l'impact du filtrage est réduit et les différences liées à l'échantillonnage des structures prédominent.

### 5.1.3 Flux corrigés et estimation des flux de surface

La méthode de correction présentée précédemment a été appliquée à chaque vol. Comme cela a été mentionné lors de la présentation des moyens dédiés à l'observation de l'interface air-mer, les mesures de flux turbulents de surface sont difficiles en conditions de vents forts. En ce qui concerne la campagne SOP2 d'HyMeX, l'avion est la seule source d'information "directe" concernant la turbulence et les seules estimations en surface des flux de chaleurs par la méthode EC issues d'observations sont donc celles obtenues par extrapolation linéaire des données aéroportées. En conditions de vents forts, les équations d'évolution de la température potentielle (eq. 1.17) et de l'humidité spécifique (eq. 1.18) peuvent s'apparenter à un équilibre entre les termes d'advection et les flux turbulents. Dans le cas d'un CAO établi, les advections peuvent être considérées comme constantes dans la CLAM (cf. figure 3.21) ce qui entraîne la linéarité des profils de flux de température et d'humidité et justifie l'estimation des flux de surface par régression linéaire sur les flux calculés à différentes hauteurs dans la CLAM.

L'impact bénéfique de la méthode de correction est illustré sur la figure 5.4 avec une comparaison des profils de flux d'humidité issus des données brutes, filtrées et corrigées pour la journée du 09 février 2013. Trois interpolations linéaires sur les flux ont été faites, en considérant les valeurs moyennes, les minima et les maxima des barres d'erreurs. Ceci permet de quantifier une incertitude sur l'estimation des flux de surface. Les flux corri-

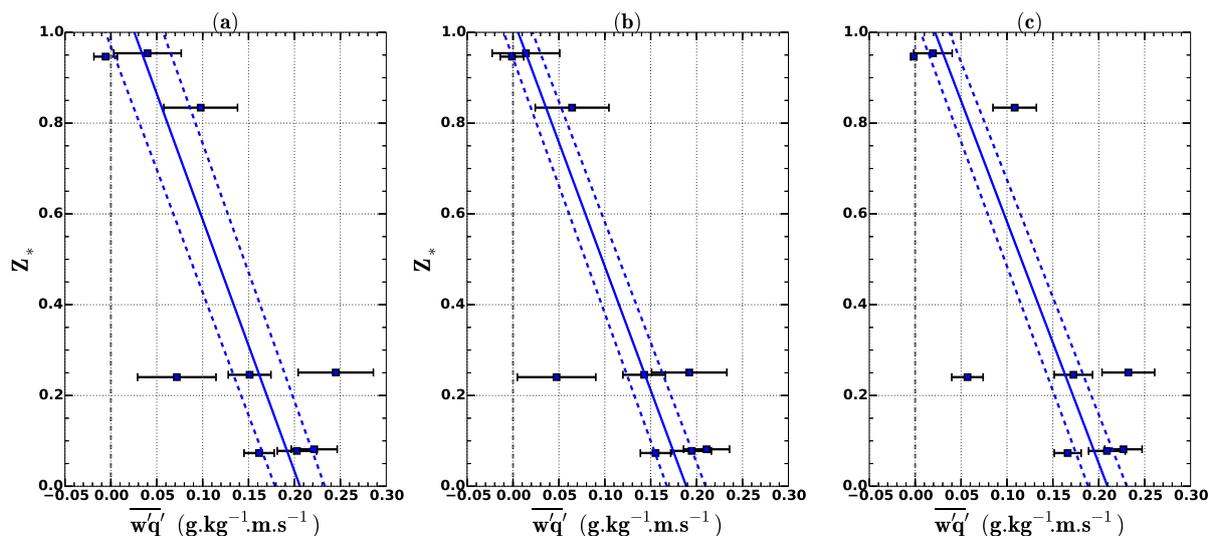


FIGURE 5.4 – Profils verticaux du flux d’humidité  $\overline{w'q'}$  pour le 09 février 2013 sur les paliers " $\perp$ " (a) données brutes, (b) données filtrées et (c) données corrigées. Les carrés représentent les valeurs de flux estimés et les barres horizontales correspondent à l’erreur aléatoire. Les lignes bleues en traits pleins et en pointillés sont les interpolations linéaires respectivement des valeurs de flux et des extrémités des barres d’erreurs.

gés, calculés avec l’équation 5.1, présentent en comparaison avec les données brutes une réduction conséquente de la barre d’erreur liée à l’estimation du flux de surface. De plus, l’amputation d’une partie du spectre turbulent causée par le filtrage passe-haut est compensée par la paramétrisation (eq. 5.3) et les valeurs des flux corrigés se rapprochent en moyenne des valeurs brutes. Finalement, la méthode de correction permet de réduire l’incertitude sur l’estimation des flux turbulents de surface sans biaiser leur valeur moyenne.

Cependant, ce traitement de données ne compense pas l’influence des structures organisées sur les estimations de flux. Des biais importants liés à la direction d’échantillonnage peuvent engendrer des sous-estimations conséquentes des flux turbulents de surface lorsque les paliers " $\parallel$ " sont considérés et ce particulièrement en conditions de vents forts favorisant la formation de rouleaux longitudinaux. La figure 5.5 illustre bien ce phénomène. En effet, les écarts entre les estimations des flux turbulents de surface sont très importants entre les deux directions d’échantillonnage. Les paliers " $\parallel$ " conduisent systématiquement à une sous-estimation des flux. Dans le cas présenté ici, l’écart entre les paliers " $\parallel$ " et les paliers " $\perp$ " sur l’estimation du flux de chaleur sensible est de  $46 \text{ W.m}^{-2}$  et est encore plus conséquente sur le flux de chaleur latente avec une sous-estimation de plus de 50% correspondant à un écart de  $338 \text{ W.m}^{-2}$ . Lorsque des écarts importants sont observés entre les deux classes, les estimations issues des paliers " $\perp$ " seront privilégiés car la représentativité des structures échantillonnées dans l’axe perpendiculaire au vent moyen est plus robuste que dans l’axe d’allongement des rouleaux convectifs. Cook et Renfrew (2015) ont comparé des données aéroportées collectées près de la surface avec des estimations bulk au

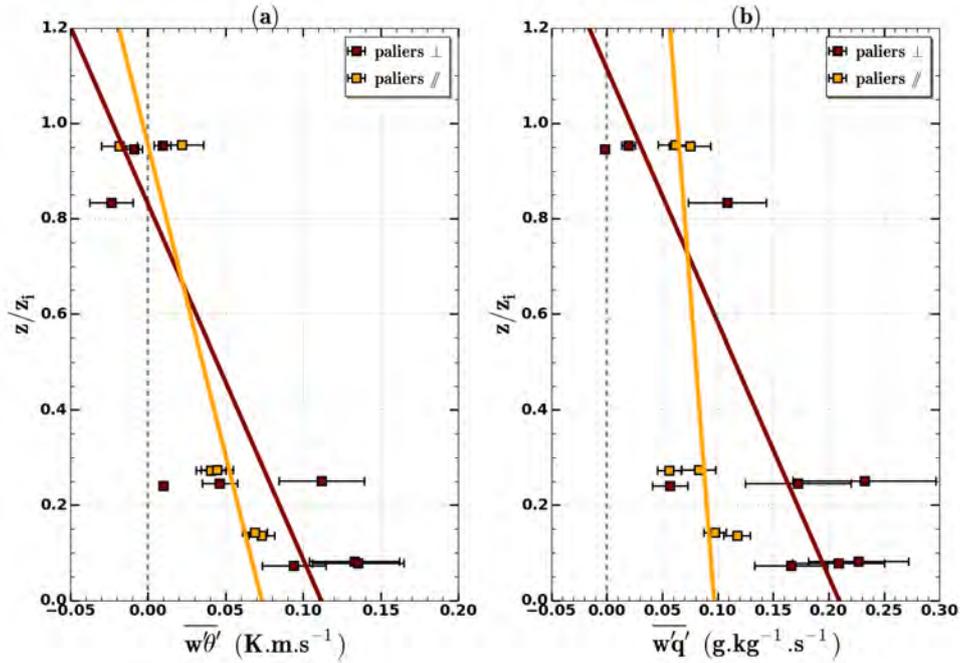


FIGURE 5.5 – Profils verticaux des flux corrigés (a) de chaleur  $\overline{w'\theta'}$  et (b) d'humidité  $\overline{w'q'}$  pour le 09 février 2013 en distinguant les paliers " //" et les paliers " ⊥ ". Les carrés représentent les valeurs de flux estimés et les barres horizontales représentent l'erreur aléatoire. Les lignes en traits pleins sont les extrapolations linéaires des flux jusqu'à la surface.

large des îles britanniques, concluant à une mauvaise qualité des flux issus des paliers " // ". Comme mentionné par [Lothon et al. \(2007\)](#), l'échantillonnage unidirectionnel d'un champ turbulent tridimensionnel ou le manque de représentativité des structures cohérentes sur des paliers de taille limitée reste actuellement une des problématiques importantes de l'étude expérimentale de la CLA par moyens aéroportés.

La figure 5.6 représente les flux de chaleur sensible et de chaleur latente à l'interface air-mer estimés par extrapolation en fonction de l'intensité moyenne du vent dans la CLAM. Dans une approche bulk (eq. 2.1), les flux de surface sont proportionnels à l'intensité du vent et aux gradients de température et d'humidité entre l'air et la surface. Bien que ces gradients thermodynamiques soient différents d'un jour de vol à un autre, la tendance générale est que, lorsque l'intensité du vent augmente, les flux turbulents s'intensifient et les différences entre les deux directions d'échantillonnage augmentent. Dans la suite de l'étude, lorsque les écarts entre les deux classes sont trop importants, seuls les paliers " ⊥ " seront pris en compte pour l'estimation des flux de surface. Ces flux turbulents peuvent servir de référence pour évaluer la qualité des flux bulk calculés à la bouée Lion, les flux de surface utilisés dans le modèle AROME-WMED ou encore les flux ajustés déduits d'une méthode inverse par [Caniaux et al. \(2017\)](#).

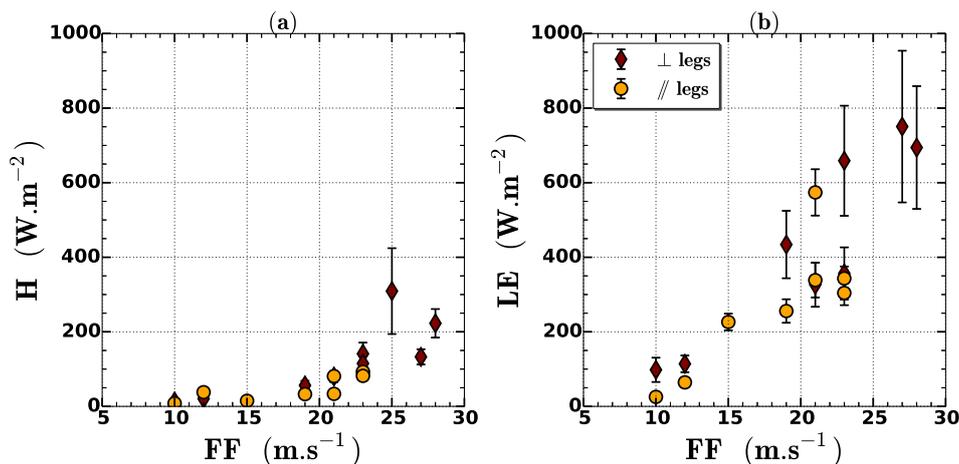


FIGURE 5.6 – Estimations des flux turbulents de surface en fonction de l'intensité moyenne du vent au sein de la CLAM : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les losanges marron correspondent aux paliers "⊥" et les disques orange aux paliers "//". Les extrémités des barres verticales indiquent les valeurs extrapolées à partir des extrema liés à l'erreur aléatoire (cf. eq. 5.6).

## 5.2 Comparaison des observations de flux avec les paramétrisations

### 5.2.1 Comparaison avec les estimations bulk de la bouée Lion

Les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées peuvent être comparés aux flux de la bouée Lion calculés à partir de différents algorithmes bulk. La figure 5.7 présente la comparaison entre les estimations de flux de chaleur sensible et de chaleur latente déduites des données avion avec les estimations réalisées à la bouée Lion à l'aide des paramétrisations déjà évoquées précédemment, COARE (Fairall et al., 2003) et ECUME (Belamari, 2005) mais également avec l'algorithme de Moon et al. (2007) utilisé pour les cas de cyclones et la méthode de Andreas et al. (2008) qui tient compte des embruns marins. Les estimations du flux de chaleur sensible montrent une assez bonne concordance entre les estimations avion et à la bouée Lion, la valeur à la bouée étant généralement située dans l'intervalle de confiance du flux avion. Néanmoins des disparités apparaissent entre les différentes paramétrisations et les estimations aéroportées en fonction de l'intensité des flux. La paramétrisation ECUME produit globalement les plus fortes estimations. Les épisodes du 09 février 2013 et du 14 mars 2013 présentent des écarts respectifs de  $170 W.m^{-2}$  et de  $238 W.m^{-2}$  entre les flux ECUME et les flux aéroportés. En ce qui concerne le flux de chaleur latente, la paramétrisation MOON conduit systématiquement aux estimations les plus fortes en comparaison des autres paramétrisations qui conduisent à des estimations proches les unes des autres. En effet, cette paramétrisation

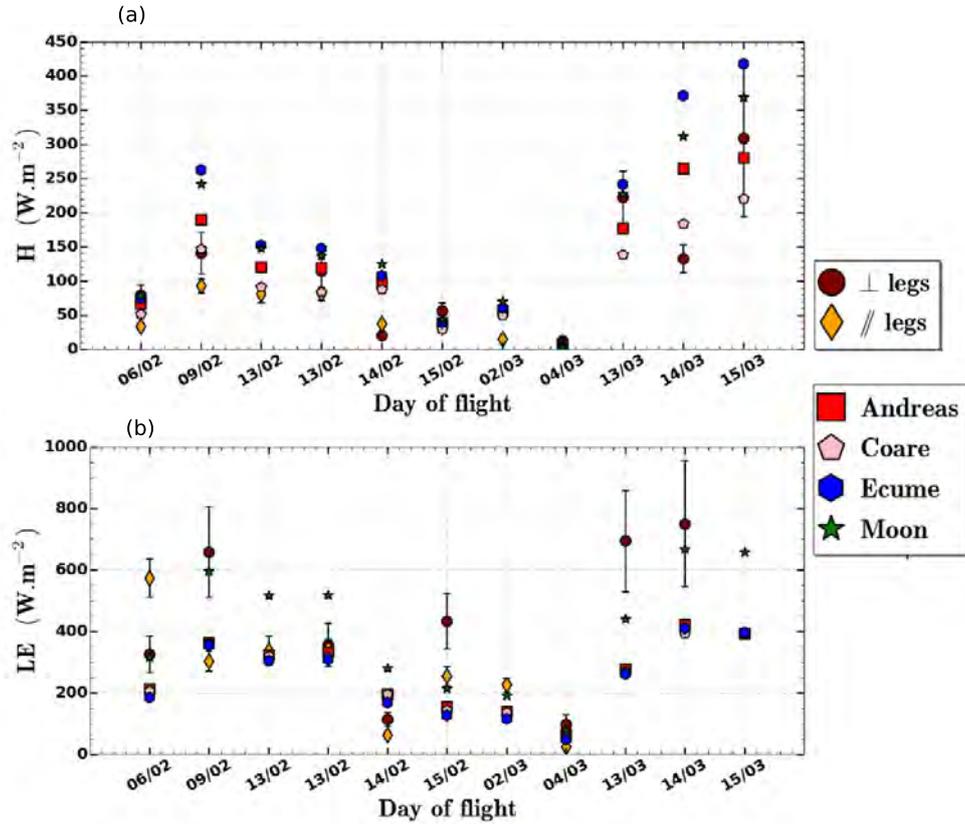


FIGURE 5.7 – Flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et les flux bulk calculés à la bouée avec l’algorithme COARE (Fairall et al., 2003), ECUME (Belamari, 2005), MOON (Moon et al., 2007) et ANDREAS (Andreas et al., 2008) : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les extrémités des barres verticales indiquent les valeurs extrapolées à partir des extrema liés à l’erreur aléatoire des estimations aéroportées.

est construite afin de représenter les flux dans les cyclones (ou ouragans), en conditions de vents très forts pour lesquels le flux de chaleur latente est amplifié. Les estimations aéroportées de flux de chaleur latente sont cependant majoritairement supérieures aux flux bulk, l’écart pouvant devenir grand et même dépasser l’intervalle de confiance comme c’est le cas pour le 15 février 2013 ou le 13 mars 2013.

La comparaison entre les estimations aéroportées et les flux bulk de la bouée Lion est entachée d’un certain nombre d’incertitudes. L’une d’elles est la distance entre ces deux plateformes qui sont parfois très éloignées l’une de l’autre comme indiqué dans le tableau 5.2. Les conditions météorologiques et les masses d’air observées peuvent alors être différentes, l’avion étant souvent dans une zone où le flux de Mistral ou de Tramontane était maximal. Afin de prendre en compte les conditions de vent observées par l’avion et par la bouée Lion, la comparaison entre les flux aéroportés et les flux de la bouée Lion (calculés avec l’algorithme COARE) est illustrée sur la figure 5.8 avec l’information sur le rapport entre l’intensité du vent observée par avion, moyenné sur toute la CLAM, et l’intensité de vent enregistrée par la bouée Lion et extrapolée à 10 m. Compte tenu

des différences entre la mesure aéroportée et la mesure à la bouée, notamment sur la hauteur de mesure, le rapport entre les intensités de vent doit être regardé non pas en valeur absolue, mais relativement d'une situation à l'autre. Une bonne concordance entre les estimations avion et à la bouée Lion est observée pour le flux de chaleur sensible, la valeur à la bouée étant généralement située dans l'intervalle de confiance du flux avion. En ce qui concerne le flux de chaleur latente, la dispersion est plus importante et des différences conséquentes apparaissent entre les deux plateformes de mesure, en particulier pour les conditions où les rapports de vitesse entre les deux plateformes sont les plus forts. Cependant, il est nécessaire de rester prudent quant aux déductions issues de cette comparaison puisque les masses d'air documentées ne sont pas exactement les mêmes. L'avion permet de documenter à la fois des régimes de Tramontane ou de Mistral (comme rappelé dans le tableau 5.2) alors que la bouée Lion est ancrée dans une zone intermédiaire entre ces deux flux.

Deux scénarios peuvent être établis pour expliquer ces comportements. L'intensité du vent et les gradients de température et d'humidité entre la surface et l'atmosphère sont des paramètres-clé des formulations bulk, si l'accord sur le flux de chaleur sensible est bon mais que les caractéristiques des masses d'air observées par l'avion et la bouée Lion sont différentes, alors il est possible que le flux de chaleur sensible estimé à la bouée soit trop fort. Sous cette hypothèse, la sous-estimation du flux de chaleur latente à la bouée peut être imputée à une intensité de vent plus faible observée à la bouée Lion. Un autre scénario envisageable est que le flux de chaleur sensible calculé à la bouée Lion soit correct et que le flux de chaleur latente soit effectivement mal représenté par les formulations bulk qui conduiraient à des flux de chaleur latente trop faibles. L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est de fournir, à partir des données aéroportées, les meilleures estimations possibles de flux extrapolés à la surface avec une marge d'incertitude pour les différentes POI de la campagne SOP2-HyMeX. L'étude reste donc au niveau de comparaison entre les estimations aéroportées et les flux bulk, l'objectif n'étant pas de proposer des améliorations de paramétrisations des flux turbulents de surface mais ce point sera évoqué comme perspectives de cette étude.

### 5.2.2 Comparaison avec les flux de surface d'AROME-WMED

Les sorties AROME-WMED contiennent les valeurs des flux de chaleur sensible et de chaleur latente cumulés depuis l'initialisation à minuit. Par différence entre deux échéances, il est possible d'extraire des flux moyennés sur une heure. Pour chaque POI, les valeurs moyennées spatialement sur la zone de vol et les écarts-types associés représentant

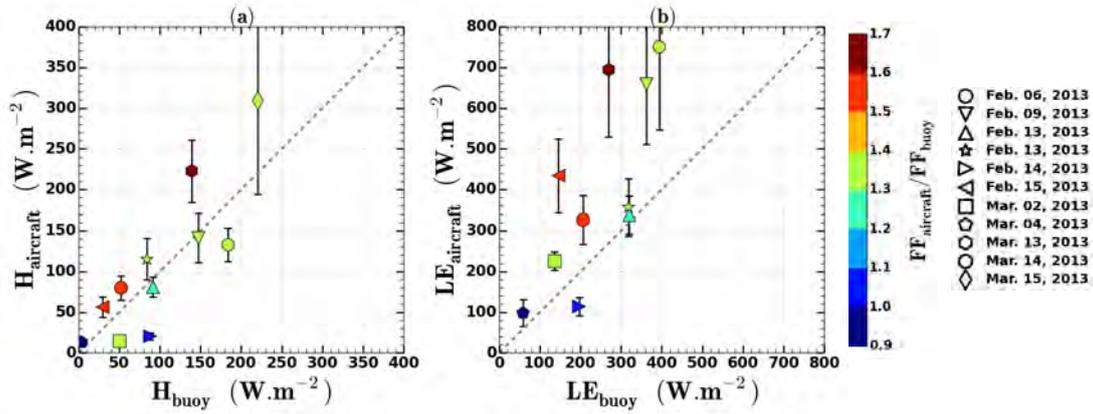


FIGURE 5.8 – Comparaisons entre les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et calculés à la bouée avec l’algorithme COARE : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les symboles correspondent aux différents jours de vols comme indiqué dans le tableau 5.2. La palette de couleur correspond au rapport de l’intensité moyenne du vent au sein de la CLAM enregistrée par l’avion à l’intensité du vent enregistrée à la bouée Lion.

N° de vol	Date	POI	Régime de vent	Distance moyenne avion-bouée (en km)	Symbole
04	Feb. 06	21c	Mistral	85	○
05	Feb. 09	21d	Mistral	94	▽
08	Feb. 13	22a	Tramontane	53	△
09	Feb. 13	22a	Tramontane	49	★
10	Feb. 14	22c	Tramontane	53	▷
11	Feb. 15	22c	Mistral	117 =	◁
15	Mar. 02	25	Tramontane	94	□
16	Mar. 04	26		220	◇
20	Mar. 13	28	Tramontane	48	○
21	Mar. 14	28	Tramontane	57	○
22	Mar. 15	28	Tramontane	32	◇

TABLE 5.2 – Distance entre la zone de vol et la bouée Lion pour les différentes journées de POI de la campagne HyMeX-SOP2.

la variabilité sur la zone de vol ont été calculés. La figure 5.9 représente la comparaison entre les estimations aéroportées et les flux turbulents extraits d’AROME-WMED.

Comme observé lors de la comparaison avec les flux de la bouée Lion calculés avec l’algorithme COARE, les flux de chaleur sensible montrent une bonne concordance entre les estimations avion et les flux d’AROME-WMED. De même, les flux de chaleur latente sont assez proches pour des valeurs inférieures à  $400 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  puis la différence augmente pour les plus fortes valeurs. Bien que moins grandes que pour les observations, les écarts-types des flux extraits d’AROME-WMED ne sont pas négligeables et peuvent atteindre une incertitude de  $\pm 27 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pour le flux de chaleur sensible et  $\pm 37.5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pour le flux de chaleur latente.

Que ce soit le flux de chaleur latente extraits d’AROME-WMED ou celui calculé à la bouée Lion via les diverses paramétrisations, il sous-estime systématiquement les estimations aéroportées. Contrairement à la comparaison avec les flux de la bouée Lion,

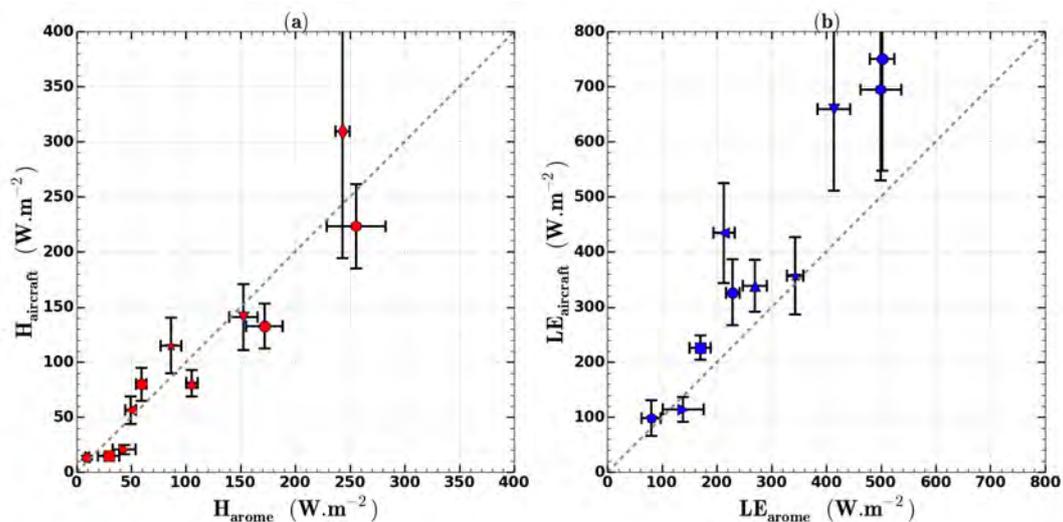


FIGURE 5.9 – Comparaisons entre les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et extraits d'AROME-WMED sur une zone représentative du vol : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les symboles correspondent aux différents jours de vols comme indiqué dans le tableau 5.2. Les barres verticales correspondent à l'erreur aléatoire sur les flux aéroportés et les barres horizontales sont les écarts-types des flux extraits d'AROME-WMED sur la zone de vol.

la co-localisation entre la zone de vol et le modèle est ici parfaite. Cela donne du poids à l'hypothèse que le flux de chaleur latente est sous-estimé par les formulations bulk. Cela a déjà été observé lors de précédentes études sur les flux turbulents en conditions de CAO par [Chou \(1993\)](#). Cette sous-estimation pourrait être causée par une mauvaise représentation de la structure turbulente de la CLAM. En effet, des conditions de vents forts peuvent conduire à une organisation turbulente particulière sous forme de structures cohérentes comme cela a été présenté dans la section 4.1.2. Il est possible que ces structures jouent un rôle majeur quant au transport vertical de masse et d'énergie ce qui n'est actuellement pas pris en compte dans les paramétrisations bulk basées sur une approche paramétrée de la turbulence. Cette problématique semble être une piste à explorer pour améliorer la connaissance des processus d'échanges air-mer et leurs représentations dans les modèles mais dépasse le cadre de cette étude.

### 5.2.3 Comparaison avec des flux ajustés par méthode inverse

Une autre source d'information concernant les flux turbulents de surface provient des travaux de [Caniaux et al. \(2017\)](#). Elle permet de s'affranchir des nombreuses incertitudes liées aux paramétrisations bulk. Ces travaux s'inscrivent en partie dans la problématique du projet ASICS-MED (cf. section 2.1.2) visant une amélioration de la représentation des échanges air-mer intenses se produisant lors d'épisodes de CAO. Ce jeu de données a été construit à l'aide d'une méthode inverse développée par [Caniaux et al. \(2005\)](#) lors de la campagne POMME (Programme Océan Multidisciplinaire Mésos-Echelle) ([Mémery,](#)

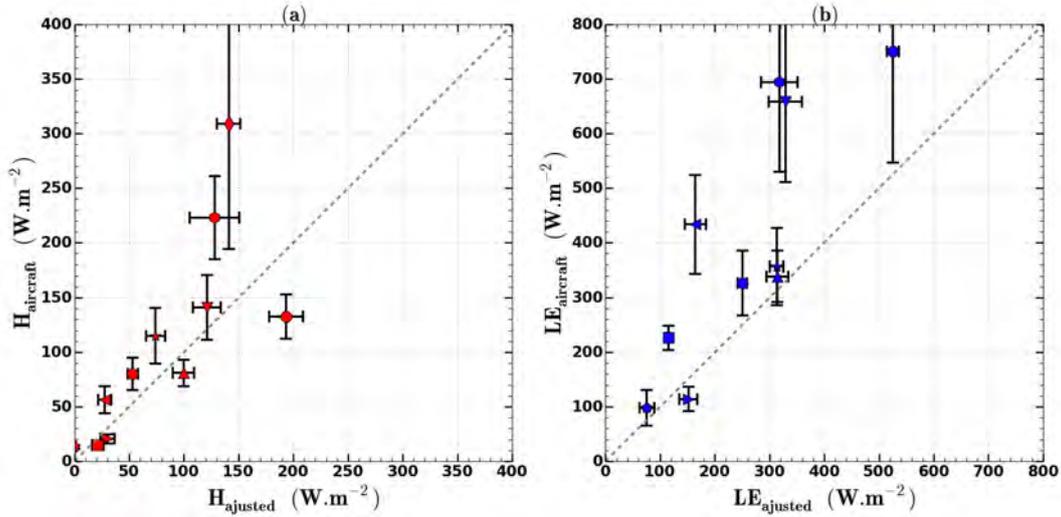


FIGURE 5.10 – Comparaisons entre les flux turbulents de surface estimés à partir des données aéroportées et des flux ajustés par méthode inverse (Caniaux et al., 2017) sur une zone représentative du vol : (a) flux de chaleur sensible et (b) flux de chaleur latente. Les symboles correspondent aux différents jours de vols comme indiqué dans le tableau 5.2. Les barres verticales correspondent à l’erreur aléatoire sur les flux aéroportés et les barres horizontales sont les écarts-types dus à la variabilité spatiale des flux simulés sur la zone de vol.

2005). Cette méthode est basée sur un modèle de colonne océanique (Gaspar et al., 1990) qui est forcé par des advections horizontales et une estimation initiale des flux de surface calculés avec l’algorithme COARE à une fréquence horaire. L’objectif est alors de simuler l’évolution de la colonne d’eau la plus proche possible des observations disponibles dans le golfe du Lion entre le 1er août 2012 et le 31 juillet 2013. Pour cela, la méthode inverse est basée sur l’utilisation d’un algorithme génétique (Carroll, 1996) qui permet, via l’optimisation de paramètres de contrôles, d’aboutir à des flux turbulents ajustés. Les flux de chaleur latente et de chaleur sensible sont disponibles à la fréquence journalière et avec une résolution horizontale de  $0.04^\circ$  en longitude et en latitude. La comparaison entre les flux avion et ces flux ajustés présente certaines limites. Les observations aéroportées sont limitées à 11 POI et dont leur représentativité temporelle est limitée à la durée des mesures (i.e. environ 2 h) ce qui, dans le cas de situations évolutives, peut être difficilement comparable à des flux journaliers.

Comme pour l’étude comparative entre les estimations avion et les flux AROME-WMED, les flux de chaleur sensible et de chaleur latente moyennés spatialement sur la zone de vol et les écarts-types associés englobant la zone de vol ont été calculés pour chaque POI. La figure 5.10 représente la comparaison entre les estimations aéroportées et les flux turbulents ajustés de Caniaux et al. (2017). Les flux aéroportés et les flux ajustés sont bien corrélés pour des flux de chaleur sensible  $H < 150 \text{ W.m}^{-2}$  et des flux de chaleur latente  $LE < 300 \text{ W.m}^{-2}$ . Pour des valeurs de flux turbulents plus importantes, les flux ajustés sous-estiment là encore les flux aéroportés, plus nettement pour  $LE$  que pour  $H$ . Les flux

ajustés sont des données journalières, l'impact du cycle diurne est en général minime au-dessus de la mer mais les POI ont été réalisées dans des épisodes de vents forts, souvent instationnaires, et la moyenne sur une journée peut lisser considérablement les valeurs de flux ce qui peut en partie expliquer les différences observées avec les estimations avion représentatives d'échanges air-mer localisés dans le temps (sur la durée du vol). Malgré tout, la corrélation entre les deux estimations est correcte, bien que celles-ci relèvent de méthodologies complètement différentes.

### 5.3 Conclusion

Les flux turbulents de chaleur et d'humidité déterminés à l'aide de la méthode d'Eddy-Correlation ont été corrigés afin de limiter au maximum les incertitudes liées à l'échantillonnage. Cette étude est importante dans le cadre du projet ASICS-MED car elle conduit à une amélioration des estimations de flux de chaleur sensible et de chaleur latente. Les études comparatives de ces estimations aéroportées confrontées aux flux bulk de la bouée Lion, aux flux d'AROME-WMED et aux flux ajustés de [Caniaux et al. \(2017\)](#) montrent une bonne corrélation pour le flux de chaleur sensible et pour des flux de chaleur latente faibles à modérés  $LE < 300 \text{ W.m}^{-2}$ . Cependant, pour des valeurs plus fortes, le flux de chaleur latente est systématiquement sous-estimé par rapport aux estimations aéroportées. Ces différences peuvent être liées à une représentation peu robuste des échanges air-mer par les paramétrisations bulk en conditions de vents très forts ([Brunke et al., 2003](#)). Il est également envisageable que les structures cohérentes participent de façon prépondérante aux échanges verticaux.

Enfin, une surestimation des flux aéroportées est possible bien qu'il n'apparaisse pas de raisons instrumentales ou méthodologiques évidentes pour remettre en cause les observations. De plus, des études numériques menées sur la formation d'eaux denses dans le golfe du Lion et les conditions favorables au déclenchement de la convection océanique ([Herrmann et Somot, 2008](#); [Herrmann et al., 2010](#); [Somot et al., 2016](#)) montrent la nécessité d'avoir des flux de surface plus forts que les flux estimés par les paramétrisations bulk à la bouée Lion. Ces résultats valident l'hypothèse de sous-estimations des flux bulk et plutôt qu'une surestimation des flux aéroportés.

Bien que la méthode de correction des flux permette de réduire les erreurs inhérentes à la mesure, des difficultés liées à l'organisation particulière du champ turbulent sous la forme de structures cohérentes restent à considérer. Les rouleaux bidimensionnels peuvent atteindre une extension horizontale de plusieurs dizaines de kilomètres ce qui rend délicat l'échantillonnage unidirectionnel avec un avion par exemple.

---

# Conclusions et Perspectives

---

## Conclusion générale

Les océans recouvrent environ 70 % de la surface de notre planète, la connaissance et la compréhension des mécanismes d'échanges à l'interface air-mer ainsi que l'évolution de la CLAM sont fondamentales pour améliorer les modèles de prévision du temps et les scénarios climatiques. La structure de la CLAM résulte des interactions multiples entre les processus agissant sur une large gamme d'échelles spatiales et temporelles. Ainsi, la compréhension globale de l'évolution de la CLAM nécessite une connaissance locale de l'ensemble des processus atmosphériques et océaniques. Ceci est d'autant plus critique lors d'épisodes de CAO associés à de fortes interactions air-mer pouvant conduire à une modification rapide et significative de la structure moyenne et turbulente de la CLAM ainsi que de la surface.

Les principaux objectifs de cette étude ont été d'évaluer les conséquences d'épisodes de CAO sur l'évolution de la structure moyenne de la CLAM ainsi que sur l'organisation du champ turbulent. Les échanges air-mer intenses associés aux épisodes de CAO ont également été au cœur de l'étude avec une problématique liée à leur quantification expérimentale et leur représentativité par rapport aux flux turbulents paramétrés.

L'étude s'est articulée autour de deux approches complémentaires, l'exploitation d'observations et l'utilisation d'un modèle atmosphérique. Ce travail s'inscrit dans le cadre du programme HyMeX centré sur la compréhension et la quantification du cycle de l'eau en Méditerranée afin d'améliorer la prédictibilité des événements météorologiques intenses. Les données utilisées pour cette étude ont été collectées lors de la campagne de mesure SOP2 d'HyMeX dont l'objectif était de documenter les épisodes de vents forts et la formation d'eaux denses. Elle s'est déroulée du 27 janvier au 15 mars 2013 dans la partie nord-occidentale du bassin méditerranéen qui est une région propice aux épisodes de CAO. En effet, le Mistral et la Tramontane sont des vents régionaux qui transportent des masses d'air continentales froides et sèches au-dessus d'une mer relativement plus

---

chaude. Au-dessus de la mer, l'avion est une plateforme de mesure particulièrement adéquate pour l'échantillonnage de la CLAM. Au cours de cette campagne, 11 épisodes de CAO ont été documentés par l'avion de recherche français ATR42 avec des conditions de vents majoritairement forts, de plus de  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . L'instrumentation embarquée à bord de l'ATR42 a permis de mesurer les caractéristiques thermodynamiques (pression, température et humidité) et dynamiques (vecteur vent) avec une fréquence d'échantillonnage de  $25 \text{ s}^{-1}$  permettant d'accéder ainsi aux fluctuations turbulentes des différents paramètres. La structure verticale moyenne était déterminée à l'aide des sondages aéroportés réalisés en début et/ou en fin de vol. L'organisation du champ turbulent a pu être étudié à l'aide de paliers réalisés dans l'axe du vent moyen ou perpendiculairement à ce dernier. Les résultats déduits de l'exploitation des observations aéroportées ont ensuite été approfondis en s'appuyant sur la modélisation d'un épisode de CAO observé durant la campagne avec des vents supérieurs à  $25 \text{ m.s}^{-1}$  avec le modèle MESO-NH. Un cadre unidimensionnel a permis d'évaluer les termes de forçages nécessaires à la modélisation réaliste du développement de la CLAM à parti des champs AROME-WMED. Enfin une simulation LES a permis d'approfondir les caractéristiques thermodynamiques et turbulentes de la CLAM soumise des conditions de vents forts.

La synthèse des principaux résultats peut être présentée en distinguant les trois principaux axes de l'étude.

### **Conséquences d'épisodes de CAO sur la structure moyenne de la CLAM**

Les caractéristiques moyennes de la CLAM des 11 épisodes de CAO ont été déterminées à l'aide des sondages aéroportés réalisés en début et/ou en fin de vol. Les valeurs d'humidité spécifique et de température potentielle dans la CLAM s'étendent sur une large gamme respectivement de  $2.4 \text{ g.kg}^{-1}$  à  $5.2 \text{ g.kg}^{-1}$  et de  $3.0 \text{ }^\circ\text{C}$  à  $12.0 \text{ }^\circ\text{C}$ . En période hivernale, la SST est approximativement de  $13 \text{ }^\circ\text{C}$  et varie très peu dans le golfe du Lion ce qui conduit à des gradients de température très forts entre la surface et l'atmosphère. Le pompage de chaleur résultant de la prépondérance des flux de chaleur sensible et de chaleur latente devant les flux radiatifs conduit à un refroidissement et une salinisation des eaux de surface. La formation de ces eaux denses peut conduire au déclenchement de la convection océanique. Du point de vue de la CLAM, le pompage de chaleur engendre un réchauffement et une humidification de la masse d'air avec des flux de chaleur sensible et de chaleur latente pouvant atteindre respectivement  $310 \text{ W.m}^{-2}$  et  $750 \text{ W.m}^{-2}$ .

Pour étudier la dynamique de la CLAM, son épaisseur  $z_i$  est une échelle caractéristique fondamentale pour décrire les processus. Intuitivement, pour des conditions de vent établi au-dessus d'une zone de SST homogène, on s'attend à une CLAM bien mélangée avec une

---

zone d'inversion marquée au sommet. La détermination de  $z_i$  pour les différents épisodes de CAO documentés a permis de mettre en évidence de fortes hétérogénéités spatiales et/ou temporelles sur ce paramètre. La présence de nuages peut conduire à des hétérogénéités de  $z_i$  et à des situations de découplage de la couche nuageuse avec la surface qui sont difficilement détectables sur les profils thermodynamiques. Pour limiter les incertitudes concernant la définition de  $z_i$ , l'utilisation des profils thermodynamiques a été combinée à une méthode basée sur le profil du taux de dissipation de l'ECT développée par [Lambert et Durand \(1999\)](#). Pour des vents modérés (i.e.  $FF < 15 \text{ m.s}^{-1}$ ) la CLAM est peu épaisse avec  $z_i < 750 \text{ m}$  alors qu'en condition de vents forts (i.e.  $FF > 20 \text{ m.s}^{-1}$ ) l'extension verticale de la CLAM est systématiquement supérieure à 1000 m et peut atteindre 1850 m.

L'étude de la structure moyenne de la CLAM a ensuite été poursuivie avec une approche numérique unidimensionnelle d'un épisode CAO observé durant la campagne dans le golfe du Lion avec le modèle MESO-NH. Le cas du 13 mars 2013 présente toutes les caractéristiques d'un épisode de CAO avec un établissement progressif au cours de la journée et des conditions de vents forts ( $FF \sim 25 \text{ m.s}^{-1}$ ) qui se maintiennent pendant plusieurs heures. Les forçages atmosphériques nécessaires à la simulation unidimensionnelle de la CLAM ont été calculés à partir des champs AROME-WMED sur plusieurs tailles de domaines. Cela a permis de s'assurer de la convergence des estimations et de leur représentativité spatiale. La validation des forçages est délicate car les observations disponibles ne permettent pas d'estimer ces termes précisément. Néanmoins, les évolutions temporelles du vent géostrophique et des advections horizontales de température potentielle et d'humidité spécifique sont bien représentatives de l'établissement d'un épisode de CAO avec un flux de Tramontane nettement défini. La vitesse verticale joue un rôle important sur l'évolution de la structure moyenne de la CLAM simulée. Des tests de sensibilité aux forçages atmosphériques et aux flux de surface ont été réalisés afin d'évaluer l'impact des différents termes sur le développement de la CLAM. Dans le cas considéré, la vitesse verticale engendre un mélange vertical irréaliste. Pour résoudre ce problème, le modèle a alors été contraint à l'aide d'advections totales adaptées afin de ne conserver que les contributions dans les basses couches. En ce qui concerne les flux de chaleur et d'humidité, le flux de chaleur sensible est conforme aux observations aéroportées alors qu'il se dégage une sous-estimation systématique du flux de chaleur latente simulé par MESO-NH ou extrait d'AROME-WMED. Finalement, une configuration de référence a pu être mise au point en conservant la contribution du vent géostrophique et les advections totales lissées ainsi que les flux calculés par le modèle avec la paramétrisation COARE. Cette configuration de référence reproduit de façon satisfaisante la structure moyenne de la CLAM observée.

---

## Organisation du champ turbulent de la CLAM lors d'épisodes de CAO

La structure particulière du champ turbulent de la CLAM soumise à des conditions de vents forts a été observée à l'aide d'images satellites au-dessus du golfe du Lion avec la couverture nuageuse qui suit l'organisation des rouleaux convectifs dans l'axe du vent moyen sous la forme de rues de nuages. Cette anisotropie est également observée sur les séries temporelles des fluctuations turbulentes avec des échantillonnages distincts suivant leurs orientations par rapport au vent. L'anisotropie a également été révélée de façon qualitative grâce à une analyse en ondelette. La structure turbulente a ensuite été étudiée en s'appuyant sur une analyse spectrale des données aéroportées. Les spectres observés ont été confrontés au modèle analytique de [Kristensen et al. \(1989\)](#) permettant ainsi d'accéder aux caractéristiques spectrales turbulentes. Les profils verticaux des échelles caractéristiques telles que l'échelle intégrale, la longueur d'onde du pic spectral ou le paramètre de forme ont permis de mettre en évidence l'anisotropie du champ turbulent. En effet, le champ turbulent présente une organisation particulière avec un étirement des tourbillons énergétiques dans l'axe du vent moyen. D'importants flux turbulents de surface associés à des vents forts sont des conditions favorables à la formation de structures organisées au sein de la CLAM. Ces résultats ont été publiés dans [Brilouet et al. \(2017\)](#).

Afin d'approfondir l'étude de la structure turbulente réalisée à l'aide des données aéroportées, une approche numérique a été adoptée avec une simulation LES réalisée grâce à la configuration de référence déterminée lors de l'étude de la structure moyenne de la CLAM. Peu d'études de simulations LES d'épisodes de CAO sont recensées dans la littérature ce qui confère à ce travail un aspect relativement novateur. À partir de la configuration de référence mise au point grâce à l'étude unidimensionnelle, la simulation LES est initialisée à partir des profils thermodynamiques de la simulation 1D de référence et est forcée avec le vent géostrophique et les advections totales lissées. La SST est prescrite et les flux turbulents de surface sont calculés dans le modèle à partir de l'algorithme COARE. La résolution horizontale est de  $\delta x = 100$  m ce qui assure une résolution explicite des tourbillons les plus énergétiques. Les conditions de vents forts et une résolution horizontale fine contraignent un pas de temps relativement faible, de  $\delta t = 1$  s pour que la condition CFL soit respectée. La simulation LES est initialisée à 1200 UTC et se poursuit jusqu'à 1700 UTC englobant ainsi la période de vol. La comparaison avec les observations aéroportées a montré que la structure moyenne et certaines caractéristiques turbulentes telles que le flux de chaleur ou les variances étaient bien représentées par la simulation LES. De plus, le champ turbulent simulé est également anisotrope avec la présence de structures cohérentes allongées dans l'axe du vent moyen avec des extensions horizontales de plusieurs kilomètres comme celles observées sur les données aéroportées.

---

Bien que les approches expérimentale et numérique présentent certaines limites, l'utilisation combinée de ces moyens d'analyse constitue la principale force de cette étude.

## Quantification des flux turbulents de surface en conditions de vents forts

Le projet ASICS-MED, partie intégrante de la thématique "Échanges air-mer intenses" du programme HyMeX, avait pour objectif d'améliorer la compréhension des différents mécanismes liés à la formation d'eaux denses en Méditerranée et au déclenchement de la convection océanique. Les flux air-mer représentent un des processus clé dont les estimations expérimentales sont délicates en conditions de vents forts. Les flux calculés à partir des paramétrisations bulk utilisées dans les modèles numériques de prévisions du temps sont encore incertains en conditions de vents très forts.

En ce qui concerne la campagne SOP2 d'HyMeX, l'avion est l'unique source d'information concernant la turbulence. Les flux turbulents de chaleur et d'humidité calculés par la méthode d'Eddy-Correlation à partir des données aéroportées ont fait l'objet d'une attention particulière afin de fournir des estimations de flux de surface déduites d'une autre approche que celles obtenues par formulations bulk. Cependant, un échantillonnage unidirectionnel d'un champ turbulent tridimensionnel présente nécessairement certaines limitations. En effet, l'organisation particulière du champ turbulent sous la forme de structures cohérentes pouvant atteindre des extensions horizontales de plusieurs dizaines de kilomètres va impacter les estimations de flux. Cette problématique reste à l'heure actuelle un défi pour les études aéroportées de la CLA. Comme toute mesure expérimentale, les flux aéroportés présentent des erreurs inhérentes à la mesure et au traitement de données. En s'appuyant sur les travaux de [Lenschow et al. \(1994\)](#), une méthode de correction des flux a permis de limiter les erreurs systématique et aléatoire. Appliquée à l'ensemble des POI, cette méthode a permis d'améliorer les estimations de flux de chaleur sensible et de chaleur latente obtenues par extrapolation linéaire des données aéroportées. Ces résultats ont été publiés dans [Brilouet et al. \(2017\)](#). Cet ensemble de flux a pu être comparé aux autres sources d'information concernant les échanges air-mer telles que les flux bulk calculés à la bouée Lion, les flux extraits d'AROME-WMED ou encore les flux ajustés de [Caniaux et al. \(2017\)](#). L'accord entre les flux aéroportés et les autres de flux est très bon pour le flux de chaleur sensible et pour des valeurs modérées du flux de chaleur latente (i.e.  $LE < 300 \text{ W.m}^{-2}$ ). Pour des valeurs plus fortes, les estimations aéroportées sont supérieures aux autres. Cette tendance est confirmée par des études de modélisation de la convection océanique qui corroborent la sous-estimation des flux de chaleur latente par conditions de vent forts des paramétrisations bulk ([Herrmann et Somot, 2008](#); [Herrmann et al., 2010](#); [Somot et al., 2016](#)).

---

## Perspectives

De nombreuses pistes restent à explorer concernant la structure de la CLAM et les échanges air-mer en conditions de vents forts tant sur l'approche expérimentale que numérique.

### Amélioration des estimations de flux de surface

La mesure de flux est délicate en conditions de vents forts, elle est pourtant nécessaire afin d'améliorer les paramétrisations bulk et de mieux représenter les échanges air-mer dans les modèles. Bien que coûteuses, les plateformes aéroportées ainsi que les navires instrumentés constituent actuellement les seuls moyens mobiles de mesure de flux turbulents pouvant être déployés dans des conditions de vents très forts. Une perspective intéressante est le développement de l'utilisation de drones pour la recherche météorologique. Actuellement, le projet MIRIAD (Système de Mesures scientifiques de flux de surface en milieu maritime embarqué sur Drone) mené en collaboration entre le CNRM et le LA a pour objectif la mise au point d'un système d'acquisition embarqué afin de mesurer des flux d'énergie et d'aérosols. La méthode de correction appliquée dans cette étude aux données aéroportées pourrait être réutilisée lors de futures campagnes de mesure, avec avion ou avec drones, afin de fournir des estimations précises de flux turbulents de surface. Cependant, les drones sont également limités par les conditions de vents très forts. Enfin, une autre plateforme qui offre des perspectives intéressantes est l'aéroclipper. Il s'agit d'un ballon équipé d'un câble prolongé par un guiderope en contact avec la surface de l'océan. Pouvant dériver de façon autonome, un aéroclipper équipé de capteurs turbulents permettrait de collecter des données turbulentes de surface dans des conditions extrêmes comme lors de la campagne VASCO (Variabilité Atmosphérique intrasaisonnière et Couplage Océanique) où deux aéroclippers sont passés dans l'œil du cyclone DORA avec des vents supérieurs à  $40 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les récents développements numériques avec l'émergence du couplage océan-atmosphère comme axe de recherche privilégié par les modélisateurs sont également des pistes à explorer pour améliorer les paramétrisations de flux de surface. Le couplage de plusieurs modèles permet de prendre en compte un grand nombre de mécanismes et leurs interactions. Il est par exemple envisageable de définir une configuration prenant en considération l'atmosphère, l'océan, les vagues mais également les embruns et les aérosols. La compréhension globale de la nature des échanges air-mer nécessite de prendre en compte tous les processus impliqués. Dans cette optique, les travaux de [Andreas et al. \(2015\)](#) et [Andreas et al. \(2016\)](#) offrent de nombreuses perspectives avec une nouvelle approche des flux de

---

surface les décomposant en une contribution à l'interface air-mer liée aux gradients de température et d'humidité et une contribution des embruns marins.

## Détection et impact des structures cohérentes

Les structures organisées sont un phénomène de CLA dont la fréquence est importante. [Maronga et Raasch \(2013\)](#) mettent en évidence la présence de structures cohérentes dès lors qu'il y a du vent à l'aide de simulations LES d'ensemble. Actuellement les développements menés sur les schémas en flux de masse avec la prise en compte du mélange réalisé par les structures cohérentes permettent d'améliorer la présentation des CLA convectives ([Pergaud et al., 2009](#)). Cependant, ces schémas en flux de masse n'ont pas été testés pour des conditions de CAO et leur capacité à représenter correctement les transferts dans les situations de rouleaux convectifs, de rues de nuages ou de cellules ouvertes reste à vérifier.

D'un point de vue expérimental, le rôle des structures cohérentes sur les échanges verticaux reste à préciser. L'analyse en ondelettes est une technique qui semble très bien adaptée à l'étude des structures cohérentes au sein de la CLA. De nombreuses études de couche de surface turbulente sont basées sur cette technique. Un grand nombre de méthodes de détection existe en fonction du cadre d'étude. Malheureusement, l'analyse en ondelette menée durant cette étude n'a pu qu'être ébauchée et le temps nous a manqué pour valoriser ce travail par des estimations quantitatives. Une perspective serait de mettre au point un critère objectif de détection des structures cohérentes afin de décrire leurs caractéristiques et d'évaluer leur contribution aux échanges verticaux. Cette analyse en ondelettes pourrait être comparée aux méthodes d'échantillonnage conditionnel existantes afin de converger vers une estimation fiable du rôle des structures cohérentes.

Afin d'approfondir le rôle des structures cohérentes modélisées dans la simulation LES sur les échanges verticaux, il serait intéressant de réaliser une analyse conditionnelle en s'appuyant sur les travaux de [Couvreux et al. \(2010\)](#) ou bien de [Park et al. \(2016\)](#) afin de caractériser les structures et leur contribution en plusieurs classes (ascendances, subsidences par exemple).

## Autres approches de simulation LES d'un épisode de CAO établi

On recense peu d'études de simulations LES de CAO établi dans la littérature. Les contraintes numériques imposées par les conditions de vents forts et une résolution horizontale fine sont très coûteuses. Il est de plus indispensable de bien représenter l'environnement de grande échelle et l'évaluation des termes de forçages adéquats est délicate. Dans cette étude, l'épisode de CAO simulé a été contraint avec une SST prescrite et des

---

flux de surface calculés avec l'algorithme COARE. Il serait intéressant d'étudier l'impact des flux de surface sur la structure turbulente de la CLAM à l'aide de simulations LES forcées par d'autres flux tels que les flux extraits d'AROME-WMED par exemple.

Pour cette étude, la mise au point d'une configuration de référence en conditions de vents forts nécessaire à la simulation LES a été délicate. Il serait envisageable de construire une configuration de type modèles imbriqués afin de descendre progressivement en résolution jusqu'à atteindre une résolution horizontale suffisamment fine pour être qualifiée de LES. Cette méthode présente l'avantage de s'affranchir de l'évaluation des termes de forçage, cependant elle ne permet pas de maîtriser toutes les entrées du modèle et de tester la sensibilité aux différents forçages.

De plus, notre approche idéalisée présente également certaines limitations notamment en terme de variabilité spatiale. L'utilisation de conditions cycliques ne permet pas de prendre en compte des gradients horizontaux sur le domaine et les conditions initiales et les forçages de grande échelle sont appliqués de façon homogène sur toutes les colonnes verticales du domaine. Ces hypothèses sont valables dans notre cas tant que le domaine reste suffisamment petit pour que la zone d'étude soit considérée comme homogène. Il serait intéressant de pouvoir établir une configuration permettant de prendre en compte les gradients horizontaux afin de suivre sur un domaine étendu, l'évolution horizontale de la masse d'air qui, transportée au-dessus de la mer, se réchauffe et s'humidifie progressivement.

---

# Bibliographie

---

- Agee, E. et A. Gluhovsky, 1999 : LES Model Sensitivities to Domains, Grids, and Large-Eddy Timescales. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **56** (4), 599–604, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)056<0599:LMSTDG>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)056<0599:LMSTDG>2.0.CO;2).
- Andreas, E. L., L. Mahrt, et D. Vickers, 2015 : An improved bulk air-sea surface flux algorithm, including spray-mediated transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **141** (687), 642–654, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.2424>.
- Andreas, E. L., P. O. G. Persson, et J. E. Hare, 2008 : A Bulk Turbulent Air–Sea Flux Algorithm for High-Wind, Spray Conditions. *Journal of Physical Oceanography*, **38** (7), 1581–1596, <https://doi.org/10.1175/2007JP03813.1>.
- Andreas, E. L., P. Vlahos, et E. Monahan, 2016 : The potential role of sea spray droplets in facilitating air-sea gas transfer. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, IOP Publishing, Vol. 35, 012003, <https://doi.org/10.1088/1755-1315/35/1/012003>.
- Arneodo, A., G. Grasseau, et M. Holschneider, 1989 : Wavelet transform analysis of invariant measures of some dynamical systems. *Wavelets : Time-Frequency Methods and Phase Space*, Springer Berlin Heidelberg, 182–196, [https://doi.org/10.1007/978-3-642-97177-8\\_15](https://doi.org/10.1007/978-3-642-97177-8_15).
- Atkinson, B. W. et J. Wu Zhang, 1996 : Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Reviews of Geophysics*, **34** (4), 403–431, <http://doi.wiley.com/10.1029/96RG02623>.
- Attié, J.-L. et P. Durand, 2003 : Conditional Wavelet Technique Applied to Aircraft Data Measured in the Thermal Internal Boundary Layer During Sea-Breeze Events. *Boundary-Layer Meteorology*, **106** (3), 359–382, <https://doi.org/10.1023/A:1021262406408>.

- Aubinet, M., T. Vesala, et D. Papale, (Eds.) , 2012 : *Eddy Covariance*. Springer Netherlands, Dordrecht, <http://link.springer.com/10.1007/978-94-007-2351-1>.
- Bailly, C. et G. Comte-Bellot, 2015 : *Turbulence*. Experimental Fluid Mechanics, Springer International Publishing, <http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-16160-0>.
- Barthlott, C., P. Drobinski, C. Fesquet, T. Dubos, et C. Pietras, 2007 : Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **125** (1), 1–24, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-007-9190-9>.
- Batchelor, G. K., 1953 : *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge university press.
- Belamari, S., 2005 : Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes. *MERSEA IP Deliverable D*, **4.1.2**, 29.
- Berg, L. K. et R. B. Stull, 2004 : Parameterization of Joint Frequency Distributions of Potential Temperature and Water Vapor Mixing Ratio in the Daytime Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **61** (7), 813–828, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2004\)061<0813:POJFD0>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<0813:POJFD0>2.0.CO;2).
- Bernard-Trottolo, S., B. Campistron, A. Druilhet, F. Lohou, et F. Saïd, 2004 : TRAC98 : Detection of Coherent Structures in a Convective Boundary Layer using Airborne Measurements. *Boundary-Layer Meteorology*, **111** (2), 181–224, <http://link.springer.com/10.1023/B:BOUN.0000016465.50697.63>.
- Bougeault, P. et P. Lacarrère, 1989 : Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model. *Monthly Weather Review*, **117** (8), 1872–1890, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1989\)117<1872:PO0ITI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1989)117<1872:PO0ITI>2.0.CO;2).
- Boussinesq, J., 1877 : *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Mémoires présentées par divers savants à l'Académie des Sciences, Imprimerie Nationale.
- Brasseur, J. G., 2010 : Designing large-eddy simulation of the turbulent boundary layer to capture law-of-the-wall scaling. *Physics of Fluids*, **22** (2), 021303, <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3319073>.
- Brilouet, P.-E., P. Durand, et G. Canut, 2017 : The Marine Atmospheric Boundary Layer Under Strong Wind conditions : Organized Turbulence Structure and Flux Estimates by Airborne Measurements. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **122** (4), 2115–2130, <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JD025960>.

- Brown, R. A., 1980 : Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer : A review. *Reviews of Geophysics*, **18 (3)**, 683, <http://doi.wiley.com/10.1029/RG018i003p00683>.
- Brunke, M. A., C. W. Fairall, X. Zeng, L. Eymard, et J. A. Curry, 2003 : Which Bulk Aerodynamic Algorithms are Least Problematic in Computing Ocean Surface Turbulent Fluxes? *Journal of Climate*, **16 (4)**, 619–635, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)016<0619:WBAAAL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)016<0619:WBAAAL>2.0.CO;2).
- Brümmer, B., 1996 : Boundary-layer modification in wintertime cold-air outbreaks from the Arctic sea ice. *Boundary-Layer Meteorology*, **80 (1-2)**, 109–125, <http://link.springer.com/10.1007/BF00119014>.
- Brümmer, B., S. Bakan, et H. Hinzpeter, 1985 : Kontur : Observations of cloud streets and open cellular structures. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **9 (3)**, 281–296, [https://doi.org/10.1016/0377-0265\(85\)90024-7](https://doi.org/10.1016/0377-0265(85)90024-7).
- Brümmer, B. et S. Pohlmann, 2000 : Wintertime roll and cell convection over Greenland and Barents Sea regions : A climatology. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **105 (D12)**, 15 559–15 566, <http://doi.wiley.com/10.1029/1999JD900841>.
- Burt, W. V., H. Crew, et S. L. Poole, 1975 : Evidence for roll vortices associated with a land breeze. *J. Marine Res*, **33**, 61–68.
- Busch, N. E. et H. A. Panofsky, 1968 : Recent spectra of atmospheric turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **94 (400)**, 132–148, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49709440003>.
- Bénard, P., J. Vivoda, J. Mašek, P. Smolíková, K. Yessad, C. Smith, R. Brožková, et J.-F. Geleyn, 2010 : Dynamical kernel of the Aladin-NH spectral limited-area model : Revised formulation and sensitivity experiments. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136 (646)**, 155–169, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.522>.
- Béranger, K., et al., 2010 : Impact of the spatial distribution of the atmospheric forcing on water mass formation in the Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research*, **115 (C12)**, <http://doi.wiley.com/10.1029/2009JC005648>.
- Caniaux, G., S. Belamari, H. Giordani, A. Paci, L. Priour, et G. Reverdin, 2005 : A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during the POMME experiment : 2. Flux optimization. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **110 (C7)**, <http://doi.wiley.com/10.1029/2004JC002695>.

- Caniaux, G., L. Prieur, H. Giordani, et J.-L. Redelsperger, 2017 : An inverse method to derive surface fluxes from the closure of oceanic heat and water budgets : Application to the north-western Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **122** (4), 2884–2908, <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JC012167>.
- Canut, G., F. Couvreur, M. Lothon, D. Pino, et F. Saïd, 2012 : Observations and Large-Eddy Simulations of Entrainment in the Sheared Sahelian Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **142** (1), 79–101, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-011-9661-x>.
- Canut, G., M. Lothon, F. Saïd, et F. Lohou, 2010 : Observation of entrainment at the interface between monsoon flow and the Saharan Air Layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136** (S1), 34–46, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.471>.
- Carroll, D. L., 1996 : Genetic algorithms and optimizing chemical oxygen-iodine lasers. *Developments in theoretical and applied mechanics*, **18** (3), 411–424.
- Caughey, S. J. et S. G. Palmer, 1979 : Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **105** (446), 811–827, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49710544606>.
- Chassaing, P., 2000 : *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Collection Polytech, Cépaduès-Éditions.
- Chou, S.-H., 1993 : A comparison of airborne eddy correlation and bulk aerodynamic methods for ocean-air turbulent fluxes during cold-air outbreaks. *Boundary-Layer Meteorology*, **64** (1-2), 75–100, <http://link.springer.com/10.1007/BF00705663>.
- Chou, S. H. et M. P. Ferguson, 1991 : Heat fluxes and roll circulations over the western Gulf Stream during an intense cold-air outbreak. *Boundary-Layer Meteorology*, **55** (3), 255–281, <http://link.springer.com/10.1007/BF00122580>.
- Collineau, S. et Y. Brunet, 1993a : Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy part i : Wavelet analysis. *Boundary-Layer Meteorology*, **65** (4), 357–379, <https://doi.org/10.1007/BF00707033>.
- Collineau, S. et Y. Brunet, 1993b : Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy part II : Time-scales and conditional averages. *Boundary-Layer Meteorology*, **66** (1-2), 49–73, <http://link.springer.com/10.1007/BF00705459>.
- Conzemius, R. J. et E. Fedorovich, 2006 : Dynamics of Sheared Convective Boundary Layer Entrainment. Part I : Methodological Background and Large-Eddy Simulations.

- Journal of the Atmospheric Sciences*, **63** (4), 1151–1178, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS3691.1>.
- Cook, P. A. et I. A. Renfrew, 2015 : Aircraft-based observations of air-sea turbulent fluxes around the British Isles : Observations of Air-Sea Fluxes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **141** (686), 139–152, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.2345>.
- Couvreur, F., F. Guichard, V. Masson, et J.-L. Redelsperger, 2007 : Negative water vapour skewness and dry tongues in the convective boundary layer : observations and large-eddy simulation budget analysis. *Boundary-Layer Meteorology*, **123** (2), 269–294, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-006-9140-y>.
- Couvreur, F., F. Guichard, J.-L. Redelsperger, C. Kiemle, V. Masson, J.-P. Lafore, et C. Flamant, 2005 : Water-vapour variability within a convective boundary-layer assessed by large-eddy simulations and IHOP\_2002 observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **131** (611), 2665–2693, <http://doi.wiley.com/10.1256/qj.04.167>.
- Couvreur, F., F. Hourdin, et C. Rio, 2010 : Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part I : A Parametrization-Oriented Conditional Sampling in Large-Eddy Simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, **134** (3), 441–458, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-009-9456-5>.
- Cuijpers, J. W. M. et P. G. Duynkerke, 1993 : Large Eddy Simulation of Trade Wind Cumulus Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **50** (23), 3894–3908, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1993\)050<3894:LESOTW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<3894:LESOTW>2.0.CO;2).
- Cuxart, J., P. Bougeault, et J.-L. Redelsperger, 2000 : A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126** (562), 1–30, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49712656202>.
- Darbieu, C., et al., 2015 : Turbulence vertical structure of the boundary layer during the afternoon transition. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **15** (17), 10 071–10 086, <http://www.atmos-chem-phys.net/15/10071/2015/>.
- de Roode, S. R., P. G. Duynkerke, et H. J. J. Jonker, 2004 : Large-Eddy Simulation : How Large is Large Enough? *Journal of the Atmospheric Sciences*, **61** (4), 403–421, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2004\)061<0403:LSHLIL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<0403:LSHLIL>2.0.CO;2).
- Deardorff, J. W., 1970 : Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for rayleigh convection. *Journal of the atmospheric sciences*,

- 27 (8)**, 1211–1213, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1970\)027<1211:CVATSF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1970)027<1211:CVATSF>2.0.CO;2).
- Deardorff, J. W., 1972a : Parameterization of the Planetary Boundary layer for Use in General Circulation Models. *Monthly Weather Review*, **100 (2)**, 93–106, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1972\)100<0093:POTPBL>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1972)100<0093:POTPBL>2.3.CO;2).
- Deardorff, J. W., 1972b : Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *Journal of Geophysical Research*, **77 (30)**, 5900–5904, <http://doi.wiley.com/10.1029/JC077i030p05900>.
- Deardorff, J. W., 1974 : Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **7 (2)**, <http://link.springer.com/10.1007/BF00227913>.
- Denis, B., J. Côté, et R. Laprise, 2002 : Spectral Decomposition of Two-Dimensional Atmospheric Fields on Limited-Area Domains Using the Discrete Cosine Transform (DCT). *Monthly Weather Review*, **130 (7)**, 1812–1829, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(2002\)130<1812:SDOTDA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(2002)130<1812:SDOTDA>2.0.CO;2).
- Desjardins, R. L., J. I. MacPherson, P. H. Schuepp, et F. Karanja, 1989 : An evaluation of aircraft flux measurements of CO<sub>2</sub>, water vapor and sensible heat. *Boundary-Layer Meteorology*, **47 (1-4)**, 55–69, <http://link.springer.com/10.1007/BF00122322>.
- Doerenbecher, A., et al., 2016 : Low atmosphere drifting balloons : platforms for environment monitoring and forecast improvement. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 160127115913006, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/BAMS-D-14-00182.1>.
- Drobinski, P., B. Alonzo, C. Basdevant, P. Cocquerez, A. Doerenbecher, N. Fourrié, et M. Nuret, 2017 : Lagrangian dynamics of the mistral during the HyMeX SOP2. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **122 (3)**, 1387–1402, <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JD025530>.
- Drobinski, P., et al., 2014 : HyMeX : A 10-Year Multidisciplinary Program on the Mediterranean Water Cycle. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **95 (7)**, 1063–1082, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/BAMS-D-12-00242.1>.
- Druilhet, A., J. P. Frangi, D. Guedalia, et J. Fontan, 1983 : Experimental Studies of the Turbulence Structure Parameters of the Convective Boundary Layer. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **22 (4)**, 594–608, [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1983\)022<0594:ESOTTS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1983)022<0594:ESOTTS>2.0.CO;2).

- Ducrocq, V., et al., 2014 : HyMeX-SOP1, the field campaign dedicated to heavy precipitation and flash flooding in the northwestern mediterranean. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **95** (7), 1083–1100, <http://journals.ametsoc.org/doi/full/10.1175/BAMS-D-12-00244.1>.
- Durand, P. et T. Bourcy, 2001 : Observations of the turbulence structure within two stratocumulus-topped, marine boundary layers. **99**, 105–125, <https://doi.org/10.1023/A:1018999221303>.
- Durand, P., F. Thoumieux, et D. Lambert, 2000 : Turbulent length-scales in the marine atmospheric mixed layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126** (566), 1889–1912, <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712656616>.
- Durrán, D. R., 1989 : Improving the Anelastic Approximation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46** (11), 1453–1461, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046<1453:ITAA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<1453:ITAA>2.0.CO;2).
- Ebert, E. E., U. Schumann, et R. B. Stull, 1989 : Nonlocal Turbulent Mixing in the Convective Boundary Layer Evaluated from Large-Eddy Simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46** (14), 2178–2207, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046<2178:NTMITC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<2178:NTMITC>2.0.CO;2).
- Estournel, C., et al., 2016a : High resolution modeling of dense water formation in the north-western Mediterranean during winter 2012-2013 : Processes and budget. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121** (7), 5367–5392, <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JC011935>.
- Estournel, C., et al., 2016b : HyMeX-SOP2 : The Field Campaign Dedicated to Dense Water Formation in the Northwestern Mediterranean. *Oceanography*, **29** (4), 196–206, <https://doi.org/10.5670/oceanog.2016.94>.
- Etling, D. et R. A. Brown, 1993 : Roll vortices in the planetary boundary layer : A review. *Boundary-Layer Meteorology*, **65** (3), 215–248, <http://link.springer.com/10.1007/BF00705527>.
- Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, et J. B. Edson, 2003 : Bulk Parameterization of Air–Sea Fluxes : Updates and Verification for the COARE Algorithm. *Journal of Climate*, **16** (4), 571–591, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)016<0571:BPOASF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)016<0571:BPOASF>2.0.CO;2).
- Farge, M., 1992 : Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **24** (1), 395–458, <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.24.010192.002143>.

- Farge, M., G. Pellegrino, et K. Schneider, 2001 : Coherent Vortex Extraction in 3d Turbulent Flows Using Orthogonal Wavelets. *Physical Review Letters*, **87** (5), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.054501>.
- Farge, M., K. Schneider, et N. Kevlahan, 1999 : Non-Gaussianity and coherent vortex simulation for two-dimensional turbulence using an adaptive orthogonal wavelet basis. *Physics of Fluids*, **11** (8), 2187–2201, <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.870080>.
- Favre, A., 1976 : *La Turbulence en mécanique des fluides : bases théoriques et expérimentales, méthodes statistiques*. Gauthier-Villars.
- Feigenwinter, C. et R. Vogt, 2005 : Detection and analysis of coherent structures in urban turbulence. *Theoretical and Applied Climatology*, **81** (3-4), 219–230, <http://link.springer.com/10.1007/s00704-004-0111-2>.
- Flamant, C., 2003 : Alpine lee cyclogenesis influence on air-sea heat exchanges and marine atmospheric boundary layer thermodynamics over the western Mediterranean during a Tramontane/Mistral event. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **108** (C2), <http://doi.wiley.com/10.1029/2001JC001040>.
- Flamant, C. et J. Pelon, 1996 : Atmospheric boundary-layer structure over the mediterranean during a tramontane event. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **122** (536), 1741–1778, <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712253602>.
- Fourrié, N., et al., 2015 : AROME-WMED, a real-time mesoscale model designed for the HyMeX special observation periods. *Geoscientific Model Development*, **8** (7), 1919–1941, <http://www.geosci-model-dev.net/8/1919/2015/>.
- Friehe, C. A., et al., 1991 : Air-sea fluxes and surface layer turbulence around a sea surface temperature front. *Journal of Geophysical Research*, **96** (C5), 8593, <http://doi.wiley.com/10.1029/90JC02062>.
- Gao, W. et B. L. Li, 1993 : Wavelet Analysis of Coherent Structures at the Atmosphere-Forest Interface. *Journal of Applied Meteorology*, **32** (11), 1717–1725, [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1993\)032<1717:WAOCSA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1993)032<1717:WAOCSA>2.0.CO;2).
- Gao, X. et F. Giorgi, 2008 : Increased aridity in the Mediterranean region under greenhouse gas forcing estimated from high resolution simulations with a regional climate model. *Global and Planetary Change*, **62** (3-4), 195–209, <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2008.02.002>.

- Gao, X., J. S. Pal, et F. Giorgi, 2006 : Projected changes in mean and extreme precipitation over the Mediterranean region from a high resolution double nested RCM simulation. *Geophysical Research Letters*, **33** (3), <http://doi.wiley.com/10.1029/2005GL024954>.
- Garratt, J. R., 1992 : *The atmospheric boundary layer*. 1st ed., Cambridge atmospheric and space science series, Univ. Press.
- Gascard, J., 1978 : Mediterranean deep-water formation baroclinic instability and oceanic eddies. *Oceanologica Acta*, **1** (3), 315–330, <http://archimer.ifremer.fr/doc/00123/23390/21217.pdf>.
- Gaspar, P., Y. Grégoris, et J.-M. Lefevre, 1990 : A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : Tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **95** (C9), 16 179–16 193, <http://dx.doi.org/10.1029/JC095iC09p16179>.
- Giorgi, F., 2006 : Climate change hot-spots. *Geophysical Research Letters*, **33** (8), <http://doi.wiley.com/10.1029/2006GL025734>.
- Grossman, R. L., 1982 : An analysis of vertical velocity spectra obtained in the bomex fair-weather, trade-wind boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **23** (3), 323–357, <http://link.springer.com/10.1007/BF00121120>.
- Grossman, R. L. et A. K. Betts, 1990 : Air–Sea Interaction during an Extreme Cold Air Outbreak from the Eastern Coast of the United States. *Monthly Weather Review*, **118** (2), 324–342, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1990\)118<0324:AIDAEC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1990)118<0324:AIDAEC>2.0.CO;2).
- Grossmann, A. et J. Morlet, 1984 : Decomposition of hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. **15**, 723–736, <https://doi.org/10.1137/0515056>.
- Gryschka, M., J. Fricke, et S. Raasch, 2014 : On the impact of forced roll convection on vertical turbulent transport in cold air outbreaks. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **119** (22), 12,513–12,532, <http://doi.wiley.com/10.1002/2014JD022160>.
- Gryschka, M. et S. Raasch, 2005 : Roll convection during a cold air outbreak : A large eddy simulation with stationary model domain. *Geophysical Research Letters*, **32** (14), n/a–n/a, <http://doi.wiley.com/10.1029/2005GL022872>.
- Guevel, G., 2011 : The EUMETSAT Ocean and sea ICE SAF : production and distribution of operational products for key parameters of the ocean surface-atmosphere

- interface. *Mediterranean Marine Science*, **12** (3), 61–69, <http://epublishing.ekt.gr/en/8021/Mediterranean-Marine-Science/17171>.
- Hadfield, M. G., W. R. Cotton, et R. A. Pielke, 1992 : Large-eddy simulations of thermally forced circulations in the convective boundary layer. Part II : The effect of changes in wavelength and wind speed. *Boundary-Layer Meteorology*, **58** (4), 307–327, <http://link.springer.com/10.1007/BF00120235>.
- Haugen, D. A., J. C. Kaimal, et E. F. Bradley, 1971 : An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **97** (412), 168–180, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49709741204>.
- Hedde, T. et P. Durand, 1994 : Turbulence intensities and bulk coefficients in the surface layer above the sea. *Boundary-Layer Meteorology*, **71** (4), 415–432, <https://doi.org/10.1007/BF00712178>.
- Hennemuth, B. et A. Lammert, 2006 : Determination of the Atmospheric Boundary Layer Height from Radiosonde and Lidar Backscatter. *Boundary-Layer Meteorology*, **120** (1), 181–200, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-005-9035-3>.
- Herrmann, M., F. Sevault, J. Beuvier, et S. Somot, 2010 : What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern Mediterranean basin? Answers from a modeling study. *Journal of Geophysical Research*, **115** (C12), <http://doi.wiley.com/10.1029/2010JC006162>.
- Herrmann, M. J. et S. Somot, 2008 : Relevance of ERA40 dynamical downscaling for modeling deep convection in the Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, **35** (4), <http://doi.wiley.com/10.1029/2007GL032442>.
- Hildebrand, P. H., 1991 : Errors in Eddy Correlation Turbulence Measurements from Aircraft : Application to HAPEX-MOBILHY. *Land Surface Evaporation*, T. J. Schmugge et J.-C. André, Eds., Springer New York, New York, NY, 231–243, [http://link.springer.com/10.1007/978-1-4612-3032-8\\_13](http://link.springer.com/10.1007/978-1-4612-3032-8_13).
- Hollinger, D. Y. et A. D. Richardson, 2005 : Uncertainty in eddy covariance measurements and its application to physiological models. *Tree Physiology*, **25** (7), 873–885, <http://treephys.oxfordjournals.org/cgi/doi/10.1093/treephys/25.7.873>.
- Honnert, R., V. Masson, et F. Couvreux, 2011 : A Diagnostic for Evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68** (12), 3112–3131, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS-D-11-061.1>.

- Houpert, L., et al., 2016 : Observations of open-ocean deep convection in the northwestern Mediterranean Sea : Seasonal and interannual variability of mixing and deep water masses for the 2007-2013 Period : DEEP CONVECTION OBS. NWMED 2007-2013. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121** (11), 8139–8171, <http://doi.wiley.com/10.1002/2016JC011857>.
- Huet, P., X. Martin, J.-L. Prime, P. Foin, C. Laurain, et P. Cannard, 2003 : Retour d'expérience des crues de septembre 2002 dans les départements du gard, de l'hérault, du vaucluse, des bouches-du-rhône, de l'ardèche et de la drôme. *Rapport de l'Inspection Générale de l'Environnement, Ministère de l'écologie et du développement durable*, [www.ohmcv.fr/Documents/8-9septembre2002/rapportHuet/RapportHuet.pdf](http://www.ohmcv.fr/Documents/8-9septembre2002/rapportHuet/RapportHuet.pdf).
- IPCC, 2013 : *Climate change 2013 : the physical science basis : Working Group I contribution to the Fifth assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, New York, <http://www.climatechange2013.org>.
- Ishida, H., W. V. Burt, et Y. Mitsuta, 1984 : The effects of mesoscale convective cells on the surface wind field over the ocean. *Boundary-Layer Meteorology*, **29** (1), 75–84, <http://link.springer.com/10.1007/BF00119120>.
- Izumi, Y. et J. S. Caughey, 1976 : Minnesota 1973 atmospheric boundary layer experiment data report. Tech. rep., Air Force Cambridge Research Laboratories. [www.harmo.org/jsirwin/AFCLR-TR-76-0038Report.pdf](http://www.harmo.org/jsirwin/AFCLR-TR-76-0038Report.pdf).
- Jonker, H. J. J., P. G. Duynkerke, et J. W. M. Cuijpers, 1999 : Mesoscale Fluctuations in Scalars Generated by Boundary Layer Convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **56** (5), 801–808, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)056<0801:MFISGB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)056<0801:MFISGB>2.0.CO;2).
- Kaimal, J. et J. Finnigan, 1994 : *Atmospheric Boundary Layer Flows : Their Structure and measurement*. Oxford University Press.
- Kaimal, J. C., 1978 : Horizontal Velocity Spectra in an Unstable Surface Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35** (1), 18–24, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035<0018:HVSIAU>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<0018:HVSIAU>2.0.CO;2).
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté, Y. Izumi, S. J. Caughey, et C. J. Readings, 1976 : Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **33** (11), 2152–2169, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1976\)033<2152:TSITCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<2152:TSITCB>2.0.CO;2).
- Kolmogorov, A. N., 1941 : Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady AN SSSR*, Vol. 32.

- Kristensen, L., D. H. Lenschow, P. Kirkegaard, et M. Courtney, 1989 : The Spectral Velocity Tensor for Homogeneous Boundary-Layer Turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, **47** (1), 149–193, <https://doi.org/10.1007/BF00122327>.
- Lafore, J. P., et al., 1998 : The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, **16** (1), 90–109, <http://www.ann-geophys.net/16/90/1998/>.
- Lambert, D. et P. Durand, 1999 : The marine atmospheric boundary layer during semaphore. I : Mean vertical structure and non-axisymmetry of turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **125** (554), 495–512, <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/qj.49712555407/full>.
- Lambert, D., P. Durand, F. Thoumieux, B. Bénéch, et A. Druilhet, 1999 : The marine atmospheric boundary layer during semaphore. II : Turbulence profiles in the mixed layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **125** (554), 513–528, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49712555408>.
- Leaman, K. D. et F. A. Schott, 1991 : Hydrographic Structure of the Convection Regime in the Gulf of Lions : Winter 1987. *Journal of Physical Oceanography*, **21** (4), 575–598, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1991\)021<0575:HSOTCR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1991)021<0575:HSOTCR>2.0.CO;2).
- LeMone, M. A., 1973 : The Structure and Dynamics of Horizontal Roll Vortices in the Planetary Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **30** (6), 1077–1091, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1973\)030<1077:TSADOH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1973)030<1077:TSADOH>2.0.CO;2).
- Lemone, M. A., 1976 : Modulation of Turbulence Energy by Longitudinal Rolls in an Unstable Planetary Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **33** (7), 1308–1320, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1976\)033<1308:MOTEBL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<1308:MOTEBL>2.0.CO;2).
- LeMone, M. A., 1990 : Some Observations of Vertical Velocity Skewness in the Convective Planetary Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47** (9), 1163–1169, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1990\)047<1163:S00VVS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1990)047<1163:S00VVS>2.0.CO;2).
- Lenschow, 1986 : Aircraft measurements in the boundary layer. *Probing the Atmospheric Boundary Layer*, American Meteorological Society ed., 39–55.
- Lenschow, D. H., J. Mann, et L. Kristensen, 1994 : How Long Is Long Enough When Measuring Fluxes and Other Turbulence Statistics? *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11** (3), 661–673, [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(1994\)011<0661:HLILEW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(1994)011<0661:HLILEW>2.0.CO;2).

- Lenschow, D. H. et B. B. Stankov, 1986 : Length Scales in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43** (12), 1198–1209, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1986\)043<1198:LSITCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1986)043<1198:LSITCB>2.0.CO;2).
- Lenschow, D. H. et P. L. Stephens, 1980 : The role of thermals in the convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **19** (4), 509–532, <http://link.springer.com/10.1007/BF00122351>.
- Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard, et W. T. Pennell, 1980 : Mean-Field and Second-Moment Budgets in a Baroclinic, Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37** (6), 1313–1326, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1980\)037<1313:MFASMB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<1313:MFASMB>2.0.CO;2).
- Liu, S. et X.-Z. Liang, 2010 : Observed Diurnal Cycle Climatology of Planetary Boundary Layer Height. *Journal of Climate*, **23** (21), 5790–5809, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2010JCLI3552.1>.
- Liu, W. T., K. B. Katsaros, et J. A. Businger, 1979 : Bulk Parameterization of Air-Sea Exchanges of Heat and Water Vapor Including the Molecular Constraints at the Interface. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **36** (9), 1722–1735, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2).
- Lohou, F., A. Druilhet, B. Campistron, J.-L. Redelspergers, et F. Saïd, 2000 : Numerical Study Of The Impact Of Coherent Structures On Vertical Transfers In The Atmospheric Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **97** (3), 361–383, <https://doi.org/10.1023/A:1002641728075>.
- Lohou, F., F. Saïd, M. Lothon, P. Durand, et D. Serça, 2010 : Impact of Boundary-Layer Processes on Near-Surface Turbulence Within the West African Monsoon. *Boundary-Layer Meteorology*, **136** (1), 1–23, <https://doi.org/10.1007/s10546-010-9493-0>.
- Lothon, M., F. Couvreux, S. Donier, F. Guichard, P. Lacarrère, D. H. Lenschow, J. Noilhan, et F. Saïd, 2007 : Impact of coherent eddies on airborne measurements of vertical turbulent fluxes. *Boundary-Layer Meteorology*, **124** (3), 425–447, <https://doi.org/10.1007/s10546-007-9182-9>.
- Lothon, M., D. H. Lenschow, D. Leon, et G. Vali, 2005 : Turbulence measurements in marine stratocumulus with airborne Doppler radar. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **131** (609), 2063–2080, <http://dx.doi.org/10.1256/qj.04.131>.

- Lothon, M., D. H. Lenschow, et S. D. Mayor, 2009 : Doppler Lidar Measurements of Vertical Velocity Spectra in the Convective Planetary Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **132** (2), 205–226, <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9398-y>.
- Lumley, J. et H. Panofsky, 1964 : *The structure of atmospheric turbulence*. No. vol. 12 in Interscience monographs and texts in physics and astronomy, Interscience Publishers.
- Lunet, T., C. Lac, F. Auguste, F. Visentin, V. Masson, et J. Escobar, 2017 : Combination of WENO and Explicit Runge-Kutta methods for wind transport in Meso-NH model. *Monthly Weather Review*, <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/MWR-D-16-0343.1>.
- Mahrt, L., 1991 : Boundary-layer moisture regimes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **117** (497), 151–176, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49711749708>.
- Mann, J. et D. H. Lenschow, 1994 : Errors in airborne flux measurements. *Journal of Geophysical Research*, **99** (D7), 14 519, <http://doi.wiley.com/10.1029/94JD00737>.
- Mariotti, A., M. V. Struglia, N. Zeng, et K.-M. Lau, 2002 : The Hydrological Cycle in the Mediterranean Region and Implications for the Water Budget of the Mediterranean Sea. *Journal of Climate*, **15** (13), 1674–1690, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2002\)015<1674:THCITM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2002)015<1674:THCITM>2.0.CO;2).
- Maronga, B., O. K. Hartogensis, S. Raasch, et F. Beyrich, 2014 : The Effect of Surface Heterogeneity on the Structure Parameters of Temperature and Specific Humidity : A Large-Eddy Simulation Case Study for the LITFASS-2003 Experiment. *Boundary-Layer Meteorology*, **153** (3), 441–470, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-014-9955-x>.
- Maronga, B. et S. Raasch, 2013 : Large-Eddy Simulations of Surface Heterogeneity Effects on the Convective Boundary Layer During the LITFASS-2003 Experiment. *Boundary-Layer Meteorology*, **146** (1), 17–44, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-012-9748-z>.
- Marshall, J. et F. Schott, 1999 : Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, **37** (1), 1–64, <http://doi.wiley.com/10.1029/98RG02739>.
- Mason, P. J., 1989 : Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46** (11), 1492–1516, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046<1492:LESOTC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<1492:LESOTC>2.0.CO;2).

- MEDOC GROUP, 1970 : Observation of Formation of Deep Water in the Mediterranean Sea, 1969. *Nature*, **227 (5262)**, 1037–1040, <http://www.nature.com/doi/10.1038/2271037a0>.
- Mertens, C. et F. Schott, 1998 : Interannual Variability of Deep-Water Formation in the Northwestern Mediterranean. *Journal of Physical Oceanography*, **28 (7)**, 1410–1424, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<1410:IVODWF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<1410:IVODWF>2.0.CO;2).
- Meyer, Y., 1990 : *Ondelettes et opérateurs*. No. 2 in Actualités mathématiques, Hermann.
- Moeng, C.-H. et P. P. Sullivan, 1994 : A Comparison of Shear- and Buoyancy-Driven Planetary Boundary Layer Flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51 (7)**, 999–1022, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051<0999:ACOSAB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051<0999:ACOSAB>2.0.CO;2).
- Moeng, C.-H. et J. C. Wyngaard, 1984 : Statistics of Conservative Scalars in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41 (21)**, 3161–3169, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1984\)041<3161:SOCSIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1984)041<3161:SOCSIT>2.0.CO;2).
- Monin, A. et A. Obukhov, 1954 : Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, **151**, 163–187.
- Moon, I.-J., I. Ginis, T. Hara, et B. Thomas, 2007 : A Physics-Based Parameterization of Air–Sea Momentum Flux at High Wind Speeds and Its Impact on Hurricane Intensity Predictions. *Monthly Weather Review*, **135 (8)**, 2869–2878, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/MWR3432.1>.
- Mémery, L., 2005 : Introduction to the POMME special section : Thermocline ventilation and biogeochemical tracer distribution in the northeast Atlantic Ocean and impact of mesoscale dynamics. *Journal of Geophysical Research*, **110 (C7)**, <http://doi.wiley.com/10.1029/2005JC002976>.
- Nicholls, S. et M. A. Lemone, 1980 : The Fair Weather Boundary Layer in GATE : The Relationship of Subcloud Fluxes and Structure to the Distribution and Enhancement of Cumulus Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37 (9)**, 2051–2067, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1980\)037<2051:TFWBLI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<2051:TFWBLI>2.0.CO;2).
- Nicholls, S. et C. J. Readings, 1981 : Spectral characteristics of surface layer turbulence over the sea. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **107 (453)**, 591–614, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49710745309>.
- Nieuwstadt, F. T. M. et R. A. Brost, 1986 : The Decay of Convective Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43 (6)**, 532–546, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1986\)043<0532:TDOCT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1986)043<0532:TDOCT>2.0.CO;2).

- Park, S.-B., P. Gentine, K. Schneider, et M. Farge, 2016 : Coherent Structures in the Boundary and Cloud Layers : Role of Updrafts, Subsiding Shells, and Environmental Subsidence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **73** (4), 1789–1814, <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/JAS-D-15-0240.1>.
- Pasquill, F. et H. E. Butler, 1964 : A note on determining the scale of turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **90** (383), 79–84, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49709038308>.
- Pergaud, J., V. Masson, S. Malardel, et F. Couvreux, 2009 : A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction. *Boundary-Layer Meteorology*, **132** (1), 83–106, <http://link.springer.com/10.1007/s10546-009-9388-0>.
- Pino, D. et J. Vilà-Guerau De Arellano, 2008 : Effects of shear in the convective boundary layer : analysis of the turbulent kinetic energy budget. *Acta Geophysica*, **56** (1), <https://doi.org/10.2478/s11600-007-0037-z>.
- Pinty, J.-P. et P. Jabouille, 1998 : A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. *Proceedings of the conference on cloud physics*, 217–220.
- Plu, M., P. Arbogast, et A. Joly, 2008 : A Wavelet Representation of Synoptic-Scale Coherent Structures. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **65** (10), 3116–3138, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JAS2618.1>.
- Pope, S., 2000 : *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- Poulain, P.-M., et al., 2007 : MedArgo : a drifting profiler program in the Mediterranean Sea. *Ocean Science*, **3** (3), 379–395, <http://www.ocean-sci.net/3/379/2007>.
- Prandtl, L., 1925 : *Z. Angew. Math. Mech*, **5**, 136–139.
- Redelsperger, J. L. et G. Sommeria, 1982 : Methode de representation de la turbulence associee aux precipitations dans un modele tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Boundary-Layer Meteorology*, **24** (2), 231–252, <https://doi.org/10.1007/BF00121669>.
- Renfrew, I. A. et G. W. K. Moore, 1999 : An Extreme Cold-Air Outbreak over the Labrador Sea : Roll Vortices and Air–Sea Interaction. *Monthly Weather Review*, **127** (10), 2379–2394, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1999\)127<2379:AECA00>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1999)127<2379:AECA00>2.0.CO;2).

- Reynolds, O., 1883 : An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **174**, 935–982, <http://www.jstor.org/stable/109431>.
- Reynolds, O., 1895 : On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **186**, 123–164, <https://doi.org/10.1098/rsta.1895.0004>.
- Reynolds, W. C., 1990 : The potential and limitations of direct and large eddy simulations. *Whither Turbulence ? Turbulence at the Crossroads*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, Vol. 357, 313–343, [https://doi.org/10.1007/3-540-52535-1\\_52](https://doi.org/10.1007/3-540-52535-1_52).
- Ricard, D., C. Lac, S. Riette, R. Legrand, et A. Mary, 2013 : Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models AROME and Meso-NH. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139 (674)**, 1327–1341, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.2025>.
- Richardson, L. F., 1920 : The Supply of Energy from and to Atmospheric Eddies. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **97 (686)**, 354–373, <http://rspa.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rspa.1920.0039>.
- Richardson, L. F., 1922 : *Weather prediction by numerical process*. Cambridge University Press.
- Rixen, M., et al., 2005 : The Western Mediterranean Deep Water : A proxy for climate change. *Geophysical Research Letters*, **32 (12)**, <http://doi.wiley.com/10.1029/2005GL022702>.
- Roshko, A., 1976 : Structure of Turbulent Shear Flows : A New Look. *AIAA Journal*, **14 (10)**, 1349–1357, <https://doi.org/10.2514/3.61477>.
- Rottner, L. et C. Baehr, 2016 : Real Time Turbulence Estimation Using Doppler Lidar Measurements. *EPJ Web of Conferences*, **119**, 14 001, <https://doi.org/10.1051/epjconf/201611914001>.
- Réchou, A., P. Durand, A. Druilhet, et B. Bénéch, 1995 : Turbulence structure of the boundary layer below marine clouds in the SOFIA experiment. *Annales Geophysicae*, **13 (10)**, 1075–1086, <http://www.ann-geophys.net/13/1075/1995/>.

- Saddoughi, S. G. et S. V. Veeravalli, 1994 : Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, **268**, 333, <https://doi.org/10.1017/S0022112094001370>.
- Saïd, F., G. Canut, P. Durand, F. Lohou, et M. Lothon, 2010 : Seasonal evolution of boundary-layer turbulence measured by aircraft during the AMMA 2006 Special Observation Period. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136** (S1), 47–65, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.475>.
- Schmidt, H. et U. Schumann, 1989 : Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, **200**, 511, <https://doi.org/10.1017/S0022112089000753>.
- Schott, F. et K. D. Leaman, 1991 : Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Golfe du Lion. *Journal of Physical Oceanography*, **21** (4), 558–574, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1991\)021<0558:OWMADC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1991)021<0558:OWMADC>2.0.CO;2).
- Seity, Y., P. Brousseau, S. Malardel, G. Hello, P. Bénard, F. Bouttier, C. Lac, et V. Masson, 2011 : The AROME-France Convective-Scale Operational Model. *Monthly Weather Review*, **139** (3), 976–991, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2010MWR3425.1>.
- Seyfried, L., P. Marsaleix, E. Richard, et C. Estournel, 2017 : Modelling deep-water formation in the North-West Mediterranean Sea with a new air-sea coupled model : sensitivity to turbulent flux parameterizations. *Ocean Science Discussions*, **2017**, 1–32, <https://doi.org/10.5194/os-2017-43>.
- Shaw, W. J. et J. A. Businger, 1985 : Intermittency and the Organization of Turbulence in the Near-Neutral Marine Atmospheric Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **42** (23), 2563–2584, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1985\)042<2563:IAT00T>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1985)042<2563:IAT00T>2.0.CO;2).
- Simmons, A. J. et D. M. Burridge, 1981 : An Energy and Angular-Momentum Conserving Vertical Finite-Difference Scheme and Hybrid Vertical Coordinates. *Monthly Weather Review*, **109** (4), 758–766, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1981\)109<0758:AEAAMC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1981)109<0758:AEAAMC>2.0.CO;2).
- Skamarock, W. C., 2004 : Evaluating Mesoscale NWP Models Using Kinetic Energy Spectra. *Monthly Weather Review*, **132** (12), 3019–3032, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/MWR2830.1>.

- Soares, P., P. Miranda, A. Siebesma, et J. Teixeira, 2004 : An eddy-diffusivity/mass-flux parametrization for dry and shallow cumulus convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **130 (604)**, 3365–3383, <http://doi.wiley.com/10.1256/qj.03.223>.
- Somot, S., et al., 2016 : Characterizing, modelling and understanding the climate variability of the deep water formation in the North-Western Mediterranean Sea. *Climate Dynamics*, <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3295-0>.
- Stevens, B. et D. H. Lenschow, 2001 : Observations, Experiments, and Large Eddy Simulation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **82 (2)**, 283–294, [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(2001\)082<0283:0EALES>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(2001)082<0283:0EALES>2.3.CO;2).
- Stull, R. B., 1988 : *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer Netherlands, Dordrecht, <http://dx.doi.org/10.1007/978-94-009-3027-8>.
- Sullivan, P. P., T. W. Horst, D. H. Lenschow, C.-H. Moeng, et J. C. Weil, 2003 : Structure of subfilter-scale fluxes in the atmospheric surface layer with application to large-eddy simulation modelling. *Journal of Fluid Mechanics*, **482**, 101–139, [http://www.journals.cambridge.org/abstract\\_S0022112003004099](http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112003004099).
- Sullivan, P. P., J. C. McWilliams, et C.-H. Moeng, 2000 : Simulation of turbulent flow over idealized water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **404**, 47–85, <https://doi.org/10.1017/S0022112099006965>.
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, et S. D. Mayor, 1998 : Structure of the Entrainment Zone Capping the Convective Atmospheric Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **55 (19)**, 3042–3064, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1998\)055<3042:SOTEZC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1998)055<3042:SOTEZC>2.0.CO;2).
- Sullivan, P. P. et E. G. Patton, 2011 : The Effect of Mesh Resolution on Convective Boundary Layer Statistics and Structures Generated by Large-Eddy Simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68 (10)**, 2395–2415, <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS-D-10-05010.1>.
- Sykes, R. I. et D. S. Henn, 1989 : Large-Eddy Simulation of Turbulent Sheared Convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46 (8)**, 1106–1118, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046<1106:LESOTS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<1106:LESOTS>2.0.CO;2).
- Taylor, G. I., 1938 : The spectrum of turbulence. The Royal Society, Vol. 164, 476–490, <https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0032>.

- Tennekes, H. et J. L. Lumley, 1972 : *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge, Mass.
- Testor, P., et al., 2010 : Gliders as a Component of Future Observing Systems. European Space Agency, 961–978, <https://doi.org/10.5270/OceanObs09.cwp.89>.
- Thomas, C. et T. Foken, 2005 : Detection of long-term coherent exchange over spruce forest using wavelet analysis. *Theoretical and Applied Climatology*, **80** (2-4), 91–104, <http://link.springer.com/10.1007/s00704-004-0093-0>.
- Torrence, C. et G. P. Compo, 1998 : A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **79** (1), 61–78, [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2).
- Townsend, A., 1956 : The Structure of Turbulent Shear Flow.
- Tsinober, A. et E. Levich, 1983 : On the helical nature of three-dimensional coherent structures in turbulent flows. *Physics Letters A*, **99** (6-7), 321–324, [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(83\)90896-4](https://doi.org/10.1016/0375-9601(83)90896-4).
- Van der Hoven, I., 1957 : Power Spectrum of Horizontal Wind Speed in the Frequency Range From 0.0007 to 900 Cycles per hour. *Journal of Meteorology*, **14** (2), 160–164, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1957\)014<0160:PSOHWS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1957)014<0160:PSOHWS>2.0.CO;2).
- Von Karman, T., 1948 : Progress in the statistical theory of turbulence. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **34** (11), 530.
- Webb, E. K., G. I. Pearman, et R. Leuning, 1980 : Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **106** (447), 85–100, <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49710644707>.
- Weckwerth, T. M., J. W. Wilson, et R. M. Wakimoto, 1996 : Thermodynamic Variability within the Convective Boundary Layer Due to Horizontal Convective Rolls. *Monthly Weather Review*, **124** (5), 769–784, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1996\)124<0769:TVWTCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1996)124<0769:TVWTCB>2.0.CO;2).
- Weill, A., et al., 2003 : Toward a Better Determination of Turbulent Air–Sea Fluxes from Several Experiments. *Journal of Climate*, **16** (4), 600–618, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)016<0600:TABDOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)016<0600:TABDOT>2.0.CO;2).
- Wyngaard, J. C., 1983 : Lectures on the Planetary Boundary Layer. *Mesoscale Meteorology — Theories, Observations and Models*, D. K. Lilly et T. Gal-Chen, Eds., Springer

Netherlands, Dordrecht, 603–650, [https://doi.org/10.1007/978-94-017-2241-4\\_33](https://doi.org/10.1007/978-94-017-2241-4_33).

Wyngaard, J. C. et R. A. Brost, 1984 : Top-Down and Bottom-Up Diffusion of a Scalar in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41** (1), 102–112, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1984\)041<0102:TDABUD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1984)041<0102:TDABUD>2.0.CO;2).

Wyngaard, J. C., W. T. Pennell, D. H. Lenschow, et M. A. LeMone, 1978 : The Temperature-Humidity Covariance Budget in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35** (1), 47–58, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035<0047:TTHCBI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<0047:TTHCBI>2.0.CO;2).

Young, G. S., D. A. R. Kristovich, M. R. Hjelmfelt, et R. C. Foster, 2002 : Rolls, Streets, Waves, and More : A Review of Quasi-Two-Dimensional Structures in the Atmospheric Boundary Layer. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **83** (7), 997–1001, [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(2002\)083<0997:RSWAMA>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(2002)083<0997:RSWAMA>2.3.CO;2).