



**HAL**  
open science

# Les processus de fine échelle responsables du transport des vents forts dans la tempête méditerranéenne Adrian

Wahiba Lfarh

► **To cite this version:**

Wahiba Lfarh. Les processus de fine échelle responsables du transport des vents forts dans la tempête méditerranéenne Adrian. Sciences de la Terre. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2023. Français. NNT : 2023TOU30294 . tel-04643217

**HAL Id: tel-04643217**

**<https://theses.hal.science/tel-04643217>**

Submitted on 10 Jul 2024

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



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 19/12/2023 par :

**Wahiba LFARH**

**Les processus de fine échelle responsables du transport des vents  
forts dans la tempête méditerranéenne Adrian**

---

---

### JURY

SOPHIE BASTIN	Rapporteuse	LATMOS, Guyancourt
EMMANOUIL FLAOUNAS	Rapporteur	HCMR, Athènes
MARIE-NOËLLE BOUIN	Examinatrice	LOPS, Brest
DIDIER RICARD	Examinateur	CNRM, Toulouse
GWENDAL RIVIÈRE	Examinateur	LMD, Paris
DAVIDE FARANDA	Examinateur	IPSL, Paris
J.-PIERRE CHABOUREAU	Directeur de thèse	LAERO, Toulouse
FLORIAN PANTILLON	Directeur de thèse	LAERO, Toulouse

---

### École doctorale et spécialité :

*SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat*

### Unité de Recherche :

*Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560)*

### Directeur(s) de Thèse :

*Jean-Pierre CHABOUREAU et Florian PANTILLON*

### Rapporteurs :

*Sophie BASTIN et Emmanouil FLAOUNAS*



# TABLE DES MATIÈRES

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>viii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Contexte scientifique</b>	<b>11</b>
1.1 Les tempêtes des moyennes latitudes . . . . .	11
1.1.1 Dynamique des tempêtes des moyennes latitudes . . . . .	12
1.1.2 Les tempêtes méditerranéennes . . . . .	16
1.2 Les vents forts dans les tempêtes . . . . .	18
1.2.1 Origine des vents à méso-échelle : modèle des bandes transporteuses . . .	19
1.2.2 Processus de fine échelle transportant les vents forts vers la surface . . .	24
1.2.3 Les rouleaux convectifs . . . . .	27
1.3 Les interactions air-mer . . . . .	33
1.3.1 Les flux turbulents à l'interface air-mer . . . . .	33
1.3.2 Les paramétrisations des flux turbulents de surface . . . . .	36
1.4 Objectifs de la thèse . . . . .	44
<b>2 Méthodologie</b>	<b>47</b>
2.1 Approche numérique . . . . .	47
2.1.1 Le modèle atmosphérique Méso-NH . . . . .	47
2.1.2 Sensibilité aux conditions initiales . . . . .	50
2.1.3 Sensibilité à la résolution horizontale . . . . .	53
2.1.4 Sensibilité aux flux turbulents à l'interface air-mer . . . . .	54
2.2 Données d'observations et méthodes de comparaison . . . . .	55
2.2.1 Observations in-situ . . . . .	56
2.2.2 Observations satellite . . . . .	57
2.2.3 Méthodes de comparaison . . . . .	57
2.3 Outils d'analyse . . . . .	59
2.3.1 Traceurs lagrangiens . . . . .	59
2.3.2 Fonction d'auto-corrélation . . . . .	60
2.3.3 Spectres d'énergie . . . . .	61
<b>3 Évolution de la tempête méditerranéenne Adrian</b>	<b>65</b>
3.1 Vue générale . . . . .	65
3.2 Description à méso-échelle . . . . .	68

<b>4</b>	<b>Transport des vents forts par des rouleaux convectifs dans les LES</b>	<b>75</b>
4.1	Présentation de l'article . . . . .	75
4.2	<i>The downward transport of strong wind by convective rolls</i> . . . . .	77
4.2.1	Introduction . . . . .	77
4.2.2	Methods . . . . .	80
4.2.3	Strong wind at the mesoscale . . . . .	83
4.2.4	Strong wind at the fine scale . . . . .	88
4.2.5	Sensitivity of fine-scale processes to horizontal resolution . . . . .	93
4.2.6	Conclusions . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Sensibilité des rouleaux et des vents de surface aux flux turbulents de surface</b>	<b>103</b>
5.1	Présentation de l'article . . . . .	103
5.2	<i>Impact of surface fluxes on the formation of convective rolls</i> . . . . .	105
5.2.1	Introduction . . . . .	105
5.2.2	Methods . . . . .	107
5.2.3	Impact of surface fluxes on the mesoscale dynamics . . . . .	112
5.2.4	Impact of turbulent fluxes on the finescale . . . . .	115
5.2.5	Conclusions . . . . .	124
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>129</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>133</b>

# TABLE DES FIGURES

1.1	Cycle de vie d'une dépression des moyennes latitudes selon le modèle norvégien. Source : <a href="https://www.noaa.gov/jetstream/synoptic/norwegian-cyclone-model">https://www.noaa.gov/jetstream/synoptic/norwegian-cyclone-model</a> . . . . .	13
1.2	Cycle de vie d'une dépression des moyennes latitudes selon le modèle de Shapiro-Keyer. Source : <a href="https://resources.eumetrain.org/satmanu/shapiro_keyser_cm/">https://resources.eumetrain.org/satmanu/shapiro_keyser_cm/</a> . . . . .	14
1.3	Schéma classique illustrant l'interaction barocline entre une anomalie positive de tourbillon en altitude (représentée par un cercle bleu) et une anomalie positive de tourbillon de basses couches (représentée par cercle rouge). Les deux anomalies se situent dans une zone barocline marquée par un gradient de température (plage colorée) et caractérisée par un cisaillement vertical de vent $U(z)$ (flèches noires). Tirée de <a href="#">Rivière et Arbogast (2018)</a> . . . . .	15
1.4	Topographie et bathymétrie du bassin méditerranéen. Les flèches rouges représentent les vents régionaux (M = Mistral, T = Tramontane et A = Autan). Figure adaptée de <a href="#">Raymond et al. (2018)</a> . . . . .	17
1.5	Nombre des dépressions sélectionnées par des carrés de $2,25^\circ \times 2,25^\circ$ de septembre 1957 à août 2002, avec une durée de vie d'au moins 24 h. Tirée de <a href="#">Homar et al. (2007)</a> . . . . .	18
1.6	Classification des vitesses de vent selon l'échelle de Beaufort. Tirée de l' <a href="#">Organisation Météorologique Mondiale (2018)</a> . . . . .	19
1.7	Structure tridimensionnelle d'une dépression pendant sa phase de développement. (SCF) front froid de surface; (SWF) front chaud de surface; (BBF) front occlus. La bande transporteuse d'air froid (CCB) est représentée en vert, les branches anticyclonique (WCB1) et cyclonique (WCB2) de la bande transporteuse d'air chaud (WCB) sont représentées en cyan, l'intrusion sèche (DI) en rouge et le <i>Sting Jet</i> (SJ) en bleu. Les ombres grises représentent le sommet des nuages. Tirée de <a href="#">Martínez-Alvarado et al. (2014a)</a> . . . . .	20
1.8	Modèle conceptuel d'une dépression extra-tropicale. Le panneau (a) illustre la trajectoire de la dépression (noir). Les zones ombrées correspondent aux empreintes de vent causées par la bande transporteuse d'air froid (orange) ( <i>Cold Jet</i> (CJ), selon la nomenclature utilisé dans l'étude de <a href="#">Hewson et Neu, 2015</a> ), la bande transporteuse d'air chaud (jaune) ( <i>Warm Jet</i> (WJ)) et le sting jet (rouge). Les différentes phases du cycle de vie de la dépression, ainsi que l'évolution synoptique des fronts et des isobares autour du centre dépressionnaire sont représentées dans le panneau (b). Des lettres ont été ajoutées pour indiquer les emplacements relatifs des vents forts. Le panneau (c) indique l'évolution temporelle des rafales de vent pour chaque bande transporteuse. Tirée de <a href="#">Hewson et Neu (2015)</a> . . . . .	22

- 1.9 Représentation tridimensionnelle des trajectoires du Sting Jet (vert) et du CCB (rouge) identifiées lors de la tempête Egon. L'ombrage indique l'altitude en hPa. Les trajectoires sont représentées dans le référentiel en déplacement du centre dépressionnaire de la tempête. Tirée de Eisenstein et al. (2020) . . . . . 24
- 1.10 Vitesse Doppler ( $\text{m s}^{-1}$ ), montrant les différentes organisations convectives observées pendant le passage de la tempête St Jude's Day (2013) impliquant un SJ. Zone I : bandes étroites, zone II : bandes espacées et la croix en gras indique une averse convective. Tirée de Browning et al. (2015) . . . . . 26
- 1.11 (a) Coupe horizontale à  $z=1600$  m et (b) coupe verticale des vitesses de vent ( $\text{m s}^{-1}$ ) dans une simulation idéalisée. Les vitesses verticales sont représentées par des contours noirs en pointillés pour les vitesses négatives et par des contours pleins pour les vitesses positives, avec un intervalle de  $0,1 \text{ m s}^{-1}$ . Les contours en gris indiquent la température potentielle équivalente, avec un intervalle de 2 K. Les zones pointillées bleues représentent l'humidité relative à 80%. SJ et CCBJ désignent respectivement les emplacements du Sting Jet et de la bande transporteuse d'air froid (CCB). Tirée de Rivière et al. (2020). . . . . 27
- 1.12 Schéma théorique des rouleaux convectifs dans la couche limite atmosphérique (Alpers et Brümmer, 1994). *Cloud street* représente les rues de nuages au niveau des branches ascendantes des rouleaux.  $E$  étant l'extension horizontale,  $h$  la hauteur et  $\lambda$  la longueur d'onde des rouleaux. . . . . 28
- 1.13 Rapport d'aspect des rouleaux convectifs en fonction de la hauteur de la couche limite ( $z_i$ ). Chaque régime environnemental est représenté par un symbole spécifique : *cao* pour *cold-air outbreaks* (coulée d'air froid), *ncao* pour *non-cold-air outbreaks*, *sea* pour les cas des rouleaux observés au-dessus des régions océaniques, *lake* pour ceux observés au-dessus des grands lacs, *land* pour les cas observés au-dessus des terres. *LES* pour des cas de rouleaux simulés avec des large eddy simulations idéalisées (simulations aux grands tourbillons). Tirée de Young et al. (2002). . . . . 29
- 1.14 Image satellite MODIS du 13 février 2013 au-dessus du Golfe du Lion. La zone zoomée dans le carré noir montre que la couverture nuageuse est organisée en *cloud streets* associés aux rouleaux convectifs. Tirée de Brilouet et al. (2017) . . . 31
- 1.15 (a) Image de l'ouragan Fengshen prise par le radar à synthèse d'ouverture sur le satellite RADARSAT-1 le 24 juillet 2002 montrant des circulations de rouleaux convectifs avec une résolution de 150 m. Tirée de Morrison et al. (2005). (b) Champ de vitesse radiale acquis lors du passage l'ouragan Frances par un radar Doppler représentant les structures linéaires en forme de rouleaux. La flèche noire indique la direction du vent près de la surface. Tirée de Lorsolo et al. (2008). . . 32

1.16	Champs des vitesses de vent à 10 m issus d'une configuration imbriquée du modèle WRF pour le cas de l'ouragan Harvey de 2017. (a) domaine 1, (b) domaine 2, (c) domaine 3, et (d) domaine 4 correspondant aux résolutions horizontales 12,5, 2,5, 0,5 et 0,1 km, respectivement. (e) Coupe verticale des variations horizontales du vent vertical indiquant un mouvement ascendant et descendant qui s'étend de 20 à 1500 m d'altitude. La trace de la coupe est représentée par la ligne bleue dans (d) et (f). (f) Coupe horizontale des fluctuations des vitesse verticales à 50 m d'altitude à l'intérieur de la boîte noire montrée dans (d) perpendiculaire à la direction du vent. Tirée de <a href="#">Li et al. (2021)</a> . . . . .	33
1.17	Représentation schématique des flux de surface air-mer. SW ( <i>Short Wave heat flux</i> ) flux solaire à courtes longueurs d'onde, LW ( <i>Long Wave heat flux</i> ) flux infrarouge. Le rayonnement net résulte des contributions de ces deux flux radiatifs. Les flux turbulents de chaleur sensible $H$ , chaleur latente $LE$ et quantité de mouvement $\tau$ . Source : <a href="https://www.umr-cnrm.fr/">https://www.umr-cnrm.fr/</a> . . . . .	34
1.18	Évolution du minimum de pression pour différents tests de sensibilité aux flux de surface dans le cas de la tempête Xynthia. CNTRL pour la simulation de référence, TS1 et TS3 pour la réduction de la SST de 1 et 3 K, et SF5 et SF10 pour l'augmentation de longueur de rugosité par un facteur de 5 et 10, respectivement. Tirée de <a href="#">Ludwig et al. (2014)</a> . . . . .	35
1.19	Vitesse du vent horizontal à 25 m d'altitude tempête Tini pour (a) simulation de référence et (b) simulation avec des flux de chaleur désactivés. Tirée de <a href="#">Slater et al. (2017)</a> . . . . .	36
1.20	Campagnes de mesures des flux air-mer utilisées dans les paramétrisations ECUME et ECUME6. Source : <a href="https://www.umr-cnrm.fr/surfex/">https://www.umr-cnrm.fr/surfex/</a> . . . . .	41
1.21	Mécanismes de génération des embruns marins par éclatement de bulles à la surface et par écrêtement de vagues. Tirée de <a href="#">Veron (2015)</a> . . . . .	42
2.1	Paramétrisations physiques disponibles dans Méso-NH, tirée de <a href="#">Lac et al. (2018)</a>	49
2.2	Domaines des différentes simulations réalisées avec Méso-NH sur une carte de topographie. Domaine D1 des simulations à une résolution horizontale de 1000 m, D2 des simulations à une résolution horizontale de 200 m et D3 des simulations aux résolutions horizontales de 100 m et 50 m. . . . .	51
2.3	Domaine du modèle Arome. Tirée de <a href="https://www.umr-cnrm.fr/">https://www.umr-cnrm.fr/</a> . . . . .	52
2.4	Schéma des ensembles des conditions initiales utilisées pour les simulations de la tempête Adrian. Les flèches bleues correspondent aux simulations initialisées avec les données d'analyse du CEPMMT, les flèches vertes correspondent aux simulations initialisées avec les analyses d'AROME. . . . .	53
2.5	Répartition des stations météorologiques sur la région sud-est de la France et en Corse. . . . .	56



2.6	Auto-corrélation unidimensionnelle $R_F(x, \delta_x)$ calculée dans la direction $x$ avec un décalage spatial $\delta_x$ . Figure adaptée de <a href="#">Lohou et al. (2000)</a> . . . . .	61
2.7	Spectre d'énergie cinétique en fonction du nombre d'onde $k$ illustrant la cascade d'énergie de Kolmogorov. Tirée de <a href="#">Skamarock et al. (2014)</a> . . . . .	62
3.1	Situation synoptique sur l'Europe de l'Ouest à partir de l'analyse GFS à 1800 UTC le 27 octobre 2018 (a, b) et le 28 octobre 2018 (c, d). (a, c) Altitude géopotentielle à 500 hPa. Les contours représentent la pression réduite au niveau de la mer. (b, d) Tourbillon potentiel dans la couche 500–150 hPa et barbulles de vent à 300 hPa. Tirée de <a href="#">Giovannini et al. (2021)</a> . . . . .	66
3.2	Observation MSG dans le canal vapeur d'eau le 29 octobre 2018 (échelle grisée), à (a) 0900 UTC, (b) 1200 UTC, (c) 1500 UTC et (d) 1800 UTC. Les contours en jaune représentent le tourbillon potentiel à 320 K à 2 PVU de (b,d) l'analyse CEPMMT et (a,c) des prévisions à courte échéance, chaque 3 heures. Les contours rouges indiquent la pression réduite au niveau de la mer chaque 5 hPa au-dessous de 1010 hPa. . . . .	67
3.3	À droite, vitesse maximale du vent à 10 m mesurée chaque 6 minutes sur les stations en Corse durant la journée du 29 octobre 2018. À gauche, diagramme en rose des vents aux deux stations côtières Île-Rousse et Ajaccio-Parata. Distributions des vitesses et des directions du vent pour (a,c) les années 2016 à 2018 et (b,d) la journée du 29 octobre 2018. La forme circulaire de la rose des vents indique la fréquence des vents provenant des différentes directions cardinales chaque $22,5^\circ$ . La longueur du rayon autour du cercle correspond à la fréquence du vent soufflant dans une direction particulière. Les couleurs représentent les vitesses du vent. La même palette de couleurs, montrée en (a,c), est utilisée pour les roses des vents. . . . .	69
3.4	Réflectance normalisée du canal HRV sur le domaine D1 à 1500 UTC à partir de (a) l'observation MSG, (b) la simulation CEP06 et (c) la simulation ARO06. La position d'Adrian est calculée toutes les 15 minutes comme étant le centre de l'enroulement nuageux (ligne pointillée en magenta). Les contours bleus indiquent la pression réduite au niveau de la mer (MSLP) tous les 2 hPa à partir des deux simulations. . . . .	70
3.5	Vitesse du vent à 10 m à 1500 UTC pour les différentes simulations : (a) CEP00, (b) CEP06, (c) CEP12, (d) ARO00, (e) ARO06 et (f) ARO12. La MSLP est indiquée par des contours gris à intervalle de 2 hPa. . . . .	71
3.6	Évolution temporelle des vitesses de vent à 10 m aux stations (a, b) Ajaccio-Parata et (c, d) Île-Rousse mesurées toutes les 6 minutes de 0000 à 2100 UTC. Les vitesses de vent sont moyennées toutes les 6 minutes aux points de grille les plus proches des stations à partir des simulations basées sur les analyses du CEPMMT (à gauche) et d'AROME (à droite). . . . .	72

3.7 Graphiques en boîtes représentant la RMSE des vitesses de vent à 10 m entre simulations et observations des stations en Corse de 1200 à 2100 UTC le 29 octobre 2018 toutes les 6 minutes. (a) Pour les simulations réalisées avec les analyses du CEPMMT (CEP00, CEP06 et CEP12) et (b) pour les simulations réalisées avec les analyses d'AROME (ARO00, ARO06 et ARO12). La moyenne est représentée par la ligne horizontale à l'intérieur des boîtes, la médiane par les triangles. Le premier et le troisième quartile sont représentés par les bords supérieur et inférieur des boîtes. Les points à l'extérieur des boîtes représentent les valeurs aberrantes. . . . . 73

4.1 Domain D1 of the Meso1000 simulation, with terrain height color shaded. Domain D2 of the Les200 simulation is nested in D1 and centered on the northwestern Mediterranean Sea. D3 refers to the domains of both the Les100 and Les50 simulations nested within D2. . . . . 81

4.2 (a,b) Horizontal wind speed at 10 m height (in  $\text{m s}^{-1}$ ) at 1515 UTC from (a) Meso1000 and (b) Les200 simulations over the D2 domain. The black and white squares represent the zoomed area shown in Fig. 4.6 and Fig. 4.10, respectively. (c) Potential temperature at 925 hPa (in K) at 1515 UTC from the Meso1000 simulation over the D1 domain. A sample of back trajectories reaching horizontal wind speed values above  $40 \text{ m s}^{-1}$  below 800 m at 1515 UTC is illustrated with blue lines. MSLP is shown with gray contours every 2 hPa in (a-c). (d) Evolution of height and wind speed along Lagrangian trajectories from 0915 to 1515 UTC. The median and the interquartile range are shown with bold line and shading, respectively, for all  $\approx 40,000$  trajectories reaching the same threshold as in (c). . . . . 84

4.3 Normalized reflectance of the SEVIRI HRV channel over the D2 domain at 1515 UTC from (a) MSG observation, (b) Meso1000 and (c) Les200 simulations. The magenta dotted line shows the cyclone track. In (a), the position of Adrian is estimated every 15 min as the center of the cloud roll. In (b, c), it is defined every 1 h as that of the MSLP minimum, whose value in hPa is shown in red. In (b, c), the cyan contours show the MSLP every 1 hPa below 980 hPa. . . . . 85

4.4 Temporal evolution of the 99th percentile of wind speed at 10 m for Meso1000 (red) and Les200 (green) simulations over the land (solid) and sea (dotted) parts of the D2 domain. . . . . 86

4.5 (a, b) Maximum wind speed at 10 m observed on Corsica stations (filled dots) and simulated from (a) Meso1000 and (b) Les200. The white square represents the zoomed area shown in Fig. 4.10. (c, d) Temporal evolution of wind speed at 10 m at the (c) Ajaccio-Parata and (d) Marignana stations measured every 6 min, and averaged every 6 min from Meso1000 (red) and Les200 (green) simulations at the grid points closest to the stations. The results are valid between 0600 and 2100 UTC 29 October 2018. . . . . 87

- 4.6 (left) Horizontal and (right) vertical cross-section of horizontal wind speed at 1515 UTC from (a, b) Meso1000 and (c, d) Les200. In (a, c), the horizontal cross-section is located at 200 m height and the black line shows the location of the vertical cross-section. The blue box represents the area where Les200 diagnostics are calculated. The wind direction is represented by the red arrows. In (b, d), the thick red line shows the height of the boundary layer. The black contours show the vertical velocity, where the solid lines correspond to  $1 \text{ m s}^{-1}$  and the dotted lines to  $-1 \text{ m s}^{-1}$ . In (d), the magenta contours indicate the mixing ratio of the clouds at  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ . . . . . 89
- 4.7 Evolution of (a) vertical velocity, (b) height, (c) wind speed and (d) potential temperature along Lagrangian trajectories from 1500–1515 UTC in Les200. Trajectories are selected from the 2% highest (updrafts) and lowest (downdrafts) values of vertical velocity at  $z < 1 \text{ km}$  at 1515 UTC in the blue box shown in Fig. 4.6c. The median (bold lines) and the interquartile ranges (shading) are shown for the  $\approx 1,000$  trajectories selected as updrafts (red) and downdrafts (blue). 90
- 4.8 (a) Two-dimensional auto-correlation over the high wind region shown in Fig. 4.6 at 1515 UTC. The brown and the blue dashed line indicate the direction of convective rolls and the wind direction, respectively. (b) 1D auto-correlation calculated in the perpendicular direction to the rolls, as a function of spatial distance from the center.  $L_{os}$  indicates the characteristic size (length scale) of the roll, considering both ascending and descending branches.  $L_{os}$  is calculated as the distance between two auto-correlation maxima. . . . . 91
- 4.9 (a) Vertical profile of the flatness parameter  $f$ . Structures organized as rolls ( $f > 0.8$ ) in blue stars, disorganized (i.e., non-elliptical) ( $f < 0.6$ ) in green stars and transition regime ( $0.6 < f < 0.8$ ) in orange stars. (b) Vertical profile of the mean wind direction and the direction of structures identified by the auto-correlation function. The dashed red line and the gray lines indicate the boundary layer height averaged over the selected domain and the standard deviation of the height, respectively. . . . . 92
- 4.10 (left) Horizontal and (right) vertical cross-section of horizontal wind speed and turbulent kinetic energy at 1600 UTC from the Les200 simulation. In (a, c), the horizontal cross-section is located at a height of 200 m above the ground. The black contours represent the topography at 0 (coast of Corsica), 100, 300 and 500 m of altitude. In (b), the black contours shows the vertical velocity, where the solid lines correspond to  $1 \text{ m s}^{-1}$  and the dotted lines to  $-1 \text{ m s}^{-1}$ , the magenta contours shows the mixing ratio of the clouds at  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ . . . . . 94
- 4.11 As in Fig 4.6, but for (a, b) Les100 and (c, d) Les50. The fields are block averaged at 200 m resolution. . . . . 95

4.12 (a) Ratio of resolved TKE to total TKE for the Les200, Les100 and Les50 simulations. The profiles are averaged over the blue box shown in Fig. 4.6c. (b) Kinetic energy spectra calculated for the horizontal wind at  $z = 200$  m at 1515 UTC, gray lines correspond to  $-2/3$  theoretical slope of the inertial subrange. The black vertical line corresponds to energy peaks at a wavelength equal to 1000 m. The green, pink, purple and blue lines correspond to Meso1000, Les200, Les100 and Les50, respectively . . . . . 96

4.13 Results at 1515 UTC for the Meso1000, Les200, Les100 and Les50 simulations. Vertical profile of (a) horizontal wind speed and (b) vertical fluxes of momentum in the mean wind direction. The profiles are averaged over the blue square shown in Fig. 4.6c. . . . . 97

4.14 Results at 1515 UTC for the Meso1000, Les200, Les100 and Les50 simulations. Probability density functions of the horizontal wind component at heights (a) 400 m, (b) 200 m and (c) 10 m. . . . . 98

5.1 Wind speeds at 10 m height at 1530 UTC, from reference simulations at 1000 m (a) and 200 m (b) horizontal resolution. The black squares represent the D1 and D2 domains in(a). The wind direction at 10 m is represented by the green arrows. In (b), the white square indicates the zoomed-in area of 20 by 20 km shown in Figure 5.5. . . . . 108

5.2 Turbulent fluxes of (a) momentum, (b) sensible and (c) latent heat as a function of wind speed at 10 m from the Coare2 (green), Andreas2 (blue), Ecume2 (pink) and Wasp2 (orange) simulations at 1530 UTC. Turbulent fluxes are calculated at each grid point on the zoom represented by the white square on Figure 5.1b. . 110

5.3 (a) Trajectories of Adrian as observed (black line) and simulated by Coare1, Andreas1, Ecume1 and Wasp1 (colored lines) every 15 min between 1200 and 1700 UTC. The black circular markers indicate the position observed every hour. Terrain height is shown in color. The best observed track is estimated from the center of the cyclonic cloud roll-up on the Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager (SEVIRI) High Resolution Visible (HRV) satellite image, while simulated trajectories are estimated from the position of the lowest mean sea-level pressure. (b) Temporal evolution of minimum pressure at sea level and (c) 99th percentile wind speed at 10 m over sea. The evolutions are calculated over the sea part of the D2 domain between 1200 and 1800 UTC. . . . . 112

5.4	(a) Maximum wind speed at 10 m observed between 1200 and 1800 UTC at stations in Corsica. Markers with large circles correspond to coastal stations recording wind speeds exceeding $20 \text{ m s}^{-1}$ . (b) Box plots of the bias and root-mean-square error (RMSE) between simulated and observed wind speeds at the 11 coastal stations, calculated over a period from 1200 to 1800 UTC every 6 min. Boxes represent simulations Coare1, Andreas1, Ecume1 and Wasp1 in green, blue, pink and orange colors, respectively. . . . .	114
5.5	(left) Horizontal sections at $z=200 \text{ m}$ and (right) vertical sections of horizontal wind speed at 1530 UTC from (a, b) Coare2, (c, d) Andreas2, (e, f) Ecume2 and (g, h) Wasp2. The black lines in the horizontal sections shows the location of the vertical sections. The wind direction is shown by the red arrows. The thick red line in the vertical sections corresponds to the height of the boundary layer. Black contours indicate vertical velocity, solid lines correspond to $1 \text{ m s}^{-1}$ and dotted lines to $-1 \text{ m s}^{-1}$ . . . . .	116
5.6	Vertical profiles of (a) flatness parameter $f$ , (b) mean wind direction (dotted curves) and structure direction (solid curves), (c) convective roll size identified from the auto-correlation function at 1530 UTC. Dashed lines in (a) indicate the boundary layer height averaged over the zoomed domain in Figure 5.5 for each simulation. . . . .	117
5.7	Vertical profile of (a) horizontal wind speed, (b) virtual potential temperature and (c) vertical fluxes of zonal momentum at 1530 UTC. The dotted horizontal lines indicate the boundary-layer height in (a). The dashed, dotted and solid lines show the resolved, subgrid and total contributions in (c). The profiles are averaged over the area shown in Figure 5.5. . . . .	119
5.8	Probability density functions (PDFs) of (a) vertical wind speed at 400 m height and horizontal wind speed at heights (b) 400 m and (c) 10 m. The vertical lines indicate the mean values in (b, c). The PDFs are calculated over the area shown in Figure 5.5. . . . .	120
5.9	As in Figure 5.5, for (a, b) Coare2 (c, d) NoLE, (e, f) NoH and (g, h) NoM. For clarity, the color bar of wind speeds is scaled differently in NoM. . . . .	122
5.10	Temporal evolution of (a) flatness parameter, (b) direction and (c) structure size at $z=200 \text{ m}$ , for Coare2 (green), NoH (red), NoLE (blue) and NoM (gold). . . . .	123
5.11	As in Figure 5.7, for Coare2, NoH, NoLE and NoM. . . . .	124
5.12	Summary of the main results of the paper. Red and blue vertical arrows represent surface sensible and latent heat fluxes, respectively, while green horizontal arrows represent the background wind shear and circling arrows represents convective rolls. See text for details. . . . .	125

# LISTE DES TABLEAUX

2.1	Configurations des expériences de sensibilité à la résolution horizontale . . . . .	54
2.2	Tests de sensibilité aux flux turbulents à une résolution horizontale de 1000 m .	55
2.3	Tests de sensibilité aux flux turbulents à une résolution horizontale de 200 m . .	56
4.1	Configuration of the Meso-NH experiments. . . . .	81
5.1	Configuration of air-sea turbulent flux sensitivity experiments including the main parameterization schemes used. . . . .	109
5.2	Descriptive parameters of the boundary layer and of convective rolls in the LES sensitivity tests. . . . .	118



# REMERCIEMENTS

Mesdames et messieurs, nous vous informons que le train 7672 à destination de Paris Montparnasse va partir prochainement. C'est à bord de ce train, pendant ce trajet de 4 heures et 30 minutes, que le feedback de ma thèse me reviennent en mémoire. Alors que je regarde par la fenêtre et que le paysage défile, je ne peux m'empêcher de me remémorer chaque pas parcouru pour parvenir au sommet de cette montagne académique. Je réalise à quel point chaque personne qui, de loin ou de près, a apporté son soutien, son encouragement et son expertise tout au long de la réalisation de cette thèse.

Florian, je tiens à exprimer ma profonde gratitude pour toutes les portes d'opportunité que tu m'as ouvertes dès mon arrivée en stage de Master, pour la confiance que tu m'as accordée avant même le début de cette thèse. Grâce à toi, j'ai pu découvrir le passionnant monde des tempêtes. Ton implication dans mes recherches et ton expertise dans ce domaine ont été d'une importance inestimable pour mon initiation dans le monde de la recherche. Je ne saurais jamais assez te remercier pour cela. Jean-Pierre, je te remercie pour ton encadrement très pédagogue, pour ton soutien et tes précieux conseils qui m'ont souvent été d'un grand secours. Tu as fait évoluer ma compréhension de mon sujet et tu m'as toujours poussé à donner le meilleur de moi-même. Je vous suis reconnaissante à tous les deux. Votre dévouement à m'aider à réussir a été ressenti à chaque étape de ce parcours, et je me sens privilégiée d'avoir eu l'opportunité de travailler sous votre direction.

Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance envers Sophie Bastin et Emmanouil Flaou-nas, les rapporteurs de ma thèse, pour leurs rapports détaillés, leurs critiques constructives et leurs commentaires éclairés. Je remercie également Marie-Noëlle Bouin, Didier Ricard, Gwendal Rivière et Davide Faranda d'avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse. Leur expertise a considérablement enrichi la discussion lors de ma soutenance. Un grand merci à Didier et Gwendal, en particulier, membres de mon comité de thèse, pour leur contribution à l'avancement et à l'amélioration de mes travaux de recherche.

Merci à mes collègues au Laboratoire d'Aérodynamique pour leur bienveillance et leur soutien. Je désire exprimer ma profonde reconnaissance à Joris Pianezze pour sa contribution à ma compréhension des interactions océan-atmosphère. Merci d'avoir pris le temps d'écouter attentivement mes questions curieuses et de partager ton savoir sans hésitation. À Dominique Lambert, d'avoir assisté à mes réunions au cours de ma première année et d'avoir partagé ses connaissances sur la Corse. À Eric Defer, Sylvain Coquillat et Christelle Barthe pour leurs encouragements constants et leurs sourires chaleureux, qui m'ont apporté la détermination nécessaire pour persévérer et ne jamais baisser les bras.

Un grand merci aux anciens doctorants, Sara, Joelle, Nicolas, Ronan, Victorien, ainsi qu'aux futurs docteurs du laboratoire, Samira, Meredith, Ines, Mathilde, Benjamin, Renaud, Jeremy, et



Thibaut. Ces pauses café après le déjeuner, où nous avons parlé de tout et de rien, étaient tout simplement géniales ! Vos discussions, vos rires, et même nos débats sur des sujets bizarres ont vraiment ajouté une dose de bonne humeur à notre travail. Je vous souhaite un avenir rempli de succès et d'accomplissements. Que cette aventure académique continue à vous apporter des expériences enrichissantes et des souvenirs mémorables.

Un merci particulier à Samira et Meredith, nos après-midis et nos soirées de Ramadan à la marocaine ont été des moments de partage et de convivialité inestimables. Nos petites sorties à Rocamadour et à l'accrobranche ont été l'occasion de créer des souvenirs précieux qui resteront à jamais gravés dans ma mémoire. À Benjamin, nous avons non seulement partagé notre bureau de recherche, mais aussi notre intérêt pour la recherche sur les tempêtes méditerranéennes, notre passion pour le violon et la musique classique. J'espère que tu continueras à explorer les makams avec ferveur.

Papa, Maman, il est difficile de mettre en mots toute l'amour que je ressens envers vous. Vous avez toujours été là pour moi, depuis le premier jour de ma vie jusqu'à aujourd'hui, et je sais que vous le serez jusqu'à la fin. Votre présence et votre soutien ont été une bénédiction inestimable dans ma vie, une lumière qui a guidé chacun de mes pas. Vous avez joué un rôle fondamental en semant en moi la graine du savoir, en m'encourageant à m'épanouir et à grandir. Merci pour avoir toujours cru en moi, pour avoir été les meilleurs mentors que je puisse avoir. Merci pour chaque sacrifice silencieux, chaque sourire réconfortant, et chaque instant de bonheur que vous avez apporté dans ma vie.

Mehdi, Mouataz, avoir des frères aussi exceptionnels que vous est un privilège que je chéris profondément. Merci d'avoir enrichi ma vie de votre amour, de votre soutien et de votre fierté. Merci pour tous les moments de joie que nous avons partagés, merci d'avoir été une épaule solide dans les moments difficiles.

À ma tante bien-aimée, même si tu n'es plus parmi nous depuis un an, tu restes présente dans mon cœur et dans chaque mot de cette thèse. Ton soutien inébranlable, ta main tendue au début de cette aventure, et ta fierté constante envers mes accomplissements ont été des sources d'inspiration inestimables pour moi. Chaque étape de ce parcours académique a été guidée par le souvenir de ta bienveillance et de ton amour. Ton départ prématuré signifie que tu n'es pas là pour partager ce moment important avec moi, mais je veux que tu saches à quel point tu me manques et à quel point je souhaite que tu sois ici. Cette thèse est bien plus qu'un document académique. C'est un témoignage de ma gratitude éternelle envers toi, pour tout ce que tu as fait pour moi. Chère tante, je te dédie ce travail avec tout mon amour, en espérant que, quelque part là-haut, tu ressentes la fierté et la joie que tu aurais eues si tu étais ici aujourd'hui. Tu es à jamais dans mon cœur.

Un merci sincère et profond à la famille Jabbari. Arrivée deux semaines avant le confinement du 2020, je n'aurais jamais imaginé que votre maison deviendrait bien plus qu'un simple lieu de

séjour. Elle s'est transformée en un véritable refuge pour mon cœur. Pendant ces mois de stage et de préparation aux concours de thèse passés chez vous, chaque moment partagé, que ce soit lors des nuits du Ramadan, des célébrations de l'Aïd, ou simplement pendant les week-ends cinéphiles, était imprégné de chaleur et de convivialité. Je tiens à vous remercier du fond du cœur pour avoir enrichi mon séjour avec votre présence aimante.

Ikrane, en souvenir de notre magnifique aventure dans le Sahara marocain, de nos petites escapades à Gérone, de nos nuits blanches et des mélodies que nous chantions ensemble, je tiens à te remercier pour ces moments inoubliables que nous avons partagés, pour ta présence chaleureuse et ton sourire qui ont illuminé chaque instant. Que notre aventure continue à être parsemée de beaux souvenirs et de moments précieux.

Menna, thank you for being a friend during the time we spent together in Toulouse. You were not only the first friend I made in this beautiful city, but you also enriched my life through our interesting conversations about Arabic literature, traditions and customs. Although your stay in Toulouse was relatively short, the memories we created are engraved in my heart forever. From our adventures in Lisbon to our explorations in Porto, to the enchanting moments in Sirta, every experience was made even more special because you were part of it.

Marouane, un grand merci pour ton soutien constant, tes encouragements quotidiens, et tes conseils avisés. Ta présence a été un pilier tout au long de ma thèse.

Merci à tous ceux qui me sont chers et que j'ai omis involontairement de citer leurs noms.



# RÉSUMÉ

Les dégâts importants causés par les tempêtes des moyennes latitudes sont en grande partie dus aux rafales de vents qui les accompagnent. Ces rafales résultent du transport de vents forts vers la surface. Les processus de fine échelle qui régissent ce transport restent largement méconnus, en raison de leurs échelles spatiales et temporelles restreintes. De plus, les vents sur mer sont influencés par les processus d'échange à la surface qui sont incertains en conditions de tempête. Des simulations à résolution hectométrique avec le modèle atmosphérique Méso-NH sont utilisées ici pour mieux comprendre ces processus.

La thèse se concentre sur la tempête Adrian qui s'est formée en Méditerranée occidentale le 29 octobre 2018 causant de gros dégâts en Corse. Dans un premier temps, une analyse à méso-échelle de la tempête Adrian basée sur des observations et des simulations kilométriques montre un développement rapide et intense marqué par vitesses de vent exceptionnelles au cours de l'après-midi. Sur la base d'une approche lagrangienne, les vents les plus forts sont attribués à une bande transporteuse d'air froid. Dans un second temps, une simulation aux grands tourbillons (large-eddy simulation) est réalisée avec une résolution horizontale hectométrique sur un grand domaine pour représenter à la fois la dynamique à méso-échelle et les caractéristiques à fine échelle de la tempête. Dans les régions des vents forts, cette simulation montre que la couche limite est organisée en rouleaux convectifs orientés dans la direction du vent. Ces rouleaux convectifs d'une taille de 2 km environ sont responsables du transport des vents forts de la bande transporteuse d'air froid vers la surface. La présence des rouleaux est favorisée sur mer en raison du fort cisaillement de vent et de l'interaction intense entre l'air froid et sec provenant du golfe du Lion et la surface de la mer chaude.

Dans le but d'évaluer le rôle des échanges à l'interface air-mer sur le mélange vertical et le vent de surface, des tests de sensibilité à la représentation des flux turbulents de surface sont réalisés à résolution hectométrique. Les résultats mettent en évidence la sensibilité des rouleaux convectifs aux flux de chaleur, qui sont augmentés par la prise en compte de l'effet des embruns marins. Ces derniers renforcent l'instabilité thermique, entraînant des rouleaux plus étroits s'étendant sur des hauteurs plus importantes. Le transport de quantité de mouvement vers le bas est alors intensifié, conduisant à des vitesses de vent plus élevées à la surface. En absence des flux de chaleur sensible et de quantité de mouvement en surface, les rouleaux convectifs perdent en intensité et se dissipent rapidement. Au contraire, les flux de chaleur latente ont un impact mineur sur l'organisation des rouleaux.

Les résultats de cette thèse mettent en évidence le rôle des rouleaux convectifs dans la formation des rafales de vent dans les tempêtes et la nécessité de mieux les représenter dans les paramétrisations de la couche limite. Ils révèlent également l'importance de la représentation des flux à l'interface air-mer qui influencent le transport des vents forts vers la surface. Ces deux aspects sont essentiels pour améliorer la prévision des vents dans des conditions de tempêtes.



# ABSTRACT

The extensive damages caused by mid-latitude windstorms are mainly due to the associated wind gusts. These gusts result from the transport of strong winds to the surface. The fine-scale processes controlling this transport remain poorly known, because of their small spatial and temporal scales. Moreover, the winds over sea are influenced by surface exchange processes, which are uncertain under windstorm conditions. Here, simulations at hectometric resolution are performed with the atmospheric model Meso-NH for a better understanding of these processes.

The thesis focuses on the windstorm Adrian, which formed in the western Mediterranean on October 29, 2018, causing widespread damage in Corsica. Firstly, a mesoscale analysis of Adrian, using observations and kilometric simulations, shows a rapid and intense development accompanied by exceptional wind speeds during the afternoon. Using a Lagrangian approach, the strongest winds are attributed to a cold conveyor belt. Secondly, a large-eddy simulation is performed with hectometric horizontal resolution over a large domain to represent both the mesoscale dynamics and fine-scale characteristics of the windstorm. In strong wind regions, this simulation reveals that the boundary layer is organized into convective rolls oriented in the wind direction. These convective rolls, about 2 km in size, are responsible for transporting strong winds from the cold conveyor belt to the surface. The presence of the rolls is favored over the sea due to strong wind shear and the intense interaction between cold, dry air from the Gulf of Lion and the warm sea surface.

In order to assess the role of exchanges at the air-sea interface on vertical mixing and surface wind, sensitivity tests on the representation of surface turbulent fluxes are carried out at hectometric resolution. The results highlight the sensitivity of convective rolls to heat fluxes, which are enhanced by the effect of sea spray. The latter reinforces thermal instability, resulting in narrower rolls extending over greater heights. The downward transport of momentum is then intensified, leading to higher wind speeds at the surface. In the absence of sensible heat and momentum fluxes at the surface, convective rolls lose intensity and dissipate rapidly. In contrast, latent heat fluxes have a minor impact on roll organization.

The findings of this thesis highlight the contribution of convective rolls to the formation of wind gusts in windstorms, and the need to better represent them in boundary layer parameterizations. They also reveal the importance of accurately representing the fluxes at the air-sea interface that influence the transport of strong winds towards the surface. Both aspects are essential for improving wind forecasts in windstorms conditions.



# INTRODUCTION

Les tempêtes comptent parmi les catastrophes naturelles les plus destructrices aux moyennes latitudes, mais aussi parmi les événements météorologiques les plus intrigants pour les chercheurs. Ces événements, souvent associés à des vents puissants et à des précipitations intenses, peuvent malheureusement entraîner des dégâts importants sur les vies humaines et les biens matériels. Bien que les tempêtes soient étudiées depuis plus d'un siècle, elles continuent de susciter un vif intérêt pour comprendre leur dynamique et améliorer leur prévision, en vue d'alerter les populations exposées à ce risque naturel.

Les avancées récentes des simulations numériques ont considérablement enrichi notre compréhension des tempêtes, en particulier à l'échelle synoptique et à méso-échelle. Toutefois, les processus conduisant à la formation des rafales de vent représentent une contrainte majeure. Ceci est dû à leur courte durée et à leur étendue locale, inaccessibles aux réseaux d'observation et aux modèles numériques de prévision de temps. La modélisation numérique a connu des progrès notables ces dernières décennies, notamment grâce à l'amélioration des capacités de calcul, aux paramétrisations plus précises, et à une meilleure compréhension des phénomènes physiques. Désormais, il est possible de modéliser les tempêtes à une très haute résolution, et donc de représenter explicitement les processus de fine échelle dans les modèles atmosphériques. Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans la démarche visant à comprendre les processus à fine échelle responsables du transport des vents forts vers la surface dans les tempêtes.

Les tempêtes des latitudes moyennes sont affectées par les processus diabatiques, en particulier par les interactions à l'interface air-mer, qui contribuent à leur développement. Ces interactions se produisent à des échelles spatiales et temporelles trop petites pour être explicitement représentées dans les modèles numériques du temps. L'importance de ces échanges a suscité des efforts pour améliorer leur représentation dans des paramétrisations d'échelle sous-maille, mais des incertitudes persistent, notamment dans des conditions des vents forts. Dans de telles situations, l'interface air-mer devient plus complexe, en raison de la grande diversité de processus physiques qui se manifestent, ce qui complique davantage la modélisation des flux en surface. Face à ces incertitudes, il demeure difficile de prévoir comment les processus air-mer peuvent influencer les processus de fine échelle qui transportent les vents vers la surface.

Cette thèse est organisée en cinq chapitres. Le premier chapitre introduit le contexte scientifique de la thèse en se penchant sur les tempêtes des moyennes latitudes ainsi que leurs manifestations dans la région méditerranéenne. Il aborde également les processus de méso-échelle et de fine échelle associés aux vents forts dans les tempêtes. Il décrit ensuite les interactions complexes entre l'atmosphère et l'océan, avec un accent sur les flux turbulents à l'interface air-mer avant de présenter les objectifs de la thèse. Le deuxième chapitre présente la méthodologie adoptée pour répondre aux objectifs de la thèse et les outils d'analyse utilisés dans cette étude.



Le troisième chapitre est consacré à la description de la tempête méditerranéenne Adrian (Vaia) et aux résultats d'une analyse comparative des différentes simulations réalisées pour le choix d'une simulation de référence. Le quatrième chapitre se focalise sur les processus de fine échelle responsables du transport des vents forts dans Adrian, leurs caractéristiques et leur sensibilité à la résolution horizontale. Le cinquième chapitre aborde la sensibilité des processus de fine échelle et des vents de surface aux flux turbulents à l'interface air-mer. Le manuscrit se conclut par une synthèse des principaux résultats obtenus au cours de cette thèse et des perspectives en vue de compléter les travaux effectués.

---

## CONTEXTE SCIENTIFIQUE

### 1.1 Les tempêtes des moyennes latitudes

En période hivernale, des perturbations atmosphériques se succèdent dans l'atmosphère des moyennes latitudes des deux hémisphères (entre 30° et 70° de latitude), entraînant des variations importantes des conditions météorologiques. Ces perturbations, également appelées dépressions, se caractérisent par des échelles spatiales de l'ordre de quelques milliers de kilomètres et des durées inférieures à la semaine. Une dépression atmosphérique se caractérise par un minimum local de pression à la surface et par des vents tournant dans le sens cyclonique autour de son centre. Un système dépressionnaire est accompagné d'un enroulement nuageux en forme de spirale et de la présence de fronts froids et chauds. Ces éléments sont intimement liés et jouent un rôle crucial dans les phénomènes précipitants associés aux dépressions. Les dépressions ont également un effet déterminant sur la circulation générale de l'atmosphère et du climat, et peuvent donner lieu à des phénomènes météorologiques extrêmes tels que des vents violents et des tempêtes. Une tempête est définie comme une zone étendue de vents violents générés par un système dépressionnaire. Au cours des dernières décennies, l'Europe a été le théâtre de nombreux épisodes de tempêtes intenses, en particulier dans les régions situées à l'est de l'Atlantique Nord et autour de la Méditerranée. Les régions côtières, en particulier, sont souvent les plus durement touchées, car elles sont exposées à des vents puissants et à des vagues dévastatrices. Ces tempêtes entraînent souvent des inondations, des glissements de terrain, des effondrements de structures et d'autres formes de destructions majeures ([Hawcroft et al., 2012](#); [Catto et al., 2019](#)). Les conséquences des tempêtes sont très lourdes avec de véritables tragédies en vies humaines et en biens matériels. Chaque année les dommages causés par les tempêtes s'élèvent à plusieurs dizaines de morts et les pertes financières peuvent se chiffrer à des milliards d'euro. Selon le Bureau de l'ONU pour la réduction des risques de catastrophes, les tempêtes, qui ont touché toutes les régions tropicales et des moyennes latitudes, ont représenté 28% des catastrophes naturelles enregistrées entre 1998 et 2017, se classant ainsi en deuxième position

après les inondations qui totalisent 43,4% des événements enregistrés (UNDRR, 2018).

Malgré les avancées dans les technologies de télédétection, telles que les satellites et les radars météorologiques, ainsi que des améliorations dans les techniques de modélisation, la prévision des tempêtes reste un défi continu. Bien que leur dynamique soit bien connue depuis des décennies, certains processus restent encore mal compris. Par exemple, les processus à fine échelle responsables du transport des vents forts vers la surface restent difficiles à prévoir en raison des incertitudes liées à leurs représentations aux échelles inférieures aux dimensions de la maille des modèles. En outre, les processus physiques sous-jacents aux interactions océan-atmosphère sont très complexes, notamment en ce qui concerne les échanges de quantité de mouvement, de chaleur et d'humidité. La modélisation de ces interactions devient particulièrement ardue sous des conditions de vents forts en raison de la rareté des observations dans de telles conditions extrêmes. En conséquence, les processus qui se produisent à l'interface océan-atmosphère ne sont pas représentés de manière précise.

Pour mieux comprendre comment se développent les systèmes dépressionnaires dans les régions des moyennes latitudes, il convient dans un premier temps de synthétiser certaines notions importantes sur l'environnement de grande échelle des perturbations atmosphériques. Dans cette optique, nous abordons le cycle de vie des tempêtes et le mécanisme de cyclogenèse.

### 1.1.1 Dynamique des tempêtes des moyennes latitudes

#### Structure et évolution des tempêtes des moyennes latitudes

Au début du XXe siècle, grâce au développement des observations météorologiques et à l'utilisation de cartes synoptiques, le modèle norvégien a été développé pour décrire le cycle de vie des dépressions (Bjerknes et Solberg, 1922). Ce modèle conceptuel repose sur l'idée que les dépressions sont principalement associées à des discontinuités appelées fronts, qui sont des zones de transition entre deux masses d'air de caractéristiques différentes. Le cycle de vie d'une dépression se résume en quatre phases principales (Fig. 1.1). Tout commence par la séparation d'une structure frontale stationnaire en un front froid (en bleu) et un front chaud (en rouge). Une perturbation suivie de l'apparition d'un cœur dépressionnaire peut se former le long de la zone frontale (phase I). La circulation cyclonique se met en place en transportant l'air froid vers l'équateur et l'air chaud vers le pôle. Le front froid est advecté vers l'est et le front chaud, moins étendu, stationne à l'est du cœur dépressionnaire (phase II). Lorsque la dépression mature se déplace le long de sa trajectoire, le front froid se déplaçant plus rapidement rattrape le front chaud. Une occlusion se crée, où l'air chaud est complètement soulevé entre les masses d'air froides. L'occlusion marque le début de la fin pour la dépression, car elle entraîne généralement une diminution de l'intensité de la dépression (phase III). La quatrième phase est la dissipation de la dépression. Au fur et à mesure que le front froid continue d'avancer sur le front chaud,

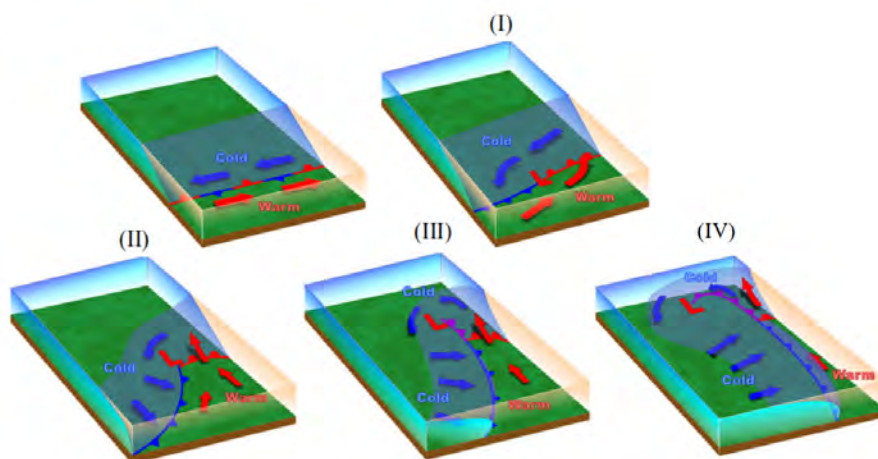


FIGURE 1.1 – Cycle de vie d’une dépression des moyennes latitudes selon le modèle norvégien. Source : <https://www.noaa.gov/jetstream/synoptic/norwegian-cyclone-model>

l’air chaud de surface devient découplé de la dépression, ce qui sonne la fin de la dépression (phase IV).

Bien que le modèle norvégien offre une compréhension de base du cycle de vie des dépressions, certaines cyclogenèses présentent des caractéristiques qui ne confirment pas le modèle classique. C’est pour cette raison que Shapiro et Keyser (1990) ont développé un nouveau modèle conceptuel grâce aux observations satellites et aux simulations des modèles numériques (Fig. 1.2). La phase I est identique à celle décrite par le modèle norvégien. Dans la phase II, Le front froid commence à se séparer du front chaud au niveau du cœur dépressionnaire, avec un front chaud qui s’étend et un front froid qui se déplace perpendiculairement à l’orientation du front chaud. Pendant la phase III, et contrairement au modèle norvégien, aucune occlusion ne se forme pendant la phase de maturité d’une dépression de type Shapiro-Keyser. Les deux fronts forment une structure frontale en forme de T. Le front chaud commence à se recourber vers l’arrière, aboutissant ainsi à l’isolement de la masse d’air chaud (séclusion chaude, *warm seclusion* en anglais), dans la phase IV.

### Interaction barocline : moteur clé de la cyclogenèse

En raison d’une répartition inégale du rayonnement solaire entre les pôles et l’équateur, les moyennes latitudes sont les régions du globe où les variations méridiennes de température sont les plus importantes. La circulation atmosphérique dans les moyennes latitudes est régie par ces variations de température créant des différences de densité et de pression. Les zones caractérisées par un gradient thermique très marqué sont désignées sous le terme de « zones baroclines ». Ce fort contraste thermique est à l’origine des vents d’ouest qui augmentent avec l’altitude, créant ainsi une circulation atmosphérique, appelée courant-jet d’altitude (*jet stream* en anglais). Ce sont des courants d’air rapides, situés à proximité de la tropopause (entre 8–

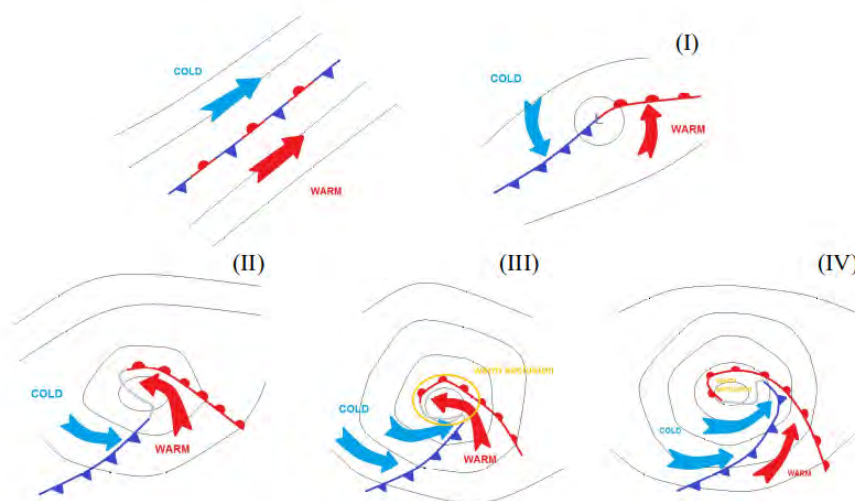


FIGURE 1.2 – Cycle de vie d’une dépression des moyennes latitudes selon le modèle de Shapiro-Keyser. Source : [https://resources.eumetrain.org/satmanu/shapiro\\_keyser\\_cm/](https://resources.eumetrain.org/satmanu/shapiro_keyser_cm/)

10 km d’altitude). Ils s’étendent sur des milliers de kilomètres de longueur, avec des vitesses de vent pouvant atteindre  $400 \text{ km h}^{-1}$ .

Le courant-jet oscille et crée souvent des variations rapides de vitesse et de direction du vent. Ces variations sont liées à des anomalies positives de tourbillon en altitude (flèche bleue circulaire sur Fig. 1.3). Une anomalie de tourbillon peut être à l’origine d’une perturbation en surface (anomalie de tourbillon de basses couches, flèche rouge circulaire sur Fig. 1.3), qui peut évoluer en une dépression (phase I, Fig. 1.1), à condition que les deux anomalies d’altitude et de surface se situent dans la zone barocline et que leurs positions relatives soient favorables (Petterssen, 1956; Uccellini, 1990). L’effet de ces deux anomalies devient plus important lorsque l’anomalie d’altitude se situe en amont de l’anomalie de basses couches (décalage longitudinal représenté par le trait noir en tiret sur la Fig. 1.3). Dans cette configuration, les anomalies d’altitude et de basses couches se renforcent mutuellement par le mécanisme d’interaction barocline.

Jusqu’ici, il n’a été question que de tourbillon relatif qui est directement lié au vent. L’interaction barocline peut être illustrée en utilisant la notion du tourbillon potentiel (*Potential Vorticity*, PV). Le PV relie à la fois les caractéristiques thermiques et dynamiques d’une particule d’air et s’écrit :

$$PV = \frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta \quad (1.1)$$

avec  $\rho$  la densité d’air,  $\nabla \theta$  le gradient de température potentielle et  $\vec{\zeta}_a$  le tourbillon absolu défini par :

$$\vec{\zeta}_a = \vec{\zeta} + 2\vec{\Omega} = \nabla \times \vec{u} + 2\vec{\Omega} \quad (1.2)$$

où  $\vec{\zeta}$  est le tourbillon relatif,  $\vec{u}$  représente le vent et  $\vec{\Omega}$  est la vitesse angulaire de la rotation de la terre.

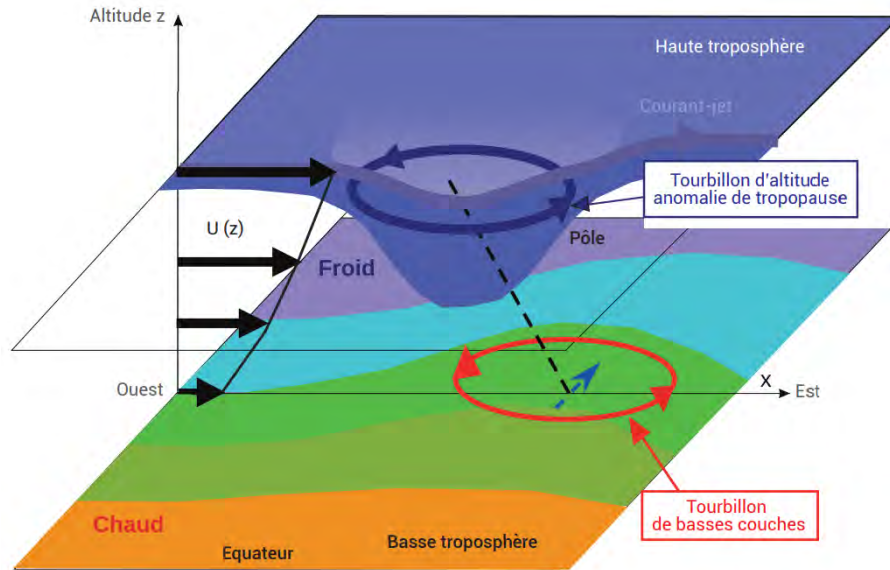


FIGURE 1.3 – Schéma classique illustrant l’interaction barocline entre une anomalie positive de tourbillon en altitude (représentée par un cercle bleu) et une anomalie positive de tourbillon de basses couches (représentée par cercle rouge). Les deux anomalies se situent dans une zone barocline marquée par un gradient de température (plage colorée) et caractérisée par un cisaillement vertical de vent  $U(z)$  (flèches noires). Tirée de [Rivière et Arbogast \(2018\)](#)

Le PV est une grandeur conservatrice qui mesure la rotation d’une particule d’air dans un écoulement adiabatique et sans frottement. Autrement dit, une particule d’air qui se déplace sur une surface isentrope (surface pour laquelle la température potentielle  $\theta$  est la même partout) conserve son PV. Les valeurs élevées de PV se trouvent généralement dans la stratosphère, tandis que les valeurs faibles prédominent dans la troposphère. Les fortes valeurs de gradients de PV se retrouvent généralement dans les courants-jets, situé à la tropopause et dans les régions où les variations de température et de vitesse du vent sont importantes.

L’interaction barocline entre deux anomalies de PV a été décrite par [Hoskins et al. \(1985\)](#). Dans l’hémisphère nord, l’anomalie d’altitude crée des vents de sud en surface, renforçant ainsi le gradient de température et l’anomalie de basses couches (flèche en pointillé dans Fig. 1.3). De même, l’anomalie de basses couches induit des vents du nord qui advectent un PV élevé près du centre de l’anomalie d’altitude, qui à son tour se renforce, accompagné d’un abaissement de tropopause. Ce renforcement mutuel entraîne une intensification de la dépression de surface. Lorsque le PV en altitude s’aligne verticalement avec le PV dans les basses couches, les deux anomalies cessent de se renforcer.

Bien que l’interaction barocline explique en grande partie la formation des dépressions dans les moyennes latitudes, elle n’explique pas toutes les phases de l’évolution d’une dépression. Les processus diabatiques (microphysiques, radiatifs et turbulents) jouent un rôle important dans l’intensification des dépressions. Les processus humides dus au dégagement de la chaleur latente

par condensation de la vapeur d'eau contribuent à un creusement plus rapide des dépressions. Il existe une littérature abondante sur l'effet des changements de phase microphysiques de l'eau associés à la formation de nuages sur l'intensité et la trajectoire des dépressions (Heo et al., 2015; Coronel et al., 2015).

### 1.1.2 Les tempêtes méditerranéennes

Depuis des milliers d'années, le pourtour méditerranéen a été l'un des berceaux de grandes civilisations, avec des côtes densément peuplées couvrant plusieurs pays. Le climat de la région varie considérablement, allant des conditions arides de l'Afrique du Nord aux régions les plus humides de l'Europe (Mehta et Yang, 2008). La mer Méditerranée est une mer intercontinentale semi-fermée, caractérisée par une orographie complexe, bordée d'une multitude de chaînes montagneuses où de nombreux fleuves prennent leur source. Elle est marquée par la présence des plateaux continentaux étroits et une grande surface de pleine mer, qui englobe de nombreuses îles (Corse, Sicile, Sardaigne, Chypre...). La région méditerranéenne est sujette à des vents forts générés par une canalisation orographique des écoulements synoptiques, tels que le Mistral, la Tramontane et l'Autan (Fig. 1.4). Ces vents régionaux entraînent des échanges intenses de chaleur et d'humidité à l'interface entre la mer et l'atmosphère (Flamant, 2003). Le bassin méditerranéen est donc un système particulier où l'atmosphère, l'océan et les terres continentales interagissent sur une large gamme d'échelles pouvant aller de plusieurs milliers de kilomètres à des échelles locales.

La région méditerranéenne est confrontée à des enjeux majeurs dans les domaines économique, démographique et environnemental, posant des défis importants pour les années à venir (García-Ruiz et Lana-Renault, 2011). La Méditerranée a été classée parmi les zones particulièrement vulnérables au changement climatique (IPCC, 2014), et confrontée à une intensification des phénomènes météorologiques extrêmes, tels que les inondations et les sécheresses. Ces phénomènes ont montré une tendance à la hausse en termes de fréquence et d'intensité, créant des problèmes croissants pour les populations et les infrastructures méditerranéennes (Nissen et al., 2013; Reale et al., 2022).

Dans la région méditerranéenne, les tempêtes se comptent parmi les phénomènes violents les plus fréquents. Des études antérieures (Petterssen, 1956; Alpert et al., 1990; Trigo et al., 1999) ont indiqué que la Méditerranée est une région cyclogénétique, la plus active de l'hémisphère nord en hiver. Le nombre de dépressions en Méditerranée peut atteindre plusieurs centaines chaque année (Flaounas et al., 2022). De manière prédominante, ces dépressions se forment dans le nord-ouest de la Méditerranée, spécifiquement sur les mers Tyrrhénienne et Adriatique (Fig. 1.5). En été, c'est davantage l'Afrique du Nord qui enregistre une augmentation du nombre de dépressions. La cyclogenèse explosive se caractérise par une chute rapide de la pression atmosphérique (20 ou 14 hPa en 24 heures, respectivement, pour les régions nord

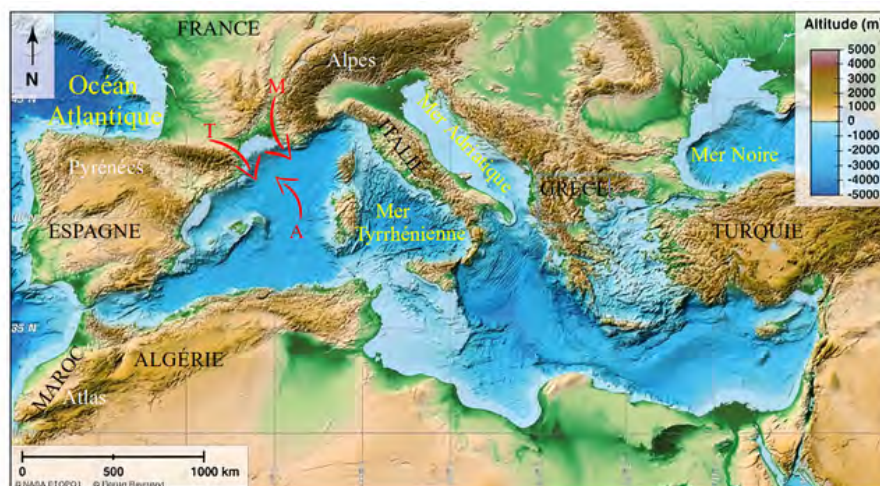


FIGURE 1.4 – Topographie et bathymétrie du bassin méditerranéen. Les flèches rouges représentent les vents régionaux (M = Mistral, T = Tramontane et A = Autan). Figure adaptée de Raymond et al. (2018).

et sud de la Méditerranée). En Méditerranée, la cyclogenèse explosive se produit généralement de novembre à mars, avec une fréquence annuelle d'environ cinq à six occurrences. Elle a lieu préférentiellement le long de la côte nord de la Méditerranée, atteignant leur densité maximale dans les mers Ligure et Égée. Environ 57% des tempêtes qui se creusent de manière explosive en Méditerranée se forment dans la région elle-même, tandis que 43% se forment à l'ouest et 14% à l'est de la Méditerranée (Kouroutzoglou et al., 2011).

Les dépressions sont à l'origine d'un grand nombre de risques naturels, tels que les crues, les inondations et les vents extrêmes (Lionello et al., 2016). Les conséquences de ces événements sont souvent dramatiques. Il convient de noter que les impacts des tempêtes observées en Méditerranée sont le plus souvent dues à une combinaison de vents violents et de précipitations excessives (Raveh-Rubin et Wernli, 2016).

Les tempêtes méditerranéennes se distinguent nettement des tempêtes des latitudes moyennes de l'Atlantique, qui bénéficient de vastes étendues océaniques pour se développer en systèmes très puissants, pouvant perdurer pendant plusieurs jours voire une semaine. En contraste, les tempêtes méditerranéennes présentent une intensité plus modérée et une taille réduite (rayon de 200 à 500 kilomètres). Leur durée de vie est considérablement plus courte, généralement limitée à un jour ou deux (Čampa et Wernli, 2012; Flaounas et al., 2014a). Ces différences sont principalement dues aux conditions géographiques spécifiques de la Méditerranée, qui limitent la propagation et l'amplification des systèmes dépressionnaires. Les tempêtes méditerranéennes sont étroitement liées aux tempêtes préexistantes dans la région de l'Atlantique Nord. Parmi les 200 tempêtes les plus intenses en Méditerranée au cours de la période de 1989 à 2008, Raveh-Rubin et Flaounas (2017) ont montré que 181 cas, soit 90,5% des tempêtes méditerranéennes, trouvent leur origine ou sont influencées par des systèmes dépressionnaires



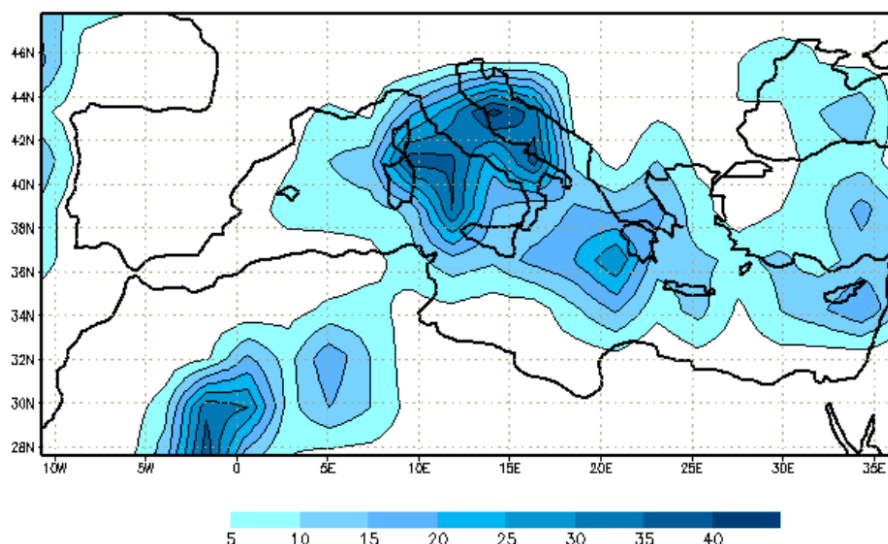


FIGURE 1.5 – Nombre des dépressions sélectionnées par des carrés de  $2,25^\circ \times 2,25^\circ$  de septembre 1957 à août 2002, avec une durée de vie d'au moins 24 h. Tirée de [Homar et al. \(2007\)](#).

dans l'Atlantique, qui servent en quelque sorte de déclencheurs ou de contributeurs à leur formation et leur intensification.

Comme les autres tempêtes des moyennes latitudes, les tempêtes méditerranéennes se forment suite à une instabilité barocline et sont également affectées par les processus diabatiques ([Trigo et al., 2002](#)). Toutefois, elles se distinguent par des interactions complexes avec les caractéristiques géographiques de la région. Les chaînes de montagnes qui entourent le bassin méditerranéen jouent un rôle crucial dans la cyclogénèse, favorisant la convergence des masses d'air de différentes températures et humidités. Des études climatologiques ont montré que la cyclogénèse méditerranéenne est privilégiée à proximité des montagnes, ce qui suggère que la répartition des tempêtes est fortement influencée par l'orographie ([Campins et al., 2011](#)). Cette complexité géographique rend le suivi des tempêtes méditerranéennes particulièrement délicat. En outre, les transitions air-mer peuvent jouer un rôle important dans le renforcement des dépressions, en leur fournissant un apport énergétique additionnel.

## 1.2 Les vents forts dans les tempêtes

Comme mentionné précédemment, les tempêtes se définissent par l'intensité du vent. Le vent, phénomène atmosphérique complexe résultant des mouvements de l'air à grande échelle, revêt une importance primordiale dans le climat, la météorologie, l'écologie et diverses activités humaines. Le vent est principalement créé par les variations de pression atmosphérique, qui créent des différences de densité de l'air et des mouvements de masse d'air. La vitesse de vent présentant des fluctuations aléatoires à petite échelle dans l'espace et le temps est mesurée

Beaufort scale number and description	Wind speed equivalent at a standard height of 10 m above open flat ground				Specifications for estimating speed over land
	(kt)	(m s <sup>-1</sup> )	(km h <sup>-1</sup> )	(mi h <sup>-1</sup> )	
0 Calm	< 1	0 – 0.2	< 1	< 1	Calm; smoke rises vertically
1 Light air	1 – 3	0.3 – 1.5	1 – 5	1 – 3	Direction of wind shown by smoke-drift but not by wind vanes
2 Light breeze	4 – 6	1.6 – 3.3	6 – 11	4 – 7	Wind felt on face; leaves rustle; ordinary vanes moved by wind
3 Gentle breeze	7 – 10	3.4 – 5.4	12 – 19	8 – 12	Leaves and small twigs in constant motion; wind extends light flag
4 Moderate breeze	11 – 16	5.5 – 7.9	20 – 28	13 – 18	Raises dust and loose paper; small branches are moved
5 Fresh breeze	17 – 21	8.0 – 10.7	29 – 38	19 – 24	Small trees in leaf begin to sway, crested wavelets form on inland waters
6 Strong breeze	22 – 27	10.8 – 13.8	39 – 49	25 – 31	Large branches in motion; whistling heard in telegraph wires; umbrellas used with difficulty
7 Near gale	28 – 33	13.9 – 17.1	50 – 61	32 – 38	Whole trees in motion; inconvenience felt when walking against the wind
8 Gale	34 – 40	17.2 – 20.7	62 – 74	39 – 46	Breaks twigs off trees; generally impedes progress
9 Strong gale	41 – 47	20.8 – 24.4	75 – 88	47 – 54	Slight structural damage occurs (chimney-pots and slates removed)
10 Storm	48 – 55	24.5 – 28.4	89 – 102	55 – 63	Seldom experienced inland; trees uprooted; considerable structural damage occurs
11 Violent storm	56 – 63	28.5 – 32.6	103 – 117	64 – 72	Very rarely experienced; accompanied by widespread damage
12 Hurricane	64 and over	32.7 and over	118 and over	73 and over	

FIGURE 1.6 – Classification des vitesses de vent selon l'échelle de Beaufort. Tirée de l'Organisation Météorologique Mondiale (2018).

en moyenne sur une période de 10 minutes (Organisation Météorologique Mondiale, 2018). La force du vent est évaluée traditionnellement en référence à l'échelle de Beaufort, une méthode de classification développée par l'amiral Sir Francis Beaufort au XIXe siècle en se basant sur des observations visuelles de ses impacts sur la mer et la terre. Cette échelle, toujours en usage aujourd'hui, permet de caractériser la force du vent à partir des mesures directes et précises. Le terme « tempête » est employé lorsque les vents dépassent le seuil de 10 sur l'échelle de Beaufort (Fig. 1.6), ce qui correspond à une situation où la dépression génère des vents moyens supérieurs à 90 km h<sup>-1</sup>.

### 1.2.1 Origine des vents à méso-échelle : modèle des bandes transporteuses

Bien que la dynamique des dépressions à l'échelle synoptique ait été étudiée intensivement depuis le début du XXe siècle, leurs caractéristiques à méso-échelle sont longtemps restées inexplorées. Le progrès des instruments d'observation météorologique, telles que les satellites et les radars Doppler, ainsi que le développement des outils numériques avancés ont permis

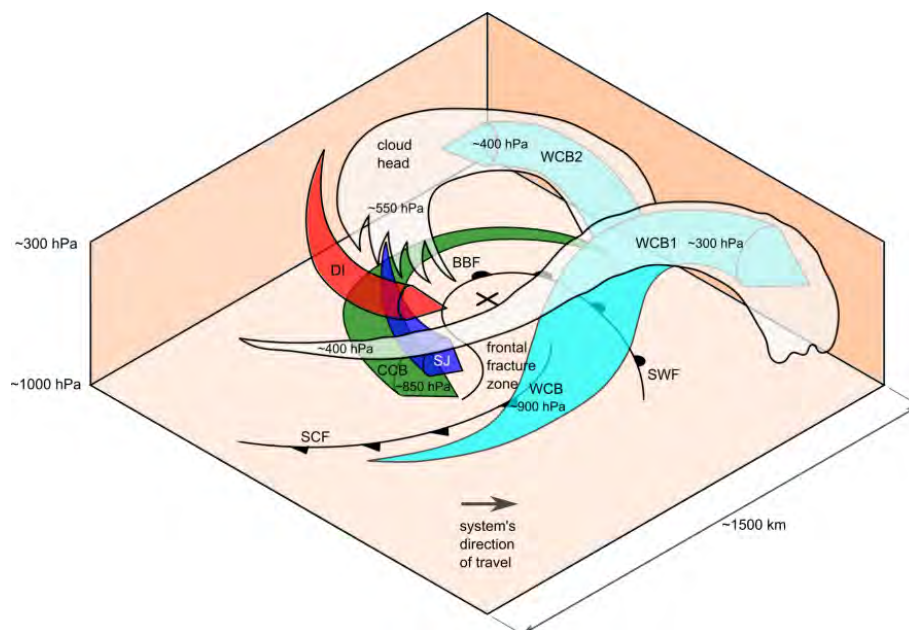


FIGURE 1.7 – Structure tridimensionnelle d’une dépression pendant sa phase de développement. (SCF) front froid de surface; (SWF) front chaud de surface; (BBF) front occlus. La bande transporteuse d’air froid (CCB) est représentée en vert, les branches anticyclonique (WCB1) et cyclonique (WCB2) de la bande transporteuse d’air chaud (WCB) sont représentées en cyan, l’intrusion sèche (DI) en rouge et le *Sting Jet* (SJ) en bleu. Les ombres grises représentent le sommet des nuages. Tirée de [Martínez-Alvarado et al. \(2014a\)](#).

de mettre en place un modèle conceptuel conçu pour expliquer la dynamique à méso-échelle des dépressions. Le modèle des « bandes transporteuses » ou *conveyor belts* a été initialement présenté en 1973 par [Harrold \(1973\)](#). Des recherches approfondies ont ensuite été entreprises à partir des années 80 ([Carlson, 1980](#); [Browning, 1990](#)).

Ce modèle permet de suivre l’évolution et la structure tridimensionnelle des dépressions d’un point de vue lagrangien en identifiant les trajectoires et les mouvements des masses d’air à l’intérieur de ces systèmes météorologiques ([Browning, 1999](#)). Les bandes transporteuses sont définies comme des faisceaux cohérents de trajectoires présentant des similitudes dans l’évolution temporelle de différents paramètres comme la pression et la température potentielle ([Wernli et Davies, 1997](#)). Trois types de bandes transporteuses sont essentiellement présents dans les dépressions (Fig. 1.7) : la bande transporteuse d’air froid (CCB pour *Cold Conveyor Belt*), la bande transporteuse d’air chaud (WCB pour *Warm Conveyor Belt*) et l’intrusion sèche (DI pour *Dry Intrusion*). Les vents associés aux dépressions se produisent dans différentes régions et à différents stades de leur cycle de vie. Selon l’étude de [Hewson et Neu \(2015\)](#), les bandes transporteuses sont responsables de la formation des vents forts de méso-échelle dans les dépressions des moyennes latitudes. Cette étude a classé les origines du vent en trois catégories, sur la base des empreintes de dommages qu’elles génèrent sur la surface, et a démontré qu’elles peuvent coexister simultanément (Fig. 1.8).

La bande transporteuse d'air froid (représentée en vert sur la Fig. 1.7) est un courant d'air froid qui caractérise les niveaux inférieurs de la troposphère (en dessous de 800 hPa), et qui se situe du côté froid du front chaud. Lorsque la dépression se creuse, la CCB émerge du côté ouest et s'enroule en spirale autour du centre dépressionnaire tout au long du front occlus (Schultz, 2001; Martínez-Alvarado et al., 2014a). L'extension géographique de la CCB est d'environ 500 km de largeur et augmente souvent avec l'étendue de la dépression. L'empreinte de vent (représentée en orange sur la Fig. 1.8) se développe dans la zone de la CCB pendant la phase d'intensification rapide et persiste jusqu'à la fin du cycle de vie de la dépression. Des rafales de vent avec des vitesses qui atteignent 70 nœuds ( $\approx 35 \text{ m s}^{-1}$ ) sont possibles tout au long de la phase du CCB. Dans certains cas de tempêtes (par exemple, la tempête Gudrun dans Baker, 2009), la CCB était la source principale des vents de surface les plus forts qui se sont produits au sud du centre dépressionnaire.

La bande transporteuse d'air chaud (représentée en cyan sur la Fig. 1.7) est un courant d'air chaud et humide, qui prend naissance dans la couche limite et s'étend le long du front froid à l'est du centre dépressionnaire. Elle transporte l'air chaud et humide des basses altitudes ( $\approx 900 \text{ hPa}$ ) vers les hautes altitudes ( $\approx 300 \text{ hPa}$ ). La WCB est le principal courant générateur de nuages et de précipitations (Browning, 1999). Parmi 200 tempêtes méditerranéennes, la WCB était présente dans presque toutes les tempêtes, avec des étendues spatiales très variables (Flaounas et al., 2014b). La WCB se divise en deux branches : la première branche (WCB1), située dans les hautes altitudes, est contrainte de suivre le flux anticyclonique du courant-jet d'altitude. La deuxième branche (WCB2) s'enroule de manière cyclonique autour du centre dépressionnaire dans la troposphère inférieure à moyenne (Martínez-Alvarado et al., 2014b). L'empreinte de vent (représentée en jaune sur la Fig. 1.8) se développe dans la zone du WCB, pendant les phases 2 et 3 de la cyclogenèse et persiste à fur et à mesure que la dépression se creuse et se déplace vers l'est. Les rafales de vent associées à ce courant d'air peuvent atteindre des vitesses d'environ 60 nœuds, équivalent à  $\approx 30 \text{ m s}^{-1}$ . Cela a été illustré dans l'étude de Martínez-Alvarado et al. (2014b), où des vents modérés ont été observés à l'avant du front froid, le long du WCB, pendant les premières phases du développement des dépressions.

L'intrusion sèche (DI) (représentée en rouge sur la Fig. 1.7) est un courant d'air sec qui prend naissance dans la haute troposphère ( $\approx 300\text{-}500 \text{ hPa}$ ) et descend profondément dans la basse troposphère ( $\approx 700\text{-}900 \text{ hPa}$ ) derrière le front froid (Browning, 1997). Elle présente souvent une signature sur l'imagerie satellite, en particulier dans le canal vapeur d'eau, où elle est perçue comme une zone sombre. Lors de sa descente, cet air sec commence à s'enrouler dans le sens inverse des aiguilles d'une montre autour du système dépressionnaire. L'intrusion sèche est souvent associée à des phénomènes intenses, tels que les rafales de vent, résultant d'une déstabilisation importante des niveaux inférieurs. Elle est également associée à des précipitations abondantes dues à l'interaction de la DI avec l'air humide en amont du front froid) (Raveh-Rubin, 2017).

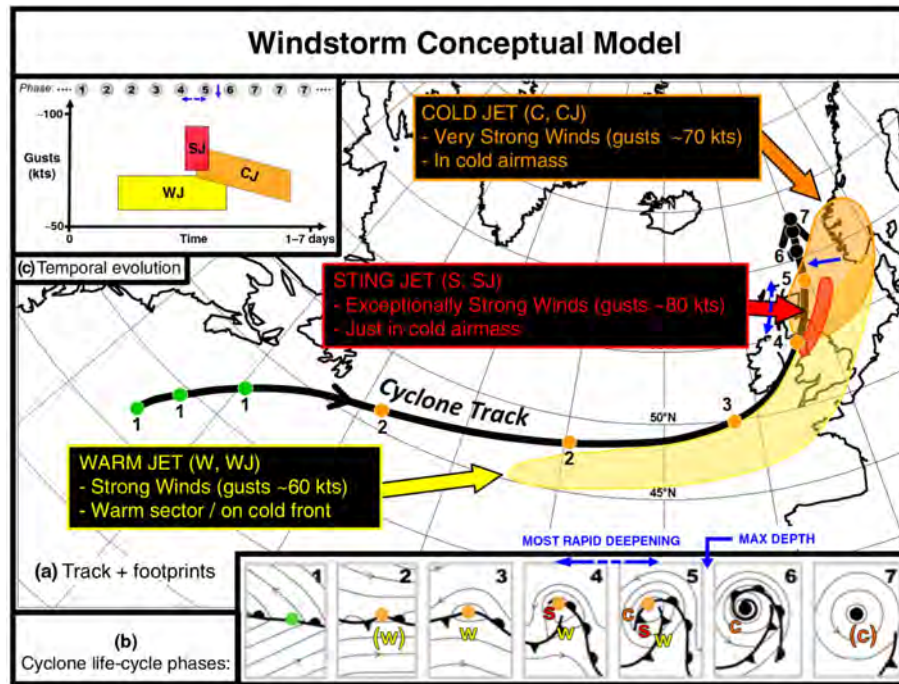


FIGURE 1.8 – Modèle conceptuel d’une dépression extra-tropicale. Le panneau (a) illustre la trajectoire de la dépression (noir). Les zones ombrées correspondent aux empreintes de vent causées par la bande transporteuse d’air froid (orange) (*Cold Jet* (CJ), selon la nomenclature utilisé dans l’étude de Hewson et Neu, 2015), la bande transporteuse d’air chaud (jaune) (*Warm Jet* (WJ)) et le sting jet (rouge). Les différentes phases du cycle de vie de la dépression, ainsi que l’évolution synoptique des fronts et des isobares autour du centre dépressionnaire sont représentées dans le panneau (b). Des lettres ont été ajoutées pour indiquer les emplacements relatifs des vents forts. Le panneau (c) indique l’évolution temporelle des rafales de vent pour chaque bande transporteuse. Tirée de Hewson et Neu (2015).

En plus de ces trois courants d'air, certaines dépressions de type Shapiro-Keyser impliquent un courant d'air supplémentaire nommé *Sting Jet* (SJ, représenté en bleu sur la Fig. 1.7) qui peut se former dans la région de fracture frontale, i.e. où le front froid se sépare du front chaud. Le SJ a été introduit pour la première fois par [Browning \(2004\)](#), comme mécanisme responsable de la formation des vents extrêmement forts enregistrés lors de la tempête de 1987. [Browning \(2004\)](#) définit le SJ comme un courant d'air qui descend de la pointe de la tête nuageuse dans la moyenne troposphère. Il se déplace rapidement dans l'intrusion sèche derrière le front froid et s'accélère jusqu'au sommet de la couche limite. L'empreinte de vent attribuée au SJ se produit dans les masses d'air froides, pendant la phase d'intensification rapide et juste avant le creusement maximal de la tempête, c'est-à-dire entre les phases 4 et 5 (cf. Fig.1.2). Le SJ est caractérisé par une durée de vie plus courte (quelques heures à 36 heures) que celle des autres courants, une extension géographique limitée (quelques dizaines à quelques centaines de kilomètres) et des valeurs de rafales exceptionnellement violentes d'environ 80 nœuds, équivalent à  $\approx 40 \text{ m s}^{-1}$ . Des SJ ont été observées dans plusieurs tempêtes : par exemple, Anna ([Gray et al., 2011](#)), Friedhelm ([Baker et al., 2013](#)), St Jude's Day (Christian) ([Browning et al., 2015](#)).

En pratique, les bandes transporteuses sont identifiées en utilisant l'outil des rétro-trajectoires (détaillé dans la section 2.3.1 pour Méso-NH). Les critères de sélection des rétro-trajectoires varient en fonction de l'objectif de l'étude. Dans le cas d'une WCB, ces critères peuvent être basés sur les variations d'humidité spécifique pour identifier les particules d'air humides ascendantes ([Wernli et Davies, 1997](#)). D'autres critères peuvent être utilisés, tels que l'ascendance verticale des particules d'air, en sélectionnant les trajectoires qui ont subi une élévation maximale de 500 hPa en 48 heures ([Raveh-Rubin et Wernli, 2015](#)). [Schemm et Wernli \(2014\)](#) ont utilisé un critère de sélection en termes de tourbillon potentiel (PV) pour distinguer les trajectoires de la WCB et de la CCB. Les trajectoires de la WCB subissent une diminution de PV dans les niveaux supérieurs, tandis que les trajectoires du CCB sont associées à des PV fortement positives dans les niveaux inférieurs. Les intrusions sèches (DI) sont également identifiées selon des critères d'élévation. Selon [Raveh-Rubin et Wernli \(2015\)](#), les trajectoires associées aux DI subissent une descente importante d'au moins 400 hPa.

Quand un SJ est impliqué dans une dépression de type Shapiro-Keyser, les vents forts sont généralement dus à une conjonction du CCB et du SJ, comme dans le cas de la tempête Egon (2017) ([Eisenstein et al., 2020](#)). La distinction entre ces deux bandes est souvent complexe. Pour confirmer la présence du SJ dans la tempête Egon, des rétro-trajectoires ont été calculées selon des seuils sur les vitesses de vent supérieures à  $37 \text{ m s}^{-1}$  et une augmentation de pression d'au moins 150 hPa en 8 h (trajectoires en vert dans la Fig. 1.9). Les trajectoires du CCB sont également choisies avec le même seuil de vitesse de vent et une pression supérieure à 800 hPa, comme critère de courant-jet de basses couches (trajectoires en rouge dans la Fig. 1.9) ([Eisenstein et al., 2020](#)).

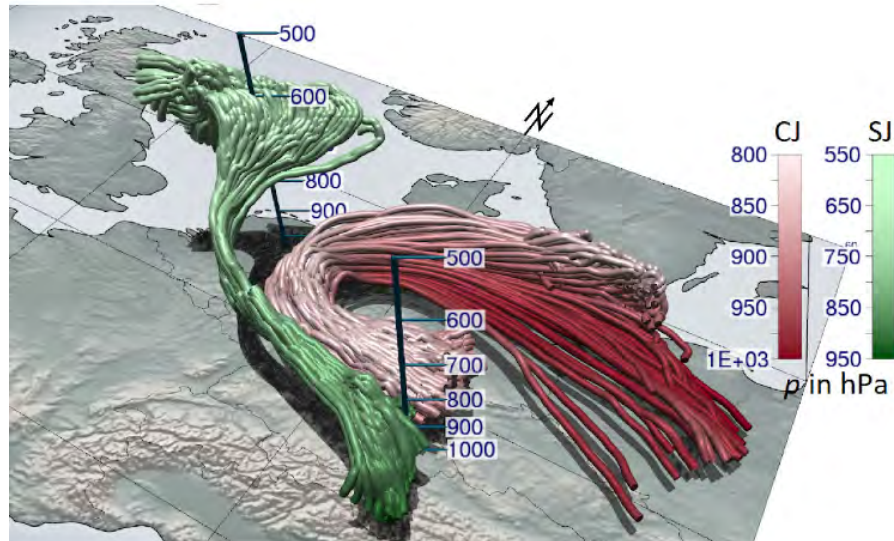


FIGURE 1.9 – Représentation tridimensionnelle des trajectoires du Sting Jet (vert) et du CCB (rouge) identifiées lors de la tempête Egon. L’ombrage indique l’altitude en hPa. Les trajectoires sont représentées dans le référentiel en déplacement du centre dépressionnaire de la tempête. Tirée de Eisenstein et al. (2020)

## 1.2.2 Processus de fine échelle transportant les vents forts vers la surface

Bien que les vents forts associés aux dépressions des latitudes moyennes soient bien documentés à méso-échelle, les processus à fine échelle conduisant à la formation de rafales de vent en surface sont encore mal compris. Les dégâts causés par les tempêtes sont principalement dus aux rafales de vent qui constituent une menace environnementale majeure et potentiellement coûteuse. Outre le risque élevé pour la vie humaine, les rafales peuvent causer des dommages considérables aux infrastructures (Jung et Schindler, 2019). Au niveau industriel, les rafales de vent suscitent de vives préoccupations, notamment en ce qui concerne la conception des bâtiments et la production d’électricité à partir de l’énergie éolienne (Suomi et al., 2013).

Les rafales de vent sont définies comme un renforcement brusque et localisé des vitesses de vent et sont mesurées sur une période de 3 secondes selon l’Organisation Météorologique Mondiale (2018). Il s’agit d’un phénomène météorologique de fine échelle spatiale et temporelle, résultant d’un entraînement des fortes vitesses de vent (quantité de mouvement) vers la surface. En raison de cette fine échelle, les réseaux d’observation ne sont pas en mesure de caractériser les rafales de vent spatialement et temporellement, et qui ne peuvent donc pas être mesurées de manière exhaustive. En plus, les processus à l’origine de leur formation se produisent généralement à des échelles proches ou inférieures à la résolution des modèles de prévision numérique du temps (Sheridan, 2018). Leur effet est alors estimé par des paramétrisations, qui peuvent engendrer des erreurs et des incertitudes car elles sont basées sur des approximations. En conséquence, les prévisions de rafales de vent sont imprécises.

La convection atmosphérique peut jouer un rôle essentiel dans le transport des vents forts en altitude vers la surface. Elle résulte d'une instabilité verticale de l'air due à des différences de température et de densité. Une particule d'air a tendance à s'élever lorsqu'elle est chaude et moins dense par rapport à l'air environnant. Lors de cette ascendance, l'air se refroidit car la pression atmosphérique diminue avec l'altitude. Le refroidissement de l'air peut entraîner la condensation de la vapeur d'eau qu'il contient. La condensation libère de la chaleur latente, ce qui réchauffe la particule réchauffant d'air et renforce son ascendance. Cela alimente le processus de convection atmosphérique, donnant ainsi lieu à la formation de nuages et de précipitations. En parallèle, l'air froid et dense subit une subsidence pour combler le vide créé par l'air ascendant. Lors de cette subsidence, l'air se réchauffe, ce qui peut entraîner l'évaporation des nuages et des précipitations, contribuant ainsi au refroidissement de l'air et renforçant la subsidence. Ces mouvements verticaux constituent le phénomène de convection atmosphérique, qui ne se produit que dans des conditions instables, où l'air ascendant (subsident) est plus chaud (plus froid) que l'air environnant.

La convection atmosphérique est divisée en deux types principaux : la convection profonde et la convection peu profonde. Ces deux types de convection se produisent à des échelles différentes et ont des caractéristiques distinctes. La convection profonde est caractérisée par des mouvements d'air qui s'étendent à travers la troposphère libre (potentiellement jusqu'à la tropopause et la basse stratosphère). Elle est associée à des phénomènes météorologiques intenses tels que les orages. La convection peu profonde est caractérisée par des mouvements sur de courtes distances verticales limitées à la couche limite atmosphérique, et n'entraîne généralement pas de précipitations.

La convection profonde peut contribuer à la formation des rafales de vent au sein des tempêtes. Par exemple, la tempête Kyrill qui a touché une grande partie de l'Europe en 2007 a provoqué des vents violents résultant d'une intense convection profonde le long du front froid. Les conditions convectives ont contribué au mélange de quantité de mouvement, transportant des vents forts depuis des altitudes plus élevées vers la surface et créant ainsi des rafales dévastatrices qui ont dépassé  $40 \text{ m s}^{-1}$  (Ludwig et al., 2015). Il a été démontré que le refroidissement par évaporation s'est produit en même temps que les mouvements descendants, contribuant ainsi à l'amplification des rafales de vent de surface.

Le rôle de la convection et du refroidissement par évaporation dans le transport des vents a été démontré dans le cas de la tempête St Jude's Day (2013) (Browning et al., 2015). Des mesures de vent effectuées à l'aide d'un radar Doppler et d'un réseau de stations de surface à haute fréquence ont révélé que les vents causés par un SJ ont été transportés vers la surface par différents types de convection. Parmi ceux-ci, les averses provenant de nuages convectifs peu profonds (croix en gras, Fig. 1.10), résultant d'un refroidissement par évaporation, ont conduit à la descente des fortes quantités de mouvement vers la surface. Ces averses étaient associées à des zones de fortes rafales en surface. Le processus de refroidissement par évaporation a



probablement réduit la flottabilité des particules d'air, facilitant ainsi leur descente vers la surface. Dans d'autres zones, la convection peu profonde s'est organisée sous forme de bandes orientées dans la direction du vent. Dans la zone I de la figure 1.10, ces bandes sont étroites, avec un espacement entre 300 et 700 m. Les bandes en bleu foncé semblent correspondre à de l'air descendant, avec des vitesses horizontales entre 20 et 25  $\text{m s}^{-1}$ , tandis que les bandes en bleu pâle semblent indiquer de l'air ascendant avec des vitesses d'environ 15  $\text{m s}^{-1}$ . Cette organisation en bandes correspond vraisemblablement à des structures convectives en rouleaux. La zone II présente des bandes irrégulières et plus espacées (1000 à 2000 m) avec des vitesses de vent supérieures à 35  $\text{m s}^{-1}$ . Ces bandes sont le résultat de convection plus profonde qui s'étend jusqu'à 2500 m d'altitude.

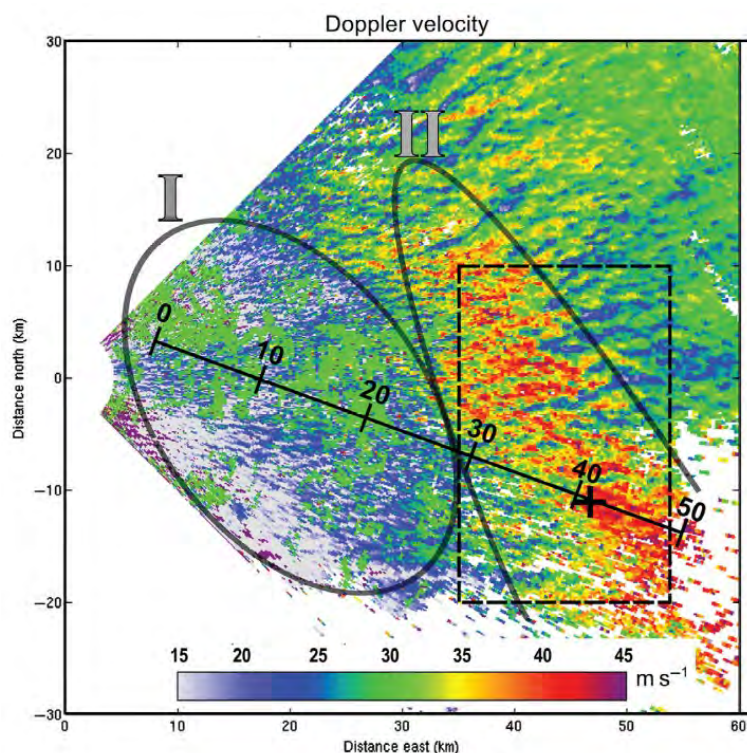


FIGURE 1.10 – Vitesse Doppler ( $\text{m s}^{-1}$ ), montrant les différentes organisations convectives observées pendant le passage de la tempête St Jude's Day (2013) impliquant un SJ. Zone I : bandes étroites, zone II : bandes espacées et la croix en gras indique une averse convective. Tirée de [Browning et al. \(2015\)](#)

Une étude portant sur un cas de tempête idéalisée impliquant un SJ similaire a été réalisée pour comprendre les processus de formation des rafales de vent ([Rivière et al., 2020](#)). Une simulation effectuée avec le modèle atmosphérique Mésos-NH à une résolution horizontale de 1000 m a révélé que le transfert de quantité de mouvement est organisé en bandes correspondant à des rouleaux convectifs de couche limite (cf. contours noirs de vitesses verticales dans la Fig. 1.11b). L'espacement entre deux bandes consécutives varie entre 5 et 10 km. Près de la

surface, des pics de précipitations se rapprochent des pics des vitesses de vent. En absence du refroidissement par évaporation, les bandes de vent ne se sont pas formées. Le résultat confirme le rôle clé du refroidissement par évaporation dans le transport des vents forts depuis un SJ.

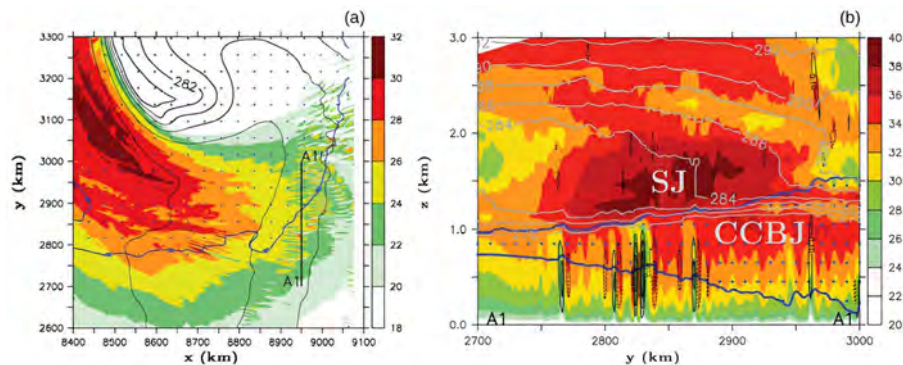


FIGURE 1.11 – (a) Coupe horizontale à  $z=1600$  m et (b) coupe verticale des vitesses de vent ( $\text{m s}^{-1}$ ) dans une simulation idéalisée. Les vitesses verticales sont représentées par des contours noirs en pointillés pour les vitesses négatives et par des contours pleins pour les vitesses positives, avec un intervalle de  $0,1 \text{ m s}^{-1}$ . Les contours en gris indiquent la température potentielle équivalente, avec un intervalle de  $2 \text{ K}$ . Les zones pointillées bleues représentent l'humidité relative à  $80\%$ . SJ et CCBJ désignent respectivement les emplacements du Sting Jet et de la bande transporteuse d'air froid (CCB). Tirée de [Rivière et al. \(2020\)](#).

### 1.2.3 Les rouleaux convectifs

Dans le cadre de cette thèse, une attention particulière est accordée aux rouleaux convectifs comme étant un processus de fine échelle impliqué dans le transport de quantité de mouvement.

Des études observationnelles ont été menées depuis longtemps pour examiner les structures cohérentes et organisées de la couche limite atmosphérique ([Etling et Brown, 1993](#); [Lohou et al., 1998a](#)). Une structure cohérente est définie comme une masse de fluide dont les propriétés géométriques et dynamiques persistent dans le temps et dans l'espace. Parmi ces structures, on trouve les cellules et les rouleaux, qui résultent des processus convectifs. Dans des conditions de convection libre et des vents faibles, la convection se manifeste sous la forme d'organisation distincte en cellules ([Moeng et Sullivan, 1994](#)). En revanche, lorsque la convection est forcée par des vents forts et un cisaillement vertical, elle s'organise en structures linéaires et allongées, connues sous le nom de rouleaux convectifs ([Young et al., 2002](#)).

Les rouleaux convectifs sont l'une des formes les plus courantes de convection de couche limite peu profonde. Il s'agit d'une série de tourbillons à grande échelle, qui se caractérisent par des circulations hélicoïdales créant des zones de mouvement alternatif ascendant et descendant (cf. Fig. 1.12). En raison de ce mouvement, les rouleaux ont un impact important sur les processus atmosphériques. Ils contribuent de manière significative au transport de quantité de

mouvement, de chaleur et d'humidité à travers la couche limite (par exemple [Weckwerth et al., 1999](#)). Ils affectent également la dispersion des polluants et la propagation des incendies de forêt ([Thurston et al., 2016](#)). Le long des branches ascendantes, l'air ascendant se refroidit, ce qui entraîne parfois la formation de nuages lorsque les conditions d'humidité sont favorables. Les rouleaux peuvent être visualisés par ce que l'on appelle des rues nuageuses (*cloud streets* en anglais) sous forme de bandes, et sont également visibles sur des images satellites.

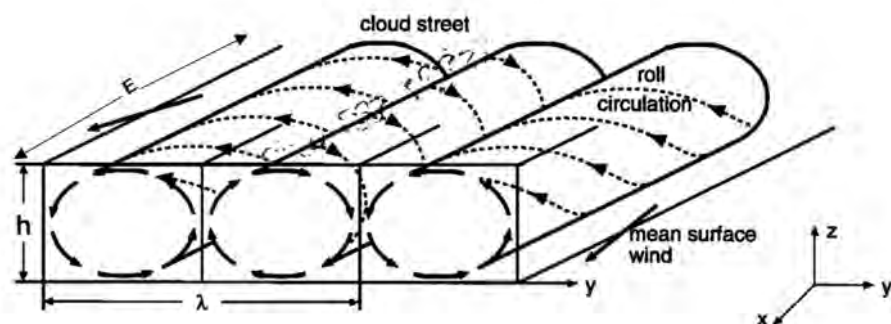


FIGURE 1.12 – Schéma théorique des rouleaux convectifs dans la couche limite atmosphérique ([Alpers et Brümmer, 1994](#)). *Cloud street* représente les rues de nuages au niveau des branches ascendantes des rouleaux.  $E$  étant l'extension horizontale,  $h$  la hauteur et  $\lambda$  la longueur d'onde des rouleaux.

Les rouleaux convectifs sont caractérisés par une hauteur verticale typique  $h$  généralement déterminée par la hauteur de la couche limite  $z_i$ , qui peut varier de quelques mètres à plusieurs kilomètres selon les conditions météorologiques. L'extension horizontale  $E$  peut varier entre 10 et 1000 km (Fig. 1.12). Les rouleaux sont souvent alignés entre 10 et 20° de la direction moyenne du vent. Ces structures persistent généralement pendant 1 à 6 heures, avec des longueurs d'onde  $\lambda$  (c'est-à-dire la distance entre deux branches ascendantes ou descendantes) très variables, allant de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres. Les rouleaux se forment en raison d'instabilités de l'état moyen de la couche limite, qui est déterminé par des profils verticaux du vent et de température potentielle. Leur formation est attribuée à une combinaison optimale de deux mécanismes d'instabilités ([Weckwerth et al., 1997](#)) :

**Instabilité dynamique** : liée aux variations du mouvement de l'air dans l'atmosphère, et souvent associée au cisaillement du vent, c'est-à-dire des changements de vitesse et/ou de direction du vent avec l'altitude pour un cisaillement vertical, et avec la position pour un cisaillement horizontal. Ce type d'instabilité favorise l'organisation et la persistance des tourbillons horizontaux, qui peuvent s'organiser en rouleaux convectifs lorsque d'autres conditions sont réunies.

**Instabilité thermique** : liée aux variations verticales de température dans l'atmosphère, et souvent dues à des différences de chauffage ou de refroidissement de la surface. Cette instabilité favorise la convection et force les rouleaux à se former.

Weckwerth et al. (1997) ont utilisé une combinaison de radars aéroportés et de mesures de flux pour étudier les caractéristiques environnementales qui soutiennent la formation des rouleaux. Leur résultats suggèrent qu'un certain cisaillement du vent ( $\approx 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) et des vitesses de vent supérieures à  $5 \text{ m s}^{-1}$  étaient nécessaires pour l'existence du rouleau. Les rouleaux sont souvent observés sous une grande variété de vitesses de vent, en fonction des conditions météorologiques considérées.

Les longueurs d'onde ont été examinées dans la littérature en termes de rapport d'aspect, c'est-à-dire, le rapport entre  $\lambda$  et la hauteur de couche limite  $z_i$ . Ce rapport d'aspect augmente généralement à mesure que les rouleaux fusionnent et évoluent en convection cellulaire. Les rapports d'aspect pour les cas des rouleaux observés et modélisés dans diverses conditions sont résumés dans la figure 1.13 en fonction de  $z_i$ . La grande variabilité des rapports d'aspect allant de 1,8 à 12 peut être attribuée à plusieurs facteurs. Les différences des conditions environnementales, telles que la température, l'humidité et la topographie peuvent influencer la forme des rouleaux dans la couche limite. L'océan, avec sa surface lisse et sa capacité à stocker la chaleur et l'humidité, favorise généralement la formation de rouleaux convectifs plus grands avec un rapport d'aspect plus élevé, tandis que les terres plus rugueuses et potentiellement plus sèches favorisent des rouleaux convectifs plus petits avec un rapport d'aspect plus faible (Young et al., 2002).

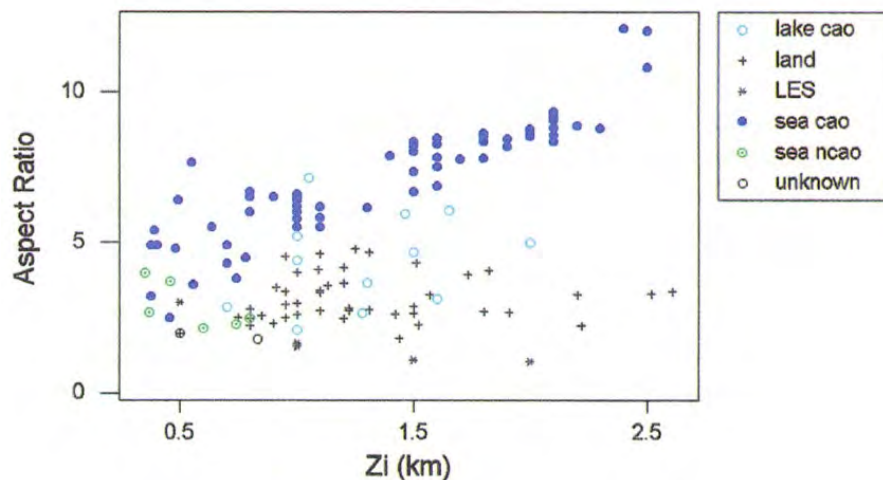


FIGURE 1.13 – Rapport d'aspect des rouleaux convectifs en fonction de la hauteur de la couche limite ( $z_i$ ). Chaque régime environnemental est représenté par un symbole spécifique : *cao* pour *cold-air outbreaks* (coulée d'air froid), *ncao* pour *non-cold-air outbreaks*, *sea* pour les cas des rouleaux observées au-dessus des régions océaniques, *lake* pour ceux observés au-dessus des grands lacs, *land* pour les cas observées au-dessus des terres. *LES* pour des cas de rouleaux simulés avec des large eddy simulations idéalisées (simulations aux grands tourbillons). Tirée de Young et al. (2002).

Le paramètre d'instabilité, principalement utilisé pour évaluer la stabilité de la couche limite,

est largement employé pour prédire la convection en rouleaux. Il est défini par :

$$\zeta = -z_i/L \quad (1.3)$$

$L$  étant la longueur de [Monin et Obukhov \(1957\)](#) qui représente le rapport entre le cisaillement et la production d'énergie cinétique turbulente dans la couche de surface.  $L$  est définie comme suit :

$$L = \frac{u_*^3 \theta_0}{\kappa g Q_0} \quad (1.4)$$

où  $u_*$  est la vitesse de friction,  $\theta_0$  est la température potentielle moyenne au niveau du sol,  $\kappa$  est la constante de Von Karman ( $\kappa \approx 0,40$ ),  $g$  est l'accélération gravitationnelle.  $Q_0$  est le flux cinématique de chaleur en surface, donné par :

$$Q_0 = \overline{w'\theta'} \quad (1.5)$$

où  $w'$  et  $\theta'$  sont respectivement les fluctuations de la vitesse verticale et de la température potentielle.

L'atmosphère est instable lorsque  $L < 0$  et  $\zeta > 0$ , stable lorsque  $L > 0$  et  $\zeta < 0$ .  $\zeta$  est d'autant plus grand (en valeur absolue) que la stabilité ou l'instabilité sont importantes. En conditions neutres,  $|L| \rightarrow \infty$  et  $|\zeta| \rightarrow 0$ . Inversement, pour des conditions de convection libre,  $L \rightarrow 0$  et  $\zeta \rightarrow \infty$ . En conditions instables,  $-L$  est l'altitude à laquelle la production d'énergie cinétique turbulente par flottabilité égale celle par cisaillement du vent.

Le paramètre d'instabilité  $\zeta$  permet de quantifier les effets du cisaillement et de flottabilité sur le comportement des rouleaux. Différentes études observationnelles ([Weckwerth et al., 1999](#); [Gryschka et al., 2008](#)) montrent que les structures organisées en rouleaux apparaissent pour des valeurs de  $\zeta < 10$  et peuvent persister jusqu'à  $\zeta \approx 25$  et deviennent moins organisées pour des valeurs de  $\zeta > 25$ . Les premières simulations LES (*Large Eddy Simulations*) réalisées par [Deardorff \(1972\)](#) ont montré des structures en forme de rouleaux pour  $\zeta = 1,5$  et  $4,5$ . [Khanna et Brasseur \(1998\)](#) ont effectué des LES sous divers états de stabilité allant de  $\zeta = 0,44$  à  $730$ . Des rouleaux convectifs ont été observés pour  $\zeta = 0,44$ ,  $3$  et  $8$ .

**Les rouleaux convectifs dans des situations météorologiques extrêmes** Pendant les épisodes de coulée d'air froid (*Cold Air Outbreaks*, CAO) l'air polaire froid et sec circule au-dessus d'une mer relativement chaude et humide. Ce contraste de température et d'humidité entre l'air et la surface de la mer favorise la formation de rouleaux convectifs. Ce type d'organisation a été fréquemment étudié au cours des dernières décennies dans le cadre des campagnes de mesures, en se basant sur des observations de terrain et des images satellites (par exemple, [ARKTIS](#), [Brümmer, 1999](#)). Des mesures aéroportées de la campagne de terrain HyMeX réalisées dans le nord-ouest du bassin méditerranéen ont révélé la présence des structures organisées en rouleaux, visible sous forme de cloud streets sur des images satellites (Fig. 1.14). En effet, ces structures se

sont formées sous des vitesses de vent modérées à fortes, allant de 10 à 28  $\text{m s}^{-1}$  dans la couche limite atmosphérique marine, et des valeurs modérées de 500 et 300  $\text{W m}^{-2}$  pour les flux de chaleur latente et sensible, respectivement (Brilouet et al., 2017). Des LES ont été réalisées pour

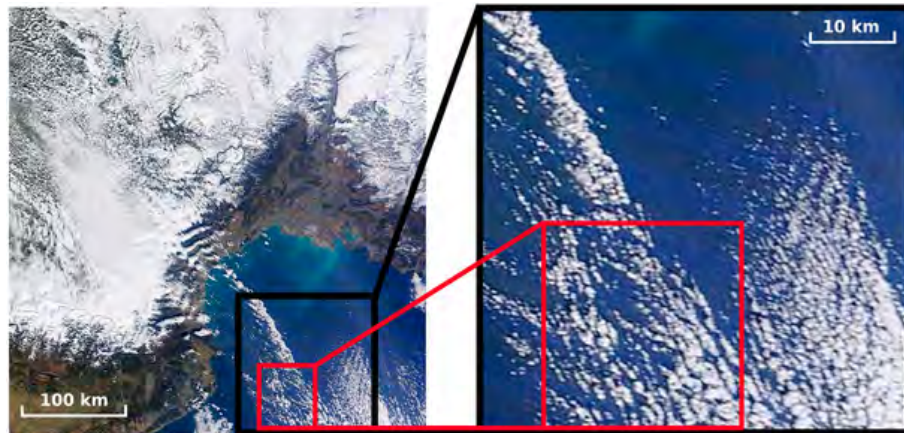


FIGURE 1.14 – Image satellite MODIS du 13 février 2013 au-dessus du Golfe du Lion. La zone zoomée dans le carré noir montre que la couverture nuageuse est organisée en *cloud streets* associés aux rouleaux convectifs. Tirée de Brilouet et al. (2017)

étudier les rouleaux convectifs ainsi que leurs contributions aux échanges verticaux dans une situation de CAO (Fig.1.14) en Méditerranée occidentale observée pendant HyMeX (Brilouet et al., 2020). Bien que les rouleaux ne couvrent qu'une petite proportion de la surface (30%), leur contribution aux échanges d'énergie est prédominante. Une autre situation de CAO a été étudiée au-dessus de la mer Jaune avec deux simulations à 1 et 3 km de résolution horizontale (Chen et al., 2019). Le développement des rues nuageuses est régi par des valeurs de  $\zeta$  entre 14 et 22. Les deux simulations reproduisent des rues nuageuses avec la même zone de couverture. Cependant, l'espacement entre les bandes est surestimé avec une résolution de 3 km par rapport à celui observé sur l'image satellite. Une résolution plus fine est alors nécessaire pour simuler ces structures avec précision.

Les rouleaux convectifs prévalent également dans la couche limite des ouragans (Fig. 1.15), en particulier dans la région des vents forts (dans un rayon de 20 à 40 km du centre de l'ouragan). Les observations à haute résolution fournies par les radars sont souvent utilisées pour détecter les rouleaux convectifs. Par exemple, des observations par radar à synthèse d'ouverture RADARSAT-1 lors de l'ouragan Fengshen en 2002 (Fig. 1.15, à gauche), et par radar Doppler lors de l'ouragan Frances en 2004 (Fig. 1.15, à droite), ont révélé une couche limite organisée en rouleaux convectifs. Les rouleaux sont orientés dans la direction du vent moyen et s'étendent de 200 à 800 m au-dessus du sol dans la couche limite (Morrison et al., 2005). La longueur d'onde  $\lambda$  peut varier de 200 m à plus de 3000 m, avec des rapports d'aspect ( $\lambda/z_i$ ) allant de 1,8 à 4,8. Cet écart est attribué aux distances par rapport au centre de l'ouragan. Les longueurs d'onde sont plus courtes autour du centre et deviennent plus longues en s'éloignant du centre (Huang

et al., 2018).

Une analyse des flux de quantité de mouvement a été réalisée pour évaluer l'impact des rouleaux convectifs dans la couche limite de l'ouragan Isidore (2002) sur les échanges air-mer (Zhang et al., 2008). Pour examiner la répartition de l'énergie turbulente dans les différentes composantes du flux de quantité de mouvement, la méthode dite des "sommées cospectrales cumulatives" a été utilisée. L'analyse des corrélations entre les fluctuations des composantes du flux de quantité de mouvement a révélé que les rouleaux contribuent à environ 50% du flux total de quantité de mouvement près de la surface, entraînant une forte augmentation du transfert en présence de ces rouleaux convectifs.

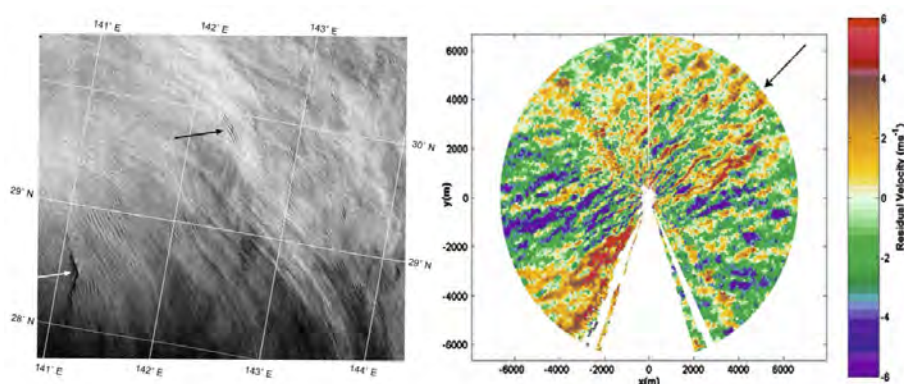


FIGURE 1.15 – (a) Image de l'ouragan Fengshen prise par le radar à synthèse d'ouverture sur le satellite RADARSAT-1 le 24 juillet 2002 montrant des circulations de rouleaux convectifs avec une résolution de 150 m. Tirée de Morrison et al. (2005). (b) Champ de vitesse radiale acquis lors du passage l'ouragan Frances par un radar Doppler représentant les structures linéaires en forme de rouleaux. La flèche noire indique la direction du vent près de la surface. Tirée de Lorsolo et al. (2008).

En plus des observations, y compris les données radar Doppler et SAR, qui peuvent parfois être indisponibles, les simulations numériques sont un moyen efficace pour étudier les rouleaux convectifs dans les ouragans. Pour évaluer leur formation dans la couche limite de l'ouragan Harvey (2017), des simulations ont été réalisées avec le modèle WRF à différentes résolutions horizontales (Li et al., 2021). Les résultats des simulations indiquent que les résolutions kilométriques ne sont pas en mesure de résoudre les structures en rouleaux (Fig. 1.16, a,b). En revanche, les simulations LES réalisées à des résolutions de 0,5 et 0,1 km fournissent une organisation en rouleaux convectifs dans la région des vents forts, dans un rayon de 30 à 40 km de l'ouragan (Fig. 1.16, e).

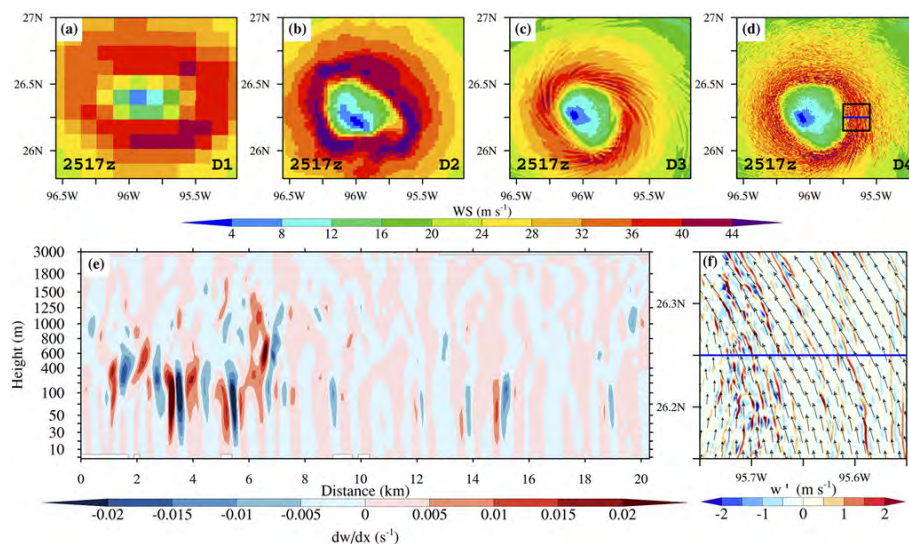


FIGURE 1.16 – Champs des vitesses de vent à 10 m issus d’une configuration imbriquée du modèle WRF pour le cas de l’ouragan Harvey de 2017. (a) domaine 1, (b) domaine 2, (c) domaine 3, et (d) domaine 4 correspondant aux résolutions horizontales 12,5, 2,5, 0,5 et 0,1 km, respectivement. (e) Coupe verticale des variations horizontales du vent vertical indiquant un mouvement ascendant et descendant qui s’étend de 20 à 1500 m d’altitude. La trace de la coupe est représentée par la ligne bleue dans (d) et (f). (f) Coupe horizontale des fluctuations des vitesses verticales à 50 m d’altitude à l’intérieur de la boîte noire montrée dans (d) perpendiculaire à la direction du vent. Tirée de [Li et al. \(2021\)](#)

### 1.3 Les interactions air-mer

L’océan et l’atmosphère interagissent au sein d’un système complexe, influençant mutuellement leur dynamique et leurs propriétés thermodynamiques. Ces interactions se manifestent à différentes échelles temporelles, pouvant aller de l’échelle journalière, telles que le cycle diurne du rayonnement solaire, jusqu’aux échelles climatiques avec des phénomènes tels qu’El Niño et La Niña. Les interactions air-mer s’étendent également à des niveaux locaux et côtiers, ainsi qu’à des niveaux globaux, couvrant ainsi un large spectre de phénomènes météorologiques et climatiques.

#### 1.3.1 Les flux turbulents à l’interface air-mer

Notre intérêt se porte sur les échanges de surface qui se produisent à l’interface entre la mer et l’atmosphère que l’on quantifie sous la forme de flux. Deux types de flux sont distingués : les flux radiatifs et les flux turbulents. L’ensemble de ces échanges est décrit sur la figure 1.17. Les flux radiatifs font référence à l’échange d’énergie sous forme de rayonnement électromagnétique entre les deux milieux. Les flux turbulents se réfèrent aux échanges d’énergie et des propriétés



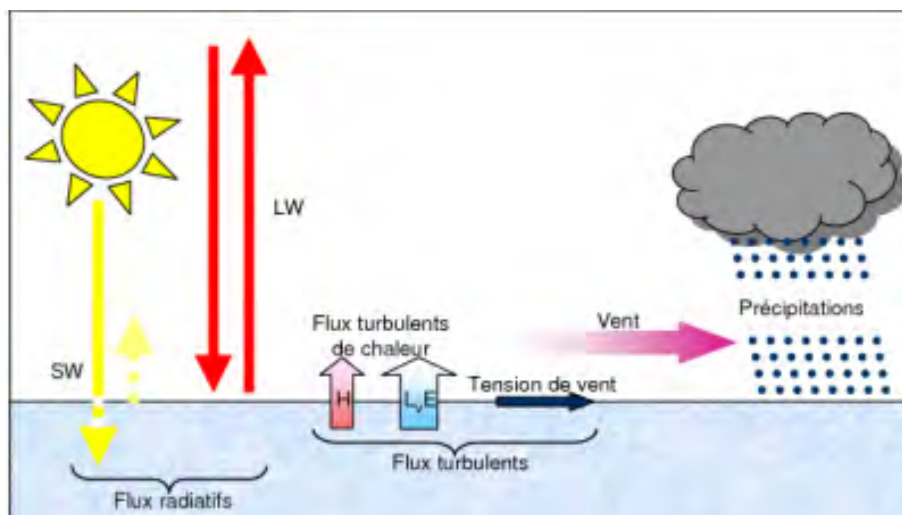


FIGURE 1.17 – Représentation schématique des flux de surface air-mer. SW (*Short Wave heat flux*) flux solaire à courtes longueurs d’onde, LW (*Long Wave heat flux*) flux infra-rouge. Le rayonnement net résulte des contributions de ces deux flux radiatifs. Les flux turbulents de chaleur sensible  $H$ , chaleur latente  $LE$  et quantité de mouvement  $\tau$ . Source : <https://www.umr-cnrm.fr/>

physiques entre l’atmosphère et la surface de la mer. Ils résultent des différences de température, d’humidité et des vitesses de vent. Les flux turbulents comprennent trois composantes essentielles : le flux de chaleur sensible  $H$  fait référence au transfert de chaleur entre la mer et l’atmosphère par conduction thermique. Le flux de chaleur latente  $LE$  est lié aux échanges d’humidité impliqués dans les processus d’évaporation et de condensation de l’eau. Le flux de quantité de mouvement  $\tau$  désigne le transfert de quantité de mouvement entre l’air et la mer en raison des interactions et des forces de friction entre les deux milieux.

Les interactions air-mer, en particulier les échanges de chaleur, font partie des processus diabatiques impliqués dans le développement des dépressions. Dans le cas de la tempête Xynthia (2010), le développement a été observé au-dessus de températures de surface de la mer (SST) exceptionnellement élevées. Dans ce contexte, des expériences de sensibilité ont été réalisées pour étudier le rôle de la SST et du dégagement de chaleur latente associés à la cyclogenèse de Xynthia (Ludwig et al., 2014). L’approche adoptée vise à réduire les flux de chaleur en surface en modifiant la longueur de rugosité et la SST. Cela a conduit à une cyclogenèse à la fois plus faible et partiellement retardée (Fig. 1.18). Ce résultat rejoint les conclusions de Booth et al. (2012) dans le cas d’une autre tempête des moyennes latitudes (2001), qui ont montré que les flux de surface régulent l’apport de chaleur et d’humidité dans la WCB, et contrôlent l’intensification de la tempête au cours des dernières phases de son développement.

Outre leur impact à méso-échelle, les interactions air-mer suscitent un vif intérêt en raison de leur contribution significative à la modulation des vitesses de vent en surface pendant les

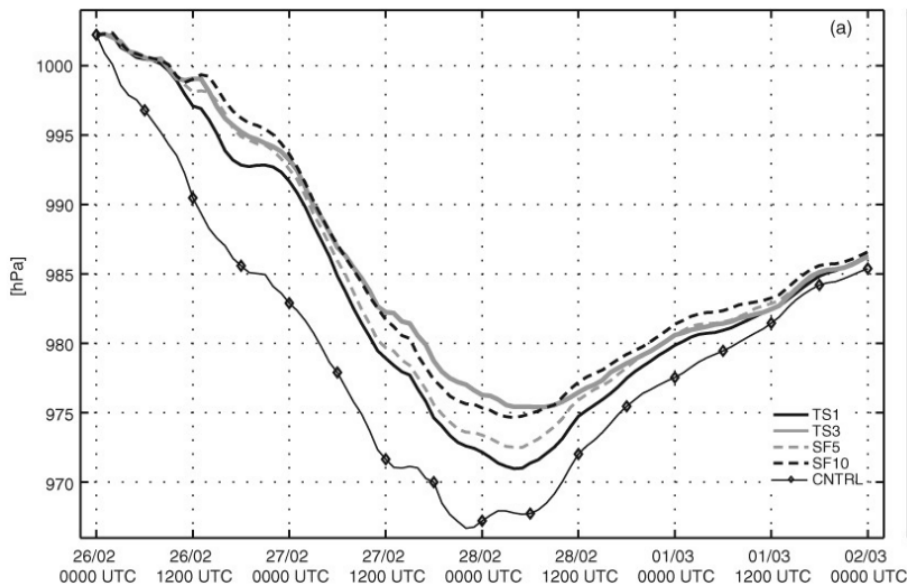


FIGURE 1.18 – Évolution du minimum de pression pour différents tests de sensibilité aux flux de surface dans le cas de la tempête Xynthia. CNTRL pour la simulation de référence, TS1 et TS3 pour la réduction de la SST de 1 et 3 K, et SF5 et SF10 pour l’augmentation de longueur de rugosité par un facteur de 5 et 10, respectivement. Tirée de [Ludwig et al. \(2014\)](#)

tempêtes. [Schultz et Sienkiewicz \(2013\)](#) ont suggéré que les flux de chaleur favorisent la convection peu profonde, approfondissant ainsi la couche limite. Cette hypothèse a été prouvée dans le cas de la tempête Tini (2014) à l’aide d’une simulation numérique à méso-échelle. Les fortes vitesses de vent étaient dues à une combinaison de CCB et un SJ ([Slater et al., 2017](#)). Dans cette étude, il a été démontré que l’absence des flux de chaleur en surface empêche les vents forts d’atteindre la surface, entraînant ainsi des vitesses plus faibles d’environ  $5 \text{ m s}^{-1}$  par rapport à des simulations de référence incluant ces flux (Fig. 1.19). Ces résultats ont mis en évidence l’importance cruciale des flux de chaleur pour déstabiliser la couche limite. Ils facilitent ainsi la convection peu profonde et le mélange des vents depuis le sommet de la couche limite jusqu’à la surface.

En plus des interactions qui se manifestent par des échanges de flux turbulents, d’autres interactions plus complexes peuvent impacter les vents associés aux tempêtes. La relation entre les vagues et le vent se traduit par des rétroactions mutuelles qui peuvent altérer de manière significative les conditions atmosphériques et océaniques. En utilisant un modèle couplé océan-vague-atmosphère dans des situations de tempêtes, [Gentile et al. \(2021\)](#) ont montré que la prise en compte des vagues a entraîné une diminution des vitesses extrêmes en surface jusqu’à  $2 \text{ m s}^{-1}$ . Ceci est expliqué par la capacité des vagues à accentuer la rugosité, et donc à amplifier le frottement, conduisant à une réduction des vitesses de vent à la surface. En plus d’une modélisation précise des échanges des flux turbulents à l’interface air-mer, les études de [Wahle](#)

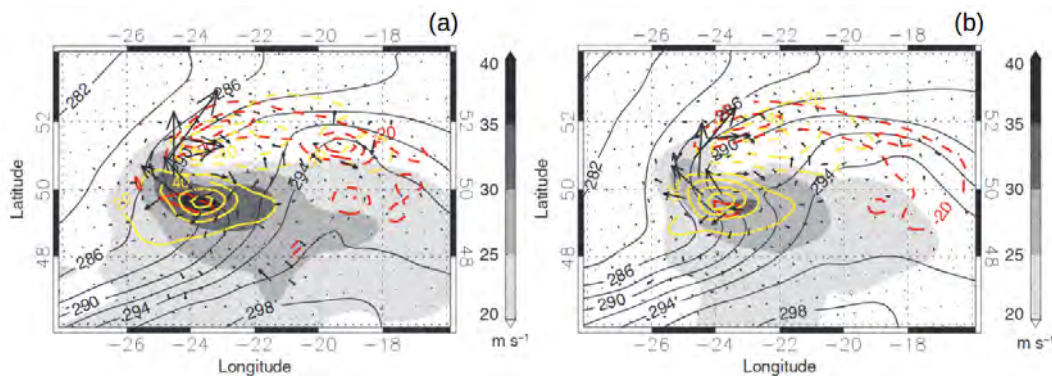


FIGURE 1.19 – Vitesse du vent horizontal à 25 m d’altitude tempête Tini pour (a) simulation de référence et (b) simulation avec des flux de chaleur désactivés. Tirée de Slater et al. (2017)

et al. (2017) et Lewis et al. (2019b) ont conclu que la prise en compte des effets dynamiques de la mer et des vagues a un grand potentiel pour améliorer la prévision des vitesses de vent dans les tempêtes. Les vagues peuvent également favoriser la génération de la turbulence en modifiant le mélange dans la couche limite marine atmosphérique, qui à son tour modifie les flux turbulents air-mer (Sullivan et al., 2008).

La Méditerranée constitue une source importante de chaleur et d’humidité pour l’atmosphère, agissant comme un océan à échelle réduite. Les vents forts fréquemment observés au-dessus de la Méditerranée apportent de l’air continental froid et sec sur ses eaux chaudes, suscitant ainsi des interactions air-mer intenses (Lebeaupin Brossier et Drobinski, 2009). Dans cette région cyclogénétique, les systèmes dépressionnaires sont entretenus et renforcés par des échanges résultant des variations de température et d’humidité entre l’atmosphère et la mer (Jansà et al., 1994). Les échanges d’énergie résultant de l’évaporation favorisent la convection, entraînant l’ascension de l’air chaud et humide, ce qui engendre la formation de nuages accompagnés de précipitations. Ainsi, la Méditerranée se révèle être un environnement idéal pour étudier ces interactions.

### 1.3.2 Les paramétrisations des flux turbulents de surface

Les flux turbulents sont des processus qui se produisent à des échelles spatiales et temporelles trop petites pour être résolus explicitement par les modèles de prévision numérique du temps. Pour prendre en compte leurs impacts, ces flux sont représentés par des paramétrisations. Une bonne représentation des flux à méso-échelle permet une meilleure compréhension de la dynamique de la couche limite atmosphérique marine (Weill et al., 2003). Jusqu’à présent, de nombreuses incertitudes persistent quant aux mesures des flux à l’interface air-mer, en particulier dans des conditions de tempêtes. Cela est en grande partie dû au manque d’observations pour des vents supérieurs à  $20 \text{ m s}^{-1}$ , limitant ainsi la possibilité d’améliorer les

paramétrisations existantes (Seyfried et al., 2017; Pianezze et Barthe, 2019).

La paramétrisation des flux turbulents consiste à trouver une formulation des fluctuations turbulentes proches de la surface qui prend en compte tous les processus à l'interface air-mer pouvant influencer ces flux. Ces paramétrisations sont basées sur des algorithmes aérodynamiques globaux ou « bulk » (Liu et al., 1979). Leurs formulations diffèrent par leur expression des coefficients d'échange ou dans le calcul de la longueur de rugosité. Elles diffèrent également dans la manière de prendre en compte ou non les effets de certains processus physiques comme les vagues, l'écume, les embruns marins et les rafales de vent (Brunke et al., 2003).

### La méthode « bulk » ou les paramétrisations aérodynamiques globales

La méthode « bulk » se base sur sur la théorie de similarité de Monin et Obukhov (1957), permettant d'estimer les flux air-mer générés par des processus turbulents complexes dans la couche limite en fonction des gradients de paramètres météorologiques moyens (DeCosmo et al., 1996). Cette méthode repose sur la détermination des constantes appelées coefficients d'échange (ou coefficients aérodynamiques, *drag coefficients* en anglais) qui établissent une relation entre les flux turbulents et les champs moyens. Les formulations « bulk » sont calculées selon les grandeurs caractéristiques liées au vent  $u_*$ , à la température  $\theta_*$  et et à l'humidité  $q_*$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{\text{bulk}} = \rho \overline{w'u'} = -\rho u_*^2 \\ H_{\text{bulk}} = \rho c_p \overline{w'\theta'} = -\rho c_p u_* \theta_* \\ LE_{\text{bulk}} = \rho L_v \overline{w'q'} = -\rho L_v u_* q_* \end{array} \right. \quad (1.6)$$

avec  $w'$ ,  $u'$ ,  $\theta'$  et  $q'$  représentent respectivement les fluctuations par rapport à l'état moyen de la vitesse verticale, du vent horizontal, de la température potentielle et de l'humidité spécifique.  $\rho$  la masse volumique de l'air,  $c_p$  la capacité calorifique de l'air à pression constante et  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation.

Les flux turbulents sont exprimés en fonction des gradients verticaux de la vitesse du vent  $\Delta U$ , la température  $\Delta\theta$  et l'humidité  $\Delta q$ , avec  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_E$  les coefficients d'échange pour, respectivement, la quantité de mouvement, la chaleur sensible et la chaleur latente. L'indice  $a$  correspond au premier niveau atmosphérique, et l'indice  $s$  correspond à la surface de la mer.

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau = -\rho C_D \Delta U^2 = -\rho C_D (U_a - U_s)^2 \\ H = -\rho c_p C_H \Delta U \Delta \theta = -\rho c_p C_H (U_a - U_s) (\theta_a - \theta_s) \\ LE = -\rho L_v C_E \Delta U \Delta q = -\rho L_v C_E (U_a - U_s) (q_a - q_s) \end{array} \right. \quad (1.7)$$

En reformulant les équations (1.6) et (1.7), les coefficients d'échanges sont exprimés de la façon suivante :

$$\begin{cases} C_D = \left(\frac{u_*}{U_a - U_s}\right)^2 \\ C_H = \frac{u_* \theta_*}{(U_a - U_s)(\theta_a - \theta_s)} \\ C_E = \frac{u_* q_*}{(U_a - U_s)(q_a - q_s)} \end{cases} \quad (1.8)$$

D'après l'équation (1.8), les coefficients de transfert peuvent s'écrire sous la formulation générique suivante :

$$C_X = \frac{\overline{w'x'}}{U \Delta x} \quad (1.9)$$

avec l'indice  $X$  qui vaut  $D$  pour le coefficient d'échange de quantité de mouvement,  $H$  pour le coefficient d'échange de chaleur et  $E$  pour le coefficient d'échange de l'évaporation et  $\Delta x$  est le gradient vertical de la variable météorologique  $x$  ( $u$ ,  $\theta$ ,  $q$ ) entre la surface de la mer et le premier niveau atmosphérique.  $U$  représente la valeur moyenne du vent. On peut séparer chaque coefficient de transfert en deux composantes comme suit :

$$C_X = c_x^{1/2} c_D^{1/2} \quad (1.10)$$

$c_x^{1/2}$  est calculé à partir d'un coefficient défini en conditions neutres de stratification de l'atmosphère :

$$c_x^{1/2} = \frac{c_{x,n}^{1/2}}{1 - (c_{x,n}^{1/2}/\kappa) \psi_x(\zeta)} \quad (1.11)$$

avec :

$$c_{x,n}^{1/2} = \frac{\kappa}{\ln(z/z_{0x})} \quad (1.12)$$

avec  $\kappa$  la constante de von Karman ( $\kappa = 0,4$ ),  $\psi_x$  une fonction de stabilité et  $\zeta$  le paramètre de stabilité de Monin-Obhukov ( $\zeta = z/L$ ), avec  $L$  la longueur de Monin-Obhukov et  $z$  la hauteur de référence (premier niveau du modèle atmosphérique). L'indice  $n$  correspond à la condition neutre.

La longueur de rugosité  $z_0$  est définie par :

$$z_0 = \frac{\alpha u_*^2}{g} + \frac{0.11\nu}{u_*} \quad (1.13)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de Charnock et  $\nu$  la viscosité de l'air.

La méthode « bulk » est couramment utilisée dans le calcul des flux turbulents du fait de son

application à partir de variables météorologiques classiques (Bourras, 2000; Lebeaupin Brossier et al., 2008). Cependant, cette méthode présente certaines limitations, en particulier, les flux turbulents sont mal représentés dans des conditions des vents faibles  $< 4 \text{ m s}^{-1}$  et des vents forts  $> 20 \text{ m s}^{-1}$ . Cela est dû au fait que la prise en compte des effets de la flottabilité sur le transport turbulent devient particulièrement importante (Kara et al., 2000). Bien que toutes les paramétrisations sont basées sur la même théorie, elles présentent des différences les unes des autres. Chacune des paramétrisations utilise une fonction de stabilité et une hypothèse de fermeture propre en déterminant les coefficients d'échanges à partir des coefficients d'échanges neutres à 10 m. Elles diffèrent également dans la représentation des mécanismes physiques à l'interface air-mer comme les vagues, les embruns marins... via des formulations de longueur de rugosité différentes. De nombreuses campagnes de mesure ont mené à des paramétrisations basées sur des mesures in-situ acquises pour des vitesses de vent inférieures à  $30 \text{ m s}^{-1}$ . Il est donc difficile de les valider dans un environnement cyclonique caractérisé par des vents forts, une mer agitée et des précipitations importantes. Paramétriser les flux turbulents revient donc à résoudre le système d'équations « bulk » décrit précédemment. Pour cela, il existe deux principales méthodes :

- **La méthode directe** revient à calculer les coefficients d'échanges à partir de formulations dépendant directement de paramètres atmosphériques facilement mesurables. Parmi les paramétrisations utilisant cette méthode, on peut citer Louis (1979) et Li et al. (2015).
- **La méthode itérative** est basée sur la résolution par itération du paramètre de stabilité et des paramètres  $u_*$ ,  $q_*$  et  $\theta_*$  de Monin-Obukhov, en fixant un certain nombre d'itérations a priori. Cet algorithme est utilisé dans plusieurs paramétrisations telles que COARE (Fairall et al., 1996, 2003) et ECUME6 (Belamari, 2005).

Dans cette thèse, seules les paramétrisations basées sur des méthodes itératives sont considérées. Elles sont décrites en détail dans la suite de cette section.

### La paramétrisation COARE3

COARE (*Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment*) est l'une des paramétrisations les plus utilisées dans la communauté s'intéressant aux interactions à l'interface air-mer. Elle a été initialement développée à partir des observations de la campagne de mesures TOGA-COARE réalisée dans la région du Pacifique équatorial. Depuis sa première version, COARE n'a cessé d'être améliorée et a été utilisée dans différentes situations météorologiques à travers le monde. La version COARE3 utilisée dans les simulations de référence est dérivée de l'algorithme COARE2.6 (Fairall et al., 1996). La base de données des interactions air-mer a permis de fournir des mesures de flux à des latitudes plus hautes, et donc d'élargir le domaine de validité de la paramétrisation. COARE3 a été validée avec des observations beaucoup plus importantes que la version COARE2.6 ( $\sim 7000$  observations), mais elle ne reste valable que pour des conditions

de vent allant jusqu'à  $20 \text{ m s}^{-1}$  en raison du nombre limité d'observations disponibles dans des conditions de vent fort. COARE3 utilise une nouvelle formulation pour la longueur de rugosité sur le vent de Smith (1988), qui augmente légèrement les flux pour des vitesses de vent supérieures à  $10 \text{ m s}^{-1}$ . La longueur de rugosité s'exprime par la relation (1.13). La valeur du coefficient de Charnock n'est plus une constante, mais varie en fonction de la vitesse de vent :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.011 & \text{si } U &\leq 10 \text{ m s}^{-1} \\ \alpha &= 0.011 + (0.018 - 0.011)(U - 10) & \text{si } U &\leq 18 \text{ m s}^{-1} \\ \alpha &= 0.018 & \text{si } U &> 18 \text{ m s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.14)$$

### La paramétrisation ECUME

ECUME (*Coefficients from Unified Multi-campaign Estimates*) est une paramétrisation développée et utilisée en opérationnel à Météo-France (Belamari, 2005). Basée initialement sur l'algorithme COARE, ECUME a été développée dans le but d'obtenir une paramétrisation unifiée couvrant une large échelle de conditions océaniques et atmosphériques et adaptée aux conditions des latitudes tempérées (Weill et al., 2003). Deux versions de cette paramétrisation itérative sont disponibles dans le schéma de surface SURFEX : ECUME et ECUME6. Les deux versions reposent sur des mesures in-situ des flux à l'interface air-mer effectuées au cours de cinq campagnes de mesures en Atlantique et en Méditerranée depuis 1992 (Fig. 1.20). Ces campagnes ne concernent que des conditions de vent faible à modéré. Dans ECUME6, les mesures réalisées par Powell et al. (2003); Donelan et al. (2004); French et al. (2007); Drennan et al. (2007) ont permis de tenir compte de la saturation, voire la diminution, des coefficients d'échange pour des vitesses de vent supérieures à  $30 \text{ m s}^{-1}$ . Contrairement à l'algorithme COARE, les coefficients d'échanges turbulents sont calculés directement à partir des observations, ce qui rend impossible de prendre en compte l'effet des vagues explicitement dans le calcul de la longueur de rugosité, laquelle est diagnostiquée à posteriori. Dans ECUME, la relation de fermeture est obtenue par la calibration multi-campagnes des coefficients d'échange en conditions neutres à 10 m. Cette calibration rend la paramétrisation ECUME plus réaliste.

La principale différence entre les deux paramétrisations est que ECUME fournit des formulations des coefficients d'échange neutres à 10 m en fonction du gradient vertical neutre du vent entre la surface de la mer et la hauteur de 10 m tandis que ECUME6 fournit des formulations de paramètres dérivés pour le vent  $P_{u_{10m}}$ , la température potentielle  $P_{\theta_{10m}}$  et l'humidité spécifique

Experiment	used in ECUME	used in ECUME6
SEMAPHORE (Eymard <i>et al.</i> , 1996)	★	
CATCH (Eymard <i>et al.</i> , 1999)	★	
FETCH (Hauser <i>et al.</i> , 2003)	★	★
EQUALANT (Gouriou <i>et al.</i> , 2001)	★	★
POMME (Mémery <i>et al.</i> , 2005)	★	★
EGEE/AMMA (Bourras <i>et al.</i> , 2009)		★

FIGURE 1.20 – Campagnes de mesures des flux air-mer utilisées dans les paramétrisations ECUME et ECUME6. Source : <https://www.umr-cnrm.fr/surfex/>

$P_{q_{10n}}$ , définis comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{P}_{u_{10n}} = \frac{C_{D_{10n}}}{\sqrt{C_{D_{10n}}}} \times \Delta u_{10n} \\ \mathcal{P}_{\theta_{10n}} = \frac{C_{H_{10n}}}{\sqrt{C_{H_{10n}}}} \times \Delta u_{10n} \\ \mathcal{P}_{q_{10n}} = \frac{C_{E_{10n}}}{\sqrt{C_{E_{10n}}}} \times \Delta u_{10n} \end{array} \right. \quad (1.15)$$

### La paramétrisation ANDREAS

Andreas (Andreas *et al.*, 2015) est la seule paramétrisation qui prend en considération l'effet des embruns marins sur les flux de chaleur sensible et latente. Cet effet vient s'ajouter aux flux interfaciaux air-mer standard. La paramétrisation d'Andreas a été développée avec des données de  $\sim 4000$  observations comprenant des vitesses de vent allant jusqu'à près de  $25 \text{ m s}^{-1}$ . Les embruns marins sont des gouttelettes d'eau ayant un diamètre compris entre  $1 \mu\text{m}$  et  $1 \text{ mm}$ . Ils sont considérés comme des sources de chaleur et de vapeur pouvant être à l'origine des variations des flux. Les embruns sont éjectés dans l'atmosphère par éclatement des bulles à l'interface air-mer lors du déferlement de vagues ou par le mécanisme d'écrêtage des vagues par des vents forts (Veron, 2015, Fig. 1.21). La contribution des embruns aux échanges d'humidité et de chaleur par évaporation entre l'atmosphère et la mer devient significative pour des vitesses de vent supérieures à  $13 \text{ m s}^{-1}$ . Le flux total en présence d'embruns est donc la somme du flux interfacial calculé par la méthode « bulk » et le flux lié aux embruns marins calculé en utilisant l'algorithme microphysique décrit dans Andreas (2005). Contrairement à l'algorithme de type COARE, la vitesse de friction utilisée pour calculer les flux interfaciaux est paramétrisée en fonction de la vitesse du vent à 10 m en condition neutre, éliminant ainsi l'incertitude associée à la définition de la longueur de rugosité et à l'utilisation de l'expression de Charnock.



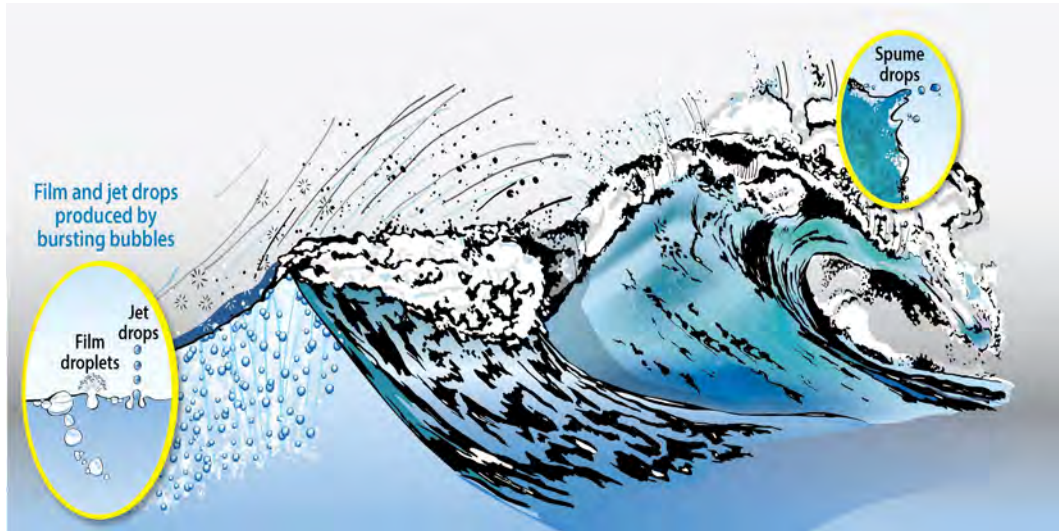


FIGURE 1.21 – Mécanismes de génération des embruns marins par éclatement de bulles à la surface et par écrêtage de vagues. Tirée de Veron (2015)

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{bulk}} + H_{\text{spray}} \\ LE &= LE_{\text{bulk}} + LE_{\text{spray}} \end{aligned} \quad (1.16)$$

avec  $H_{\text{spray}}$  et  $LE_{\text{spray}}$  les flux de chaleur sensible et latente liés aux embruns marins.

### La paramétrisation WASP

WASP (*Wave-Age Stress dependant Parametrization*, Sauvage et al., 2020) est une nouvelle paramétrisation basée sur COARE3 prenant en compte de l'état de la mer dans le calcul de la longueur de rugosité. Le coefficient de Charnock permet de relier les vagues et le stress du vent en fonction de l'état de la mer qui est décrit principalement par l'âge des vagues dans un modèle atmosphérique. Il est exprimé comme suit :

$$\alpha_{ch} = A \mathcal{X}^{-B} \quad (1.17)$$

avec  $A$  et  $B$  des coefficients qui peuvent être, soit constants, soit dépendants du vent de surface, et  $\mathcal{X}$  l'âge des vagues. L'âge des vagues est défini comme  $\mathcal{X} = c_p/U_a$  avec  $c_p$  la vitesse de phase des vagues et  $U_a$  le vent de surface. En gardant les coefficients  $A$  et  $B$  indépendants de la vitesse du vent, il résulte un coefficient de traînée  $C_\tau$  et un stress du vent trop élevé en régime de vent fort  $> 20 \text{ m s}^{-1}$  (Pineau-Guillou et al., 2018). WASP considère que, pour des vitesses de vent

entre 5 et 20 m s<sup>-1</sup>, la quantité de mouvement transférée de l'atmosphère à la surface de la mer permet le développement des vagues non déferlantes. Au-delà de 20 m s<sup>-1</sup>, la contribution du déferlement des vagues est dominante et l'âge des vagues n'est pas un paramètre suffisant pour représenter l'effet de l'état de la mer sur la rugosité de surface. Dans le but de représenter la saturation, voire la décroissance du  $C_\tau$  observée par vent fort (Powell et al., 2003), le paramètre de Charnock de la paramétrisation WASP est défini de manière continue par morceaux selon l'équation (1.17) et varie en fonction de la vitesse de vent et de l'âge des vagues. WASP permet donc de représenter la diminution du coefficient de traînée dans des conditions de vent fort, ce qui ne serait pas possible en utilisant un paramètre de Charnock uniquement lié aux vagues.

## 1.4 Objectifs de la thèse

L'un des principaux défis de la modélisation des tempêtes réside dans le large spectre d'échelles impliquées dans leur formation, leur évolution et les impacts qui en découlent. Alors que les tempêtes s'étendent sur des milliers de kilomètres et persistent pendant plusieurs jours, les vents qui les accompagnent sont générés par des bandes transporteuses de méso-échelle. Ces vents sont ensuite transportés vers la surface à des échelles inférieures au kilomètre. En conséquence, les brusques rafales de vent qui en résultent se manifestent localement sur de courtes périodes, souvent de l'ordre de quelques secondes.

L'enjeu principal de cette thèse est de caractériser les processus à fine échelle responsables du transport des vents forts vers la surface et la formation des rafales de vent. L'occasion pour mieux comprendre ces processus s'est présentée lorsque la tempête Adrian s'est formée en Méditerranée occidentale fin octobre 2018, causant de gros dégâts en Corse. La méthodologie est basée sur des simulations à très haute résolution réalisées avec le modèle atmosphérique Meso-NH, résolvant à la fois la dynamique à méso-échelle et les caractéristiques à fine échelle. La méthodologie mise en place pour cette étude est détaillée dans le chapitre 2. L'objectif principal peut être décomposé en trois grandes parties.

Le premier objectif consiste à étudier le développement de la tempête à grande échelle et d'obtenir une simulation de référence, reproduisant au mieux les observations disponibles. Ceci implique la réalisation de nombreux tests à méso-échelle avant de procéder à une simulation à très haute résolution. Ces questions sont abordées dans le chapitre 3.

Le second objectif, dans un premier temps, vise à localiser les zones de vents intenses et à identifier la bande transporteuse à l'origine de ces vents à méso-échelle. Il s'agit également d'étudier les processus responsables du transport des vents vers la surface, de discuter de leurs caractéristiques, de leur contribution au transport, et de leur sensibilité à la résolution horizontale. Les réponses à ces questions sont discutées dans le chapitre 4.

Le troisième objectif consiste à étudier la sensibilité des processus de fine échelle et des vents de surface à la représentation des échanges à l'interface air-mer. Leur représentation est étudiée selon différentes paramétrisations, en mettant en particulier l'accent sur les vents forts qui se sont formés sur mer. Ces questions sont présentées dans le chapitre 5.





# SIMULATIONS, OBSERVATIONS, OUTILS

Cette thèse s’appuie principalement sur une approche numérique innovante, consistant en une descente en résolution horizontale, visant à représenter à la fois la méso-échelle et la fine échelle de la tempête Adrian. Ce chapitre présente d’abord le modèle atmosphérique Méso-NH, ainsi que la stratégie adoptée pour la modélisation à méso-échelle et la mise en place des simulations en mode LES (*Large Eddy Simulation*). Ensuite, les observations météorologiques utilisées pour évaluer les simulations sont détaillées. Les outils d’analyses statistiques et numériques employés pour atteindre les objectifs de la thèse sont finalement exposés.

## 2.1 Approche numérique

### 2.1.1 Le modèle atmosphérique Méso-NH

Toutes les simulations numériques du cas de la tempête Adrian ont été réalisées avec le modèle de recherche atmosphérique Méso-NH (*Mesoscale Non-Hydrostatic*) dans sa version 5.4.4. Ces simulations ont été exécutées sur des super-calculateurs massivement parallèles (Pantillon et al., 2011), permettant des calculs par des milliers de processeurs simultanément. Méso-NH est un modèle à aire limitée (Lafore et al., 1998; Lac et al., 2018) développé conjointement depuis 1992 par le Laboratoire d’Aérodynamique et le Centre National de Recherches Météorologiques. Méso-NH est conçu pour simuler des phénomènes atmosphériques allant de l’échelle synoptique jusqu’à l’échelle de la turbulence. C’est un modèle non-hydrostatique, ce qui signifie qu’il autorise les fluctuations verticales de pression et donc les accélérations verticales nécessaires pour représenter explicitement les processus convectifs. Pour garantir une meilleure qualité des simulations, l’approximation anélastique de Durran (1989) est utilisée pour filtrer les ondes acoustiques qui n’ont aucune utilité météorologique, mais constituent une source de déstabilisation pour le schéma numérique. Les variables pronostiques, calculées à chaque pas de temps du modèle sont les trois composantes du vent ( $u, v, w$ ), la température potentielle ( $\theta$ ), les rapports de mélange pour la vapeur d’eau et pour les hydrométéores, et l’énergie cinétique

turbulente (TKE). À ces variables pronostiques du modèle, s'ajoute une large gamme de diagnostics, permettant d'accéder à des variables supplémentaires. Méso-NH est un modèle eulérien avec une discrétisation sur une grille décalée de type C suivant la classification d'Arakawa. Cela implique que les composantes du vent sont calculées au centre des faces de la maille, et les variables thermodynamiques sont calculées au centre de la maille. Le modèle utilise un système de coordonnées horizontales en projection conforme et un système de coordonnées verticales de type Gal-Chen et Somerville (1975) permettant aux niveaux verticaux de suivre le relief.

### Description des schémas numériques

Les schémas numériques sont un élément clé du noyau dynamique, permettant de résoudre les équations de la dynamique des fluides dans un modèle atmosphérique. Dans Méso-NH, Les variables scalaires sont transportées par le schéma *Piecewise Parabolic Method* (PPM) en volume fini. Pour l'advection de la quantité de mouvement, Méso-NH offre la possibilité d'employer le schéma centré d'ordre 4 CEN4TH ou les schémas *Weighted Essentially Non-Oscillatory* (WENO) du 3<sup>ème</sup> et du 5<sup>ème</sup> ordre (Lunet et al., 2017). Les schémas temporels de Méso-NH sont Runge-Kutta explicite d'ordre 4 (RKC4), *Forward in Time* (FIT) décentré et *Leap Frog* (LF) centré. Le choix des schémas d'advection et de discrétisation temporelle est dicté par une contrainte de stabilité. Pour les simulations kilométriques, l'advection de la quantité de mouvement est régie par le schéma WENO qui est très diffusif et permet d'utiliser des pas de temps plus grands. Pour les applications LES, il faut théoriquement une cohérence entre les schémas spatiaux et temporels de façon à avoir un schéma centré en espace et en temps, il est recommandé d'utiliser la combinaison CEN4TH/RKC4 avec une diffusion numérique ajoutée pour éliminer les instabilités de petites échelles, qui est plus précise, moins diffusive et assure une meilleure résolution effective (Lac et al., 2018).

Pour représenter au mieux les interactions complexes entre l'atmosphère et les différents processus sous-maille tels que la convection, la turbulence, les échanges air-mer, et bien d'autres, Méso-NH incorpore un jeu complet de paramétrisations physiques (Fig. 2.1). Le rôle de ces paramétrisations est d'ajuster les variables du modèle afin de simuler l'effet de phénomènes d'échelle spatiale inférieure à la résolution du modèle.

### Description du schéma de turbulence

La turbulence se caractérise par des mouvements chaotiques et irréguliers qui transfèrent l'énergie cinétique des grandes échelles vers les petites échelles. Les mouvements turbulents d'échelle inférieure à la maille du modèle ne sont pas explicitement représentés. Ainsi, pour tenir compte de ces mouvements, Méso-NH utilise le schéma de turbulence de Cuxart et al. (2000). La paramétrisation de la turbulence résout l'équation pronostique de TKE avec un schéma de fermeture d'ordre 1,5 pour estimer les flux turbulents. Ce schéma fonctionne aussi bien en LES qu'à méso-échelle. Aux résolutions de méso-échelle, les gradients horizontaux et les flux turbulents horizontaux sont considérés comme plus faibles que leurs homologues verticaux, et sont donc négligés. On utilise alors la version 1D du schéma, pour lequel les variables ne dépendent que de  $z$  et  $t$ . La longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault et Lacarrère

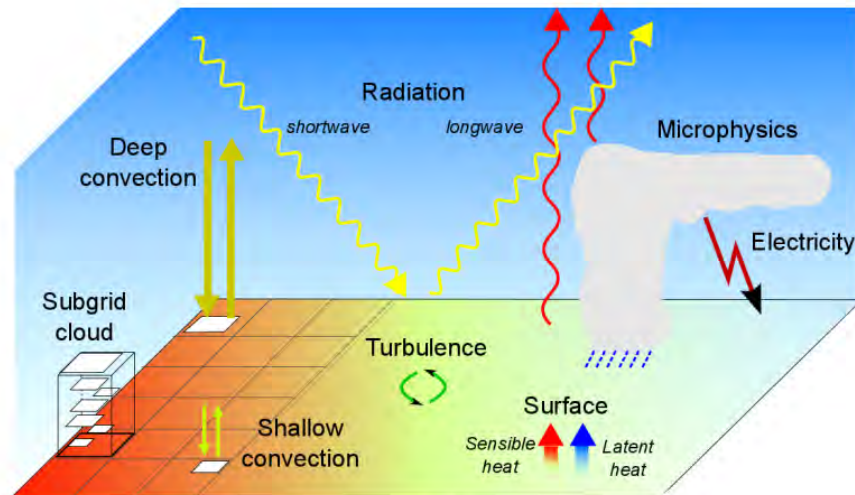


FIGURE 2.1 – Paramétrisations physiques disponibles dans Meso-NH, tirée de Lac et al. (2018)

(1989) (BL89 par la suite) qui est égale à la distance parcourue par une particule d'air vers le haut ou vers le bas avant d'être freinée par le sol ou par le sommet de la couche limite par des effets de flottabilité. Dans le mode LES, la version 3D du schéma de turbulence est utilisée car les maillages employés peuvent produire de forts gradients de température et d'humidité et de forts cisaillements du vent dans les trois directions de l'espace. Les flux turbulents dépendent alors de  $x$ ,  $y$ ,  $z$  et  $t$ . La longueur de mélange est estimée à partir de la formulation de Deardorff (1980) qui représente la taille caractéristique des tourbillons les plus énergétiques équivalente à la taille de la maille.

### Description des schémas de convection

Compte tenu de la grande variabilité spatio-temporelle des phénomènes convectifs, il est important de représenter au mieux les principaux effets de la convection. Nous distinguons trois cas en fonction de la taille horizontale des mailles du modèle. Pour une maille horizontale supérieure à 2–5 km, les deux types de convection doivent être paramétrés. On utilise alors à la fois le schéma de convection profonde de Bechtold et al. (2001) et le schéma de convection peu profonde de type EDMF (*eddy-diffusivity mass flux*) de Pergaud et al. (2009) appelé EDKF. Ce dernier vient compléter le schéma de turbulence pour représenter les thermiques de la couche limite. Pour une maille horizontale comprise entre 200–400 m et 2–5 km, seule la convection peu profonde nécessite d'être représentée par EDKF.

### Description des schémas de microphysique nuageuse

La microphysique se réfère à la représentation des processus physiques qui influencent les propriétés des particules et des nuages dans l'atmosphère. Ces processus incluent la formation des hydrométéores, la croissance et la dispersion des particules d'eau, de glace et d'autres substances présentes dans l'atmosphère. Dans la version 5.4.4 de Meso-NH, la microphysique est représentée principalement par deux schémas. Le schéma ICE3 de Pinty et Jabouille (1998)



est un schéma à un moment, c'est-à-dire que seul le rapport de mélange des hydrométéores est pronostiqué. Le contenu en eau est réparti entre six réservoirs distincts. Le premier réservoir représente la vapeur d'eau. Deux réservoirs correspondent aux hydrométéores liquides, à savoir l'eau liquide nuageuse et l'eau liquide précipitante. Trois réservoirs sont associés aux hydrométéores solides ou en phase mixte : la glace, la neige et le grésil. A chaque maille du modèle, le contenu en eau de chaque réservoir est déterminé en termes de rapports de mélange, c'est-à-dire les proportions des masses d'eau de chaque réservoir par rapport à la masse d'air sec contenue dans la maille. Le schéma LIMA (*Liquid Ice Multiple Aerosols*, Vié et al., 2016) est un schéma à deux moments : en plus du calcul des rapports de mélange, il prédit la concentration des gouttelettes nuageuses, des gouttes de pluie et des cristaux de glace. De plus, il prend en compte les interactions entre les aérosols, les nuages et les précipitations.

### Description des schémas de transfert radiatif

Le transfert radiatif est le phénomène physique d'échange d'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique. La propagation des rayonnements est affectée par les processus d'absorption, d'émission et de diffusion. Deux codes de rayonnement sont disponibles dans Méso-NH, tous les deux provenant du CEPMMT, le schéma de Morcrette (1989) et le schéma ecRad (Hogan et Bozzo, 2016). Les deux schémas sont basés sur des méthodes à deux flux, ce qui signifie que les transferts radiatifs sont calculés pour chaque colonne atmosphérique en considérant le flux ascendant et le flux descendant.

### Le modèle de surface externalisée SURFEX

La représentation de la surface et ses échanges avec l'atmosphère sont prises en compte grâce au couplage de Méso-NH au schéma de surface SURFEX (SURFace Externalisée, Masson et al., 2013). SURFEX intègre différents schémas numériques et paramétrisations permettant de modéliser les échanges entre la surface et l'atmosphère selon quatre types de surface : océan/mer, sol/végétation, eau de surface terrestre et villes. À chaque pas de temps du modèle, toute maille de la surface reçoit des informations sur la température de l'air, l'humidité spécifique, les composantes horizontales du vent, la pression, les précipitations totales et les flux radiatifs. En retour, SURFEX calcule les flux moyens de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente via des paramétrisations de complexité variées. Celles pour les échanges air-mer sont décrites dans la section 1.3.2.

## 2.1.2 Sensibilité aux conditions initiales

Pour simuler au mieux les conditions de méso-échelle de la tempête Adrian sur son cycle de vie, ainsi que l'origine des vents forts à cette échelle, un modèle père, centré sur la Méditerranée occidentale (région de  $750 \text{ km} \times 750 \text{ km}$ , domaine D1 sur la Fig. 2.2) est défini. Sa résolution horizontale est de 1000 m, permettant une représentation explicite de la convection profonde. L'extension verticale est de 22 km sur 72 niveaux verticaux répartis depuis la surface jusqu'à plus de 20 km d'altitude, avec un espacement 10 m au premier niveau pour bien représenter

les processus de la couche limite. Cet espacement augmente irrégulièrement avec l'altitude. Le schéma d'advection utilisé est celui de WENO du cinquième ordre pour les variables de quantité de mouvement et le schéma d'advection PPM pour les variables scalaires. Le pas de temps est de 10 secondes. La turbulence est paramétrée avec le schéma de fermeture d'ordre 1,5 dans sa version 1D, en utilisant la longueur de mélange BL89. Le schéma EDKF est utilisé pour la convection peu profonde. Les processus microphysiques sont paramétrés par le schéma ICE3. Les processus radiatifs sont simulés en utilisant le code de rayonnement à deux flux de [Morcrette \(1989\)](#) pour le rayonnement de courte longueur d'onde, et le modèle de transfert radiatif rapide de [Mlawer et al. \(1997\)](#) pour le rayonnement de grande longueur d'onde. La paramétrisation standard COARE3, détaillée dans la section 1.3.2, est utilisée pour représenter les flux turbulents à l'interface air-mer dans la simulation de référence. Les sorties pronostiques et diagnostiques sont sauvegardées toutes les heures. Les variables de surface (La vitesse de vent à 10 m, la température et l'humidité à 2 m et la pression à la surface) sont calculées et enregistrées toutes les 6 minutes pour une fréquence comparable aux observations in-situ.

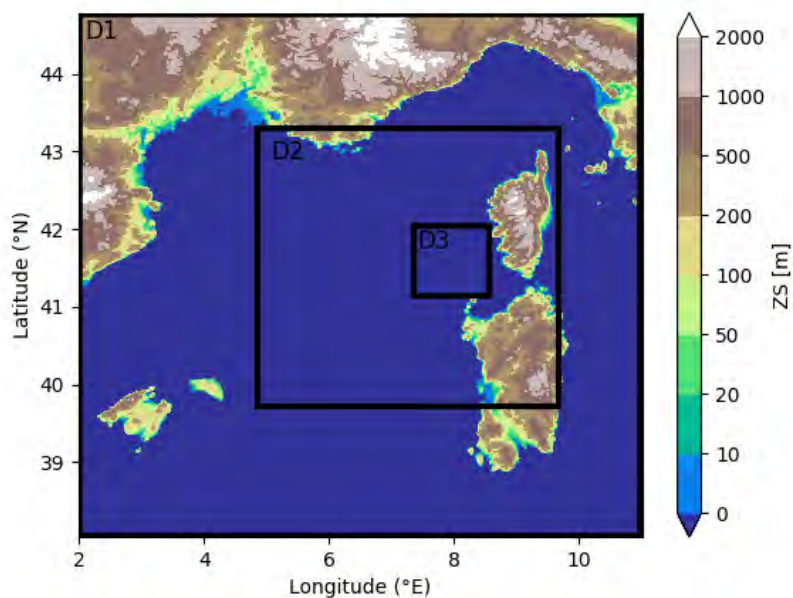


FIGURE 2.2 – Domaines des différentes simulations réalisées avec Mésos-NH sur une carte de topographie. Domaine D1 des simulations à une résolution horizontale de 1000 m, D2 des simulations à une résolution horizontale de 200 m et D3 des simulations aux résolutions horizontales de 100 m et 50 m.

L'atmosphère est un système chaotique, des petites variations de l'état initial peuvent entraîner de grandes variations de l'état de l'atmosphère. L'initialisation du modèle doit être faite soigneusement pour assurer la qualité de la simulation. L'obtention d'une représentation réaliste de la tempête Adrian a nécessité six simulations à une résolution horizontale de 1000 m. Les conditions initiales des différentes simulations sont modifiées en les faisant démarrer à partir de deux analyses différentes et à trois moments différents. L'objectif est de déterminer la combinai-

son d'initialisation optimale qui se rapproche le plus de la réalité afin de la sélectionner comme simulation de référence (Meso1000 par la suite) et point de départ pour les tests ultérieurs.

En l'absence d'un système d'assimilation de données, l'initialisation du modèle Meso-NH pour un cas réel se fait à partir d'une analyse d'un modèle opérationnel existant. Dans le cadre de cette étude, six simulations ont été initialisées le 29 octobre 2018 à partir de deux sources d'analyse différentes : les données du modèle AROME et celles du CEPMMT. Trois simulations sont initialisées avec les données d'AROME, et trois autres, avec les données du CEPMMT. Pour chaque analyse, trois moments d'initialisation ont été testés, correspondant aux heures 00 UTC, 06 UTC et 12 UTC (voir Figure 2.4). Les résultats de ces six simulations sont discutés dans le chapitre 3.

**AROME** (*Application of Research to Operations at Mesoscale*, Seity et al., 2011) est le modèle de Prévision Numérique du Temps (PNT) à aire limitée et non-hydrostatique développé par Météo-France. AROME est opérationnel en France métropolitaine depuis 2008, il a été conçu pour améliorer la prévision à courte échéance (quelques heures à quelques jours) des phénomènes dangereux. Son domaine actuel est présenté dans la figure 2.3. Depuis 2015, et grâce aux moyens de calcul performants, sa résolution horizontale est passée de 2,5 km à 1,3 km et de 60 niveaux verticaux à 90 avec un premier niveau à environ 5 m de la surface. Le cœur dynamique d'AROME est hérité du modèle à aire limitée ALADIN (Aire Limitée Adaptation Dynamique Développement International, ALADIN International Team, 1997) tandis que la représentation de la physique atmosphérique est commune avec le modèle Meso-NH. Avec sa haute résolution et ses paramétrisations physiques, AROME est capable de bien représenter les systèmes orageux et en particulier les événements convectifs fortement précipitants. L'initialisation d'AROME-France est réalisée par un système d'assimilation de données dérivé d'ARPEGE-IFS (*Action de Recherche Petite Échelle Grande Échelle*). AROME-France fournit des prévisions jusqu'à 42 h d'échéance à partir des réseaux 00 et 12 UTC et jusqu'à 36 h d'échéance à partir des réseaux 06 et 18 UTC. Les analyses d'AROME sont disponibles toutes les heures.

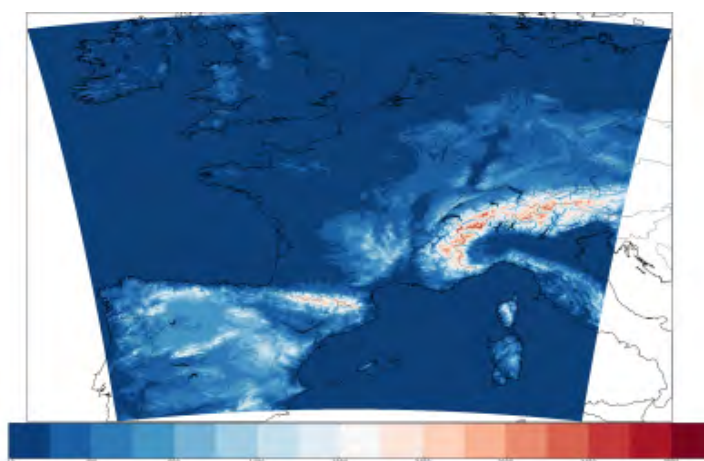


FIGURE 2.3 – Domaine du modèle Arome. Tirée de <https://www.umr-cnrm.fr/>

**CEPMMT** (*Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme*), également connu sous son acronyme anglais ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*). Le CEPMMT est l'un des principaux centres opérant un modèle global de prévisions météorologiques à moyen terme, c'est-à-dire pour une échéance allant jusqu'à deux semaines environ. Établi à Reading en Angleterre, il est géré par une entité intergouvernementale indépendante soutenue par 35 nations. Les analyses opérationnelles du CEPMMT ont une résolution de 9 km sur l'horizontale et 137 niveaux sur la verticale. Elles sont disponibles aux heures synoptiques, soit à 00, 06, 12 et 18 UTC chaque jour.

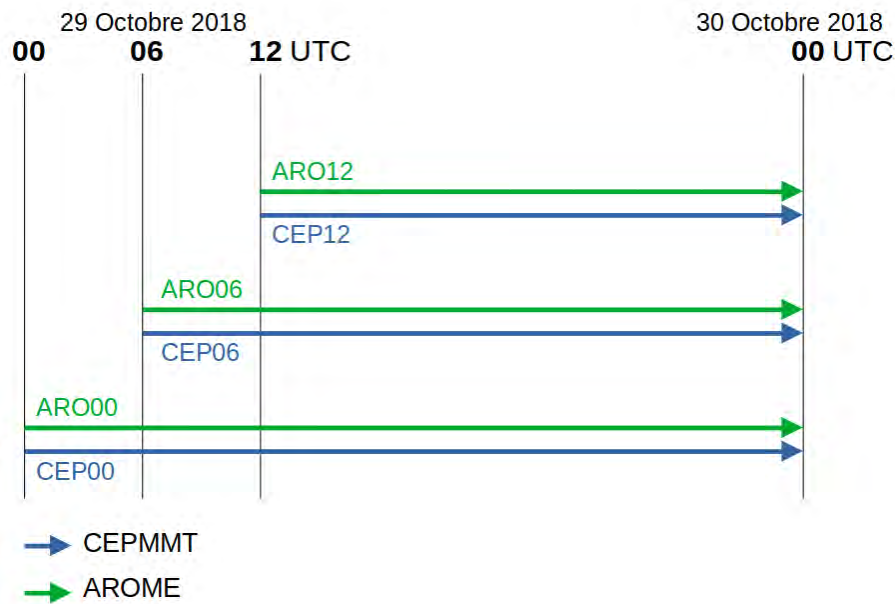


FIGURE 2.4 – Schéma des ensembles des conditions initiales utilisées pour les simulations de la tempête Adrian. Les flèches bleues correspondent aux simulations initialisées avec les données d'analyse du CEPMMT, les flèches vertes correspondent aux simulations initialisées avec les analyses d'AROME.

### 2.1.3 Sensibilité à la résolution horizontale

La modélisation des tempêtes représente un défi majeur en raison du vaste spectre d'échelles spatiales et temporelles impliquées. D'une part, les tempêtes s'étendent sur plusieurs milliers de kilomètres et se déplacent sur une période allant de quelques heures à quelques jours. D'autre part, les processus conduisant au transport des vents forts vers la surface peuvent agir à des échelles spatiales beaucoup plus petites que le kilomètre. Ces processus évoluent rapidement et ne peuvent être représentés explicitement par les modèles de PNT. Afin de palier ce problème, cette étude nécessite des simulations à très haute résolution dites *Large-Eddy Simulations* (LES), sur un grand domaine pour capturer à la fois la dynamique de méso-échelle de la tempête et les caractéristiques de fine échelle associées.

Simulation	Résolution (m)	Advection	EDKF	Turbulence	Longueur de mélange
Meso1000	1000	WENO	Oui	1D	BL89
Les200	200	CEN4TH	Non	3D	Deardorff
Les100	100	CEN4TH	Non	3D	Deardorff
Les50	50	CEN4TH	Non	3D	Deardorff

TABLE 2.1 – Configurations des expériences de sensibilité à la résolution horizontale

Au cours de cette thèse, une configuration de type modèles imbriqués à sens unique ("one-way nesting", en anglais) est utilisée afin de descendre progressivement en résolution jusqu'à atteindre une résolution horizontale suffisamment fine pour résoudre les processus responsables du transport des vents forts vers la surface. Tout d'abord, une simulation LES de référence (Les200 par la suite) imbriquée dans Meso1000 est réalisée sur une période de 15 h, avec un pas de temps de 2 secondes. La résolution horizontale est de 200 m. Le domaine de la simulation couvre une partie de la Méditerranée occidentale et la Corse (région de 400 km  $\times$  400 km, domaine D2 sur la Fig. 2.2).

Pour s'assurer que les processus de fine échelle résolus dans la simulation Les200 sont réalistes, deux simulations supplémentaires sont réalisées avec des résolutions horizontales plus élevées, soit un espacement de 100 m (Les100) et de 50 m (Les50). Ces simulations sont centrées sur une région des vents forts au-dessus de la mer (région de 100 km  $\times$  100 km, domaine D3 sur la Fig. 2.2). En raison du coût de calcul élevée des simulations LES et de l'espace de stockage qu'elles nécessitent, les simulations Les100 et Les50 sont intégrées sur 30 minutes de 15 UTC à 1530 UTC avec des sorties toutes les 15 minutes.

Dans les simulations LES, la majorité des processus physiques sont résolus de manière explicite. Cependant, certains processus qui ont une échelle caractéristique plus petite que la taille de la maille doivent être paramétrés. Les trois simulations LES utilisent les mêmes schémas que Meso1000 à l'exception de trois d'entre eux. Premièrement, le schéma EMDF est désactivé, étant donné que la convection est représentée explicitement dans les simulations hectométriques. Deuxièmement, un schéma d'advection centré de quatrième ordre est utilisé pour la quantité de mouvement, qui est à la fois plus précise et moins diffusive. Troisièmement, le schéma de turbulence est utilisé dans sa version 3D pour prendre en compte les variations des variables météorologiques dans les trois directions de l'espace, en considérant la longueur de mélange de [Deardorff \(1980\)](#). La table 2.1 résume les caractéristiques des simulations réalisées à différentes résolutions. Les résultats de ces simulations sont discutées dans le chapitre 4.

### 2.1.4 Sensibilité aux flux turbulents à l'interface air-mer

Au cours de cette thèse, des tests de sensibilité aux flux turbulents de surface (flux de quantité de mouvement  $\tau$ , flux de chaleur sensible  $H$  et flux de chaleur latente  $LE$ ) ont été réalisés. Ces tests ont été conçus dans le but de répondre à deux objectifs distincts.

### Objectif à méso-échelle

Le premier objectif consiste à analyser les effets des différentes paramétrisations mentionnées dans la section 1.3.2 sur le développement et l'évolution de la tempête Adrian à méso-échelle. Pour cela, des simulations ont été effectuées avec un espacement de grille horizontale de 1000 m, à partir de la simulation de référence Meso1000. Ces simulations sont initialisées à 1200 UTC pour une durée de 6 heures, incluant la phase de développement et d'intensification de la dépression. Les paramétrisations COARE3 et ECUME6 sont disponibles dans le schéma de surface SURFEX, tandis que ANDREAS et WASP ont été implémentés dans SURFEX pour les besoins de l'étude.

Simulation	Durée (UTC)	Paramétrisation flux air-mer
Coare1000	12 - 18	COARE3
Ecume1000	12 - 18	ECUME6
Andreas1000	12 - 18	ANDREAS
Wasp1000	12 - 18	WASP

TABLE 2.2 – Tests de sensibilité aux flux turbulents à une résolution horizontale de 1000 m

### Objectif à fine échelle

Le deuxième objectif vise à évaluer l'effet des flux turbulents sur les processus de fine échelle impliqués dans le transport des vents forts vers la surface. Une deuxième série d'expériences est réalisée sur une courte période de 1500 UTC à 1530 UTC, pendant laquelle la tempête a atteint son intensité maximale. Ces simulations sont faites avec une grille horizontale de 200 m, à partir de la simulation Les200. En plus des différentes paramétrisations, trois autres tests de sensibilité aux flux turbulents ont été réalisés. Chaque simulation est nommée en fonction de la modification spécifique apportée à ses flux : NoH (No Sensible Heat Flux) flux de chaleur sensible désactivés, NoLE (No Latent Heat Flux) flux de chaleur latente désactivés et NoM (No Momentum Flux) flux de quantité de mouvement désactivés. Les particularités de chaque simulation sont résumées dans le tableau 2.3. Les résultats des tests de sensibilité aux flux turbulents sont discutés en détail dans le chapitre 5.

## 2.2 Données d'observations et méthodes de comparaison

Cette section énumère les données utilisées pour vérifier les résultats des différentes simulations effectués au cours de cette thèse. En raison des objectifs de l'étude, l'évaluation repose en grande partie sur les données de vent. En complément, les images satellites sont utilisées pour vérifier la position du centre de la tempête et les structures nuageuses associées.

Simulation	Paramétrisation flux air-mer
Ref200	COARE3
Ecume200	ECUME6
Andreas200	ANDREAS
Wasp200	WASP
NoH	Flux de chaleur sensible désactivés
NoLE	Flux de chaleur latente désactivés
NoM	Flux de quantité de mouvement désactivés

TABLE 2.3 – Tests de sensibilité aux flux turbulents à une résolution horizontale de 200 m

### 2.2.1 Observations in-situ

Les observations météorologiques au sol étaient le moyen « classique » de mesure dont disposaient les météorologues jusqu’au milieu du XXe siècle. Malgré les progrès importants qu’a connu le domaine de météorologie, la mesure au sol est restée indispensable dans la chaîne de traitement des données météorologiques. Elle constitue toujours le socle de l’observation météorologique sur la surface de la planète. Météo-France dispose d’un réseau de 595 stations météorologiques réparties sur l’ensemble du territoire métropolitain, dont plus de 30 stations sont situées en Corse (cf. Fig. 2.5). Il s’agit des stations autonomes mesurant de façon automatique les paramètres suivants : la température et l’humidité à 2 m, la pression à la surface, les précipitations et le vent (vitesse et direction) à une hauteur de 10 m. Les mesures sont effectuées régulièrement et transmises toutes les 6 minutes. L’ensemble de données utilisé pour analyser l’effet de la tempête Adrian sur la Corse et pour valider les simulations réalisées sont disponibles sur le site MeteoNet <https://meteonet.umr-cnrm.fr/> créé par Météo-France. Ce site présente un jeu de données météorologiques couvrant la période de 2016 à 2018 et incluant deux régions géographiques : les régions nord-ouest et sud-est de la France (cf. Fig. 2.5 pour les régions sud-est).

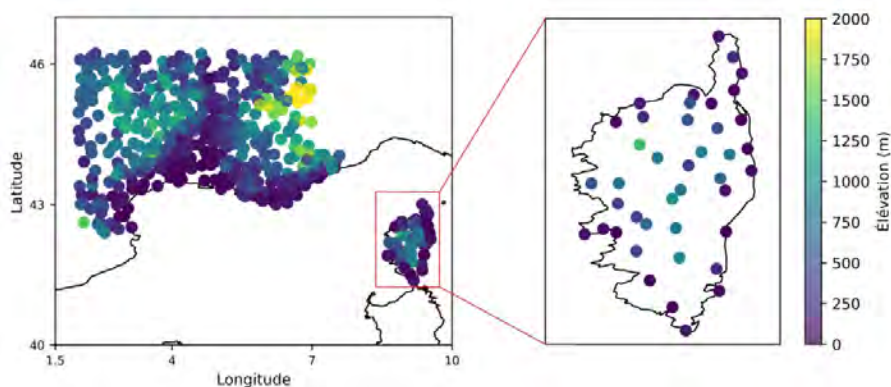


FIGURE 2.5 – Répartition des stations météorologiques sur la région sud-est de la France et en Corse.

### 2.2.2 Observations satellite

Le recours aux satellites pour les besoins de la météorologie a débuté avec l'avènement de l'ère spatiale. Depuis lors, les satellites météorologiques constituent une composante essentielle de la veille météorologique mondiale. Ils fournissent des images répétées de l'atmosphère, qui apportent une grande contribution pour le suivi des phénomènes extrêmes comme les dépressions météorologiques. Les images satellitaires permettent notamment de localiser les centres dépressionnaires et d'analyser les structures nuageuses qui y sont associées pendant leur développement. Les satellites du programme Météosat, placés en orbite géostationnaire, ont été développés par l'Agence spatiale européenne (ESA) et l'organisation météorologique européenne EUMETSAT. Ces satellites font partie du système mondial d'observation de l'atmosphère mis en place par l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) dans les années 1970. Le programme Météosat seconde génération (MSG) initié en 2002, comprend quatre satellites de MSG-1 à MSG-4 lancés entre 2002 et 2015. Les satellites MSG embarquent un radiomètre imageur SEVIRI *Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager* capable de mesurer l'intensité du flux de rayonnement électromagnétique dans douze bandes spectrales allant du visible (1 km de résolution au nadir) à l'infrarouge thermique (3 km de résolution au nadir). Ils transmettent des images du globe terrestre tous les quarts d'heure, permettant une couverture quasi-continue de l'atmosphère terrestre. Dans notre cas d'étude, le suivi de la tempête Adrian a été effectué grâce aux observations du canal haute résolution visible et du canal infrarouge à  $10,8 \mu\text{m}$ . Ces observations permettent de détecter et d'identifier les structures nuageuses, et donc l'évolution de l'enroulement cyclonique des nuages autour du centre dépressionnaire.

Une des capacités diagnostiques de Méso-NH est de calculer les images satellite « synthétiques » à partir des paramètres physiques simulés (Chaboureau et al., 2008). À partir des différents champs du modèle (température, vapeur d'eau, eau liquide et glace, caractéristiques de surface), la radiance visible (ou la température de brillance infrarouge) est calculée à chaque point de grille en utilisant le code de transfert radiatif RTTOV (Radiative Transfer for Tiros Operational Vertical Sounder, Saunders et al., 2018). Cela rend ainsi possible la comparaison directe entre images satellites observées et celles simulées.

### 2.2.3 Méthodes de comparaison

Pour évaluer les différentes simulations et les confronter aux observations, plusieurs méthodes sont possibles. La méthode la plus simple consiste à superposer les vitesses de vent observées aux champs de vitesses simulées pour une comparaison visuelle. Cette approche permet d'identifier facilement les différences entre les observations et les simulations. Cependant, en particulier pour le vent, cette méthode peut être problématique, car les différences peuvent être plus subtiles que ce qui peut être vu à l'œil, et leur interprétation devient hautement subjective. Par conséquent, une analyse quantitative est préférable pour obtenir une mesure objective et une évaluation plus précise. Pour évaluer si les valeurs prédites par les simulations



sont proches des vraies valeurs du jeu de données de validation, il est nécessaire de calculer des indicateurs statistiques objectifs. Une façon d'obtenir une comparaison plus quantitative est de calculer le biais, le RMSE et la corrélation entre deux variables.

### Biais

Le biais est la différence entre les valeurs du modèle et les valeurs mesurées. Il permet d'évaluer si les simulations ont tendance à sur-estimer ou sous-estimer les valeurs de la variable d'intérêt  $x$  par rapport aux valeurs observées  $y$  de  $n$  échantillons. Le biais se calcule comme suit :

$$\text{biais} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - y_i) \quad (2.1)$$

Une valeur positive du biais indique la tendance du modèle à surestimer les valeurs observées, et une valeur négative indique une sous-estimation des observations. Plus le biais est faible (proche de 0), meilleure est la simulation.

### Racine de l'erreur quadratique moyenne

La racine carrée de l'erreur quadratique moyenne (RMSE) est l'un des indices les plus utilisés pour évaluer la qualité et la fiabilité d'un modèle. Elle montre dans quelle mesure les valeurs simulées s'écartent des valeurs réelles mesurées. La RMSE est calculée par :

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - y_i)^2} \quad (2.2)$$

où  $x$  et  $y$  sont deux ensembles de  $n$  échantillons (par exemple, les vitesses de vent simulées et observées). La RMSE est une valeur toujours positive. Plus les valeurs obtenues avec le modèle sont proches des valeurs observées, plus les écarts sont faibles et la RMSE proche de zéro.

### Coefficient de corrélation de Pearson

Le coefficient de Pearson  $r$  est l'un des indices couramment utilisés pour évaluer l'intensité d'interdépendance entre deux variables, ou plus précisément, l'intensité de leur relation linéaire. Fondamentalement, une corrélation de Pearson tente de tracer une ligne de meilleur ajustement à travers les données de deux variables, et le coefficient de corrélation de Pearson  $r$  indique à quelle distance tous ces points de données sont éloignés de cette ligne de meilleur ajustement. Il est donné par le rapport entre la covariance entre les variables  $x$  et  $y$  et le produit de leur écart-type :

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (2.3)$$

où  $\bar{x}$  et  $\bar{y}$  sont, respectivement les moyennes des ensembles  $x$  et  $y$ , constitués chacun de  $n$  échantillons. Le coefficient de corrélation de Pearson  $r$  varie dans une plage de valeurs entre  $-1$  et  $+1$ . L'intensité de la relation linéaire sera donc autant plus forte que la valeur du coefficient est proche de  $+1$ , c'est-à-dire que les variables varient dans le même sens, ou de  $-1$ , les variables

varient dans le sens contraire. Elle sera d'autant plus faible que la valeur du coefficient est proche de 0, indiquant alors une absence de relation linéaire entre les deux variables.

## 2.3 Outils d'analyse

### 2.3.1 Traceurs lagrangiens

De manière traditionnelle, la description des écoulements atmosphériques dans les modèles numériques est basée sur une approche eulérienne. Ces modèles décrivent l'évolution des propriétés de l'écoulement (vitesse, température, pression, etc.) en fonction du temps et de l'espace à des points fixes de la grille, sans se préoccuper du comportement individuel des particules d'air. Cependant, une approche lagrangienne est nécessaire pour obtenir une description par trajectoires, qui consiste à suivre individuellement le déplacement de chaque particule au fil du temps. Les trajectoires sont le plus souvent calculées à partir des champs de vent générés par le modèle eulérien. Selon [Rössler et al. \(1992\)](#), il existe deux méthodes pour calculer ces trajectoires : la méthode en ligne (*Run-Time*) réalisée simultanément à l'exécution du modèle eulérien, et la méthode hors ligne (*Post-Mortem*) basée sur les sorties du modèle après son exécution. L'approche lagrangienne est largement utilisée pour identifier les bandes transporteuses, qui sont définies comme des ensembles cohérents de trajectoires présentant des similarités dans leur évolution le long de l'écoulement ([Wernli et Davies, 1997](#)). Cette approche comporte trois étapes principales : le calcul d'un grand nombre de trajectoires, l'analyse de l'évolution temporelle des variables physiques le long de ces trajectoires, et l'application de critères de sélection objectifs pour identifier les structures d'écoulement.

Pour déterminer le courant d'air à l'origine des vents forts dans le cas de la tempête Adrian, une approche lagrangienne est appliquée dans la simulation Meso1000. Cette approche repose sur l'outil d'analyse lagrangienne en ligne développé par [Gheusi et Stein \(2002\)](#), qui a été implémenté dans le modèle Méso-NH par [Gheusi et Stein \(2002\)](#). Le calcul des trajectoires lagrangiennes commence par initialiser des traceurs passifs avec leurs coordonnées 3D à chaque point de grille du domaine de simulation. Ces traceurs enregistrent la position initiale  $\vec{x}_0$  de chaque particule d'air, à chaque pas de temps, c'est-à-dire toutes les 10 secondes. Par la suite, une méthode de suivi rétrospectif est utilisée en calculant des rétro-trajectoires hors ligne pour une durée choisie. Cette méthode consiste à remonter dans le temps à partir de l'endroit et du moment où les vents forts ont été observés. Elle permet ainsi de connaître la trajectoire et l'origine des masses d'air constituant le courant d'air associé à la tempête, ainsi que l'évolution des variables physiques le long de ces trajectoires. Des trajectoires sont également calculées dans la simulation Les200 à un pas de temps de 2 secondes, pour caractériser les structures cohérentes de fine échelle.

### 2.3.2 Fonction d'auto-corrélation

Les structures de vitesse de vent à fine échelle associées à la tempête Adrian sont caractérisées au moyen de la fonction d'auto-corrélation spatiale (ACF pour *auto-correlation function* en anglais). L'ACF est une approche statistique permettant de mesurer la corrélation d'une variable physique (vitesse de vent, température, humidité) avec elle-même à des positions spatiales décalées. Elle est souvent utilisée pour évaluer la variabilité spatiale de l'organisation de la turbulence au sein de la couche limite atmosphérique marine, à partir des champs de réflectivité radar (Granero Belinchon et al., 2022; Brilouet et al., 2023). Dans ce cas d'étude, l'ACF  $R_F(\delta_x, \delta_y)$  est calculée à partir des champs de vitesse du vent vertical le long des deux directions  $(x, y)$ , comme suit :

$$R_F(\delta_x, \delta_y) = \langle F(x, y) \times F(x + \delta_x, y + \delta_y) \rangle \quad (2.4)$$

où  $F(x, y)$  est le champ de vitesse de vent vertical à la position  $(x, y)$ ,  $F(x + \delta_x, y + \delta_y)$  est le même champ à une position décalée de  $(\delta_x, \delta_y)$  par rapport à  $(x, y)$  et  $\langle \dots \rangle$  désigne la moyenne spatiale.

Différentes caractéristiques des structures de fine échelle peuvent être extraites à partir de l'ACF, telles que le motif principal, la périodicité, la direction privilégiée ainsi que les échelles de longueur caractéristiques (Lohou et al., 1998b). Ces informations sont principalement contenues dans les coefficients de corrélation situés autour du centre de l'auto-corrélation qui sont plus élevés et plus significatifs. Ils indiquent la corrélation spatiale des variations à des distances plus courtes, ce qui est souvent crucial pour caractériser les structures et les motifs spatiaux dominants. L'analyse de l'ACF est réalisée en trois étapes.

La première étape consiste à extraire la forme principale des structures. En général, les structures présentent souvent, soit une forme elliptique, ce qui peut indiquer la présence des rouleaux convectifs, soit une forme circulaire, comme c'est le cas pour les cellules convectives. Pratiquement, la forme des structures est analysée à partir des échelles de longueur intégrale  $L_{es}$  (*integral length scale*), définie comme l'intégrale de  $R_F$  sur laquelle  $F(x, y)$  reste corrélé à lui-même.  $L_{es}$  est estimé en calculant  $R_F$  dans une direction donnée, puis en intégrant jusqu'au premier passage à zéro. L'estimation de  $L_{es}$  est faite pour plusieurs directions de l'ACF, afin d'indiquer son éventuelle anisotropie, c'est-à-dire une certaine direction privilégiée. L'ensemble de points correspondant à  $L_{es}$  est ensuite ajusté pour définir la géométrie des structures étudiées. Si les points s'ajustent à une ellipse, cela indique une structure allongée et elliptique, tandis qu'un ajustement à un cercle suggère une structure symétrique et circulaire.

Dans la deuxième étape, les paramètres géométriques de la structure sont déterminés, notamment la direction et les axes majeur et mineur. L'axe majeur  $r_a$  correspond à la direction de l'axe le plus long de la structure, tandis que l'axe mineur  $r_b$  correspond à l'axe perpendiculaire à l'axe majeur et de longueur plus courte. La connaissance de ces deux axes permet de quantifier le degré d'aplatissement ou d'allongement d'une structure, en calculant un facteur

d'aplatissement  $f$  :

$$f = \frac{r_a - r_b}{r_a} \quad (2.5)$$

Si les deux axes sont de longueurs similaires, la structure est plus proche d'une forme circulaire avec  $f$  qui tend vers 0. En revanche, si l'axe majeur est significativement plus long que l'axe mineur, la structure est elliptique et  $f$  tend vers 1.

La troisième étape consiste à estimer l'échelle de longueur de la structure organisée  $L_{os}$  (*organised structures length scale*), qui correspond à sa taille caractéristique (Fig. 2.6). L'ACF présente une périodicité lorsqu'un champ donné est organisé en structures cohérentes qui se répètent à des distances spatiales régulières.  $L_{os}$  est définie comme la distance entre deux maxima de corrélation dans l'ACF.

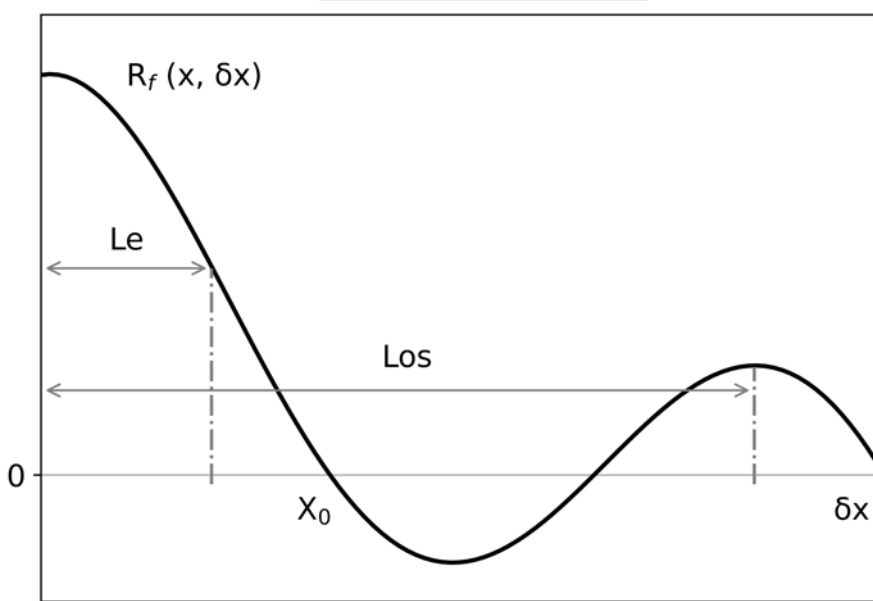


FIGURE 2.6 – Auto-corrélation unidimensionnelle  $R_F(x, \delta_x)$  calculée dans la direction  $x$  avec un décalage spatial  $\delta_x$ . Figure adaptée de Lohou et al. (2000).

### 2.3.3 Spectres d'énergie

L'approche des spectres d'énergie cinétique est l'une des méthodes largement utilisées pour évaluer la performance des simulations LES. Les spectres d'énergie permettent de représenter la distribution de l'énergie dans différentes gammes d'échelles spatiales ou temporelles. Les spectres sont généralement exprimés par la densité d'énergie  $E(k)$  en fonction du nombre d'onde  $k$  (inverse de l'échelle spatiale). La théorie de Kolmogorov prédit que le spectre d'énergie devrait avoir une forme spécifique en fonction du nombre d'onde dans la zone inertielle (cf. Fig. 2.7). Dans cette zone, les grandes structures tourbillonnaires transfèrent leur énergie aux structures plus petites par un processus appelé « cascade d'énergie ». Cette cascade d'énergie implique

des interactions, pour lesquelles les tourbillons se déforment, se divisent et se fragmentent en tourbillons plus petits. La loi de Kolmogorov décrit les transferts d'énergie dans la zone inertielle par la loi de puissance suivante :

$$E(k) \propto k^{-\frac{5}{3}} \quad (2.6)$$

Une pente en  $-5/3$  apparaît donc sur les spectres d'énergie cinétique. Lindborg (1999) a montré

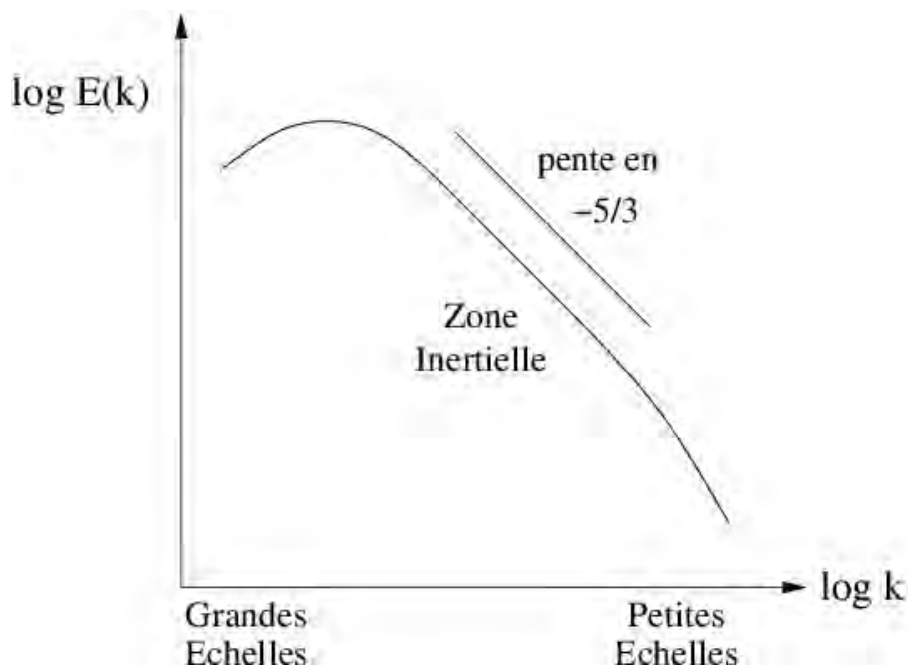


FIGURE 2.7 – Spectre d'énergie cinétique en fonction du nombre d'onde  $k$  illustrant la cascade d'énergie de Kolmogorov. Tirée de Skamarock et al. (2014)

qu'à des échelles spatiales d'ordre kilométrique, on peut observer un spectre avec une pente en  $-3$ .

L'approche spectrale est également utilisée pour définir la résolution effective du modèle (Skamarock, 2004), c'est-à-dire l'échelle à partir de laquelle le modèle s'écarte de la pente théorique. Cette résolution correspond à la taille des plus petites structures que le modèle peut représenter de manière précise. En calculant des spectres d'énergie sur un cas de convection profonde avec des mailles horizontales comprises entre 2,5 km et 250 m, Ricard et al. (2013) ont montré que la résolution effective de Meso-NH est entre 4 et 6 fois l'espacement de la grille horizontale, avec les schémas d'advection CEN4TH et WENO, respectivement.

Dans cette thèse, l'approche des spectres d'énergie est utilisée pour vérifier si la simulation Les200 peut être qualifiée de LES, et pour déterminer la résolution effective des simulations Meso1000, Les200, Les100 et Les50. Les spectres d'énergie sont calculés pour les composantes du vent horizontal.





# ÉVOLUTION DE LA TEMPÊTE MÉDITERRANÉENNE ADRIAN

Ce chapitre présente l'évolution de la tempête méditerranéenne Adrian. La première section décrit la dynamique de grande échelle de la tempête et ses impacts. La seconde section présente une analyse comparative des six simulations kilométriques exposées dans le chapitre 2. L'objectif de ces premiers résultats de la thèse est de déterminer la simulation de référence qui reproduit au mieux les observations et qui servira de base aux simulations LES ultérieures.

## 3.1 Vue générale

Le 28 octobre à 1800 UTC, la situation synoptique en Europe de l'Ouest est marquée par la présence d'un thalweg de moyenne troposphère qui s'étend de la péninsule scandinave jusqu'au nord de l'Afrique du Nord (Fig. 3.1 a). Le thalweg est accompagné d'un filament de tourbillon potentiel (*PV streamer* en anglais) dans la haute troposphère (Fig. 3.1 b). Cette situation est fréquemment observée lors des événements météorologiques extrêmes en Méditerranée, comme ceux étudiés dans le cadre des programmes de recherche tels que MEDEX (2000-2010) (Jansa et al., 2014) et HyMeX (2010-2020) (Drobinski et al., 2014).

Dans la matinée du 29 octobre 2018, une intrusion sèche est présente au nord des côtes algériennes (zone sombre dans l'observation du canal vapeur d'eau en haute troposphère, Fig. 3.2 a). L'intrusion sèche coïncide avec le bord sud-est du filament de PV (montré avec le contour en jaune du 2 PVU du PV à 320 K dans l'analyse du CEPMMT). Une large zone dépressionnaire s'est formée en Méditerranée occidentale, à l'est du filament de PV. Dans l'après-midi, l'intrusion sèche continue son évolution vers l'est et se retrouve alignée avec le minimum dépressionnaire en surface à l'ouest de la Corse (Fig. 3.2 c). Cela a favorisé une intensification rapide de la dépression qui a subi une cyclogenèse explosive, atteignant un minimum de pression de 977 hPa (Cavaleri et al., 2019). Cette dépression a évolué en tempête baptisée Adrian, également appelée Vaia selon l'Université de Berlin. En fin de journée, Adrian a quitté la région



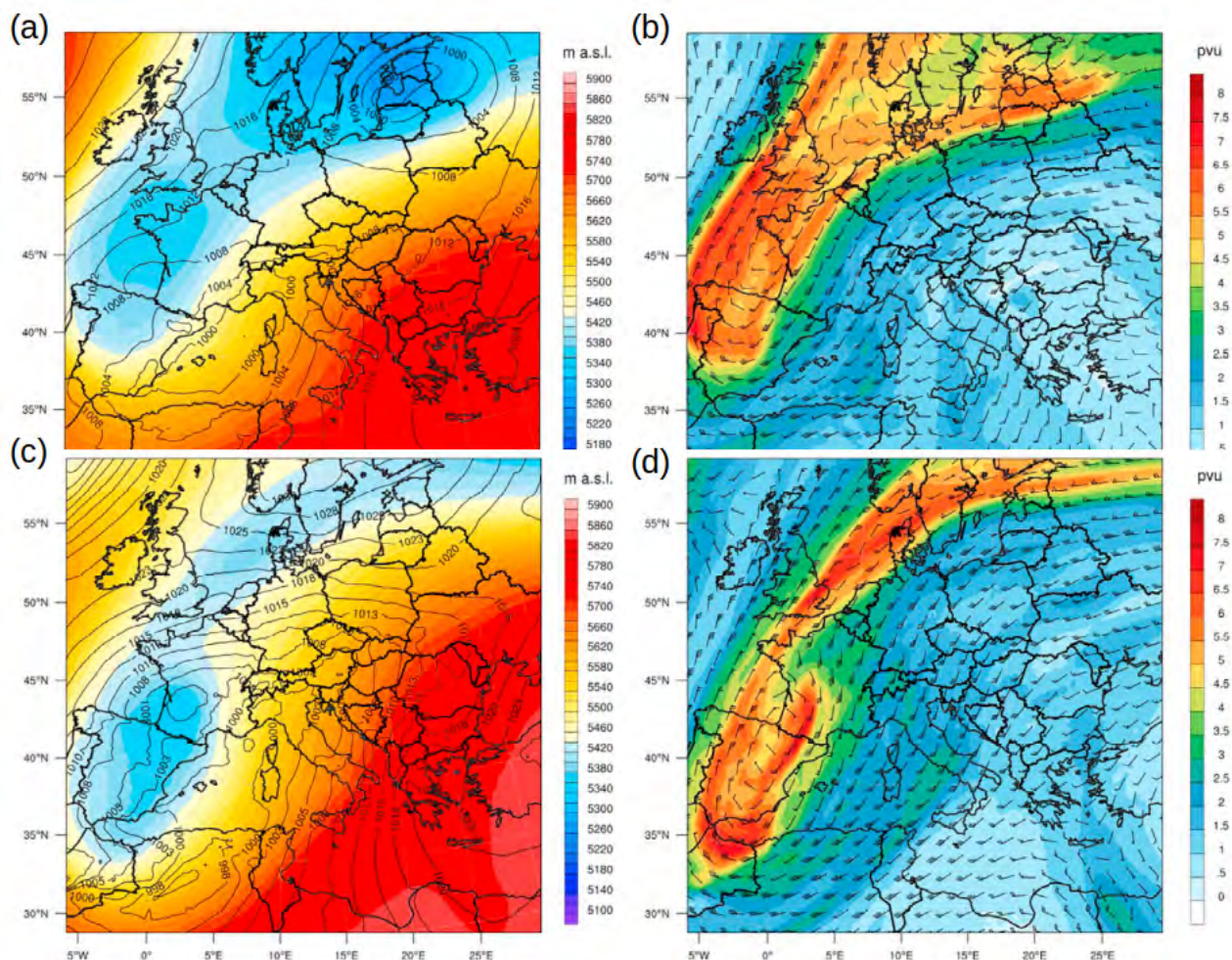


FIGURE 3.1 – Situation synoptique sur l’Europe de l’Ouest à partir de l’analyse GFS à 1800 UTC le 27 octobre 2018 (a, b) et le 28 octobre 2018 (c, d). (a, c) Altitude géopotentielle à 500 hPa. Les contours représentent la pression réduite au niveau de la mer. (b, d) Tourbillon potentiel dans la couche 500–150 hPa et barbules de vent à 300 hPa. Tirée de [Giovannini et al. \(2021\)](#).

méditerranéenne et a poursuivi sa trajectoire méridienne vers le nord (Fig. 3.2 d).

L’observation du canal vapeur d’eau du satellite MSG indique une forte humidité associée à des nuages convectifs au-dessus de la Corse et dans le nord de la Méditerranée (Fig. 3.2 a,b). Le matin, le passage du front froid sur la Corse et la Sardaigne a déclenché la formation d’un système pluvio-orageux en Corse, résultant de la combinaison d’une instabilité thermique marquée et d’une humidité abondante. À 1500 UTC, des nuages froids et élevés se présentent sous forme d’un enroulement cyclonique plus à l’est et au nord de la méditerranée (Fig. 3.2 c). Un épisode de convection intense s’est développé sur l’Italie, donnant lieu à de fortes précipitations qui ont atteint 500 mm en 48 heures sur le nord-est de l’Italie (Fig. 3.2 d) ([Davolio et al., 2020](#)).

La tempête Adrian a provoqué des rafales de vent violentes, des vagues destructrices et des précipitations intenses lors de son passage en Méditerranée, affectant l’Italie et la Corse.

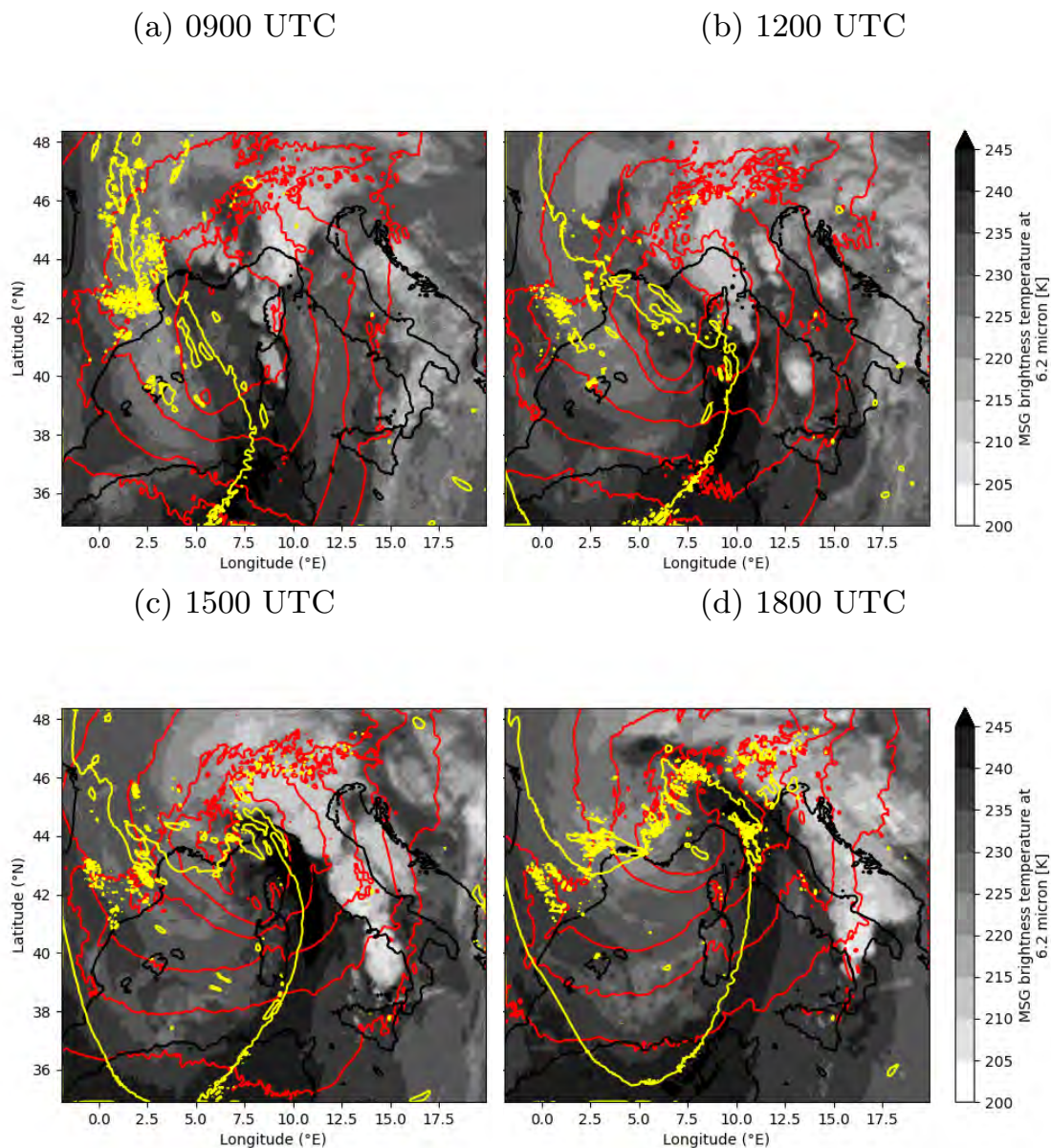


FIGURE 3.2 – Observation MSG dans le canal vapeur d’eau le 29 octobre 2018 (échelle grise), à (a) 0900 UTC, (b) 1200 UTC, (c) 1500 UTC et (d) 1800 UTC. Les contours en jaune représentent le tourbillon potentiel à 320 K à 2 PVU de (b,d) l’analyse CEPMMT et (a,c) des prévisions à courte échéance, chaque 3 heures. Les contours rouges indiquent la pression réduite au niveau de la mer chaque 5 hPa au-dessous de 1010 hPa.

Météo-France a émis un avertissement exceptionnel de vigilance rouge pour vents violents et un avertissement de vigilance orange pour les risques d’orages. Météo-France a également émis un message de vigilance orange pour un épisode de neige précoce sur l’Est de la France. Bien que le bilan humain se soit limité à un blessé en France, Adrian a causé 12 décès en Italie et un impact dramatique sur l’environnement (Forzieri et al., 2020). En Corse, la tempête a entraîné des rafales de vent dépassant  $150 \text{ km h}^{-1}$  sur le Cap Corse, atteignant  $140 \text{ km h}^{-1}$  à Ajaccio-Paratta et  $176 \text{ km h}^{-1}$  à Marignana. Les précipitations ont également été importantes,

avec des cumuls allant de 150 à 200 mm. Les dégâts aux infrastructures ont été importants avec des conséquences financières très lourdes, soit 47 demandes de reconnaissance de catastrophes naturelles (Mugica et Laigre, 2019).

## 3.2 Description à méso-échelle

Le 29 octobre 2018, les stations côtières de l'ouest de la Corse ont enregistré des vitesses de vent maximales dépassant les  $30 \text{ m s}^{-1}$  (soit plus de  $100 \text{ km h}^{-1}$ ) (Fig. 3.3, à droite). Ces vents puissants résultent du passage de la tempête Adrian à proximité de la Corse. Alors que la tempête poursuit sa trajectoire vers le nord, les stations du nord-est de l'île enregistrent des vents violents en fin de journée. Les données des vitesses et des directions des vents, mesurées toutes les 6 minutes, sont analysées pour deux stations côtières parmi les plus exposées, Ajaccio-Parata et Île-Rousse, en utilisant les diagrammes de roses des vents (Fig. 3.3, à gauche). Les roses des vents dans les figures 3.3 (b,d) résument la distribution de ces données pour la journée du 29 octobre 2018. Les figures 3.3 (a,c) présentent quant à elles les roses des vents des données enregistrées entre 2016 et 2018, fournissant ainsi une référence pour les deux stations.

Dans la journée du 29 octobre 2018, environ 25% des vents à Île-Rousse proviennent du sud-ouest, dont 10% sont supérieurs à  $20 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 3.3 b). À Ajaccio-Parata, 25% des vents également proviennent d'une direction privilégiée, de l'ouest-sud-ouest ici, parmi lesquels plus de 5% dépassent les  $20 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 3.3 d). Ces vents forts à Île-Rousse et Ajaccio-Parata correspondent au passage d'Adrian à l'ouest de la Corse dans l'après-midi. À Ajaccio-Parata, des vents forts arrivent également des directions entre le sud et le sud-est. Ces vents sont associés au passage du front froid dans la matinée.

Les roses des vents tracées à partir des données de trois années montrent que les vitesses de vent dominants dépassent rarement  $15 \text{ m s}^{-1}$ , dans les deux stations. À Île-Rousse (Fig. 3.3 a), les trois rayons les plus longs montrent qu'environ 45% du temps, le vent provient principalement de l'ouest et du sud-ouest. Ce pourcentage est calculé en additionnant les fréquences pour chacune de ces directions. Dans ces directions, le vent souffle environ 2% du temps à des vitesses comprises entre 15 et  $20 \text{ m s}^{-1}$  (représentées par la couleur jaune dans la légende). Les vents atteignant  $20 \text{ m s}^{-1}$  sont très rares. Les vents d'est sont également fréquents, environ 13% du temps. À Ajaccio-Parata (Fig. 3.3 c), le vent prédominant vient, respectivement, des directions est à sud-est, ainsi que ouest à nord-ouest, pendant 30% du temps pour chacune des directions.

En résumé, les roses des vents du 29 octobre 2018 et leur comparaison avec la période 2016–2018 mettent en évidence des conditions météorologiques extrêmes au passage d'Adrian. À Île-Rousse, bien que les vents dominants proviennent de la direction habituelle, leurs vitesses sont exceptionnellement élevées. En revanche, à Ajaccio-Parata, non seulement les vents sont forts, mais ils viennent d'une direction inhabituelle.

Dans cette étude, la tempête Adrian a été suivie tout au long de son évolution au moyen

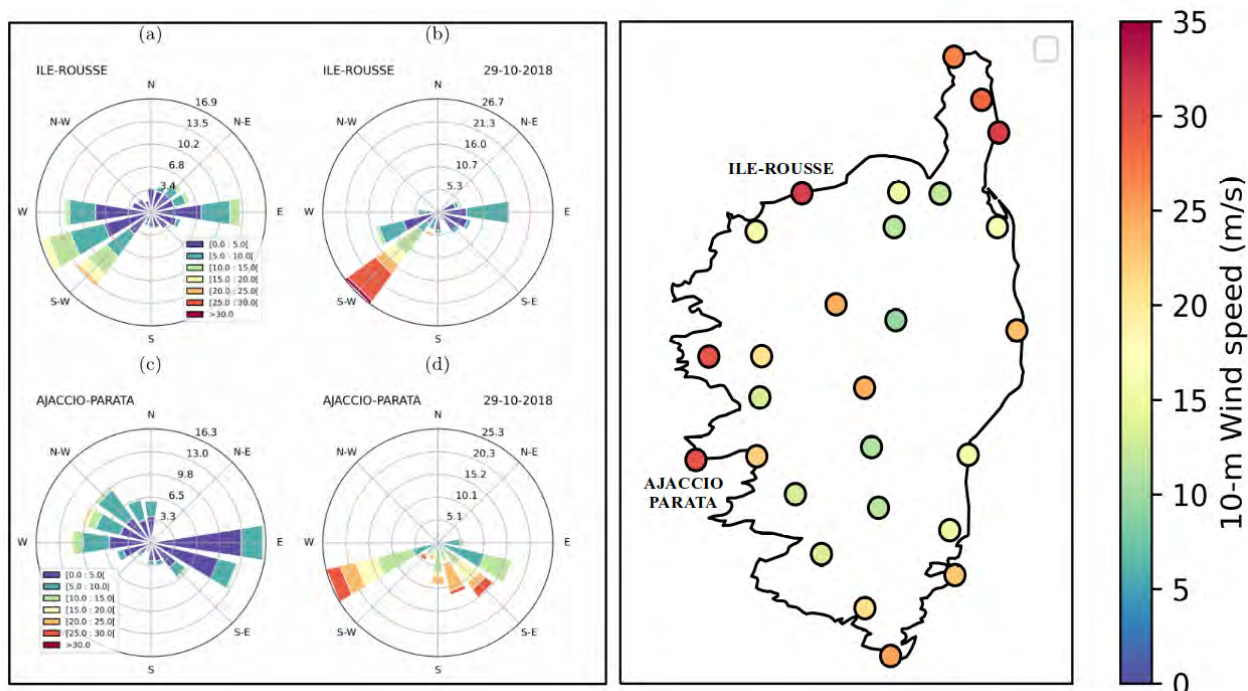


FIGURE 3.3 – À droite, vitesse maximale du vent à 10 m mesurée chaque 6 minutes sur les stations en Corse durant la journée du 29 octobre 2018. À gauche, diagramme en rose des vents aux deux stations côtières Île-Rousse et Ajaccio-Parata. Distributions des vitesses et des directions du vent pour (a,c) les années 2016 à 2018 et (b,d) la journée du 29 octobre 2018. La forme circulaire de la rose des vents indique la fréquence des vents provenant des différentes directions cardinales chaque  $22,5^\circ$ . La longueur du rayon autour du cercle correspond à la fréquence du vent soufflant dans une direction particulière. Les couleurs représentent les vitesses du vent. La même palette de couleurs, montrée en (a,c), est utilisée pour les roses des vents.

des observations du canal haute résolution visible (HRV) du satellite MSG, à des intervalles de 15 minutes. Ces observations ont été essentielles pour repérer le centre dépressionnaire sur la Méditerranée ainsi que les structures nuageuses associées au développement d'Adrian. Pendant la nuit, les observations ont été remplacées par les observations du canal infrarouge à 10,8 micromètres.

A 1500 UTC le 29 octobre 2018, l'observation satellite montre une vaste couverture de nuages stratiformes uniformément épais, qui couvre le Golfe du Lion (Fig. 3.4 a). À l'ouest de la Corse, une organisation nuageuse en forme de spirale est associée à un mouvement de rotation dans le sens antihoraire, qui indique la position du système dépressionnaire ( $42^\circ\text{N}$ ,  $8^\circ\text{E}$ ). L'enroulement nuageux est accompagné de petits nuages isolés de type convectif. Au sud de la Sardaigne et des Baléares, des nuages isolés se distinguent par des fortes valeurs de réflectance qui suggèrent la présence d'orages accompagnés de précipitations intenses (Fig. 3.4 a). La trajectoire de la tempête est estimée en suivant le centre de l'enroulement nuageux de 1100 à 1700 UTC, qui indique le centre du système dépressionnaire. Adrian s'est formé à l'ouest de la Sardaigne dans la matinée et a poursuivi sa trajectoire vers le nord-est de la Méditerranée occidentale.

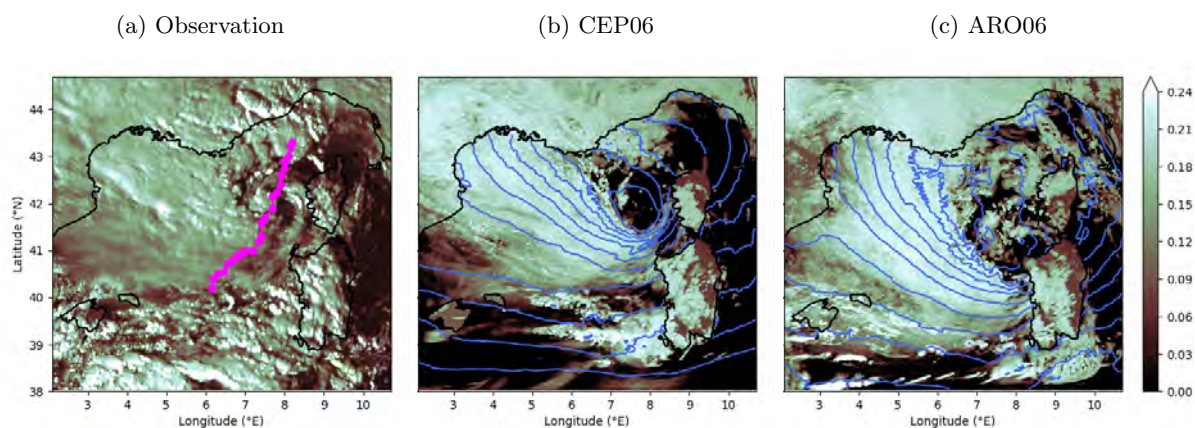


FIGURE 3.4 – Réflectance normalisée du canal HRV sur le domaine D1 à 1500 UTC à partir de (a) l’observation MSG, (b) la simulation CEP06 et (c) la simulation ARO06. La position d’Adrian est calculée toutes les 15 minutes comme étant le centre de l’enroulement nuageux (ligne pointillée en magenta). Les contours bleus indiquent la pression réduite au niveau de la mer (MSLP) tous les 2 hPa à partir des deux simulations.

La comparaison entre l’observation et les réflectances calculées à 1500 UTC pour les des deux simulations initialisées à 0600 UTC à partir des analyses du CEPMMT (CEP06, Fig. 3.4 b) et les analyses d’AROME (ARO06, Fig. 3.4 c) révèle des différences notables. Dans la simulation CEP06, la couverture nuageuse stratifiée est relativement bien reproduite, alors qu’elle s’étend plus au sud et couvre une zone plus large dans la simulation ARO06. Le minimum de pression est correctement localisé à l’ouest de la Corse dans CEP06, correspondant à la région où l’enroulement nuageux est observé. En revanche, dans ARO06, le champ de pression est décalé vers le sud, approximativement à l’ouest de la Sardaigne. Dans les deux simulations, l’enroulement des nuages n’est pas bien marqué. Les effets solaires 3D, tels que l’ombre et la réflexion, jouent un rôle important dans la manière dont la lumière solaire interagit avec les nuages et les caractéristiques des surfaces. L’omission de ces effets dans le modèle peut entraîner une mauvaise représentation de la distribution de la réflectance des nuages.

Les différences de position discutées ci-dessus ne se limitent pas à CEP06 et AR06, i.e. au temps d’initialisation de 0600 UTC, mais elles se retrouvent également pour les autres simulations initialisées à 0000 et 1200 UTC. L’analyse comparative des champs de pression et des vitesses de vent à 10 m à 1500 UTC (moment de son maximum d’intensité) montre que le centre dépressionnaire se situe bien à l’ouest de la Corse dans CEP00 et CEP06 (Fig. 3.5 a,b). Des vitesses de vent supérieures à  $30 \text{ m s}^{-1}$  sont localisées sur mer dans une bande étroite au sud du centre de la dépression. Toutefois, CEP06 simule des vitesses de vent plus élevées. Dans la simulation CEP12, le centre dépressionnaire n’est pas présent. De plus, la région des vents forts est légèrement plus étendue dans CEP12 que dans CEP00 et CEP06 et décalée vers le nord de la Sardaigne (Fig. 3.5 c). Dans les simulations effectuées avec l’analyse AROME, quelle que soit l’heure d’initialisation, le centre dépressionnaire de méso-échelle n’est pas représenté (Fig. 3.5 d,e,f). La bande des vents forts est décalée vers le sud du domaine, à l’ouest de la Sardaigne. Contrairement aux observations qui ont enregistré des vitesses de vent supérieures

à  $30 \text{ m s}^{-1}$  dans les régions côtières de la Corse à 1500 UTC (cf. Fig 3.6), les simulations avec montrent des vitesses de vent qui ne dépassant pas  $10 \text{ m s}^{-1}$ , à ce moment.

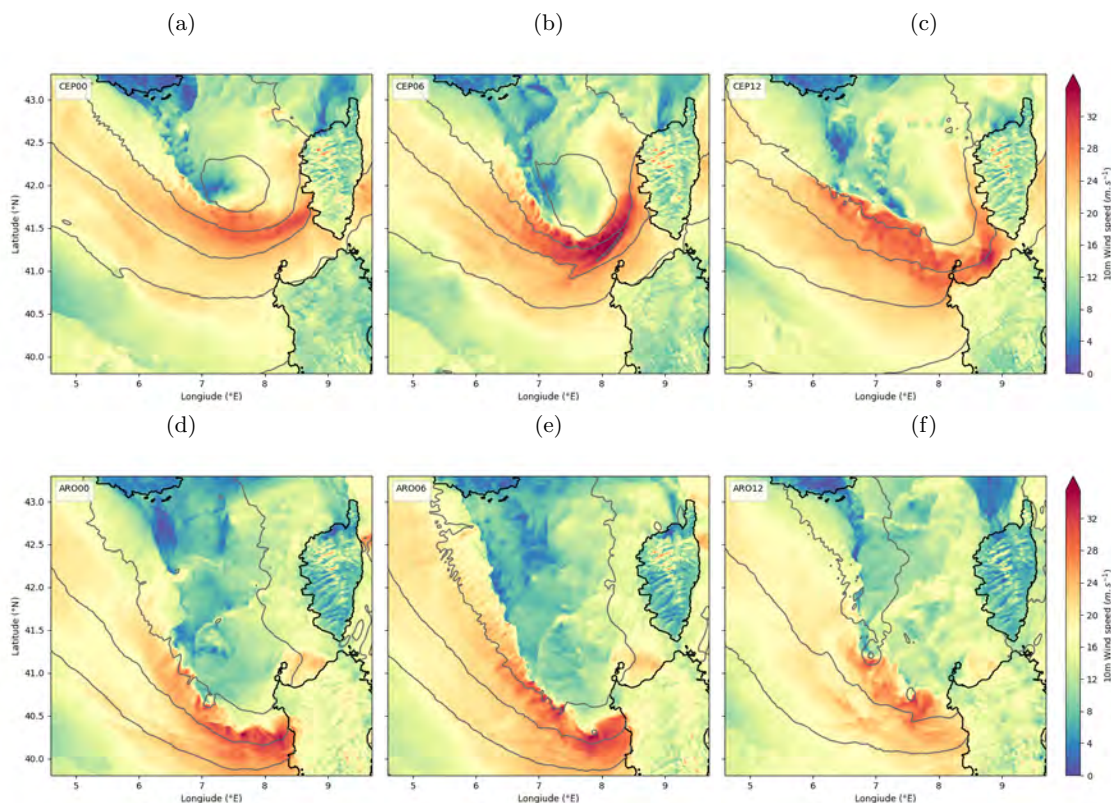


FIGURE 3.5 – Vitesse du vent à 10 m à 1500 UTC pour les différentes simulations : (a) CEP00, (b) CEP06, (c) CEP12, (d) ARO00, (e) ARO06 et (f) ARO12. La MSLP est indiquée par des contours gris à intervalle de 2 hPa.

En plus de l'analyse spatiale discutée ci-dessus, la présente approche montre l'évolution temporelle des vitesses de vent à 10 m enregistrées à Ajaccio-Parata et Île-Rousse, sur une période allant de 0000 à 2100 UTC (Fig. 3.6). Les séries temporelles des vitesses de vent observées révèlent des vitesses relativement faibles dans la matinée. À Ajaccio, les vitesses de vent augmentent rapidement à partir de 1200 UTC, suite à la formation du système dépressionnaire. Le pic est atteint entre 1500 et 1700 UTC avec des vitesses atteignant  $30 \text{ m s}^{-1}$ , indiquant l'arrivée de la tempête sur la Corse. Alors qu'Adrian poursuit sa trajectoire vers le nord, les vitesses de vent diminuent progressivement jusqu'à la fin de la journée. De même, à Île-Rousse, située plus au nord, l'arrivée de la tempête correspond à une augmentation des vitesses de vent à partir de 1600 UTC, avec des maxima de  $30 \text{ m s}^{-1}$  entre 1600 et 1900 UTC.

Bien qu'aucune simulation ne reproduise parfaitement les observations, les simulations basées sur les analyses du CEPMMT montrent une évolution temporelle du vent à 10 m similaire aux observations (Figures 3.6 a,c). À Ajaccio-Parata, CEP06 simule des vitesses de vent allant jusqu'à  $30 \text{ m s}^{-1}$ , alors que les pics de CEP00 et CEP12 se limitent à  $25 \text{ m s}^{-1}$ . À Île-Rousse, CEP06 reproduit le double pic de vitesse du vent, même s'il n'atteint pas les vitesses observées. Pour une comparaison quantitative, la RMSE des vitesses de vent entre les simulations

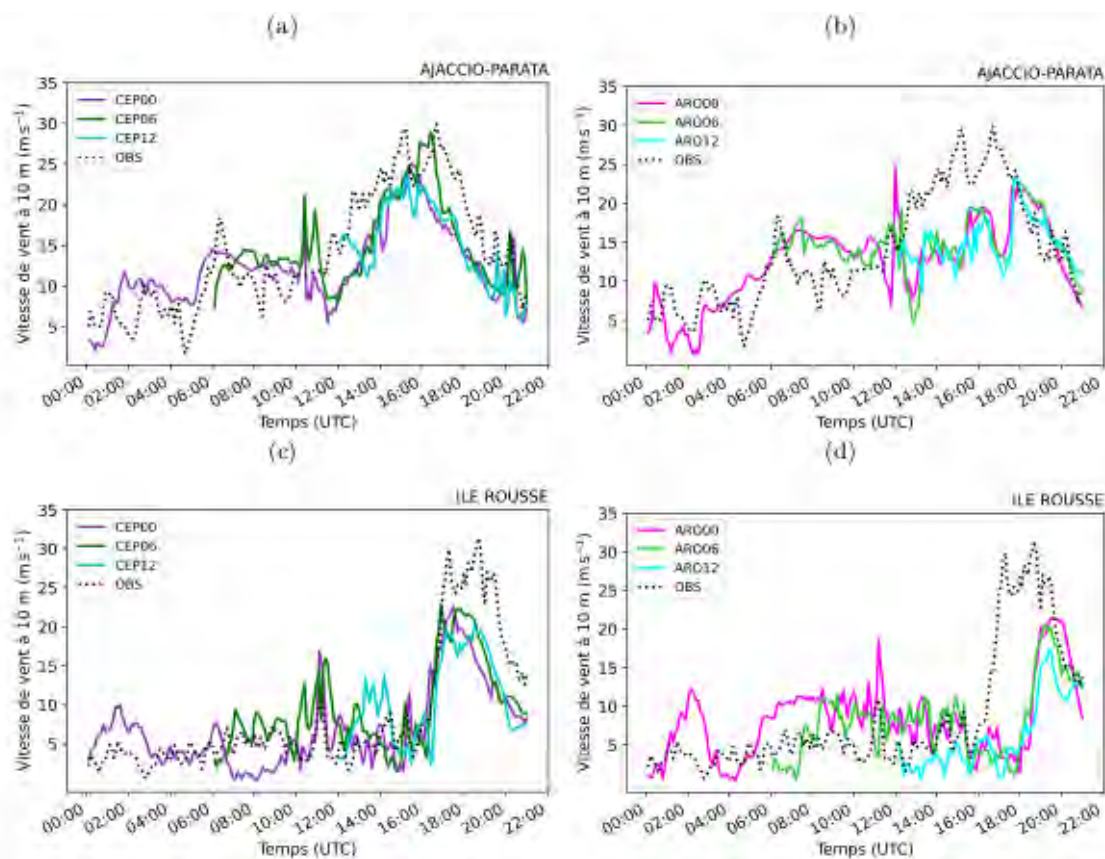


FIGURE 3.6 – Évolution temporelle des vitesses de vent à 10 m aux stations (a, b) Ajaccio-Parata et (c, d) Île-Rousse mesurées toutes les 6 minutes de 0000 à 2100 UTC. Les vitesses de vent sont moyennées toutes les 6 minutes aux points de grille les plus proches des stations à partir des simulations basées sur les analyses du CEPMMT (à gauche) et d'AROME (à droite).

et les observations est calculée entre 1200 et 2100 UTC pour toutes les simulations. La simulation CEP06 reproduit le mieux les observations, avec une médiane du RMSE plus faible de  $3,8 \text{ m s}^{-1}$ , comparée à 4 et  $4,2 \text{ m s}^{-1}$  pour CEP00 et CEP12, respectivement (Figure. 3.7 a). En revanche, les simulations réalisées avec les analyses AROME, quelle que soit l'heure d'initialisation, sont loin de correspondre aux évolutions observées (Figures. 3.6 b,d). Les vitesses simulées sont nettement plus faibles, et les pics simulés, en plus d'avoir des vitesses réduites, sont en retard d'environ 2 heures par rapport aux observations. Par conséquent, les RMSE pour ARO00, ARO06 et ARO12 sont beaucoup plus élevées avec des valeurs médianes autour de  $6 \text{ m s}^{-1}$  (Figure. 3.7 b).

Pour résumer, dans les simulations basées sur les analyses AROME, les pics de vent sont retardés de 2 heures par rapport aux observations in-situ et la dépression est décalée vers la Sardaigne, au moment où les observations satellites indiquent clairement que le centre de la dépression est plus proche de la Corse. Ces écarts pourraient être attribués à des problèmes liés aux conditions aux limites de l'analyse AROME, notamment en raison de la proximité du bord sud du domaine de simulation avec celui du domaine d'AROME. Les simulations basées sur les analyses du CEPMMT reproduisent plus fidèlement les observations que celles initiées avec

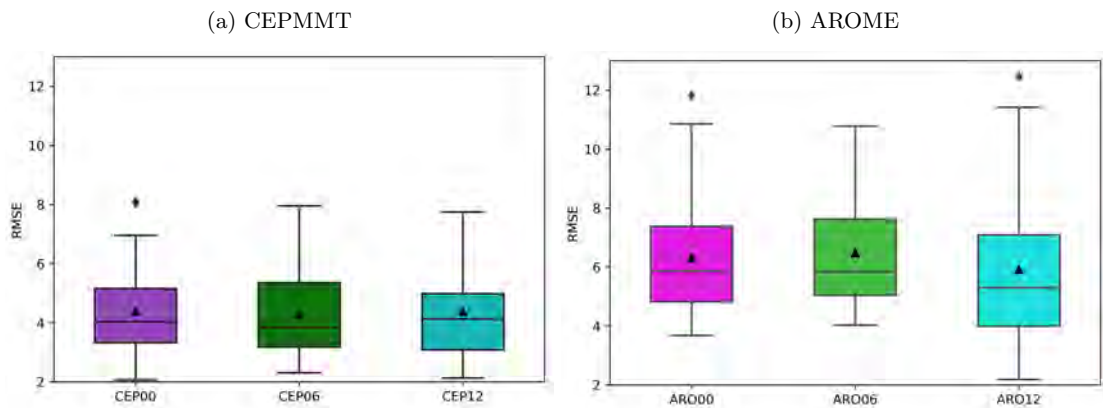


FIGURE 3.7 – Graphiques en boîtes représentant la RMSE des vitesses de vent à 10 m entre simulations et observations des stations en Corse de 1200 à 2100 UTC le 29 octobre 2018 toutes les 6 minutes. (a) Pour les simulations réalisées avec les analyses du CEPMMT (CEP00, CEP06 et CEP12) et (b) pour les simulations réalisées avec les analyses d'AROME (ARO00, ARO06 et ARO12). La moyenne est représentée par la ligne horizontale à l'intérieur des boîtes, la médiane par les triangles. Le premier et le troisième quartile sont représentés par les bords supérieur et inférieur des boîtes. Les points à l'extérieur des boîtes représentent les valeurs aberrantes.

AROME, bien qu'il y ait quelques différences, notamment une sous-estimation des vitesses du vent observées. La comparaison des résultats des trois temps d'initialisation permet de conclure que la simulation initialisée à 0600 UTC reproduit le mieux les observations, avec une erreur réduite par rapport aux deux autres simulations. Par conséquent, dans la suite de cette thèse, la simulation CEP06 est choisie comme référence.





# TRANSPORT DES VENTS FORTS PAR DES ROULEAUX CONVECTIFS DANS LES LES

Ce chapitre est basé sur l'article *The downward transport of strong wind by convective rolls in a Mediterranean windstorm* par Wahiba Lfarh, Florian Pantillon et Jean-Pierre Chaboureau soumis au *Monthly Weather Review* le 5 mai 2023 et accepté le 8 août 2023 (Lfarh et al., 2023).

## 4.1 Présentation de l'article

Les rafales de vent, souvent considérées comme le risque majeur associé aux tempêtes, se manifestent à une échelle spatio-temporelle réduite. Elles résultent du transport intense de quantité de mouvement vers la surface. Cependant, leur compréhension et leur prédiction demeurent des défis scientifiques de taille. Le défi réside en grande partie dans la nature des processus responsables du transport des rafales de vent, qui sont caractérisés par une échelle trop petite pour être captée par les réseaux d'observation météorologique. De plus, les modèles numériques de prévision du temps opèrent au mieux à des résolutions kilométriques, ce qui les empêche de représenter explicitement les processus à plus petite échelle menant aux rafales de vent. L'opportunité de mieux comprendre ces processus s'est présentée lors du passage de la tempête Adrian en Méditerranée occidentale. Cet article a pour principal objectif d'étudier les processus de fine échelle responsables du transport des vents forts vers la surface, grâce à l'utilisation d'une Large Eddy Simulation (LES) sur un grand domaine avec le modèle Mésos-NH, résolvant à la fois la dynamique à méso-échelle et les processus de fine échelle de la tempête, puis de discuter leurs caractéristiques, leurs contributions au transport vertical et leur sensibilité à la résolution horizontale.

Une analyse méso-échelle de la tempête Adrian est d'abord réalisée au moyen de la simulation de référence à l'échelle du kilomètre obtenue au chapitre 3. Elle révèle une phase de développement rapide et intense au cours de l'après-midi, marquée par de fortes vitesses de vent. Des rétro-trajectoires sont calculées à partir des zones de vents forts sur mer, indiquant

des caractéristiques cohérentes d'un flux d'air de basse altitude du côté froid du front chaud. Il s'agit d'un comportement typique de la bande transporteuse d'air froid (CCB) qui est donc à l'origine des vents forts dans la tempête Adrian. À partir de la simulation kilométrique, une simulation LES est réalisée avec une résolution horizontale de 200 m sur un large domaine centré sur la Méditerranée nord-occidentale. Une analyse comparative des vents extrêmes sur mer et sur terre dans les deux simulations indique que la simulation kilométrique a tendance à sous-estimer les vents sur terre, alors que la LES simule mieux l'intensité du vent. En effet, une résolution plus fine permet une représentation plus précise de la topographie, ce qui conduit ainsi à une meilleure reproduction des vitesses de vent locales.

Durant la période d'intensification d'Adrian, la simulation LES indique que la couche limite est organisée sous forme de rouleaux convectifs orientés dans la direction du vent. Ces rouleaux convectifs sont le résultat d'une combinaison d'instabilité thermique et d'un fort cisaillement vertical du vent entraînant une instabilité dynamique. Les branches descendantes de ces rouleaux jouent un rôle essentiel dans le transport des vents forts de la CCB vers la surface. Les caractéristiques spatiales des rouleaux convectifs sont étudiées à l'aide de la fonction d'auto-corrélation (ACF), permettant de déterminer la forme, l'orientation et la taille de ces structures. L'ACF montre que le champ de vitesse du vent est organisé en structures ellipsoïdales (rouleaux), orientées approximativement dans la direction du vent. Les rouleaux se forment à partir de l'altitude à laquelle se trouve la CCB, avec une taille horizontale caractéristique d'environ 2400 m (soit 1200 m pour chaque branche). Cependant, lorsque la tempête se rapproche des terres, les rouleaux convectifs ne peuvent pas persister et se dissipent rapidement sur les zones côtières. Ceci suggère que la formation de rouleaux est facilitée sur la surface de la mer relativement lisse et homogène, et que la topographie irrégulière de la Corse empêche le maintien des rouleaux sur terre.

L'utilisation d'une approche LES s'avère ainsi indispensable pour résoudre les structures organisées et leur contribution au transport vertical de quantité de mouvement. Dans ce contexte, deux simulations LES supplémentaires sont réalisées avec des résolutions horizontales de 100 m et 50 m, dans le but d'analyser l'impact de l'espacement horizontal de la grille sur les structures trouvées dans la simulation LES de référence. Les deux simulations supplémentaires montrent une organisation similaire des rouleaux convectifs de couche limite avec une taille caractéristique d'environ 2000 m, légèrement plus petite que dans la LES de référence. Une analyse spectrale indique qu'un espacement de grille de 200 mètres conduit à une résolution effective de 800 mètres, ce qui est adéquat pour résoudre les rouleaux convectifs dans cette étude. En revanche, la simulation kilométrique n'est en mesure de représenter les rouleaux convectifs, car leur taille est trop petite par rapport à la résolution effective du modèle. En l'absence de rouleaux, le transport vertical de la quantité de mouvement est principalement contrôlé par la turbulence à l'échelle sous-maille. Cela se traduit par un transport particulièrement intense près de la surface, en comparaison au transport dans les LES. Cela met en évidence les limites des paramétrisations utilisées à des résolutions kilométriques, soulignant la nécessité de développer des formulations appropriées pour prendre en compte les processus à petite échelle, tels que le transport de vents forts par les rouleaux convectifs dans les tempêtes.

## 4.2 *The downward transport of strong wind by convective rolls in a Mediterranean windstorm*

### Abstract

The devastating winds in extra-tropical cyclones can be assigned to different mesoscale flows. How these strong winds are transported to the surface is discussed for the Mediterranean windstorm Adrian (Vaia), which caused extensive damage in Corsica in October 2018. A mesoscale analysis based on a kilometer-scale simulation with the Meso-NH model shows that the strongest winds come from a cold conveyor belt (CCB). The focus then shifts to a large-eddy simulation (LES) for which the strongest winds over the sea are located in a convective boundary layer. Convection is organized into coherent turbulent structures in the form of convective rolls. It is their downward branches that contribute most to the non-local transport of strong winds from the CCB to the surface layer. On landing, the convective rolls break up because of the complex topography of Corsica. Sensitivity experiments to horizontal grid spacing show similar organization of boundary layer rolls across the resolution. A comparative analysis of the kinetic energy spectra suggests that a grid spacing of 200 m is sufficient to represent the vertical transport of strong winds through convective rolls. Contrary to LES, convective rolls are not resolved in the kilometer-scale simulation and surface winds are overestimated due to excessive momentum transport. These results highlight the importance of convective rolls for the generation of surface wind gusts and the need to better represent them in boundary layer parameterizations.

### 4.2.1 Introduction

Windstorms associated with extra-tropical cyclones are among the most destructive and costly natural disasters in mid-latitudes. Their dynamics at the synoptic scale have been studied intensively since the development of the Norwegian model (Bjerknes et Solberg, 1922). Subsequently, the scientific community has focused on the mesoscale characteristics outlined by the conceptual conveyor belt model (Browning, 1971; Carlson, 1980). This model describes the mesoscale structure of the cyclone by the evolution of three-dimensional air flows, namely the cold conveyor belt (CCB), the warm conveyor belt (WCB), the dry air intrusion (DI) and sting jets. According to Hewson et Neu (2015), extreme surface wind gusts are attributed to these different air flows during the cyclone lifetime, and can occur at variable locations and times relative to the cyclone center. The most damaging surface wind gusts are usually due to the sting jet when present, defined as an air flow descending from mid-levels to the top of the atmospheric boundary layer (ABL; Browning, 2004). Previous studies (Browning, 1990; Schultz, 2001; Rivière et al., 2020) have shown that the strongest surface winds are associated with the CCB that originates in the lower troposphere on the cold side of the warm front, as it wraps cyclonically around the low-pressure center. In other cases, strong surface winds in mature stage

of cyclone development occur ahead of the cold front along the WCB (Martínez-Alvarado et al., 2014b; Hewson et Neu, 2015).

Gusts represent the wind hazard most likely to be associated with serious and harmful windstorm damage, ranging from human fatalities and injuries to losses of livelihoods (Sheridan, 2018; Pinto et al., 2019). They affect a wide range of infrastructures including buildings, power distribution outages, road and air traffic. As stated by the Organisation Météorologique Mondiale (2018), gusts are intense, localized peaks of wind, characterized by a short duration, measured over 3 seconds. These small-scale weather events occur when high-momentum air is brought to the surface. Due to their short duration and localized nature, wind gusts are not comprehensively described by standard meteorological observation networks and are represented by parameterizations in current numerical weather prediction models (Friederichs et al., 2009).

Different processes can be responsible for the transport of strong winds to the surface in windstorms. Using convection-permitting simulations, Ludwig et al. (2015) showed that the strong winds can be due to deep convection along the cold front, which contributed to downward mixing of momentum, thus producing powerful wind gusts at the surface. In the case of the St Jude windstorm involving a sting jet, Browning et al. (2015) demonstrated the importance of convective showers and evaporative cooling in bringing down high momentum from the sting jet to the surface. In a study of an idealized sting-jet cyclone, Rivière et al. (2020) showed that the downward transfer of momentum in the boundary layer is organized by convective rolls.

Boundary layer rolls are one of the most common forms of the convective ABL. Previous studies (e.g. Weckwerth et al., 1999; Young et al., 2002) have widely investigated convective rolls. They are defined as quasi two-dimensional organized vortices, aligned approximately in the wind direction, creating areas of alternating up-and downward motion. Convective rolls play a significant role in transporting momentum, heat and moisture across the ABL, thanks to their coherent upward and downward branches that extend vertically through the depth of the ABL. Roll formation is attributed to two mechanisms : dynamic instability, which tends to organize convection into rolls, and thermal instability, which forces them to form. These two instabilities are often combined. Modeling and remote sensing studies have shown that rolls are often formed by thermal instability in cold-air outbreak events (Chen et al., 2019; Brilouet et al., 2017). Doppler radar observations (Morrison et al., 2005; Lorsolo et al., 2008) have revealed the presence of convective rolls spanning the depth of the hurricane boundary layer. These rolls are responsible for transporting high-momentum air from the upper boundary layer to the surface, resulting in higher surface wind speeds. In addition to the transport of momentum, convective rolls can enhance air-sea exchange (Foster, 2005; Zhang et al., 2008), leading to anomalous dissipative heating, increased wave breaking and evaporation of sea spray. On the modeling side, high-resolution convective roll simulations are usually idealized studies (Huang et al., 2009; Rivière et al., 2020), hindered by a lack of realistic initial and boundary conditions. This highlights the need to better understand convective rolls in real windstorm situations.

While wind gusts form on small scales, windstorms extend over a few thousand kilometers. The large range of scales involved is a major challenge for windstorm modeling. In most of the cases studies, numerical weather prediction models are used with a limited horizontal resolution of several kilometers at best (Shestakova et al., 2018; Slater et al., 2017). Thus, small-scale processes in the windstorm boundary layer are not resolved and their effects must be parameterized. Few studies have employed realistic large-eddy simulations (LESs) — i.e., simulation with a fine enough grid to explicitly resolve eddies containing most of the energy and responsible for most of the turbulent transport (Pope, 2004) — for cyclones and only with nested domains of limited spatial extent, due to limited computational resource (Pantillon et al., 2020). Consequently, these LESs inherit the limitations of the parent model and thus the representation of mesoscale processes is not captured through the rapidly evolving lateral boundary conditions.

The main purpose of this paper is to investigate the small-scale processes responsible for the transport of strong winds to the surface, through the use of a LES in a nested configuration, resolving both the entire windstorm structure and the fine-scale processes, and to discuss their characteristics, transport contributions and sensitivity to the horizontal grid spacing. The windstorm studied is the Mediterranean windstorm Adrian of late October 2018. The Mediterranean Sea has long been considered the most active cyclogenetic area in the Northern Hemisphere in winter, conducive to the generation of very high wind speeds (Petterssen, 1956) through orographic channeling and influenced by various factors, including intense air-sea interactions. Unlike mid-latitude cyclones that develop over the open oceans, Mediterranean cyclones are characterized by their small size, short duration and weak intensity (Flaounas et al., 2014a). Nevertheless, they often have a severe impact, being responsible for heavy precipitation and extreme winds that affect both the environment and the population of about 500 million people in the Mediterranean basin. The dynamics of these events have been well studied (Flaounas et al., 2022). However, a solid understanding of the processes that transport strong winds to the surface remains crucial for risk prevention and potential economic impacts.

Adrian (also known by the name Vaia assigned by the University of Berlin, Cavaleri et al., 2019; Davolio et al., 2020; Giovannini et al., 2021) formed west of Sardinia in the western Mediterranean Sea on 29 October 2018, as a result of a cold inflow from the Gulf of Lion. A strong contrast between the cold polar air and the warm, moist marine boundary layer led to the rapid intensification of the cyclone, which underwent explosive cyclogenesis before moving rapidly northward. With wind gusts over  $180 \text{ km h}^{-1}$  in Italy, and in addition to the serious loss of life, the impact on the environment was dramatic : 41,000 ha of forest were damaged and thousands of trees were uprooted (Forzieri et al., 2020). On Corsica, southwest wind gusts of more than  $140 \text{ km h}^{-1}$  and at  $176 \text{ km h}^{-1}$  were recorded at the coastal stations of Ajaccio-Parata and Marignana, respectively. Although the human toll was limited to one injured person in France, the damage to port and coastal infrastructures was significant, as they were severely affected by the mechanical shocks induced by the action of destructive winds and waves.

Below, the modeling strategy and analysis tools are described in Sect. 4.2.2 Section 4.2.3 provides a general overview of the mesoscale dynamics of the case study as well as the validation

of simulations against in-situ measurements, focusing on the wind. The characteristics of the boundary layer winds and the fine-scale processes responsible for momentum transport are discussed in Section 4.2.4. Subsequently, Section 4.2.5 is devoted to the sensitivity analysis of fine-scale processes to horizontal resolution. Section 4.2.6 summarizes and discusses the main results.

## 4.2.2 Methods

### Numerical simulations

Simulations of windstorm Adrian are performed with the Meso-NH non-hydrostatic atmospheric model (Lac et al., 2018). Their vertical grid has 72 levels up to 22 km, with a finer spacing of 10 m at the first level. To simulate the mesoscale conditions of Adrian during its life cycle, as well as the origin of strong winds at this scale, we run a simulation (Meso1000 thereafter) with a 1000 m horizontal grid spacing allowing an explicit representation of the deep convection, centered on the western Mediterranean, i.e. a region of 750 km by 750 km (D1 domain in Fig. 4.1). Meso1000 is initialized at 0600 UTC on 29 October 2018, from the ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecast) operational analysis and run for 15 h using boundary conditions from ECMWF analysis at 1200 and 1800 UTC and 3-h forecasts at 0900, 1500 and 2100 UTC. Meso1000 uses the fifth-order weighted essentially non-oscillatory (WENO) advection scheme (Shu et Osher, 1988) for momentum variables and the piecewise parabolic method (PPM) advection scheme (Colella et Woodward, 1984) for scalar variables. Meso1000 uses a 1.5 order closure scheme for turbulence (Cuxart et al., 2000) set in 1D mode. In this case, the horizontal gradients of momentum, heat, moisture, turbulent kinetic energy (TKE) and their turbulent fluxes are assumed to be negligible compared to their vertical counterparts. Only the latter are thus taken into account to estimate the turbulent fluxes, which is a reasonable assumption for a convection permitting resolution, such as in Meso1000. The mixing length is parameterized as the maximum vertical displacement allowed by an air parcel characterized by a TKE value (Bougeault et Lacarrère, 1989, BL89 thereafter). Meso1000 includes an eddy-diffusivity mass flux (EDMF) parameterization for dry thermals and shallow convective clouds (Pergaud et al., 2009), a single-moment microphysical scheme for mixed-phase clouds (Pinty et Jabouille, 1998), the two-stream scheme of Fouquart et Bonnel (1986) for shortwave radiation, the Rapid Radiative Transfer Model (Mlawer et al., 1997) for long wave radiation and the Surface Externalised (SURFEX) scheme for the exchange of surfaces with the atmosphere (Masson et al., 2013) using the Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment (COARE) 3.0 bulk algorithm (Fairall et al., 2003) to represent the turbulent fluxes at the air-sea interface. Topographic data have a horizontal resolution of 250 m and are smoothed to avoid numerical instabilities on the steepest slopes of the Corsican mountains.

To study the fine-scale processes responsible for the transport of strong winds to the surface, and to resolve the different scales involved in a storm, a reference LES (Les200 thereafter) nested

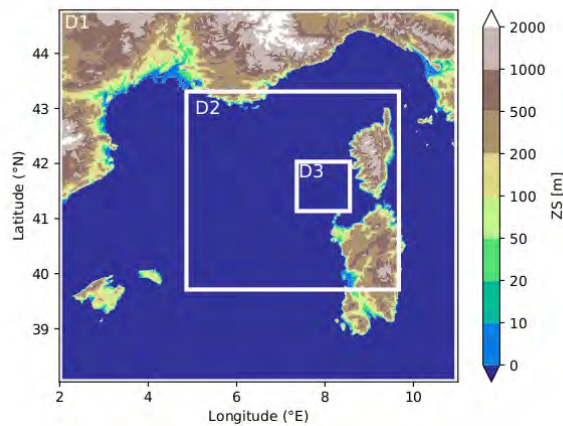


FIGURE 4.1 – Domain D1 of the Meso1000 simulation, with terrain height color shaded. Domain D2 of the Les200 simulation is nested in D1 and centered on the northwestern Mediterranean Sea. D3 refers to the domains of both the Les100 and Les50 simulations nested within D2.

Simulation	Grid mesh (m)	Time (UTC)	Advection	EDMF	Turbulence	Mixing length
Meso1000	1000	06 - 21	WENO	Yes	1D	BL89
Les200	200	06 - 21	CEN4TH	No	3D	Deardorff
Les100	100	15 - 1530	CEN4TH	No	3D	Deardorff
Les50	50	15 - 1530	CEN4TH	No	3D	Deardorff

TABLE 4.1 – Configuration of the Meso-NH experiments.

in Meso1000 is performed over the same period with a horizontal grid spacing of 200 m over a region of 400 km by 400 km covering a part of Mediterranean Sea and the whole of Corsica (D2 domain in Fig. 4.1). It was possible to run this LES over a domain wide enough to capture both the mesoscale dynamics and the fine-scale processes thanks to the parallel computing capability of the Meso-NH model (Pantillon et al., 2011). In order to verify the ability of the Les200 simulation to resolve relevant fine-scale processes, additional nested simulations are used to achieve even higher horizontal resolution. Two simulations centered on the region of strong winds over the sea, i.e., a region of 100 km by 100 km (D3 domain in Fig. 4.1), with horizontal grid spacings of 100 m and 50 m (Les100 and Les50) are integrated over 30 minutes from 1500 UTC to 1530 UTC. Note that one-way grid nesting between D1-D2 and D2-D3 is applied, i.e. lateral boundary layer conditions are provided by the outer model for the inner model at every time step. Les200, Les100 and Les50 use the same schemes as Meso1000 with the exception of three. First, the EDMF scheme is turned off. Second, a fourth-order centered advection scheme is used for momentum which is more accurate, less diffusive and provides better effective resolution. Third, the turbulence scheme is used in its 3D version and with the Deardorff (1980) mixing length which represents the characteristic size of the most energetic eddies equivalent to the size of the grid. A summary of the settings is shown in Table 4.1.



To evaluate the simulated cloud fields, reflectances are computed from the model outputs and directly compared to the Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager (SEVIRI) observations onboard Meteosat Second Generation (MSG). In the following, the High Resolution Visible (HRV) channel that covers the 0.4–1.1  $\mu\text{m}$  spectrum is adopted to benefit from its higher spatial resolution (1 km at nadir) compared to other channels (3 km at nadir). The synthetic reflectances are computed using the interface included in Meso-NH (Chaboureaud et al., 2008) with the Radiative Transfer for the Television and Infrared Observation Satellite (TIROS) Operational Vertical Sounder (RTTOV) code, version 13.2 (Saunders et al., 2018).

To investigate the air flow causing the high winds in Adrian, Lagrangian trajectories introduced by Gheusi et Stein (2002) are used in the Meso1000 and Les200 simulations. The Lagrangian trajectories are calculated online by initializing passive tracers with their initial 3D coordinates at each grid point in the simulation domain. The tracers are advected by the PPM scheme, which is known to conserve the mass properties of the tracers with low numerical diffusion. Consequently, the initial position of every air parcel is known throughout the domain at each time step, i.e. every 10 seconds. Back-trajectories are then calculated offline for a chosen period of interest. This method then makes it possible to know the origin of the air masses and to follow their positions over time.

### Auto-correlation function

The auto-correlation function (ACF) is used to characterize small-scale organized wind structures, defining the main shape, direction and characteristic size of structures (Weckwerth et al., 1997; Lohou et al., 1998b). Practically, the ACF is a statistical representation used to analyze the spatial dependence between a two-dimensional field and itself along two  $x$  and  $y$  directions. Following the methodology of Granero Belinchon et al. (2022), the 2D ACF  $R_F(\delta_x, \delta_y)$  of a 2D field  $F(x, y)$  at lags  $\delta_x$  and  $\delta_y$  is defined as follows :

$$R_F(\delta_x, \delta_y) = \langle F(x, y) \times F(x + \delta_x, y + \delta_y) \rangle \quad (4.1)$$

where  $F(x, y)$  is the field value at position  $(x, y)$ ,  $F(x + \delta_x, y + \delta_y)$  is the field value at a position lagged by  $(\delta_x, \delta_y)$  from  $(x, y)$  and  $\langle \dots \rangle$  denotes the spatial average.

The auto-correlation analysis is performed in three steps. The first step is to extract the main shape of structures. Young et al. (2002) mentioned that organized structures can take different shapes, and are classified as convective rolls, closed cells or open cells. This is analyzed using the integral length scale  $L_{es}$  defined as the integral of  $R_F$  over which  $F$  remains correlated to itself. In practice,  $L_{es}$  is estimated by computing  $R_F$  in a given direction and then integrating to the first zero crossing. Following Lohou et al. (2000),  $L_{es}$  is calculated in all directions to indicate its possible anisotropy. A set of points corresponding to  $L_{es}$  is then fitted by an ellipse

or circle to define the geometry of structures (Fig. 4.8a). The second step is to determine the direction of the structure by calculating the angle  $\alpha$  between the  $x$  axis and the major axis of the structure. Then, a flatness parameter  $f$  is calculated as follows :

$$f = (r_a - r_b)/r_a \quad (4.2)$$

where  $r_a$  and  $r_b$  are the major and minor radii of the structure, respectively. This factor is used to distinguish roll structures with  $f$  tending to 1 from cellular structures which have the factor tending to 0. The third step is to estimate the length scale of the organized structure ( $L_{os}$ ), which corresponds to its characteristic size. This length is defined as the distance between two correlation maxima in the ACF.

### 4.2.3 Strong wind at the mesoscale

The purpose of this section is to relate the mesoscale structure of the strong winds to the air flows. The wind speeds at 10 m over the D2 domain for the Meso1000 and Les200 simulations are shown at 1515 UTC when the cyclone approaches Corsica (Figs 4.2a,b). For both simulations, wind speeds up to  $40 \text{ m s}^{-1}$  occur below the occluded front, and are confined to a narrow belt on the southern flank of cyclone, over the sea. Fig. 4.2c shows the thermal structure (shadings) of the low-pressure system (gray contours). Trajectories are calculated between 0915 and 1515 UTC and are then selected based on a wind speed threshold above  $40 \text{ m s}^{-1}$  below 800 m altitude at 1515 UTC. A coherent bundle of trajectories shows a qualitatively similar behavior in their evolution along the flow. Beginning from the Gulf of Lion near the cold side of the warm front, the trajectories follow the cold side of the curved front. They wrap cyclonically around the southern flank of the low pressure center at 1515 UTC. During the considered period (Fig. 4.2d), the wind speed along trajectories ranges between  $10$  and  $20 \text{ m s}^{-1}$  around 0915 UTC, until reaching speeds of about  $48 \text{ m s}^{-1}$  around 1515 UTC in the elongated region of strong winds while their height remains in the lower troposphere as a low-level jet. This is a typical behavior of the CCB (e.g. Clark et al., 2005; Schultz, 2001) that is the origin of the strong winds in windstorm Adrian. Note that trajectories do not indicate the presence of a sting jet that would originate in the mid troposphere.

Cloud structures associated with Adrian development are studied using normalized reflectances of the SEVIRI HRV channel. Observed and simulated reflectances are shown at 1515 UTC when Adrian turned to the north-east, while approaching Corsica (Fig. 4.3). In the observation, large and thick stratiform clouds cover the CCB region in the northwest of the domain (Fig. 4.3a). To the west of Corsica, high clouds roll up cyclonically in the form of a comma indicating the center of the low-pressure system. The position of Adrian (magenta dotted line) is estimated every 15 minutes by following the center of the cloud roll-up. The track indicates

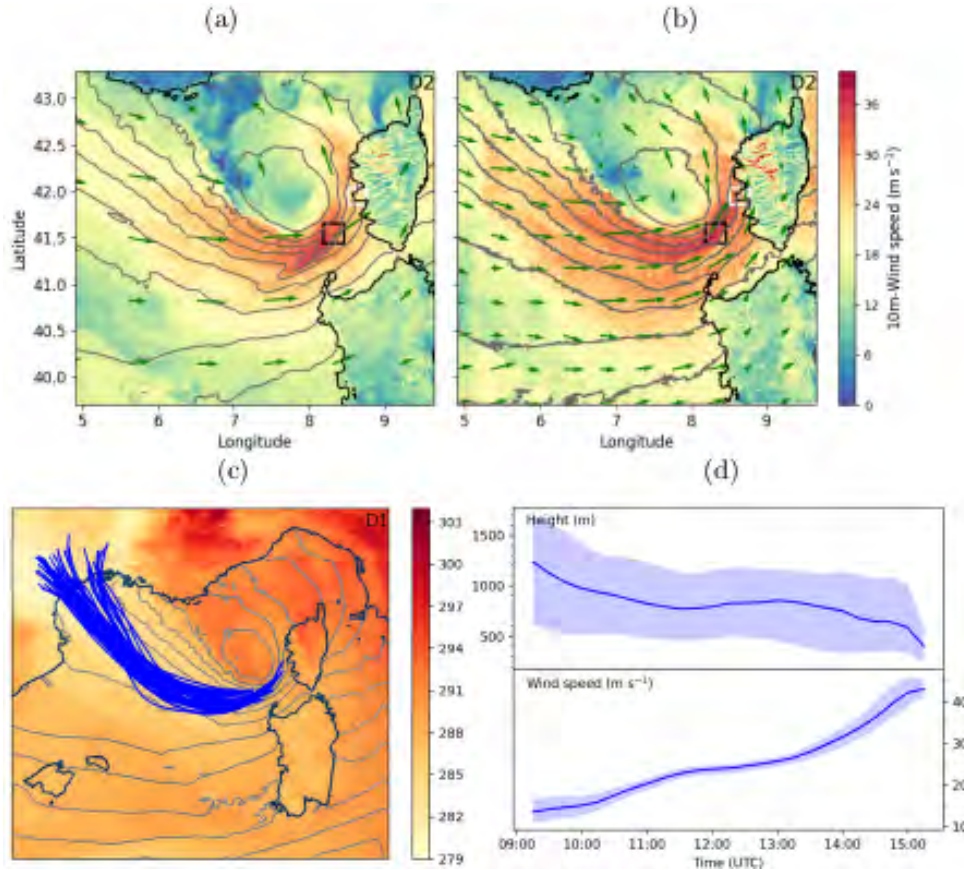


FIGURE 4.2 – (a,b) Horizontal wind speed at 10 m height (in  $\text{m s}^{-1}$ ) at 1515 UTC from (a) Meso1000 and (b) Les200 simulations over the D2 domain. The black and white squares represent the zoomed area shown in Fig. 4.6 and Fig. 4.10, respectively. (c) Potential temperature at 925 hPa (in K) at 1515 UTC from the Meso1000 simulation over the D1 domain. A sample of back trajectories reaching horizontal wind speed values above  $40 \text{ m s}^{-1}$  below 800 m at 1515 UTC is illustrated with blue lines. MSLP is shown with gray contours every 2 hPa in (a-c). (d) Evolution of height and wind speed along Lagrangian trajectories from 0915 to 1515 UTC. The median and the interquartile range are shown with bold line and shading, respectively, for all  $\approx 40,000$  trajectories reaching the same threshold as in (c).

that the cyclone formed in the morning over the sea to the west of Sardinia. The roll-up is accompanied by small isolated clouds shaped like cumulus (in white) indicating deep convection. We find the same type of structures in the south, close to Sardinia. In the simulations, the stratified cloud cover is correctly reproduced, although the cloud roll-up is less pronounced regardless of the horizontal resolution (Figs. 4.3b, c). This is partly due to the missing high reflectance values attributed to unsimulated 3D solar effects in the RTTOV code, e.g., shadow or reflection effects. Unlike the isolated clouds to the west and north of Corsica, those in the south of the domain are well reproduced by both simulations. Thanks to the fine resolution, Les200 shows smaller and well-defined cloud structures. The position of Adrian is estimated every hour in both simulations from the minimum pressure over the sea. At 1500 UTC, close to Corsica, the minimum reaches its lowest value with 976 hPa. The simulated roll-up coincides

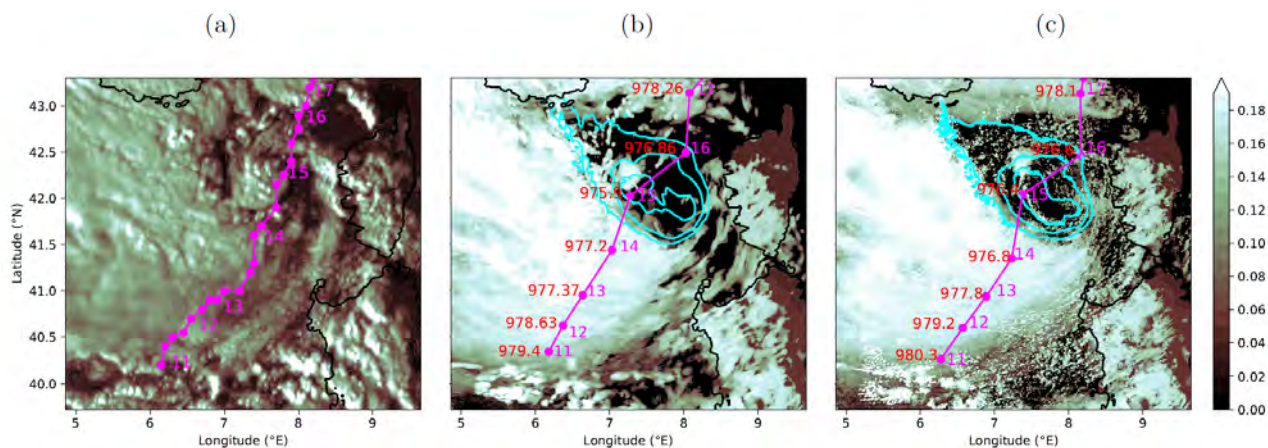


FIGURE 4.3 – Normalized reflectance of the SEVIRI HRV channel over the D2 domain at 1515 UTC from (a) MSG observation, (b) Meso1000 and (c) Les200 simulations. The magenta dotted line shows the cyclone track. In (a), the position of Adrian is estimated every 15 min as the center of the cloud roll. In (b, c), it is defined every 1 h as that of the MSLP minimum, whose value in hPa is shown in red. In (b, c), the cyan contours show the MSLP every 1 hPa below 980 hPa.

with the position of the minimum sea level pressure. The tracks are relatively comparable and close to the one estimated from observations, despite a slight position error of about 50 km westward at 1500 UTC. In the following, most of the figures will be presented at 1515 UTC.

In order to evaluate the change in wind between 0600 and 2100 UTC over both sea and land, the evolution of the 99th percentile of wind speed at 10 m is calculated over the D2 domain for Meso1000 and Les200 (Fig. 4.4). Over sea (dashed curves), the 99th percentile wind speeds increase progressively from 0600 UTC onward. They reach  $25 \text{ m s}^{-1}$  at 1000 UTC due to the formation of the low pressure system in the morning. Between 1000 and 1800 UTC, wind speeds exceed  $25 \text{ m s}^{-1}$ . The wind peak is around 1500 UTC, with maxima above  $30 \text{ m s}^{-1}$ . As Adrian continues its northward trajectory, the wind speed gradually decreases until the end of the day. Over land (solid curves), an increase in wind speed is noted from 1200 UTC onward, due to the passage of the low-pressure system near Sardinia. The wind peak is found between 1600 and 1700 UTC, which indicates the arrival of the windstorm over Corsica. Although the mesoscale structure remains comparable between the two simulations over sea, Meso1000 unexpectedly shows a more prominent peak with a positive difference of about  $1.5 \text{ m s}^{-1}$  compared to Les200. An explanation for the more prominent peak is provided in Sect. 4.2.5, dealing with the fine-scale processes that differ between Meso1000 and Les200. On land, the contrast is more pronounced with a negative difference peak of about  $-5 \text{ m s}^{-1}$  in Meso1000. As shown in Figs. 4.2a,b, winds over Corsica follow the terrain, and are stronger in Les200 than in Meso1000. This is explained by the finer representation of the terrain in Les200.

To assess the impact of Adrian on Corsica and to evaluate the capacity of the model to reproduce the observations, we use the wind speed at 10 m averaged every 6 min recorded by the Météo-France surface weather network from 0600 to 2100 UTC. For a fair comparison,

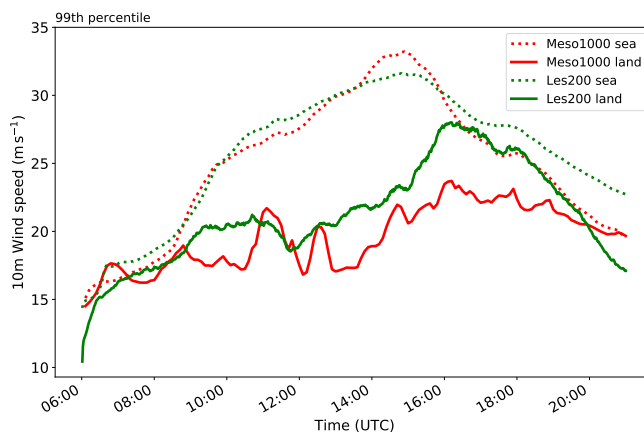


FIGURE 4.4 – Temporal evolution of the 99th percentile of wind speed at 10 m for Meso1000 (red) and Les200 (green) simulations over the land (solid) and sea (dotted) parts of the D2 domain.

instantaneous model winds are also averaged over 6 min. Figures 4.5a,b confirm that the passage of Adrian strongly impacted the coastal areas of western Corsica. On land, both simulations are consistent with the wind measurements recorded in the 27 stations. Wind speed is better captured by Les200 than Meso1000 with a correlation coefficient of 0.65 and 0.42, respectively, between simulated and observed values. When considering the 14 exposed stations with records above  $20 \text{ m s}^{-1}$ , both simulations underestimate the observed maximum wind speed but Les200 also performs better with a negative bias of  $-2.2 \text{ m s}^{-1}$  compared to  $-5.2 \text{ m s}^{-1}$  for Meso1000. Over the sea, the footprint of the wind is marked by speeds of up to  $40 \text{ m s}^{-1}$ . The very high resolution of Les200 makes it possible to visualize striped structures. Note that the northeastern stations also recorded high wind speeds especially in the morning. Contrary to the winds in the western region, these strong winds are caused by the WCB ahead of the cold front to the east of Corsica (not shown). Convective clouds embedded in the WCB led to heavy precipitation in the north-east of Corsica in the morning. In this study, we focus on the strong winds that impacted western Corsica, and that are mainly caused by the CCB, rather than those generated by the WCB that also affected Italy.

Time series at the Ajaccio-Parata and Marignana stations (Figs. 4.5c,d) further illustrate the arrival of Adrian on western Corsica. Observations and simulations show that 10 m wind speeds were low in the morning, except for the passage of the cold front that was preceded by strong winds recorded around 1000 UTC corresponding to the WCB jet. This sudden increase coincided with a decrease in pressure at that time (not shown). The development and approach of the cyclone results in high speeds from around 1200 UTC onward. The arrival of the windstorm is marked by wind speeds up to  $30 \text{ m s}^{-1}$  recorded between 1500 and 1700 UTC in Ajaccio-Parata and 1600 and 1700 UTC in Marignana. After the peak, the wind speed gradually decreases until the end of the day. The time series from Meso1000 and Les200 present differences but

## 4.2. THE DOWNWARD TRANSPORT OF STRONG WIND BY CONVECTIVE ROLLS<sup>87</sup>

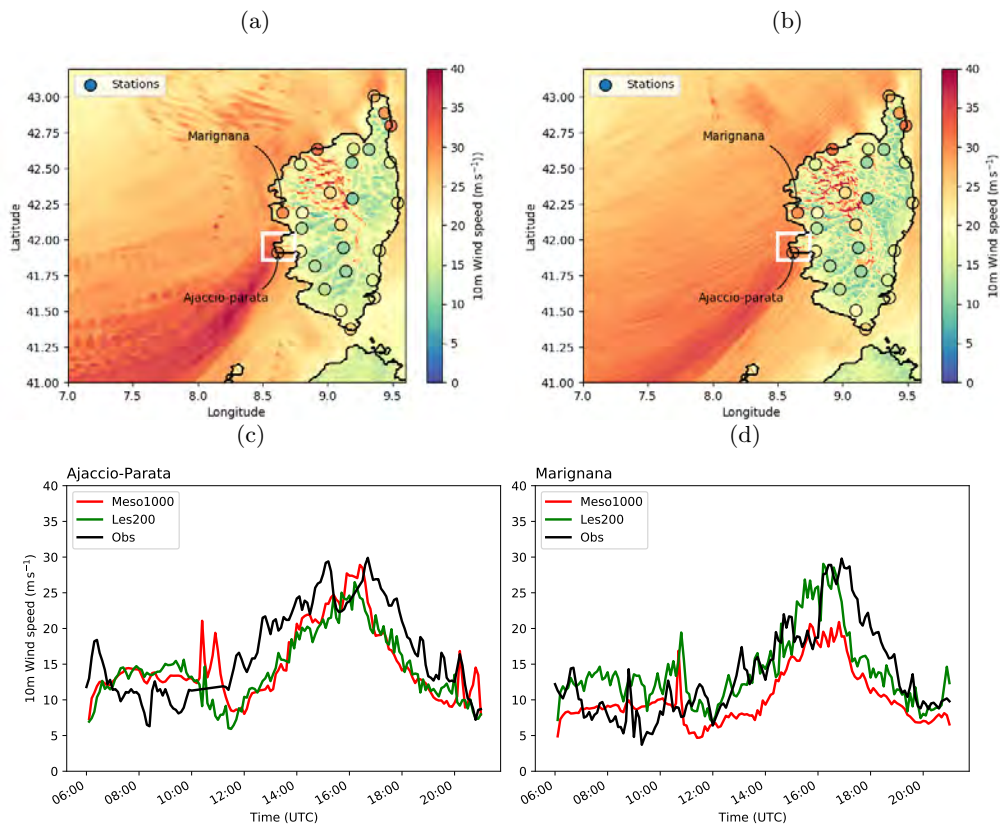


FIGURE 4.5 – (a, b) Maximum wind speed at 10 m observed on Corsica stations (filled dots) and simulated from (a) Meso1000 and (b) Les200. The white square represents the zoomed area shown in Fig. 4.10. (c, d) Temporal evolution of wind speed at 10 m at the (c) Ajaccio-Parata and (d) Marignana stations measured every 6 min, and averaged every 6 min from Meso1000 (red) and Les200 (green) simulations at the grid points closest to the stations. The results are valid between 0600 and 2100 UTC 29 October 2018.

a similar overall evolution compared to the wind records. Although there is some variability, both simulations also present a similar pressure evolution with a well-marked minimum (not shown). In Ajaccio-Parata (Fig. 4.5c), the simulated winds are very close to each other except for the peak. Meso1000 matches the recorded peak value better than Les200 with a negative bias of  $-1.5 \text{ m s}^{-1}$  and  $-2.2 \text{ m s}^{-1}$ , respectively. This station located close to the sea shore is strongly influenced by the sea for which the simulated wind at 10 m is stronger in Meso1000 than in Les200 as explained in Sect. 4.2.5. In Marignana (Fig. 4.5d), Meso1000 underestimates the wind speed during most of the day with a large bias of  $-9 \text{ m s}^{-1}$  on the peak value, while Les200 well captures the intensity with a small bias of  $-0.5 \text{ m s}^{-1}$  on the maximum wind speed. This station is a good archetype of the exposed stations described in the statistics above, which explains the higher Les200 score. Compared to the observations, both simulations underestimate wind speeds. These underestimations are much greater in Meso1000, and may be due to a poor representation of subgrid scale processes and orography.

## 4.2.4 Strong wind at the fine scale

### Presence of strong wind structures

The strong wind region on the southern flank of the low pressure center at 1515 UTC (see black square in Figs. 4.2a,b) is investigated in Meso1000 and Les200 (Fig. 4.6) by inspecting horizontal cross-sections at 200 m height (left panels) and vertical cross-sections of wind speed (right panels). The horizontal cross-sections are over a 20 km by 20 km domain. The vertical cross-sections are about 15 km long with northwest-southeast orientation, approximately perpendicular to the mean wind direction. The sections are chosen at the time when the wind speed is maximum over the sea, as shown in Fig. 4.4. In the horizontal section (Fig. 4.6a), a smooth and homogeneous zone of wind higher than  $40 \text{ m s}^{-1}$  is found in Meso1000. In the vertical section (Fig. 4.6b), the atmosphere is cloud-free and the thick red line indicates a boundary layer height between 500 and 600 m, covered by mesoscale subsidence. The high wind speeds are mainly confined to the boundary layer, with a maximum of  $48 \text{ m s}^{-1}$  around 400 m, near the top of the boundary layer. These high wind speeds are a result of the CCB originating in the lower altitudes of the troposphere, as demonstrated in Fig. 4.2c.

In Les200, the horizontal section (Fig. 4.6c) reveals the presence of band-like wind structures with velocities greater than  $48 \text{ m s}^{-1}$ , approximately aligned with the wind direction (indicated by the red arrows) oriented from the southwest. The following figures are all shown at  $z = 200 \text{ m}$ , because the structures are well marked at this altitude. As can be seen in the vertical section (Fig. 4.6d), the vertical extent of these structures coincides more or less with the height of the boundary layer, ranging from 600 to 1000 m. The difference in boundary layer height between Meso1000 and Les200 can be explained by differences in both mesoscale and fine-scale circulations. The horizontal spacing between two consecutive wind structures is approximately 2 km. The vertical velocity field (black contours) is visualized as a regular alternation of updrafts and downdrafts, which refers to a rotational motion forming boundary layer rolls. Note that such structures are also found at other positions and times in the afternoon along the cyclone trajectory in strong wind areas. In the high wind region, the vertical velocity is as strong as  $\pm 3.5 \text{ m s}^{-1}$ . Moreover, the region is characterized by an important wind shear that leads to a dynamic instability. At 10 m above the sea surface, the air temperature varies between 10 and  $15^\circ\text{C}$ , while the sea surface temperature reaches  $\approx 22^\circ\text{C}$ , resulting in an air-sea temperature difference of about  $10^\circ\text{C}$ . This difference indicates that an intense air-sea interaction is occurring as the dry, cold CCB air from the Gulf of Lion is heated and humidified over the warm sea surface. The interaction induces an important heat transfer resulting in sensible heat fluxes reaching  $400 \text{ W m}^{-2}$  locally (not shown). In addition, stripe clouds following roll wind structures are present above the boundary layer capping the updrafts. Convective rolls are often described in the literature in relation to parallel lines of clouds, which are created by condensation of moisture transported aloft by updrafts from the roll (Etling et Brown, 1993).

Trajectories are computed between 1500 and 1515 UTC and selected from the 2% highest

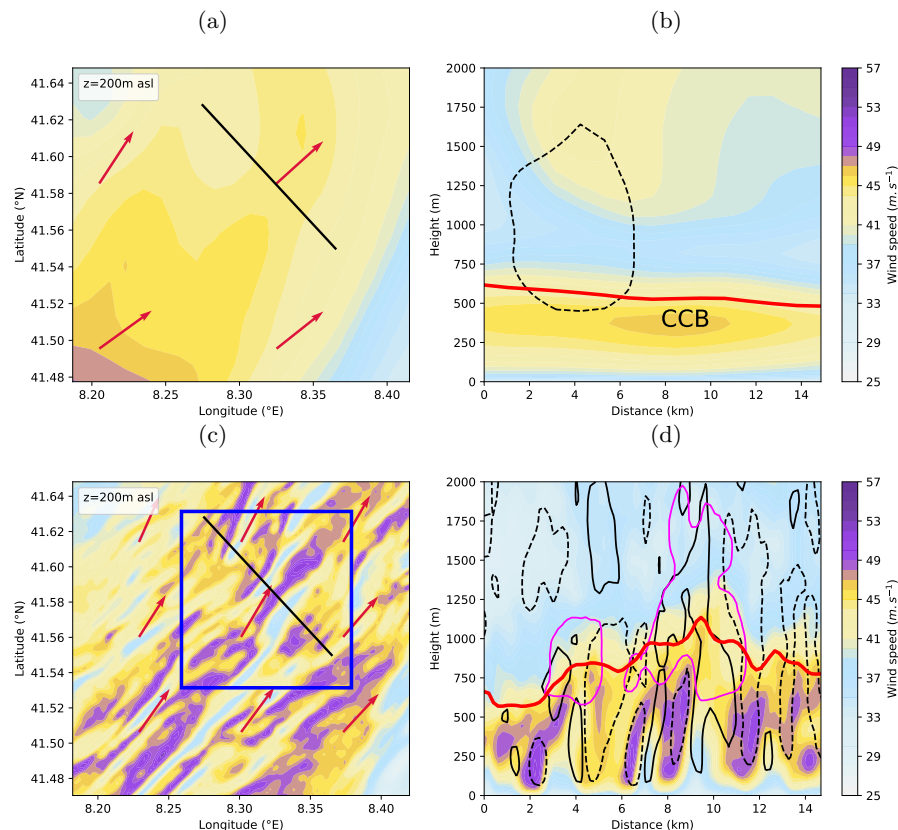


FIGURE 4.6 – (left) Horizontal and (right) vertical cross-section of horizontal wind speed at 1515 UTC from (a, b) Meso1000 and (c, d) Les200. In (a, c), the horizontal cross-section is located at 200 m height and the black line shows the location of the vertical cross-section. The blue box represents the area where Les200 diagnostics are calculated. The wind direction is represented by the red arrows. In (b, d), the thick red line shows the height of the boundary layer. The black contours show the vertical velocity, where the solid lines correspond to  $1 \text{ m s}^{-1}$  and the dotted lines to  $-1 \text{ m s}^{-1}$ . In (d), the magenta contours indicate the mixing ratio of the clouds at  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ .

and lowest values of vertical velocity for updrafts and downdrafts, respectively, in the black square shown in Figs. 4.2a,b. The temporal evolution shown in Fig. 4.7a reveals a symmetry between the updrafts (red curves) and the downdrafts (blue curves), which relatively rapid vertical motion starts after 1510 UTC and lasts only a few minutes. The downdrafts originate from altitudes around 700 m, while the updrafts start from about 200 m of altitude (Fig. 4.7b). The temporal evolution of wind speed along the Lagrangian trajectories (Fig. 4.7c) shows that the wind is stronger and remains approximately constant during downdrafts, thus the descending branch transports air of higher momentum from the conveyor belt downward. In contrast, the wind is weaker and slows down during updrafts, thus the ascending branch transports near-surface air with lower momentum upward. This is consistent with the vertical cross-section in Fig. 4.6d, where the regions of strong winds correspond to descent and weak winds correspond to ascent. The potential temperature of both updrafts and downdrafts (Fig. 4.7d) increases progressively, likely due to the intense heat fluxes over the warm sea. The warming is stronger



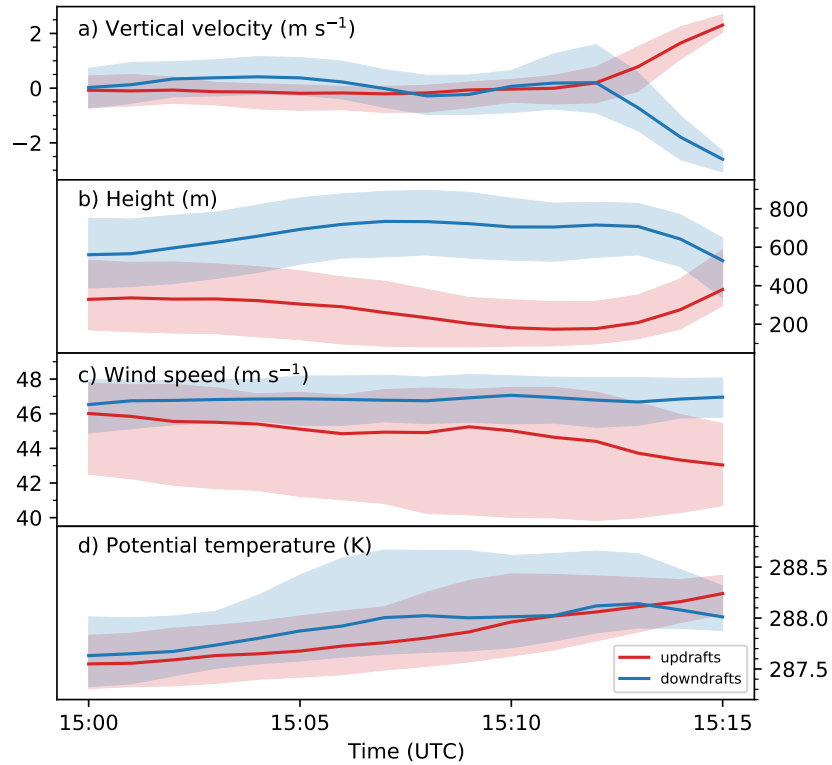


FIGURE 4.7 – Evolution of (a) vertical velocity, (b) height, (c) wind speed and (d) potential temperature along Lagrangian trajectories from 1500–1515 UTC in Les200. Trajectories are selected from the 2% highest (updrafts) and lowest (downdrafts) values of vertical velocity at  $z < 1$  km at 1515 UTC in the blue box shown in Fig. 4.6c. The median (bold lines) and the interquartile ranges (shading) are shown for the  $\approx 1,000$  trajectories selected as updrafts (red) and downdrafts (blue).

at low levels of the ABL, where the air becomes warmer than the air above, thus lighter, and undergoes an updraft at around 1510 UTC, contrary to the air coming from the high levels of the ABL, which undergoes a downdraft.

The different elements discussed above reveal that the thermodynamic conditions are favorable for the development of quasi-two-dimensional convective rolls in the Adrian case.

### Characteristics of strong wind structures

The spatial characteristics of the organized structures assumed as convective rolls is investigated using the ACF analysis described in Sect. 4.2.2. The two-dimensional auto-correlation of the vertical wind speed field is calculated at 1515 UTC over the domain shown in Fig. 4.6c. At 200 m altitude, the set of points corresponding to the integral length scale  $L_{es}$  reveals an

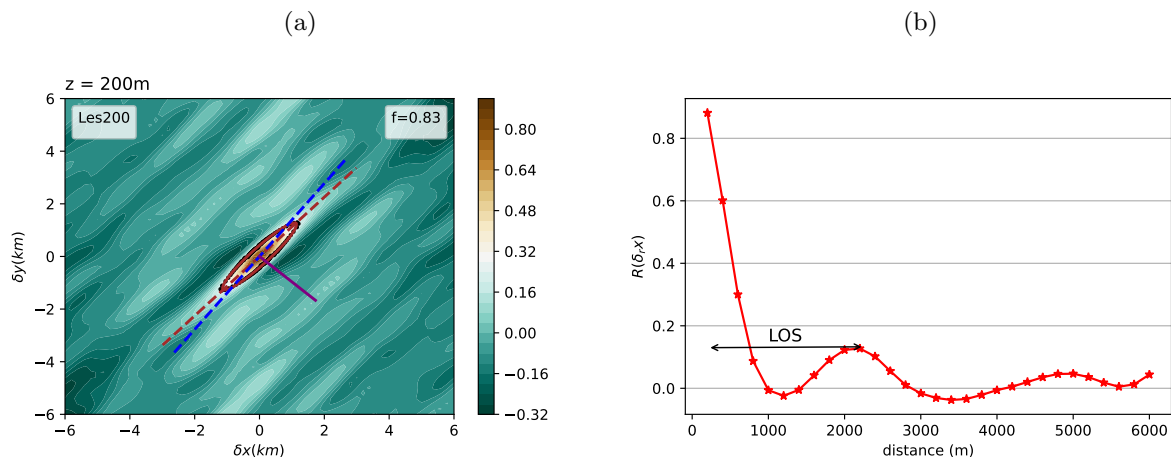


FIGURE 4.8 – (a) Two-dimensional auto-correlation over the high wind region shown in Fig. 4.6 at 1515 UTC. The brown and the blue dashed line indicate the direction of convective rolls and the wind direction, respectively. (b) 1D auto-correlation calculated in the perpendicular direction to the rolls, as a function of spatial distance from the center.  $L_{os}$  indicates the characteristic size (length scale) of the roll, considering both ascending and descending branches.  $L_{os}$  is calculated as the distance between two auto-correlation maxima.

ellipsoidal geometry (brown ellipse in Fig. 4.8a), characterized by a flatness parameter of 0.83. The direction of the structure (brown dotted line) is approximately parallel to the mean wind direction (blue dotted line), with a slight offset of  $6^\circ$  clockwise. In the direction perpendicular to the roll, the ACF indicates a length scale  $L_{os}$  of 2400 m (Fig. 4.8b). This corresponds to the size estimated visually from the vertical sections in Fig. 4.6. The aspect ratio, i.e., the ratio between the length scale of the roll and the depth of the ABL (approximately 800 m on average in the domain of Fig. 4.6c), reaches 3 here.

From the vertical profiles of the flatness parameter  $f$  and the wind and structures direction (Figs. 4.9a,b), we distinguish three classes of structures and set empirical thresholds on  $f$  chosen according to the ACF results and the angle between wind and structure direction. Over a vertical extent of 1200 m, the average wind direction varies clockwise from  $57^\circ$  to  $47^\circ$ , while the direction of the structures varies counterclockwise from  $47^\circ$  to  $77^\circ$ . Elliptical structures are well marked with  $f > 0.8$  (blue stars) below 350 m and mainly oriented in the wind direction with a slight difference of less than  $10^\circ$ . Above the boundary layer, disorganized structures (i.e. non-elliptical) are characterized by  $f < 0.6$  (green stars) and an angle of more than  $20^\circ$  with respect to the wind direction. Structures with  $f$  between 0.6 and 0.8 (orange stars) mark the transition between rolls and disorganized structures, and are characterized by a direction difference between  $0^\circ$  and  $20^\circ$ . This is consistent with the observational findings of convective rolls in the hurricane boundary layer by Foster (2005), who found that the roll orientation ranged from  $10^\circ$  to  $20^\circ$  counterclockwise with respect to the mean wind direction. Similarly, in a shallow convective situation, the roll orientation is typically  $15^\circ$  to  $20^\circ$  counterclockwise (Atkinson et Wu Zhang, 1996).

The characteristics inferred from the ACF analysis prove that the organized boundary layer

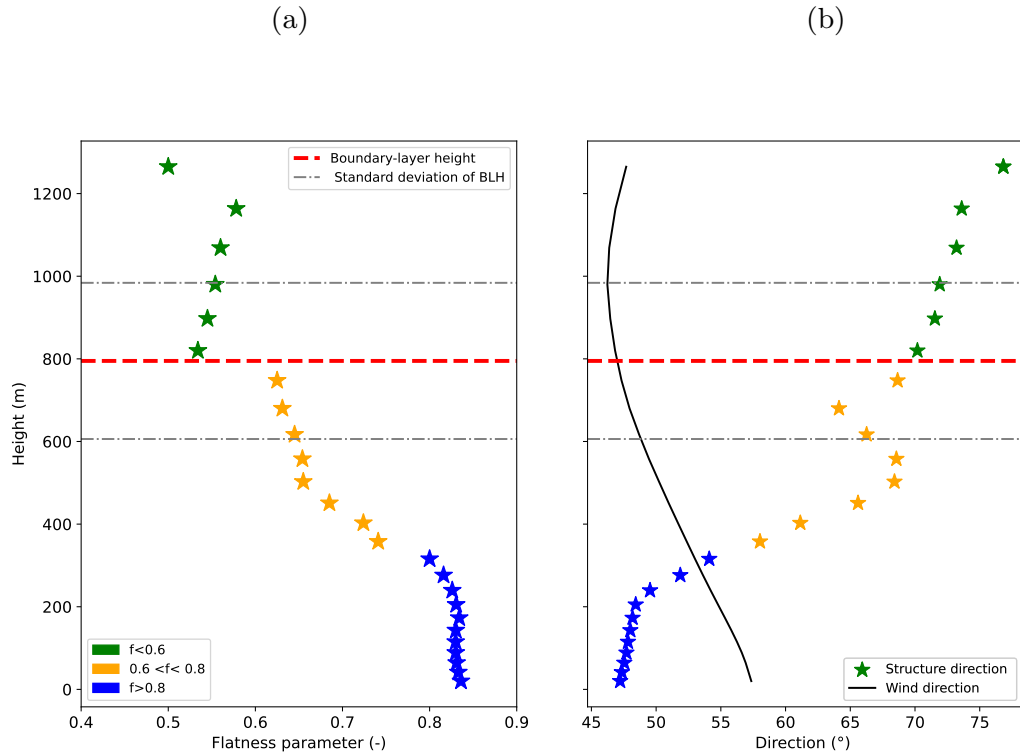


FIGURE 4.9 – (a) Vertical profile of the flatness parameter  $f$ . Structures organized as rolls ( $f > 0.8$ ) in blue stars, disorganized (i.e., non-elliptical) ( $f < 0.6$ ) in green stars and transition regime ( $0.6 < f < 0.8$ ) in orange stars. (b) Vertical profile of the mean wind direction and the direction of structures identified by the auto-correlation function. The dashed red line and the gray lines indicate the boundary layer height averaged over the selected domain and the standard deviation of the height, respectively.

structures are indeed convective rolls. This organization is well marked below  $z = 350$  m, i.e. below the maximum wind of the CCB. Thanks to their coherent up-and down-drafts, the convective rolls facilitate the mixing of the momentum in the ABL and greatly contribute to the downward transport of strong winds by the descending branches.

### Fate of convective rolls over land

During its crossing of the northwestern Mediterranean Sea, windstorm Adrian approached the west coast of Corsica at 1600 UTC, accompanied by high wind speeds as shown in Fig. 4.4. One may wonder if the convective rolls found throughout the evolution of Adrian over sea persist over land. Following the same approach as at sea, Fig. 4.10a shows a horizontal cross-section of wind speed at a height of 200 m above ground level over a 20 km by 20 km domain covering a small area on the west coast of Corsica (see white square on Figs. 4.5a,b), and a vertical section across the coast (Fig. 4.10b). The horizontal section highlights a distinction in wind structure organization between land and sea. In the coastal region, the organized wind roll structures

break up and turn into disorganized structures. The highest wind speeds in the region are found on the coastal hills and mountains. On the vertical section, a similar organization of the structures as in Fig. 4.6d is found over sea, with a well marked alternation of updrafts and downdrafts. On land, the winds lose their roll shape and the alternation between positive and negative vertical wind speeds is no longer apparent. Furthermore, the winds undergo orographic uplift and down-lift. The ACF analysis indicates that there is no spatial periodicity in the vertical velocity field over land. Finally, an excess of TKE is produced over land compared to low TKE values at sea, as well as high TKE values over the orography (Figs. 4.10c,d).

These results show that the rolls persist until coastal regions and then break up over land. Since open water is a relatively smooth and homogeneous surface, the formation of convective rolls is facilitated. In contrast, several mountain ranges border the sea and increase the surface roughness and its spatial variability. Additionally, as opposed to the strong sensible heat fluxes over the warm sea, the values of these fluxes are negative over land due to the cold surface. Altogether, the irregular topography of Corsica and the altered thermodynamic conditions of the ABL control the evolution of rolls and prevent their occurrence. Strong winds along the west coast of Corsica are susceptible to be transported by a combination of factors. The presence of steep mountain ranges suggests the involvement of orographic forcing in this transport. Furthermore, turbulence could also contribute to this transport, due to the roughness of the region.

## 4.2.5 Sensitivity of fine-scale processes to horizontal resolution

### Representation in large-eddy simulations

In Sect. 4.2.4, it is shown that roll structures are resolved in Les200 and not in Meso1000. Here, the effect of horizontal grid spacing is examined to ensure that the characteristics of resolved structures in Les200 are realistic and not solely dependent on horizontal resolution. Figure 4.11 displays the same horizontal and vertical sections as Fig. 4.6 for the Les100 and Les50 simulations. For a fair comparison, the fields are block averaged at the resolution of Les200. The two horizontal sections reveal structures oriented in the wind direction, resembling those shown in Fig. 4.6c, although a little less pronounced because of the additional small eddies resolved at higher resolutions. As in Les200, the height of the ABL varies between 600 and 1000 m in Les100 and Les50. Apart from some minor details, the influence of horizontal resolution is hardly noticeable. The instability parameter  $\zeta = -z_i/L$ , (where  $z_i$  is the ABL height and  $L$  is the Monin-Obukhov length) is widely used to predict roll convection. The  $\zeta$  values are 0.5, 0.52, 0.54, for Les200, Les100 and Les50 respectively. This is consistent with the observational study of [Weckwerth et al. \(1997\)](#) which indicates that organized roll structures appear for  $\zeta < 10$  and can persist up to  $\zeta \approx 25$ . In the vertical sections, strong winds are also limited to the ABL and organized into coherent structures, while the alternating motion of updrafts and downdrafts as well as the cloud stripes reproduced. Only the shape of structures

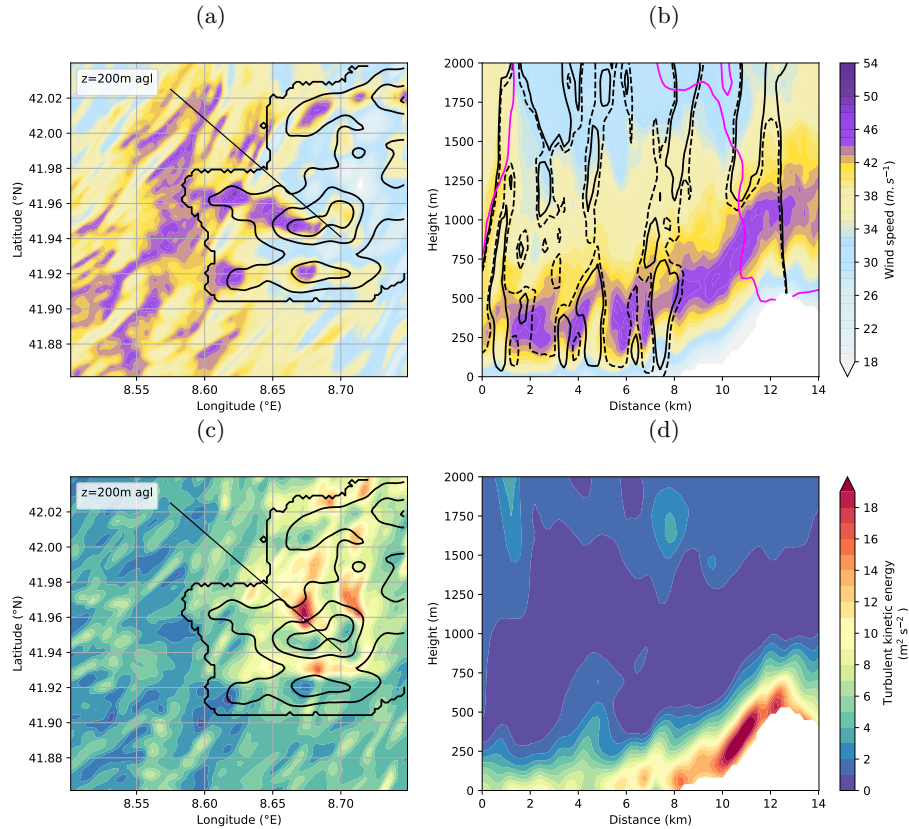


FIGURE 4.10 – (left) Horizontal and (right) vertical cross-section of horizontal wind speed and turbulent kinetic energy at 1600 UTC from the Les200 simulation. In (a, c), the horizontal cross-section is located at a height of 200 m above the ground. The black contours represent the topography at 0 (coast of Corsica), 100, 300 and 500 m of altitude. In (b), the black contours shows the vertical velocity, where the solid lines correspond to  $1 \text{ m s}^{-1}$  and the dotted lines to  $-1 \text{ m s}^{-1}$ , the magenta contours shows the mixing ratio of the clouds at  $0.1 \text{ g kg}^{-1}$ .

is less obvious and the horizontal velocity field less organized in Les100, whereas Les50 is more similar to Les200. Horizontal and vertical wind speeds show moderate anti-correlation in all three simulations. Anti-correlation is overestimated in Les200 with a correlation coefficient of  $-0.45$  compared to  $-0.35$  for Les100 and Les50, which may lead to an overestimation of momentum transport. Applying ACF to averaged fields also reveals structures organized in rolls. These rolls have a characteristic size of around 2000 m, while Les200 has a slightly larger size of 2400 m. The flatness parameter is 0.8 for Les50 and 0.83 for Les100 and Les200, and is therefore weakly affected by the horizontal resolution. It is concluded that the organization of the ABL into convective rolls is found in all simulations with low sensitivity to horizontal resolution, thus it is adequately represented in Les200.

Another way to investigate the effect of horizontal grid spacing is to assess whether the most energetic eddies are explicitly resolved, i.e., whether the resolution is sufficient to represent the small-scale dynamics. Smaller and smaller eddies are resolved as the horizontal resolution increases (Honnert et al., 2011). According to Pope (2004), it is admitted that a simulation

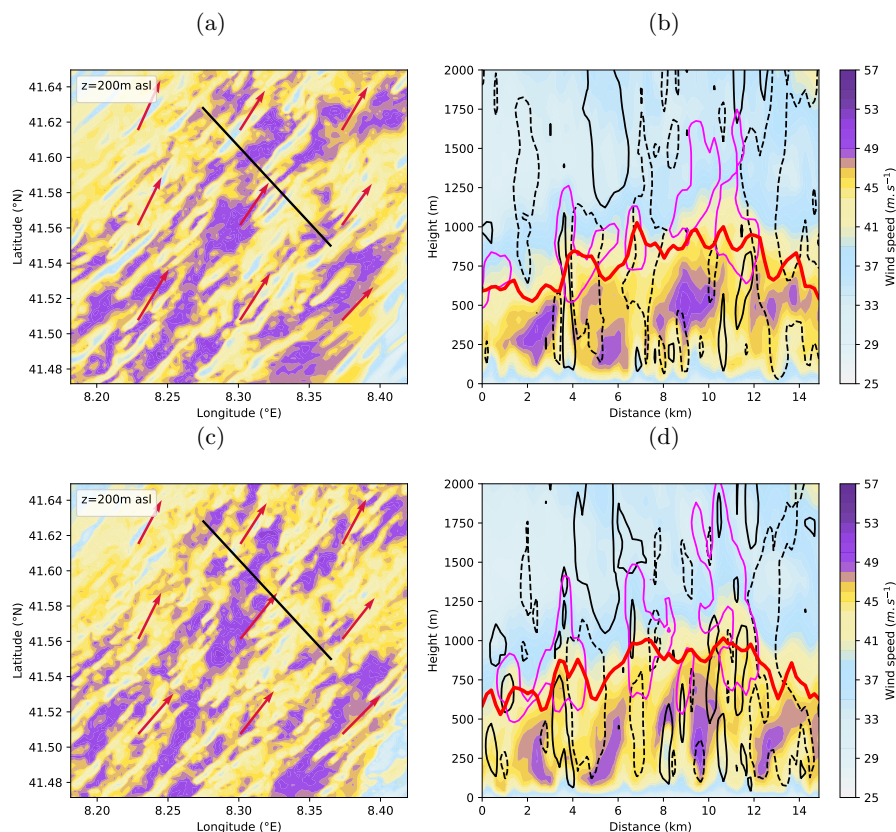


FIGURE 4.11 – As in Fig 4.6, but for (a, b) Les100 and (c, d) Les50. The fields are block averaged at 200 m resolution.

is qualified as LES if at least 70 to 80% of the TKE is explicitly resolved. The quality of the different simulations described in Sect. 4.2.2 is assessed in terms of the ratio of resolved TKE to total TKE. As illustrated in Fig. 4.12a, whatever the resolution considered, the turbulence is mostly parameterized in the first tens of meters of altitude. This is because the eddies near the surface are smaller than the grid spacing. At 200 m of altitude, where the convective rolls are well marked, 70%, 80% and more than 80% of the TKE is resolved in Les200, Les100 and Les50, respectively. The Les200 simulation is then qualified as LES above 200 m altitude.

For the same purpose, the distribution of kinetic energy between different scales is studied using a spectral analysis of the horizontal components of the wind at 200 m altitude (Fig 4.12b). Energy spectra are used to determine whether a scale is correctly represented and to define the effective resolution, which is the smallest scale well represented in the model. Energy peaks corresponding to the dominant wavelengths are observed at around 1000 m in the Les100 and Les50 simulations. In Les200, the peak is slightly shifted by 50 m towards the large scales. These peaks are consistent with the characteristic size of a single roll branch (up- or downdraft) derived from ACFs. For Les50 and Les100, the spectrum mainly follows the theoretical slope of the inertial subrange for scales below 1000 m. The effective resolution, which is given by the scale at which the model deviates from the theoretical slope (Skamarock, 2004) is around 200 m and 400 m in Les50 and Les100, respectively. The spectrum in Les200 marginally follows the

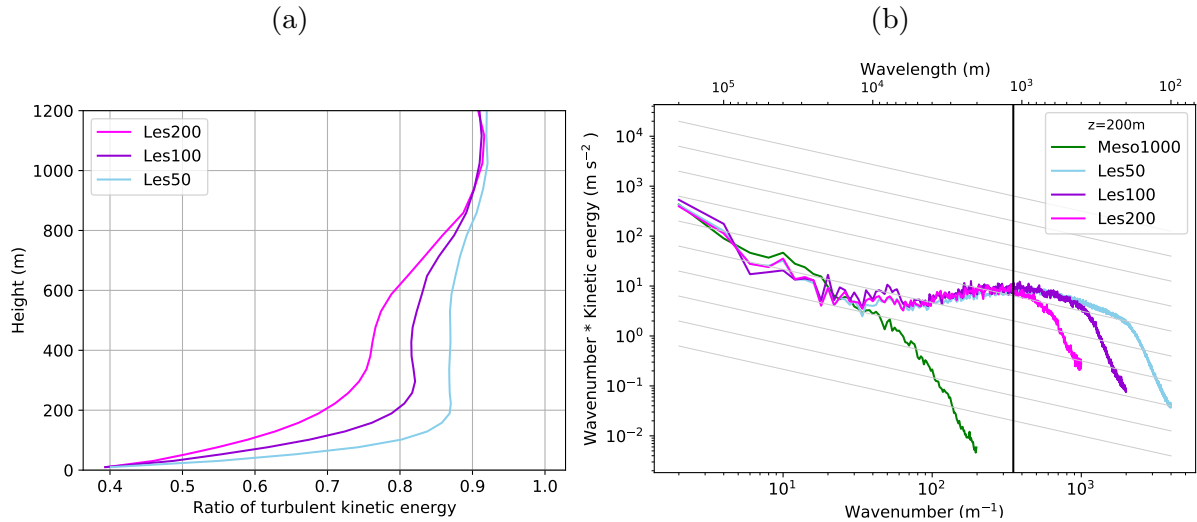


FIGURE 4.12 – (a) Ratio of resolved TKE to total TKE for the Les200, Les100 and Les50 simulations. The profiles are averaged over the blue box shown in Fig. 4.6c. (b) Kinetic energy spectra calculated for the horizontal wind at  $z = 200$  m at 1515 UTC, gray lines correspond to  $-2/3$  theoretical slope of the inertial subrange. The black vertical line corresponds to energy peaks at a wavelength equal to 1000 m. The green, pink, purple and blue lines correspond to Meso1000, Les200, Les100 and Les50, respectively

theoretical slope of the inertial subrange for wavelengths  $< 1000$  m, with an effective resolution of around 800 m. In contrast, the Meso1000 spectrum drops rapidly. Structures with a size of less than 10 km are not resolved, which is consistent with the absence of rolls. For the three LESs and Meso1000, the effective resolution is about 4 and 6 times the horizontal grid spacing, respectively, due to the different advection scheme and in agreement with previous studies (Ricard et al., 2013).

The results show that all the three LESs are close visually as well as statistically. For this case study, a grid spacing of 200 m is sufficient to represent the convective rolls of about 1000 m in size responsible for the strong wind transport in windstorm Adrian. This conclusion agrees with Thurston et al. (2016), who showed that a horizontal grid spacing of less than 600 m is required to model boundary layer rolls observed under severe fire weather conditions.

### Downward transport of strong wind

Figure 4.13 shows the vertical profiles of wind speed and vertical fluxes of momentum in the mean wind direction at 1515 UTC, averaged over the blue square indicated in Fig. 4.6c. Above  $z = 400$  m, wind profiles differ significantly between Meso1000 and LES. Meso1000 has a weaker wind peaking near  $z = 400$  m. LESs show a gradual increase in wind from  $z = 1200$  m (with stronger values found in Les200), reaching a maximum between 400 and 800 m, which corresponds to the altitude of the CCB. Below  $z = 400$  m, all four simulations show a similar decrease of wind. Vertical momentum fluxes (Fig. 4.13b) show a progressive strengthening from

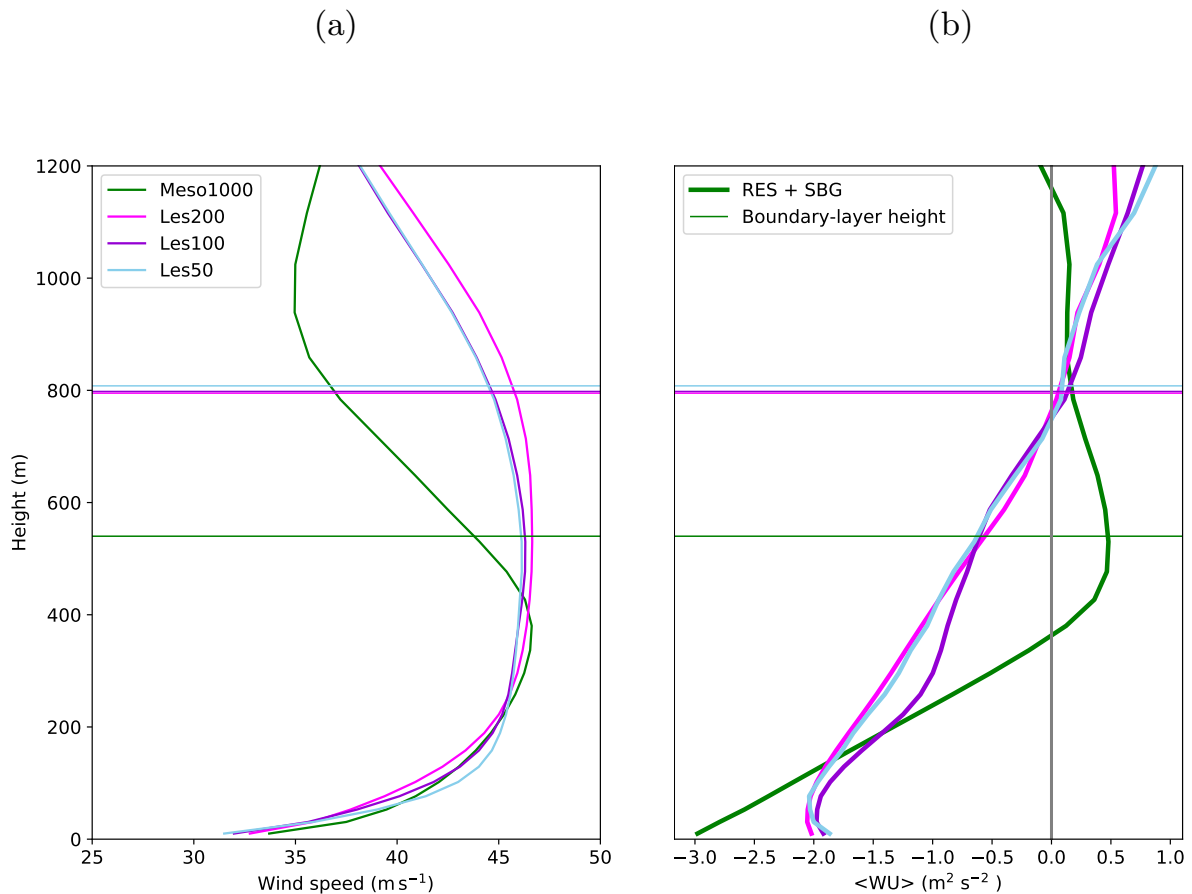


FIGURE 4.13 – Results at 1515 UTC for the Meso1000, Les200, Les100 and Les50 simulations. Vertical profile of (a) horizontal wind speed and (b) vertical fluxes of momentum in the mean wind direction. The profiles are averaged over the blue square shown in Fig. 4.6c.

the top of the boundary layer downwards. Near the surface, the vertical transport is comparable between LESs, while it is much stronger and seems unrealistic in Meso1000. This overestimation justifies the larger peak in the temporal evolution over the sea in Meso1000 (Fig. 4.4). It suggests limitations in the subgrid-scale parameterization schemes used in Meso1000.

These results are complemented with probability density functions of wind speed values in the different simulations (Fig. 4.14). The wind speed distributions in Meso1000 are narrower compared to the LES distributions, which are wider and show higher extreme values. At the 400 and 200 m altitudes, the mode in Meso1000 is weaker compared to the modes in the LESs, while it is stronger at  $z=10$  m, i.e., the wind speeds are higher at the surface. This is consistent with the presence of a more prominent peak for Meso1000 compared to Les200 in Fig. 4.4 as well as the stronger vertical transport in Meso1000 in Fig. 4.13. For all three LESs, although the distributions can be considered similar in terms of peak position and skewness, Les200 tends to produce stronger winds at  $z=400$  m and  $z=10$  m.



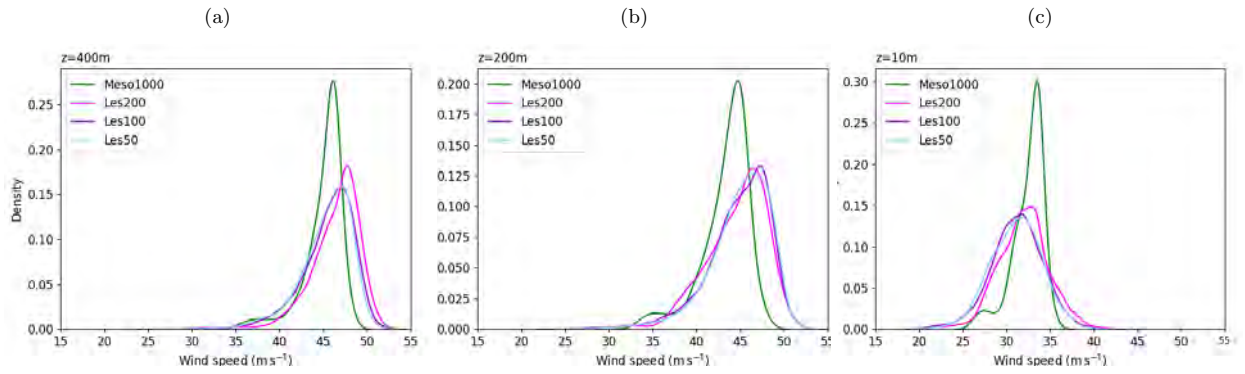


FIGURE 4.14 – Results at 1515 UTC for the Meso1000, Les200, Les100 and Les50 simulations. Probability density functions of the horizontal wind component at heights (a) 400 m, (b) 200 m and (c) 10 m.

## 4.2.6 Conclusions

On 29 October 2018, a Mediterranean extra-tropical cyclone named Adrian formed to the west of Sardinia, due to a strong contrast between cold polar air and the warm sea surface. Adrian produced strong winds with gusts up to  $180 \text{ km h}^{-1}$ . As the cyclone crossed the northwestern Mediterranean Sea, the violent gusts caused significant material damage and severe economic losses in Corsica. As wind gusts occur when high-momentum air is transported to the surface, this paper aims to investigate the fine-scale processes leading to the downward transport of strong wind and the formation of maximum surface wind gusts using a large-eddy simulation (LES). The characteristics and contributions of these processes to the wind transport are discussed, as well as their sensitivity to horizontal grid spacing. Previous numerical studies have simulated such processes at relatively coarse resolution for real cases and LES for idealized cases.

The formation of strong winds during the Adrian life cycle is modeled using the Meso-NH model. Two simulations are run with a horizontal grid of 1000 m (Meso1000) and 200 m (Les200). On land, wind speeds are much more underestimated in Meso1000 than in Les200. Higher resolution provides a better representation of topography, and therefore a better representation of local wind speeds. This is in line with the results of [Pantillon et al. \(2020\)](#), who found that winds recorded during the passage of a low-pressure system over Central Europe were underestimated with kilometer resolution, whereas they were more accurately captured with LES. Backward trajectories from areas of maximum wind show consistent characteristics of a low-level airflow on the cold side of the curved warm front. This is considered to be the cold conveyor belt, at the origin of the strong mesoscale winds. This is in line with the findings of [Raveh-Rubin et Wernli \(2016\)](#), who show that surface winds are caused by the CCB in the case of a Mediterranean storm, whereas winds are due to a joint contribution from the CCB and SJ, as shown by [Brâncuş et al. \(2019\)](#) in the case of a windstorm affecting the Black Sea.

While the mesoscale origin of winds in extra-tropical cyclones is well understood thanks to

the conceptual model of conveyor belts, the fine-scale processes responsible for the transport of strong winds to the surface and the formation of wind gusts are currently poorly understood. This is because they are not properly represented neither by observation networks nor by numerical weather prediction models. The period of low-pressure intensification of Adrian is marked by a combination of thermal instability resulting from a strong air-sea temperature contrast, and strong vertical wind shear leading to dynamic instability. These conditions were favorable for the formation of the convective roll structures detected in the Les200 simulations, below 350 m altitude. Such structures were also found in other meteorological situations (cold-air outbreak (Brümmer, 1999) and hurricanes (Foster, 2005)) under dynamic conditions very different from those of Mediterranean windstorms. Rolls are recognized for their ability to transport momentum, thanks to their descending and ascending branches (Weckwerth et al., 1997). Previous studies suggested that rolls contribute half (Glendening, 1996) or considerably more (Morrison et al., 2005) to the total momentum flux, leading to a significantly increased transfer in the presence of rolls.

The wind is stronger along the downdrafts due to the non-local transport of higher momentum air from the CCB through the rolls. In contrast, the wind is weaker along the updrafts that transport low momentum air upward from the surface. These rolls are almost oriented in the mean wind direction with a characteristic size of 2400 m (i.e, 1200 m for each branch) and an aspect ratio of 3. This ratio can vary depending of the situation considered. Rolls are simulated in a hurricane situations with ratios between 1.8 and 6.6 (Nakanishi et Niino, 2012), and between 1.5 and 12.7 in cold-air outbreak situations (Chen et al., 2019). As the wind storm approaches land, convective rolls cannot persist and dissipate rapidly when they reach coastal regions. This suggests that several factors must act on the rolls, such as heating and turbulent mixing induced by the inhomogeneities and greater roughness of the terrain. Strong winds over land are assumed to be transported by orographic forcing, followed by turbulence in the surface layer.

The Meso1000 simulation was unable to represent convective rolls. Using the same atmospheric model and a horizontal resolution of 1000 m, Rivière et al. (2020) found convective rolls in an idealized sting jet case with wavelengths between 5-20 km, much larger than the 0.5–3 km observed in a real storm by Browning et al. (2015). This suggests that the convective instability here is not strong enough to produce rolls. Vertical momentum transport was excessively strong compared to the transport in LES. Furthermore, the boundary layer schemes used in mesoscale simulations may not be sufficient to simulate the impact of rolls. This calls for the development of appropriate parameterizations between grid scale winds and subgrid-scale turbulence.

The use of an LES approach then appears necessary to resolve the organized structures and their impact on vertical momentum transport. In this context, two simulations are performed with horizontal resolutions of 100 m (Les100) and 50 m (Les50) to examine whether the horizontal grid spacing impacts the structures found in the Les200. In the area of strong winds, the boundary layer is also organized in convective rolls, as in Les200, despite small differences related to smaller scale structures allowed by the finer resolution. From a spectral analysis,

a horizontal grid spacing of 200 m is found to reach an effective resolution of 800 m and to be sufficient to resolve the convective rolls. This result is consistent with previous studies of [Huang et al. \(2009\)](#) who demonstrated that a grid spacing of 250 m was necessary to represent boundary layer rolls in a micro-physical study of small cumulus clouds and [Thurston et al. \(2016\)](#) who showed that a horizontal grid spacing of less than 600 m was necessary to model rolls observed under severe fire weather conditions.

Heat fluxes are found to be an important factor in the formation of convective rolls. However, the representation of turbulent fluxes at the air-sea interface in atmospheric models is very uncertain, particularly under strong wind conditions ([Pianezze et Barthe, 2019](#)). Further research is needed to investigate how the representation of turbulent fluxes influence the presence and the organization of these convective rolls. Although ocean-atmosphere coupling is not relevant for this case study due to the short duration of the windstorm and an almost constant sea surface temperature (not shown), the use of a coupled wave-atmosphere model would also be of interest to examine the potential impact of waves on air-sea fluxes. An obvious limitation of this work is the lack of fine-scale observations, such as synthetic-aperture radar (SAR) observations that provide high-resolution ( $\sim 10\text{-}100$  m) imagery over sea to reveal small-scale structures, such as convective rolls ([Foster, 2005](#); [Zhang et al., 2008](#); [Brilouet et al., 2023](#)), or wind profilers that provide a better understanding of downward momentum transport over land ([Parton et al., 2010](#)). In addition, insufficient availability of buoys has hindered the validation of simulated wind speeds over the sea. Altogether, this emphasizes the great need for measurement campaigns and advanced instrumentation to enable sub-kilometer scale observations. To our knowledge, there are very few studies on the fine-scale processes behind the transport of strong winds to the surface in extra-tropical cyclones. This work could pave the way for a better understanding of the potentially important role of convective rolls and for improving operational forecasts to better account non-local vertical transport in strong wind situations, particularly in windstorms causing widespread damages.

## Acknowledgments

Computer resources for running Meso-NH were allocated by CALMIP through project P20024 and GENCI through project 0111437. This work was supported by the French National Research Agency under grant agreement ANR-21-CE01-0002 and by COST Action CA19109. The authors thank Carlos Granero Belinchon and Pierre-Etienne Brilouet for providing the auto-correlation tools and for discussions that contributed to the elaboration of a part of the paper, Météo France for making the in-situ observations available online through the MeteoNet application <https://meteonet.umr-cnrm.fr/>. The authors also thank Juan Escobar of the Meso-NH support team for his assistance during this study, as well as three reviewers for their constructive comments that helped improve the manuscript.





# SENSIBILITÉ DES ROULEAUX ET DES VENTS DE SURFACE AUX FLUX TURBULENTS DE SURFACE

Ce chapitre est basé sur l'article *Impact of surface turbulent fluxes on the formation of convective rolls in a Mediterranean windstorm* par Wahiba Lfarh, Florian Pantillon et Jean-Pierre Chaboureau soumis le 13 octobre 2023 au *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*.

## 5.1 Présentation de l'article

Dans le chapitre 4, il a été démontré que des rouleaux convectifs se forment sur mer et transportent des vents forts vers la surface lors de la tempête Adrian. Les interactions à l'interface air-mer influencent significativement les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère, contribuant ainsi au développement des tempêtes des moyennes latitudes. Cependant, l'une des incertitudes majeures réside dans la représentation des flux air-mer dans des conditions de vents forts et est due au manque de mesures pour des vents supérieurs à  $20 \text{ m s}^{-1}$ . La présente étude porte sur le rôle de ces flux dans la formation des rouleaux convectifs associés à la tempête Adrian et les vents de surface qui en résultent. Dans cette optique, des expériences de sensibilité à différentes paramétrisations des flux air-mer (COARE, ANDREAS, ECUME et WASP) sont menées à méso-échelle et à fine échelle, sur la base des simulations kilométriques et LES réalisées dans les chapitres 3 et 4 avec le modèle Méso-NH. Les paramétrisations diffèrent dans la formulation des flux de surface de chaleur latente, de chaleur sensible et de quantité de mouvement, ainsi que dans la manière dont elles prennent en compte les effets de certains processus physiques. Par rapport à COARE utilisée dans la simulation de référence, ECUME et WASP génèrent des flux de quantité de mouvement plus faibles dus à la saturation de la rugosité sous vents forts. ANDREAS se distingue également par des flux de chaleur significativement plus élevés liés à la contribution des embruns marins.

Dans un premier temps, les expériences de sensibilité à méso-échelle montrent que les quatre paramétrisations reproduisent les observations des stations côtières de manière similaire, démontrant un faible impact des flux air-mer sur les vitesses de vent terrestres. Le choix de la paramétrisation n'affecte pas la trajectoire de la tempête, ce qui indique que la trajectoire dépend principalement du flux à grande échelle. Cependant, l'intensité de la tempête montre une légère sensibilité à l'inclusion des effets d'embruns, qui renforcent les flux de chaleur. En conséquence, la pression de surface chute de quelques hPa supplémentaires, ce qui entraîne une légère augmentation de la vitesse du vent de surface.

Dans un second temps, les expériences de sensibilité à fine échelle montrent que les rouleaux convectifs se forment dans la région des vents forts, quelle que soit la paramétrisation des flux air-mer utilisée. Toutefois, la morphologie des rouleaux est fortement influencée par les flux de surface, en particulier les flux de chaleur résultant des embruns. Des flux de chaleur plus élevés intensifient l'instabilité thermique proche de l'interface air-mer, entraînant une convection accrue dans la couche limite atmosphérique. Les rouleaux convectifs qui se forment dans ces conditions sont plus petits, plus nombreux et s'étendent sur de plus grandes hauteurs. Cela conduit à un transport vertical de quantité de mouvement plus important, générant des vents de surface plus forts. Ce renforcement du transport est lié d'une part au nombre plus important de rouleaux et d'autre part à la couche limite plus profonde, permettant aux rouleaux de transporter de la quantité de mouvement depuis des altitudes plus élevées.

Afin de mieux comprendre les différences entre paramétrisations, des expériences supplémentaires à fine échelle sont menées pour évaluer le rôle individuel de chaque type de flux turbulent dans l'organisation des rouleaux convectifs. Les résultats de ces simulations montrent que les rouleaux se désorganisent et disparaissent rapidement en l'absence des flux de quantité de mouvement et de chaleur sensible. Par conséquent, le transport de quantité de mouvement est considérablement réduit et principalement contrôlé par la turbulence. En comparaison, les flux de chaleur latente ont un faible impact sur l'organisation des rouleaux. Les rouleaux convectifs requièrent ainsi des flux de quantité de mouvement pour maintenir le cisaillement du vent indispensable à leur formation et des flux de chaleur sensible pour alimenter l'instabilité thermique nécessaire à leur développement.

Ces résultats révèlent que non seulement des simulations LES sont nécessaires pour comprendre les processus à fine échelle responsables du transport de vents forts dans les tempêtes, mais aussi que la représentation des interactions à l'interface air-mer est cruciale, notamment des processus physiques complexes qui se manifestent dans les conditions de vents forts.

## 5.2 Impact of surface turbulent fluxes on the formation of convective rolls in a Mediterranean windstorm

### Abstract

Convective rolls contribute largely to the exchange of momentum, sensible heat and moisture in the boundary layer. They have been shown to reinforce air-sea interaction under strong wind conditions. This raises the question of how surface turbulent fluxes can, in turn, affect the rolls. Representing the air-sea exchanges during extreme wind conditions is a major challenge in weather prediction and can lead to large uncertainties in surface wind speed. The sensitivity of rolls to different representations of surface fluxes is investigated using Large Eddy Simulations. The study focuses on the Mediterranean windstorm Adrian, where convective rolls resulting from thermal and dynamical instabilities are responsible for the transport of strong winds to the surface. Considering sea spray in the parameterization of surface fluxes significantly influences roll morphology. Sea spray increases heat fluxes and favors convection. With this more pronounced thermal instability, the rolls are 30% narrower and extend over a greater height, and the downward transport of momentum is intensified by 40%, resulting in higher wind speeds at the surface. Convective rolls vanish within a few minutes in the absence of momentum fluxes, which maintain the wind shear necessary for their organization. They also quickly weaken without sensible heat fluxes, which feed the thermal instability required for their development, while latent heat fluxes play minor role. These findings emphasize the necessity of precisely representing the processes occurring at the air-sea interface, as they not only affect the thermodynamic surface conditions but also the vertical transport of momentum within the windstorm.

### 5.2.1 Introduction

In late October 2018, a mid-tropospheric trough formed over the eastern Atlantic, extending from Scandinavian to the Iberian Peninsula. At the surface, a broad cyclonic area developed over the western Mediterranean, to the east of the trough axis. On October 29, the strongly baroclinic environment led to the formation of windstorm Adrian (also known as Vaia) (Cavaleri et al., 2019; Davolio et al., 2020; Giovannini et al., 2021). Owing to a strong contrast between the cold air and the warm sea surface, the low-pressure system rapidly intensified and reached a minimum pressure of 977 hPa as it moved between Corsica and northwest Italy. In Corsica, Adrian caused wind gusts of up to  $180 \text{ km h}^{-1}$ , resulting in extensive damage to infrastructure and considerable economic losses.

Recent research reveals that the strong winds of windstorm Adrian have their origin from a mesoscale cold conveyor belt, which refers to a cold air flow in the lower levels of the troposphere (Lfarh et al., 2023). The fine-scale processes leading to the downward transport of strong winds



were examined using a Large Eddy Simulation (LES), for which the strong winds are located in a convective boundary layer. The phase of maximum intensity of Adrian is marked by a combination of thermal instability resulting from a strong air-sea temperature contrast, and dynamic instability due to strong vertical wind shear. Such thermodynamic conditions foster the formation of convective rolls in the boundary layer.

Convective rolls are defined as quasi-two-dimensional vortices, oriented in the wind direction, creating alternating upward and downward air motions (Etling et Brown, 1993). These structures are also observed in different meteorological conditions from those of Mediterranean windstorms, such as cold-air outbreak events (Gryschka et Raasch, 2005; Chen et al., 2019) and hurricanes (Foster, 2005; Li et al., 2021). Convective rolls are known for transporting momentum, heat and moisture through their descending and ascending branches between the top of the boundary layer and the sea surface (Weckwerth et al., 1999). Previous studies have shown that convective rolls contribute half, or even much more, of the total momentum flux in hurricanes, and can reinforce air-sea interactions (Morrison et al., 2005). In Adrian, the wind is stronger along downward branch of the rolls due to higher momentum air transport from the cold conveyor belt (Lfarh et al., 2023).

The transport of momentum, heat and moisture by convective rolls in the boundary layer could influence surface fluxes. This raises the question of how these fluxes in turn affect the characteristics of the rolls. Exchanges at the air-sea interface strongly influence the thermodynamic conditions of the atmosphere. Heat fluxes, in particular, are among the diabatic processes involved in the development of extra-tropical cyclones. Previous studies have shown that the release of latent heat during condensation processes can strengthen vorticity at lower levels, and therefore contribute to the cyclogenesis (Booth et al., 2012; Ludwig et al., 2014). As well as their mesoscale impact, air-sea interactions play a significant role in modulating surface wind speeds during windstorms. Schultz et Sienkiewicz (2013) suggested that heat fluxes promote shallow convection and facilitate wind mixing from the upper boundary layer towards the surface.

Turbulent fluxes at the air-sea interface occur on spatial and temporal scales too small to be explicitly resolved in numerical weather prediction models, and are therefore parameterized. The importance of air-sea interactions has led to widespread interest in improving their representation in numerical weather prediction systems (Lewis et al., 2019a). To date, many uncertainties persist in flux measurements at the air-sea interface, particularly in high wind situations. Flux measurements are limited to a wind speed of about  $20 \text{ m s}^{-1}$ . This may explain the underestimation of near-surface wind speed in windstorms compared to in situ and satellite observations (Pineau-Guillou et al., 2018). Although direct measurements from ocean buoys, GPS dropsondes and airborne radar can be employed to quantify surface fluxes under strong wind conditions, the scarcity of such observations presents major challenges for model validation (Richter et Stern, 2014; Zou et al., 2018). In addition, the air-sea interface becomes more complex under strong wind conditions, with the presence of foam and sea spray resulting from breaking waves. These factors make measuring and modeling turbulent fluxes all the more difficult (Emanuel, 2003; Sroka et Emanuel, 2021).

Theoretical studies and numerical simulations have shown that the microphysical processes governing the generation and evaporation of sea spray can have a significant impact on air-sea exchanges. In strong winds, breaking waves at the air-sea interface can produce large quantities of spray droplets. As they float in the air, spray droplets carry a large amount of energy due to their speed and abundance, generating more intense momentum fluxes (Veron et al., 2012; Sroka et Emanuel, 2022). In addition, sea spray has the effect of cooling the air and transferring latent heat to the atmosphere when it evaporates, creating favorable conditions for more powerful heat exchange between the sea surface and the atmosphere (Andreas et al., 2015; Jeong et al., 2012). Using a coupled ocean-wave-atmosphere model, Zhao et al. (2017) found that sea spray caused an increase in cyclone intensity by strengthening air-sea fluxes. Sroka et Emanuel (2021) concluded that the inclusion of sea spray in turbulent flux parameterizations is crucial in extreme wind situations.

The Mediterranean is an ideal test-bed for investigating these complex surface processes under strong wind situations. Regional winds bring cold, dry continental air over the warm waters of the Mediterranean, leading to intense air-sea interactions (Flamant, 2003). In this cyclogenesis-prone region, low-pressure systems are not only maintained, but also reinforced by exchanges resulting from variations in temperature and humidity between the atmosphere and the sea (Jansà et al., 1994). Unlike tropical cyclones and Atlantic windstorms, there are few studies devoted to the role of surface turbulent fluxes in the mesoscale dynamics of Mediterranean windstorms. Furthermore, the impact of these fluxes on fine-scale processes is largely unknown for extra-tropical cyclones. The main objective of this study is to examine how turbulent fluxes at the air-sea interface affect the formation and organization of convective rolls and, hence, surface winds during the Mediterranean windstorm Adrian. To achieve this purpose, sensitivity tests to different parameterizations of turbulent fluxes are carried out using LES.

The paper is structured as follows : Section 5.2.2 briefly presents the modeling strategy, the parameterizations used to calculate turbulent fluxes and the analysis tools. Section 5.2.3 examines the influence of turbulent fluxes at the mesoscale, particularly on changes in the trajectory and intensity of the windstorm. Section 5.2.4 investigates the effects of parameterizations on fine scale convective rolls and surface winds before discussing the impact of each turbulent flux independently of the others. Finally, section 5.2.5 summarizes the main results.

## 5.2.2 Methods

### Numerical configuration and sensitivity experiments

Two reference simulations, a mesoscale one and the other a LES, are carried out with the Meso-NH non-hydrostatic atmospheric model (Lac et al., 2018) to study the strong mesoscale winds in windstorm Adrian and the fine-scale processes responsible for their transport to the surface, respectively. Both simulations share the same vertical grid with 72 levels reaching 22 km and a finer grid spacing near the surface (10 m at the first level). They are initialized

at 0600 UTC on October 29, 2018 from the operational analysis of the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) and run for 15 h.

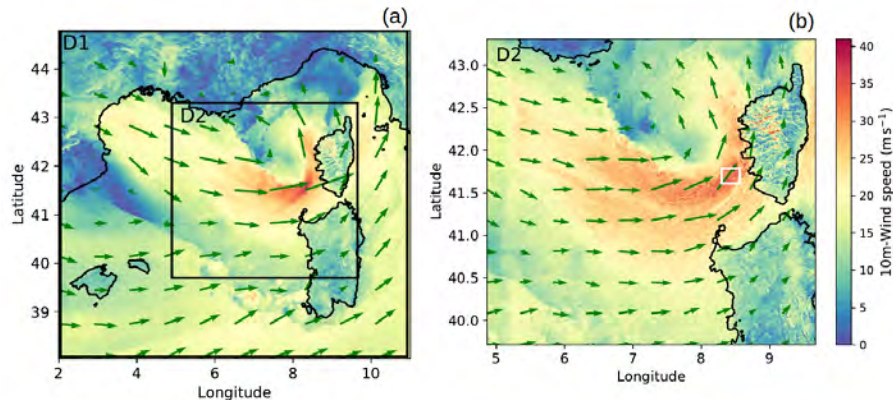


FIGURE 5.1 – Wind speeds at 10 m height at 1530 UTC, from reference simulations at 1000 m (a) and 200 m (b) horizontal resolution. The black squares represent the D1 and D2 domains in (a). The wind direction at 10 m is represented by the green arrows. In (b), the white square indicates the zoomed-in area of 20 by 20 km shown in Figure 5.5.

The mesoscale simulation covers a domain centered on the western Mediterranean (domain D1 in Figure 5.1a) with a horizontal grid spacing of 1000 m allowing explicit representation of deep convection. The LES is nested in the mesoscale simulation using a one-way nested method. It has a horizontal grid spacing of 200 m over a large domain covering part of the Mediterranean Sea and the whole of Corsica (domain D2 in Figure 5.1b). Both simulations are based on the same parameterization schemes, except for three. The mesoscale simulation uses the fifth-order WENO (weighted essentially non-oscillatory) advection scheme for momentum variables (Shu et Osher, 1988), the EDMF (eddy-diffusivity mass flux) parametrization of Pergaud et al. (2009) for shallow convection, and the 1D version of the scheme of Cuxart et al. (2000) for turbulence. In the LES, the EDMF parameterization is deactivated, as convection is explicitly represented, and a more accurate fourth-order centered advection scheme is used along with a 3D version of the turbulence scheme. For further details on the simulation configuration, the reader is referred to Lfarh et al. (2023).

Sensitivity experiments to turbulent fluxes at the air-sea interface are carried out at both scales based on the two reference simulations. In order to assess the impact of turbulent flux parameterizations on the evolution of the Adrian storm at mesoscale, a first series of sensitivity experiments are performed with a horizontal grid spacing of 1000 m on the D1 domain. These simulations are initialized at 1200 UTC from the reference simulation and run for 6 h, including the development and intensification phase of windstorm Adrian. To shed light on the impact of turbulent exchanges between the air and the sea on the convective rolls that bring strong winds to the surface, a second series of sensitivity experiments is performed at a horizontal resolution of 200 m on the D2 domain. These experiments are also initialized from the reference simulations and conducted over a short period from 1500 UTC to 1530 UTC, when the windstorm reached

TABLE 5.1 – Configuration of air-sea turbulent flux sensitivity experiments including the main parameterization schemes used.

Simulation	Grid mesh (m)	Advection	Shallow conv.	Turbulence	Air-Sea fluxes
Coare1	1000	WENO	Yes	1D	COARE
Andreas1	1000	WENO	Yes	1D	ANDREAS
Ecume1	1000	WENO	Yes	1D	ECUME6
Wasp1	1000	WENO	Yes	1D	WASP
Coare2	200	CEN4TH	No	3D	COARE
Andreas2	200	CEN4TH	No	3D	ANDREAS
Ecume2	200	CEN4TH	No	3D	ECUME6
Wasp2	200	CEN4TH	No	3D	WASP
NoM	200	CEN4TH	No	3D	No momentum fluxes
NoH	200	CEN4TH	No	3D	No sensible heat fluxes
NoLE	200	CEN4TH	No	3D	No latent heat fluxes

its maximum intensity.

Surface-atmosphere interactions are managed by a surface modeling platform called SURFEX (Surface Externalised), which is coupled to Meso-NH (Masson et al., 2013). This platform integrates several physical models that deal with the different characteristics of the surface of the Earth. In reference simulations, turbulent air-sea exchanges are represented by default using the COARE3 (Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment) parameterization (Fairall et al., 2003). Other parameterizations of air-sea exchanges widely used are tested at both 1000 m and 200 m resolutions and are described hereinafter. In addition to the different parameterizations, three other sensitivity experiments to momentum and heat fluxes are performed in this study. The aim is to isolate the impact of each type of fluxes on convective rolls and surface winds. Using the COARE3 reference parameterization, the NoM, NoH and NoLE simulations are performed at a horizontal resolution of 200 m, with momentum, sensible heat and latent heat fluxes set to zero, respectively. The simulations are labelled according to the name of the parameterization used, followed by "1" and "2" to refer to the horizontal resolutions of 1000 and 200 m. The model configuration for each simulation is summarized in Table 5.1.

### Parameterizations of turbulent fluxes at the air-sea interface

Parameterizing turbulent fluxes consists in defining a formulation of turbulent fluctuations close to the surface. The formulation takes into account all processes at the air-sea interface that can impact the fluctuations, such as waves, sea spray, etc. Air-sea fluxes are calculated on the basis of the Monin et Obukhov (1957) similarity theory, enabling the estimation of fluxes generated by complex turbulent processes in the boundary layer as a function of mean model parameters. These parameters are based on global or bulk aerodynamic algorithms (Liu et al., 1979). The parameterizations calculate turbulent fluxes as follows :

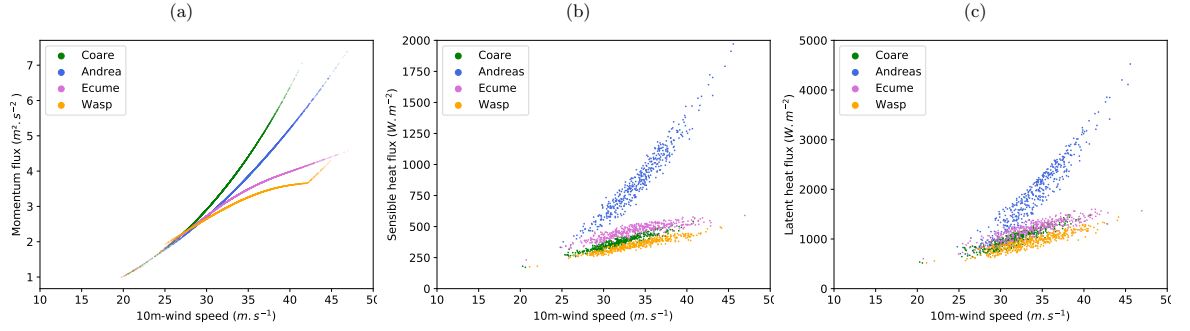


FIGURE 5.2 – Turbulent fluxes of (a) momentum, (b) sensible and (c) latent heat as a function of wind speed at 10 m from the Coare2 (green), Andreas2 (blue), Ecume2 (pink) and Wasp2 (orange) simulations at 1530 UTC. Turbulent fluxes are calculated at each grid point on the zoom represented by the white square on Figure 5.1b.

$$\begin{aligned}
 \tau_{\text{bulk}} &= \overline{\rho w' u'} = -\rho u_*^2 \\
 H_{\text{bulk}} &= \rho c_p \overline{w' \theta'} = -\rho c_p u_* \theta_* \\
 LE_{\text{bulk}} &= \rho L_v \overline{w' q'} = -\rho L_v u_* q_*
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

where  $\tau$  is the momentum flux,  $H$  the sensible heat flux and  $LE$  the latent heat flux.  $\rho$  is the air surface density,  $c_p$  the heat capacity of air at constant pressure and  $L_v$  the latent heat of vaporization.  $u_*$ ,  $\theta_*$  and  $q_*$  are scaling parameters for momentum, potential temperature and humidity, respectively. Bulk algorithms are based on the determination of constants called exchange coefficients (or aerodynamic coefficients), which establish a relationship between turbulent fluxes and mean parameters. Turbulent fluxes are defined as a function of vertical gradients of wind speed  $\Delta U$ , potential temperature  $\Delta \theta$  and humidity  $\Delta q$ , with  $C_D$ ,  $C_H$  and  $C_E$  the exchange coefficients for momentum, sensible heat and latent heat, respectively :

$$\begin{aligned}
 \tau &= -\rho C_D \Delta U^2 = -\rho C_D (U_a - U_s)^2 \\
 H &= -\rho c_p C_H \Delta U \Delta \theta = -\rho c_p C_H (U_a - U_s) (\theta_a - \theta_s) \\
 LE &= -\rho L_v C_E \Delta U \Delta q = -\rho L_v C_E (U_a - U_s) (q_a - q_s)
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

where the  $a$  index corresponds to the first atmospheric level, and the  $s$  index to the sea surface.

Even though all parametrizations are based on the same theory, they differ from one another. Each parametrization uses its own stability function and closure assumption, allowing simplified consideration of complex variations in the near-surface atmosphere. The formulations of turbulent flux parametrizations differ in their expressions of exchange coefficients and roughness length calculations, and also in the way they do or do not take into account the effects of specific physical processes (Brunke et al., 2003). In this article, four well-established parameterizations are used : COARE3.0 (Fairall et al., 2003), ANDREAS (Andreas et al., 2015), ECUME6, the sixth version of Exchange Coefficient Unified Multi-campaign Experiments used operationally by Météo-France (Belamari, 2005), and WASP (Wave-Age Stress dependant Parametrization) (Sauvage et al., 2020). They are detailed in Appendix A.

Differences between parameterizations are illustrated at 1530 UTC, when wind speeds reaching  $40 \text{ m s}^{-1}$  occur in a narrow belt along the south flank of the low-pressure center (white square in Figure 5.1b). The momentum, sensible and latent heat fluxes are represented in Figure 5.2 as a function of wind speed at 10 m. For all four parameterizations, momentum fluxes show a similar increase with wind speed for speeds below  $30 \text{ m s}^{-1}$  (Figure 5.2a). At speeds above  $30 \text{ m s}^{-1}$ , they diverge depending on the parameterization used. The strongest momentum fluxes are produced by the COARE and ANDREAS parameterizations. In contrast, ECUME and WASP show a relatively similar evolution under strong wind conditions, characterized by lower fluxes of momentum, with a tendency to saturation at speeds above  $30 \text{ m s}^{-1}$ . This contrast shows the impact of accounting or not for the saturation of the drag coefficient when wind speed exceeds  $30 \text{ m s}^{-1}$ . The differences between sensible and latent heat flux parameterizations become apparent at speeds of  $20 \text{ m s}^{-1}$  and above. The COARE, ECUME and WASP parameterizations show similar heat fluxes at high speeds, varying between  $200$  and  $500 \text{ W m}^{-2}$  for sensible heat fluxes, and between  $500$  and  $1500 \text{ W m}^{-2}$  for latent heat fluxes. ANDREAS reveals large deviations for wind speeds in excess of  $20 \text{ m s}^{-1}$ , illustrating the impact of the sea spray included in the parameterization. This translates into fluxes in excess of  $2000 \text{ W m}^{-2}$  and  $4000 \text{ W m}^{-2}$  for sensible and latent heat respectively, at wind speeds in excess of  $45 \text{ m s}^{-1}$ .

### Auto-correlation function

As in Lfarh et al. (2023) fine-scale wind speed structures associated with the Adrian storm are characterized using the spatial auto-correlation function (ACF). The ACF is a statistical approach commonly used to assess the spatial variability of turbulence organization in the atmospheric boundary layer, defining the main shape, direction and characteristic size of structures (Lohou et al., 1998b; Brilouet et al., 2023). In practice, ACF measures the correlation of a variable with itself at spatial positions shifted along the  $x$  and  $y$  directions. In this case study, the 2D ACF  $R_F(\delta_x, \delta_y)$  is calculated from the vertical wind speed fields  $F(x, y)$  at lags  $\delta_x$  and  $\delta_y$ , using the method of Granero Belinchon et al. (2022) as follows :

$$R_F(\delta_x, \delta_y) = \langle F(x, y) \times F(x + \delta_x, y + \delta_y) \rangle \quad (5.3)$$

where  $F(x, y)$  is the field value at position  $(x, y)$ ,  $F(x + \delta_x, y + \delta_y)$  is the field value at a position lagged by  $(\delta_x, \delta_y)$  from  $(x, y)$  and  $\langle \dots \rangle$  denotes the spatial average.

The first step is to extract the main shape of the structures, which can be either elliptical, suggesting the presence of convective rolls, or circular, as in the case of convective cells. The analysis is based on the integral length  $L_{es}$ , defined as the integral of the ACF where the field  $F(x, y)$  remains correlated with itself.  $L_{es}$  is calculated in different directions to detect possible anisotropy (Lohou et al., 2000). The geometry of the structures can be determined by fitting the set of points corresponding to  $L_{es}$ . An elliptical fit indicates an elongated, elliptical structure,

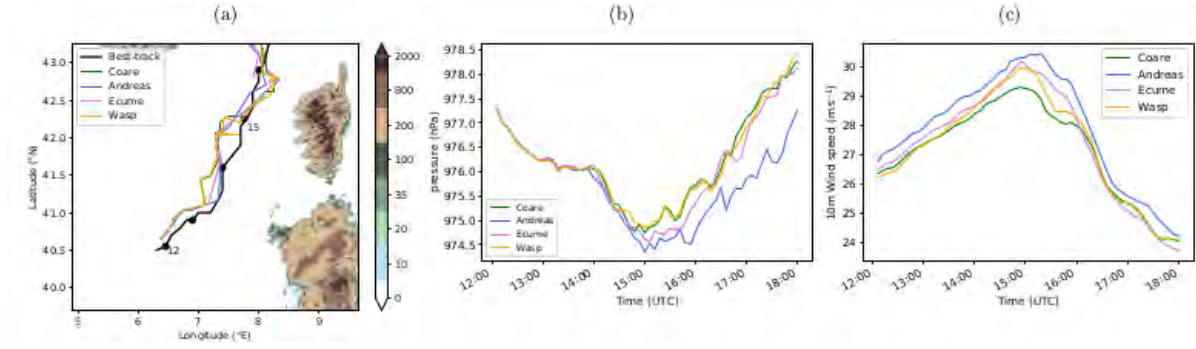


FIGURE 5.3 – (a) Trajectories of Adrian as observed (black line) and simulated by Coare1, Andreas1, Ecume1 and Wasp1 (colored lines) every 15 min between 1200 and 1700 UTC. The black circular markers indicate the position observed every hour. Terrain height is shown in color. The best observed track is estimated from the center of the cyclonic cloud roll-up on the Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager (SEVIRI) High Resolution Visible (HRV) satellite image, while simulated trajectories are estimated from the position of the lowest mean sea-level pressure. (b) Temporal evolution of minimum pressure at sea level and (c) 99th percentile wind speed at 10 m over sea. The evolutions are calculated over the sea part of the D2 domain between 1200 and 1800 UTC.

while a circular fit suggests a circular structure. In a second step, the geometric parameters of the structure are determined, including the major axis  $r_a$  and the minor axis  $r_b$ . These two axes are used to quantify the flatness parameter  $f$  calculated as follows :

$$f = \frac{r_a - r_b}{r_a} \quad (5.4)$$

where  $r_a$  and  $r_b$  are the major and minor radii of the structure, respectively. This parameter is used to distinguish the roll structures, where  $f$  tends towards 1, from the cellular structures, where the parameter tends towards 0. The third step is to estimate the length scale of the organized structure  $L_{os}$ , which represents its characteristic size. This length is defined as the distance between two correlation maxima in the ACF.

### 5.2.3 Impact of surface fluxes on the mesoscale dynamics

The effects of the four parameterizations are assessed here on the evolution of windstorm Adrian at mesoscale. On the morning of October 29, 2018, a large low-pressure system intensified into windstorm Adrian in the western Mediterranean as a result of baroclinic interaction. The observed (best-track) and simulated trajectories from the Coare1, Andreas1, Ecume1 and Wasp1 simulations are shown over the D2 domain from 1200 to 1700 UTC (Figure 5.3a), until the cyclone moves out of the domain and arrives on land. At 1200 UTC, Adrian is located to the west of Sardinia, then moves northwards along a meridional trajectory. It approaches Corsica between

1500 and 1600 UTC. All simulated trajectories remain close to the best track, demonstrating the ability of the model to capture the trajectory of Adrian. Furthermore, the simulated trajectories remain close to each other despite slight positional shifts. This suggests that the track of Adrian over this short period does not depend much on the air-sea flux parameterization used, but is mainly determined by the baroclinic interaction.

Temporal evolutions of mean sea level pressure (MSLP) and 99th percentile wind speeds at 10 m over the sea are calculated from 1200 to 1800 on the D2 domain (Figures 5.3b and 5.3c). The evolution of pressure indicates that Adrian intensified rapidly, reaching its maximum intensity between 1500 and 1600 UTC, i.e., 975 hPa in Coare1 (Figure 5.3b). Sensitivity tests in LES are performed during this period, and in the following section, figures will be presented at 1530 UTC. The MSLP begins to rise gradually from 1600 UTC, indicating the beginning of the weakening of Adrian. During the first two hours of pressure evolution, all simulations show a similar tendency. The differences become perceptible from the moment of maximum intensity of the depression. The Ecume1 and Wasp1 simulations show a similar evolution to that of Coare1, despite a slightly more pronounced deepening in Ecume1. Andreas1 shows a distinct evolution and a deeper depression. The pressure difference with the reference simulation does not exceed 0.5 hPa between 1500 and 1600 UTC, but reaches 1.5 hPa at 1800 UTC.

In the early afternoon, wind speeds exceed  $25 \text{ m s}^{-1}$  due to the intensification of the low-pressure system and increase rapidly to reach a peak at around 1500 UTC, with 99th percentile values of  $29 \text{ m s}^{-1}$  for Coare1 (Figure 5.3c). As Adrian weakens, wind speeds gradually decrease until 1800 UTC. Unlike the MSLP, wind speed evolutions show immediate differences at the start of the simulations, becoming more noticeable during the maximum intensification of the depression. The difference reaches  $1 \text{ m s}^{-1}$  in Ecume1 and Wasp1 compared with Coare1, and rises to  $2 \text{ m s}^{-1}$  in Andreas1. The intensity differences obtained with the ANDREAS parameterization are consistent with the results of [Perrie et al. \(2005\)](#) and [Zhang2006](#), who found that including sea spray in the surface fluxes leads to a decrease in surface pressure during windstorms by a few hPa and an increase in surface wind speed by a few  $\text{m s}^{-1}$ . Moreover, as in the case of Adrian, the authors found that sea spray has a minor effect on the windstorm trajectory. As saturation of the drag coefficient is not taken into account in the COARE parameterization, it is not surprising that the Coare1 simulation produces the lowest wind speeds compared with the other simulations. After 1600 UTC, the differences become negligible and reflect an almost identical evolution of wind speeds.

Due to the passage of Adrian near Corsica, stations recorded high wind speeds, particularly in the western and northern coastal stations, where measurements exceeded  $30 \text{ m s}^{-1}$  (Figure 5.4a). To assess the impact of the parameterizations on the capacity of the model to reproduce the observations, a comparative analysis of the different turbulent fluxes parameterizations is performed on 11 coastal stations (markers with large circles on Figure 5.4a). These 11 stations are selected on the basis of two criteria : proximity to the sea and wind speeds exceeding the critical threshold of  $20 \text{ m s}^{-1}$ , at which parameterizations begin to diverge from one to another. Wind speed measurements at 10 m are recorded by the Météo-France surface



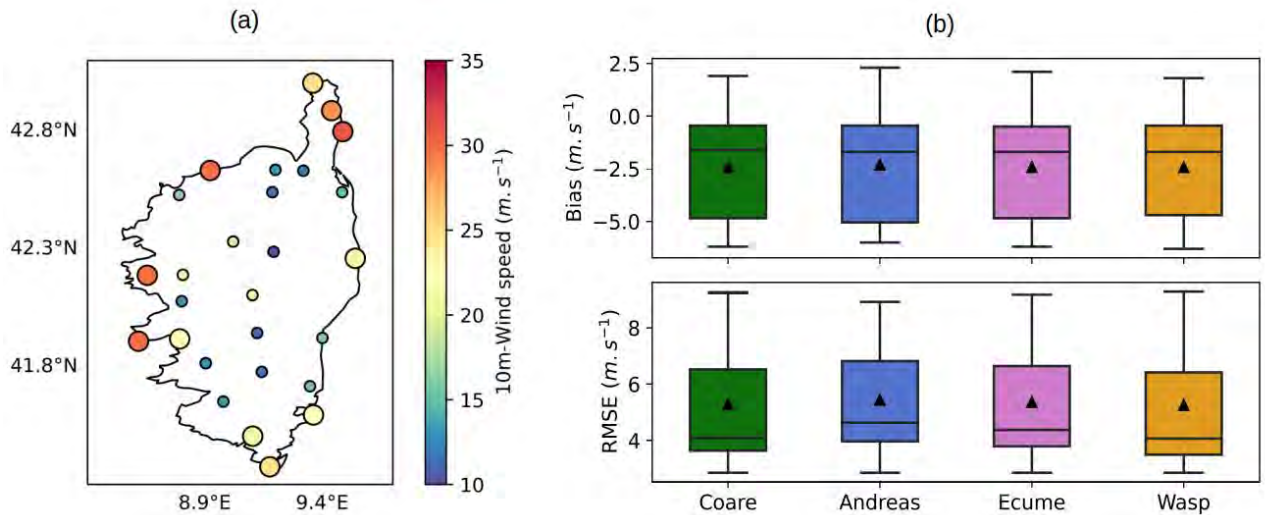


FIGURE 5.4 – (a) Maximum wind speed at 10 m observed between 1200 and 1800 UTC at stations in Corsica. Markers with large circles correspond to coastal stations recording wind speeds exceeding  $20 m \cdot s^{-1}$ . (b) Box plots of the bias and root-mean-square error (RMSE) between simulated and observed wind speeds at the 11 coastal stations, calculated over a period from 1200 to 1800 UTC every 6 min. Boxes represent simulations Coare1, Andreas1, Ecume1 and Wasp1 in green, blue, pink and orange colors, respectively.

weather network at 6-min intervals. To ensure a fair comparison, instantaneous wind speeds from the sensitivity tests are also averaged over a 6-min period, from 1200 to 1800 UTC. For the 11 stations, the simulations show a median bias of around  $-1.7 m \cdot s^{-1}$ , indicating a small underestimation of observed wind speeds. Minor differences are noted in root-mean-square error (RMSE). The median RMSE values are 4.09, 4.93, 4.37 and  $4.06 m \cdot s^{-1}$  for Coare1, Andreas1, Ecume1 and Wasp1, respectively (Figure 5.3b). These results suggest that simulations are somewhat more realistic with the COARE and WASP parameterizations and slightly less with ANDREAS compared to ECUME.

In conclusion, the four simulations reproduce station observations in a similar way, demonstrating that turbulent fluxes at the air-sea interface have little impact on wind speed over land. Over the short 6-h period, the trajectory of the windstorm is unaffected by the choice of surface flux parameterization. This confirms that the trajectory is mainly determined by large-scale flow. Regarding the intensity of Adrian, the ANDREAS parameterization generates a more pronounced low-pressure system, resulting in slightly higher wind speeds compared to the reference simulation Coare1, due to the inclusion of sea spray. Consequently, LES sensitivity tests can be carried out over short periods to assess the impact of turbulent exchanges at the air-sea interface on convective rolls, while preserving mesoscale characteristics of the windstorm.

### 5.2.4 Impact of turbulent fluxes on the finescale

#### Morphology of convective rolls

In the following, the study focuses on a 20 km by 20 km region, representative of the narrow band of strong winds generated on the southern flank of the low-pressure center (white square in Figure 5.1b). Wind speeds lie above  $20 \text{ m s}^{-1}$ , a threshold at which turbulent flux parameterizations begin to diverge (Figure 5.2). The analysis is based on LES simulations, inspecting horizontal and vertical cross-sections of wind speeds (Figure 5.5). In the reference simulation Coare2, the horizontal section (Figure 5.5a) illustrates band-like wind structures where speeds exceed  $48 \text{ m s}^{-1}$ . The structures are approximately oriented in the wind direction from the southwest (red arrows). Horizontal sections are shown at  $z = 200 \text{ m}$ , because the structures are well marked at this altitude. The vertical extent of the structures is roughly equivalent to the height of the boundary layer  $z_i$ , which reaches around 700 m (Figure 5.5b). A regular alternation of upward and downward velocities can be seen on vertical winds (black contours), which is a signature of rolls in the boundary layer. This result is in line with the findings of [Lfarh et al. \(2023\)](#), who showed that the boundary layer in strong wind regions is organized into convective rolls at 1515 UTC in windstorm Adrian. Such structures are observed throughout the narrow belt of strong winds and persist until the weakening phase of the windstorm.

The boundary layer organization in Ecume2 and Wasp2 simulations is similar to the reference simulation (Figures 5.5e-5.5h). The Andreas2 simulation stands out the most. The horizontal section shows coherent structures that are narrower than in Coare2 (Figure 5.5c). The upward and downward motions are more pronounced and extend over a greater vertical distance (Figure 5.5d). Accordingly, the boundary layer height is higher, showing marked fluctuations between 1000 and 1500 m.

The spatial characteristics of the convective rolls are examined in the four simulations using the ACF calculated from the vertical wind speed field at 1530 UTC over the zoomed area shown in Figure 5.5. Figure 5.6 presents vertical profiles of the flatness parameter. According to [Briouet et al. \(2023\)](#) a threshold on the flatness parameter is chosen to distinguish roll structures with  $f > 0.7$  from disorganized structures with  $f < 0.7$ . In Coare2, the flatness parameter reveals the presence of rolls up to  $z=400 \text{ m}$  and a transition into disorganized structures above (Figure 5.6a). The mean wind direction varies slightly with height, from  $60^\circ$  to  $50^\circ$  clockwise, while the roll direction evolves counter-clockwise from  $50^\circ$  to  $70^\circ$ . Below  $z=400 \text{ m}$ , this results in rolls mainly oriented in the wind direction, with a minor difference of around  $10^\circ$  (Figure 5.6b). Accordingly, observational studies have shown that convective rolls are often aligned within 10 to  $20^\circ$  from the mean wind direction ([Atkinson et Wu Zhang, 1996](#); [Foster, 2005](#)). Finally, the size of rolls can be determined up to 400 m height and reaches 2000 m mostly, giving an aspect ratio  $\lambda/z_i$  of 2.73. Altogether, this implies that elliptical roll structures are present below 400 m in Coare2. The morphological characteristics of the convective rolls at 1530 UTC are comparable to those found at 1515 UTC in [Lfarh et al. \(2023\)](#), except that the size of the rolls

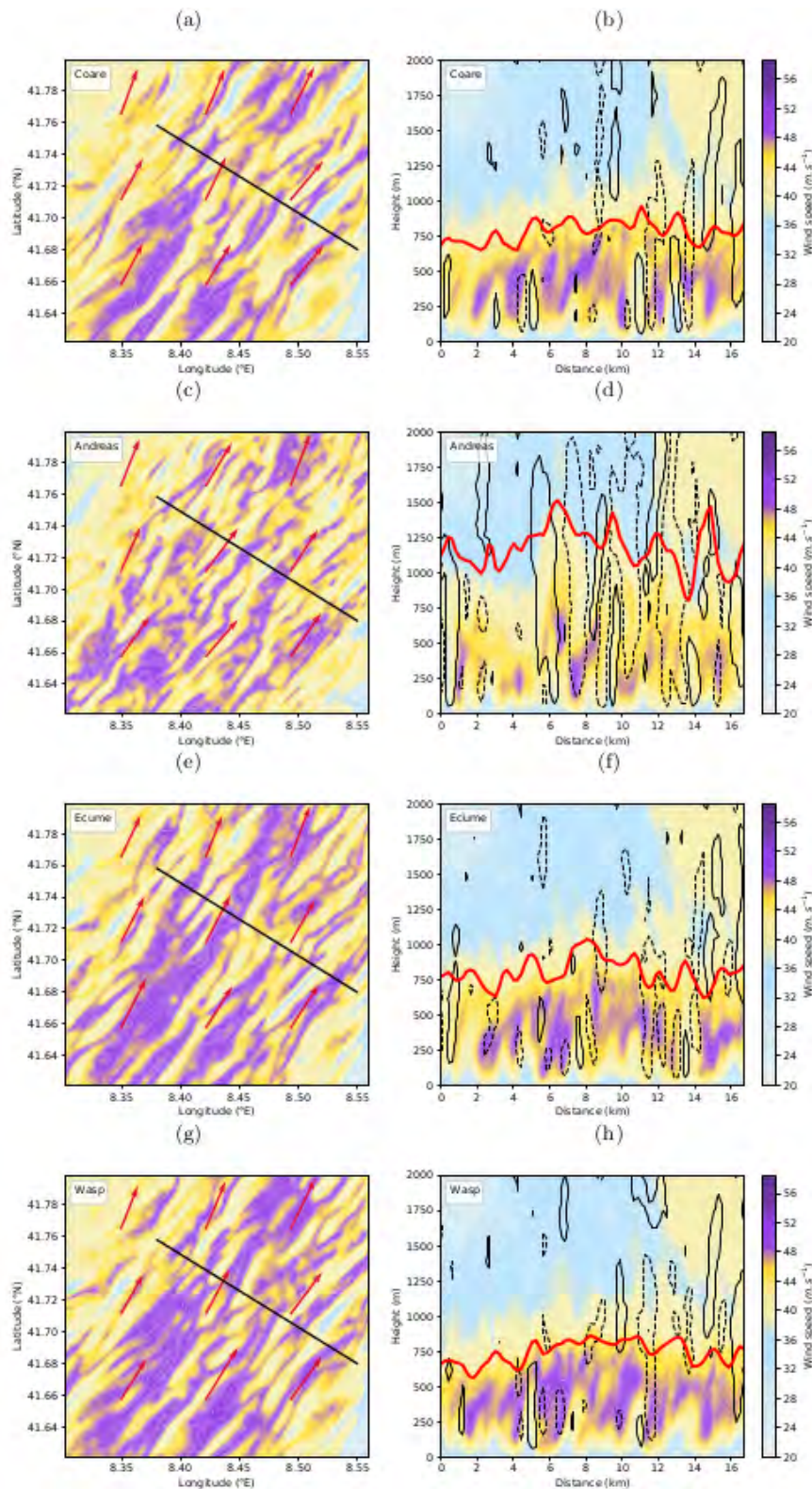


FIGURE 5.5 – (left) Horizontal sections at  $z=200 \text{ m}$  and (right) vertical sections of horizontal wind speed at 1530 UTC from (a, b) Coare2, (c, d) Andreas2, (e, f) Ecume2 and (g, h) Wasp2. The black lines in the horizontal sections shows the location of the vertical sections. The wind direction is shown by the red arrows. The thick red line in the vertical sections corresponds to the height of the boundary layer. Black contours indicate vertical velocity, solid lines correspond to  $1 \text{ m s}^{-1}$  and dotted lines to  $-1 \text{ m s}^{-1}$ .

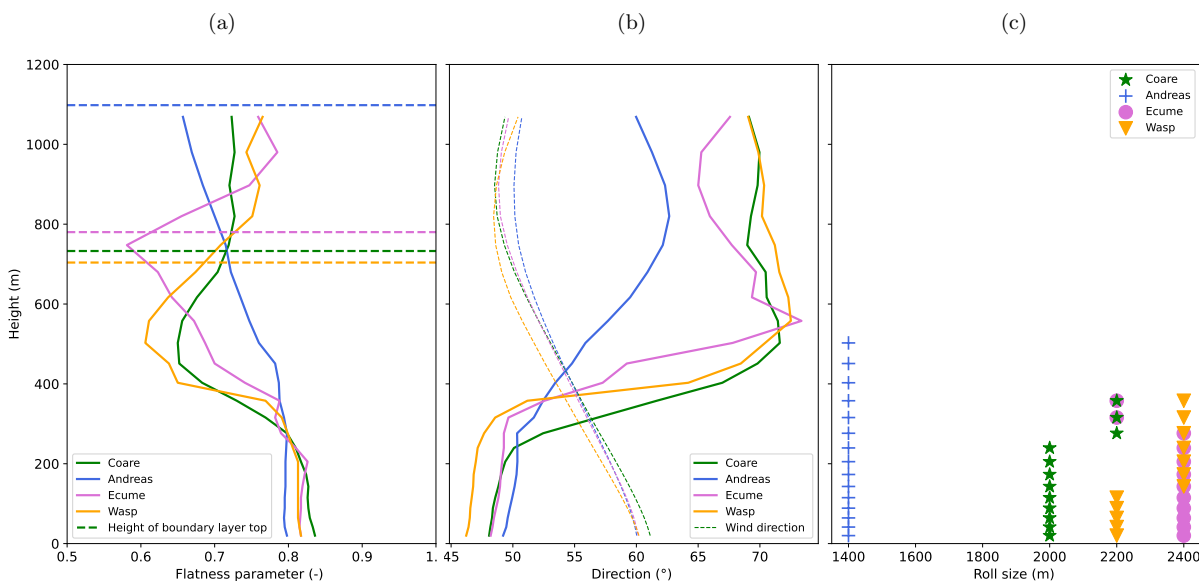


FIGURE 5.6 – Vertical profiles of (a) flatness parameter  $f$ , (b) mean wind direction (dotted curves) and structure direction (solide curves), (c) convective roll size identified from the auto-correlation function at 1530 UTC. Dashed lines in (a) indicate the boundary layer height averaged over the zoomed domain in Figure 5.5 for each simulation.

was slightly larger, reaching 2400 m.

In the Ecume2 and Wasp2 simulations, the size of the convective rolls vary slightly, between 2200 and 2400 m, but remain comparable to that in the reference simulation (Figure 5.6c). The other morphological characteristics are similar (Figure 5.6a, b). For Andreas2, the flatness parameter remains more constant with height, the direction of the rolls is closer to the mean wind direction and their smaller size of 1400 m is uniform over a longer vertical extent of 500 m. The aspect ratio in Andrea2 is 1.27, which indicates that the rolls are narrower in comparison to the height of the boundary layer. Table 5.2 summarizes the descriptive parameters of convective rolls in the different simulations. Altogether, the number of rolls over the narrow band of strong winds (distance of about 20 km) is  $n \approx 10$  in Coare2,  $n \approx 8$  in Ecume2 and Wasp2, and  $n \approx 14$  in Andreas2.

### Vertical wind transport by convective rolls

Over the same region shown in Figure 5.5, the wind speed increases progressively from  $z=1200$  m downward and reaches a maximum near  $z=400$  m, then decreases as approaching the surface (Figure 5.7a). Compared to the other simulations, Andreas2 shows slower winds near  $z=400$  m and above. At the surface, the wind speed ranges from  $30 \text{ m s}^{-1}$  in Coare2 to  $33 \text{ m s}^{-1}$  in Andreas2, while values in Ecume2 and Wasp2 fall between these two extremes. In the Coare2 reference simulation, the virtual potential temperature profile shows a decrease from the surface up to an altitude of 200 m, indicating instability characterized by a warm,

TABLE 5.2 – Descriptive parameters of the boundary layer and of convective rolls in the LES sensitivity tests.

Simulation	L (m)	$z_i$ (m)	$\zeta = -z_i/L$	$\lambda$	$\lambda/z_i$
Coare2	-1453	732	0.50	2000	2.73
Andreas2	-701	1098	1.56	1400	1.27
Ecume2	-1089	780	0.71	2400	3.07
Wasp2	-1331	703	0.52	2400	3.41
NoLE	-1372	692	0.50	1600	2.31
NoH	-1938793	509	0.0002	-	-
NoM	0	854	-	-	-

moist surface layer favorable to convection (Figure 5.7b). Ecume2 and Wasp2 show a similar profile, with slightly higher temperatures in Ecume2. The surface temperature is higher and the vertical gradient is more pronounced in Andreas2, showing a rapid decrease with altitude. This is due to the enhanced surface fluxes of sensible and latent heat, which increase air temperature and humidity.

The boundary layer stability can be assessed with the instability parameter  $\zeta = -z_i/L$ , where L is the length of Monin et Obukhov (1957) and represents the distance above the surface where the production of buoyancy turbulence exceeds that of shear turbulence. Previous studies revealed that in a fully convective boundary, i.e.  $\zeta \gg 1$ , buoyancy dominates turbulence generation throughout the boundary layer (Khanna et Brasseur, 1998; Salesky et al., 2017). The  $\zeta$  values are 0.5, 1.56, 0.71 and 0.52 for Coare2, Andreas2, Ecume2 and Wasp2 respectively (Table 5.2). Therefore, as opposed to other simulations where shear dominates turbulent generation, the enhanced thermal instability by a factor 2–3 in Andreas2 means that turbulence is mostly generated by buoyancy. Furthermore, the instability parameter is widely used to predict roll convection and quantify the effects of shear and buoyancy on roll formation. The obtained values of  $\zeta$  are consistent with results from Weckwerth et al. (1999), which indicate that roll structures appear for  $\zeta < 10$ , and with the recent study of Stopa et al. (2022), which reveals that coherent roll structures occur in a slightly unstable but nearly neutral atmosphere.

While convective rolls pilot vertical motion in the boundary layer, turbulence consisting of irregular eddies is one of the most important transport processes near the surface. This raises the question of the respective roles of convective rolls and turbulent motion in vertical momentum transport. The distinction is estimated here by the separation between resolved motion, which has been shown to consist in organized roll structures, and subgrid-scale motion represented by the turbulence scheme. This assumption likely overestimates the turbulent contribution, because convective rolls are not fully resolved with 200 m horizontal grid spacing (Lfarh et al., 2023).

In Coare2, the sum of resolved momentum fluxes and subgrid-scale momentum fluxes (solid

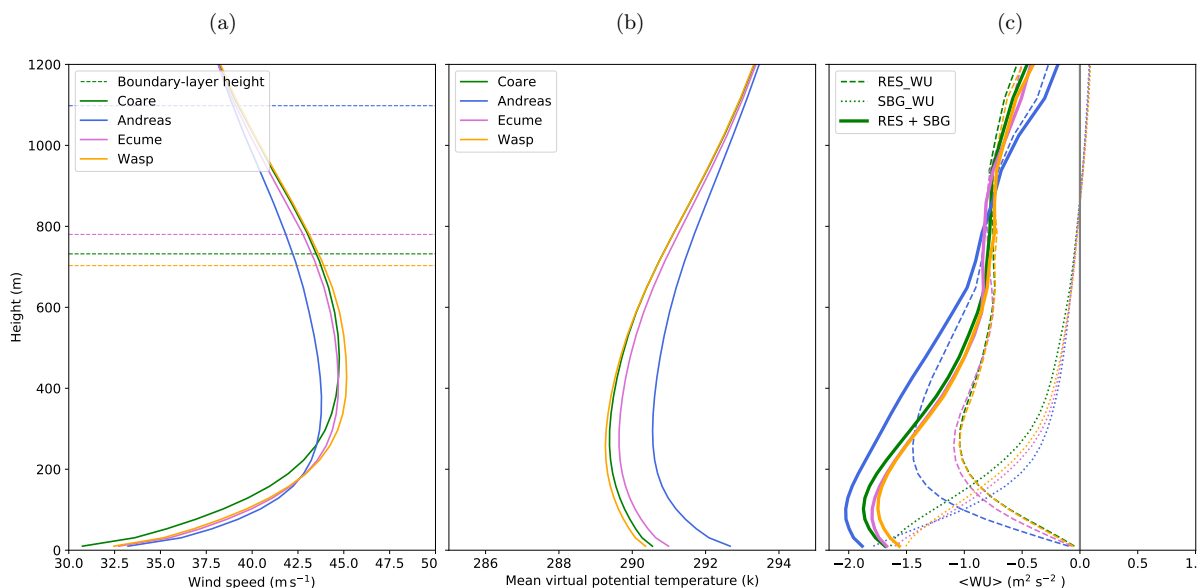


FIGURE 5.7 – Vertical profile of (a) horizontal wind speed, (b) virtual potential temperature and (c) vertical fluxes of zonal momentum at 1530 UTC. The dotted horizontal lines indicate the boundary-layer height in (a). The dashed, dotted and solid lines show the resolved, subgrid and total contributions in (c). The profiles are averaged over the area shown in Figure 5.5.

green line in Figure 5.7c), which corresponds to the total momentum transport, shows a gradual strengthening with decreasing height. Resolved momentum fluxes dominate at altitudes above  $z \approx 200$  m (dashed lines), while they decrease progressively toward the surface and subgrid-scale motion becomes responsible for most of the momentum transport. Vertical profiles in Ecume2 and Wasp2 remain similar to those observed in Coare2. In contrast, vertical profiles in Andreas2 reveal a clear distinction from the other simulations. The total transport is much greater both near the surface and aloft due to stronger resolved momentum fluxes, which dominate down to  $z \approx 100$  m. At  $z = 200$  m, resolved fluxes are enhanced by 40% compared to the reference simulation. This enhanced downward transport in Andreas2 is consistent with the larger vertical extent of convective rolls and can explain the weaker winds in the middle boundary layer and the stronger winds near the surface compared to the other simulations (Figure 5.7a). Interestingly, the enhancement of vertical momentum transport by 40% in Andreas2 compared to Coare2 roughly matches the increase from  $n \approx 10$  to  $n \approx 14$  in the number of rolls over the narrow band of strong winds (or the decrease in their size from  $\lambda = 2000$  m to  $\lambda = 1400$  m). Thus, the transport of momentum per roll is equivalent between the two simulations and the smaller but more numerous rolls in Andreas2 imply a stronger total transport. In contrast, simulations Ecume2 and Wasp2 show values of resolved vertical momentum transport similar to Coare2 but with less, larger rolls ( $n \approx 8$  and  $\lambda = 2400$  m), which also increases the transport of momentum per roll. The contrast can be explained by the weaker surface momentum fluxes in ECUME and WASP compared to the COARE and ANDREAS parameterizations (Figure 5.2a).

To assess the impact of the different parameterizations on horizontal and vertical winds in the middle of the boundary-layer and near the surface, Figure 5.8 shows probability density

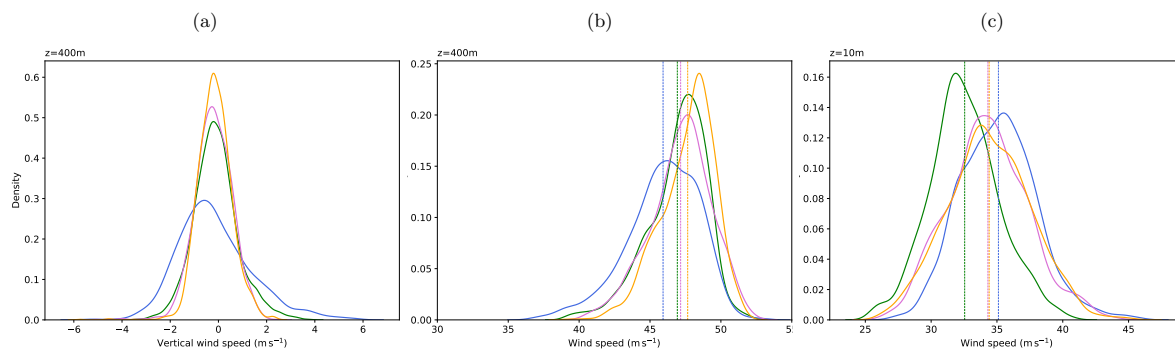


FIGURE 5.8 – Probability density functions (PDFs) of (a) vertical wind speed at 400 m height and horizontal wind speed at heights (b) 400 m and (c) 10 m. The vertical lines indicate the mean values in (b, c). The PDFs are calculated over the area shown in Figure 5.5.

functions at 400 m, where convective rolls begin to form, and at 10 m. As in the reference simulation, Ecume2 and Wasp2 show narrow distributions of vertical wind speeds at  $z=400$  m (Figure 5.8a). The standard deviation values of 0.9 in Coare2 and 0.7  $\text{m s}^{-1}$  in Ecume2 and Wasp2 indicate moderate vertical motion. Andreas2 shows a broader distribution and a standard deviation of 1.5  $\text{m s}^{-1}$  with a peak shifted towards negative velocities. This shows higher variability in vertical velocities, marked by more pronounced upward and downward motions. At  $z=400$  m, the horizontal wind speed is lower in Andreas2 compared to the other parameterizations, with a mean value of 46 instead of 47  $\text{m s}^{-1}$  (Figure 5.8b). The slower wind is explained by the enhanced downward transport of momentum at this altitude. Near the surface, the distribution of wind speeds differs between the simulations. For Coare2, wind speeds are relatively low and this is consistent with the strong surface fluxes of momentum with the COARE parameterization. In contrast, they are significantly higher in Andreas2, averaging 3  $\text{m s}^{-1}$  more than in Coare2. This difference can be explained by the more intense transport in Andreas2 (Figure 5.8c), which thus largely compensates for the strong surface momentum fluxes with the ANDREAS parameterization (Figure 5.2).

In summary, the increase in heat fluxes due to sea spray led to a more important thermal instability at the air-sea interface. This instability generates more intense vertical circulations in the boundary layer, leading to the formation of more and smaller convective rolls, over a larger vertical extent than in the reference simulation. As a result, momentum transport to the surface increases significantly, leading to stronger surface wind speeds than those found with other parameterizations.

### Individual contribution of surface fluxes

The findings presented in the previous section suggest that surface heat fluxes contribute significantly to the organization of convective rolls and surface winds in combination with surface momentum fluxes. This section focuses on the NoH, NoLE and NoM simulations to determine the role of each kind of turbulent flux separately from the others. Without latent

heat flux (NoLE), the boundary layer organization into convective rolls (Figures 5.9c and 5.9d) is similar to that of Coare2 (Figures 5.9a and 5.9b). In the absence of sensible heat flux (NoH), strong wind speeds in the form of a large packet are confined between  $z=250$  m and a lower boundary layer height of around  $z=500$  m (Figures 5.9e and 5.9f). The boundary layer is devoid of alternating upward and downward motions. This is due to reduced heating of the surface layer, which is typically responsible for convection and thus affect vertical motion. Without momentum flux (NoM), the wind speed is strongly enhanced (higher locally than  $55 \text{ m s}^{-1}$ ) and disorganized, reaching lower levels because friction forces are not taken into account (Figures 5.9g and 5.9h).

The evolution of roll morphological parameters in Coare2, NoH, NoLE and NoM is evaluated every minute for the full 30-min duration of the simulations to assess their persistence in response to surface fluxes. The elliptical shape of the coherent structures is retained over time in Coare2 with a flatness parameter  $f$  superior to 0.7 (Figure 5.10a). The difference between wind and structure directions does not exceed  $20^\circ$  (Figure 5.10b). Overall, characteristic roll sizes fluctuate between 2000 and 3000 m, with an average of around 2100 m over 30 min (Figure 5.10c). Note that roll sizes are calculated with an accuracy of 200 m, i.e., the resolution of the simulations. The NoLE simulation shows a similar evolution for all parameters, albeit with a modest deviation from Coare2, particularly at 1530 UTC. Convective rolls in NoLE are on average slightly larger than in Coare2 with a size of around 2300 m. The divergences from the reference simulation are immediately apparent in NoM, whereas they appear after about 5 min in NoH. In both simulations, the flatness parameter tends towards very low values, and the structures become misaligned with the wind direction. Given that characteristic sizes are defined for structures with a flatness parameter greater than 0.7, the ACF indicates that there is no spatial periodicity in the vertical velocity field. Consequently no roll structures are present after a few minutes of simulation.

Vertical wind speed profiles in the NoH and NoLE simulations are comparable to the reference simulation Coare2, with a slightly sharper decrease toward the surface in NoH (Figure 5.11a). In contrast, the NoM profile remains clearly distinct, with high wind speeds remaining almost uniform in the lower boundary layer. Unlike NoLE, which shows a decrease with height in virtual potential temperature in the first levels similar to Coare2, NoH is distinguished by a profile that maintains an almost constant virtual potential temperature, reflecting a nearly neutral atmosphere (Figure 5.11b). The instability parameter  $\zeta$  tends to zero in that case, implying that shear is the main source of turbulence in the boundary layer (Table 5.2).  $\zeta$  is no longer relevant in NoM. A value of  $\zeta=0.50$  in NoLE, as in Coare2, suggests that latent heat fluxes have weak impact on atmospheric instability and therefore on the formation of convective rolls. Although stability conditions are comparable, the momentum transport is somewhat weaker in NoLE (Figure 5.11c). This is attributed to the slightly higher roll size in NoLE, which results in fewer rolls in the region. In NoH, resolved fluxes remain limited compared to the Coare2 simulation and result in lower total transport, particularly at altitudes below 400 m where convective roll structures are more pronounced in the reference simulation. Moreover, turbulence becomes dominant in transport at higher altitude than in Coare2. Finally, the



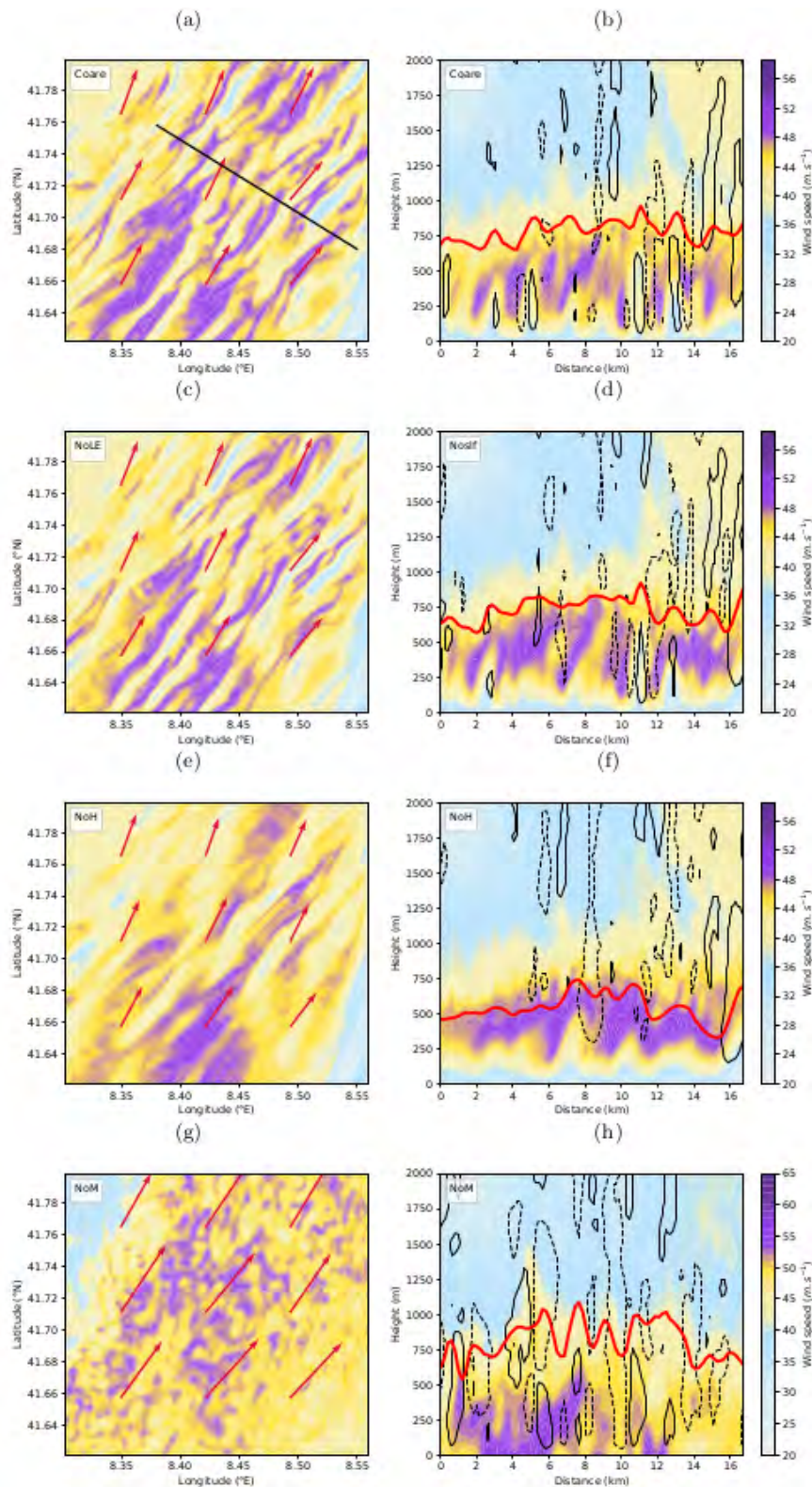


FIGURE 5.9 – As in Figure 5.5, for (a, b) Coare2 (c, d) NoLE, (e, f) NoH and (g, h) NoM. For clarity, the color bar of wind speeds is scaled differently in NoM.

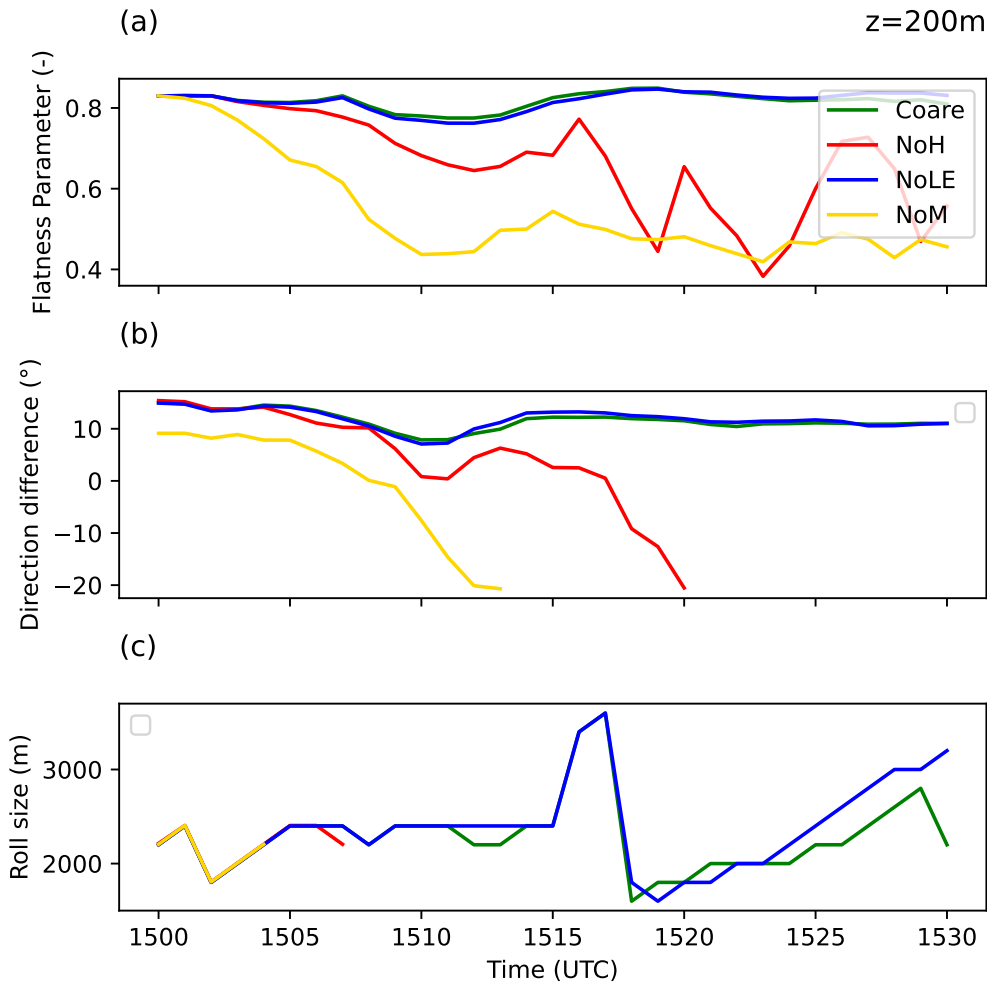


FIGURE 5.10 – Temporal evolution of (a) flatness parameter, (b) direction and (c) structure size at  $z=200$  m, for Coare2 (green), NoH (red), NoLE (blue) and NoM (gold).

vertical transport profile in NoM is completely different from other simulations and vanishes near the surface due to the absence of momentum fluxes.

In short, the absence of sensible heat flux results in nearly neutral atmospheric conditions, inhibiting convection and hence the formation of convective rolls even in the presence of strong winds and intense shear. Consequently, momentum transport is considerably reduced, and is mainly controlled by subgrid-scale fluxes. Likewise, without momentum fluxes, wind shear is impacted, rapidly slowing down the formation of rolls. However, in the absence of latent heat fluxes, the convective rolls characteristics remain similar to the reference simulation.

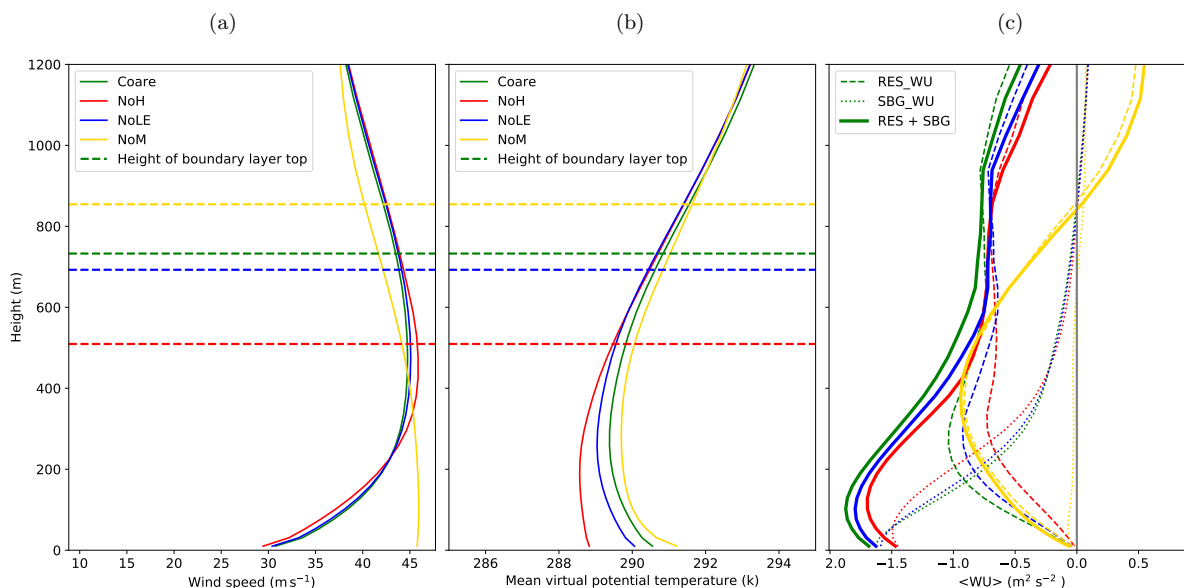


FIGURE 5.11 – As in Figure 5.7, for Coare2, NoH, NoLE and NoM.

## 5.2.5 Conclusions

Ensuring an accurate representation of air-sea fluxes is crucial to a better understanding of the marine atmospheric boundary layer dynamics. However, uncertainties persist in the parameterization of fluxes during windstorms, due to the lack of observations for wind speeds above  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Such strong winds occurred during the passage of the Mediterranean cyclone Adrian studied here. The main objective of this study is to investigate the role of air-sea fluxes in the formation of fine-scale convective rolls using large eddy simulations (LES) run with the Meso-NH atmospheric model. Convective rolls, rarely studied in mid-latitude windstorms, have been shown to be involved in the downward transport of strong winds and the formation of maximum surface wind gusts associated with Adrian.

First, the impact of four air-sea flux parameterizations on mesoscale windstorm development is examined, using convection-permitting simulations over a period of 6-hours. The parameterizations used differ in the formulation of surface fluxes of latent heat, sensible heat and momentum, and also in the way they take into account the effects of physical processes such as sea spray. The choice of surface flux parameterization does not affect the windstorm trajectory. This shows that, on this relatively short time scale covering the mature phase of cyclogenesis, the windstorm trajectory is mostly driven by the large-scale flow. However, the windstorm intensity shows a slight sensitivity to the inclusion of sea spray effects in heat fluxes, which reinforce heat fluxes. As a result, surface pressure drops by a few hPa more than in the other simulations, leading to a slight increase in surface wind speed.

Second, the impact of the four parameterizations on the development and organization of the convective rolls is examined through LES performed at a horizontal grid spacing of 200 m. Convective rolls are systematically formed in the strong wind region due to dynamic and ther-

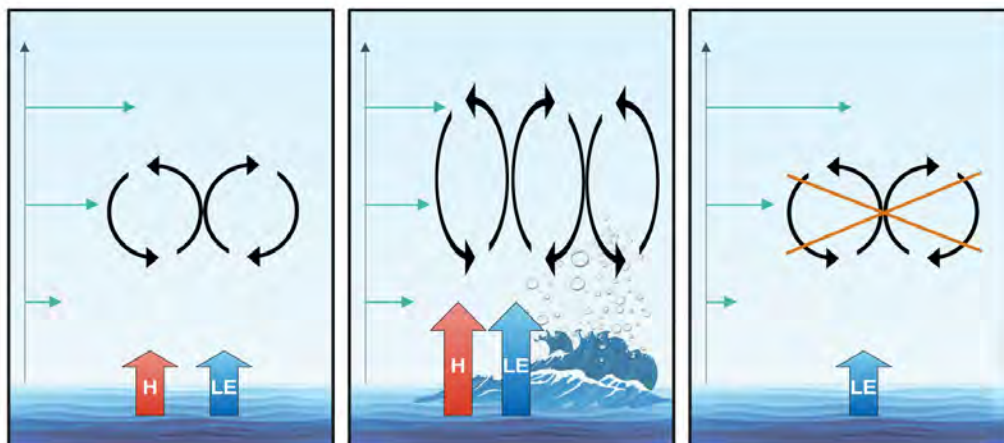


FIGURE 5.12 – Summary of the main results of the paper. Red and blue vertical arrows represent surface sensible and latent heat fluxes, respectively, while green horizontal arrows represent the background wind shear and circling arrows represents convective rolls. See text for details.

mal instabilities, whatever the air-sea flux parameterization used. A schematic (Figure 5.12) summarizes the main results relative to the sensitivity of convective rolls to surface fluxes. When heat fluxes are moderate, rolls are characterized by sizes of around 2000 m and extend vertically to the middle of the boundary layer (Figure 5.12, left panel). However, the morphological characteristics of the rolls are significantly influenced by surface fluxes, in particular the increased heat fluxes resulting from sea spray. Stronger heat fluxes lead to more important thermal instability at the air-sea interface. Hence, convection-induced vertical motions become more pronounced in the boundary layer. The convective rolls formed in such conditions are of reduced size, greater in number, and exhibit a higher vertical extent (Figure 5.12, middle panel). With this organization, the vertical transport of momentum by the convective rolls is increased by 40% and persists closer to the surface, before turbulence takes over. This results in higher surface wind speeds, although surface momentum fluxes are also strengthened by sea spray. This increase in vertical momentum transport approximately matches the increase in roll number, which leaves the transport per roll unaltered. Hence, it is assumed that the transport in the presence of sea spray is enhanced by the larger number of rolls. Furthermore, the stronger atmospheric instability results in a deeper boundary layer. This allows the rolls to form over a wider vertical extent and, consequently, to transport additional momentum from higher altitudes.

Third, the respective role of surface latent heat, sensible heat and momentum fluxes is disentangled by performing LES sensitivity tests. Even in the absence of latent heat flux, convective rolls continue to form and retain similar characteristics, although their size is slightly affected. This indicates that latent heat fluxes have little impact on roll organization. In contrast, convective rolls quickly disappear without sensible heat fluxes (Figure 5.12, right panel). They also disorganize within a few minutes without surface momentum fluxes. Both of these fluxes are directly responsible for the combination of thermal and dynamic instability required to form

and maintain convective rolls.

As shown in previous studies (Li et al., 2021; Lfarh et al., 2023), a large-scale simulation approach is indispensable for understanding the fine-scale processes responsible for transporting strong winds to the surface, such as the convective rolls in this study. The findings here highlight that, despite sufficient resolution to resolve such processes, an incomplete representation of the physical mechanisms at the air-sea interface under strong wind conditions can lead to significant discrepancies, which can have an impact on wind forecast and, consequently, on the safety of people and property.

The contribution of additional surface processes other than sea spray might be considered in future work. Although foam is regularly observed at the air-sea interface in strong winds, experiments to measure its impact on surface fluxes are relatively recent (Sroka et Emanuel, 2021). The role of foam in convective rolls and surface winds should be assessed and probably a contribution to consider in improving surface flux parameterizations. Apart from the turbulent exchange of air-sea fluxes, wind-wave interactions modify atmospheric and oceanic conditions, which can impact winds during windstorms. Considering the dynamic effects of waves can lead to improved forecasting of wind speeds in storms (Wahle et al., 2017). A first task for further studies is to couple the atmospheric model with a wave model. While surface latent heat exchange does not appear to be crucial for the development of convective rolls, another approach would be to investigate the impact of cloud microphysics, focusing on the effect of evaporative cooling on roll formation and wind transport. It has been shown that evaporative cooling can reduce the buoyancy of air parcels in windstorms, facilitating their descent to the surface and contributing to the amplification of surface wind gusts (Browning et al., 2015; Ludwig et al., 2015).

In this study, all available data, including in-situ observations and satellite images, are exploited to evaluate the different simulations. However, when it comes to winds at sea, these data proved insufficient. Measurements from buoys at sea are lacking in the region of strong winds, and would be extremely useful for completing the validation of the simulations. Although large eddy simulations provide detailed information on fine-scale processes, their evaluation is hampered by the lack of high-resolution observations. In this context, synthetic aperture radar (SAR) satellite images have potential to reveal the details of convective rolls, as demonstrated by Brilouet et al. (2023); Stopa et al. (2022). Such observation may constrain parameterizations of surface fluxes via their control on roll characteristics. Thus, the methodology of LES over large domain developed here should be extended to other case studies. This would be essential to reach more general conclusions about the impact of air-sea fluxes on the transport of strong winds to the surface.

## Appendix A : Description of the turbulent flux parameterizations

The Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment (COARE3.0) (Fairall et al., 2003) used in the reference simulations, is one of the most commonly used parameterizations for interactions at the air-sea interface. COARE3.0 is derived from the COARE2.6 algorithm (Fairall et al., 1996) initially developed from observations made during the TOGA COARE experiment in the North Pacific (Webster et Lukas, 1992). COARE3.0 uses a new formulation for roughness length which slightly increases the fluxes for wind speeds above  $10 \text{ m s}^{-1}$ . The wave effect is taken into account through the roughness length. However, COARE3.0 is mainly valid for wind speeds up to  $20 \text{ m s}^{-1}$  due to the lack of observations for strong wind conditions.

ANDREAS (Andreas et al., 2015) is the only parameterization that distinguishes two different contributions to turbulent heat fluxes : standard air-sea interfacial fluxes and spray fluxes controlled by microphysical processes around the spray droplets. The small droplets are ejected into the atmosphere by bubble bursting at the air-sea interface during wave breaking or by the wave clipping mechanism of strong winds (Veron, 2015). The contribution to heat exchange becomes significant for wind speeds above  $13 \text{ m s}^{-1}$ . The total flux in the presence of sea spray is therefore the sum of the interfacial flux calculated by the bulk method and the flux related to sea spray calculated using the microphysical algorithm described in Andreas (2005). The ANDREAS parameterization was developed with observations including wind speeds up to  $25 \text{ m s}^{-1}$ .

ECUME6 is the new version of Exchange Coefficient Unified Multi-campaign Experiments. This parameterization is developed and used operationally by Météo-France (Belamari, 2005). ECUME6 is based on in-situ measurements of ocean-atmosphere fluxes from different field campaigns, considering strong wind conditions. Contrary to the COARE algorithms, the turbulent exchange coefficients are computed directly from the observations, which makes it impossible to take into account the effect of waves explicitly in the roughness length calculation. In ECUME6, measurements realized by Powell et al. (2003), Donelan et al. (2004) and French et al. (2007) allowed to consider the saturation and decrease of the exchange coefficients for wind speeds higher than  $30 \text{ m s}^{-1}$ .

WASP (Wave-Age Stress dependant Parametrization) (Sauvage et al., 2020) is based on the Coare3.0 and Coare3.5 parameterizations and allows wave growth to be explicitly taken into account in the calculation of roughness length in a wind range between  $5$  and  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Above  $20 \text{ m s}^{-1}$ , the contribution of wave breaking is dominant, so wave age is no longer a sufficient parameter to represent the effect of sea state on surface roughness. Since different mechanisms are involved at low, moderate and high wind speeds, a piecewise continuous description is adopted to describe the Charnock parameter that relates waves and wind stress as a function of sea state. This approach makes it possible to represent the observed decrease in drag coefficient under intense wind conditions.

## **Acknowledgments**

Computer resources for running Meso-NH were allocated by CALMIP through project P20024 and GENCI through project 0111437. This work was supported by the French National Research Agency under grant agreement ANR-21-CE01-0002 and by COST Action CA19109. The authors thank Carlos Granero Belinchon for providing the auto-correlation tools and for the discussions that contributed to the elaboration of a part of the paper and Météo France for making the in-situ observations available online through the MeteoNet application <https://meteonet.umr-cnrm.fr/>. The authors also thank Juan Escobar and Joris Pianezze of the Meso-NH support team for their assistance during this study.

# CONCLUSION

Traditionnellement, les recherches météorologiques sur les tempêtes des moyennes latitudes se sont principalement concentrées sur les grandes échelles spatiales et temporelles, c'est-à-dire synoptique et méso-échelle. À ces échelles, les caractéristiques générales des tempêtes, telles que leur développement, leur trajectoire et leur creusement sont bien comprises. Cependant, les dégâts causés par les tempêtes sont souvent imputables à des rafales de vent dont les processus de formation restent mal connus en raison de leur courte durée et de leur caractère localisé. Ainsi, une meilleure compréhension de ces processus revêt une importance cruciale pour améliorer les prévisions de vent et, par conséquent, pour anticiper et atténuer l'impact des tempêtes sur les vies humaines, les infrastructures, et l'environnement. L'enjeu principal de cette thèse est d'élucider les processus de fine échelle responsables du transport des vents forts vers la surface, à l'aide de simulations réalisées avec le modèle Méso-NH.

Cet enjeu est particulièrement complexe en raison de plusieurs défis inhérents. Tout d'abord, la petite échelle implique des dimensions spatiales et temporelles réduites, requérant une approche innovante, notamment l'utilisation des simulations aux grands tourbillons (*Large Eddy Simulations*, LES) à des résolutions horizontales de l'ordre de la centaine de mètres. Si de telles simulations sont déjà réalisées pour des phénomènes atmosphériques locaux, comme la turbulence, les appliquer à des tempêtes couvrant un millier de kilomètre et se déplaçant à des vitesses élevées s'avère un défi majeur, qui nécessite l'accès à des ressources de calcul importantes pour être appliquées sur de vastes domaines. Une autre contrainte réside dans l'incertitude de la représentation des flux turbulents à l'interface air-mer dans des conditions de vent fort. Bien que de nombreuses études aient évalué l'impact des flux de surface sur le développement des cyclones tropicaux, peu d'entre elles se sont concentrées sur les tempêtes des latitudes moyennes, et rares sont celles qui ont examiné leur influence sur les processus à fine échelle associés au transport des vents forts vers la surface.

L'occasion de mieux comprendre ces processus s'est présentée lorsque la tempête Adrian s'est formée en Méditerranée occidentale le 29 octobre 2018, causant de gros dégâts en Corse. Les observations satellites ont révélé l'approche de la tempête Adrian vers la Corse dans l'après-midi. Simultanément, les observations in-situ des stations Météo-France en Corse ont enregistré des vitesses de vent allant jusqu'à  $30 \text{ m s}^{-1}$ , entre 1500 et 1600 UTC. L'enjeu de cette thèse se décompose en trois objectifs.

## **Choix optimal de la simulation de référence pour la tempête Adrian**

Le premier objectif consiste à établir une simulation de référence, fondée sur une initialisation appropriée, qui sert par la suite de point de départ pour la LES de référence. Dans cette optique, six simulations sont réalisées avec une résolution horizontale de 1000 m, en utilisant les analyses du CEPMMT et d'AROME, et en les démarrant à trois moments différents, à 0000, 0600 et 1200 UTC. Une analyse comparative des simulations montre que la simulation (Meso1000 par la suite) initialisée à 0600 UTC avec les analyses du CEPMMT présente la meilleure concordance



avec les observations satellite et les stations en Corse. Au contraire, les simulations initialisées avec AROME montrent une dépression retardée de 2 heures par rapport aux observations, quel que soit le moment d'initialisation.

### **Rouleaux convectifs : transport des vents forts vers la surface**

Le deuxième objectif porte principalement sur les processus de fine échelle par lesquelles les vents forts sont transportés vers la surface. D'abord, des trajectoires lagrangiennes sont calculées pendant 6 heures à partir de la simulation Meso1000. L'ensemble des trajectoires montrent que les vents associés à la tempête Adrian sont attribués à une bande transporteuse d'air froid (*Cold Conveyor Belt*, CCB). Ensuite, la simulation LES est réalisée avec une résolution horizontale de 200 m sur un grand domaine, permettant de résoudre à la fois la structure de méso-échelle de la tempête et les processus à petite échelle qui y sont associés. Dans les régions de vents forts sur mer, la simulation LES révèle que la couche limite est organisée sous forme de rouleaux convectifs alignés avec la direction du vent dans la couche limite. Cette organisation est le résultat d'une combinaison d'instabilités thermique et dynamique. Les vents forts sont transportés depuis la CCB jusqu'à une hauteur d'environ 150 m au-dessus de la surface, à travers les branches descendantes de ces rouleaux. En dessous de 150 m, le transport est principalement assuré par des flux turbulents non résolus, c'est-à-dire de petits tourbillons. Pour examiner si les rouleaux résolus avec une résolution de 200 m sont réalistes, deux simulations sont réalisées avec des résolutions horizontales de 100 m et de 50 m. La couche limite est également organisée en rouleaux convectifs dans ces simulations. Ces rouleaux ont une taille caractéristique d'environ 2000 m, légèrement plus petite que dans la simulation LES de référence. Il est conclu que les rouleaux convectifs dans les LES sont faiblement sensibles à la résolution horizontale et qu'une résolution de 200 m est suffisante pour résoudre des rouleaux convectifs.

### **Embruns : contribution à l'intensification des rouleaux et des vents de surface**

Le troisième objectif vise à étudier la sensibilité des rouleaux convectifs et des vents de surface à la représentation des flux turbulents à l'interface entre l'air et la mer. Des expériences de sensibilité à différentes paramétrisations des flux de surface sont réalisées à méso-échelle sur une période de 6 heures et à fine échelle sur 30 minutes. La trajectoire de la tempête est faiblement affectée par le choix des paramétrisations sur la période de 6 heures. Cependant, la prise en compte des embruns marins génère un système dépressionnaire plus prononcé, entraînant des vitesses de vent légèrement supérieures à celles de la simulation de référence. À fine échelle, les rouleaux convectifs se forment indépendamment de la paramétrisation du flux air-mer utilisée. Cependant, le renforcement des flux de chaleur dû à la présence des embruns marins influence fortement l'organisation des rouleaux. Dans de telles conditions, les rouleaux affichent une taille réduite de 30% par rapport à la simulation de référence et une extension verticale plus importante. Cela entraîne une augmentation de 40% du transport de quantité de mouvement, conduisant ainsi à une intensification des vents de surface. Au contraire, les rouleaux convectifs se dissipent rapidement en absence de flux de quantité de mouvement, qui maintiennent le cisaillement du vent nécessaire à leur organisation. Ils s'affaiblissent également rapidement en absence de flux de chaleur sensible, qui alimentent l'instabilité thermique né-

cessaire pour leur développement. Dans ce cas, le transport des vents forts est principalement contrôlé par la turbulence. En outre, les vents de surface affichent une diminution notable en l'absence de rouleaux convectifs.

### Perspectives

Les conclusions de cette thèse ouvrent des perspectives prometteuses, aussi bien pour améliorer les paramétrisations des modèles de prévision numérique du temps, comme pour approfondir les connaissances sur les processus de fine échelle transportant les vents forts dans les tempêtes.

Les résultats obtenus soulèvent une question cruciale quant à la représentation des processus à fine échelle, en particulier les rouleaux convectifs. Cette thèse révèle que, même avec une grille horizontale de 1000 m, les rouleaux ne sont pas résolus explicitement, car leur taille est d'environ 2000 m et la résolution effective pour les simulations kilométriques est de l'ordre de 6 fois la taille de la maille. Leur représentation se fait donc implicitement grâce aux paramétrisations de couche limite, c'est-à-dire de convection peu profonde et de turbulence. Cependant, dans la simulation Meso1000, le transport de quantité de mouvement s'avère excessif par rapport aux simulations LES. Cela pourrait être dû à l'absence des subsidences dans le schéma de convection peu profonde EDKF. Cette omission peut engendrer des prévisions irréalistes des vents en surface, soulignant l'importance d'intégrer l'effet des mouvements descendants pour améliorer la fiabilité des prévisions météorologiques.

Cette thèse permet d'explorer le rôle des rouleaux convectifs, souvent associés aux ouragans, dans le contexte d'une tempête méditerranéenne. Cela soulève une question sur les rôles respectifs des rouleaux convectifs et des mouvements turbulents dans le transport vertical de la quantité de mouvement. Une distinction est établie entre le mouvement résolu, associé aux structures organisées en rouleaux, et le mouvement d'échelle sous-maille, représenté par le schéma de turbulence. Cependant, il apparaît que cette hypothèse de distinction est sensible à la résolution horizontale du modèle, qui devient insuffisante à mesure que l'on se rapproche de la surface. Une approche intéressante consisterait à s'appuyer sur les travaux menés par [Brient et al. \(2019\)](#) et [Brilouet et al. \(2020\)](#) qui ont utilisé la méthode d'échantillonnage conditionnel pour isoler les mouvements associés aux rouleaux convectifs et quantifier leurs contributions au transport de quantité de mouvement. Cette quantification du transport par les rouleaux pourrait ensuite être intégrée dans le développement des paramétrisations de la couche limite.

Les vents forts de méso-échelle associés à la tempête Adrian sont attribués à la CCB. La stratégie de modélisation à très haute résolution développée dans cette thèse peut être étendue à d'autres cas de tempêtes présentant des courants d'air de méso-échelle différents. Par exemple, cela s'applique aux tempêtes des moyennes latitudes impliquant des sting jets, qui, bien que rarement observés, peuvent causer d'énormes dégâts en raison des vents violents qui les accompagnent. Dans de telles conditions, d'autres processus de fine échelle peuvent être responsables du transport des vents forts vers la surface. Les processus nuageux, à titre d'exemple, peuvent réduire la flottabilité des masses d'air et faciliter leur descente vers la surface, contribuant ainsi au transport vertical dans le cas de ces tempêtes ([Rivière et al., 2020](#)).

Ainsi, il serait intéressant d'étudier la sensibilité des rouleaux convectifs à la microphysique, en testant le rôle respectif de différents processus nuageux, tels que le refroidissement par évaporation.

Une limitation de cette thèse réside dans le manque d'observations sur mer, notamment l'absence d'images SAR (*Synthetic Aperture Radar*). Ces images, issues d'observations satellites à haute résolution horizontale d'environ 10 m, permettraient d'évaluer la taille caractéristique des rouleaux. Il est donc crucial de disposer d'images SAR lors du choix des prochains cas d'étude. Dans l'ensemble, cela souligne le besoin important de campagnes de mesures et d'instruments avancés pour permettre des observations à une échelle sub-kilométrique. Une autre limite provient du nombre insuffisant de bouées en mer, indispensables pour valider les vitesses de vent simulées au-dessus de la mer et pour évaluer le réalisme des paramétrisations des flux air-mer dans le transport des vents forts.

La tempête Adrian est étudiée sur une période de 18 heures, avec une attention particulière sur la phase d'intensité maximale entre 1500 et 1600 UTC. Pendant cette courte période de 18 heures, la température de la surface de la mer est relativement constante. Ainsi, le couplage entre Méso-NH et un modèle d'océan est apparu peu pertinent dans ce cas. Ce type de couplage est largement exploré dans le contexte des tempêtes tropicales, où les interactions entre l'océan, l'atmosphère et les vagues sont particulièrement marquées (Pianezze et al., 2018; Barthe et al., 2021). Cependant, son application dans le cas des tempêtes des moyennes latitudes reste relativement limitée. À cet égard, il serait intéressant d'étudier une tempête de plus longue durée de vie pour analyser l'impact d'un modèle couplé. Outre le couplage océan-atmosphère, l'utilisation d'un modèle couplé vagues-atmosphère serait également intéressante pour examiner l'impact potentiel des vagues sur les processus de fine-échelle et sur les vents de surface. Par ailleurs, l'impact des embruns incite à développer de nouvelles paramétrisations intégrant d'autres processus physiques en conditions des vents forts, comme l'écume. Cette approche permettrait d'obtenir une représentation plus réaliste des échanges à l'interface air-mer, contribuant ainsi à une meilleure compréhension des mécanismes qui agissent sur le transport des vents forts vers la surface en cas de tempêtes.

# BIBLIOGRAPHIE

- Alpers, W. et Brümmer, B. : Atmospheric boundary layer rolls observed by the synthetic aperture radar aboard the ERS-1 satellite, *J. Geophys. Res.*, 99, 12,613–12,621, <https://doi.org/10.1029/94JC00421>, 1994.
- Alpert, P., Neeman, B. U., et Shay-El, Y. : Climatological analysis of Mediterranean cyclones using ECMWF data, *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, 42, 65–77, <https://doi.org/10.3402/tellusa.v42i1.11860>, 1990.
- Andreas, E. L. : Approximation formulas for the microphysical properties of saline droplets, *Atmospheric Research*, 75, 323–345, <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2005.02.001>, 2005.
- Andreas, E. L., Mahrt, L., et Vickers, D. : An improved bulk air–sea surface flux algorithm, including spray-mediated transfer, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141, 642–654, <https://doi.org/10.1002/qj.2424>, 2015.
- Atkinson, B. W. et Wu Zhang, J. : Mesoscale shallow convection in the atmosphere, *Rev. Geophys.*, 34, 403–431, <https://doi.org/10.1029/96RG02623>, 1996.
- Baker, L. : Sting jets in severe Northern European wind storms, *Weather*, 64, 143–148, <https://doi.org/10.1002/wea.397>, 2009.
- Baker, L., Martinez-Alvarado, O., Methven, J., et Knippertz, P. : Flying through extratropical cyclone Friedhelm, *Weather*, 68, 9–13, <https://doi.org/10.1002/wea.2047>, 2013.
- Barthe, C., Bousquet, O., Bielli, S., Tulet, P., Pianezze, J., Claeys, M., Tsai, C.-L., Thompson, C., Bonnardot, F., Chauvin, F., Cattiaux, J., Bouin, M.-N., Amelie, V., Barrool, G., Calmer, R., Ciccione, S., Cordier, E., Duong, Q.-P., Durand, J., Fleischer-Dogley, F., Husson, R., Lees, E., Malardel, S., Marquestaut, N., Mavume, A., Mékiès, D., Mouche, A., Ravoson, N. M., Razafindradingana, B., Rindraharisaona, E., Roberts, G., Singh, M., Zakariasy, L., et Zucule, J. : Impact of Tropical Cyclones on Inhabited Areas of the SWIO Basin at Present and Future Horizons. Part 2 : Modeling Component of the Research Program RENOVIRISK-CYCLONE, *Atmosphere*, 12, <https://doi.org/10.3390/atmos12060689>, 2021.
- Bechtold, P., Bazile, E., Guichard, F., Mascart, P., et Richard, E. : A mass-flux convection scheme for regional and global models, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 127, 869–886, URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712757309>, 2001.
- Belamari, S. : Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes, MERSEA IP Deliverable 412, p. 1–29, 2005.
- Bjerknes, J. et Solberg, H. : Life Cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation, *Geofysiske Publikationer, Cammermeyers Bogh.*, URL <https://books.google.fr/books?id=FyW5QAAACAAJ>, 1922.
- Booth, J. F., Thompson, L., Patoux, J., et Kelly, K. A. : Sensitivity of Midlatitude Storm Intensification to Perturbations in the Sea Surface Temperature near the Gulf Stream,

- Monthly Weather Review, 140, 1241–1256, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-11-00195.1>, 2012.
- Bougeault, P. et Lacarrère, P. : Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model, *Monthly Weather Review*, 117, 1872–1890, 1989.
- Bourras, D. : Calcul des flux turbulents au dessus des océans par la méthode bulk. (Calculation of turbulent fluxes over oceans using the bulk method.) Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires Tech, Tech. rep., Note RI-CETP/2/2000 54 pp. [Available from CETP, 10–12 av. de l'Europe, 78140 ...], 2000.
- Brient, F., Couvreur, F., Villefranque, N., Rio, C., et Honnert, R. : Object-Oriented Identification of Coherent Structures in Large Eddy Simulations : Importance of Downdrafts in Stratocumulus, *Geophysical Research Letters*, 46, 2854–2864, <https://doi.org/10.1029/2018GL081499>, \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2018GL081499>, 2019.
- Brilouet, P.-E., Durand, P., et Canut, G. : The marine atmospheric boundary layer under strong wind conditions : Organized turbulence structure and flux estimates by airborne measurements, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 122, 2115–2130, <https://doi.org/10.1002/2016JD025960>, \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2016JD025960>, 2017.
- Brilouet, P.-E., Durand, P., Canut, G., et Fourrié, N. : Organized Turbulence in a Cold-Air Outbreak : Evaluating a Large-Eddy Simulation with Respect to Airborne Measurements, *Boundary-Layer Meteorology*, <https://doi.org/10.1007/s10546-019-00499-4>, publisher : Springer Verlag, 2020.
- Brilouet, P.-E., Bouniol, D., Couvreur, F., Ayet, A., Granero-Belinchon, C., Lothon, M., et Mouche, A. : Trade wind boundary layer turbulence and shallow precipitating convection : New insights combining SAR images, satellite brightness temperature, and airborne in situ measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 50, e2022GL102180, <https://doi.org/10.1029/2022GL102180>, 2023.
- Browning, K., Smart, D., Clark, M., et Illingworth, A. : The role of evaporating showers in the transfer of sting-jet momentum to the surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, <https://doi.org/10.1002/QJ.2581>, 2015.
- Browning, K. A. : Radar measurements of air motion near fronts, *Weather*, 26, 320–340, <https://doi.org/10.1002/j.1477-8696.1971.tb04211.x>, 1971.
- Browning, K. A. : Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones, vol. Extratropical Cyclones : The Erik Palmén Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., pp. 129–153, American Meteorological Society, Boston, MA, [https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8\\_8](https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8_8), 1990.
- Browning, K. A. : The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development, *Meteorological Applications*, 4, 317–324, <https://doi.org/10.1017/S1350482797000613>, 1997.
- Browning, K. A. : Mesoscale Aspects of Extratropical Cyclones : An Observational Perspective, 1999.

- Browning, K. A. : The sting at the end of the tail : Damaging winds associated with extratropical cyclones, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130, 375–399, <https://doi.org/10.1256/qj.02.143>, 2004.
- Brunke, M. A., Fairall, C. W., Zeng, X., Eymard, L., et Curry, J. A. : Which Bulk Aerodynamic Algorithms are Least Problematic in Computing Ocean Surface Turbulent Fluxes ?, *Journal of Climate*, 16, 619–635, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)0162.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)0162.0.CO;2), 2003.
- Brâncuș, M., Schultz, D. M., Antonescu, B., Dearden, C., et Ștefan, S. : Origin of Strong Winds in an Explosive Mediterranean Extratropical Cyclone, *Monthly Weather Review*, 147, 3649–3671, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-19-0009.1>, publisher : American Meteorological Society Section : *Monthly Weather Review*, 2019.
- Brümmer, B. : Roll and Cell Convection in Wintertime Arctic Cold-Air Outbreaks, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56, 2613–2636, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)0562.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)0562.0.CO;2), 1999.
- Campins, J., Genovés, A., Picornell, M. A., et Jansà, A. : Climatology of Mediterranean cyclones using the ERA-40 dataset, *International Journal of Climatology*, 31, 1596–1614, <https://doi.org/10.1002/joc.2183>, 2011.
- Carlson, T. N. : Airflow Through Midlatitude Cyclones and the Comma Cloud Pattern, *Mon. Wea. Rev.*, 108, 1498–1509, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1980\)108%3C1498:ATMCAT%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1980)108%3C1498:ATMCAT%3E2.0.CO;2), 1980.
- Catto, J., Ackerley, D., Booth, J., Champion, A., Colle, B., Pfahl, S., Pinto, J., Quinting, J., et Seiler, C. : The Future of Midlatitude Cyclones, *Current Climate Change Reports*, 5, <https://doi.org/10.1007/s40641-019-00149-4>, 2019.
- Cavaleri, L., Bajo, M., Barbariol, F., Bastianini, M., Benetazzo, A., Bertotti, L., Chiggiato, J., Davolio, S., Ferrarin, C., Magnusson, L., Papa, A., Pezzutto, P., Pomaro, A., et Umgiesser, G. : The October 29, 2018 storm in Northern Italy – An exceptional event and its modeling, *Progress in Oceanography*, 178, 102–178, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661119301089>, 2019.
- Chaboureaud, J.-P., Söhne, N., Pinty, J.-P., Meirold-Mautner, I., Defer, E., Prigent, C., Pardo, J. R., Mech, M., et Crewell, S. : A Midlatitude Precipitating Cloud Database Validated with Satellite Observations, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47, 1337–1353, <https://doi.org/10.1175/2007JAMC1731.1>, 2008.
- Chen, Y., Yuan, H., et Gao, S. : A High-Resolution Simulation of Roll Convection Over the Yellow Sea During a Cold Air Outbreak, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 124, 10 608–10 625, <https://doi.org/10.1029/2019JD030968>, \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2019JD030968>, 2019.
- Clark, P. A., Browning, K. A., et Wang, C. : The sting at the end of the tail : Model diagnostics of fine-scale three-dimensional structure of the cloud head, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2263–2292, <https://doi.org/10.1256/qj.04.36>, 2005.

- Colella, P. et Woodward, P. R. : The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations, *J. Comput. Phys.*, 54, 174–201, [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(84\)90143-8](https://doi.org/10.1016/0021-9991(84)90143-8), 1984.
- Coronel, B., Ricard, D., Rivière, G., et Arbogast, P. : Role of Moist Processes in the Tracks of Idealized Midlatitude Surface Cyclones, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72, 2979–2996, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0337.1>, 2015.
- Cuxart, J., Bougeault, P., et Redelsperger, J.-L. : A turbulence scheme for mesoscale and large-eddy simulations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126, 1–30, <https://doi.org/10.1002/qj.49712656202>, 2000.
- Davolio, S., Fera, S. D., Laviola, S., Miglietta, M. M., et Levizzani, V. : Heavy precipitation over Italy from the Mediterranean storm “Vaia” in October 2018 : Assessing the role of an atmospheric river, *Mon. Wea. Rev.*, 148, 3571–3588, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-20-0021.1>, 2020.
- Deardorff, J. W. : Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers, *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, 91–115, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1972\)0292.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1972)0292.0.CO;2), 1972.
- Deardorff, J. W. : Cloud Top Entrainment Instability, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37, 131–147, 1980.
- DeCosmo, J., Katsaros, K. B., Smith, S. D., Anderson, R. J., Oost, W. A., Bumke, K., et Chadwick, H. : Air-sea exchange of water vapor and sensible heat : The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 101, 12 001–12 016, <https://doi.org/10.1029/95JC03796>, 1996.
- Donelan, M. A., Haus, B. K., Reul, N., Plant, W. J., Stiassnie, M., Graber, H. C., Brown, O. B., et Saltzman, E. S. : On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds, *Geophysical Research Letters*, 31, <https://doi.org/10.1029/2004GL019460>, 2004.
- Drennan, W., Zhang, J., French, J., McCormick, C., et Black, P. : Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer. Part II : Latent Heat Flux, *Journal of The Atmospheric Sciences - J ATMOS SCI*, 64, <https://doi.org/10.1175/JAS3889.1>, 2007.
- Drobinski, P., Ducrocq, V., Alpert, P., Anagnostou, E., Béranger, K., Borga, M., Braud, I., Chanzy, A., Davolio, S., Delrieu, G., Estournel, C., Boubrahmi, N., Grubišić, V., Gualdi, S., Homar Santaner, V., Ivancan-Picek, B., Kottmeier, C., Kotroni, V., Lagouvardos, K., et Wernli, H. : HYMEX A 10-Year Multidisciplinary Program on the Mediterranean Water Cycle, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 95, 1063–1082, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-12-00242.1>, 2014.
- Durrán, D. R. : Improving the Anelastic Approximation., *Journal of Atmospheric Sciences*, 46, 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), 1989.
- Eisenstein, L., Pantillon, F., et Knippertz, P. : Dynamics of sting-jet storm Egon over continental Europe : Impact of surface properties and model resolution, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 146, 186–210, <https://doi.org/10.1002/qj.3666>, 2020.

- Emanuel, K. : A similarity hypothesis for air–sea exchange at extreme wind speeds, *J. Atmos. Sci.*, 60, 1420–1428, 2003.
- Etling, D. et Brown, R. A. : Roll vortices in the planetary boundary layer : A review, *Bound. Layer. Meteor.*, 65, 215–248, <https://doi.org/10.1007/BF00705527>, 1993.
- Fairall, C. W., Bradley, E. F., Rogers, D. P., Edson, J. B., et Young, G. S. : Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 101, 3747–3764, <https://doi.org/10.1029/95JC03205>, 1996.
- Fairall, C. W., Bradley, E. F., Hare, J. E., Grachev, A. A., et Edson, J. B. : Bulk Parameterization of Air–Sea Fluxes : Updates and Verification for the COARE Algorithm, *Journal of Climate*, 16, 571–591, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)0162.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)0162.0.CO;2), 2003.
- Flamant, C. : 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, <https://doi.org/10.1029/2001JC001040>, 2003.
- Flaounas, E., Kotroni, V., Lagouvardos, K., et Flaounas, I. : CycloTRACK (v1.0) – tracking winter extratropical cyclones based on relative vorticity : sensitivity to data filtering and other relevant parameters, *Geoscientific Model Development*, 7, 1841–1853, <https://doi.org/10.5194/gmd-7-1841-2014>, 2014a.
- Flaounas, E., Raveh-Rubin, S., Wernli, H., Drobinski, P., et Bastin, S. : The dynamical structure of intense Mediterranean cyclones, *Climate Dynamics*, 44, 1–17, <https://doi.org/10.1007/s00382-014-2330-2>, 2014b.
- Flaounas, E., Davolio, S., Raveh-Rubin, S., Pantillon, F., Miglietta, M. M., Gaertner, M. A., Hatzaki, M., Homar, V., Khodayar, S., Korres, G., Kotroni, V., Kushta, J., Reale, M., et Ricard, D. : Mediterranean cyclones : current knowledge and open questions on dynamics, prediction, climatology and impacts, *Weather and Climate Dynamics*, 3, 173–208, <https://doi.org/10.5194/wcd-3-173-2022>, 2022.
- Forzieri, G., Pecchi, M., Girardello, M., Mauri, A., Klaus, M., Nikolov, C., Rüetschi, M., Gardiner, B., Tomaščík, J., Small, D., et al. : A spatially explicit database of wind disturbances in European forests over the period 2000–2018, *Earth System Science Data*, 12, 257–276, 2020.
- Foster, R. C. : Why Rolls are Prevalent in the Hurricane Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, 62, 2647–2661, <https://doi.org/10.1175/JAS3475.1>, 2005.
- Fouquart, Y. et Bonnel, B. : Computations of solar heating of the Earth’s atmosphere : A new parametrization, *Beitr. Phys. Atmos.*, 53, 35–62, 1986.
- French, J. R., Drennan, W. M., Zhang, J. A., et Black, P. G. : Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer. Part I : Momentum Flux, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64, 1089–1102, <https://doi.org/10.1175/JAS3887.1>, 2007.



- Friederichs, P., Göber, M., Wahl, S., Lenz, A., et Krampitz, R. : A probabilistic analysis of wind gusts using extreme value statistics, *Meteorol. Z.*, 18, 615–629, <https://doi.org/10.1127/0941-2948/2009/0413>, 2009.
- Gal-Chen, T. et Somerville, R. C. J. : On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations, *J. Comput. Phys.*, 17, 209–228, [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(75\)90037-6](https://doi.org/10.1016/0021-9991(75)90037-6), 1975.
- García-Ruiz, J. M. et Lana-Renault, N. : Hydrological and Erosive Consequences of Farmland Abandonment in Europe, with Special Reference to the Mediterranean Region—A Review, *Agriculture Ecosystems & Environment - AGR ECOSYST ENVIRON*, 140, 317–338, <https://doi.org/10.1016/j.agee.2011.01.003>, 2011.
- Gentile, E. S., Suzanne L. Gray, Janet F. Barlow, L. H. W., et Edwards, J. M. : The Impact of Atmosphere–Ocean–Wave Coupling on the Near-Surface Wind Speed in Forecasts of Extratropical Cyclones, *Boundary-Layer Meteorology*, 180, 105–129, URL <https://doi.org/10.1007/s10546-021-00614-4>, 2021.
- Gheusi, F. et Stein, J. : Lagrangian description of airflows using Eulerian passive tracers, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128, 337–360, <https://doi.org/10.1256/00359000260498914>, \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1256/00359000260498914>, 2002.
- Giovannini, L., Davolio, S., Zaramella, M., Zardi, D., et Borga, M. : Multi-model convection-resolving simulations of the October 2018 Vaia storm over Northeastern Italy, *Atmospheric Research*, 253, 105–155, <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2021.105455>, 2021.
- Glendening, J. W. : Lineal Eddy Features under Strong Shear Conditions, *Journal of Atmospheric Sciences*, 53, 3430–3449, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1996\)0532.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1996)0532.0.CO;2), 1996.
- Granero Belinchon, C., Roux, S. G., Garnier, N. B., Tandeo, P., Chapron, B., et Mouche, A. : Two-dimensional structure functions for characterizing convective rolls in the marine atmospheric boundary layer from Sentinel-1 SAR images, *Remote Sens. Lett.*, 13, 946–957, <https://doi.org/10.1080/2150704X.2022.2112107>, 2022.
- Gray, S. L., Martínez-Alvarado, O., Baker, L. H., et Clark, P. A. : Conditional symmetric instability in sting-jet storms, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137, 1482–1500, <https://doi.org/10.1002/qj.859>, 2011.
- Gryschka, M. et Raasch, S. : Roll convection during a cold air outbreak : A large eddy simulation with stationary model domain, *Geophysical Research Letters*, 32, <https://doi.org/10.1029/2005GL022872>, \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2005GL022872>, 2005.
- Gryschka, M., Drüe, C., Etling, D., et Raasch, S. : On the influence of sea-ice inhomogeneities onto roll convection in cold-air outbreaks, *Geophysical Research Letters*, 35, <https://doi.org/10.1029/2008GL035845>, 2008.
- Harrold, T. W. : Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 99, 232–251, <https://doi.org/10.1002/qj.49709942003>, 1973.

- Hawcroft, M. K., Shaffrey, L. C., Hodges, K. I., et Dacre, H. F. : How much Northern Hemisphere precipitation is associated with extratropical cyclones ?, *Geophysical Research Letters*, 39, <https://doi.org/10.1029/2012GL053866>, 2012.
- Heo, K.-Y., Seo, Y.-W., Ha, K.-J., Park, K.-S., Kim, J., Choi, J.-W., Jun, K., et Jeong, J.-Y. : Development mechanisms of an explosive cyclone over East Sea on 3–4 April 2012, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 70, 30–46, 2015.
- Hewson, T. D. et Neu, U. : Cyclones, windstorms and the IMILAST project, *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, 67, 27–128, <https://doi.org/10.3402/tellusa.v67.27128>, 2015.
- Hogan, R. et Bozzo, A. : ECRAD : A new radiation scheme for the IFS, ECMWF Technical Memoranda, <https://doi.org/10.21957/whntqkfdz>, 2016.
- Homar, V., Jansà, A., Campins, J., Genovés, A., et Ramis, C. : Towards a systematic climatology of sensitivities of Mediterranean high impact weather : a contribution based on intense cyclones, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 7, 445–454, <https://doi.org/10.5194/nhess-7-445-2007>, 2007.
- Honnert, R., Masson, V., et Couvreux, F. : A Diagnostic for Evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale, *J. Atmos. Sci.*, 68, 3112–3131, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-11-061.1>, 2011.
- Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., et Robertson, A. W. : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111, 877–946, <https://doi.org/10.1002/qj.49711147002>, 1985.
- Huang, L., Li, X., Liu, B., Zhang, J. A., Shen, D., Zhang, Z., et Yu, W. : Tropical Cyclone Boundary Layer Rolls in Synthetic Aperture Radar Imagery, *Journal of Geophysical Research*, 123, 2981–2996, 2018.
- Huang, Q., Marsham, J. H., Parker, D. J., Tian, W., et Weckwerth, T. : A comparison of roll and nonroll convection and the subsequent deepening moist convection : An LEM case study based on SCMS data, *Mon. Wea. Rev.*, 137, 350–365, <https://doi.org/10.1175/2008MWR2450.1>, 2009.
- IPCC : Climate Change 2014 : Synthesis Report, Synthesis report, Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), Geneva, Switzerland, URL <https://www.ipcc.ch/report/ar5/syr/>, edited by Rajendra K. Pachauri and Leo Meyer, 2014.
- Jansà, A., Genoves, A., Picornell, M., Campins, J., Radinovic, D., et Alpert, P. : Mediterranean cyclones : Subject of a WMO project, *The Life Cycle of Extratropical Cyclones*, 2, 26–31, 1994.
- Jansa, A., Alpert, P., Arbogast, P., Buzzi, A., Ivančan-Picek, B., Kotroni, V., Llasat, M., Ramis, C., Richard, E., Romero, R., et Speranza, A. : MEDEX : a general overview, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 14, <https://doi.org/10.5194/nhess-14-1965-2014>, 2014.

- Jeong, D., Haus, B. K., et Donelan, M. A. : Enthalpy transfer across the air–water interface in high winds including spray, *J. Atmos. Sci.*, 69, 2733–2748, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-11-0260.1>, 2012.
- Jung, C. et Schindler, D. : Historical winter storm atlas for Germany (GeWiSA), *Atmosphere*, 10, 387, 2019.
- Kara, A. B., Rochford, P. A., et Hurlburt, H. E. : Efficient and Accurate Bulk Parameterizations of Air–Sea Fluxes for Use in General Circulation Models, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17, 1421–1438, [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(2000\)0172.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(2000)0172.0.CO;2), 2000.
- Khanna, S. et Brasseur, J. G. : Three-Dimensional Buoyancy- and Shear-Induced Local Structure of the Atmospheric Boundary Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55, 710–743, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1998\)0552.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1998)0552.0.CO;2), 1998.
- Kouroutzoglou, J., Flocas, H. A., Keay, K., Simmonds, I., et Hatzaki, M. : Climatological aspects of explosive cyclones in the Mediterranean, *International Journal of Climatology*, 31, 1785–1802, <https://doi.org/10.1002/joc.2203>, 2011.
- Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Franck, A., Bechtold, P., Berthet, S., Bielli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., et Wautelet, P. : Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, *Geoscientific Model Development Discussions*, pp. 1–66, <https://doi.org/10.5194/gmd-2017-297>, 2018.
- Lafore, J. P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Hérelil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J. P., Redelsperger, J. L., Richard, E., et Vilà-Guerau de Arellano, J. : The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations, *Annales Geophysicae*, 16, 90–109, <https://doi.org/10.1007/s00585-997-0090-6>, 1998.
- Lebeaupin Brossier, C. et Drobinski, P. : Numerical high-resolution air-sea coupling over the Gulf of Lions during two tramontane/mistral events, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 114, <https://doi.org/10.1029/2008JD011601>, 2009.
- Lebeaupin Brossier, C., Ducrocq, V., et Giordani, H. : Sensitivity of three Mediterranean heavy rain events to two different sea surface fluxes parameterizations in high-resolution numerical modeling, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113, D21 109, <https://doi.org/10.1029/2007JD009613>, 2008.
- Lewis, H. W., Castillo Sanchez, J. M., Arnold, A., Fallmann, J., Saulter, A., Graham, J., Bush, M., Siddorn, J., Palmer, T., Lock, A., Edwards, J., Bricheno, L., Martínez-de la Torre, A., et Clark, J. : The UKC3 regional coupled environmental prediction system, *Geosci. Model Dev.*, 12, 2357–2400, <https://doi.org/10.5194/gmd-12-2357-2019>, 2019a.
- Lewis, H. W., Castillo Sanchez, J. M., Graham, J., Saulter, A., Bornemann, J., Arnold, A., Fallmann, J., Harris, C., Pearson, D., Ramsdale, S., Martínez-de la Torre, A., Bricheno, L., Blyth, E., Bell, V. A., Davies, H., Marthews, T. R., O’Neill, C., Rumbold, H., O’Dea, E., Brereton, A., Guihou, K., Hines, A., Butenschon, M., Dadson, S. J., Palmer, T., Holt,

- J., Reynard, N., Best, M., Edwards, J., et Siddorn, J. : The UKC2 regional coupled environmental prediction system, *Geoscientific Model Development*, 11, 1–42, <https://doi.org/10.5194/gmd-11-1-2018>, 2019b.
- Lfarh, W., Pantillon, F., et Chaboureaud, J.-P. : The Downward Transport of Strong Wind by Convective Rolls in a Mediterranean Windstorm, *Mon. Wea. Rev.*, 151, 2801 – 2817, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-23-0099.1>, 2023.
- Li, X., Pu, Z., et Gao, Z. : Effects of Roll Vortices on the Evolution of Hurricane Harvey during Landfall, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 78, 1847–1867, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-20-0270.1>, 2021.
- Li, Y., Gao, Z., Li, D., Yang, Y., et Sun, L. : An Update of Non-iterative Solutions for Surface Fluxes Under Unstable Conditions, *Boundary-Layer Meteorology*, 156, <https://doi.org/10.1007/s10546-015-0032-x>, 2015.
- Lindborg, E. : Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence?, *Journal of Fluid Mechanics*, 388, 259–288, <https://doi.org/10.1017/S0022112099004851>, 1999.
- Lionello, P., Trigo, I. F., Gil, V., Liberato, M. L. R., Nissen, K. M., Pinto, J. G., Raible, C. C., Reale, M., Tanzarella, A., Trigo, R. M., Ulbrich, S., et Ulbrich, U. : Objective climatology of cyclones in the Mediterranean region : a consensus view among methods with different system identification and tracking criteria, *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, <https://doi.org/10.3402/tellusa.v68.29391>, 2016.
- Liu, W. T., Katsaros, K. B., et Businger, J. A. : Bulk Parameterization of Air-Sea Exchanges of Heat and Water Vapor Including the Molecular Constraints at the Interface, *Journal of Atmospheric Sciences*, 36, 1722–1735, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)0362.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)0362.0.CO;2), 1979.
- Lohou, F., Campistron, B., Druilhet, A., Foster, P., et Pages, J. P. : Turbulence and Coherent Organizations in the Atmospheric Boundary Layer : A Radar-Aircraft Experimental Approach, *Bound. Layer. Meteor.*, 86, 147–179, <https://doi.org/10.1023/A:1000613232592>, 1998a.
- Lohou, F., Druilhet, A., et Campistron, B. : Spatial and temporal characteristics of horizontal rolls and cells in the atmospheric boundary layer based on radar and in situ observations, *Bound. Layer. Meteor.*, 89, 407–444, <https://doi.org/10.1023/A:1001791408470>, 1998b.
- Lohou, F., Druilhet, A., Campistron, B., Redelsperger, J. L., et Saïd, F. : Numerical study of the impact of coherent structures on vertical transfers in the atmospheric boundary layer, *Bound. Layer. Meteor.*, 97, 361–383, <https://doi.org/10.1023/A:1002641728075>, 2000.
- Lorsolo, S., Schroeder, J. L., Dodge, P., et Marks, F. : An Observational Study of Hurricane Boundary Layer Small-Scale Coherent Structures, *Monthly Weather Review*, 136, 2871–2893, <https://doi.org/10.1175/2008MWR2273.1>, 2008.
- Louis, J. F. : A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-Layer Meteorology*, 17, 187–202, 1979.

- Ludwig, P., Pinto, J. G., Reyers, M., et Gray, S. L. : The role of anomalous SST and surface fluxes over the southeastern North Atlantic in the explosive development of wind-storm Xynthia, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 140, 1729–1741, <https://doi.org/10.1002/qj.2253>, 2014.
- Ludwig, P., Pinto, J. G., Hoeppe, S. A., Fink, A. H., et Gray, S. L. : Secondary Cyclogenesis along an Occluded Front Leading to Damaging Wind Gusts : Windstorm Kyrill, January 2007, *Monthly Weather Review*, 143, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-14-00304.1>, publisher : American Meteorological Society, 2015.
- Lunet, T., Lac, C., Auguste, F., Visentin, F., Masson, V., et Escobar, J. : Combination of WENO and Explicit Runge–Kutta Methods for Wind Transport in the Meso-NH Model, *Monthly Weather Review*, 145, 3817–3838, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-16-0343.1>, 2017.
- Martínez-Alvarado, O., Baker, L. H., Gray, S. L., Methven, J., et Plant, R. S. : Distinguishing the Cold Conveyor Belt and Sting Jet Airstreams in an Intense Extratropical Cyclone, *Monthly Weather Review*, 142, 2571–2595, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-13-00348.1>, 2014a.
- Martínez-Alvarado, O., Joos, H., Chagnon, J., Boettcher, M., Gray, S. L., Plant, R. S., Methven, J., et Wernli, H. : The dichotomous structure of the warm conveyor belt, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 140, 1809–1824, <https://doi.org/10.1002/qj.2276>, 2014b.
- Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., Brousseau, P., Brun, E., Calvet, J.-C., Carrer, D., Decharme, B., Delire, C., Donier, S., Essaouini, K., Gibelin, A., et Voltaire, A. : The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of Earth surface variables and fluxes, *Geoscientific Model Development*, 6, 929–960, <https://doi.org/10.5194/gmd-6-929-2013>, 2013.
- Mehta, A. et Yang, S. : Precipitation climatology over Mediterranean Basin from ten years of TRMM measurements, *Advances in Geosciences*, 17, <https://doi.org/10.5194/adgeo-17-87-2008>, 2008.
- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., et Clough, S. A. : Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : RRTM, a validated correlated-k model for the longwave, *J. Geophys. Res.*, 102(D14), 16 663–16 682, <https://doi.org/10.1029/97JD00237>, 1997.
- Moeng, C.-H. et Sullivan, P. P. : A Comparison of Shear- and Buoyancy-Driven Planetary Boundary Layer Flows., *Journal of Atmospheric Sciences*, 51, 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), 1994.
- Monin, A. et Obukhov, A. : Basic Regularity in Turbulent Mixing in the Surface Layer of the Atmosphere, U.S.S.R. Academy of Science, Works of the Geophysical Institute, *American Journal of Climate Change*, URL <https://books.google.fr/books?id=7KMJAQAIAAJ>, 1957.
- Morcrette, J.-J. : Description of the radiation scheme in the ECMWF model, <https://doi.org/10.21957/i1kiljzze>, 1989.

- Morrison, I., Businger, S., Marks, F., Dodge, P., et Businger, J. A. : An Observational Case for the Prevalence of Roll Vortices in the Hurricane Boundary Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62, 2662–2673, <https://doi.org/10.1175/JAS3508.1>, publisher : American Meteorological Society Section : *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2005.
- Mugica, J. et Laigre, T. : Rapport d'observation post tempête sur le littoral corse. Évènement Adrian – 29 octobre 2018, Tech. Rep. BRGM/RP-69445-FR, BRGM, URL <http://infoterre.brgm.fr/rapports/RP-69445-FR.pdf>, 2019.
- Nakanishi, M. et Niino, H. : Large-Eddy Simulation of Roll Vortices in a Hurricane Boundary Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69, 3558–3575, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-11-0237.1>, 2012.
- Nissen, K., Leckebusch, G., Pinto, J., et Ulbrich, U. : Mediterranean cyclones and windstorms in a changing climate, *Regional Environmental Change*, 14, <https://doi.org/10.1007/s10113-012-0400-8>, 2013.
- Organisation Météorologique Mondiale : Guide to Instruments and Methods of Observation (WMO-No. 8), WMO, Geneva, 2018.
- Pantillon, F., Mascart, P., Chaboureau, J.-P., Lac, C., Escobar, J., et Duron, J. : Seamless MESO-NH modeling over very large grids, *Comptes Rendus Mécanique*, 339, <https://doi.org/10.1016/j.crme.2010.12.002>, 2011.
- Pantillon, F., Adler, B., Corsmeier, U., Knippertz, P., Wieser, A., et Hansen, A. : Formation of Wind Gusts in an Extratropical Cyclone in Light of Doppler Lidar Observations and Large-Eddy Simulations, *Monthly Weather Review*, 148, 353–375, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-19-0241.1>, 2020.
- Parton, G., Dore, A., et Vaughan, G. : A climatology of mid-tropospheric mesoscale strong wind events as observed by the MST radar, *Aberystwyth, Meteorol. Appl.*, 17, 340–354, <https://doi.org/10.1002/met.203>, 2010.
- Pergaud, J., Masson, V., Malardel, S., et Couvreur, F. : A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction, *Boundary-Layer Meteorology*, 132, 83–106, <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9388-0>, 2009.
- Perrie, W., Zhang, W., Andreas, E. L., Li, W., Gyakum, J., et McTaggart-Cowan, R. : Sea Spray Impacts on Intensifying Midlatitude Cyclones, *J. Atmos. Sci.*, 62, 1867–1883, <https://doi.org/10.1175/JAS3436.1>, 2005.
- Petterssen, S. : *Weather analysis and forecasting. Volume I. Motion and motion systems*, New York, McGraw-Hill, 2nd edn., 1956.
- Pianezze, J. et Barthe, C. : Rapport de synthèse sur les paramétrisations des flux turbulents par vent fort : ReNovRisk-Cyclones (C3) Action 2 Sous-action 2.2, Tech. Rep. hal-02923749, LACY, URL [https://hal.univ-reunion.fr/hal-02923749/file/rapport\\_renovrisk\\_flux\\_oa\\_sept2019.pdf](https://hal.univ-reunion.fr/hal-02923749/file/rapport_renovrisk_flux_oa_sept2019.pdf), 2019.
- Pianezze, J., Barthe, C., Bielli, S., Tulet, P., Jullien, S., Cambon, G., Bousquet, O., Claeys, M., et Cordier, E. : A New Coupled Ocean-Waves-Atmosphere Model Designed for Tropical Storm Studies : Example of Tropical Cyclone Bejisa (2013–2014)

- in the South-West Indian Ocean, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 10, 801–825, <https://doi.org/10.1002/2017MS001177>, *\_eprint* : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2017MS001177>, 2018.
- Pineau-Guillou, L., Arduin, F., Bouin, M.-N., Redelsperger, J.-L., Chapron, B., Bidlot, J.-R., et Quilfen, Y. : Strong winds in a coupled wave–atmosphere model during a North Atlantic storm event : evaluation against observations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 144, 317–332, <https://doi.org/10.1002/qj.3205>, 2018.
- Pinto, J. G., Pantillon, F., Ludwig, P., Déroche, M.-S., Leoncini, G., Raible, C. C., Shaffrey, L. C., et Stephenson, D. B. : From Atmospheric Dynamics to Insurance Losses : An Interdisciplinary Workshop on European Storms, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 100, ES175–ES178, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-19-0026.1>, 2019.
- Pinty, J.-P. et Jabouille, P. : A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations, in : *Conf. on cloud physics*, Everett, WA, Amer. Meteor. Soc., pp. 217–220, 1998.
- Pope, S. B. : Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows, *New J. Phys.*, 6, 35, <https://doi.org/10.1088/1367-2630/6/1/035>, 2004.
- Powell, M., Vickery, P., et Reinhold, T. : Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, *Nature*, 422, 279–83, <https://doi.org/10.1038/nature01481>, 2003.
- Raveh-Rubin, S. : Dry Intrusions : Lagrangian Climatology and Dynamical Impact on the Planetary Boundary Layer, *Journal of Climate*, 30, 6661–6682, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0782.1>, 2017.
- Raveh-Rubin, S. et Flaounas, E. : A dynamical link between deep Atlantic extratropical cyclones and intense Mediterranean cyclones, *Atmospheric Science Letters*, 18, 215–221, <https://doi.org/10.1002/asl.745>, 2017.
- Raveh-Rubin, S. et Wernli, H. : Large-scale wind and precipitation extremes in the Mediterranean : a climatological analysis for 1979–2012, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141, 2404–2417, <https://doi.org/10.1002/qj.2531>, 2015.
- Raveh-Rubin, S. et Wernli, H. : Large-scale wind and precipitation extremes in the Mediterranean : dynamical aspects of five selected cyclone events, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142, 3097–3114, <https://doi.org/10.1002/qj.2891>, 2016.
- Raymond, F., Ullmann, A., et Camberlin, P. : Très longs épisodes secs hivernaux dans le bassin méditerranéen : variabilité spatio-temporelle et impact sur la production céréalière en Espagne, *CyberGeo*, 2018, <https://doi.org/10.4000/cybergeo.29156>, 2018.
- Reale, M., Cabos Narvaez, W. D., Cavicchia, L., Conte, D., Coppola, E., Flaounas, E., Giorgi, F., Gualdi, S., Hochman, A., Li, L., Lionello, P., Podrascanin, Z., Salon, S., Sanchez-Gomez, E., Scoccimarro, E., Sein, D., et Somot, S. : Future projections of Mediterranean cyclone characteristics using the Med-CORDEX ensemble of coupled regional climate system models, *Climate Dynamics*, 58, <https://doi.org/10.1007/s00382-021-06018-x>, 2022.

- Ricard, D., Lac, C., Riette, S., Legrand, R., et Mary, A. : Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models AROME and Meso-NH, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 139, 1327–1341, <https://doi.org/10.1002/qj.2025>, [\\_eprint : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qj.2025](https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qj.2025), 2013.
- Richter, D. H. et Stern, D. P. : Evidence of spray-mediated air-sea enthalpy flux within tropical cyclones, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 2997–3003, 2014.
- Rivière, G. et Arbogast, P. : Tempêtes hivernales des latitudes tempérées : théories et prévisions, *Reflète de la physique*, p. 4–9, <https://doi.org/10.1051/refdp/201857004>, 2018.
- Rivière, G., Ricard, D., et Arbogast, P. : The downward transport of momentum to the surface in idealized sting-jet cyclones, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 146, 1801–1821, <https://doi.org/10.1002/qj.3767>, publisher : John Wiley & Sons, Ltd, 2020.
- Rössler, C. E., Paccagnella, T., et Tibaldi, S. : A three-dimensional atmospheric trajectory model : Application to a case study of alpine lee cyclogenesis, *Meteorology and Atmospheric Physics*, 50, 211–229, <https://doi.org/10.1007/BF01026018>, 1992.
- Salesky, S. T., Chamecki, M., et Bou-Zeid, E. : On the Nature of the Transition Between Roll and Cellular Organization in the Convective Boundary Layer, *Bound. Layer. Meteor.*, 163, 41–68, <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0220-3>, 2017.
- Saunders, R., Hocking, J., Turner, E., Rayer, P., Rundle, D., Brunel, P., Vidot, J., Roquet, P., Matricardi, M., Geer, A., Bormann, N., et Lupu, C. : An update on the RTTOV fast radiative transfer model (currently at version 12), *Geoscientific Model Development*, 11, 2717–2737, <https://doi.org/10.5194/gmd-11-2717-2018>, 2018.
- Sauvage, C., Lebeaupin Brossier, C., Bouin, M.-N., et Ducrocq, V. : Characterization of the air-sea exchange mechanisms during a Mediterranean heavy precipitation event using realistic sea state modelling, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 20, 1675–1699, <https://doi.org/10.5194/acp-20-1675-2020>, 2020.
- Schemm, S. et Wernli, H. : The Linkage between the Warm and the Cold Conveyor Belts in an Idealized Extratropical Cyclone, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71, 1443–1459, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-13-0177.1>, 2014.
- Schultz, D. M. : Reexamining the cold conveyor belt, *Mon. Wea. Rev.*, 129, 2205–2225, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(2001\)129<2205:RTCCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(2001)129<2205:RTCCB>2.0.CO;2), 2001.
- Schultz, D. M. et Sienkiewicz, J. M. : Using Frontogenesis to Identify Sting Jets in Extratropical Cyclones, *Weather and Forecasting*, 28, 603–613, <https://doi.org/10.1175/WAF-D-12-00126.1>, 2013.
- Seity, Y., Brousseau, P., Malardel, S., Hello, G., Bénard, P., Bouttier, F., Lac, C., et Masson, V. : The AROME-France Convective-Scale Operational Model, *Monthly Weather Review*, 139, 976–991, <https://doi.org/10.1175/2010MWR3425.1>, 2011.
- Seyfried, L., Marsaleix, P., Richard, E., et Estournel, C. : Modelling deep-water formation in the north-west Mediterranean Sea with a new air-sea coupled model : sensitivity to turbulent flux parameterizations, *Ocean Science*, 13, 1093–1112, <https://doi.org/10.5194/os-13-1093-2017>, publisher : European Geosciences Union, 2017.



- Shapiro, M. A. et Keyser, D. : Fronts, Jet Streams and the Tropopause, pp. 167–191, American Meteorological Society, Boston, MA, [https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8\\_10](https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8_10), 1990.
- Sheridan, P. : Current gust forecasting techniques, developments and challenges, in : *Advances in Science and Research*, vol. 15, pp. 159–172, Copernicus GmbH, <https://doi.org/10.5194/asr-15-159-2018>, iSSN : 1992-0628, 2018.
- Shestakova, A. A., Toropov, P. A., Stepanenko, V. M., Sergeev, D. E., et Repina, I. A. : Observations and modelling of downslope windstorm in Novorossiysk, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 83, 83–99, <https://doi.org/10.1016/j.dynatmoce.2018.07.001>, 2018.
- Shu, C.-W. et Osher, S. : Efficient implementation of Essentially Non-oscillatory Shock-Capturing Schemes, *J. Comput. Phys.*, 77, 439–471, [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(88\)90177-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(88)90177-5), 1988.
- Skamarock, W. C. : Evaluating mesoscale NWP models using kinetic energy spectra, *Mon. Wea. Rev.*, 132, 3019–3032, <https://doi.org/10.1175/MWR2830.1>, 2004.
- Skamarock, W. C., Park, S.-H., Klemp, J. B., et Snyder, C. : Atmospheric Kinetic Energy Spectra from Global High-Resolution Nonhydrostatic Simulations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71, 4369–4381, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0114.1>, publisher : American Meteorological Society Section : *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2014.
- Slater, T. P., Schultz, D. M., et Vaughan, G. : Near-surface strong winds in a marine extratropical cyclone : acceleration of the winds and the importance of surface fluxes, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143, 321–332, <https://doi.org/10.1002/qj.2924>, 2017.
- Sroka, S. et Emanuel, K. : A review of parameterizations for enthalpy and momentum fluxes from sea spray in tropical cyclones, *Journal of Physical Oceanography*, 51, 3053–3069, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-21-0023.1>, 2021.
- Sroka, S. et Emanuel, K. : Sensitivity of Sea-Surface Enthalpy and Momentum Fluxes to Sea Spray Microphysics, *J. Geophys. Res.*, 127, e2021JC017774, <https://doi.org/10.1029/2021JC017774>, 2022.
- Stopa, J. E., Wang, C., Vandemark, D., Foster, R., Mouche, A., et Chapron, B. : Automated Global Classification of Surface Layer Stratification Using High-Resolution Sea Surface Roughness Measurements by Satellite Synthetic Aperture Radar, *Geophysical Research Letters*, 49, e2022GL098686, <https://doi.org/10.1029/2022GL098686>, e2022GL098686 2022GL098686, 2022.
- Sullivan, P. P., Edson, J. B., Hristov, T., et McWilliams, J. C. : Large-Eddy Simulations and Observations of Atmospheric Marine Boundary Layers above Nonequilibrium Surface Waves, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65, 1225–1245, <https://doi.org/10.1175/2007JAS2427.1>, 2008.
- Suomi, I., Vihma, T., Gryning, S.-E., et Fortelius, C. : Wind-gust parametrizations at heights relevant for wind energy : A study based on mast observations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 139, 1298–1310, 2013.

- Thurston, W., Fawcett, R. J. B., Tory, K. J., et Kepert, J. D. : Simulating boundary-layer rolls with a numerical weather prediction model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 142, 211–223, <https://doi.org/10.1002/qj.2646>, 2016.
- Trigo, I. F., Davies, T. D., et Bigg, G. R. : Objective Climatology of Cyclones in the Mediterranean Region, *Journal of Climate*, 12, 1685–1696, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1999\)012<1685:OCOCIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1999)012<1685:OCOCIT>2.0.CO;2), 1999.
- Trigo, I. F., Bigg, G. R., et Davies, T. D. : Climatology of Cyclogenesis Mechanisms in the Mediterranean, *Monthly Weather Review*, 130, 549–569, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(2002\)130<0549:COCMIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(2002)130<0549:COCMIT>2.0.CO;2), 2002.
- Uccellini, L. W. : Processes Contributing to the Rapid Development of Extratropical Cyclones, p. 81–105, American Meteorological Society, Boston, MA, [https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8\\_6](https://doi.org/10.1007/978-1-944970-33-8_6), 1990.
- UNDRR : UN 20-year review : earthquakes and tsunamis kill more people while climate change is driving up economic losses | UNDRR, URL <http://www.undrr.org/news/un-20-year-review-earthquakes-and-tsunamis-kill-more-people-while-climate-change> 2018.
- Veron, F. : Ocean Spray, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 47, 507–538, 2015.
- Veron, F., Hopkins, C., Harrison, E. L., et Mueller, J. A. : Sea spray spume droplet production in high wind speeds, *Geophys. Res. Lett.*, 39, <https://doi.org/10.1029/2012GL052603>, 2012.
- Vié, B., Pinty, J.-P., Berthet, S., et Leriche, M. : LIMA (v1.0) : A quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei, *Geoscientific Model Development*, 9, 567–586, <https://doi.org/10.5194/gmd-9-567-2016>, 2016.
- Wahle, K., Staneva, J., Koch, W., Fenoglio-Marc, L., Ho-Hagemann, H., et Stanev, E. V. : An atmosphere–wave regional coupled model : improving predictions of wave heights and surface winds in the southern North Sea, *Ocean Science*, 13, 289–301, 2017.
- Webster, P. J. et Lukas, R. : TOGA COARE : The Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 73, 1377–1416, [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1992\)0732.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1992)0732.0.CO;2), 1992.
- Weckwerth, T. M., Wilson, J. W., Wakimoto, R. M., et Crook, N. A. : Horizontal Convective Rolls : Determining the Environmental Conditions Supporting their Existence and Characteristics, *Monthly Weather Review*, 125, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1997\)125<0505:HCRDTE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1997)125<0505:HCRDTE>2.0.CO;2), publisher : American Meteorological Society, 1997.
- Weckwerth, T. M., Horst, T. W., et Wilson, J. W. : An Observational Study of the Evolution of Horizontal Convective Rolls, *Mon. Wea. Rev.*, 127, 2160–2179, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1999\)127<2160:AOSOTE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1999)127<2160:AOSOTE>2.0.CO;2), 1999.
- Weill, A., Eymard, L., Caniaux, G., Hauser, D., Planton, S., Dupuis, H., Brut, A., Guérin, C., Nacass, P., Butet, A., Cloché, S., Pedreros, R., Durand, P., Bourras, D., Giordani, H.,

- Lachaud, G., et Bouhours, G. : Toward a Better Determination of Turbulent Air–Sea Fluxes from Several Experiments, *Journal of Climate*, [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), 2003.
- Wernli, H. et Davies, H. C. : A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I : The method and some applications, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123, 467–489, <https://doi.org/10.1002/qj.49712353811>, 1997.
- Young, G. S., Kristovich, D. A. R., Hjelmfelt, M. R., et Foster, R. C. : ROLLS, STREETS, WAVES, AND MORE : A Review of Quasi-Two-Dimensional Structures in the Atmospheric Boundary Layer, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83, [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), publisher : American Meteorological Society, 2002.
- Zhang, J. A., Katsaros, K. B., Black, P. G., Lehner, S., French, J. R., et Drennan, W. M. : Effects of Roll Vortices on Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorology*, 128, 173–189, <https://doi.org/10.1007/s10546-008-9281-2>, 2008.
- Zhao, B., Qiao, F., Cavaleri, L., Wang, G., Bertotti, L., et Liu, L. : Sensitivity of typhoon modeling to surface waves and rainfall, *J. Geophys. Res.*, 122, 1702–1723, <https://doi.org/10.1002/2016JC012262>, 2017.
- Zou, Z., Zhao, D., Tian, J., Liu, B., et Huang, J. : Drag coefficients derived from ocean current and temperature profiles at high wind speeds, *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, 70, 1–13, <https://doi.org/10.1080/16000870.2018.1463805>, 2018.
- Čampa, J. et Wernli, H. : A PV Perspective on the Vertical Structure of Mature Midlatitude Cyclones in the Northern Hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69, 725–740, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-11-050.1>, 2012.