HAL
open science

Intensification rapide des cyclones tropicaux du sud-ouest de l'océan Indien (SWIO) : dynamique interne et influences externes

Marie-Dominique Leroux

▶ **To cite this version:**

Marie-Dominique Leroux. Intensification rapide des cyclones tropicaux du sud-ouest de l'océan Indien (SWIO) : dynamique interne et influences externes. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université de la Réunion, 2012. Français. NNT : 2012LARE0014 . tel-01131171v3

HAL Id: tel-01131171

https://theses.hal.science/tel-01131171v3

Submitted on 27 Mar 2015

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

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

THÈSE

En vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA RÉUNION

Spécialité

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE

présentée par

Marie-Dominique LEROUX

Intensification rapide des cyclones tropicaux du sud-ouest de l'océan Indien : dynamique interne et influences externes

Thèse soutenue publiquement le 13 décembre 2012
à partir de 09h00 devant le jury composé de :

Pr.	Hassan BENCHERIF	LACy, Université de la Réunion	Président
Dr.	Jean-Pierre CHABOUREAU	LA, Université Paul Sabatier	Rapporteur
Dr.	Bernard LEGRAS	LMD, Ecole Normale Supérieure	Rapporteur
Dr.	Jean-Pierre CAMMAS	LACy, Université de la Réunion	Examinateur
Pr.	Frank ROUX	LA, Université Paul Sabatier	Directeur de thèse
Dr.	Matthieu PLU	LACy, Météo-France	Co-directeur de thèse

Ecole Doctorale : Sciences et Technologies Santé
Unité de recherche : Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones

À mes parents,
à Nicolas…

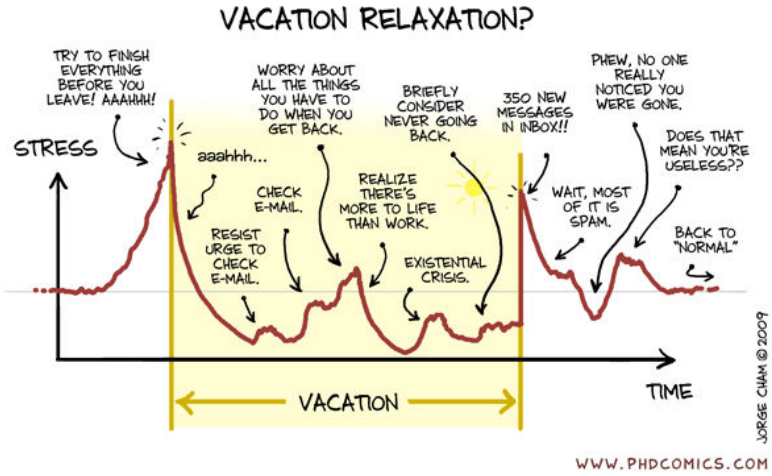
Remerciements

« POUR aller loin, il faut ménager ta monture Marie-Do », cet adage du grand sage Rémy m'aura secouru au fil de cette immersion au cœur du vortex cyclonique ; une épopée qui m'aura maintes fois retourné le corps et l'esprit ! « Down under », j'ai bien essayé sur la poutre (ma 2ème passion avec les cyclones) de reproduire les prouesses de la fabuleuse gymnaste Dora, avec ses vrilles et ses sauts spontanés... Ces séances bi-hebdomadaires m'auront bien défoulée physiquement mais pour la sagesse spirituelle, je dois beaucoup à Johanna de m'avoir appris à canaliser mes pensées par la pratique du Yoga. Je n'aurais jamais pensé qu'une thèse et ses à-côtés pourraient m'enrichir autant qu'un tour du monde. Les liens au sein de l'équipe CRC (Cellule Recherche Cyclone) de Météo-France ont été très forts et je me suis maintes fois sentie épaulée, merci sincèrement à tous. Au final, « LA » simulation Méso-NH de référence n'aura jamais abouti et la bouteille de champagne sera restée au frais... jusqu'à... ma titularisation dans le poste de chercheur à la CRC en mai 2011, une récompense en fin de compte bien plus appréciable !

Je tiens à remercier Messieurs Frank Roux et Matthieu Plu d'avoir accepté la co-direction de cette thèse, de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé toute l'autonomie que je pouvais souhaiter dans ma recherche, tout en me ré-aiguillant à juste titre lorsque je perdais la route principale ou m'attardais sur un détail. Je les remercie tous deux pour leur disponibilité et leurs conseils, particulièrement Matthieu pour les nombreuses relectures d'articles qu'il a pu faire. Il me semble important de remercier aussi le jury de FCPLR et l'ENM d'avoir retenu ce projet de thèse qui me tenait à cœur, et bien sûr le CNRM et la DIRRE d'avoir soutenu mes participations à des conférences internationales. Bien sûr, je tiens à remercier le LACy, unité mixte de recherche de La Réunion englobant la CRC (dont l'existence n'est une réalité qu'au sein de l'organigramme Météo-France).

Cette thèse, c'est en effet l'achèvement de 14 longues années d'études post-bac (si si, j'ai l'âge que j'ai !) et donc d'une bonne partie de ma vie adulte et professionnelle. Maintenant je peux regarder en arrière et confirmer que l'acharnement (c'est le seul terme approprié) a payé. Je ne saurais comment remercier à leur juste valeur mes parents pour m'avoir accompagnée sur cette longue route studieuse, si ce n'est de leur dédicacer cette thèse ! On est loin des fourmis Dorylines « magnans » dont Papa a minutieusement répertorié et suivi les colonies en plein « cagnard » dans les années 70 pour analyser leur comportement sociétal lors de sa thèse, néanmoins on reste dans les régions tropicales et au cœur de l'environnement dans lequel j'ai ouvert les yeux sur la vie. Outre les scientifiques de la station météo de Lamto (Côte d'Ivoire) que j'observais, me dit-on, régulièrement vider le pluviomètre et faire les relevés quotidiens de températures, je dois aussi remercier le professeur de géographie de classe de seconde qui avait inclus dans son cours une présentation des fronts froids/chauds et de la climatologie en France. Ce fut une vraie révélation d'autant plus que l'histoire et la géographie étaient mes bêtes noires ! Mon envie de devenir météorologue est devenue une passion et ne m'a plus quittée, au grand dam de mes premières velléités d'archéologue, de vulcanologue ou même de professeur de français (en réalité c'est plutôt le cours de philosophie qui a contrarié cette destinée). Ensuite j'ai accroché à la thermodynamique en terminale et en classes préparatoires aux grandes écoles ; un mois de recherche dans l'équipe Cyclones de Miami (HRD/AOML/NOAA) en fin de 2ème année de Prépa avec une bourse jeunes CNRS a confirmé mon besoin de travailler sur ce phénomène puissant à fort impact humain qu'est le cyclone. Je dois remercier le comité d'actions sociales du CNRS de financer de tels projets pour les jeunes motivés, ainsi que le laboratoire AOML de la NOAA d'avoir accepté

ma candidature de stagiaire ; je remercie plus particulièrement Shirley Murillo et Jason Dunion de l'équipe HRD d'avoir été si accueillants et de m'avoir expliqué les rudiments de météorologie qui m'ont permis de travailler sur le logiciel HWind alors que je n'étais pas encore météorologue ! A un jour près, le calendrier cyclonique de l'été 2000 ne m'aura pas permis de voler au cœur d'un cyclone de l'Atlantique Nord mais je remercie Mark Powell pour son invitation à bord ; ce sera pour une autre fois je l'espère. Merci à Miloud Bessafi de m'avoir encadrée à la CRC lors de mon stage de fin d'études de technicien météo en 2004 et de m'avoir donné confiance en mes capacités de devenir chercheuse dans un proche futur... Enfin, je dois remercier Noel Davidson du CAWCR à Melbourne (Australie) d'avoir été un père (et parrain) scientifique ; que ce soit lors de mon stage de fin d'études d'ingénieur météo pendant lequel il m'a laissé faire mes premiers pas (et émettre des idées inattendues mais pas si farfelues au final puisqu'elles font l'objet d'un article), ou via les nombreuses discussions pendant cette thèse par mail, par téléphone, ou lors de conférences internationales. J'en profite pour remercier aussi Jeff Kepert de la même équipe australienne pour sa confiance scientifique et son amitié, ainsi que Chi Mai NGuyen.



Distribution temporelle du stress d'un thésard selon une image tirée du web, qui m'avait été fournie par Ghislain. J'ai évité de l'appliquer ;-)

Pour ces 3 dernières années écoulées, je remercie plus particulièrement les équipes de la DIRRE pour leur accueil chaleureux lors de mon arrivée (et Philippe Arbogast côté Toulouse pour ses encouragements). Merci à Ghislain, David, et Matthieu de m'avoir livré dans la bonne humeur les rudiments des outils Olive, Aladin-Réunion, Méso-NH, et Metview en 1ère année de thèse ; à Christelle, Christophe et Soline de m'avoir orientée vers le fabuleux logiciel qu'est NCL avec un soutien précieux au début de mon apprentissage. Merci aussi à Christelle, Christine et Jean-Pierre pour leur orientation dans les divers paramètres des simulations Méso-NH. Je suis reconnaissante envers Thierry Dupont pour ses nombreuses informations et explications côté « opérationnel ». Par ailleurs, ce manuscrit de thèse a grandement bénéficié des nombreuses relectures et judicieuses remarques effectuées par David et Matthieu en particulier. Un grand merci à Dominique et aux autres collègues de m'avoir abondée en délicieux avocats, carburant de la réflexion ! Merci à Jérémy pour ses séances de culture générale à table le midi. Et bien sûr, cela va sans dire, une mention particulière à Rémy, véritable « poumon » de l'équipe CRC, pour sa bonne humeur permanente et son aide sur les outils et les divers langages informatiques. Ce travail de thèse a pu être accompli grâce à vous tous ! Et pour la suite, je suis redevable à Ghislain de m'avoir amicalement cédé son poste dans l'équipe ;-)

Je tiens à terminer ce chapitre de remerciements par une mention particulière envers mon conjoint Nicolas qui a su faire preuve d'une grande patience en m'encourageant et me valorisant à chaque instant.

St Denis de La Réunion, le 16 janvier 2013.

Table des matières

Table des matières vii

Liste des figures x

Liste des tableaux xiii

CHAPITRE 1 : Introduction et plan 1

CHAPITRE 2 : Contexte de l'étude et état des connaissances 5

2.1 CYCLONES TROPICAUX . . . 7
- 2.1.1 Surveillance . . . 7
- 2.1.2 Cyclogenèse et déclin . . . 10
- 2.1.3 Structure et dynamique . . . 14
- 2.1.4 Talon d'Achille . . . 21
- 2.1.5 Profils radiaux de vent, de pression et de vorticité . . . 22
- 2.1.6 Observation par satellite (structure et intensité) . . . 26
- 2.1.7 Trajectoire type . . . 35

2.2 DÉFERLEMENT D'ONDE DE ROSSBY . . . 38
- 2.2.1 Les ondes de Rossby . . . 38
- 2.2.2 Déferlement et structures associées (thalwegs d'altitude, anomalies de tourbillon) . . . 40
- 2.2.3 Climatologie . . . 42

2.3 INTENSIFICATION RAPIDE DES CYCLONES : LES ACTEURS CLÉS . . . 44
- 2.3.1 Définition . . . 44
- 2.3.2 Forçage externes : océan et environnement atmosphérique . . . 45
- 2.3.3 Forçage externe atmosphérique : focus sur l'effet du cisaillement vertical de vent . . . 46
- 2.3.4 Forçage externe atmosphérique : focus sur les effets d'un thalweg d'altitude . . . 52
- 2.3.5 Dynamique interne . . . 58

2.4 PRÉVISION NUMÉRIQUE DES CYCLONES : PROGRÈS ET DIFFICULTÉS . . . 64
- 2.4.1 Les différents types de modèles pour la prévision cyclonique . . . 64
- 2.4.2 Performance de quelques modèles opérationnels . . . 70
- 2.4.3 Techniques pour affiner les conditions initiales : bogus et assimilation de données . . . 71
- 2.4.4 Perspectives d'amélioration pour la prévision d'intensité . . . 74

CHAPITRE 3 : Climatologie de l'intensification des systèmes tropicaux dans le bassin SOOI **77**
3.1 ETUDE CLIMATOLOGIQUE 79
3.1.1 Distribution des systèmes tropicaux par coefficient d'intensité 79
3.1.2 Distribution des intensifications (tous systèmes tropicaux) 82
3.1.3 Distribution des intensifications cycloniques 84
3.1.4 Lien déferlements d'onde de Rossby - intensification rapide des cyclones 87
3.2 ANALYSE DES CONFIGURATIONS D'INTERACTION CYCLONE-THALWEG 91
3.2.1 Méthodologie et données utilisées 91
3.2.2 Configurations d'interaction et identification d'un cas d'étude 91
3.3 BILAN CLIMATOLOGIQUE 92

CHAPITRE 4 : Observation et modélisation d'un cas d'étude du SOOI **97**
4.1 LE CYCLONE DORA 99
4.1.1 Cyclogenèse 99
4.1.2 Intensification et trajectoire 99
4.1.3 Mesures aéroportées 102
4.1.4 Cycle de remplacement du mur de l'œil 103
4.1.5 Structure annulaire 104
4.1.6 Environnement océanique 104
4.1.7 Interaction avec une structure d'altitude 105
4.1.8 Conclusion : un cas d'étude approprié 108
4.2 QUALITÉ DES ANALYSES DU CEPMMT 109
4.3 EXPÉRIENCES NUMÉRIQUES 114
4.3.1 Méthodologie et outils numériques 114
4.3.2 Simulations TC-LAPS de Dora 121
4.3.3 Jeu de bogus de vent ALADIN 121
4.3.4 Jeu de simulations Méso-NH et diagnostics associés 127
4.3.5 Jeu de simulations ALADIN et simulation de référence retenue 130
4.4 BILAN SUR LA MODÉLISATION DE DORA 132

CHAPITRE 5 : Impact d'un thalweg profond sur l'intensification rapide de Dora : déclenchement de processus internes par forçage externe **135**
5.1 BUT . . . 137
5.2 OUTILS DIAGNOSTIQUES POUR CARACTÉRISER L'INTERACTION CYCLONE-ENVIRONNEMENT . . . 137
5.2.1 Flux d'Eliassen-Palm en géométrie cylindrique . . . 138
5.2.2 Lien avec les flux asymétriques de tourbillon potentiel . . . 141
5.2.3 Bilans de vent tangentiel et de tourbillon potentiel . . . 142
5.3 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE . . . 143
5.4 ARTICLE . . . 147

CHAPITRE 6 : Impact de la structure initiale d'un cyclone sur la prévision d'intensité et de trajectoire **171**
6.1 PROBLÉMATIQUE . . . 173
6.2 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE . . . 174
6.3 ARTICLE . . . 177

CHAPITRE 7 : Conclusion et perspectives **203**

Glossaire **207**

Bibliographie **211**

Annexes **229**
A.1 NOTATIONS . . . 231
A.2 PERFORMANCE DES MODÈLES D'INTENSITÉ DANS LE SOOI . . . 234
A.3 JEU DE SIMULATIONS MÉSO-NH DU CYCLONE DORA . . . 236

Liste des figures

2.1 Amas convectifs de la ZCIT observés par image satellitaire en été austral et boréal . . 8
2.2 Les 6 CMRS et leur zone de responsabilité respective 8
2.3 Les régions d'activité cyclonique dans les bassins SOOI et Pacifique Nord-Ouest . . 10
2.4 Exemple de calcul du cisaillement vertical de vent 11
2.5 Représentation schématique de la structure d'un cyclone mature de l'hémisphère nord 14
2.6 Repère cylindrique utilisé pour décrire un cyclone de l'hémisphère nord 15
2.7 Structure moyenne azimuthale d'un cyclone composite de l'hémisphère nord 16
2.8 Profil radial type du vent tangentiel symétrique au sein d'un cyclone 17
2.9 Les deux équilibres observés dans un cyclone tropical de l'hémisphère nord. 19
2.10 Conservation du moment angulaire absolu au-dessus de la couche limite 20
2.11 Coupe r-z de la stabilité inertielle dans un cyclone type 22
2.12 Profil radial de vent tangentiel et de vorticité dans un vortex de Rankine modifié . . . 23
2.13 Images satellitaires dans les canaux visible, infrarouge et micro-ondes 27
2.14 Exemple d'identification des structures nuageuses avec la technique de Dvorak . . . 29
2.15 Variabilité naturelle de la taille d'un cyclone illustrée par imagerie satellitaire 30
2.16 Table utilisée pour la technique de Dvorak dans le SOOI 31
2.17 Structure pentagonale de l'œil de l'ouragan Isabel (2003) capturée en imagerie visible 32
2.18 Structure annulaire du cyclone Dora observée par satellite (02-03 février 2007) 33
2.19 Cycle de remplacement du mur de l'œil du typhon Sinlaku (2008) observé dans le canal micro-ondes 85 GHz 34
2.20 Schéma des gyres beta induits par un cyclone 36
2.21 Distribution mondiale des cyclones sur la période 1856-2006 37
2.22 Coupe latitude-z des isentropes moyennes dans la troposphère et la basse stratosphère 39
2.23 Ondes de Rossby synoptiques et planétaires (tempêtes de décembre 1999) 39
2.24 Schéma conceptuel d'un déferlement d'onde de Rossby dans les deux hémisphères . 41
2.25 Exemple de déferlement d'onde de Rossby dans le SOOI et structures associées . . . 43
2.26 Régions convectives privilégiées en présence d'un cisaillement vertical de vent dans la même direction que le déplacement du cyclone 47
2.27 Modification de la circulation secondaire d'un cyclone en présence de cisaillement de vent (schéma conceptuel) 47
2.28 Coupes verticales composites de l'anomalie de température, du vent tangentiel et du tourbillon pour un cyclone sous l'influence d'un cisaillement vertical inférieur ou supérieur à 7,5 m.s^{-1} 49
2.29 Développement de la convection à l'intérieur du RVM en régime cisaillé 51
2.30 Forçage synoptique associé à un fond de thalweg de haute troposphère 52
2.31 Schéma illustrant comment une anomalie de tourbillon potentiel humide d'altitude peut induire une anomalie de vent cyclonique de surface 56
2.32 Ondes de Rossby de vortex matérialisées par les réflectivités radar 61
2.33 Profil radial du tourbillon potentiel en moyenne azimuthale : distributions monopolaire et annulaire 62
2.34 Méso-vortex simulés par un modèle barotrope non divergent 63
2.35 Erreurs moyennes annuelles de la prévision de trajectoire dans le SOOI (1990-2008). 71

2.36 Erreurs moyennes annuelles de la prévision de trajectoire et d'intensité dans l'Atlantique Nord (1990-2009). 72
2.37 Répartition des observations de vent dans le bogus ALADIN-Réunion 74

3.1 Distribution de fréquences pour chaque valeur de $CI \geq 2$ et répartition en 3 catégories 80
3.2 Densité géographique des perturbations, dépressions tropicales et cyclones dans le SOOI 81
3.3 Distribution de fréquences des taux d'intensification sur 6 h et 12 h - répartition en 3 catégories 82
3.4 Densité géographique des systèmes tropicaux dans le SOOI pour les 3 catégories d'intensification 83
3.5 Densité géographique des cyclones tropicaux dans le SOOI pour les 3 catégories d'intensification. 86
3.6 Détection d'un déferlement sur l'isoligne $-1{,}5$ PVU à 200 hPa 87
3.7 Densité des RWBs à 200 hPa situés à proximité des cyclones en début d'intensification rapide entre 1989 et 2009 (SOOI) 88
3.8 Composite de la densité des RWBs autour du centre cyclonique en début de RI 88
3.9 Composite des champs de PV et de vent en classe 1 (thalweg au sud-ouest du cyclone) 89
3.10 Composite des champs de PV et de vent en classe 2 (thalweg au sud du cyclone) . . . 90
3.11 Composite des champs de PV et de vent en classe 3 (thalweg au sud-est du cyclone) . 90
3.12 Champs de PV sur l'isentrope 350 K pour des cas d'intensification à distance d'un RWB 93
3.13 Champs de PV sur les isentropes 350 K et 370 K pour des cas d'intensification à proximité d'un RWB 94

4.1 Trajectoire et intensité du cyclone Dora (2007) - données Best track Météo-France . . 100
4.2 Cisaillement de vent au-dessus de Dora en 1ère et 2ème phase de RI 101
4.3 Aéroclipper (photo) 102
4.4 ERC du cyclone Dora (01-02 février 2007) 103
4.5 Température de surface de la mer le 31 janvier à 0600 UTC 104
4.6 Contenu énergétique de l'océan (OHC) les 28 et 30 janvier 2007. 105
4.7 Champ de PV sur l'isentrope 350 K pour Dora en 1ère phase de RI 106
4.8 Intrusion d'air sec autour de Dora (images Météosat 7 dans le canal vapeur d'eau) . . 107
4.9 Qualité des analyses du CEPMMT : humidité relative 109
4.10 Qualité des analyses du CEPMMT : tourbillon potentiel 110
4.11 Qualité des analyses du CEPMMT : température potentielle sur la tropopause dynamique 111
4.12 Qualité des analyses du CEPMMT : vitesse verticale 112
4.13 Qualité des analyses du CEPMMT : circulation de basses couches 113
4.14 Analyse et prévision de Dora (trajectoire et intensité) pour 3 modèles opérationnels de 2007 115
4.15 Stratégie de modélisation 116
4.16 Domaine d'ALADIN-Réunion 117
4.17 Trajectoire et intensité de Dora simulées par TC-LAPS 122
4.18 Profils radiaux de pression et de vent en surface pour les bogus retenus 124
4.19 Ebauche et analyse du champ de vent à 10 m le 31 janvier 2007 à 0600 UTC pour le bogus ALADIN défini par les observations en temps réel (V0) 125
4.20 Ebauche et analyse du champ de vent à 10 m le 31 janvier 2007 à 0600 UTC pour 3 bogus ALADIN personnalisés 126
4.21 Trajectoire et intensité de Dora simulées par Méso-NH 128
4.22 Humidité relative de basses couches prévue par ALADIN versus Méso-NH après 8 h et 24 h de simulation 131

4.23 Evolution temporelle de l'humidité relative prévue par ALADIN versus Méso-NH . . 132
4.24 Validation de la simulation ALADIN dans le canal vapeur d'eau 133
4.25 Trajectoire et intensité de Dora prévues par ALADIN 134

5.1 Représentation des flux d'Eliassen-Palm et de leur divergence dans un système de coordonnées cylindriques et isentropes 139
5.2 Vue 3D de l'intrusion de tourbillon potentiel associée au thalweg approchant Dora . . 144
5.3 Schéma conceptuel de l'interaction de Dora avec un thalweg d'altitude 146

6.1 Evolution des profils radiaux de tourbillon et de vitesse verticale dans la simulation de Sinlaku initialisée par un RVM de 220 km 176

A.1 Erreurs moyennes annuelles de la prévision d'intensité réalisée par le CMRS de La Réunion et par 3 modèles numériques opérationnels dans le SOOI (saisons 2003-2004 à 2011-2012) 235
A.2 Domaines retenus pour les diverses simulations Méso-NH 237
A.3 Prévision de l'intensité de Dora sur les 78 heures de l'étude avec différentes configurations de Méso-NH 239
A.4 Répartition des niveaux verticaux dans les simulations Méso-NH et ALADIN-Réunion 240
A.5 Simulations de la trajectoire et de l'intensité de Dora en partant d'un réseau antérieur 241

Liste des tableaux

2.1 Classification des cyclones selon la force des vents maximaux pour 4 bassins d'intérêt 9
2.2 Tableau de contingence classant les intensifications cycloniques par type d'interaction 53
2.3 Résumé des principaux modèles numériques utilisés pour la prévision cyclonique . . 67

3.1 Distribution de fréquences des systèmes tropicaux par catégorie de CI 79
3.2 Distribution de fréquences des systèmes tropicaux par catégorie d'intensification sur 6 heures 82
3.3 Distribution de fréquences des cyclones par catégorie d'intensification sur 6 heures . 85

4.1 Caractéristiques des 4 bogus de vent testés pour Dora 123

A.1 Liste des variables et constantes 231

Chapitre 1
Introduction et plan

Les cyclones tropicaux comptent parmi les cataclysmes naturels les plus dévastateurs et représentent une menace majeure pour l'homme et ses biens dans certaines régions côtières du globe. Des exemples récents ont pu attester de l'ampleur de ce phénomène météorologique et souligner la portée de ses ravages, entre pluies torrentielles, raz-de-marée et vent violent. Ces perturbations s'accompagnent d'une chute significative de la pression de surface, jusqu'à 4 fois plus forte que la baisse de pression associée aux tempêtes des moyennes latitudes. Ce creusement est associé à un net renforcement des vents de basses couches qui constitue un critère pour évaluer leur intensité. C'est à la férocité de ces tempêtes que le mot « ouragan », traduit de l'anglais « hurricane », doit sa terminologie. C'est le nom que donnaient les indiens Caraïbes au dieu du mal et des enfers (Hurican). L'ouragan Katrina par exemple, qui s'est rapidement intensifié avant de frapper la Nouvelle-Orléans en 2005, reste dans nos esprits en raison de sa forte marée de tempête. Mais si les médias se penchent davantage sur le bassin Atlantique, d'autres zones tropicales souffrent couramment de ces catastrophes. Par exemple, les pluies diluviennes de Gamède, qui a touché La Réunion en 2007, représentent le record mondial de précipitions en 24 heures. Ces pluies certainement accentuées par le relief de l'île et par la trajectoire erratique de l'événement ont eu des conséquences dramatiques causant coulées de boue et glissements de terrain, avec des répercussions sur l'économie de l'île (agriculture, bâtiment...). Un autre cyclone, Ivan, a dévasté en 2008 la côte Est de Madagascar et causé un lourd bilan humain à cause de ses vents forts, ses pluies abondantes et sa marée de tempête. Plus récemment, en janvier 2012, c'est Funso qui a fait 20 victimes et 56 000 sans-abri rien qu'au Mozambique. Ces quelques exemples récents, pris parmi tant d'autres (80 à 90 tempêtes tropicales se forment par an en moyenne), illustrent la nécessité de correctement prévoir les cyclones pour mieux anticiper leurs dégâts potentiels. Ce besoin est particulièrement sensible dans le sud-ouest de l'océan Indien, un bassin dont les spécificités restent mal connues. Bien que l'activité cyclonique y soit presque aussi intense que dans l'Atlantique Nord, aucune campagne de mesures n'a en effet permis de récolter des données d'observation denses comme a pu le faire la campagne internationale TCS08 (Tropical Cyclone Structure 2008) pour les typhons du Pacifique Nord-Ouest.

Les cyclones tropicaux ont des cycles de vie complexes, marqués par différentes phases (intensification, comblement, remplacement du mur de l'œil, transition extra-tropicale, etc.). Certains cyclones subissent une ou plusieurs phases d'intensification rapide (creusement de la pression au centre de plusieurs dizaines d'hectopascals). Comprendre et anticiper avec précision ces changements d'intensité parfois brusques reste un des challenges actuels de la communauté scientifique, tandis que la prévision de trajectoire s'est considérablement améliorée ces 10 dernières années (Franklin 2008). Devant l'impact grandissant de tels événements dans des zones côtières toujours plus peuplées (cf. Katrina en 2005), l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) a identifié l'intensification rapide comme un axe de recherche prioritaire dans le cadre des recommandations émises lors des $6^{\text{ème}}$ et $7^{\text{ème}}$ éditions de l'atelier international sur les cyclones tropicaux organisé par l'OMM tous les 4 ans (IWTC-VI, IWTC-VII, WMO 2006; 2010).

La difficulté de prévoir l'intensification rapide des cyclones provient du manque d'observation et de compréhension des processus physiques qui pilotent ces événements rares. Jusqu'à présent,

les chercheurs ont attribué l'intensification rapide des cyclones à des mécanismes à la fois internes (se déroulant au cœur du système) et externes (en lien avec l'environnement atmosphérique et océanique). Les ingrédients environnementaux favorables à l'intensification sont bien connus (contenu thermique de l'océan superficiel suffisant, absence de cisaillement vertical de vent, alimentation en basses couches...), mais les complexes interactions entre ces influences externes et la dynamique interne du cyclone demeurent mal comprises. La prévision d'intensité souffre aussi, entre autres, de l'incapacité des modèles numériques actuels à simuler correctement les processus internes de petite échelle se déroulant au sein du vortex. Ces processus régissent l'évolution de la structure des cyclones et donc a fortiori l'évolution de leur intensité. Une modélisation correcte de tels processus nécessite l'usage de modèles numériques à haute résolution capables de résoudre explicitement la convection, qui s'avèrent trop coûteux en prévision opérationnelle. De récentes études basées sur des modèles simplifiés ou de recherche ont néanmoins permis de fonder les bases théoriques pour la description de ces mécanismes internes.

Le sud-ouest de l'océan Indien (SOOI) est un bassin privilégié pour l'étude des mécanismes d'intensification en lien avec un thalweg d'altitude. Des fonds de thalweg de haute troposphère issus des moyennes latitudes parviennent régulièrement à voyager jusqu'en zone tropicale par déferlement d'onde de Rossby. Ils y renforcent localement les ascendances et donc la convection à l'échelle synoptique. Ces systèmes étant caractérisés par un maximum relatif de tourbillon potentiel cyclonique d'altitude, il est légitime de se demander s'ils peuvent « nourrir » et intensifier le cœur d'un vortex cyclonique tropical défini par du tourbillon potentiel en basse et en moyenne troposphère. Aucun consensus ou modèle conceptuel n'existe aujourd'hui dans la communauté des cyclones pour quantifier avec précision l'impact d'un thalweg sur un cyclone, quel que soit le bassin océanique. Une raison probable est que l'interaction cyclone-thalweg met en jeu plusieurs gammes d'échelles : des processus externes (forçage induit par le thalweg) aux processus internes qui se déroulent au sein du cyclone en réponse à ce forçage, avec une rétroaction du cyclone sur le thalweg. Bien que les mécanismes dynamiques et physiques qui mènent à l'intensification rapide d'un cyclone lorsqu'il interagit avec un tel vortex d'altitude ne soient pas bien élucidés, des études descriptives (Bosart et al. 2000), dont certaines basées sur l'analyse de la distribution de tourbillon potentiel (Molinari et al. 1995; 1998), ont déjà montré la complexité des mécanismes en jeu. Le thalweg modifie quelques-unes des conditions environnementales cruciales à l'intensification d'un cyclone, à savoir le cisaillement vertical de vent, le flux sortant d'altitude, l'advection de tourbillon potentiel et la stabilité verticale.

Le présent projet de recherche a pour but de comprendre, par la modélisation numérique, les mécanismes impliqués dans les interactions possibles entre un cyclone tropical et une structure cohérente d'altitude originaire des moyennes latitudes. Des expériences numériques sont conduites sur un cas réel de cyclone qui a traversé le bassin SOOI en subissant une phase d'intensification rapide au voisinage d'un thalweg, avec advection de tourbillon au sein de la structure cyclonique. Il s'agit dans un premier temps d'identifier les mécanismes caractéristiques de l'interaction thalweg-cyclone à l'échelle synoptique. Les résultats devraient permettre de clarifier quels sont les processus physiques majeurs impliqués dans la possible influence des thalwegs d'altitude (et de leur noyau de fort tourbillon) sur la trajectoire, l'intensité et les caractéristiques internes des cyclones tropicaux.

La thèse s'insère dans la prospective de recherche du LACy, une unité mixte de recherche entre le CNRS, Météo-France et l'Université de La Réunion, qui intègre l'équipe Cyclones travaillant actuellement sur les 3 sujets majeurs suivants :

- intensification rapide des cyclones : observation et modélisation,
- modélisation et observation des précipitations intenses (sujet intégré dans le projet PRECYP cofinancé par la fondation MAIF),

– développement de modèles de prévision numérique avec assimilation de données variationnelle (amélioration d'ALADIN-Réunion et évaluation d'AROME pour la prévision cyclonique).

Ces dernières années, de nombreux travaux de recherche et de développement ont consisté à mettre en place un système de modélisation à haute résolution des cyclones, basé sur le modèle Méso-NH (Lafore et al. 1998). Les expériences numériques conduites avec Méso-NH dans le cadre de la thèse ont mis en évidence des déficiences dans la simulation du cyclone Dora (2007). D'autres expériences ont été conduites sur le même cas d'étude avec ALADIN-Reunion, le modèle opérationnel sur le bassin SOOI. Elles ont révélé des qualités insoupçonnées de ce modèle hydrostatique pour la prévision des processus internes, dans le cadre d'un forçage externe d'altitude. Le présent travail complète par ailleurs les études climatologiques réalisées dans l'équipe Cyclones du LACy (Leroux 2004, Beldjilali 2004, Bacheviller et Leches 2006). Bien sûr, de nombreux projets de recherche sont en cours sur ce même thème dans les autres organismes, comme le Bureau of Meteorology (BoM) en Australie, en vue de répondre aux priorités thématiques de l'OMM. Dr Noel Davidson, chercheur de l'équipe Cyclones du CAWCR (Melbourne) est notre collaborateur sur ce sujet et a parrainé cette thèse. Il est le co-auteur principal de l'article scientifique qui sera présenté au chapitre 6.

Le plan retenu pour ce manuscrit de thèse est le suivant. Dans le chapitre 2, nous décrirons ce qu'est un cyclone tropical, son alimentation énergétique, son territoire géographique, sa structure, sa dynamique, ainsi que les critères permettant d'estimer son intensité. Le cyclone évolue au sein d'un environnement avec lequel il interagit. Certains facteurs apparaîtront comme susceptibles de moduler son intensité. Nous présenterons plus particulièrement le forçage externe qu'est le thalweg d'altitude et les spécificités du bassin SOOI à cet égard, sans oublier les processus internes au cyclone qui se déroulent au cœur du vortex et qui régissent l'évolution de sa structure. Dans ce contexte, les difficultés actuelles des modèles numériques à prévoir correctement les changements brusques d'intensité des cyclones seront soulignées. Le troisième chapitre sera dédié à une climatologie de l'intensification des cyclones du bassin SOOI ; des configurations types d'interaction avec un thalweg d'altitude y seront identifiées. Dans le chapitre 4 nous introduirons Dora, cyclone de l'océan Indien qui fut approché en 2007 par un thalweg des moyennes latitudes. Ses nombreuses spécificités seront illustrées pour justifier le choix de ce cas d'étude avant de détailler les outils numériques utilisés pour modéliser son intensification. Le chapitre 5 sera consacré à la description des diagnostics et principaux résultats obtenus sur l'interaction thalweg-cyclone dans le cas de Dora. Les processus qui ont conduit à l'intensification cyclonique sous l'influence d'un forçage externe seront analysés en détail dans un article soumis au *Journal of Atmospheric Sciences*, préalablement résumé en français. Enfin, le chapitre 6 exposera l'impact de la structure initiale d'un cyclone sur la prévision de son intensité mais aussi de sa trajectoire. Les tests de sensibilité à la structure initiale du typhon Sinlaku (2008), réalisés avec le modèle australien TC-LAPS, seront présentés dans un article accepté par la *Monthly Weather Review*. La conclusion clôturera le manuscrit en énonçant les résultats majeurs de cette thèse ainsi que les travaux ultérieurs à conduire en vue d'obtenir un modèle conceptuel d'interaction cyclone-thalweg, et, plus largement, d'améliorer la prévision numérique de l'intensité des cyclones tropicaux.

Chapitre 2
Contexte de l'étude et état des connaissances

SOMMAIRE

2.1 CYCLONES TROPICAUX **7**
2.1.1 Surveillance 7
2.1.2 Cyclogenèse et déclin 10
Le carburant du cyclone : la vapeur d'eau 10
Cyclogenèse : formation d'une dépression tropicale 10
Genèse phase 1 : les ondes tropicales identifiées comme précurseurs 11
Genèse phase 2 : la construction du vortex par croissance du tourbillon 12
De la dépression tropicale au cyclone : intensification par les flux de surface 13
Intensité potentielle maximale d'un cyclone 13
Déclin 14
2.1.3 Structure et dynamique 14
Circulations primaire et secondaire 15
Paramètres de structure 17
Equilibre horizontal 18
Equilibre hydrostatique 19
Equilibre du vent thermique 19
Moment angulaire 20
Asymétries 21
Conclusion 21
2.1.4 Talon d'Achille 21
2.1.5 Profils radiaux de vent, de pression et de vorticité 22
Profil radial de vent et de pression 22
Le profil de pression de Holland 24
Profil de vorticité 25
2.1.6 Observation par satellite (structure et intensité) 26
Les instruments satellitaires 26
Estimation de l'intensité par imagerie satellitaire 28
Intérêt des satellites pour observer la structure des cyclones 30
Exemple de structure symétrique : le cyclone annulaire 32
Exemple de changement de structure : le cycle de remplacement du mur de l'œil . . . 33
2.1.7 Trajectoire type 35
2.2 DÉFERLEMENT D'ONDE DE ROSSBY **38**
2.2.1 Les ondes de Rossby 38
Le tourbillon potentiel marqueur de la tropopause dynamique 38
Les ondes de Rossby 38
Théorie linéaire des ondes de Rossby 40
2.2.2 Déferlement et structures associées (thalwegs d'altitude, anomalies de tourbillon) . . 40
2.2.3 Climatologie 42

2.3 INTENSIFICATION RAPIDE DES CYCLONES : LES ACTEURS CLÉS 44
2.3.1 Définition 44
2.3.2 Forçage externes : océan et environnement atmosphérique 45
Forçage externe océanique 45
Forçage externe atmosphérique (généralités) 45
2.3.3 Forçage externe atmosphérique : focus sur l'effet du cisaillement vertical de vent . . 46
Effet du cisaillement vertical de vent : inclinaison du vortex et asymétries d'ordre 1 46
Existe-t'il un seuil de cisaillement pour l'intensification rapide ? 50
Cas d'intensification rapide en régime cisaillé 50
2.3.4 Forçage externe atmosphérique : focus sur les effets d'un thalweg d'altitude 52
Configurations d'interaction thalweg-cyclone 53
Effet des sources de moment angulaire 54
Renforcement de la circulation secondaire du cyclone 55
Effet de l'ensemble du train d'onde de Rossby 56
Effet des sources de tourbillon potentiel 57
Conclusion 58
2.3.5 Dynamique interne 58
Théorie des ondes de Rossby de vortex (VRW) 59
Mise en évidence des VRW dans un cyclone 60
Instabilité barotrope et meso-vortex 61
Les « Vortical Hot Towers » (VHT) 62
Deux régimes distincts du vortex : symétrique (anneau de PV) et asymétrique (monopole de PV) 62
Implication des VRW dans les cycles de remplacement du mur de l'œil 63
Conclusion 64
2.4 PRÉVISION NUMÉRIQUE DES CYCLONES : PROGRÈS ET DIFFICULTÉS 64
2.4.1 Les différents types de modèles pour la prévision cyclonique 64
Les modèles statistiques (climatologie et persistence) 64
Les modèles dynamiques 65
Les modèles statistico-dynamiques 68
Les prévisions d'ensemble 69
Les consensus de modèles 70
2.4.2 Performance de quelques modèles opérationnels 70
2.4.3 Techniques pour affiner les conditions initiales : bogus et assimilation de données . . 71
Nécessité du bogus 71
Bogus de vent dans ALADIN-Réunion 73
2.4.4 Perspectives d'amélioration pour la prévision d'intensité 74

DANS ce chapitre, nous présentons les notions de base relatives à la thermodynamique, la cinétique et la structure d'un cyclone tropical. Le mécanisme de déferlement d'onde de Rossby, couramment observé dans le bassin sud-ouest de l'océan Indien (SOOI), est illustré et une description de l'objet dynamique associé à ces déferlements (thalweg d'altitude ou cut-off low, anomalie ou structure cohérente de tourbillon potentiel) est donnée. Une synthèse bibliographique détaille alors les différents acteurs clés, connus à ce jour, susceptibles de jouer un rôle dans l'intensification rapide d'un cyclone, parmi lesquels les thalwegs d'altitude. Enfin, la dernière section résume les difficultés des modèles numériques actuels à prévoir l'intensification rapide des cyclones et les principales pistes d'amélioration aujourd'hui identifiées.

2.1 Cyclones tropicaux

Les cyclones tropicaux sont des perturbations météorologiques qui se forment aux tropiques, une zone que l'on définit en météorologie comme la bande délimitée par les axes des anticyclones subtropicaux des deux hémisphères. En moyenne, les tropiques sont donc situés entre 30°S et 30°N, mais il s'agit en réalité d'un domaine en perpétuelle évolution puisqu'il se déplace avec le mouvement apparent du soleil. La zone de convergence intertropicale (ZCIT) retient toute l'attention des prévisionnistes car elle constitue la première zone de formation des perturbations tropicales qui peuvent dans certaines situations se transformer en dépression tropicale voire en cyclone.

La ZCIT désigne la région située près de l'équateur vers laquelle convergent les vents de basses couches dirigés par les anticyclones subtropicaux. Nommés alizés, ils ont une orientation de nord-est dans l'hémisphère nord et de sud-est dans l'hémisphère sud. L'afflux de masse atmosphérique crée des mouvements verticaux de grande échelle. Dans ces vastes zones d'ascendance, des foyers convectifs beaucoup plus intenses vont pouvoir se former et caractériser la ZCIT. Ces amas convectifs sont de la convection isolée (cumulus, orage unicellulaire ou multicellulaire) ou de la convection organisée à méso-échelle (systèmes convectifs de méso-échelle, ou MCS). Ces derniers atteignent 1 000 à 2 000 km sur certaines zones géographiques comme le Pacifique Ouest et l'Indonésie (Fig. 2.1). La ZCIT n'est pas une entité continue puisqu'elle se compose de zones de convection profonde de quelques centaines de kilomètres de longueur séparées par des zones de ciel clair d'une taille équivalente (Fig. 2.1). À l'échelle planétaire, les contours de la ZCIT sont définis par la position moyenne de ces amas convectifs sur une échelle temporelle de l'ordre du mois (enveloppe orange). Dans l'océan Indien, la position de la ZCIT oscille entre 25°N en juillet et 15°S en janvier.

2.1.1 Surveillance

Un aspect crucial de la prévision des cyclones concerne la transmission de l'information en direction des services spécialisés et du public. Le World Weather Watch (WWW) Programme de l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) a formellement désigné six Centres Météorologiques Régionaux Spécialisés (CMRS) ainsi que six centres de prévision d'alerte cyclonique (TCWC) pour surveiller, prévoir et alerter de la présence de systèmes dépressionnaires tropicaux. Les CMRS et TCWC se répartissent sur les 7 bassins cycloniques du globe où se forment par an un total moyen de 84 tempêtes tropicales dont 45 évoluent en cyclones (Neumann 1993) ; ils sont listés en figure 2.2 avec leur zone de responsabilité respective.

L'OMM a défini une norme internationale pour quantifier l'intensité d'un système dépressionnaire tropical : la moyenne sur 10 minutes de la vitesse du vent mesuré à 10 mètres. Néanmoins beaucoup de pays ont développé leur propre mesure d'intensité, pour des raisons historiques en général. Par exemple, les Etats-Unis continuent de moyenner les vents sur une période de 1 minute (« vents soutenus ») qui donne des valeurs plus fortes que sur 10 minutes. Un facteur de conversion empirique de 0,88 ou 0,93 (estimation plus récente de Harper et al. 2010) peut être appliqué pour convertir les vents moyens sur 1 minute en vents moyens sur 10 minutes.

Un système dépressionnaire tropical est « baptisé » (on lui attribue un nom) dès lors qu'il atteint le stade de tempête tropicale (vents supérieurs à 34 nœuds, voir tableau 2.1). Il devient un « ouragan », « typhon », ou encore « cyclone » lorsque les vents près du centre s'intensifient pour atteindre 64 nœuds ($1\,\mathrm{kt} = 1{,}852\,\mathrm{km.h^{-1}} = 0{,}5144\,\mathrm{m.s^{-1}}$). Les différentes terminologies dépendent du bassin océanique : respectivement l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord-Est pour les ouragans, le Pacifique Nord-Ouest pour les typhons, ou le reste du monde pour les cyclones. Les cyclones sont ensuite classés en catégories pour décrire les dommages et risques d'inondations potentiels qu'ils peuvent causer

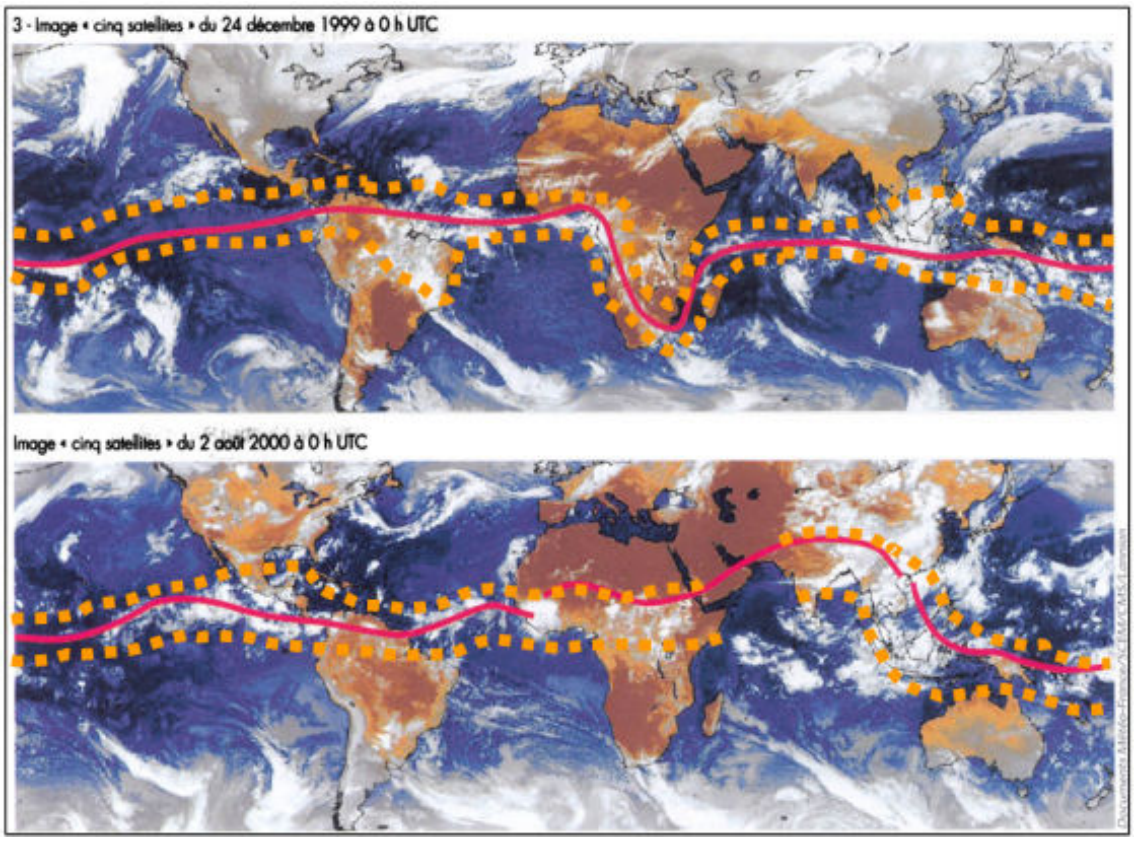


FIG. 2.1 – *Amas convectifs de la ZCIT observés par image satellitaire un jour d'été austral (en haut) et d'été boréal (en bas), sur toute la zone intertropicale. Le trait rouge marque le contour moyen de la ZCIT ; l'enveloppe pointillée orange représente la position climatologique de la ZCIT. Source : Météo-France (Centre de Météorologie Spatiale).*

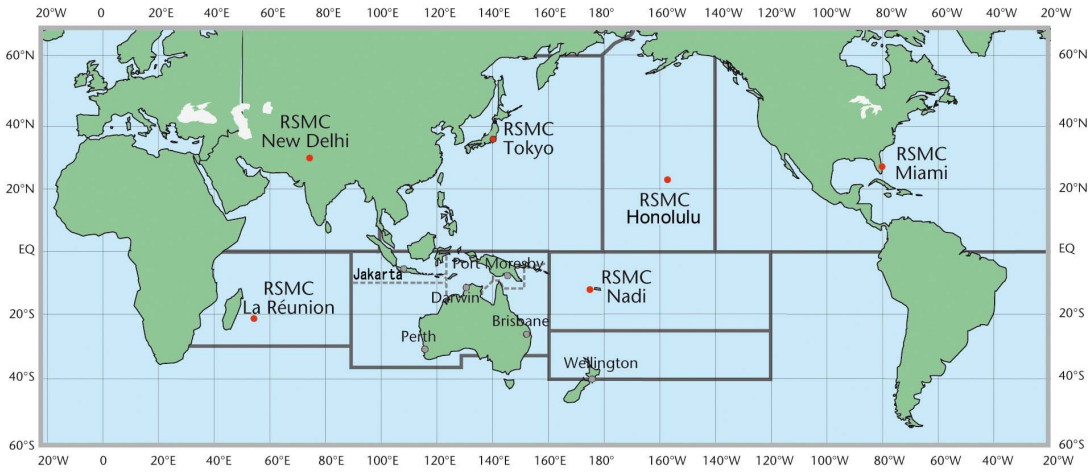


FIG. 2.2 – *Organisation mondiale de la veille cyclonique. Figurent en points rouges les 6 CMRS (RSMC en anglais) avec leur zone de responsabilité respective. Les 6 TCWC sont indiqués par des villes. Source : http : //www.wmo.int/pages/prog/www/tcp/Advisories-RSMCs.html*

en atterrissant sur terre. La classification n'est pas universelle et fluctue d'un CMRS à un autre, ce qui peut être source de confusion. Le tableau 2.1 illustre la terminologie employée pour les 2 bassins d'intérêt de ce manuscrit que sont le SOOI et Pacifique Nord-Ouest. Une comparaison est donnée avec l'échelle la plus célèbre de Saffir-Simpson, mise en œuvre aux Etats-Unis pour l'Atlantique et le Pacifique Nord-Est (CMRS du NHC et du JTWC) à l'est de la ligne de changement de date.

<table>
<tr><th>Vitesse vents (kt)</th><th>Vitesse vents (m.s^{-1})</th><th>Atlantique Nord Pacifique Nord-Est</th><th>Echelle Saffir-Simpson</th><th>Pacifique Nord-Ouest</th><th>Echelle Typhon</th><th>Sud-Ouest Océan Indien</th></tr>
<tr><td>< 28</td><td>< 14</td><td rowspan="2">Tropical depression (TD)</td><td rowspan="2">-</td><td rowspan="2">TD</td><td rowspan="2">2</td><td>Perturbation Tropicale (PT)</td></tr>
<tr><td>$28 - 33$</td><td>$14 - 16$</td><td>Dépression Tropicale (DT)</td></tr>
<tr><td>$34 - 47$</td><td>$17 - 24$</td><td>Tropical storm (TS)</td><td>-</td><td>TS</td><td>3</td><td>Tempête tropicale (TT) modérée</td></tr>
<tr><td>$48 - 63$</td><td>$25 - 33$</td><td>Severe TS</td><td>-</td><td>Severe TS</td><td>4</td><td>Forte TT</td></tr>
<tr><td>$64 - 83$</td><td>$34 - 42$</td><td>Hurricane (H)</td><td>1</td><td rowspan="6">Typhoon (T)</td><td rowspan="6">5</td><td rowspan="2">Cyclone tropical (CT)</td></tr>
<tr><td>$84 - 89$</td><td>$43 - 45$</td><td rowspan="2">Severe H</td><td rowspan="2">$2 - 3$</td></tr>
<tr><td>$90 - 114$</td><td>$46 - 59$</td><td>CT intense</td></tr>
<tr><td>$115 - 129$</td><td>$60 - 66$</td><td rowspan="3">Very severe or major H</td><td rowspan="2">4</td><td rowspan="3">CT très intense</td></tr>
<tr><td>$130 - 136$</td><td>$67 - 70$</td></tr>
<tr><td>> 136</td><td>> 71</td><td>5</td></tr>
</table>

TAB. 2.1 – *Terminologie et classification des cyclones tropicaux dans les bassins Pacifique Nord-Ouest (CMRS du JMA) et sud-ouest de l'océan Indien (CMRS de Météo-France) en comparaison avec les bassins Atlantique et Pacifique Nord-Est (CMRS du NHC et du JTWC). Les vents, indiqués en nœuds et en m.s^{-1}, sont les vents maximaux moyennés sur une période de 10 minutes (recommandation OMM) sauf pour les bassins Atlantique Nord et Pacifique Nord-Est (moyenne sur 1 minute).*

Le présent travail de recherche se focalise sur les cyclones du sud-ouest de l'océan Indien (SOOI), qui sont sous la responsabilité du CMRS de La Réunion (Météo-France). La zone de surveillance s'étend depuis les côtes africaines (vers 30°E) jusque 90°E en longitude et de l'équateur à 40°S en latitude. C'est un bassin très actif où évoluent en moyenne 10,5 tempêtes tropicales par saison cyclonique (novembre-avril) parmi lesquelles 4,5 deviennent des cyclones (Neumann 1993). Ceci représente 10 à 12 % de l'activité annuelle mondiale. La figure 2.3(a) illustre les principales zones d'activité du SOOI. Les cyclones de ce bassin ont été peu étudiés jusqu'ici en comparaison de l'Atlantique Nord et du Pacifique Nord-Ouest. Or le bassin possède des spécificités qui contraignent la dynamique des cyclones qui y évoluent, comme par exemple la thermodynamique de l'océan superficiel et ses rétroactions sur l'atmosphère ainsi que l'influence des latitudes moyennes australes.

Dans le chapitre 6, nous nous pencherons également sur un typhon du Pacifique Nord-Ouest. Ce bassin est surveillé par le CMRS de Tokyo (Typhoon Center) qui est supervisé par le JMA (Japan Meteorological Agency). Des bulletins sont aussi émis par le TCWC de Darwin sur ce bassin et par le JTWC qui est le CMRS responsable du bassin Pacifique central Nord. Le Pacifique Nord-Ouest s'étend sur le domaine [0°-60°N]× [100°-180°E] (voir Figs. 2.2 et 2.3(b)) et contient à lui seul un tiers de l'activité cyclonique de la planète. 26 tempêtes tropicales s'y forment en moyenne tout au long de l'année dont 16 atteignent le stade de typhon (Neumann 1993).

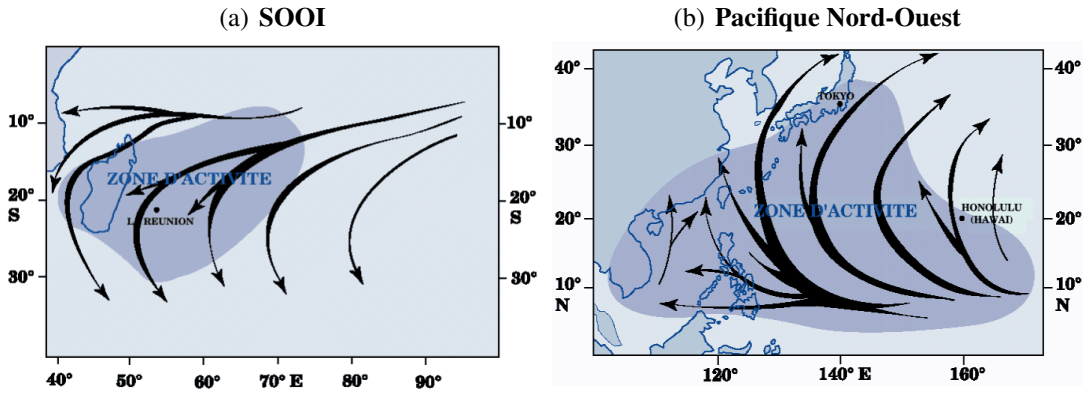


FIG. 2.3 – *Les régions d'activité cyclonique dans les bassins (a) sud-ouest de l'océan Indien (SOOI) et (b) Pacifique Nord-Ouest. Source : Beucher (2010a).*

2.1.2 Cyclogenèse et déclin

Le carburant du cyclone : la vapeur d'eau

Les cyclones sont des systèmes dépressionnaires à cœur chaud caractérisés par une circulation cyclonique en surface d'échelle synoptique (Neumann 1993). Ces systèmes non frontaux diffèrent des tempêtes des moyennes latitudes. En effet, la principale source d'énergie (ou « carburant ») des tempêtes extra-tropicales est la baroclinie d'un courant jet, issue du gradient horizontal de température (Malardel 2005). Au contraire, les vents d'un système dépressionnaire tropical tirent leur énergie du dégagement de chaleur latente (diabatisme) au sein des formations nuageuses et pluvieuses qui se développent dans l'air humide et chaud (Beucher 2010a). La première source d'énergie des cyclones est donc bien la vapeur d'eau, présente en abondance dans les régions chaudes et humides des tropiques, au-dessus des océans.

Le fonctionnement d'un cyclone en régime stationnaire s'apparente à une machine thermodynamique qui convertit l'énergie thermique extraite des couches superficielles de l'océan (via les flux de chaleur latente principalement) en énergie cinétique du vent, par le biais de la convection. La trajectoire des particules au sein du cyclone décrit un cycle thermodynamique qui s'apparente à un cycle de Carnot, pour lequel l'océan et la tropopause jouent respectivement les rôles de source chaude et de source froide (Emanuel 1986). En fait la machine cyclonique ne consomme que $3\,\%$ seulement de l'énergie prélevée dans les eaux océaniques. Le reste est évacué dans la haute atmosphère par rayonnement. Ainsi, les cyclones tropicaux jouent un rôle très important dans l'équilibre thermique de la Terre : ils redistribuent vers les pôles et en haute altitude l'excédent d'énergie accumulée dans les océans tropicaux l'été (par rayonnement solaire).

Cyclogenèse : formation d'une dépression tropicale

La formation des cyclones tropicaux fait appel à de nombreux processus de l'échelle convective à l'échelle synoptique. Il n'y a pas de définition universelle de la cyclogenèse tropicale. Le plus souvent, on parle de genèse lorsque le vortex tropical à cœur chaud atteint une force suffisante pour être auto-alimenté par seule interaction avec l'océan (Montgomery et al. 2006). Les vents de surface permettent alors de générer des flux de chaleur océanique d'amplitude suffisante pour lutter contre les frottements et autoriser la circulation à continuer son intensification. En général, la perturbation a alors atteint le stade de dépression tropicale avec des vents moyens excédant 28 nœuds ($15\,\mathrm{m.s^{-1}}$),

et commence à être suivie par les centres opérationnels de prévision cyclonique. La définition employée dans le chapitre 2.2 de l'IWTC-VI (WMO 2006) décompose la cyclogenèse en deux étapes : le pré-conditionnement à l'échelle synoptique, suivi d'une organisation à méso-échelle pour former un vortex à l'échelle du cyclone.

On sait aujourd'hui que les cyclones se forment dans des régions climatologiques particulières où certaines conditions sont réunies (Gray 1979). Ces conditions sont :

i) de nature dynamique :
   - valeurs accrues de tourbillon absolu cyclonique en basses couches,
   - force de Coriolis non nulle (les cyclones ne se forment pas à l'équateur),
   - faible cisaillement vertical des vents horizontaux (Fig. 2.4) dans la troposphère (seuil empirique de $< 12{,}5\,\mathrm{m.s^{-1}}$ défini par Zehr 1992).

ii) d'ordre thermodynamique :
   - températures de surface de la mer supérieures à $26{,}5\,°\mathrm{C}$ sur au moins 50 mètres de profondeur,
   - humidité relative supérieure à $70\,\%$ en moyenne troposphère (entre 700 et $500\,\mathrm{hPa}$),
   - présence d'instabilité conditionnelle de première espèce dans une couche de forte épaisseur surmontant la surface.

Dans un environnement thermodynamique favorable donné par (ii), un embryon de perturbation tropicale peut se former. Il se matérialise par une zone de convection organisée, appelée « cluster » (amas convectif). Un amas contient des systèmes convectifs de méso-échelle (MCS) de dimension caractéristique de l'ordre de $1\,000\,\mathrm{km}$.

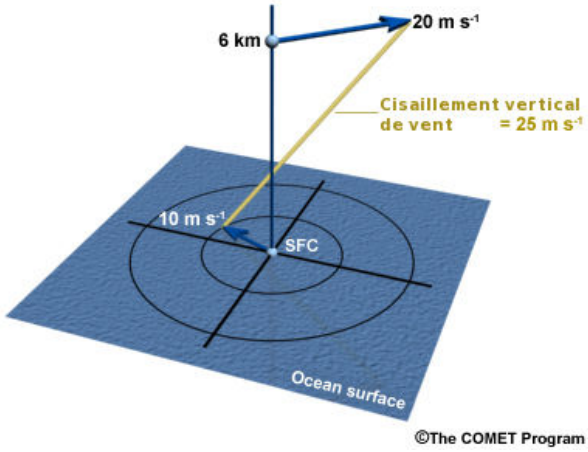


FIG. 2.4 – *Exemple de calcul du vecteur cisaillement vertical de vent (« vertical wind shear vector »). Le cisaillement est la variation sur la verticale du vent horizontal. Source : D'après le programme COMET disponible en ligne sur http : //www.comet.ucar.edu/*

Genèse phase 1 : les ondes tropicales identifiées comme précurseurs

Un amas convectif se forme le plus souvent au sein d'une onde tropicale d'échelle synoptique. Une onde synoptique peut en effet renforcer localement les conditions favorables décrites par Gray (1979) et déclencher la cyclogenèse. On trouve par exemple des amas en avant du thalweg des ondes d'est africaines pour l'Atlantique Nord, où règnent une forte convergence de surface et des ascendances d'échelle synoptique. Une onde d'est peut croître par conversion d'énergie barotrope à partir du jet d'est africain (Arnault 2008). Dans le Pacifique ouest, les ondes d'est sont plus rares et les amas se forment en général à proximité ou au sein du thalweg de mousson (Ritchie et Holland 1999). C'est une configuration de la ZCIT dans laquelle on trouve des vents d'ouest côté équatorial du thalweg.

Après une longue période sans perturbation, une déstabilisation spontanée du thalweg de mousson ou de la ZCIT par instabilité barotrope et barocline peut donner naissance à des gyres cycloniques (Ferreira et Schubert 1997).

Il a été montré que les ondes de Rossby équatoriales et les ondes mixtes de Rossby-gravité sont aussi des précurseurs potentiels de la cyclogenèse dans ce bassin, ainsi que dans l'océan Indien et le Pacifique Nord-Est (Frank et Roundy 2006). Enfin, l'étude de Bessafi et Wheeler (2006) met en évidence que l'oscillation de Madden-Julian (MJO) module la convection profonde aux tropiques, depuis l'océan Indien jusqu'au Pacifique Ouest. La MJO est une oscillation intra-saisonnière d'une période de 40 à 50 jours qui se propage vers l'est et induit des anomalies de vent zonal (vents d'ouest à la place des alizés d'est) et des zones de convection renforcée.

Les cyclones subtropicaux, qui se développent à l'extrémité équatoriale d'un système frontal des moyennes latitudes, sont une autre source de cyclogenèse identifiée plus récemment dans l'Atlantique Nord (Guishard 2006). Ils résultent de l'interaction entre une zone barocline de basses couches (un front ou un fort gradient de température de surface océanique) et un vortex cyclonique froid de haute troposphère (cut-off low) isolé de la circulation d'ouest par déferlement d'onde de Rossby extra-tropicale (un mécanisme qui sera explicité en section 2.2). Le processus de cyclogenèse est identique à celui des perturbations extra-tropicales. Ce sont ensuite les conditions environnementales dynamiques et thermodynamiques (Gray 1979) qui déterminent si la perturbation a le potentiel d'évoluer en système dépressionnaire à cœur chaud à partir de la production diabatique de tourbillon cyclonique (par libération de chaleur latente). On estime qu'environ $5\,\%$ de dépressions tropicales naissent ainsi.

Le présent travail de recherche est motivé par la fréquence élevée des déferlements d'onde de Rossby dans le SOOI. Les études climatologiques menées au LACy ces dix dernières années ont confirmé que ces déferlements modulent la convection profonde du bassin (Bacheviller et Leches 2006, Leroux 2004, Beldjilali 2004). Le but de cette thèse est de rechercher leur responsabilité non pas dans la cyclogenèse mais dans l'intensification rapide d'un cyclone tropical. La théorie du déferlement des ondes de Rossby sera donc détaillée en section 2.2, avec une climatologie précisant la fréquence et la localisation des déferlements dans le bassin SOOI.

Genèse phase 2 : la construction du vortex par croissance du tourbillon

Même lorsque les conditions environnementales sont favorables, la prévision de cyclogenèse tropicale reste un challenge. En effet, les conditions formulées par Gray (1979) sont nécessaires mais pas suffisantes. Il est clair que la grande échelle et les ondes pilotent la phase 1 de la cyclogenèse. Ces acteurs pré-conditionnent une vaste région protégée (analogie à la poche ventrale d'un marsupial, Dunkerton et al. 2008) dans laquelle une convection profonde étendue et permanente peut se maintenir dans le temps et former un vortex convectif de méso-échelle. Néanmoins, les facteurs et processus de fine échelle qui conditionnent la croissance ultérieure du méso-vortex de moyenne troposphère sont encore incertains (Ritchie et Holland 1997, Montgomery et Enagonio 1998) et ne permettent donc pas de prédire avec certitude le développement d'une dépression.

Quoi qu'il en soit, si la chaleur libérée par les cumulus l'emporte sur le refroidissement généré par les subsidences autour des nuages, le cœur du vortex de grande échelle se réchauffe. L'ajustement hydrostatique de l'atmosphère à un chauffage diabatique, parfois appelé « effet miroir », induit alors une baisse de pression hydrostatique en surface (Beucher 2010a). Le vortex devient une dépression tropicale mature qui se détache de l'onde mère et peut alors s'intensifier si les conditions environnementales restent favorables.

De la dépression tropicale au cyclone : intensification par les flux de surface

La principale source d'énergie des systèmes tropicaux provient des flux de chaleur sensible et surtout latente à la surface de l'océan comme nous l'avons vu. Une des théories les plus célèbres qui explique la croissance d'une perturbation tropicale au-delà du stade de dépression est celle de l'instabilité WISHE, introduite par Emanuel (1986) et Rotunno et Emanuel (1987). Un système tropical s'intensifie via une boucle de rétroaction positive entre les vents de surface (induits par la perturbation de grande échelle) et le dégagement de chaleur latente à l'échelle du cumulus (alimenté par l'extraction de vapeur d'eau dans l'océan). La perturbation croît par ajustement au géostrophisme, les vents de surface se renforcent et permettent d'extraire davantage de chaleur à l'océan, etc. Ce mécanisme auto-induit peut se produire sans instabilité conditionnelle (dans la théorie WISHE, on suppose que le profil thermique est proche de la neutralité : CAPE et CIN $\simeq 0$).

Le postulat alternatif originel de croissance des cyclones introduit par Charney et Eliassen (1964) reste néanmoins valable et semblerait prédominant au stade initial de développement de la perturbation. Cette théorie linéaire appelée CISK a introduit l'idée de la boucle de rétroaction positive, avec cette fois croissance de la perturbation par convergence en basses couches d'air chaud et humide vers le cœur du cyclone, à grande échelle. Cette alimentation dans la couche limite détermine la quantité de chaleur latente qui pourra être libérée au sein des tours de cumulus centrales. C'est le point faible de la théorie CISK qui nécessite un « réservoir » d'instabilité (de CAPE) dont le volume conditionne la durée de vie de l'amas convectif tandis que WISHE génère de l'instabilité par les flux de surface même dans un environnement neutre. L'instabilité CISK est plus efficace sur terre où les frottements sont plus élevés. La communauté scientifique s'accorde aujourd'hui pour dire que les deux mécanismes CISK et WISHE de convergence de grande échelle et de flux de chaleur latente jouent un rôle dans la croissance d'une dépression tropicale par processus de surface.

Intensité potentielle maximale d'un cyclone

L'instabilité WISHE est associée aux hypothèses de Emanuel (1986) qui compare la circulation secondaire du cyclone à un cycle énergétique de Carnot avec ses éléments classiques : une détente isotherme lors de la convergence des particules en sommet de couche limite, une détente pseudo-adiabatique quand l'air s'élève dans le mur de l'œil jusqu'en haute troposphère, une compression isotherme associée à la subsidence des particules sous la tropopause à la périphérie du cyclone, et enfin, pour fermer le cycle, une subsidence finale des particules jusqu'à la couche limite selon cette fois une adiabatique sèche (compression adiabatique). Ce cycle thermodynamique idéalisé permet d'estimer l'intensité potentielle maximale (IPM) d'un cyclone. L'IPM se calcule en régime stationnaire en considérant que le cyclone produit de l'énergie cinétique (travail) à partir de l'énergie thermique (enthalpie) fournie par la source extérieure océanique, avec un rendement $\epsilon = \frac{T_S - T_0}{T_S}$, où T_S et T_0 désignent respectivement les températures de surface de la mer et de la tropopause. On en déduit la limite maximale des vents de surface (ou de la chute de pression) qu'un cyclone peut atteindre en fonction de son environnement thermodynamique (températures de l'océan et de la tropopause). Les formules sont visibles dans Emanuel (1986) et Bister et Emanuel (1998). L'intensité observée d'un cyclone est souvent inférieure à son IPM puisque c'est une limite théorique qui ne tient pas compte d'autres facteurs environnementaux susceptibles de limiter la puissance d'un cyclone. Nous pensons ici à des contraintes dynamiques comme un cisaillement de vent trop fort ou une divergence d'altitude trop faible.

Déclin

Un cyclone se comble lorsqu'il perd son alimentation de basses couches (baisse des températures de surface de l'océan ou atterrissage sur terre). Un fort cisaillement vertical de vent à l'approche d'un jet d'ouest subtropical ou d'un thalweg des moyennes latitudes, ou encore une intrusion d'air sec en moyenne troposphère (exemple dans l'Atlantique Nord d'une couche d'air saharienne nommée SAL) sont d'autres facteurs de déclin. L'air sec provoque l'évaporation des précipitations convectives. La flottabilité des particules devient négative ce qui génère des courants subsidents qui refroidissent et assèchent la couche limite, diminuant ainsi l'instabilité de basses couches préexistante. Il faut alors que les flux de surface soient suffisants pour contrecarrer le gradient de stabilité et permettre à l'air de s'élever jusqu'à la tropopause. Un cisaillement de vent trop élevé inhibe le développement cyclonique car il advecte ou « ventile » le cœur chaud et humide d'altitude loin de la circulation cyclonique de basses couches (Gray 1979).

2.1.3 Structure et dynamique

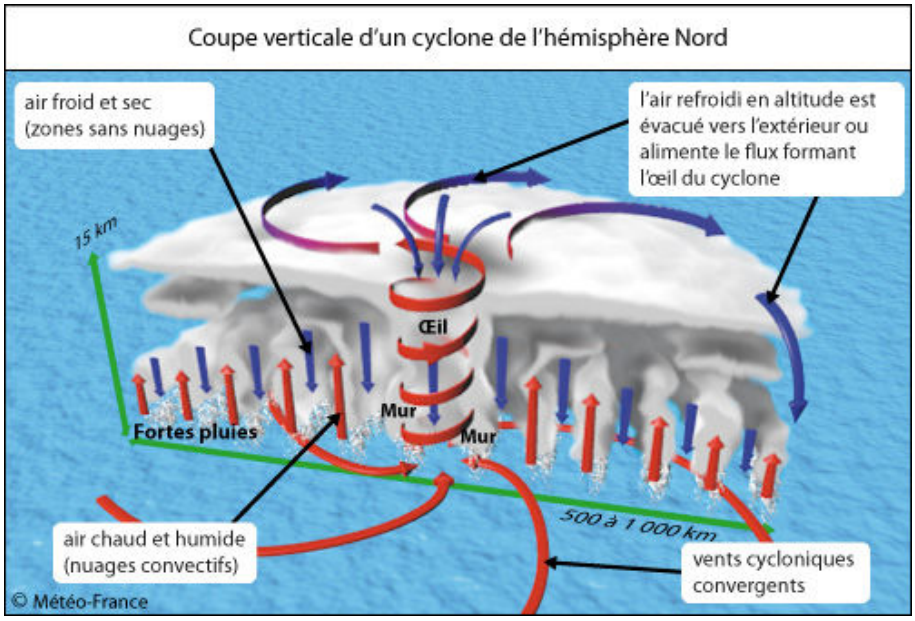


FIG. 2.5 – *Représentation schématique de la structure d'un cyclone mature de l'hémisphère nord. On y visualise l'œil, le mur de l'œil, les bandes convectives, le flux convergent de basses couches, et le flux divergent d'altitude. Source : Météo-France.*

Bien connue de nos jours, la structure de grande échelle des cyclones a été intensivement étudiée et documentée dans les années 1970 (Gray 1979, Frank 1977, parmi d'autres). On entend par structure la distribution spatiale tridimensionnelle de la convection, des vents et des champs thermodynamiques dans le cyclone. Une coupe verticale schématique d'un cyclone mature de l'hémisphère nord est donnée en figure 2.5. Le cyclone a une forme circulaire quasiment symétrique. Au centre, un œil peut souvent être observé sur l'imagerie satellitaire ; il matérialise la présence de fortes subsidences. L'œil se forme en général peu de temps avant que le système n'atteigne le stade de cyclone ; en moyenne, il apparaîtrait sur les images satellitaires infrarouge ou sur les images des radars aéroportés à partir du seuil de 58 nœuds (Vigh 2010). L'œil est une zone calme où les vents sont faibles, la pression atmosphérique minimale (parfois inférieure à 900 hPa), et la température maximale. Juste en périphérie se situe « le mur de l'œil », associé à de la convection profonde et à des pluies torrentielles. Le mur est constitué de puissants cumulonimbus dont les enclumes constituent la masse nuageuse visible sur les

images satellitaires. C'est la région où les vents sont les plus élevés, avec des valeurs pouvant atteindre 80 à 90 m.s^{-1} pour les vitesses horizontales, et jusque 10 m.s^{-1} pour les ascendances. Plus loin, des bandes convectives, nommées « bandes spiralées », s'enroulent en convergeant vers le mur de l'œil depuis la périphérie du cyclone. Autour de ces bandes, des régions de subsidence (flèches verticales bleues en figure 2.5) assurent la conservation de la masse et sont appelées « moat » (douves) quand elles sont très étendues (Frank 1977). La trajectoire type d'une particule d'air dans un cyclone est la suivante : une spirale cyclonique en basses couches qui converge vers le cœur du système, une ascendance forcée à partir d'une distance critique (la résistance aux mouvements horizontaux devient trop forte à proximité du centre), une spirale anticyclonique en haute troposphère divergent vers l'extérieur du cyclone, et une lente subsidence dans une région éloignée.

Circulations primaire et secondaire

En symétrie cylindrique, le mouvement des particules peut être décrit dans un repère relatif au centre du cyclone. Le système de coordonnées cylindriques est illustré en figure 2.6 pour l'hémisphère nord. Pour alléger les notations de ce manuscrit, nous choisissons de réserver les notations u et v aux projections du vecteur vent sur la base $(\overrightarrow{e}_r, \overrightarrow{e}_\theta)$. Les composantes zonale et méridienne du vecteur vent dans le repère terrestre seront donc respectivement désignées par u_x et v_y (les rares fois où nous y ferons référence). La composante tangentielle ou azimuthale du vent (v) représente la circulation primaire, tandis que la combinaison des mouvements radiaux (u) et verticaux (ω) constitue la circulation secondaire. La convention adoptée dans ce repère donne pour une circulation cyclonique de l'hémisphère nord : $v > 0$ et $u < 0$ (mouvement convergent associé à la circulation cyclonique), et l'opposé pour une circulation anticyclonique.

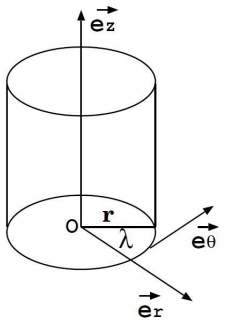
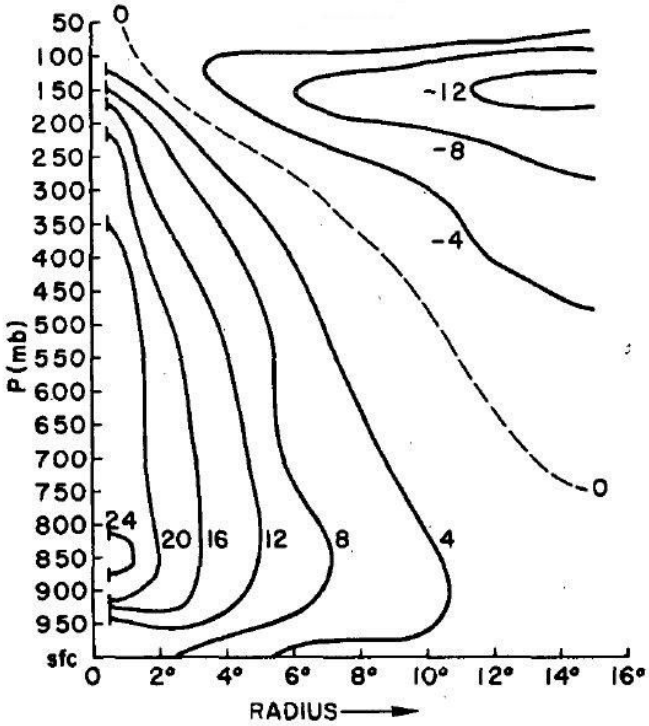


FIG. 2.6 – *Repère cylindrique utilisé pour décrire un cyclone de l'hémisphère nord. Le point O représente le centre, r le rayon, λ l'azimuth et $\overrightarrow{e}_z$ la verticale. Source : Beucher (2010a)*

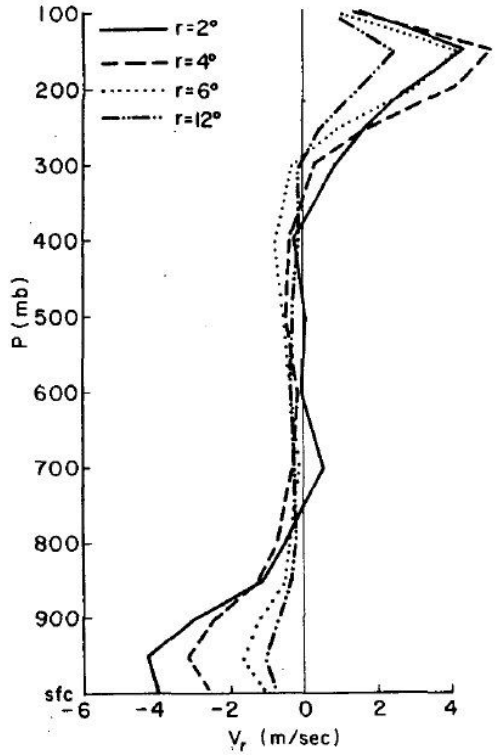
La figure 2.7 illustre les caractéristiques symétriques de la structure d'un cyclone moyen de l'hémisphère nord (Frank 1977). Il s'agit de composites de profils verticaux obtenus sur 10 ans de radiosondages et de mesures aéroportées dans les tempêtes et cyclones du Pacifique Nord-Ouest. En moyenne azimuthale (i.e. sur des rayons), les composites exhibent 4 éléments principaux :

– **Le vent tangentiel** (Fig. 2.7(a)). Il est cyclonique sur une majeure partie de la troposphère et présente un maximum en sommet de couche limite (900 à 850 hPa). Les forces de frottement limitent son intensité en deçà. Il décroît avec l'altitude pour atteindre des valeurs anticycloniques maximales vers 150 hPa. La circulation cyclonique, définie par la zone de vents d'intensité supérieure à 5 m.s^{-1}, s'étend sur environ 10° tandis que la circulation anticyclonique d'altitude présente son maximum à 14° du centre. La figure 2.8 complète cette description dans le plan avec un profil radial type du vent tangentiel moyen en sommet de couche limite. Le vent est maximal à une certaine distance du centre, communément appelée RVM pour « rayon de vent maximal » (ou RMW pour Radius of Maximum Wind en anglais).

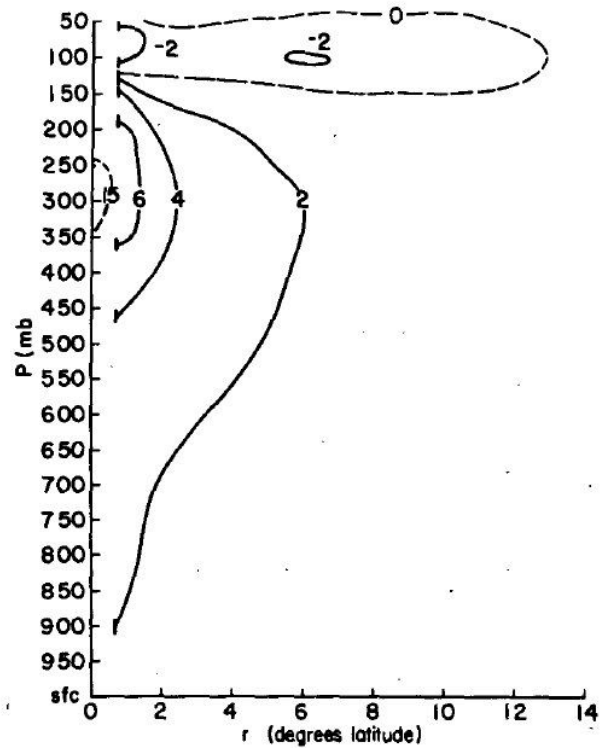
(a) **Vent tangentiel** $\overline{v}$ (m.s^{-1})



(b) **Vent radial** $\overline{u}$ (m.s^{-1})



(c) **Anomalie de température** $\overline{T} - \overline{T}_{r=14°}$ (K)



(d) **Vitesse verticale** $\overline{\omega}$ (hPa.jour^{-1})

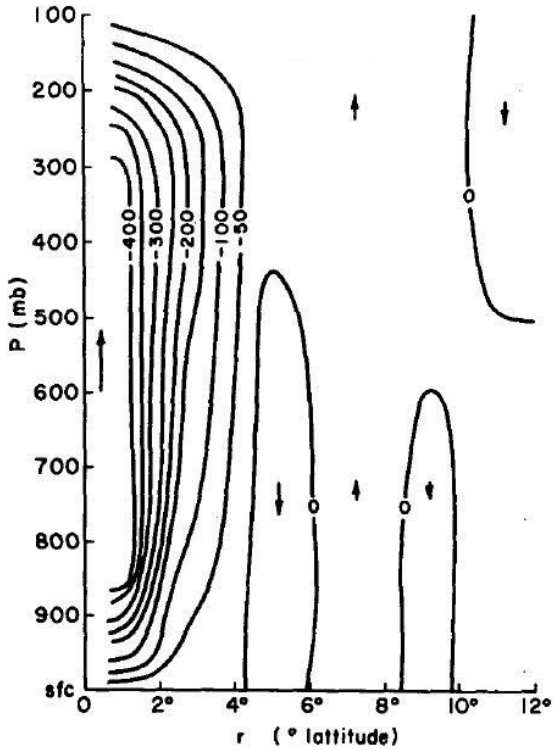


FIG. 2.7 – *Coupes verticales en moyenne azimuthale représentant la structure type d'un cyclone composite de l'hémisphère nord selon Frank (1977). Les distances radiales sont exprimées en degrés de latitude (*$1° \simeq 110\,km$*) ; les échelles horizontales varient selon les variables et débutent à* $0{,}7°$ *pour les variables* v *et* ω*.*

– **Le vent radial** (Fig. 2.7(b)). Il est convergent en basses couches (on parle de flux entrant) jusqu'à environ 700 hPa, faible en moyenne troposphère (entre 700 et 400 hPa), et divergent en haute troposphère (flux sortant) avec un maximum vers 150 hPa associé à la présence de l'anticyclone d'altitude.
– **La vitesse verticale** (Fig. 2.7(d)). Une branche de fortes ascendances dans l'ensemble de la troposphère est localisée à moins de 2° du centre cyclonique. A l'extérieur, on observe des mouvements subsidents compensatoires avec des ascendances plus faibles localisées dans les bandes de convection. La subsidence dans l'œil n'est pas résolue ici.
– **La température** (Fig. 2.7(c)). Un cyclone est typiquement plus chaud, sur toute l'épaisseur de la troposphère, que son environnement (représenté ici par la température à 14° de distance). Ceci justifie la dénomination de « système à cœur chaud ». L'anomalie de température atteint 6 K en haute troposphère vers 300 hPa.

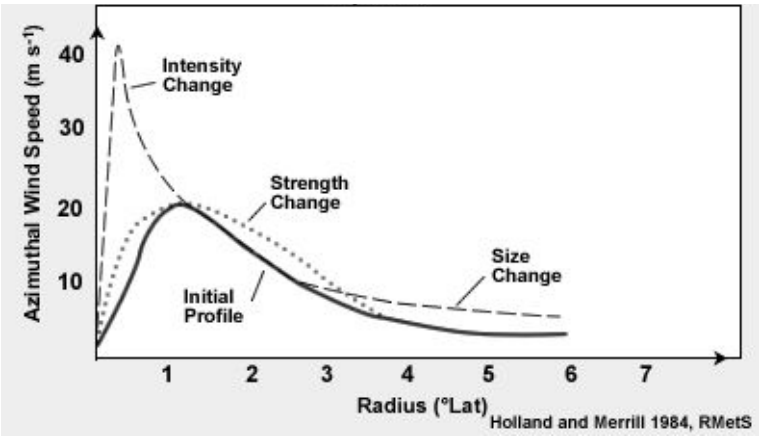


FIG. 2.8 – *Profil radial type du vent tangentiel moyen d'un cyclone en sommet de couche limite. Les variations du profil dues à des changements d'intensité, de force et de taille du vortex sont indiqués par 3 courbes différentes. Au départ, un cyclone faible a un profil en trait plein, il évolue en s'intensifiant vers un profil en tirets longs. Source : figure 1 de Holland et Merrill (1984).*

Paramètres de structure

Chaque cyclone étant unique, on documente sa structure à partir de quelques paramètres. Par exemple, le rayon de vent maximal (RVM) donne la taille du vortex interne ou de l'œil. D'autres mesures comme le rayon de tempête (R34 pour rayon de vent 34 nœuds), les rayons R50 et R64 (50 et 64 nœuds), et le rayon de la dernière isobare fermée, dimensionnent le système et l'extension des dégâts associés. Comme illustré en figure 2.8, il existe une grande variété naturelle de dimensions et de structure des cyclones. Le RVM, généralement situé à une distance moyenne de 40 km du centre du système, peut s'étendre sur un rayon de 20 à 100 km de large. Les bandes spiralées quant à elles peuvent se rencontrer à plus de 500 km. Lee et al. (2010) ont montré que ce sont les paramètres environnementaux qui, en agissant sur la distribution de la convection, conditionnent la taille des cyclones durant leur formation et leur intensification.

Equilibre horizontal

En dehors de la couche limite ou de la couche sortante, frottements et accélérations radiales sont faibles dans un cyclone. L'équation du mouvement radial dans le repère cylindrique (Fig. 2.6) pour un vortex symétrique en rotation autour d'un axe vertical se réduit alors à (Willoughby 1990) :

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + fv + \frac{v^2}{r} \quad \text{(équilibre du gradient)} \tag{2.1}$$

où p est la pression, ρ la masse volumique de l'air, f le paramètre de Coriolis, et r le rayon ou distance au centre du cyclone (table A.1). Dans le membre de droite, les 3 forces horizontales sont, de gauche à droite : la force de pression ($\overrightarrow{F_p}$), la force de Coriolis ($\overrightarrow{F_c}$), et la force centrifuge ($\overrightarrow{F_{ie}}$). Elles sont illustrées en figure 2.9(b). Les forces de frottement sont négligées (approximation valide au dessus de la couche limite).

C'est le nombre de Rossby qui détermine dans quel équilibre se situe l'écoulement tourbillonnaire cyclonique en état stationnaire ($\frac{\partial u}{\partial t} = 0$). Ce paramètre adimensionné évalue l'importance relative de l'accélération inertielle (ou force centrifuge) et de la force de Coriolis dans l'équation du mouvement horizontal. On obtient son expression après une analyse en ordre de grandeur : $R_0 = \frac{V}{f_0 L}$ où V, L et f_0 sont respectivement les ordres de grandeur de la vitesse horizontale (tangentielle), de l'échelle horizontale (radiale) et du paramètre de Coriolis. R_0 peut aussi s'interpréter comme le ratio entre les tourbillons cyclonique (défini par le rotationnel de la vitesse : $\overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{v}$) et planétaire ($f_0$). L'amplitude de R_0 indique l'équilibre qui contraint l'écoulement :

- $R_0 \ll 1$: équilibre géostrophique : la force de pression équilibre la force de Coriolis ; l'accélération centripète est négligeable. C'est le cas des écoulements d'échelle synoptique aux latitudes tempérées ($L = 10^6$ m, $V = 10\,\text{m.s}^{-1}$, $f_0 = 10^{-4}\,\text{s}^{-1}$)
- $R_0 \sim 1$: équilibre du gradient : équilibre des forces de pression, d'inertie et de Coriolis
- $R_0 \gg 1$: équilibre cyclostrophique : la force de Coriolis devient négligeable et l'équilibre s'effectue uniquement entre la force de pression et la force centrifuge. C'est le cas des tourbillons de petite échelle aux moyennes latitudes (exemple des tornades).

$$\frac{v^2}{r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \quad \text{(équilibre cyclostrophique)} \tag{2.2}$$

Pour un cyclone des latitudes tropicales, $f_0 \sim 10^{-5}\,\text{s}^{-1}$ et on observe le profil de vent caractéristique présenté en figure 2.8. Les calculs montrent alors qu'il existe dans un cyclone deux équilibres atmosphériques différents selon la distance au centre :

- **Equilibre cyclostrophique dans l'œil** (Fig. 2.9(a)) :
  $V \sim 10\,\text{m.s}^{-1}$, $L = 10^4$ m $\Rightarrow R_0 \sim 100$
- **Equilibre du gradient autour de l'œil** (Fig. 2.9(b)) :
  $V \sim 10\,\text{m.s}^{-1}$, $L = 10^5$ m $\Rightarrow R_0 \sim 10$. Le vent tangentiel v est alors couramment appelé « vent du gradient ».

La rotation de la terre n'influence donc pas significativement l'écoulement à l'intérieur d'un cyclone tropical mature. C'est à l'extérieur du système ($r > 500$ km) que la force centrifuge devient négligeable et que l'on peut parler d'écoulement géostrophique ($V \sim 1\,\text{m.s}^{-1}$, $L = 10^6$ m $\Rightarrow R_0 \sim$ 0,1).

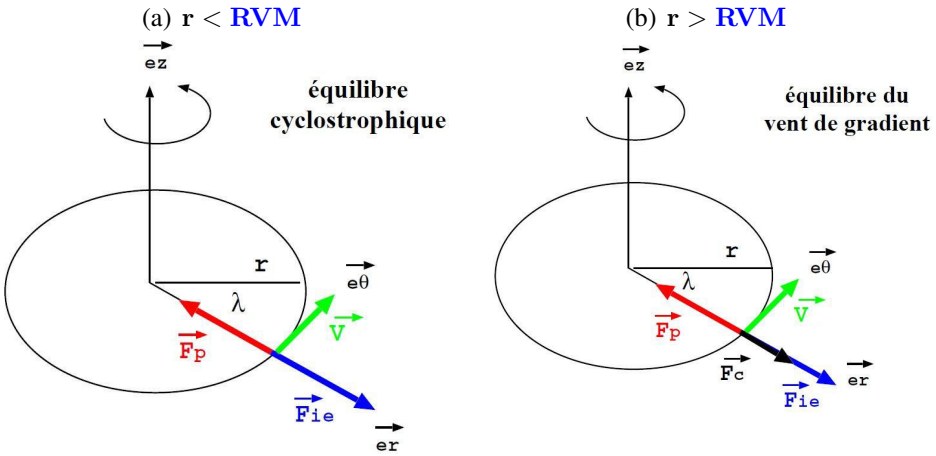


FIG. 2.9 – *Les 2 équilibres régissant l'écoulement d'un cyclone tropical de l'hémisphère nord. Le rayon de vent maximal RVM représente la distance à laquelle se situe le mur de l'œil. Source : Beucher (2010a).*

Equilibre hydrostatique

La baisse de pression observée en surface d'un cyclone résulte d'un ajustement hydrostatique (la différence de température entre le cœur du système perturbé et son environnement augmente par libération de chaleur latente). Le champ thermique et la distribution de la masse atmosphérique sont reliés par l'équilibre hydrostatique qui est vérifié à l'échelle du cyclone :

$$dp = -\rho g dz = -\rho d\Phi \tag{2.3}$$

où $\Phi = gz$ est le géopotentiel et g la gravité terrestre. On en déduit, en utilisant la relation des gaz parfaits :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho}$$
$$\frac{\partial \Phi}{\partial lnp} = -\frac{P}{\rho} = -RT$$
$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial (lnp)\partial r} = -R\frac{\partial T}{\partial r}$$

avec T la température de l'air, et R la constante d'état de l'air humide (table A.1).

Equilibre du vent thermique

On obtient la relation du vent thermique par combinaison de l'équation précédente et de l'équilibre du gradient (équation 2.1) : $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{v^2}{r} + fv$, sachant que $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial r}$ (formule obtenue à partir d'un changement de coordonnée verticale entre p et Φ), ce qui donne $\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{v^2}{r} + fv$ que l'on dérive par rapport à lnp :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial (lnp)\partial r} = (\frac{2v}{r} + f)\frac{\partial v}{\partial lnp}$$

D'où finalement la relation d'équilibre du vent thermique :

$$(\frac{2v}{r} + f)\frac{\partial v}{\partial lnp} = -R\frac{\partial T}{\partial r} \tag{2.4}$$

La relation du vent thermique montre que le gradient radial de température négatif (dû au cœur chaud du système) induit une décroissance des vents avec l'altitude au-dessus de la couche limite. La circulation anticyclonique observée dans les couches supérieures d'un cyclone (présentée en figure 2.7) est ainsi reliée à la structure thermique du système.

Moment angulaire

Le moment angulaire absolu par unité de masse s'exprime dans le repère cylindrique (Fig. 2.6) :

$$M = rv_{\mathrm{a}} = rv + f\frac{r^2}{2} \tag{2.5}$$

où v_{a} est la vitesse absolue et les autres variables ont leur signification usuelle (table A.1).

En l'absence de frottements, les particules conservent leur moment angulaire absolu. Ceci est vérifié au premier ordre de grandeur au-dessus de la couche limite dans un cyclone tropical (Emanuel 1986) et illustré en figure 2.10(a). D'après l'équation 2.5, la vitesse tangentielle d'une particule qui converge vers le centre du cyclone doit donc augmenter pour compenser la décroissance de r tout en conservant le moment angulaire. Cette notion est à la base du principe de spin-up (accélération de la circulation primaire) pour un fluide non visqueux en rotation qui présente un flux radial convergent (Fig. 2.10(b)). Ce principe permet aussi d'expliquer la contraction du mur de l'œil avec le temps (i.e. le resserrement de la zone de vent tangentiel) qui est donc induit par la circulation secondaire (i.e. le mouvement des particules dans le plan radial et vertical). Dans les régions où les forces de frottement sont élevées (couche limite), le moment angulaire d'une particule décroît néanmoins pendant son mouvement (Fig. 2.10(a)).

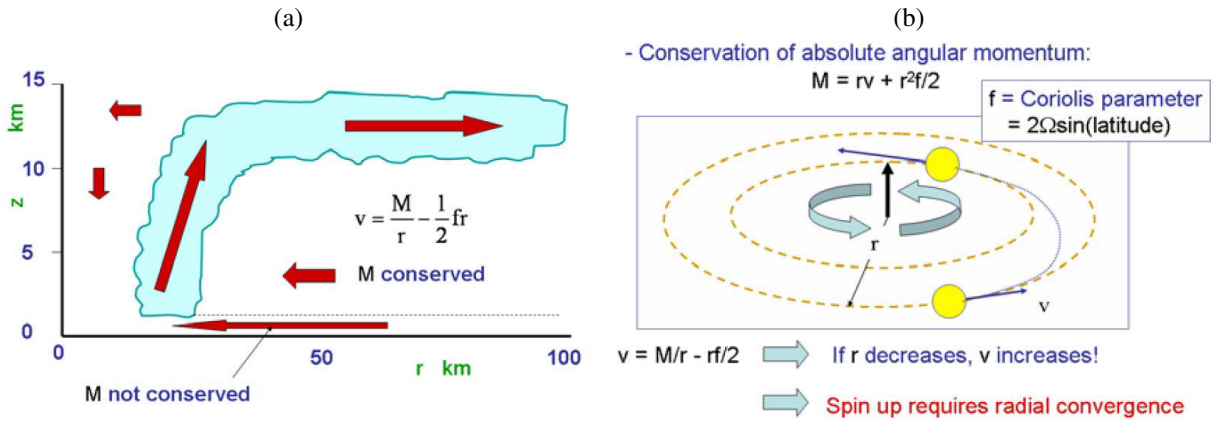


FIG. 2.10 – *(a) Conservation du moment angulaire absolu M au-dessus de la couche limite. (b) Implication pour un fluide non visqueux : augmentation du vent tangentiel en présence d'un flux radial convergent (principe de spin-up). Source : figure 2 et 4 de Montgomery et Smith (2011).*

Asymétries

La structure et l'équilibre d'un cyclone ont jusque-là été présentés en géométrie circulaire ou cylindrique, partant du postulat que le vortex est symétrique autour d'un axe central (on parle d'« axisymétrie »). Pourtant un cyclone réel présente des asymétries pour lesquelles la communauté scientifique a eu un regain d'intérêt cette dernière décennie. Par exemple, en présence d'un vent uniforme d'est, une asymétrie peut apparaître dans le quadrant nord-est d'un cyclone de l'hémisphère sud par convergence des vents de basses couches (ceux du cyclone présentant une composante d'ouest dans ce secteur). Mais la nature asymétrique d'un cyclone provient avant tout du déplacement du vortex au sein d'un environnement non uniforme, plus ou moins cisaillé. Les vents de surface les plus violents sont généralement observés à droite (resp. gauche) du vecteur déplacement du cyclone dans l'hémisphère nord (resp. sud) par superposition du vent tangentiel symétrique et de la vitesse de déplacement. Quel que soit l'hémisphère, le demi-cercle dit « dangereux » est ainsi celui qui est le plus proche du pôle. Le déplacement du cyclone accroît aussi la convergence de basses couches (vents radiaux) en amont de la trajectoire et y renforce donc les précipitations. Mais la dissymétrie de la distribution des précipitations autour du centre est plus généralement imposée par la présence d'un cisaillement vertical de vent. Ce dernier induit une inclinaison du vortex avec la verticale dans la direction du vecteur cisaillement. La convection est renforcée en aval du cisaillement, de préférence côté gauche dans l'hémisphère nord (Frank et Ritchie 2001). Nous verrons en section suivante que le mur de l'œil peut aussi présenter des asymétries de structure, observables sur l'imagerie satellitaire. L'importance des asymétries dans l'évolution d'un système tropical (trajectoire mais surtout intensité) est encore mal comprise. Nous ferons le point sur les connaissances actuelles en section 2.3.

Conclusion

Le cyclone est une machine thermique qui doit maintenir une structure verticale assez droite pour assurer un fonctionnement optimal du système et lui permettre de maintenir ou augmenter son intensité. Des conditions favorables doivent être présentes dans les 3 branches du système pour rendre efficace l'afflux d'entropie humide en basses couches (branche entrante), le rejet de chaleur en haute troposphère (branche sortante avec forte divergence d'altitude), et la conversion d'énergie qui s'opère dans la branche ascendante. Nous reviendrons plus longuement en section 2.3.3 sur les effets d'un cisaillement vertical de vent sur la structure et l'intensité d'un cyclone.

2.1.4 Talon d'Achille du cyclone

Les sections précédentes ont illustré que l'intensité d'un cyclone dépend intrinsèquement de sa structure (distribution des vents, anomalie de température, etc.). Il est donc primordial de connaître l'effet d'une perturbation de grande échelle sur la structure d'un cyclone.

La capacité d'un vortex à résister aux modifications de structure par forçage extérieur (chauffage diabatique ou forçage dynamique associé à une perturbation météorologique) s'évalue par la stabilité inertielle. Elle mesure d'un point de vue cinétique la résistance aux mouvements horizontaux. C'est en quelque sorte l'équivalent de la stabilité statique $N^2 = \frac{g}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}$ qui décrit, elle, la résistance de l'atmosphère aux perturbations verticales. Elle s'exprime, pour un vortex axisymétrique en équilibre du gradient (Elsberry et al. 1987), par :

$$I^2 = (f + \zeta)(f + \frac{2v}{r}) \tag{2.6}$$

où les variables ont leur signification usuelle (table A.1) avec f calculé au centre du vortex.

Si I^2 est non nul, tout mouvement horizontal produira un déséquilibre du vent de gradient et des accélérations radiales. Pour $I^2 < 0$, l'accélération se produira en direction du déplacement, ce qui résultera en une perturbation instable croissante. Pour $I^2 > 0$, l'accélération s'opposera au déplacement initial produisant une oscillation stable de fréquence I. L'expression 2.6 montre que la stabilité inertielle d'un vortex varie grandement dans l'espace, ce qui est illustré en figure 2.11. Elle est proportionnelle au tourbillon relatif, au tourbillon planétaire f, à la vitesse du vent, et à l'inverse de la distance au centre. Le maximum se trouve au cœur du système au niveau des vents maximaux de basses couches. La rotation rapide du vortex balancé à ce niveau entraîne une résistance intense aux mouvements horizontaux. I^2 peut aussi évoluer dans le temps. Un cyclone qui se contracte en s'intensifiant (ce qui peut se produire au cours d'un ERC) augmente rapidement sa stabilité inertielle et sa résistance aux forçages horizontaux en provenance de systèmes perturbés extérieurs. Ceci permet d'expliquer pourquoi les cyclones d'intensité croissante ont plus de chance de survivre à des effets néfastes de l'environnement. Mais la forte stabilité d'un cyclone ne s'étend pas jusqu'en haute troposphère. D'après l'équation 2.6, on peut trouver une zone de stabilité très faible voire négative dans la circulation divergente anticyclonique d'altitude (ζ a un signe opposé à f et la composante tangentielle des vents y est faible). Cette instabilité contribue aux fortes asymétries que l'on peut rencontrer en altitude. C'est le talon d'Achille du cyclone, la région où un forçage extérieur va pouvoir avancer jusqu'à l'axe central du système. La notion de stabilité inertielle permet ainsi d'expliquer pourquoi les systèmes perturbés d'altitude évoluant à proximité d'un cyclone peuvent jouer un rôle dans les mécanismes d'intensification. Nous exposerons les connaissances sur ce sujet en section 2.3.4.

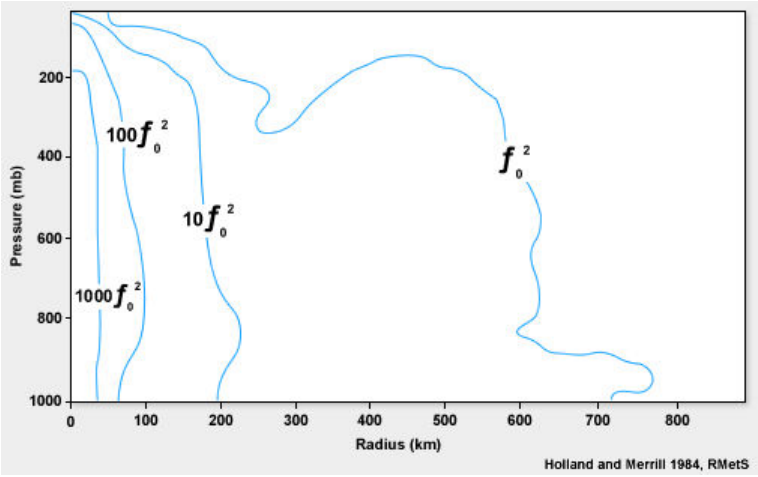


FIG. 2.11 – *Distribution verticale et radiale de la stabilité inertielle au sein d'un cyclone tropical type. Les valeurs sont exprimées en fonction de la valeur de référence $f_0 \sim 10^{-5}\,s^{-1}$ valable dans un cyclone. Source : figure 6a de Holland et Merrill (1984).*

2.1.5 Profils radiaux de vent, de pression et de vorticité

Profil radial de vent et de pression

Nous avons déjà illustré en figure 2.8 l'allure du profil radial de vent tangentiel moyen d'un cyclone en sommet de couche limite. Sachant qu'il est encore difficile de mesurer les vents cycloniques à partir des observations satellitaires (voir section 2.1.6), on utilise couramment des profils analytiques de vent ou de pression pour reconstruire la partie symétrique du champ de vent de surface à partir d'un nombre réduit de paramètres de structure observés. Ces profils analytiques sont basés sur des observations effectuées dans un grand nombre de cyclones, au sol ou en altitude (avions et radars). De telles représentations paramétriques sont utilisées en opérationnel pour forcer les modèles de prévision de surcote ou de vagues. Elles sont aussi employées, en 3D, en entrée des modèles de prévision

opérationnels ou de recherche qui utilisent un bogus de vent pour améliorer la représentation initiale de la structure du système dans les analyses. Enfin, la reconstitution du champ de vent de surface est un véritable outil d'aide à la décision pour alerter les populations et les structures industrielles d'un risque associé à une force de vent définie.

Un grand nombre de représentations paramétriques ont été proposées depuis les années 1950, pour la plupart basées sur des observations aéroportées de vent ou de pression (Atlantique Nord). Les plus connues sont le vortex de Rankine dans sa version modifiée (Hughes 1952), les profils de pression de Fujita (1952) et de Holland (1980), ainsi que les profils de vent de Chan et Williams (1987) et de Willoughby et al. (2006) plus récemment. Certains dessinent des profils de vent en forme de « V » dans l'œil (gradient linéaire), d'autres en forme de « U ». A l'extérieur du RVM (aussi noté $r_{\max}$), la décroissance non linéaire de la vitesse tangentielle est généralement approchée par une formule intégrant un paramètre de forme α, comme celle donnée par le vortex de Rankine modifié :

$$v = v_{\max}(\frac{r_{\max}}{r})^{\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha < 1 \tag{2.7}$$

Une valeur de $\alpha = 1$ correspond à un pur vortex de Rankine, mais une valeur théorique autour de $0{,}5$ est plus adaptée aux cyclones en raison de la perte de moment angulaire par friction (Emanuel 1986). Une valeur de α plus faible implique une décroissance radiale des vents moins rapide. Une illustration du profil de vent avec $\alpha = 0{,}4$ est donnée en figure 2.12 (a). Il faut savoir qu'aucun des profils paramétriques qui existent n'est capable de représenter avec exactitude toute la gamme des cyclones, compte tenu de la grande variabilité de structure et de taille de ces derniers (ex : Fig. 2.15). L'observation dans les bassins Atlantique et Pacifique Est a fourni les valeurs moyennes suivantes dans le cadre d'un vortex de Rankine modifié : $\alpha = 0{,}48$ pour les ouragans majeurs ($v_{\max} > 50\,\mathrm{m.s^{-1}}$), $\alpha = 0{,}35$ pour les ouragans moins intenses, et $\alpha = 0{,}31$ aux stades antérieurs de développement (Mallen et al. 2005).

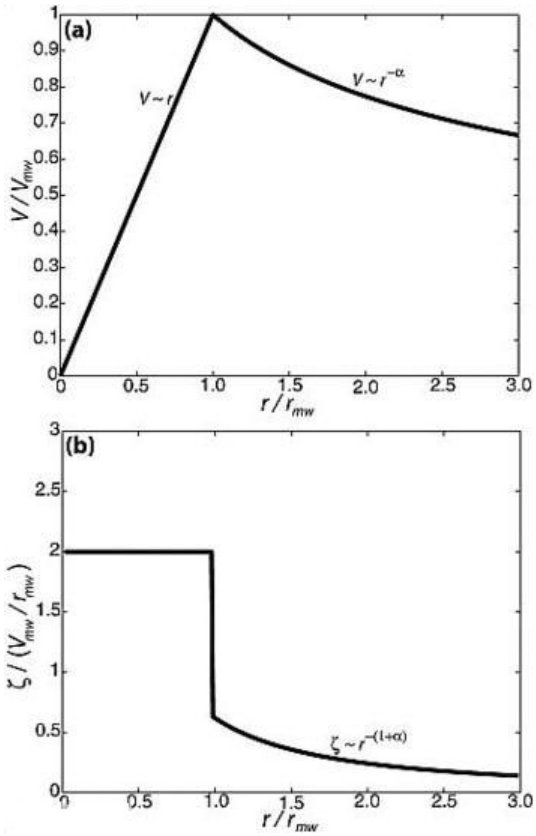


FIG. 2.12 – *Profil radial (a) du vent tangentiel et (b) du tourbillon relatif dans un vortex de Rankine modifié. Le paramètre α représente la décroissance non linéaire du vent tangentiel au delà du RVM, noté r_{mw} (pour « radius of maximum wind »). $\alpha = 0{,}4$ pour l'illustration. Le rayon en abscisse est normalisé par r_{mw}. Le vent est normalisé par sa valeur maximale notée V_{mw} (a) et le tourbillon est normalisé par la quantité V_{mw}/r_{mw} (b). Source : figure 1 de Swanson (2008).*

Notons que grâce aux équilibres définis en section 2.1.3, il est possible de dériver un profil radial de vent d'un profil de pression $p(r)$ et vice versa (intégration). On obtient, en appliquant l'équilibre du gradient (équation 2.1) dans l'hémisphère nord ($f > 0$) :

$$v_{\mathrm{g}}(r) = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + \frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}} \qquad \mathbf{r} > \mathbf{RVM} \tag{2.8}$$

Dans la région interne au mur de l'œil où l'effet de la force de Coriolis peut être négligé et où le flux est en équilibre cyclostrophique (équation 2.2), le vent est donné dans l'hémisphère nord par :

$$v_{\mathrm{c}}(r) = \sqrt{\frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}} \qquad \mathbf{r} < \mathbf{RVM} \tag{2.9}$$

Notons aussi qu'il existe aussi des modèles paramétriques destinés à représenter la distribution des précipitations cycloniques, comme R-CLIPER (Tuleya et al. 2007). Ils sont très utiles pour la prévision d'inondation urbaine lorsqu'un cyclone entre sur terre. Depuis peu, ces schémas intègrent les asymétries induites par le déplacement du cyclone, le cisaillement de vent et la topographie (Lonfat et al. 2007).

Le profil de pression de Holland

C'est le profil de Holland (1980) qui permet de construire le bogus de vent du modèle ALADIN-Réunion utilisé pour l'étude du cyclone Dora en section 5. La formule de Holland (1980) est une amélioration du profil radial de pression proposé par Schloemer (1954). La pression en surface à une distance r du centre y est donnée par :

$$p(r) = p_{\mathrm{c}} + (p_\infty - p_{\mathrm{c}})\, exp(-(\frac{r_{\mathrm{cm}}}{r})^b) \tag{2.10}$$

où p_{c}, $p(r)$ et p_∞ sont respectivement les pressions au centre du vortex, à un rayon donné r, et dans l'environnement loin de l'œil [1] ; r_{cm} est le rayon du maximum de vent cyclostrophique (noté v_{cm}), et b un paramètre de forme (table A.1).

Une expression de b s'obtient en écrivant l'équilibre cyclostrophique (équation 2.2) en $r = r_{\mathrm{cm}}$:

$$b = \rho\, exp(1)\frac{v_{\mathrm{cm}}^2}{p_\infty - p_{\mathrm{c}}} \tag{2.11}$$

où la masse volumique de l'air (ρ) est supposée constante égale à $1{,}15\,\mathrm{kg.m^{-3}}$.

Selon l'équation 2.8, le profil radial de vent (de gradient) associé au profil de pression précédent s'écrit dans l'hémisphère nord ($f > 0$) :

$$v_{\mathrm{g}}(r) = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + v_{\mathrm{cm}}^2(\frac{r_{\mathrm{cm}}}{r})^b\, exp(1 - (\frac{r_{\mathrm{cm}}}{r})^b)} \qquad r > r_{\mathrm{cm}} \tag{2.12}$$

Par convention dans l'hémisphère sud ($f < 0$, $v < 0$ dans une circulation cyclonique), on écrira :

$$v_{\mathrm{g}}(r) = -\frac{fr}{2} - \sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + v_{\mathrm{cm}}^2(\frac{r_{\mathrm{cm}}}{r})^b\, exp(1 - (\frac{r_{\mathrm{cm}}}{r})^b)} \qquad r > r_{\mathrm{cm}} \tag{2.13}$$

1. p_∞ est fixée à 1013,28 hPa dans le bogus d'ALADIN mais elle est plus couramment représentée par la pression au niveau de la première isobare fermée entourant le cyclone (POCI) plus un ajustement de 1 hPa (Ma et al. 2012)

Les variables v_{cm} et r_{cm} sont respectivement données par les observations du vent maximal (V_{max}) et du RVM (faible écart).

Le profil de Holland (1980) est de loin le plus répandu car il repose sur peu de paramètres observés en entrée (p_{c}, p_{∞}, RVM et V_{max}) et donne une assez bonne représentation du champ de vent pour la majorité des cyclones. Une méconnaissance du RVM engendre beaucoup moins d'erreurs dans un champ de vent calculé avec un profil de Holland comparé à un profil modifié de Rankine (Holland 1980). Néanmoins, des comparaisons systématiques par rapport aux observations ont pu mettre en évidence plusieurs défauts du profil de Holland : (i) la ceinture de vents forts au niveau du RVM est surestimée, (ii) le vent décroît trop rapidement à l'extérieur de 2 à 3 fois le RVM, (iii) la zone de vents faibles dans l'intérieur de l'œil peut parfois être trop étendue (Willoughby et Rahn 2004).

Plus récemment, Willoughby et al. (2006) ont proposé un profil de vent élaboré qui permet de construire un pic plus étroit au niveau du maximum de vent, et d'ajuster la forme du profil à l'intérieur et à l'extérieur du RVM de façon indépendante. Si cette représentation paramétrique permet de construire un profil de vent plus proche des observations, elle nécessite néanmoins un grand nombre de paramètres en entrée ; de ce fait elle est encore peu utilisée. Une nouvelle formulation analytique du profil de vent cyclonique de Holland a également été proposée (Holland 2010) permettant d'utiliser plusieurs extensions de vent à diverses distances du centre du cyclone. Dans le modèle australien TC-LAPS, la technique d'initialisation du vortex est plus complexe et sera présentée dans les chapitres 4.3.1 et 6.

Profil de vorticité

La composante verticale du tourbillon relatif axisymétrique (que l'on appellera simplement tourbillon relatif ou vorticité par la suite) s'exprime, dans le repère cylindrique (Fig. 2.6), par :

$$\zeta = (\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{e_z} = \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} \tag{2.14}$$

Une illustration du profil de vorticité dans un vortex de Rankine modifié avec $\alpha = 0{,}4$ est donnée en figure 2.12 (b). En première approximation, on peut considérer qu'à l'intérieur du RVM, la circulation tangentielle se comporte comme une rotation solide de vitesse angulaire constante ($v_{\mathrm{max}}/r_{\mathrm{max}}$), avec un gradient radial de vitesse tangentielle $\frac{\partial v}{\partial r}$ constant (profil en V). Une analyse en ordre de grandeur donne un tourbillon relatif constant de l'ordre de $10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$ ($100f$) à l'intérieur du mur de l'œil (Fig. 2.12b). Au-delà du RVM, la décroissance non linéaire de la vitesse tangentielle (équation 2.7) induit une diminution rapide du tourbillon d'allure : $\zeta = (1-\alpha)\,\frac{v_{\mathrm{max}}}{r}\,(\frac{r_{\mathrm{max}}}{r})^{\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha < 1$.

A plus fine échelle, l'analyse des données aéroportées a révélé que le vent tangentiel moyen décroît en fait relativement lentement à l'extérieur du RVM à proximité immédiate de ce dernier. Ceci implique qu'une « jupe » de fort tourbillon cyclonique entoure les très fortes valeurs de ζ présentes dans l'œil (Mallen et al. 2005). Le profil radial de tourbillon s'écarte donc en réalité du profil moyen décrit ci-dessus et peut évoluer dans le temps. Bien que les différences soient faibles en matière de champ de vent, ceci a de grandes conséquences sur la dynamique du vortex. Nous verrons en effet en section 2.3.5 que la distribution radiale de tourbillon détermine la dynamique des ondes de Rossby de vortex qui vont influencer la réponse du cyclone à son environnement.

2.1.6 Observation par satellite (structure et intensité)

Les instruments satellitaires

Les images satellitaires sont utilisées par les prévisionnistes et les chercheurs pour estimer l'intensité d'un cyclone et pour appréhender sa structure et son évolution dans le temps. Les signatures nuageuses renseignent sur la dynamique et la thermodynamique des changements de structure associés à l'intensification rapide. Les gammes de fréquences visible et infrarouge (ex : Fig. 2.13(a) et (b)) furent pionnières pour l'observation satellitaire des systèmes tropicaux (technique de Dvorak détaillée plus loin dans cette section). Les premières images micro-ondes de cyclones, fournies en 1987 par l'instrument SSM/I, ont constitué un tournant pour l'observation des processus de formation, d'intensification, et de déclin des systèmes tropicaux en pleine mer. Cette bande de fréquence permet en effet de voir au travers de la canopée de cirrus qui dominent les images visible et infrarouge (IR) et ainsi de mieux cartographier la structure interne du cyclone (l'œil et son mur). Désignés sous le nom de radiomètres (ou simplement imageurs), les capteurs passifs micro-ondes sont des récepteurs du rayonnement électromagnétique (ils n'émettent pas de signal). A l'heure actuelle, on en distingue plusieurs, tous placés à bord de satellites défilants :

- SSM/I dans le canal 85 GHz et SSMIS (91 GHz), tous deux à bord des satellites défilants à orbite polaire de la série DMSP,
- AMSU-B puis MHS, sondeurs embarqués sur les satellites de la série NOAA et MetOp, qui sont utilisés comme imageurs micro-ondes dans les canaux 89 et 150 GHz,
- Windsat (37 GHz) à bord de Coriolis,
- AMSR-E (37 GHz et 89 GHz) embarqué sur le satellite Aqua de la NASA,
- TMI (37 GHz et 85 GHz) placé sur le satellite TRMM de la NASA.

D'autres fréquences sont disponibles pour ces capteurs. On s'est efforcé ici de répertorier les fréquences utiles aux prévisionnistes pour l'analyse des tempêtes et, pour chaque imageur, celles qui sont les plus couramment utilisées du fait des diverses résolutions des instruments (la moins bonne résolution listée ci-dessus est de 15 km). Pour l'étude d'un cyclone donné, considérer les mesures disponibles via l'ensemble de ces radiomètres micro-ondes permet d'augmenter la résolution temporelle de l'échantillon. Les images sont fournies en ligne sur le site `http://www.nrlmry.navy.mil/tc_pages/tc_home.html`. Notons la toute prochaine disponibilité des données de l'imageur micro-ondes MADRAS, embarqué sur le satellite franco-indien Megha-Tropiques lancé fin 2011 (Viltard 2012).

Rappelons qu'un radiomètre micro-ondes mesure une température de brillance qui est la température équivalente d'un corps noir ($\varepsilon = 1$) qui émettrait la même énergie que la surface étudiée (mer, gouttes d'eau, nuages, etc.). La température de brillance T_B, ou température radiative apparente, est inférieure à la température T_S de la surface car elle dépend de son émissivité ($\varepsilon < 1$) selon la relation : ${T_B}^4 = \varepsilon {T_S}^4$. En présence de bandes convectives, l'énergie qui parvient jusqu'à l'imageur micro-ondes dans les canaux 85, 89, ou 91 GHz, est peu élevée en raison de la rétrodiffusion du signal par les particules précipitantes de grande dimension et par les cristaux de glace. Les températures de brillance associées sont donc faibles, souvent inférieures à 200 K. Ce sont des tons rouges qui représentent ces zones de convection puisque les images micro-ondes sont tracées avec une palette de couleurs inversée par convention (ex : Fig. 2.13(c)). On notera qu'en raison de sa faible émissivité micro-ondes, la surface océanique dépourvue de nuages est également associée à des températures de brillance faibles (entre 200 et 250 K). Néanmoins, une combinaison des mesures des polarités horizontales et verticales (appelée PCT) permet de lever les éventuelles ambiguïtés. Les radiances associées aux températures d'émission élevées (jusque 280 K) apparaissent, elles, en bleu foncé et sont associées aux nuages bas,

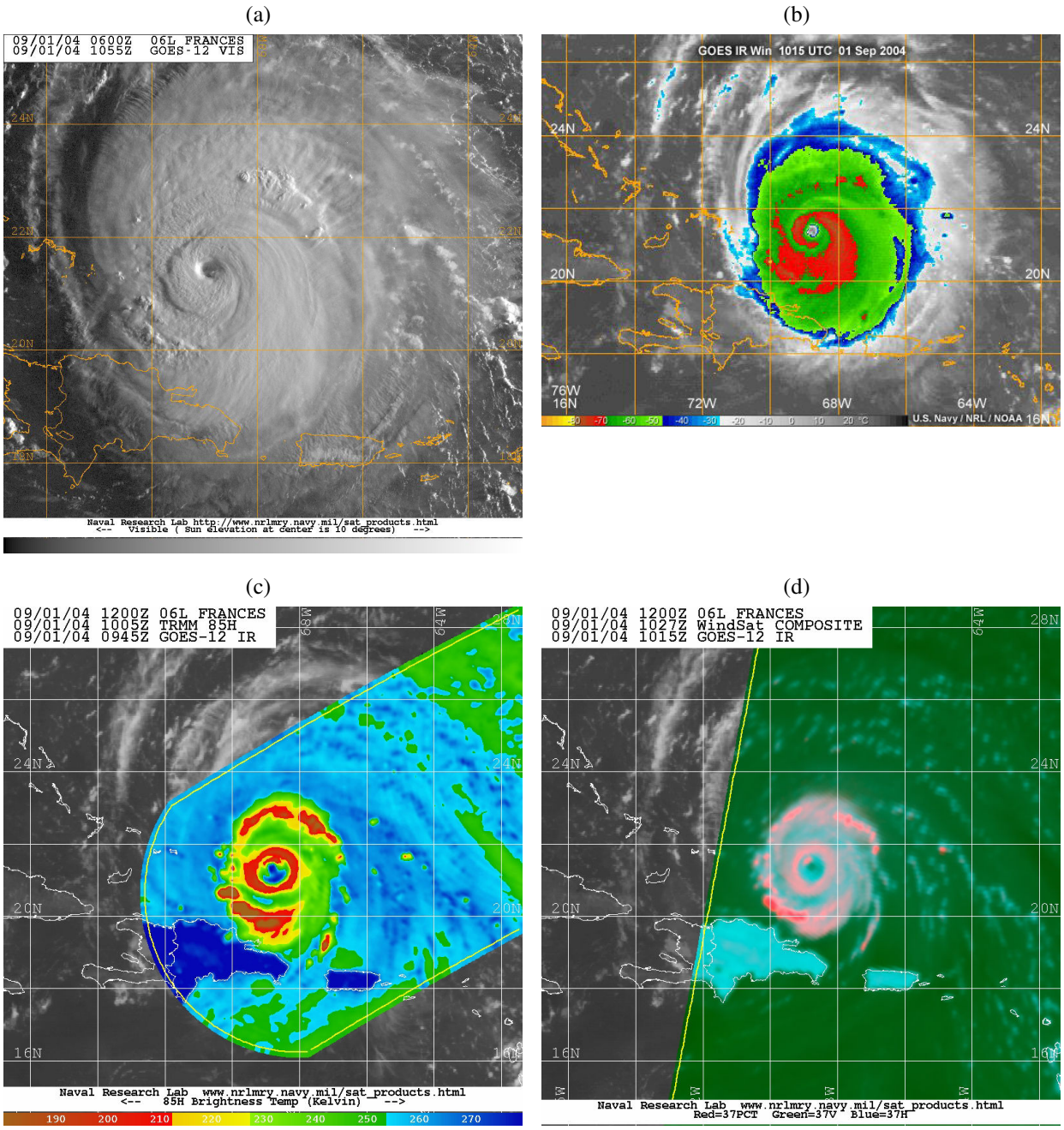


FIG. 2.13 – *Images satellitaires de l'ouragan Frances le* 01 *septembre* 2004 *aux alentours de* 1015 *UTC dans les canaux (a) visible et (b) IR du satellite GOES et dans les canaux micro-ondes des instruments (c) TMI à* 85 *GHz et (d) Windsat à* 37 *GHz. L'ouragan passe au nord de la république Dominicaine et se dirige vers les Bahamas et la Floride. La grille est tracée tous les* 2° *de latitude-longitude. L'image IR colorée montre les sommets nuageux du système, qui forment un large disque au centre duquel on aperçoit un œil compact. Les images micro-ondes permettent non seulement d'observer les bandes de convection profonde associées au mur de l'œil (cercle intérieur rose ou rouge) mais aussi de détecter la présence d'un anneau de convection externe caractérisé par des pluies torrentielles. Source : images du Naval Research Laboratory (NRL) :* $http://www.nrlmry.navy.mil/tc_pages/tc_home.html$

à la vapeur d'eau ou encore à la surface terrestre. En conclusion, les canaux 85 à 91 GHz permettent de mettre en évidence des détails de la convection profonde et de l'œil qui sont cachés derrière le voile de cirrus en imagerie classique, et ce à une résolution élevée grâce à l'orbite basse des satellites défilants.

Des précisions additionnelles peuvent être fournies par les canaux micro-ondes 36 et 37 GHz (ex : Fig. 2.13(d)). A ces fréquences, l'énergie absorbée et réémise par les précipitations liquides n'est pas (ou peu) rétrodiffusée par les particules de glace. Ces canaux permettent alors, à une moindre résolution spatiale, de déceler les précipitations liquides sous l'iso-0 °C et de fournir des images des bandes de pluie aux niveaux inférieurs. Ils autorisent en général une détection plus précoce de l'œil qu'en 85 GHz. Les zones de convection peu profonde apparaissent en cyan ; la convection profonde en rose. Kieper (2008) a montré que l'organisation de la convection peu profonde est cruciale au déclenchement des phases d'intensification rapide, ce que nous confirmerons en section 6.

D'autres instruments sont disponibles pour l'observation structurelle des cyclones. On pense ici aux radars de précipitations lorsque le cyclone est proche des côtes ou aux capteurs micro-ondes actifs embarqués sur satellites pour l'estimation tridimensionnelle des précipitations (ex : produit radar nommé PR fourni par TRMM), ainsi qu'aux sondeurs satellitaires (ex : AMSU-A dans le canal micro-ondes). Les données des diffusiomètres (capteurs micro-ondes actifs) sont aussi très utiles pour confirmer l'existence d'un système dépressionnaire naissant et préciser la position de son centre, ou encore pour estimer la structure du champ de vent de surface des systèmes de faible intensité comme les dépressions et tempêtes tropicales. Leur limitation est due aux fortes précipitations qui contaminent les données. Citons l'exemple de QuikSCAT (Quick Scatterometer), opérationnel de 1999 à 2009, ASCAT à bord du satellite MetOp-A depuis 2006, et OSCAT à bord de Oceansat-2 depuis 2009 (données disponibles en temps réel depuis 2012).

Estimation de l'intensité par imagerie satellitaire

En l'absence de mesures in situ, la méthode d'analyse satellitaire de Dvorak fournit une bonne estimation de la vitesse maximale du vent moyen (données sur une minute pour les américains et sur 10 minutes pour le reste du monde). La technique de Dvorak consiste à comparer les enroulements nuageux présents sur les images visible (Dvorak 1975) et infrarouge (Dvorak 1977; 1984) à des configurations types, déterminées empiriquement sur un échantillon conséquent de systèmes dépressionnaires tropicaux. Différents aspects des formations nuageuses sont pris en compte (Fig. 2.14) : le degré de courbure des bandes spiralées (configuration en bande incurvée ou « curved band »), le diamètre et l'aspect de la masse nuageuse centrale (CDO), la distance entre le centre du système et la masse convective pour évaluer le degré de cisaillement vertical de vent, etc. Quand le cyclone possède un œil, les températures de brillance en infrarouge permettent de calculer la différence thermique entre le cœur chaud et les sommets nuageux froids avoisinants. Plus le contraste thermique est élevé, plus le cyclone est intense. Cette analyse des nuages donne un « nombre T », dont découle le nombre de Dvorak « CI » (pour Current Intensity) qui intègre l'évolution passée du système.

A un nombre CI correspond une estimation de la vitesse maximale des vents près du centre dans la méthode de Dvorak (1984). En sus, on peut utiliser une relation vent-pression pour en déduire la pression minimale au niveau de la mer (ex : Fig. 2.16). Il s'agit d'*estimations* qui peuvent différer des mesures *in situ*. En effet, chaque cyclone est unique et l'intensité des vents peut être modulée par la dimension du cyclone, son degré d'asymétrie, les processus internes et d'autres conditions environnementales. Par exemple, pour une même valeur de pression au centre, un cyclone de petite taille comme l'ouragan Andrew (1992) aura des vents maximaux plus forts qu'un cyclone de grande taille comme Floyd (1999), sachant que la force du vent est déterminée par le gradient de pression (Fig. 2.15).

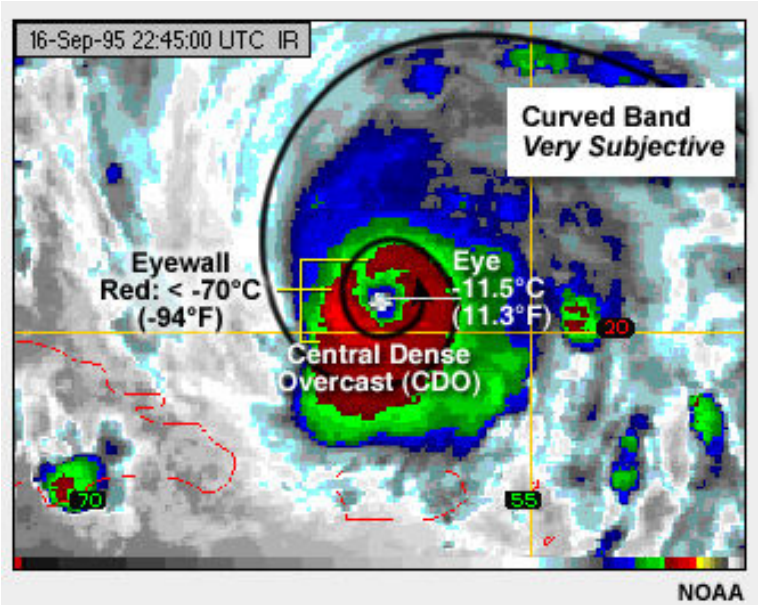


FIG. 2.14 – *Exemple d'identification des structures nuageuses du CDO, des bandes spiralées et de l'œil d'un cyclone sur une image infrarouge colorée à partir de la technique de Dvorak. Source : le programme COMET.*

Réciproquement, la pression au centre d'un cyclone d'intensité donnée (vent maximal fixé) sera plus élevée pour un système de petite dimension. Aussi, dans un même bassin océanique tropical, les pressions environnementales de début de saison cyclonique sont plus élevées qu'au cœur de la saison ; deux cyclones de même intensité et de taille comparable n'auront donc pas la même pression centrale en début et milieu de saison. Enfin, les pressions environnementales du Pacifique Nord-Ouest sont en moyenne plus faibles (au niveau de la mer) que dans l'Atlantique. La pression centrale d'un typhon est donc généralement plus faible que celle d'un ouragan ayant des vents maximaux de même intensité (afin de maintenir un même gradient de pression).

C'est pour cette raison qu'il existe deux échelles de correspondance vent-pression, toutes deux étalonnées à partir de reconnaissances aériennes, l'une pour l'Atlantique, l'autre pour le Pacifique Nord-Ouest (Atkinson et Holliday 1977). Faute de reconnaissance aérienne dans le sud-ouest et le sud-est de l'océan Indien, les CMRS de ces bassins utilisaient la relation de Atkinson et Holliday (1977). L'échelle de correspondance (entre intensité de Dvorak et vent maximum moyen ou pression centrale) utilisée dans le bassin SOOI depuis la saison 1999-2000 est illustrée en figure 2.16. Elle intègre un facteur de conversion de 0,88 pour convertir sur 10 minutes les vents moyens sur 1 minute pour lesquels l'échelle de Dvorak a été calibrée à l'origine. Plus récemment, Knaff et Zehr (2007) ont établi une relation statistique dite « universelle », par l'examen de 15 années de reconnaissances aériennes dans l'Atlantique et le Pacifique Nord-Est. Leur formule relie le vent à la pression en tenant compte de l'influence de la latitude, de la pression environnementale, de la vitesse de déplacement, et de la taille du système. Une version de cette relation vent-pression a été développée pour l'opérationnel par Courtney et Knaff (2009). Les auteurs reconnaissent qu'elle pourrait être améliorée en y incluant le RVM, mais ce paramètre ne disposait pas d'une série de données fiable et suffisamment longue en 2007. Depuis 2010, la relation de Courtney et Knaff (2009) est en vigueur dans la majorité des centres de veille cyclonique dont le CMRS de La Réunion. Une exception néanmoins est le CMRS du Pacifique Nord-Ouest (JMA) qui continue à utiliser la table de Koba et al. (1990; 1991).

Grâce à la méthode de Dvorak (1984), qui présente l'avantage d'utiliser des données IR couvrant l'ensemble des tropiques en continu (jour et nuit), toutes les dépressions ont pu être repérées et leur intensité estimée depuis l'avènement des satellites. Knaff et al. (2010) ont évalué la méthode en confrontant les estimations Dvorak de 2 centres météorologiques (SAB et TAFB) aux mesures aéroportées. Il apparaît que l'intensité des systèmes dont le CI est compris entre 2,5 et 3,5 est légèrement sous-estimée de 1,5 à 2,5 nœuds en moyenne, que celle des systèmes de CI compris entre 4,5 et 5,5

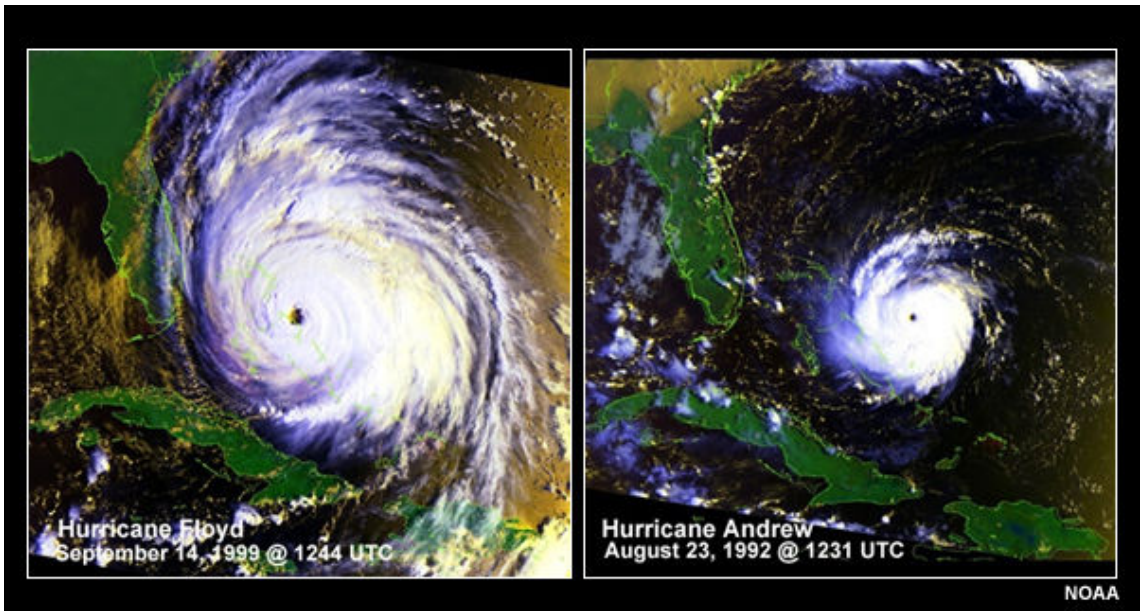


FIG. 2.15 – *Images satellitaires des ouragans Floyd (1999) et Andrew (1992) à l'approche de la côte de la Floride. Bien qu'étant d'intensité similaire, les deux cyclones ont des tailles très différentes, avec une zone de dégâts bien plus étendue pour Floyd. Source : le programme COMET disponible.*

est surestimée d'un même ordre de grandeur, tandis que les vents des systèmes ayant un CI entre 6,5 et 7,0 sont sous-estimés de 4 à 9 nœuds. Ces erreurs, induites par le caractère empirique de la méthode de Dvorak (1984), sont en général corrigées dans la base de données « Best track », qui est une réanalyse *a posteriori* de l'ensemble des données d'un système.

Etant donné que l'interprétation des enroulements nuageux est réalisée par un prévisionniste, la méthode de Dvorak fournit nécessairement une estimation subjective de l'intensité du système. Elle a été automatisée par un algorithme objectif utilisant les relations empiriques originelles de Dvorak (1984). Il s'agit de l'ODT pour « Objective Dvorak Technique » (Velden et al. 1998) qui calcule une estimation d'intensité à partir de données IR. La dernière version, nommée ADT pour « Advanced Dvorak Technique », et développée par le CIMSS (Olander et Velden 2007), utilise un algorithme de détection automatique du centre de la circulation cyclonique (important pour le calcul du degré de cisaillement entre autres) en vue de continuer à réduire l'intervention humaine subjective. Elle recourt également à l'imagerie micro-ondes pour détecter l'existence éventuelle d'un œil sous le CDO et affiner la détection du centre de basses couches.

Intérêt des satellites pour observer la structure des cyclones

Des algorithmes basés sur les nouvelles technologies satellitaires existent ou sont en cours de développement pour estimer la structure d'un cyclone, la distribution des vents, et localiser le centre de la circulation avec plus de précision. Par exemple, Mueller et al. (2006) utilisent une régression linéaire multiple basée sur le canal IR des satellites géostationnaires pour estimer de façon objective le RVM ainsi que certains paramètres de structure. A partir de ces quelques paramètres d'entrée, une estimation du champ de vent tangentiel symétrique de basses couches est construite en utilisant un profil de Rankine modifié. D'autres méthodes se basent sur les relations qui existent entre la hauteur et l'étendue de la convection profonde et l'extension des vents forts. Lajoie et Walsh (2008) ont récemment montré par exemple que le RVM dépend en partie du rayon de l'œil et de la distance qui sépare le centre du cyclone du cumulonimbus le plus développé situé à proximité. Ces deux derniers paramètres sont évalués grâce à des images satellitaires à haute résolution dans les gammes

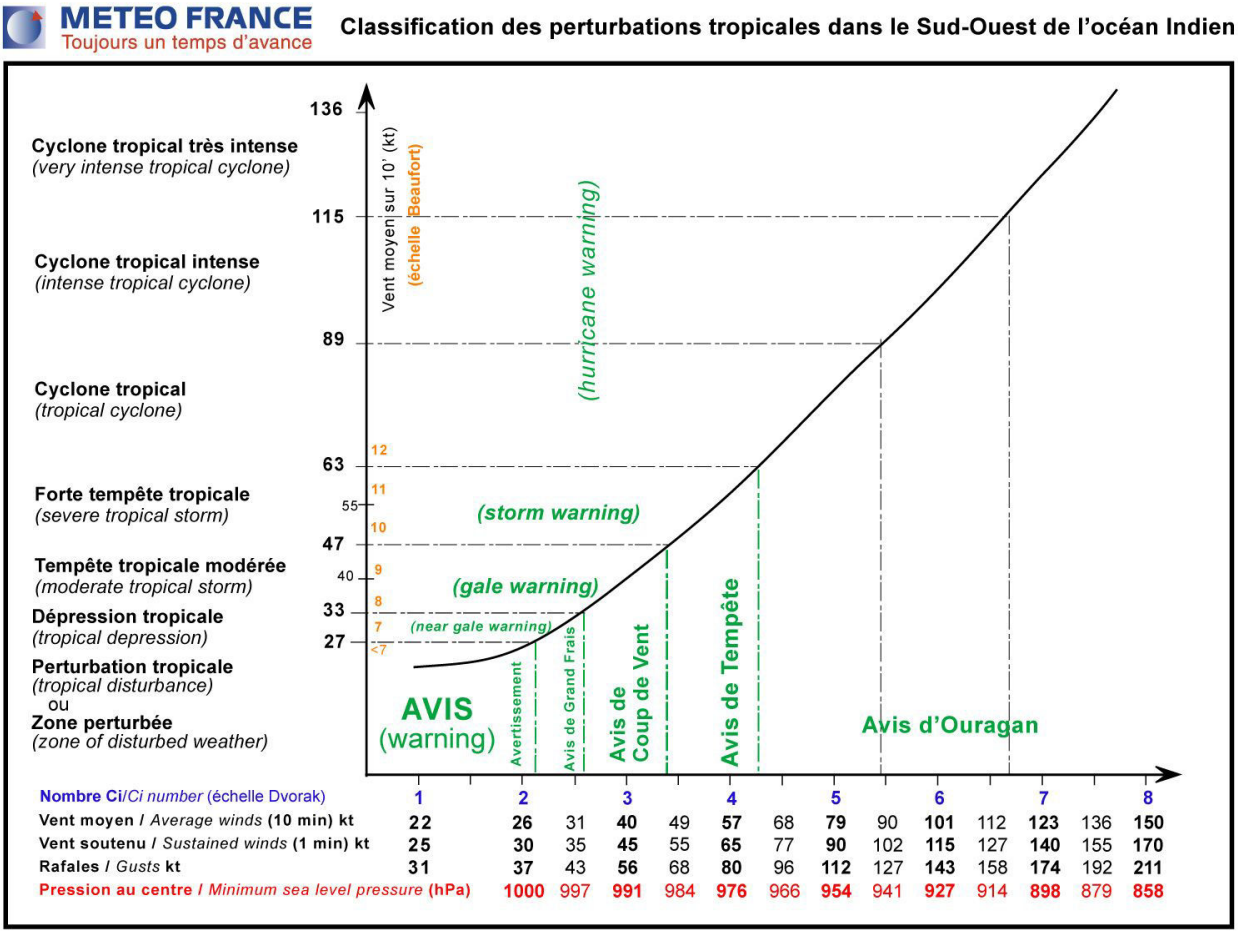


FIG. 2.16 – *Table de correspondance entre nombre CI (« Current Intensity »), vent maximum et pression au centre utilisée dans le SOOI. Y figure aussi la classification des perturbations tropicales pour ce bassin. La correspondance vent-pression (Atkinson et Holliday 1977) de cette table n'est plus utilisée depuis 2010, au profit de la relation plus adaptée de Courtney et Knaff (2009). Source : CMRS de La Réunion.*

de fréquences IR et micro-ondes. L'expertise des prévisionnistes reste cruciale pour estimer le rayon de vent maximal, notamment dans les régions qui ne bénéficient pas d'observations aéroportées. Ces derniers ont recours à l'imagerie micro-ondes dès que le système commence à présenter une structure centrale (« inner core features ») ou bien à l'imagerie visible ou IR (rayon de l'isotherme $-50\,°$C) lorsque l'œil devient apparent. Malgré tout, estimer la structure d'un cyclone à un instant donné sans mesures aéroportées est un exercice difficile et imprécis, particulièrement pour les systèmes de faible intensité. Nous démontrerons que l'incertitude relative à la structure initiale d'un cyclone peut avoir des répercussions importantes sur la prévision numérique (chapitres 5 et 6).

Par ailleurs, l'augmentation de résolution des images satellitaires a permis récemment d'observer la nature elliptique ou polygonale de l'œil de certains cyclones. Nous verrons en section 2.3.5 que ces formes correspondent à la présence de méso-vortex qui se développent à l'interface mur-œil. Ceci est bien illustré en figure 2.17 pour l'ouragan Isabel (2003, Kossin et Schubert 2004).

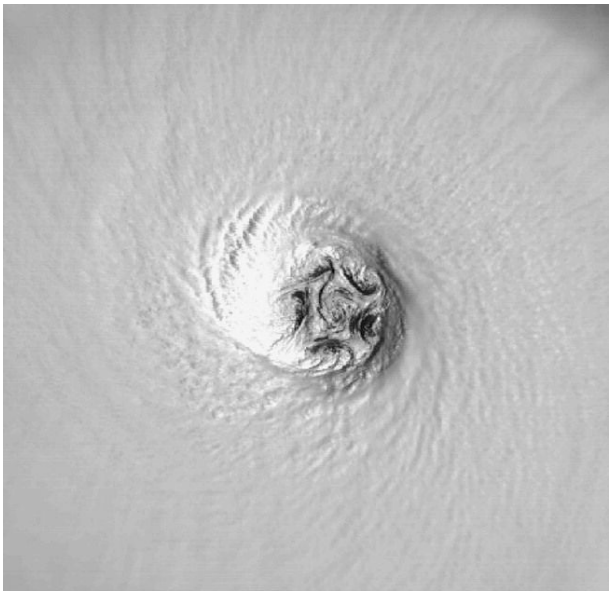


FIG. 2.17 – *Image visible du satellite DMSP (F15) dans le cœur de l'ouragan Isabel le* 12 *Septembre* 2003 *à* 1315 *UTC (pression centrale d'environ* 930 *hPa, vents max de* 70 *m.s*$^{-1}$*, RVM de* 32 *km). La forme pentagonale de l'œil en allure d'étoile de mer est due à la présence de 5 meso-vortex arrangés symétriquement autour d'un meso-vortex central, le tout en rotation cyclonique. Dimensions approximatives du domaine :* 200 *km* $\times$ 200 *km. Source : figure 10 de Rozoff et al. (2006).*

Exemple de structure symétrique : le cyclone annulaire

Le seul cas de cyclone présentant une symétrie presque parfaite est le cyclone « annulaire ». Une illustration est donnée ici dans différents canaux satellite pour le cyclone Dora à la fin de son intensification (Fig. 2.18). Le cyclone annulaire se distingue par son grand œil circulaire, entouré d'un large anneau de convection profonde presque uniforme (Knaff et al. 2003). C'est une structure rare qui est observée dans moins de $5\,\%$ de cas pour des cyclones matures de forte intensité. Ils sont en général 10 à $40\,\%$ plus larges que les cyclones classiques et présentent peu de convection profonde à l'extérieur de l'anneau (Knaff et al. 2003).

Les conditions environnementales de formation des cyclones de structure annulaire ont été listées par Knaff et al. (2003) :

- des températures de surface de la mer chaudes mais inférieures à $28{,}5\,°$C, et qui varient peu sur la trajectoire du cyclone,
- des vents d'est et des températures plus froides que la normale à 200 hPa,
- un cisaillement vertical de vent relativement faible en direction du pôle et de l'ouest (vecteur d'est à nord-est dans l'hémisphère sud) ; un faible cisaillement d'est étant supposé favoriser la nature symétrique du cyclone annulaire par annulation de l'effet β et donc des asymétries de convection induites par cisaillement (voir section 2.1.7).

(a) **canal** 91 **GHz - SSMIS** (b) **canal IR - Aqua** (c) **composition colorée NOAA 14**

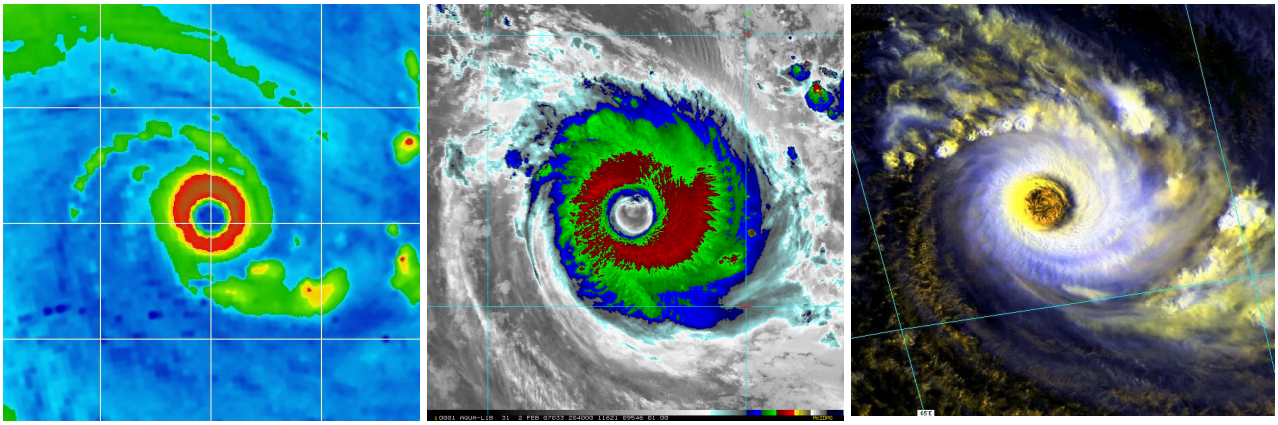


FIG. 2.18 – *Structure annulaire de Dora capturée par divers satellites et canaux explicités en légende. (a) image micro-ondes du capteur SSMIS le* 02 *février à* 1600 *UTC ; (b) image IR colorée de l'instrument MODIS sur Aqua le* 02 *février à* 2040 *UTC ; (c) composition colorée du satellite NOAA 14 le* 03 *février à* 0500 *UTC. Les domaines varient mais la grille est tracée tous les* 2° *(a) et* 5° *(b,c).*

Exemple de changement de structure : le cycle de remplacement du mur de l'œil

Le processus correspondant à un cycle de remplacement du mur de l'œil est illustré ici avec les images micro-ondes de Sinlaku (Fig. 2.19), le typhon que nous étudierons au chapitre 6. Dans certains cas, les bandes spiralées évoluant à la périphérie d'un cyclone peuvent s'organiser et fusionner pour former un anneau de convection externe qui entoure progressivement le mur de l'œil (Fig. 2.19(a)). Un second mur de l'œil prend forme, associé à une deuxième région de vents intenses (Fig. 2.19(b)). Deux murs concentriques sont visibles simultanément (Fig. 2.19(c)), séparés par une région de forte subsidence (moat) matérialisée par des nuages bas (disque bleu foncé sur l'image micro-ondes). Tandis que le mur externe se contracte en se renforçant, le mur primaire interne s'effondre progressivement (Figs. 2.19 c,d,e) et laisse place à un anneau unique et large de convection intense (Fig. 2.19(e)). Le mur externe prive en effet le mur interne de son alimentation convergente de basses couches. Ce processus porte le nom explicite de « cycle de remplacement du mur de l'œil » ou ERC pour « eyewall replacement cycle » (Shapiro et Willoughby 1982, Willoughby et al. 1982) et est associé à des changements brusques d'intensité cyclonique.

Une classification des ERC à partir de l'imagerie satellitaire micro-ondes (SSM/I et TMI) a été obtenue par Kuo et al. (2012). Ils ont analysé 91 cas de typhons du Pacifique Nord-Ouest ayant présenté des murs concentriques entre 1997 et 2010. Ils distinguent 3 catégories de cycle de remplacement du mur de l'œil suivant les changements de structure associés : (i) le cycle classique (53 % des cas) pour lequel le mur intérieur se dissipe dans les 20 heures après l'apparition du mur extérieur, (ii) le cas où les murs concentriques se maintiennent plus de 20 heures - en moyenne 33 heures (23,5 % des typhons considérés), et (iii) les cas atypiques (23,5 %) où l'on observe une dissipation du mur extérieur. Ces derniers cas se produisent en moyenne à des latitudes élevées (au-delà de 17,5°) où les températures de surface de la mer sont seulement d'environ 27 °C et le cisaillement vertical de vent élevé (7,5 m.s^{-1}). Les murs concentriques qui se maintiennent plus de 20 heures sont associés aux cyclones de plus forte intensité moyenne (l'intensité continue d'augmenter jusque 18 h après l'apparition du mur externe et décroît ensuite graduellement mais moins fortement que pour les ERC classiques). Ils évoluent dans les cisaillements de vent les plus bas (inférieur à 5 m.s^{-1}) et au-dessus de températures de surface de la mer des plus élevées (environ 29 °C), et enfin sont caractérisés par une douve (moat) plus étendue (largeur de 56 km contre 44 km pour les autres cas).

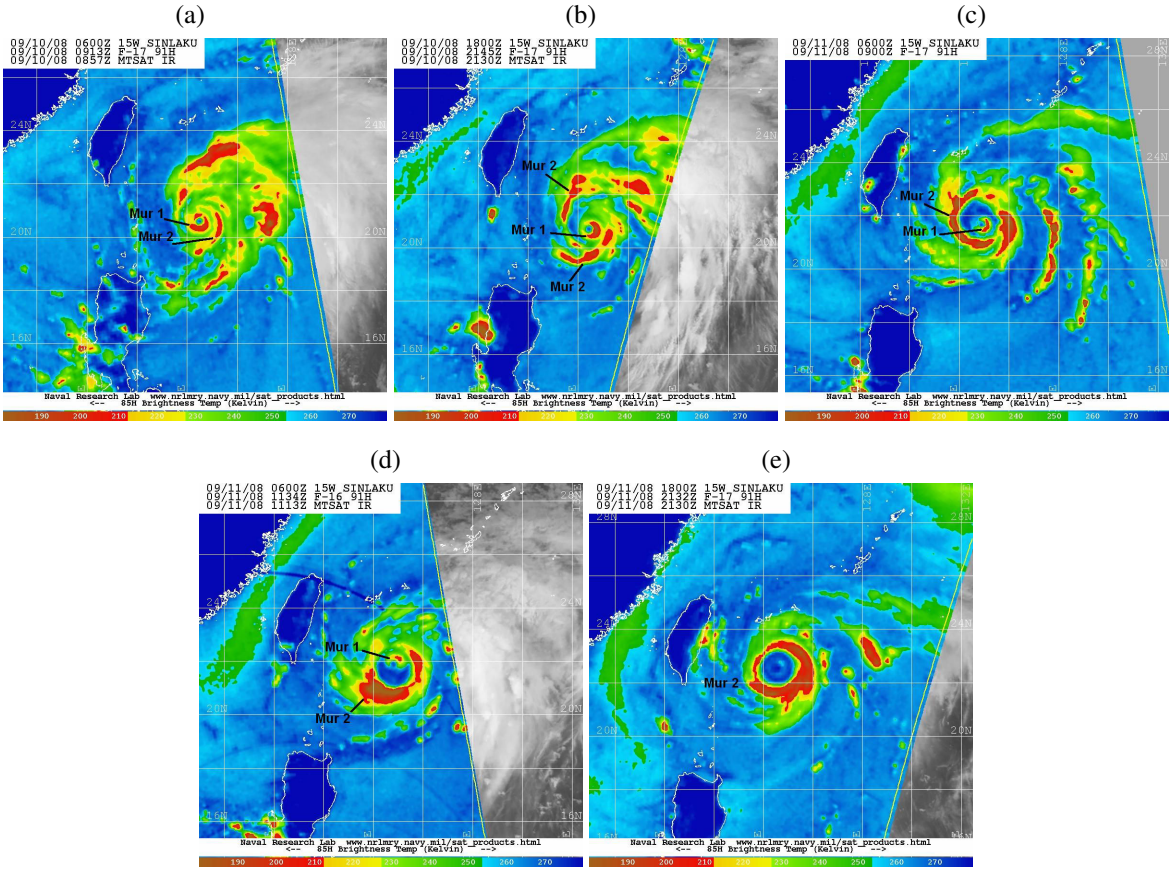


FIG. 2.19 – *Exemple de changement de structure observé par satellite défilant : le cycle de remplacement du mur de l'œil, pour lequel un mur externe (mur 2) se développe autour du mur originel (mur 1) qui finit par s'effondrer. Les températures de brillance dans le canal micro-ondes sont illustrées pour le typhon Sinlaku autour des instants : (a)* 0900 *UTC et (b)* 2130 *UTC le* 10 *septembre, (c)* 0900 *UTC, (d)* 1130 *UTC et (e)* 2130 *UTC le* 11 *septembre* 2008*. La grille est tracée tous les* 2° *de latitude-longitude. Source : images du Naval Research Laboratory (NRL) :* http : //www.nrlmry.navy.mil/tc_pages/tc_home.html

L'observation et le suivi des ERC est une composante importante de la prévision des changements d'intensité. Les mécanismes physiques qui peuvent provoquer un ERC sont loin d'être complètement élucidés. Nous ferons un état des lieux des recherches sur ce domaine en section 2.3.5. Le déclenchement d'un ERC par forçage externe lié à la présence d'un thalweg d'altitude sera illustré au chapitre 5.

2.1.7 Trajectoire type

La trajectoire des systèmes tropicaux est suivie de près par les prévisionnistes dans le cadre de leur mission d'alerte des populations par rapport au risque cyclonique. C'est le flux de grande échelle dans lequel évolue le système tropical qui dicte en grande partie sa trajectoire. L'approche la plus directe est de considérer un modèle simplifié d'atmosphère à une couche dans lequel le cyclone est advecté par un flux de base calculé sur l'épaisseur de cette couche. L'équation d'évolution du tourbillon absolu (section 10.3.4, Malardel 2005) pour une atmosphère barotrope non divergente et sans frottement s'applique alors bien pour décrire le déplacement du cyclone : $\frac{d\zeta_a}{dt} = 0$, où $\zeta_a = \zeta + f$ représente la composante verticale du tourbillon absolu, somme du tourbillon relatif (ζ) et du paramètre de Coriolis (f) dû à la rotation de la terre.

La contrainte barotrope signifie que l'on considère que l'atmosphère a la même structure horizontale sur tous les niveaux verticaux, et que l'on peut représenter le flux environnemental par une moyenne sur une couche épaisse de la troposphère. Après développement, on obtient l'équation d'évolution eulérienne du tourbillon relatif en repère cartésien :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{\mathbf{v}} \cdot \vec{\nabla} \zeta - \beta v_y \tag{2.15}$$

où v_y est la composante méridienne du vecteur vent $\vec{\mathbf{v}}$, et $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ est le gradient méridien de f (table A.1).

Une analyse en ordre de grandeur montre que le premier terme du membre de droite dans l'équation 2.15 est prépondérant. Il représente l'advection du cyclone par la circulation de grande échelle. Rarement uniforme dans la vraie atmosphère, le vecteur directeur est en général considéré comme « symétrique » et calculé sur un volume cylindrique défini par : (a) un disque moyen entourant le cyclone, typiquement compris entre les rayons 200 et 800 km pour extraire virtuellement le vortex cyclonique (Kaplan et DeMaria 2003) et (b) une épaisseur de l'atmosphère généralement comprise entre 850 et 250 hPa (on pondère les flux par la masse à chaque niveau). En fait l'épaisseur de la couche sur laquelle le flux directeur de grande échelle peut diriger un cyclone augmente régulièrement avec l'extension verticale du système et donc avec son intensité (Velden 1993). Ainsi, une couche située entre 850 et 300 hPa semblerait plus adaptée pour décrire le flux directeur agissant sur un cyclone de pression supérieure à 960 hPa (avant une phase d'intensification rapide par exemple).

En pratique, la trajectoire observée d'un cyclone s'écarte du flux directeur moyen calculé, même si ce dernier permet d'expliquer une bonne partie de la variance du déplacement du système. Cela prouve que les hypothèses de départ (tourbillon symétrique, flux uniforme, absence d'interaction avec l'environnement) ne reflètent qu'en partie les conditions réellement observées dans la nature. L'équation du mouvement (2.15) met en évidence l'existence d'un terme supplémentaire ($-\beta v_y$) nommé « effet beta », documenté par Holland (1983) et Chan et Williams (1987). Il est dû à l'interaction du cyclone avec le gradient méridien de tourbillon planétaire f. Prenons à titre d'illustration le cas de l'hémisphère nord, où les vents d'un cyclone tournent dans le sens inverse des aiguilles d'une montre sur une majeure partie de la troposphère. Une fois le système dépressionnaire formé, les vents de nord

($v_y < 0$) à l'ouest du système contribuent à y produire du tourbillon cyclonique via le terme $-\beta v_y$. De même, les vents de sud ($v_y > 0$) situés à l'est du système y produisent du tourbillon anticyclonique. Les asymétries de tourbillon produites se matérialisent sous la forme de deux circulations secondaires opposées (cyclonique à l'ouest et anticyclonique à l'est), nommées « gyres beta ». Les vents associés à ces gyres produisent initialement un flux net à travers le centre du cyclone en direction du pôle. On appelle aussi cet effet secondaire « la dérive de Rossby ».

Il faut aussi ajouter la rétroaction du vortex sur son environnement. Tel que démontré dans les modèles barotropes (Chan et Williams 1987, Carr et Elsberry 1997), le vortex fait tourner les gyres dans le sens cyclonique pour leur donner une orientation finale vers le nord-ouest dans l'hémisphère boréal, et vers le sud-ouest dans l'hémisphère austral. Au total, l'effet moyen de la variation du paramètre de Coriolis, résultant de processus non-linéaires, est de causer une déviation du cyclone vers l'ouest et vers le pôle, à une vitesse de 1 à 3 m.s^{-1} (Fiorino et Elsberry 1989). Ce résultat est valable quel que soit l'hémisphère et illustré en figure 2.20. Les études précédentes ont par ailleurs montré que l'effet beta augmente avec la force des vents du cyclone mais aussi avec l'extension radiale des vents maximaux, en l'absence de flux directeur de grande échelle. En théorie, l'effet beta peut donc contribuer de façon significative au déplacement du cyclone, surtout lorsque ce dernier est de grande dimension et évolue dans un flux environnemental faible. La prise en compte des asymétries est donc un aspect primordial de la prévision de trajectoire. Au chapitre 6, nous mettrons en évidence le rôle de l'effet beta dans le changement de trajectoire d'un cas d'étude réel, le typhon Sinlaku (2008).

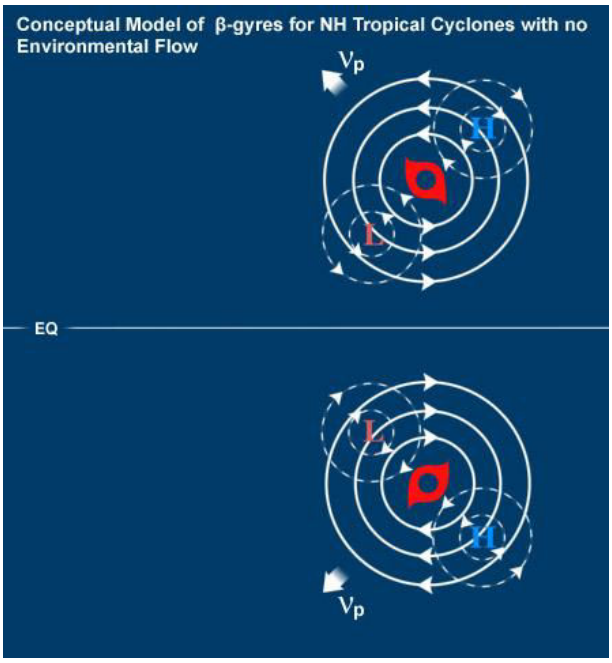


FIG. 2.20 – *Schéma des gyres beta (L et H) résultant de l'interaction d'un cyclone tropical avec le tourbillon planétaire, sans flux de base. Les deux hémisphères sont représentées. Le flux moyen induit par le couple de gyres est représenté par le vecteur $\overrightarrow{v_p}$. Source : le programme COMET.*

Au total, l'équation d'évolution du tourbillon en atmosphère barotrope non divergente (2.15) donne la trajectoire type suivante : aux basses latitudes, le cyclone se déplace globalement vers l'ouest, sous la façade équatoriale des anticyclones subtropicaux qui dirigent des vents d'est dans toute la troposphère (hémisphère d'été). Le tourbillon tend ensuite naturellement à gagner des latitudes plus élevées par effet beta. Le cyclone est alors susceptible d'infléchir sa course en direction des zones tempérées, pour ensuite se dissiper ou être repris dans la circulation d'ouest des latitudes moyennes. Un cyclone peut en effet « remonter » à l'avant d'un thalweg des moyennes latitudes d'amplitude suffisante. On parle de « transition extra-tropicale » si le système parvient à changer de structure et se ré-intensifier en tempête des moyennes latitudes (système à cœur froid). Si le thalweg est trop loin, le cyclone reste dans la zone tropicale après une déviation temporaire de sa trajectoire en direction

de la faiblesse de pression. En général, la vitesse de déplacement d'un système tropical est faible (inférieure à $5\,\mathrm{m.s^{-1}}$) dans la phase de formation et de développement. Elle peut ensuite augmenter rapidement pour dépasser $10\,\mathrm{m.s^{-1}}$ au franchissement de la latitude $30°$.

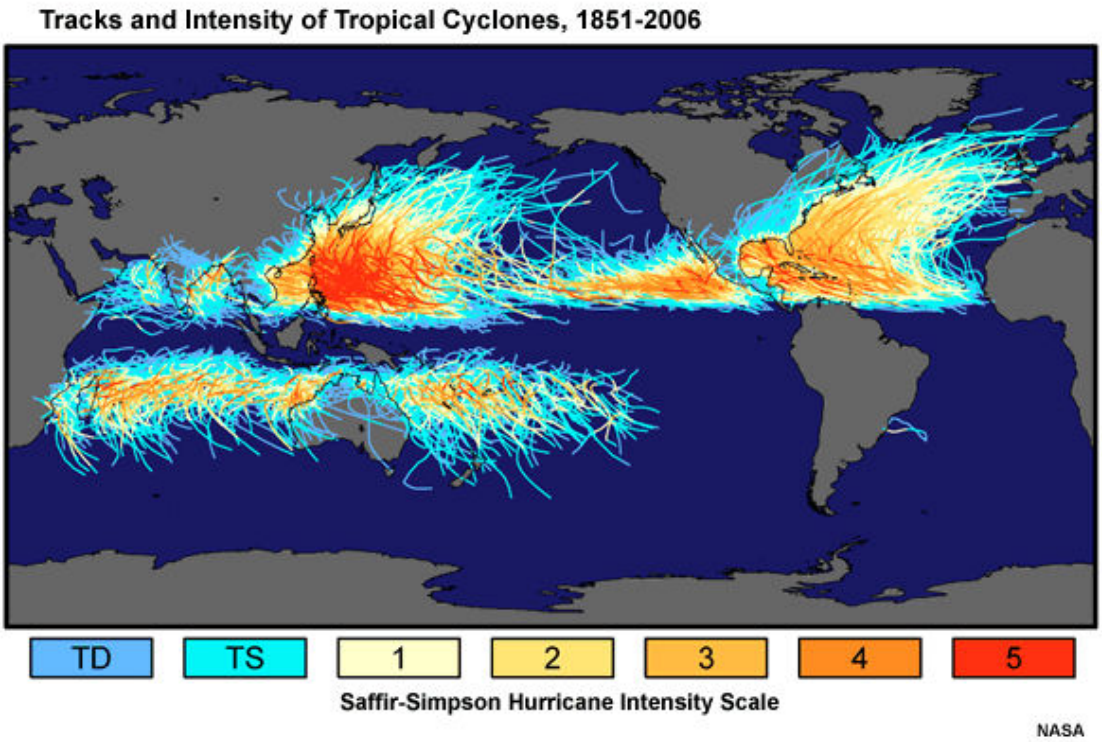


FIG. 2.21 – *Trajectoires des dépressions, tempêtes et cyclones tropicaux dans le monde pendant la période* 1856-2006. *Les systèmes sont classés selon l'échelle d'intensité de Saffir-Simpson présentée en section 2.1.1. Source : le programme COMET.*

La figure 2.21 illustre les trajectoires mondiales des dépressions, tempêtes et cyclones tropicaux formés entre 1851 et 2006. On y retrouve les principales caractéristiques énoncées précédemment :

- Les cyclones ne se forment pas et n'évoluent pas à l'équateur (force de Coriolis nulle).
- Il est possible d'observer des systèmes à caractéristiques cycloniques dans l'Atlantique Sud bien que cela soit très rare (ex : Catarina en 2004). Des températures de surface de la mer insuffisantes, un cisaillement vertical de vent élevé et un emplacement de la ZCIT trop proche de l'équateur dans ce bassin ne permettent généralement pas d'y soutenir les développements cycloniques.
- Les cyclones ne sévissent pas dans le Pacifique Sud-Est, l'eau y étant trop froide.
- Le Pacifique Nord-Ouest est la région la plus active, avec le plus grand nombre de cyclones intenses (trajectoires orange à rouge). Les cyclones de l'hémisphère sud sont en général moins intenses que les cyclones du Pacifique Nord et de l'Atlantique.
- Les trajectoires moyennes sont dirigées vers l'ouest et vers les pôles. Elles sont malgré tout souvent erratiques en raison des changements de flux directeur (en particulier dans le SOOI).
- Dans le nord Pacifique et nord Atlantique, les cyclones peuvent atteindre des latitudes élevées par transition extra-tropicale. Dans l'hémisphère sud, peu de cyclones ont une transition extra-tropicale. Ceci est dû à l'extension, vers les latitudes tropicales, du jet subtropical (noyau de forts vents d'ouest sous la tropopause), ce qui contraint les trajectoires des cyclones.
- Dans l'océan Indien nord (mer d'Oman et golfe du Bengale) et le Pacifique Nord-Est, la durée de vie des tempêtes est limitée par la présence respective de terre et d'eaux froides au nord de ces régions.

2.2 DÉFERLEMENT D'ONDE DE ROSSBY

Puisque les systèmes dépressionnaires tropicaux ont une fragilité avérée en haute troposphère (faible stabilité inertielle, voir section 2.1.4), il apparaît crucial de s'intéresser à l'influence des perturbations d'altitude qui évoluent à proximité des cyclones sur leur intensification. C'est l'objet principal du présent travail de thèse. Nous définissons ici les structures météorologiques originaires des moyennes latitudes qui parviennent à pénétrer dans les tropiques et à approcher les cyclones au plus près (thalweg d'altitude ou cut-off low, anomalie ou structure cohérente de tourbillon potentiel). Bien souvent, l'origine de ces structures est le déferlement d'un paquet d'ondes de Rossby planétaires. Un rappel sur la théorie des ondes de Rossby permettra d'expliquer l'origine de ces déferlements et les processus qui y sont associés. Une climatologie des déferlements d'onde de Rossby sera ensuite présentée, particulièrement dans le bassin SOOI.

2.2.1 Les ondes de Rossby

Le tourbillon potentiel marqueur de la tropopause dynamique

Le tourbillon potentiel, grâce à ses propriétés (paramètre conservatif en l'absence de frottements et de chauffage diabatique), est un puissant outil pour l'étude de la dynamique de l'atmosphère. Il permet de synthétiser les éléments cruciaux de la situation météorologique et a permis d'élaborer les modèles conceptuels de cyclogenèse que l'on connaît aujourd'hui. La distribution climatologique du tourbillon potentiel dans l'atmosphère (moyenne zonale et temporelle) peut être appréhendée par le produit du tourbillon planétaire f par la stabilité verticale moyenne de l'atmosphère (Arbogast 2002). On en déduit aisément que le tourbillon potentiel varie avec la latitude (tout comme f), et que la stratosphère constitue un réservoir de tourbillon à cause des fortes stabilités statiques qui y règnent (sous la zone de chauffage maximal). A l'inverse, le tourbillon potentiel est faible et quasi-uniforme dans la troposphère. La surface $1{,}5$ unités de tourbillon potentiel ($1\,\mathrm{PVU} = 10^{-6}\,\mathrm{m}^2.\mathrm{K.s}^{-1}.\mathrm{kg}^{-1}$), ou $-1{,}5\,\mathrm{PVU}$ dans l'hémisphère sud, est généralement choisie comme limite entre l'air troposphérique et l'air stratosphérique et appelée tropopause dynamique aux latitudes moyennes. Elle n'est pas rigide et peut se déformer sous l'action des mouvements horizontaux et verticaux des particules qui la constituent. Si l'on se place maintenant sur l'isentrope $350\,\mathrm{K}$, qui est une surface quasi-horizontale d'après la climatologie présentée en figure 2.22, l'isoligne +/- $1{,}5\,\mathrm{PVU}$ représente la frontière entre la troposphère tropicale et la stratosphère des moyennes latitudes. Elle permet de repérer les interactions tropiques-moyenne latitudes d'échelle synoptique (Figs. 2.23 et 2.24).

Les ondes de Rossby

Au niveau des moyennes latitudes, une vaste dépression circumpolaire quasi-circulaire entoure le globe. Sous l'influence des grands reliefs (Rocheuses, Himalaya...), les courants généraux d'ouest tendent à s'écarter d'une direction zonale parfaite en produisant des oscillations qui se présentent sous la forme de méandres. Sur une surface d'égal tourbillon potentiel comme la tropopause dynamique, ces méandres ont une signature en géopotentiel. Ils sont constitués d'une alternance de thalwegs (zones de bas géopotentiels dont l'axe est dirigé depuis le pôle vers l'équateur) et de dorsales (zones de haut géopotentiels dont l'axe est dirigé depuis l'équateur vers le pôle) plus ou moins profonds, au nombre de 2 à 5 (ex : Fig. 2.23). Ces ondes longues d'échelle synoptique à planétaire (périodicité de l'ordre de 6 à 25 jours) sont appelées ondes de Rossby, du nom du physicien suédois Carl-Gustav Arvid Rossby qui en a découvert l'existence en 1939 (Rossby 1939).

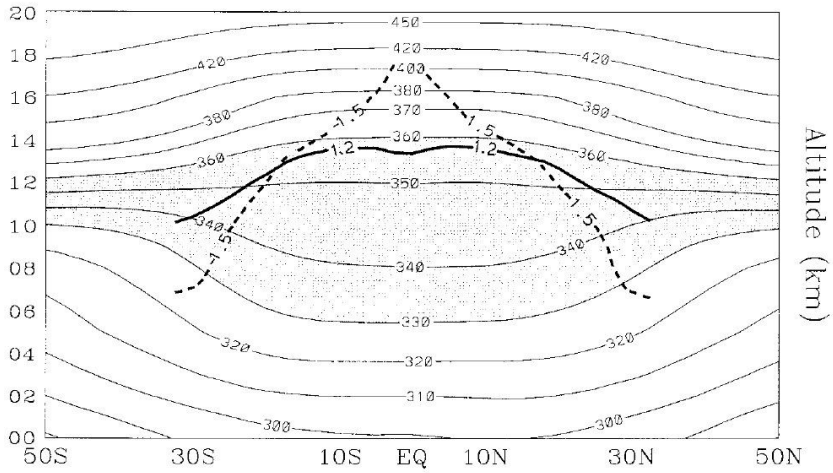


FIG. 2.22 – *Coupe verticale et méridienne de la température potentielle (K) en moyenne zonale et temporelle (période 1986-1995). Le contour noir épais représente le gradient vertical de température potentielle égal à* $1{,}2 \times 10^{-2}\,K.m^{-1}$*. La tropopause tropicale dynamique (contour +/−1,5 PVU) est matérialisée en trait pointillé ; elle sépare l'air stratosphérique extra-tropical de l'air troposphérique subtropical pour une particule voyageant sur l'isentrope* $350\,K$*, qui est quasi-horizontale. Source : figure 2 de Postel et Hitchman (1999).*

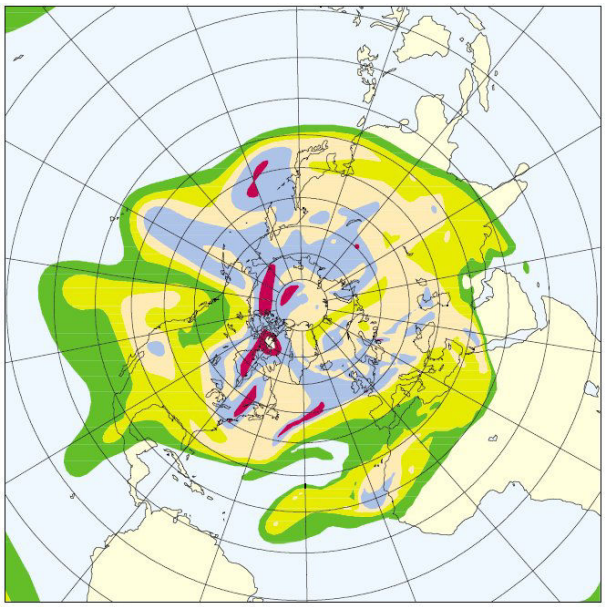


FIG. 2.23 – *Visualisation des ondes de Rossby synoptiques et planétaires : topographie de la tropopause dynamique le* 27 *décembre* 1999 *à* 0000 *UTC. Toutes les plages colorées correspondent à des géopotentiels inférieurs à* $10\,000\,m$*. Les plages rouges correspondent à des géopotentiels inférieurs à* $6\,000\,m$*. Source : figure 5 de Arbogast (2002).*

Théorie linéaire des ondes de Rossby

Les ondes de Rossby planétaires peuvent se développer dans tout courant zonal dans lequel existe un gradient méridien de tourbillon potentiel. Un tel gradient peut avoir différentes sources : la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude (effet β), la variation méridienne du cisaillement méridien de vent du flux de base, ou encore la variation selon la verticale du cisaillement vertical de vent du flux de base. On trouve justement, dans l'environnement barocline des moyennes latitudes, une zone de fort gradient de tourbillon potentiel à la tropopause. Ce gradient est associé au jet stream (courant jet) d'ouest (Palmén et Newton 1948) et joue un rôle de guide d'onde de Rossby (Hoskins et al. 1985).

La propagation des ondes de Rossby planétaires peut s'étudier dans le cadre de la théorie linéaire classique des perturbations d'amplitude infinitésimale. Une méthode simple est d'utiliser le modèle barotrope non divergent sur un β-plan pour un fluide parfait (d'épaisseur constante). Ce cadre est suffisant pour décrire le mécanisme de propagation des ondes et les résultats sont facilement généralisables aux autres sources de génération d'ondes de Rossby. On obtient la relation de dispersion puis l'expression de la vitesse de phase de l'onde dans la direction zonale :

$$C_x = \overline{u}_{x_0} - \frac{\beta}{k^2 + l^2} \tag{2.16}$$

après linéarisation de l'équation de conservation du tourbillon absolu autour d'un état de base donné par un flux zonal constant ($\overline{u}_{x_0} = cte$) et avec les symboles définis en table A.1.

Cette relation met en évidence le résultat bien connu qu'une onde de Rossby planétaire se propage vers l'ouest par rapport au flux zonal moyen. La vitesse de phase est inversement proportionnelle au carré du nombre d'onde zonal k. Les ondes de Rossby sont donc dispersives et se propagent vers l'ouest d'autant plus vite que leur longueur d'onde est grande. Dans la zone barocline des moyennes latitudes, les ondes se propagent à contre-sens du fort vent d'ouest régnant à la tropopause ($\overline{u}_{x_0} > 0$) donnant une propagation globale vers l'est par rapport à la surface terrestre mais inférieure à celle du jet. Lorsque leur vitesse de phase atteint celle du flux moyen qui les advecte ($\overline{u}_{x_0} = C_x$), les ondes de Rossby deviennent stationnaires (par définition).

2.2.2 Déferlement non-linéaire et structures météorologiques associées

A partir de l'équation 2.16, on dérive aisément la vitesse de groupe d'un paquet d'ondes de Rossby dans la direction zonale :

$$C_{\mathrm{g}x} = \overline{u}_{x_0} + \beta \frac{k^2 - l^2}{(k^2 + l^2)^2} \tag{2.17}$$

et dans la direction méridienne :

$$C_{\mathrm{g}y} = \frac{2kl\beta}{(k^2 + l^2)^2} \tag{2.18}$$

Les expressions 2.16, 2.17 et 2.18 montrent que pour des valeurs de β et de k données, lorsque le vent zonal d'ouest $\overline{u}_{x_0}$ tend vers la valeur de la vitesse de phase de l'onde (C_x), le nombre d'onde méridien l tend vers l'infini et $C_{\mathrm{g}x}$ et $C_{\mathrm{g}y}$ tendent alors vers 0. Autrement dit, les ondes dont la vitesse de phase C_x approche le vent moyen propagent leur énergie zonale et méridienne jusqu'à une ligne critique appelée « zone d'accumulation » (Beucher 2010b). Progressivement, alors que C_x tend vers $\overline{u}_{x_0}$, la structure des axes de thalwegs et dorsales va se modifier en se couchant de plus en plus

horizontalement (le nombre d'onde méridien l augmente vers l'infini, la longueur d'onde diminue). L'onde se déforme en se propageant et son amplitude croît jusqu'à ce que la crête du thalweg atteigne une région critique où $C_x = \overline{u}_{x_0}$ (Beucher 2010b), généralement la tropopause tropicale où les vents zonaux sont plus faibles. Ceci provoque de façon irréversible le déferlement de l'onde à cause des non-linéarités qui apparaissent aux fortes amplitudes (Hoskins et al. 1985). Les régions où les ondes déferlent ont été baptisées « surf zones » (McIntyre et Palmer 1984, Postel et Hitchman 1999).

Pour suivre le déferlement des ondes de Rossby (RWB pour « Rossby Wave Breaking ») le long de la tropopause subtropicale dans les deux hémisphères, Postel et Hitchman (1999) ont examiné les déformations du contour +/−1,5 PVU sur l'isentrope 350 K qui a la particularité d'être quasi-horizontale et qui coupe la tropopause dynamique dans les régions tropicales vers 20° à 30° de latitude (Fig. 2.22). L'examen du champ de tourbillon potentiel sur une carte isentrope suit les travaux de Hoskins et al. (1985). Le processus de déferlement est caractérisé par une déformation rapide (de l'ordre de la journée) et irréversible du contour (Fig. 2.24) avec repliement horizontal de la tropopause (inversion du gradient méridien de tourbillon potentiel). Les déferlements sont constitués de langues d'air stratosphérique extra-tropical (ayant des valeurs absolues relativement élevées de tourbillon potentiel) advectées, de façon principalement isentrope, dans la troposphère tropicale (Hartmann et al. 1984, Postel et Hitchman 1999). Le processus inverse de déferlement en direction du pôle (dorsale de l'onde) s'observe également mais présente un intérêt moindre pour notre étude. Les RWB contribuent ainsi aux processus de mélange entre l'air troposphérique et l'air stratosphérique et sont une manifestation de l'interaction entre les moyennes latitudes et les tropiques.

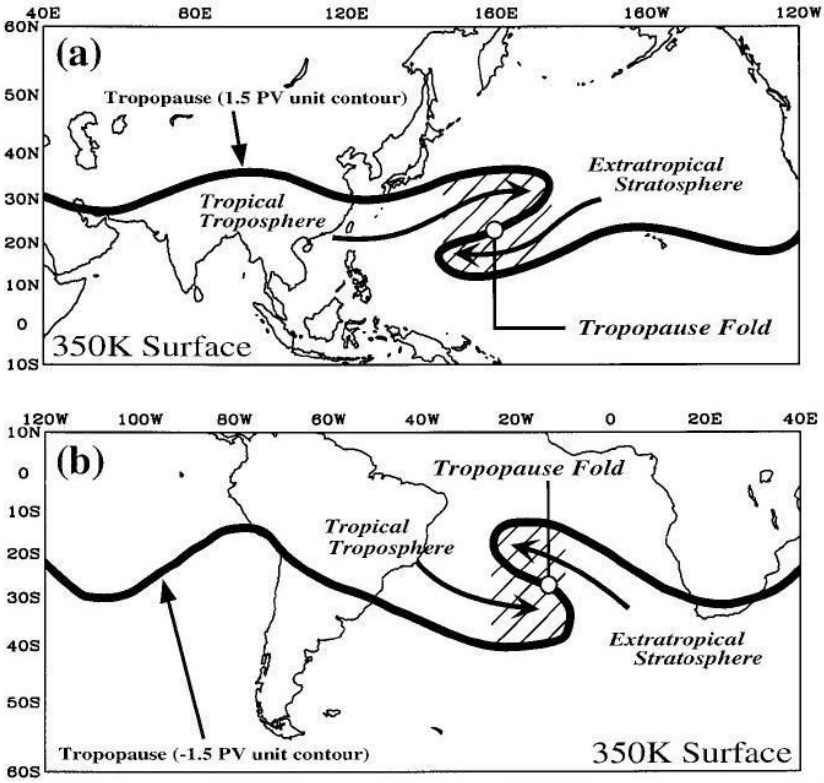


FIG. 2.24 – *Schéma conceptuel d'un déferlement d'onde de Rossby dans (a) le Pacifique Nord et (b) l'Atlantique Sud sur la surface isentrope 350 K. La tropopause tropicale dynamique (contour +/−1,5 PVU) est matérialisée par un trait noir épais. Le déferlement se caractérise par une déformation irréversible du contour de tourbillon potentiel sur la surface isentrope, avec foliation de tropopause (tropopause folding) dans le plan méridien. Les régions hachurées délimitent les régions où les ondes de Rossby déferlent (« surf zones ») avec inversion locale du gradient méridien de tourbillon potentiel (gradient vers le sud). Source : figure 1 de Postel et Hitchman (1999).*

En figure 2.23, on observe des ondes de Rossby d'échelle planétaire qui suivent un régime ondulatoire sans déferlement. En revanche, la ligne de gradient se déforme par déferlement de paquets d'onde de plus petite échelle et on distingue des noyaux isolés qui évoluent le long du guide d'onde ou s'en détachent. Ces noyaux, de taille caractéristique avoisinant les 1 000 km, constituent des « anomalies » du champ climatologique moyen. On peut aussi les appeler « structures cohérentes » (Arbogast 2002), au sens donné par la turbulence. Il s'agit d'objets météorologiques se propageant et évoluant

sur des constantes de temps assez longues en se dispersant peu (Plu 2008). Les déferlements d'onde de Rossby qui atteignent les tropiques seront matérialisés en altitude tantôt par (i) un fond de thalweg situé à quelques milliers de kilomètres d'un cyclone (parfois moins de 1 000 km) avec un filament de fort tourbillon potentiel qui est étiré par l'advection différentielle du champ de vent (Fig. 2.25(a)), tantôt par (ii) un vortex cyclonique froid (cut-off low) qui résulte de l'isolement d'un fond de thalweg (Fig. 2.25(b)). Un tel tourbillon est une structure cohérente d'échelle synoptique associée à un extremum de tourbillon potentiel cyclonique. Le plus souvent cette structure se déplace dans les vents d'est tropicaux d'altitude avec une vitesse relativement faible et poursuit donc sa route à contresens du thalweg qui lui a donné naissance.

La figure 2.25 illustre les propos ci-dessus avec l'exemple d'un déferlement d'onde de Rossby dans le SOOI, en période estivale (février 2007). Le déferlement est caractérisé par une langue de fort tourbillon potentiel (en bleu) sur l'isentrope 350 K, orientée selon un axe nord-ouest à sud-est ; notons que dans l'hémisphère sud, des valeurs négatives de tourbillon potentiel sont associées à du cyclonisme. Le thalweg associé est mis en évidence par des bas géopotentiels à 300 hPa (Fig. 2.25(a)) ; il progresse dans des vents d'est d'intensité 30 m.s^{-1} à 300 hPa, sur la face équatoriale de l'anticyclone d'altitude (zone de hauts géopotentiels), et se fragmente 24 h plus tard (Fig. 2.25(b)) en deux cuts-offs cycloniques dont l'un se situe au sud du cyclone Dora, et l'autre plus intense en marge sud-est. Les vents d'ouest associés au flux de grande échelle atteignent, vers 45°S, un pic d'intensité avoisinant 70 m.s^{-1} : c'est le jet d'ouest subtropical qui, dans l'hémisphère d'été, se rapproche du pôle ; une branche isolée de ce courant jet est visible sur le flanc équatorial du thalweg (Fig. 2.25(a)) puis du cut-off (Fig. 2.25(b)), avec des valeurs de 30 à 40 m.s^{-1}. Ces vents forts situés au nord nord-est du noyau de tourbillon potentiel peuvent forcer une circulation agéostrophique (et donc renforcer les vitesses verticales en moyenne troposphère) en entrée gauche du jet, soit en périphérie polaire d'une dépression tropicale préexistante (comme ici la tempête Dora), tout en intensifiant la divergence d'altitude et en favorisant l'évacuation de la masse au sud du cyclone (on parle de « canal d'évacuation côté polaire »).

Notons que les ondes de Rossby se propagent aussi verticalement et que l'advection de tourbillon potentiel associée à un déferlement peut également présenter une forte composante verticale : dans un cut-off, de l'air d'origine stratosphérique est transporté vers le bas à travers les isentropes (Thorncroft et al. 1993).

2.2.3 Climatologie

La climatologie des RWB sur les différents bassins présentant une activité cyclonique (Postel et Hitchman 1999) montre qu'aucune saison ni aucun bassin n'est épargné à l'exception de l'océan Indien Nord. Les déferlements ont préférentiellement lieu l'été (on en observe 5 fois plus qu'en hiver) sur les flancs est des anticyclones d'altitude vers 30° de latitude, soit au milieu des océans tropicaux. L'été est en effet la période où les jets d'ouest subtropicaux faiblissent et tendent vers les mêmes valeurs que la vitesse de phase zonale des ondes de Rossby synoptiques. Les précédents auteurs suggèrent que le flux d'altitude des hautes pressions subtropicales permet une déformation aval plus facile des faibles gradients de tourbillon potentiel présents en été.

Dans le bassin sud-ouest de l'océan Indien, on mesure une forte activité de déferlements d'onde de Rossby (Ndarana et Waugh 2011). Dans le cadre des études menées au LACy, Barlan et al. (2003) ont réalisé une climatologie du déferlement des ondes de Rossby l'été, sur la période 1980-2001, à partir des champs de tourbillon potentiel sur l'isentrope 350 K. L'étude des déferlements en excluant les cut-off (Leroux 2004) montrent qu'en moyenne 24 RWB se forment durant la saison estivale du

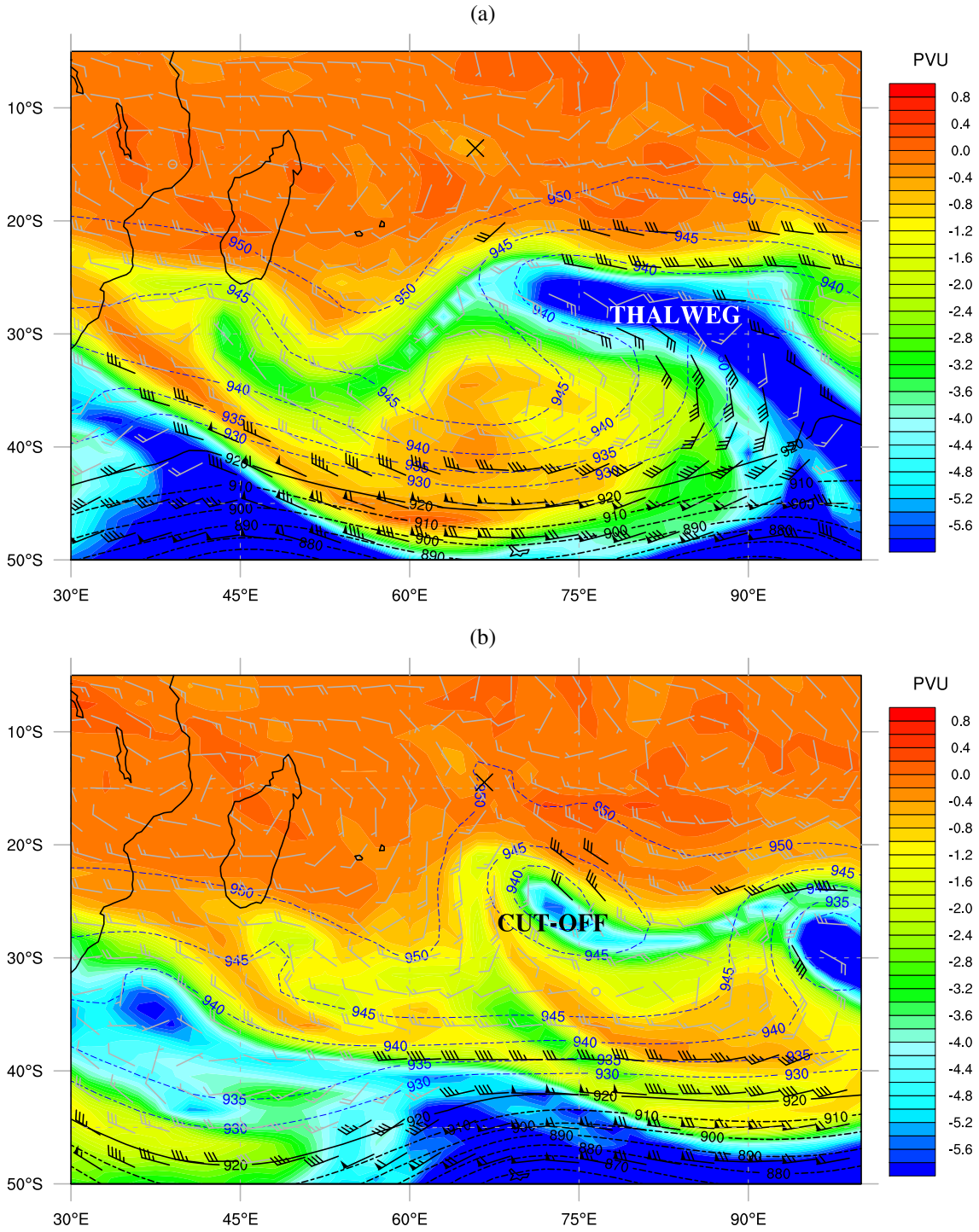


FIG. 2.25 – *Exemple de déferlement d'onde de Rossby dans le bassin SOOI les (a)* 31/01/2007 *et (b)* 01/02/2007*, à* 0000 *UTC. Le champ de tourbillon potentiel sur la surface isentrope* 350 *K (plages de couleur entre* −6 *PVU en bleu et* 1 *PVU en rouge par pas de* 0,2 *PVU) est superposé au géopotentiel de la surface* 300 *hPa (traits fins bleus ou noirs, en mgp), et au champ de vent à* 300 *hPa (barbules, en gris pour les valeurs inférieures à* 30 $m.s^{-1}$*, en noir au-delà). Les champs sont extraits des réanalyses ERA-Interim du CEPMMT à environ* 80 *km de résolution. Une tempête (Dora) évolue au nord du déferlement ; son minimum dépressionnaire de surface est localisé par une croix.*

bassin SOOI (novembre-avril) avec un pic en janvier où les ondes déferlent tous les 5 jours. Les déferlements se déplacent globalement vers l'est, dans la même direction que le flux moyen (jet d'ouest subtropical). Ils parcourent en moyenne $20°$ de longitude en 36 h ce qui leur confère une vitesse de groupe moyenne de $60\,\mathrm{km.h^{-1}}$. Ils ont une durée de vie variable de plusieurs jours (2 jours en moyenne). Leurs extensions zonale et méridienne (dimension du repliement) sont maximales en février, avec une moyenne respective de $35°$ et $23°$. Deux zones de déferlement privilégiées ont été identifiées dans le bassin : au centre ($60°$-$70°$E) en janvier-février et au niveau du canal du Mozambique (ou côte est du contient Africain) au début et à la fin de la saison cyclonique (Leroux 2004).

2.3 INTENSIFICATION RAPIDE DES CYCLONES : LES ACTEURS CLÉS

A présent que nous avons décrit les types de structures susceptibles de se trouver dans l'environnement d'un cyclone, nous énonçons quels sont les acteurs clés, connus à ce jour, qui peuvent modifier l'intensité d'un système dépressionnaire tropical. Si le carburant fourni par l'environnement permet d'estimer globalement l'intensité potentielle d'un cyclone, il ne permet pas (ou peu) à l'heure actuelle d'anticiper les brusques changements d'intensité couramment observés. C'est un enjeu important de la prévision aujourd'hui quand on sait l'impact humain, sociétal et économique qu'un cyclone peut avoir en s'intensifiant rapidement à l'approche d'une côte habitée (exemple de Katrina qui toucha la Louisiane en 2005). Être capable de prédire correctement l'évolution de l'intensité d'un cyclone c'est permettre de mettre à l'abri une population à risque avec le plus grand délai de prévoyance possible.

2.3.1 Définition

Pour désigner l'intensification rapide, nous utiliserons dans ce manuscrit l'acronyme RI, Rapid Intensification, de façon à réserver l'abréviation IR pour le terme infrarouge, comme cela est d'usage. Une définition statistique de l'intensification rapide a été donnée par Kaplan et al. (2010) pour l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord-Est. La RI est un renforcement des vents maximaux soutenus d'au moins 30 nœuds ($15{,}4\,\mathrm{m.s^{-1}}$) sur une période de 24 heures. Ce seuil de 30 nœuds correspond au 94ème (resp. 92ème) percentile de tous les changements d'intensité observés sur 24 h dans les systèmes tropicaux évoluant sur mer dans l'Atlantique Nord (resp. le Pacifique Nord-Est) de 1989 à 2006, au stade minimum de dépression. Dans le SOOI, un tel calcul n'a pas été conduit. Une intensification dans ce bassin est considérée comme rapide par les prévisionnistes dès lors qu'elle excède le taux climatologique moyen de 1 nombre de Dvorak T (ou CI) par période de 24 heures (Dvorak 1975). Selon la table utilisée dans le SOOI (2.16), ce seuil de 1 CI par 24 h est inférieur à la définition de l'intensification rapide donnée pour l'Atlantique.

Jusqu'ici les recherches sur les changements d'intensité se sont focalisées sur le rôle des deux agents principaux que sont :

- Les facteurs environnementaux nommés « forçages externes ». Ils comprennent :
  1) Les flux de chaleur océanique (section 2.3.2).
  2) Les forçages atmosphériques de grande échelle qui incluent le cisaillement vertical de vent (section 2.3.3) et d'autres aspects spécifiques aux thalwegs d'altitude qui seront traités séparément (section 2.3.4).
- Les processus internes se déroulant au cœur du vortex à petite échelle, qui sont susceptibles de modifier la structure et donc l'intensité du système (section 2.3.5).

Si certains processus ont été identifiés, beaucoup de questions restent en suspens quant aux mécanismes physiques précis responsables de l'intensification rapide d'un cyclone.

2.3.2 Forçage externes : océan et environnement atmosphérique

Forçage externe océanique

Comme nous l'avons énoncé en section 2, les flux de chaleur océanique sont la principale source d'énergie des cyclones tropicaux (Gray 1979, Emanuel 1986). Il est donc évident que l'océan contribue de façon notable à leur intensification. D'ailleurs les températures de surface de la mer sont intégrées dans la formule du maximum d'énergie potentielle d'un cyclone (voir section 2.1.2). Depuis plusieurs années, on surveille aussi la structure thermique de l'océan superficiel (les 50 premiers mètres environ) pour comprendre ses effets sur l'intensité cyclonique. Le paramètre utilisé s'appelle « contenu énergétique de l'océan » (OHC pour Ocean Heat Content) et des estimations sont obtenues par satellite. Pour atteindre des intensités extrêmes, les cyclones doivent interagir avec un tourbillon océanique chaud (Shay et al. 2000, Lin et al. 2005). Shay et al. (2000) ont montré que des valeurs d'OHC supérieures à $50\,\mathrm{kJ.cm^{-2}}$ favorisent des taux élevés de changement d'intensité (cas de l'intensification de Opal dans le golfe du Mexique en 1995), pour des cyclones présentant des conditions environnementales favorables par ailleurs (i.e., un cisaillement vertical de vent horizontal inférieur à $12\,\mathrm{m.s^{-1}}$, une humidité relative de moyenne atmosphère $> 50\,\%$ et des températures de surface de la mer $> 28{,}5\,°\mathrm{C}$). Le profil de salinité dans la couche de mélange océanique a également son importance. En effet, il est possible d'observer de l'eau froide et douce en surface, mais plus chaude et plus salée en dessous. Dans ce cas, le passage d'un cyclone peut faire remonter l'eau chaude qui contribuera à l'intensification du système (Balaguru et al. 2012).

Les travaux récents de Samson (2009) et Vincent (2011) ont permis de modéliser la réponse de l'océan au passage d'un cyclone et sa rétroaction négative sur l'intensité du système. On observe dans le sillage d'un cyclone un refroidissement net de la mer appelé « sillage froid » ou « cold wake ». Non seulement le cyclone prélève de la chaleur à l'océan superficiel par évaporation (flux de chaleur latente), mais les vents du cyclone détruisent la stratification verticale de l'océan. Le rotationnel de la tension du vent génère de la divergence dans la couche supérieure océanique. Des régions de remontée d'eau profonde (upwelling) se forment, mélangeant les eaux chaudes de surface avec les eaux plus froides sous-jacentes. Le refroidissement de surface qui en résulte limite l'évaporation de surface et donc l'intensification ultérieure du système s'il est amené à s'attarder sur ces mêmes eaux. L'existence de zones à fort contenu énergétique comme des tourbillons océaniques chauds permettraient de réduire, sous le cœur de la circulation cyclonique, l'amplitude du refroidissement de la température de surface de la mer d'environ $0{,}5\,°\mathrm{C}$ (Mainelli et al. 2008).

Forçage externe atmosphérique (généralités)

L'intensification rapide des cyclones en lien avec un forçage dynamique de grande échelle a fait l'objet de nombreuses publications. Kaplan et DeMaria (2003) et Kaplan et al. (2010) ont analysé les champs dynamiques et thermodynamiques présents au voisinage des cyclones s'intensifiant rapidement. Plusieurs paramètres atmosphériques clés présents dans l'environnement d'un cyclone sont susceptibles de moduler son intensité :

- la présence de canaux d'évacuation en altitude côté équatorial ou polaire du cyclone qui renforcent la divergence d'altitude (Ritchie et Elsberry 2003; 2007),
- les sources additionnelles de moment angulaire ou de vorticité (ou de tourbillon potentiel),
- le renforcement de la circulation secondaire du cyclone (dont le champ de vitesse verticale),
- l'humidité relative de basse à moyenne troposphère (Kaplan et DeMaria 2003),
- le cisaillement vertical de vent, lié à la proximité d'un jet d'altitude.

L'effet du cisaillement de vent sur les changements d'intensité des cyclones tropicaux reste la problématique la moins comprise et probablement une des raisons pour laquelle les prévisions d'intensité n'ont pas été grandement améliorées ces 2 dernières décennies. Le cisaillement de vent est généralement décrit comme ayant un impact négatif sur le développement et l'intensification des cyclones tropicaux (Ramage 1959, Gray 1979, Peng et al. 1999, Frank et Ritchie 2001, Kaplan et DeMaria 2003) et on observe que la plupart des systèmes ne s'intensifient pas dans un cisaillement de vent excédant $10\,\mathrm{m.s^{-1}}$ (DeMaria et al. 2005). A l'inverse, la divergence en haute troposphère, souvent liée à la proximité d'un jet d'altitude, permet non seulement de renforcer les ascendances convectives au sein des cumulonimbus ou du mur du cyclone mais aussi d'entretenir la baisse de pression de surface en exportant de la masse hors de la colonne centrale, favorisant ainsi le « tirage de la cheminée cyclonique » (cf. section 2.1.3). Les creusements explosifs les plus spectaculaires résultent souvent de l'action conjuguée de plusieurs facteurs environnementaux (océaniques et/ou atmosphériques) favorables. Ce fut le cas pour la chute de pression inattendue de l'ouragan Opal en 1995 (de 963 à $916\,\mathrm{hPa}$ en 18 heures) qui fait l'objet de nombreuses publications. L'intensification de ce dernier peut s'expliquer à la fois par un tourbillon océanique chaud (Hong et al. 2000, Shay et al. 2000) et un renforcement de la divergence d'altitude induit par un thalweg de haute troposphère, dans un environnement faiblement cisaillé (Bosart et al. 2000).

Nous nous proposons dans la section suivante de présenter plus en détail les connaissances actuelles sur les effets du cisaillement de vent. Ensuite nous aborderons les facteurs indissociables des thalwegs d'altitude qui font l'objet du présent travail de thèse (section 2.3.4).

2.3.3 Forçage externe atmosphérique : focus sur l'effet du cisaillement vertical de vent

Le cisaillement de vent est communément mesuré par la différence des vents entre 850 et $200\,\mathrm{hPa}$, moyennés sur un disque compris entre les rayons 200 et $800\,\mathrm{km}$ pour extraire virtuellement le vortex cyclonique (Kaplan et DeMaria 2003).

Effet du cisaillement vertical de vent : inclinaison du vortex et asymétries d'ordre 1

Une étude climatologique de la cyclogenèse en Atlantique Nord (Nolan et McGauley 2012) a montré qu'un cisaillement vertical de vent compris entre $1{,}25$ et $5\,\mathrm{m.s^{-1}}$ est le plus favorable à la genèse des systèmes tropicaux. S'il aide à organiser la convection, le cisaillement altère néanmoins la symétrie d'un cyclone, la répartition de la convection et donc la distribution de ses précipitations (Frank et Ritchie 2001). La convergence de basses couches et les ascendances verticales sont renforcées en aval du vecteur cisaillement, particulièrement à gauche (droite) dans l'hémisphère nord (sud) (Black et al. 2002, Braun et al. 2006, Reasor et al. 2009), avec des valeurs de CAPE et d'hélicité accentuées (Molinari et Vollaro 2008; 2010a). Dans le cas de l'hémisphère nord, les cellules convectives se forment côté aval droit du cisaillement pour s'intensifier ensuite en migrant dans le quadrant aval gauche (ex : Heymsfield et al. 2001, Wong et Chan 2004). De la subsidence est observée en amont. Les asymétries de convection dans un cyclone vont dépendre des directions relatives des vecteurs cisaillement et déplacement du cyclone, bien que le plus souvent les effets du cisaillement l'emportent. La figure 2.26 schématise la répartition de la convection autour du centre cyclonique, au voisinage du mur de l'œil, dans le cas d'un cisaillement vertical de vent dans le sens du déplacement du cyclone. La figure 2.27 illustre, cette fois dans le plan vertical, l'influence du cisaillement vertical de vent sur la circulation secondaire du cyclone (asymétries radiales).

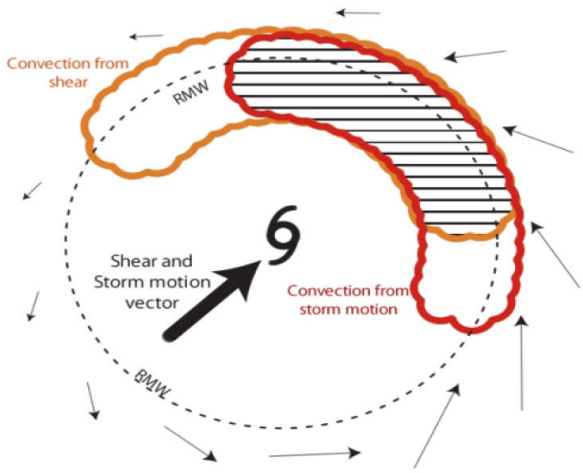


FIG. 2.26 – *Diagramme schématique résumant les effets cumulés du cisaillement vertical de vent et du déplacement du cyclone sur la répartition de la convection autour du centre cyclonique, au voisinage du rayon de vent max RVM (RMW en anglais), pour le cas de l'hémisphère nord. Les zones privilégiées de convection induites par cisaillement et par déplacement du cyclone apparaissent en orange et en rouge respectivement. Les flèches représentent les vents de surface dans le repère terrestre. Source : figure 4 de Nguyen et Molinari (2012).*

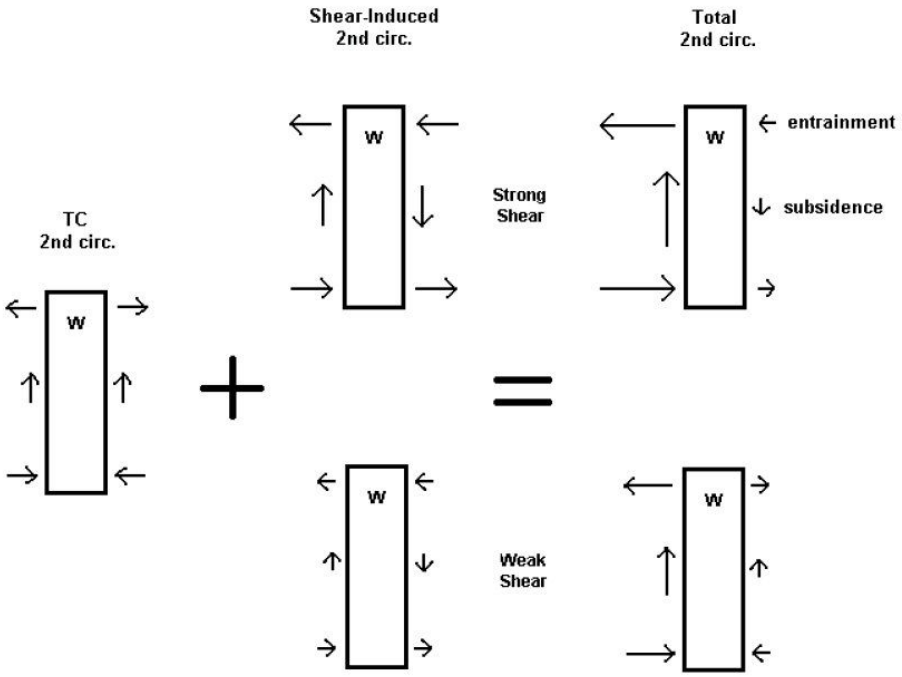


FIG. 2.27 – *Schéma conceptuel illustrant dans le plan vertical la modification de la circulation secondaire d'un cyclone en présence d'un cisaillement de vent fort (haut) ou faible (bas). Un rectangle matérialise le vortex central (l'inclinaison du vortex avec l'altitude sous l'effet du cisaillement n'est pas représentée ici). Les flèches indiquent la direction et la force de la circulation secondaire. A gauche est représentée la circulation symétrique sans cisaillement de vent, à laquelle on rajoute la circulation asymétrique induite par cisaillement (milieu) pour obtenir la circulation secondaire totale (droite). « w » (pour « warm ») représente ici le cœur chaud d'altitude. Source : figure 13 de Wong et Chan (2004).*

Une des explications théoriques les plus répandues stipule que le cisaillement déforme l'alignement vertical et donc la structure barotrope du cyclone. Il ventile les anomalies de température et d'humidité présentes au cœur du système, et déconnecte la convergence de basses couches de la divergence d'altitude (Gray 1979). La pression centrale au niveau de la mer augmente par ajustement hydrostatique suite à l'érosion des valeurs élevées de température potentielle équivalente θ_e présentes dans l'œil : elles sont advectées vers l'extérieur du système par le flux d'altitude. Rappelons que la température potentielle équivalente θ_e représente la température prise par une particule d'air humide dont toute la vapeur d'eau est enlevée par condensation pseudo-adiabatique puis qui est ramenée au niveau de pression $1\,000$ hPa, selon une transformation adiabatique sèche pendant laquelle la chaleur latente précédemment libérée est convertie en chaleur sensible (Beucher 2010b). La température θ_e permet de décrire une masse d'air en présence de processus diabatiques. En effet, contrairement à θ, cette quantité ne varie pas en présence de changements de phase puisque l'augmentation de θ par libération de chaleur latente (due à la condensation) est contrebalancée par une baisse de la quantité de vapeur (Beucher 2010b, équation A.17).

Les simulations numériques idéalisées de Frank et Ritchie (2001) offrent une explication alternative en montrant que le cyclone s'affaiblit depuis l'altitude vers la surface avec la séquence d'événements suivants : (i) des asymétries de nombre d'onde 1 se développent avec une convection concentrée en aval gauche du vecteur cisaillement (hémisphère nord), (ii) les asymétries en altitude (où la circulation est relativement faible) deviennent suffisamment fortes pour mélanger l'air à fort tourbillon potentiel et à fort θ_e vers l'extérieur du cœur plutôt que vers l'intérieur, ventilant ainsi l'œil, (iii) la perte du cœur chaud d'altitude induit une hausse de pression en surface par équilibre hydrostatique, et (iv) l'advection des couches supérieures affaiblies induit une inclinaison du vortex en aval. L'affaiblissement du système par le haut s'arrête lorsque la couche ventilée ne peut descendre plus bas étant donné la grande force et stabilité inertielle du vortex de basses couches (voir section 2.1.4). Des profils de température obtenus par satellite fournissent des preuves supplémentaires de l'érosion par le haut du cœur chaud du système (Knaff et al. 2004). Les sommets nuageux les plus froids sont plus bas d'environ 1 km dans les systèmes cisaillés ($> 7{,}5\,\mathrm{m.s^{-1}}$). Parmi les systèmes d'intensité comparable, ceux qui sont exposés à un fort cisaillement de vent ont un cœur moins chaud, situé légèrement plus bas, et une extension verticale réduite (voir Fig. 2.28). Frank et Ritchie (2001) montrent aussi qu'il existe un décalage temporel entre la mise en place du cisaillement et l'affaiblissement du système, de quelques heures (cisaillement fort) à 36 heures pour un cisaillement de $5\,\mathrm{m.s^{-1}}$.

Pour Riemer et al. (2010), l'apparition d'une asymétrie de convection de nombre d'onde 1 à l'extérieur du cœur, sous l'effet de l'inclinaison du vortex par le cisaillement, renforce les flux subsidents d'air à faible θ_e qui pénètrent dans la couche limite entrante (simulation idéalisée). Les flux de surface en provenance de la mer sont insuffisants pour rétablir l'enthalpie humide du cœur qui chute lorsque l'air à faible θ_e atteint le mur de l'œil, affaiblissant ainsi le système (Tang et Emanuel 2010). DeMaria (1996) note néanmoins que la présence en altitude d'une anomalie chaude maximale au cœur du système tend à stabiliser l'atmosphère et donc que tout processus qui retire de la chaleur du cœur du système en altitude devrait déstabiliser l'atmosphère et donc favoriser l'activité convective et l'intensification. Ceci suggère qu'il pourrait exister une valeur modérée de cisaillement environmental qui serait optimale pour l'intensification du système, sans détruire irréversiblement sa structure verticale par une ventilation excessive de chaleur et d'humidité. Les asymétries de convection créées, comme les bandes spiralées, pourraient altérer la taille et la structure du cyclone de manière à promouvoir l'intensification. Ceci a été étudié de façon marginale dans la littérature et il n'existe pas de consensus sur les effets d'un cisaillement vertical de vent de force modérée.

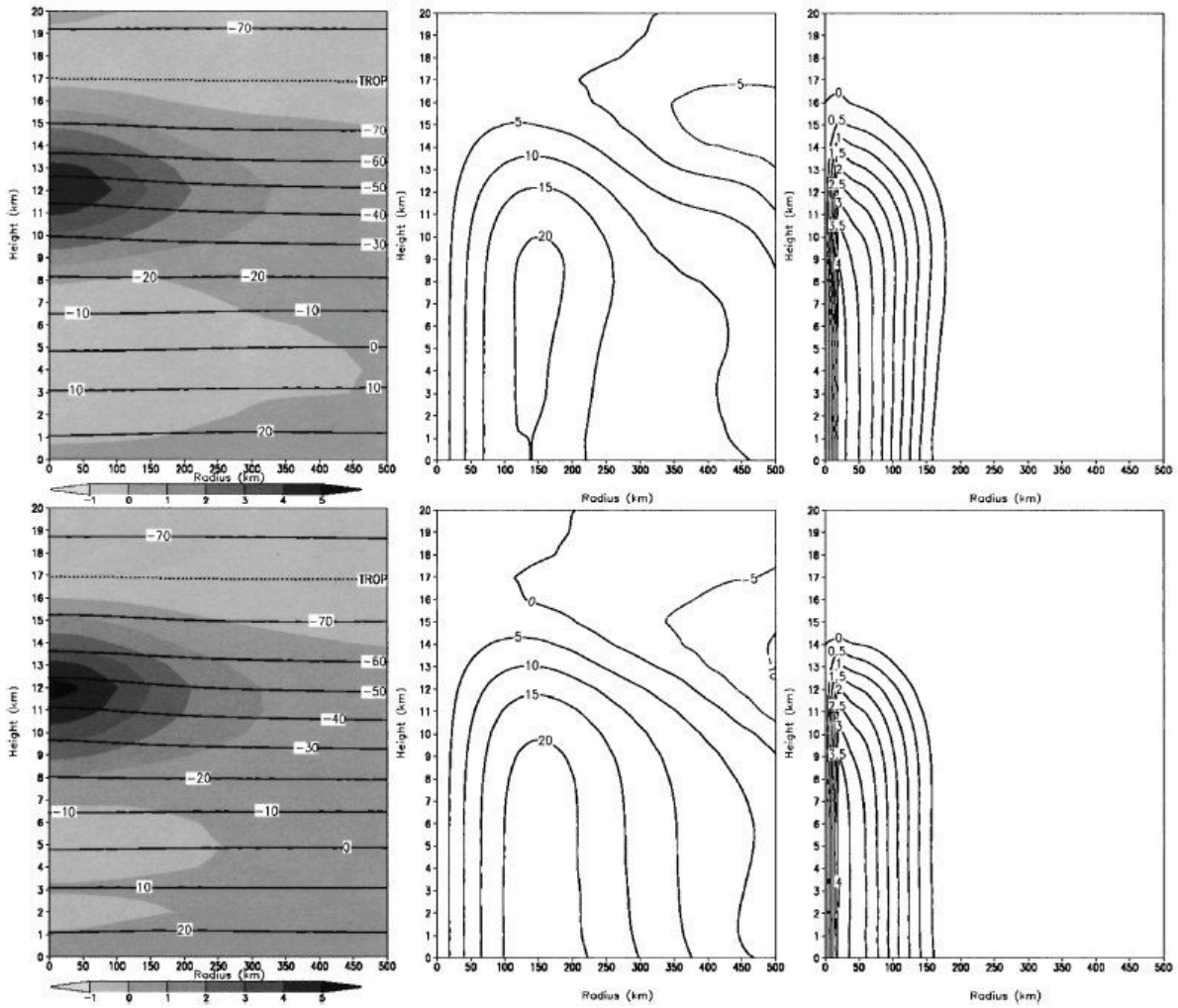


FIG. 2.28 – *Coupes verticales composites obtenues à partir de cyclones d'intensité comprise entre* 46 *et* $52\,m.s^{-1}$ *évoluant dans des cisaillements de vent inférieur (haut) ou supérieur (bas) à* $7{,}5\,m.s^{-1}$ *; à gauche les températures (contours en* $^\circ C$*) et anomalies de température (zones grises en* $^\circ C$*, le cœur chaud apparaît en noir) ; au milieu le vent tangentiel moyen (contours en* $m.s^{-1}$*) ; à droite le tourbillon vertical (*$10^{-4}\ s^{-1}$*). Source : figure 5 de Knaff et al. (2004).*

Existe-t'il un seuil de cisaillement pour l'intensification rapide ?

En ce qui concerne l'intensification rapide, les études climatologiques de Kaplan et DeMaria (2003) et Kaplan et al. (2010) ont montré, tout comme les simulations numériques de Frank et Ritchie (2001), qu'un système tropical a plus de chance de s'intensifier rapidement lorsque son environnement est peu cisaillé. Dans l'Atlantique Nord, les valeurs de cisaillement vertical pour les cas de RI de 1989 à 2006 sont comprises entre $1{,}5$ et $12{,}3\,\mathrm{m.s^{-1}}$ (Kaplan et al. 2010). L'identification d'un seuil de cisaillement moyen au-delà duquel on peut considérer qu'un cyclone va se combler est une aide précieuse pour les prévisionnistes. Ce seuil se situerait autour de $7-8\,\mathrm{m.s^{-1}}$ dans l'Atlantique Nord et $9-10\,\mathrm{m.s^{-1}}$ dans le Pacifique Nord-Ouest (Gallina et Velden 2002). Il s'agit cependant de valeurs moyennes et d'autres facteurs entrent dans la danse selon le cyclone considéré. Wong et Chan (2004) ont montré par exemple que la sensibilité d'un cyclone au cisaillement de vent serait liée à sa taille, les plus petits systèmes résistant moins bien à un cisaillement vertical. Tout en confirmant sur des données d'observation que la réponse d'un cyclone au cisaillement dépendait de sa taille et de son intensité initiale, Wang (2012) a plus récemment souligné l'importance du profil vertical de cisaillement (un cisaillement de haute troposphère est plus défavorable à l'intensification car il ventile le cœur chaud plus efficacement).

Mais bien que la plupart des travaux mettent en évidence l'aspect défavorable d'un cisaillement de vent pour le développement et l'intensification d'un cyclone, les observations et études numériques montrent qu'un cyclone intense est capable de résister à un environnement modérément cisaillé. Les simulations idéalisées de Stovern et Ritchie (2010) par exemple ont montré que des valeurs inférieures à $15\,\mathrm{m.s^{-1}}$ ne sont pas nécessairement prohibitives. En fait, des valeurs optimales de cisaillement comprises entre 10 et $12{,}5\,\mathrm{m.s^{-1}}$ permettent de produire les cyclones tropicaux les plus intenses à partir d'une dépression tropicale idéalisée.

Cas d'intensification rapide en régime cisaillé

Il arrive effectivement d'observer des creusements explosifs dans un régime de vent fortement cisaillé supérieur à $10\,\mathrm{m.s^{-1}}$. L'intensification rapide de nature très asymétrique de ces cas contraste avec les composites presque symétriques fournis par Kaplan et DeMaria (2003). C'est le cas par exemple de l'ouragan Claudette (2003) qui s'est intensifié en régime fortement cisaillé tandis qu'une convection forte en aval a atteint le cœur du système (Shelton et Molinari 2009). Mais l'ouragan n'a résisté au cisaillement soutenu que durant 6 heures, à cause de la présence d'air extrêmement sec en amont du cisaillement qui a créé un énorme gradient de θ_e ($6\,\mathrm{K.km^{-1}}$) juste à l'extérieur du mur de l'œil. Cet air sec résulterait de la subsidence induite par cisaillement (hypothèse). Le mélange de cet air sec dans le cœur aurait causé le comblement du système conformément à la théorie de Riemer et al. (2010).

L'ouragan Irene (1999) s'est intensifié plus durablement au-dessus des eaux chaudes du Gulf Stream (Nguyen et Molinari 2012) tandis que le cisaillement augmentait de $6{,}5$ à $11{,}4\,\mathrm{m.s^{-1}}$ en 24 heures. Le développement d'une convection intense à l'intérieur du RVM dans un rayon de 5 à $10\,\mathrm{km}$ du centre a vraisemblablement contribué à l'intensification rapide de Irene (Fig. 2.29), Nolan et al. (2007) et Vigh et Schubert (2009) ayant montré que c'est à l'intérieur du RVM que le chauffage diabatique est le plus efficace pour produire une intensification. La convection présentait une forte asymétrie de nombre d'onde 1 dans les réflectivités radars, avec un maximum au nord-est. Ce maximum est en accord avec la théorie et correspond à la superposition des effets d'un cisaillement de vent et d'une vitesse de déplacement du cyclone en hausse dans la même direction (Fig. 2.26). Les auteurs supposent que les flux de surface océaniques au-dessus du Gulf Stream ont été suffisants dans le cas

d'Irene pour rétablir la baisse d'enthalpie humide induite dans le cœur par cisaillement (Riemer et al. 2010).

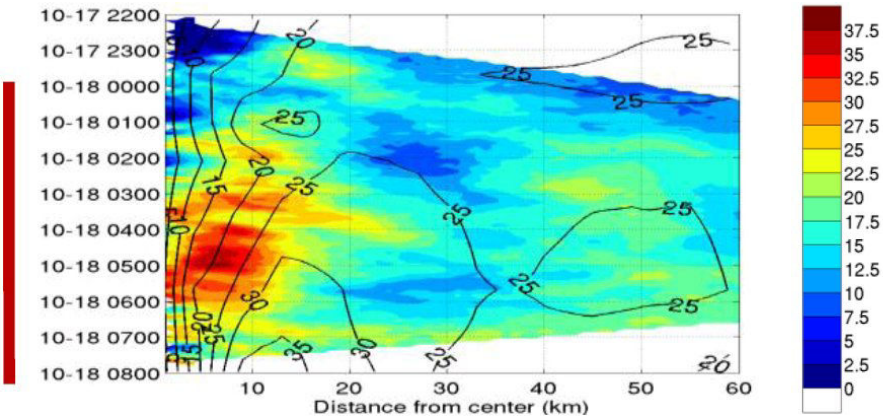


FIG. 2.29 – *Diagramme de Hovmöller de la réflectivité radar (dBZ) en moyenne azimuthale pour l'ouragan Irene (1999), du 17 octobre à* 2200 *UTC au 18 octobre à* 0800 *UTC, observée par un radar situé sur la côte de la Caroline du Nord. Le centre cyclonique est à gauche ; le rayon s'étend jusque* 60 *km. Les contours noirs indiquent le vent tangentiel moyen (m.s*$^{-1}$*) pour positionner le rayon de vent maximal. La barre verticale rouge (à gauche) indique la durée de la période d'intensification rapide, pendant laquelle une forte convection est observée à l'intérieur de la zone de vent maximal. Source : figure 3b de Nguyen et Molinari (2012).*

Un dernier exemple est la faible tempête tropicale Gabrielle (2001) qui s'est creusée de 22 hPa en moins de 3 h en présence d'un cisaillement vertical de vent de 13 m.s^{-1} (Molinari et Vollaro 2010b). C'est le cas particulier de la reformation en aval (downshear reformation, Molinari et al. 2004; 2006) qui est un processus multi-échelle. Un cisaillement ambiant continu crée une région privilégiée pour la formation d'une cellule convective puissante en aval du vecteur cisaillement. Cette cellule existe durant une heure et coïncide avec un noyau de pression minimale (et un maximum de température à 700 hPa), ce qui suggère la formation, par chauffage diabatique, d'un nouveau centre de circulation cyclonique en aval du cisaillement. L'intense cellule convective renforce le chauffage diabatique près du centre, dans une région où la production d'énergie cinétique est très efficace (Nolan et al. 2007, Vigh et Schubert 2009). Pendant l'existence de cette cellule, une augmentation rapide de la force des vents et du tourbillon est observée au cœur du système.

On notera que dans tous les cas d'intensification rapide (ou de reformation aval) en régime fortement cisaillé, on observe une intense convection en aval du cisaillement à proximité du centre du système, à l'intérieur du RVM (ex : Fig. 2.29). Le chauffage diabatique résultant, bien que très asymétrique, est d'intensité suffisante pour augmenter considérablement le chauffage moyen durant la RI à l'intérieur de la zone des vents maximaux, une région connue pour favoriser le développement rapide d'un cœur chaud et l'intensification d'un vortex. Reste à comprendre pourquoi le maximum de convection apparaît si proche du centre dans un régime fortement cisaillé. Quels sont les paramètres environnementaux qui pourraient expliquer que les bouffées de convection se retrouvent à l'intérieur du RVM (ce qui n'est pas visible dans tous les cas de RI) ? La dynamique interne du cyclone est-elle impliquée ? Harnos et Nesbitt (2011) ont bien identifié deux archétypes pour la RI avec soit un cisaillement faible, soit un cisaillement élevé pour lequel les Vortical Hot Towers (VHT) dominent (nous introduirons ces structures convectives en section 2.3.5).

2.3.4 Forçage externe atmosphérique : focus sur les effets d'un thalweg d'altitude

Les anomalies de tourbillon potentiel cyclonique qui pénètrent aux tropiques par déferlement d'onde de Rossby (voir section 2.2) présentent un grand intérêt puisqu'elles y modulent le flux synoptique ainsi que les champs d'ascendances et de tourbillon de l'environnement de grande échelle. De la convection profonde se développe généralement sur la face équatoriale du fond de thalweg (ou en aval du déplacement d'un cut-off low), c'est-à-dire en aval de l'intrusion d'air stratosphérique qui induit un forçage d'échelle synoptique avec de fortes ascendances (Fig. 2.30). Les circulations agéostrophiques induites par un jet d'altitude associé à un thalweg ou un cut-off (Malardel 2005) peuvent en parallèle renforcer la divergence de haute troposphère associée à une zone de convection profonde préexistante (Fig. 2.30). On comprend donc dans quelle mesure les RWB sont capables de favoriser la formation ou l'intensification d'un système tropical.

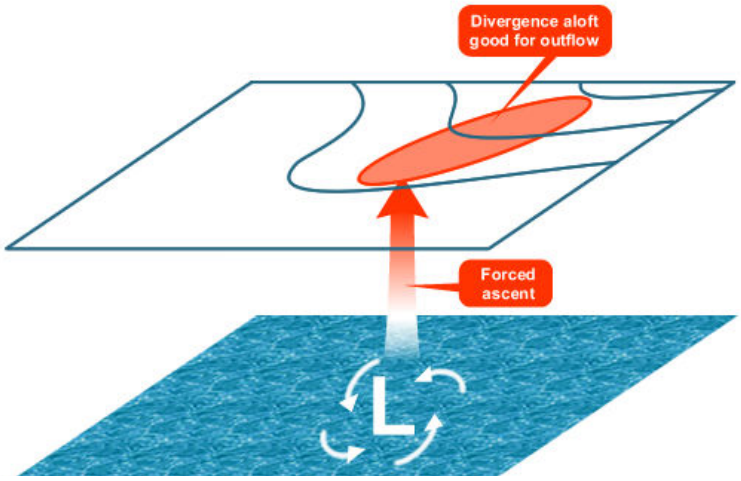


FIG. 2.30 – *Contribution d'un fond de thalweg de haute troposphère à la cyclogenèse ou à l'intensification d'un système tropical. En forçant des ascendances sur sa face équatoriale, le thalweg renforce la convection et la divergence d'altitude associée au système, favorisant ainsi son intensification (à condition que le thalweg produise peu de cisaillement vertical de vent). Source : le programme COMET.*

Les actions cumulées d'un thalweg qui approche un cyclone sont en réalité complexes et difficiles à prévoir car un thalweg (ou un cut-off low) a de nombreux autres effets, énoncés en section 2.3.2, qui peuvent être contradictoires. D'un côté le thalweg peut favoriser le creusement en renforçant le flux entrant de moyenne troposphère et la divergence d'altitude (Molinari et Vollaro 1990), en influençant la dynamique interne du cyclone - par modulation des champs de vitesse verticale et de tourbillon de grande échelle à proximité du cœur (Molinari et Vollaro 1990), en accentuant le flux sortant côté polaire (Ritchie et Elsberry 2003; 2007), et en important du moment angulaire cyclonique dans le cyclone (Molinari et Vollaro 1989) ; de l'autre il peut induire un fort cisaillement vertical de vent.

Bien que ces effets individuels soient clairement identifiés, les processus physiques et dynamiques qui peuvent déclencher l'intensification rapide d'un cyclone qui interfère avec un thalweg ne sont pas clairement élucidés. La communauté scientifique (prévisionnistes et chercheurs) reste confrontée aujourd'hui à la question cruciale suivante : un thalweg d'altitude qui approche un cyclone va-t'il intensifier ou combler ce dernier ? Lequel des effets positifs (flux de moment angulaire par exemple) et négatifs (cisaillement de vent) l'emportera ? C'est la problématique du "good trough/bad trough" (Hanley et al. 2001). Bien que Hanley et al. (2001) aient montré qu'une intensification rapide a plus de chance de se produire si le cyclone n'est pas en interaction avec un thalweg ou un vortex froid d'altitude, on observe néanmoins dans le SOOI et dans la littérature des cas de cyclones qui s'intensifient rapidement au voisinage d'un thalweg, parfois même dans un environnement fortement cisaillé. De tels cas commencent à intéresser la communauté scientifique du fait des fortes erreurs de prévision qu'ils engendrent.

Nous nous proposons ici de décrire les études sur les interactions cyclone-thalweg, majoritairement conduites dans l'Atlantique Nord. Nous verrons les concepts qui en découlent et les divers corps de pensée sur le sujet. Il est à noter qu'il existe beaucoup plus d'études sur les interactions entre un cyclone et un thalweg dans le cadre de la transition extra-tropicale, c'est-à-dire lorsque le cyclone remonte vers les latitudes tempérées et acquiert une structure barocline.

Configurations d'interaction thalweg-cyclone

L'étude climatologique de Hanley et al. (2001) est réalisée sur 12 ans de données dans l'Atlantique Nord, en considérant les systèmes tropicaux (pour la plupart au-delà du stade de tempête) se déplaçant sur des eaux supérieures à 26 °C, pour éliminer les forçages externes océaniques défavorables à l'intensification comme un atterrissage sur terre ou le passage sur des eaux froides. Les auteurs isolent les cas d'interaction avec un thalweg de haute troposphère et identifient 4 configurations types. Ces configurations sont nommées selon la distance de l'anomalie de tourbillon potentiel d'altitude au centre du système tropical (inférieure ou supérieure à 400 km) : « superposition » ou « interaction à distance », mais aussi en fonction de la chute de pression observée. On parle de configuration « favorable » dans le cas d'une intensification ou de configuration « défavorable » dans le cas d'un affaiblissement du système tropical. Des composites sont ensuite tracés à partir des analyses du modèle du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) afin d'identifier les facteurs dynamiques prépondérants dans ces 4 configurations. La table de contingence suivante résume les statistiques obtenues :

	Evolution de la pression	
Interaction	**Intensification**	**Comblement ou stationnaire**
Superposition	78%	22%
A distance	61%	39%
Pas d'interaction	82%	18%

TAB. 2.2 – *Tableau de contingence à deux modalités classant l'intensification des systèmes tropicaux par type d'interaction avec un thalweg d'altitude ; tableau déduit de l'étude de Hanley et al. (2001).*

Un cyclone a donc plus de chance de s'intensifier rapidement en l'absence d'un forçage externe intense, c'est-à-dire dans un environnement relativement non perturbé. Cela dit, lorsqu'un cyclone interagit avec un thalweg, il a plus de chance de s'intensifier que de se combler puisque dans les cas de superposition, 78 % des systèmes se sont intensifiés peu de temps après que l'anomalie de tourbillon potentiel cyclonique d'altitude de petite échelle se fut approchée du centre du vortex. Le maximum de tourbillon potentiel s'érode en se rapprochant du cyclone et ne traverse jamais le centre pour produire un effet opposé d'affaiblissent du système. Dans l'interaction favorable à distance (61 % des cas d'interaction à distance), les cyclones se creusent alors qu'un thalweg de grande échelle se rapproche mais reste à quelques centaines de kilomètres du centre cyclonique (entre 400 et 1 000 km). Le maximum de tourbillon potentiel associé au thalweg est intense, a une grande extension horizontale, et demeure bien à l'ouest du cyclone. Il induit davantage de divergence d'altitude et de mouvement vertical que dans le cas de la superposition favorable. Un jet stream marqué et une forte divergence d'altitude se développent en aval du cyclone, probablement en réponse à l'interaction coopérative des deux systèmes plutôt qu'à l'effet du seul cyclone ou du seul thalweg. Le maximum de divergence et l'entrée équatoriale du jet sont situés à proximité du cyclone, conduisant à de fortes ascendances favorisant l'intensification. Les auteurs suggèrent que l'intensification pourrait se produire grâce à cette forte divergence qui permet de contrecarrer l'effet néfaste du cisaillement de vent en augmentation. Mais l'évolution couplée entre convection et renforcement du jet durant les interactions à distance et leur

rôle séparé sur l'intensification cyclonique restent encore à éclaircir. Les différences avec l'interaction distante non favorable sont subtiles et concernent principalement une force et une largeur légèrement plus importantes de l'anomalie de tourbillon potentiel, induisant un cisaillement de vent supérieur au-dessus du cyclone (de $5\,\mathrm{m.s}^{-1}$ environ).

Le travail de Bosart et al. (2000) sur le cas d'étude d'Opal (1995) a montré que l'intensification explosive de l'ouragan se produit lorsqu'il est encore loin de son intensité potentielle maximale (IPM) et qu'il approche la branche entrante équatoriale d'un jet d'altitude associé à un thalweg d'échelle synoptique en progression. La queue du thalweg s'étend alors vers le sud-ouest en direction de la côte du Texas. Tandis que la portion polaire du thalweg se déplace vers l'est, le bout équatorial traîne derrière, en s'étirant en longitude. Ceci est similaire, en symétrie orthogonale par rapport au plan de l'équateur, à ce qui a été présenté en figure 2.25 pour le cyclone Dora de l'hémisphère sud. La queue du thalweg se détache ensuite partiellement en rencontrant une zone de déformation au-dessus du Golfe du Mexique. Le renforcement côté polaire du flux sortant et de la divergence d'altitude en haute troposphère précède les développements convectifs dans l'œil et la RI. Une fois Opal proche de son IPM, le cisaillement augmente avec le rapprochement du thalweg et le cyclone se comble. A partir de cette étude, les auteurs suggèrent qu'un facteur important pour déterminer si une interaction cyclone-thalweg est favorable ou défavorable à l'intensification est la proximité d'un cyclone à son IPM. Dans les cas de transition extra-tropicale, il a par ailleurs été montré que l'amplification substantielle de la divergence d'altitude dépend de la force du thalweg et de son phasage avec le cyclone (Ritchie et Elsberry 2003; 2007).

L'ensemble des études décrites ci-dessus montrent que la présence d'un thalweg à proximité d'un cyclone n'indique pas nécessairement qu'une interaction est en cours. Il doit y avoir un rapprochement relatif du thalweg et du cyclone pour que des interactions dynamiques favorables se produisent (ex : Montgomery et Farrell 1993, Molinari et al. 1995). Les paragraphes suivants détaillent trois des effets individuels des thalwegs d'altitude.

Effet des sources de moment angulaire

Une façon de décrire l'action d'ondes atmosphériques sur l'écoulement moyen est de décomposer chaque variable atmosphérique (α) en la somme de sa valeur moyenne dans une direction spatiale donnée ($\overline{\alpha}$) et de la fluctuation par rapport à cette valeur moyenne (α'). Un thalweg situé en amont du cyclone se caractérise par un maximum relatif de tourbillon potentiel cyclonique qui crée une asymétrie des champs de vent dans l'environnement du système tropical. En géométrie cylindrique, le thalweg s'impose comme une perturbation de l'écoulement tangentiel moyen cyclonique. On s'intéresse plus particulièrement aux fluctuations azimuthales du vent radial (fluctuations autour de la moyenne sur un cercle). C'est l'équivalent, en géométrie cartésienne, des perturbations zonales du vent méridien induites par un jet d'altitude aux latitudes tempérées (en théorie ondulatoire). De telles fluctuations induisent des flux transitoires de moment angulaire cyclonique en direction du système tropical (forçage). Ces flux radiaux ont tendance à accélérer la circulation primaire moyenne du cyclone (i.e. le vent tangentiel). Une façon d'évaluer les termes de transport par les fluctuations azimuthales est de calculer les flux d'Eliassen-Palm en géométrie cylindrique. Leur formulation en coordonnées cylindriques et isentropes (Molinari et al. 1995) sera détaillée en section 5.2.1 dans le cadre de l'étude du cyclone Dora.

La convergence des flux de moment angulaire (EFC pour Eddy Flux Convergence en anglais) est un diagnostic plus communément utilisé dans l'étude des interactions cyclone-thalweg. Calculé dans la couche sortante du cyclone, l'EFC est en mesure de donner des informations sur l'interaction avec l'environnement puisqu'à cette altitude un forçage externe peut pénétrer jusqu'au centre du vortex

(faible stabilité inertielle = talon d'Achille du cyclone : voir section 2.1.4). L'EFC est défini dans un repère relatif qui suit le déplacement du cyclone (Molinari et Vollaro 1989) et s'exprime par :

$$EFC = -\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\,\overline{u'_{\mathrm{L}}v'_{\mathrm{L}}}) \tag{2.19}$$

avec les symboles définis en table A.1. Les indices $_{\mathrm{L}}$ sur les vitesses radiale et tangentielle indiquent que les quantités sont calculées dans un système de coordonnées se déplaçant avec le cyclone. L'EFC est calculé à 200 hPa sur divers domaines possibles ; l'anneau compris entre les rayons 300 et 600 km serait le plus pertinent pour représenter l'approche d'un thalweg (Molinari et Vollaro 1989) bien que le domaine [500-900] km soit aussi couramment utilisé.

Des valeurs d'EFC positives (resp. négatives) dans l'hémisphère nord (resp. sud) indiquent que les fluctuations azimuthales agissent dans le sens d'intensifier le moment angulaire moyen dans la couche sortante, renforçant ainsi le cyclonisme d'altitude. Une période durant laquelle l'EFC augmente décrit donc une interaction positive entre un système et son environnement (DeMaria et al. 1993). Des valeurs supérieures à $10\,\mathrm{m.s^{-1}.jour^{-1}}$ pendant au moins deux périodes consécutives de 12 heures représentent une interaction significative. Ce seuil minimal sert de critère pour définir si une interaction entre un cyclone et un thalweg a lieu. Le critère est vérifié pour environ 25% des systèmes tropicaux baptisés de l'Atlantique Nord sur la période 1985-1996 (Hanley et al. 2001). Des valeurs excédant $20\,\mathrm{m.s^{-1}.jour^{-1}}$ caractérisent une interaction forte (DeMaria et al. 1993, Hanley et al. 2001). On note que les valeurs extrêmes d'EFC sont généralement associées à un vortex froid d'altitude (cut-off low).

L'effet positif des flux de moment angulaire lors d'une interaction thalweg-cyclone semblerait en mesure de contrecarrer l'effet négatif d'un cisaillement de vent en augmentation (Merrill 1988), ce qui expliquerait pourquoi certains cyclones se creusent à l'approche d'un thalweg (voire se comblent) quand d'autres ne s'intensifient pas. En fait, l'orientation respective des circulations d'altitude associées au thalweg et au cyclone serait un facteur déterminant selon DeMaria et al. (1993). Molinari et Vollaro (1989) ont montré que l'intensification de l'ouragan Elena (1985) était pilotée par des flux entrants de moment angulaire cyclonique associés à un thalweg des moyennes latitudes approchant par l'ouest et par le côté polaire, produisant des valeurs d'EFC approchant les $26\,\mathrm{m.s^{-1}.jour^{-1}}$. Ils ont constaté dans leur étude un retard d'environ 30 heures entre l'interaction avec l'environnement et la réponse du cyclone (intensification), indiquant que la circulation cyclonique doit s'ajuster aux flux de moment. Les essais visant à corréler les flux de moment au changement d'intensité cyclonique n'ont pas été fructueux (Molinari et Vollaro 1989, DeMaria et al. 1993). Il n'existe donc pas de théorie pour prévoir la quantité d'intensification que l'on peut attendre en réponse à une certaine quantité et structure d'EFC (DeMaria et al. 1993).

Renforcement de la circulation secondaire du cyclone

Dans une autre étude de l'ouragan Elena, Molinari et Vollaro (1990) ont proposé un deuxième mécanisme d'intensification par interaction avec un thalweg. Ils ont utilisé l'équation d'équilibre d'Eliassen (1952) pour diagnostiquer la réponse du vortex aux flux de moment angulaire et de chaleur en provenance du thalweg. Ils ont montré que la présence du thalweg renforce la circulation secondaire (radiale et verticale) d'Elena juste à l'intérieur de la source de moment angulaire. Cette branche, constituée d'un épais flux entrant de basses couches connecté à une fine couche sortante d'altitude par une bande d'ascendances, se propage vers l'intérieur jusqu'à pénétrer dans le cœur du système, et conduire à une longue période d'intensification. Cependant, même les valeurs relativement grandes d'EFC trouvées par Molinari et Vollaro (1990) ne produisent pas une circulation secondaire suffisamment forte pour expliquer les taux d'intensification observés. DeMaria et al. (1993) supposent que des

effets parallèles se produisent pour expliquer la chute brutale de pression, comme le renforcement de la convection à proximité du centre cyclonique, par interaction avec la circulation secondaire induite par le thalweg. Molinari et Vollaro (1990) ont émis l'hypothèse (simple spéculation, au vu de la faible résolution des analyses à leur disposition) que le processus de renforcement de la circulation secondaire par interaction avec le thalweg pourrait avoir déclenché la formation et la contraction du mur secondaire observé chez Elena, et la chute de pression brutale qui a suivi cet ERC. Dans ce contexte, l'ERC serait un réajustement interne du cyclone au forçage externe d'altitude.

Nong et Emanuel (2003) ont voulu tester cette hypothèse et simuler la genèse d'un mur secondaire en s'attachant au rôle des perturbations ondulatoires asymétriques existant dans l'environnement des cyclones. Ils utilisent de longues simulations numériques idéalisées avec un modèle axisymétrique non-hydrostatique. Ils montrent qu'un forçage extérieur d'amplitude spatiale et temporelle suffisante (matérialisé dans leurs expériences par des flux turbulents de moment angulaire en altitude d'au moins $19\,\mathrm{m.s^{-1}.jour^{-1}}$) est nécessaire pour initier la formation d'un mur secondaire. Ce forçage induit une perturbation cyclonique de vent à la surface via la projection de l'anomalie de tourbillon potentiel humide d'altitude le long d'une surface d'égal moment angulaire jusqu'en basses couches (Fig. 2.31). Une fois initiée, la circulation de surface s'amplifie par le mécanisme WISHE, et le mur extérieur se consolide. Les auteurs émettent donc l'hypothèse que la formation d'un mur secondaire dans la nature pourrait être déclenchée par un forçage externe tel que l'interaction d'un cyclone avec une structure tourbillonnaire d'altitude.

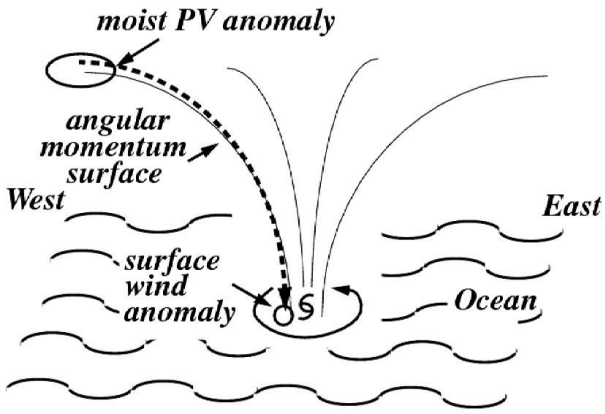


FIG. 2.31 – *Schéma illustrant comment une anomalie de tourbillon potentiel (PV) humide d'altitude peut induire une anomalie de vent de surface. La flèche depuis la haute troposphère jusqu'à la surface indique que l'anomalie de tourbillon potentiel projette une composante cyclonique vers le bas, jusqu'à l'océan et le long d'une surface d'égal moment angulaire. Source : figure 9 de Nong et Emanuel (2003).*

Effet de l'ensemble du train d'onde de Rossby

Pour Davidson et al. (2008), il faut prendre en compte l'effet de l'ensemble du train d'onde de Rossby (pas uniquement le thalweg) lorsque l'on s'intéresse à l'impact du flux d'altitude de grande échelle sur l'intensité d'un cyclone. Ils étudient deux cas d'interaction à distance, les ouragans Opal (1995) et Katrina (2005). Leur intensification rapide est survenue alors qu'un train d'onde thalweg-dorsale-thalweg de grande échelle s'amplifiait au voisinage du système, tout en se propageant vers le sud-est. Au moment de la RI, le thalweg se situait à l'ouest ; la dorsale en aval était co-localisée avec le système d'altitude. Les simulations montrent que le train d'onde a eu une influence dynamique sur la circulation de basses couches des systèmes en fournissant un environnement favorable à l'intensification rapide (un cisaillement de vent en baisse, le développement d'un environnement cyclonique en basse à moyenne troposphère, une modulation du champ de vitesse verticale, un accroissement de l'humidité en couche limite, des bouffées de convection profonde). Le mécanisme incriminé est le « développement aval » (« downstream development »).

Des simulations numériques sans vortex et sans chaleur latente reproduisent le développement et l'amplification du train d'onde, sans augmentation de la divergence d'altitude. Ceci prouve qu'un développement aval est défini par la dynamique sèche de grande échelle, et que la dorsale (et divergence) d'altitude présente au-dessus du cyclone est principalement pilotée par le développement aval et non simplement par le chauffage convectif au sein du système. Les résultats montrent que la RI se produit une fois qu'une période de subsidence environnementale laisse place à une période d'ascendance. Pendant la période de subsidence, la convection est brièvement atténuée ; les flux de surface fournissent toujours de la chaleur et de l'humidité au cyclone mais la convection ne les redistribue plus efficacement, permettant ainsi à la couche limite du cyclone de s'humidifier. Quand la convection explose ensuite, elle est bien plus profonde et plus active. Une intensification rapide s'en suit, au sein d'un environnement de plus en plus cyclonique, à faible cisaillement vertical de vent.

Effet des sources de tourbillon potentiel

Beaucoup d'auteurs comme Davidson et al. (2008) estiment qu'une ou plusieurs structures optimales de tourbillon potentiel doivent exister dans l'environnement d'un cyclone en phase d'intensification à proximité d'un thalweg d'altitude ; ceci pour permettre à l'effet positif du renforcement de la circulation secondaire induite (radiale et verticale), et du chauffage adiabatique associé, de contrecarrer l'effet négatif du cisaillement de vent vertical.

L'étude de l'effet d'un thalweg d'altitude en matière de tourbillon potentiel est moins répandue. Pourtant le tourbillon potentiel permet de synthétiser les effets cumulés des divers paramètres environnementaux associés au thalweg. Une analyse de la distribution de tourbillon potentiel au voisinage de l'ouragan Elena a permis à Molinari et al. (1995) de proposer un 3ème mécanisme possible d'intensification rapide. La superposition d'une anomalie cyclonique de tourbillon potentiel d'altitude associée au thalweg au-dessus du centre cyclonique de basses couches pourrait avoir initié le mécanisme WISHE qui serait responsable du creusement explosif d'Elena. En réalité, la superposition de tourbillon potentiel n'est pas linéaire. L'anomalie de tourbillon potentiel qui finit par approcher le centre du cyclone est bien plus mince et de plus petite échelle que le thalweg originel parce que le flux anticyclonique d'altitude du cyclone provoque le déferlement de l'onde synoptique associée au thalweg. Ainsi, l'interaction avec une couche substantielle de cisaillement vertical qui pourrait combler le système est évitée. De plus, le chauffage diabatique associé à la superposition permet d'éroder l'anomalie de tourbillon potentiel et ainsi l'empêcher de traverser le cyclone pour renverser le processus d'interférence constructive. Ceci suggère que le chauffage diabatique joue un rôle essentiel durant la phase finale de l'interaction favorable entre anomalie de tourbillon potentiel d'altitude et cyclone. Un mécanisme similaire d'intensification rapide a pu s'appliquer à l'ouragan Danny (Molinari et al. 1998).

Des flux positifs de vorticité dirigés depuis un thalweg d'altitude vers l'ouragan Opal ont aussi été identifiés par Persing et al. (2002) et Möller et Shapiro (2002). Néanmoins des calculs à partir du vortex équilibré symétrique d'Eliassen ont montré que l'intensification était dominée par les termes symétriques (i.e. la moyenne azimuthale et non les fluctuations). Il semblerait que les caractéristiques de la circulation des moyennes latitudes et sa distribution de tourbillon (Harr et al. 2000), ainsi que l'amplitude et l'inclinaison vers les tropiques du thalweg soient d'importance notable pour augmenter les flux de tourbillon potentiel en direction du cyclone. Une inversion du tourbillon potentiel a permis d'isoler et de quantifier la contribution d'un thalweg d'altitude sur un cyclone, par une approche purement diagnostique (Shapiro et Möller 2003; 2005). L'inversion par morceaux a ainsi montré que le thalweg approchant Bertha (1996) a renforcé son intensification. A l'opposé, les thalwegs abordant

Opal et Erin (2001) n'ont pas eu de contribution significative à leur intensification de basses couches, et les ouragans se sont creusés sous l'influence d'autres facteurs que le thalweg.

Conclusion

L'ensemble des travaux sur les interactions cyclone-thalweg montrent que le mécanisme d'intensification rapide ne peut s'expliquer à lui seul par une augmentation de la divergence d'altitude ou par des flux de moment angulaire, ou par des flux de tourbillon cyclonique, ou encore par le renforcement des flux océan-atmosphère. Ceci suggère l'éventuelle contribution des mécanismes internes à l'intensification du système, comme par exemple la mise en place d'un cycle de remplacement du mur de l'œil. D'autres mécanismes qui ont été peu étudiés jusqu'ici pourraient se produire lorsqu'une anomalie de tourbillon potentiel d'altitude associée à un thalweg se rapproche du centre de la circulation cyclonique. Par exemple, l'interaction dynamique entre les anomalies de tourbillon potentiel de moyenne à haute troposphère associées au cyclone et au thalweg, le déclenchement de la convection sous l'effet des vitesses verticales induites par l'anomalie de tourbillon potentiel (Hoskins et al. 1985), et les intrusions d'air sec depuis la basse stratosphère, seraient en mesure d'influencer l'intensité du système de façon significative et peut-être contradictoire. Un des objectifs de la thèse est de mieux comprendre ces mécanismes en investiguant un cas d'étude approprié de cyclone (voir chapitres 4 et 5).

2.3.5 Dynamique interne

Le cycle de remplacement du mur de l'œil nous a déjà permis d'illustrer que l'organisation d'un cyclone n'est pas figée et peut évoluer dans le temps (section 2.1.6). Les changements de structure ne sont néanmoins pas toujours aussi évidents que l'apparition d'un second maximum de vent en périphérie du mur de l'œil. Il existe d'autres processus dynamiques qui peuvent faire transiter le cœur du vortex d'une structure à une autre. De plus fine échelle, ces évolutions sont moins « observables » par les capteurs d'un satellite.

De nombreuses théories ont vu le jour ces 15 dernières années pour documenter les mécanismes qui se déroulent au cœur du vortex et qui affectent la structure interne du cyclone. On qualifiera ces mécanismes de « symétrique » ou d'« asymétrique » selon les modifications de structure du vortex qu'ils engendrent. On peut citer les ondes de Rossby de vortex (VRW pour « Vortex Rossby Waves », Montgomery et Kallenbach 1997, Wang 2002b), les meso-vortex du mur de l'œil qui mélangent du tourbillon potentiel dans l'œil du cyclone (Schubert et al. 1999, Kossin et Schubert 2001, Hendricks et al. 2009), ainsi que les tours convectives (Montgomery et al. 2006, VHT pour Vortical Hot Towers). Ces nouvelles théories, principalement basées sur la modélisation numérique, ont pour la plupart été étayées par les observations (ex : méso-vortex d'Isabel en Fig. 2.17). Il a été mis en évidence que processus internes et asymétries jouent un rôle dans les changements d'intensité observés, bien que les relations qui existent entre ces processus et les changements d'intensité demeurent encore incertaines. Même si on ne pourra pas prévoir les instances individuelles de ces mécanismes internes dans un futur proche (résolution insuffisante des modèles opérationnels), les recherches se poursuivent pour tenter de comprendre leur impact global sur l'intensification cyclonique.

Théorie des ondes de Rossby de vortex (VRW)

Ces ondes ont été découvertes en tâchant d'expliquer l'occurrence des bandes spiralées dans un cyclone. Un grand nombre d'études se sont penchées sur l'origine de leur formation, leur thermodynamique et leur rôle dans l'évolution dynamique du vortex. Deux théories majeures ont été apportées. La première considère les bandes spiralées comme des régions d'ascendances maximales et de condensation induites par la propagation horizontale d'ondes d'inertie-gravité (Kurihara 1976, Willoughby 1978a;b). Cette théorie semblerait satisfaisante pour décrire les bandes spiralées externes situées en périphérie du cyclone (Wang 2008). Néanmoins, elle ne convient pas à elle seule pour décrire l'évolution des bandes spiralées internes situées à une distance inférieure à 2 ou 3 fois le RVM (Wang 2008). Etant donné la structure de fine échelle de ces dernières et leur propagation depuis le mur de l'œil vers l'extérieur du vortex, on pourrait naturellement penser qu'elles sont la manifestation d'ondes d'inertie-gravité. Néanmoins, les observations radars montrent que ces bandes internes se déplacent plus lentement que le flux tangentiel moyen local (Senn et Hiser 1959, Powell 1990), suggérant que leur dynamique serait davantage liée à la composante advective (i.e. basse fréquence) du flux.

McDonald (1968) fut le premier à suspecter, à l'aide d'observations radars, l'existence dans les cyclones d'ondes similaires à des ondes de Rossby, pilotées par le gradient radial de tourbillon qui existe au cœur du vortex. Ce n'est qu'assez récemment néanmoins que cette deuxième théorie a été confirmée et que l'implication des ondes de Rossby de vortex (ou « ondes de tourbillon potentiel ») dans les changements de structure et d'intensité des cyclones a été révélée, expliquant par exemple la formation des meso-vortex à l'interface mur-œil. Guinn et Schubert (1993) ont d'abord montré que les bandes spiralées internes sont liées à des perturbations de tourbillon potentiel générées par diabatisme dans les zones convectives. Ces anomalies subissent une déformation ou un étirement horizontal subséquent dans le flux fortement cisaillé du vortex, leur donnant l'allure de filaments. Les démonstrations théoriques de Montgomery et Kallenbach (1997) ont ensuite permis de détailler les propagations zonale et azimuthale des VRW et de proposer un processus d'intensification du vortex par redistribution axisymétrique des anomalies de tourbillon potentiel.

Pour un fluide barotrope non divergent et non visqueux évoluant en 2 dimensions sur un f-plan, la relation de dispersion locale des VRW s'écrit (Montgomery et Kallenbach 1997) :

$$\omega_{\mathrm{VRW}} = n\overline{\Omega}_0 + \frac{n}{r}\frac{\partial\overline{\zeta}_0/\partial r}{k^2 + n^2/r^2} \tag{2.20}$$

autour d'un état de base donné par ($\overline{\Omega}_0$, $\overline{\zeta}_0$, k_0, n) avec les symboles définis en table A.1, $\overline{()}$ étant l'opérateur de moyenne azimuthale.

On en déduit les composantes azimuthale et radiale des vitesses de phase et de groupe des VRW respectivement définies par $C_\lambda = r\omega_{\mathrm{VRW}}/n$ et $C_r = \omega_{\mathrm{VRW}}/k$ (voir Montgomery et Kallenbach 1997). L'équation de dispersion 2.20 est analogue à celle des ondes de Rossby planétaires se propageant dans un flux zonal uniforme, dérivée sur un β-plan à partir du modèle barotrope non divergent (voir équation 2.16 en page 40). Cette similitude justifie l'appellation « ondes de Rossby de vortex ». Leur propagation est pilotée par le gradient radial de tourbillon cyclonique dans l'état de base ($\partial\overline{\zeta}_0/\partial r$). La propagation azimuthale de l'onde de Rossby de vortex a lieu au sein d'une advection par le courant de base à la vitesse $r\overline{\Omega}_0$. La vitesse radiale de groupe montre qu'un paquet d'ondes de Rossby (et donc l'énergie de l'onde) se propage vers l'extérieur du vortex lorsque le gradient radial de tourbillon est négatif et vers l'intérieur lorsqu'il est positif. En résumé, la propagation radiale se fait à contre-gradient, des fortes valeurs vers les faibles. D'autre part, tandis que les ondes planétaires de Rossby remontent toujours le courant de base ($-\beta < 0$), il peut arriver que les VRW se propagent plus vite que le flux moyen lorsque le gradient radial de tourbillon est positif. La propagation azimuthale des

ondes de Rossby de vortex n'est rétrograde que lorsque $\frac{\partial \bar{\zeta}_0}{\partial r} < 0$, ce qui correspond à une structure du vortex pour laquelle le tourbillon de l'état de base décroît avec le rayon.

La différence principale par rapport aux ondes de Rossby planétaires est que, pour les cyclones, le nombre d'onde radial k varie dans le temps à cause du cisaillement radial de vent existant dans le flux de base du vortex cyclonique (flux non uniforme). Montgomery et Kallenbach (1997) préconisent l'utilisation de : $k(t) = k_0 - nt\frac{\partial \bar{\Omega}_0}{\partial r}$. Par conséquent, la vitesse de phase radiale de l'onde par rapport au flux de base tendra vers 0 dans le temps (elle est proportionnelle à $1/k^2$) et la vitesse de groupe sera nulle. Les VRW ont ainsi probablement un rayon de stagnation : elles sont confinées au voisinage du vortex et ne peuvent se propager radialement vers l'infini. Au niveau de ce rayon de stagnation, typiquement de l'ordre de 3 fois le RVM, l'énergie de la perturbation de base est cédée au flux moyen (Montgomery et Kallenbach 1997).

Mise en évidence des VRW dans un cyclone

La théorie simplifiée des ondes de Rossby de vortex est en accord à la fois avec les observations radars (bandes spiralées) et les simulations à haute résolution issues de modèles tridimensionnels en équations primitives (et non plus barotropes) utilisant une physique complète en configuration idéalisée (Wang 2002a;b) ou réelle (Chen et Yau 2001, Chen et al. 2003). Ces simulations ont permis de comprendre plus en détail le rôle des VRW dans les processus de symétrisation et d'intensification du vortex. Au départ, des asymétries de tourbillon potentiel ou de tourbillon relatif se créent au sein du vortex, par des processus convectifs par exemple. La déformation et l'étirement de ces asymétries par le flux rotationnel autour du vortex principal résulte en des filaments de vorticité (Schubert et al. 1999, Reasor et al. 2000, Rozoff et al. 2006). Les ondes de Rossby de vortex accompagnent ces filaments. Dans un environnement ayant un gradient moyen de tourbillon négatif, les asymétries vont se propager radialement vers l'extérieur et cycloniquement dans la direction azimuthale, tout en rétrogressant relativement au vent tangentiel moyen sous l'effet des VRW. L'action des VRW est donc d'amener le vortex vers un état plus symétrique. Une analyse en composante principale a révélé que 70 à 80 % de l'activité ondulatoire associée aux asymétries les plus grandes (n =1, 2) peut être attribuée aux ondes de Rossby de vortex, les ondes de gravité jouant un rôle plus restreint (Chen et al. 2003). Par ailleurs, les simulations montrent que les VRW sont étroitement couplées à la convection et à la formation de bandes précipitantes (Chen et Yau 2001, Wang 2002b). Les études basées sur les observations ont confirmé que les asymétries convectives dans le cœur des cyclones présentaient les propriétés des ondes de Rossby de vortex simulées par les modèles. Par exemple, les réflectivités radar de l'ouragan Elena (1985) mettent clairement en évidence les VRW et leur rayon de stagnation (Corbosiero et al. 2006). Des asymétries de nombre d'onde 2 se développent périodiquement en bordure extérieure du mur de l'œil pour se propager azimuthalement à 68 % du flux moyen (mouvement rétrograde) et radialement vers l'extérieur à une vitesse de 5 m.s^{-1}, en accord avec la théorie des VRW (Fig 2.32).

Pour l'instant la théorie des ondes de Rossby de vortex se limite aux asymétries de grande longueur d'onde. Les bandes de nombre d'onde supérieur ou égal à 3 ne semblent pas corrélées à l'activité des VRW et aucune autre théorie cohérente n'a vu le jour sur la dynamique des ondes de plus petite échelle. Par ailleurs, la théorie des VRW ne peut s'appliquer que pour les bandes spiralées internes puisque nous avons vu que l'activité ondulatoire devient marginale à partir du rayon de stagnation (environ $3 \times RVM$). De toute façon, le gradient de tourbillon potentiel devient négligeable au-delà de telles distances (Montgomery et Kallenbach 1997, Wang 2002a;b). La théorie des VRW ne peut donc pas s'appliquer à l'extérieur du cœur du vortex.

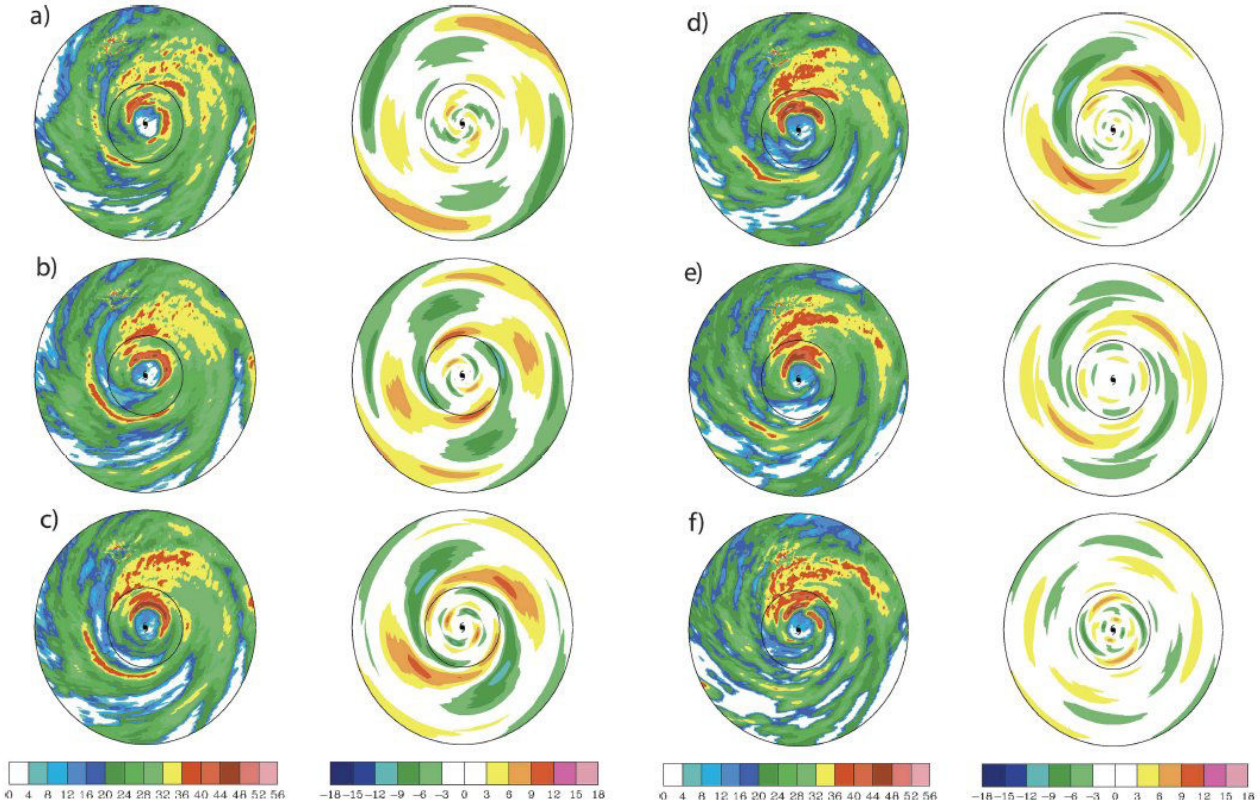


FIG. 2.32 – *Réflectivités radar (gauche, en dBZ) et asymétries de nombre d'onde 2 (droite, en dBZ) de l'ouragan Elena à (a)* 1600*, (b)* 1620*, (c)* 1640*, (d)* 1700*, (e)* 1720 *et (f)* 1740 *UTC le* 1er *septembre* 1985*. Les cercles sont tracés à* 50 *et* 150 *km de rayon. Source : Corbosiero et al. (2006).*

Instabilité barotrope et meso-vortex

Tout en amenant le vortex vers un état azimuthal plus symétrique, les VRW redistribuent les anomalies de tourbillon potentiel radialement. Une distribution radiale de tourbillon relatif ou potentiel initialement monopolaire (maximum au centre, ex : Fig. 2.33(b)) peut ainsi évoluer vers un anneau de tourbillon (maximum situé dans le mur de l'œil, ex : Fig. 2.33(a)). Un vortex ayant une structure d'anneau présente par définition une instabilité barotrope puisque son gradient de tourbillon change de signe à un certain rayon (Fig. 2.33(a)). A l'aide d'un modèle barotrope non divergent, Schubert et al. (1999) ont montré que de tels vortex contiennent des VRW qui se propagent des deux côtés de la zone de tourbillon maximal : dans le sens du flux moyen à l'intérieur et à contre-flux à l'extérieur. Dans le cas où le maximum de tourbillon potentiel se situe juste à l'intérieur du RVM (ce qui est le plus fréquent), il est donc possible que deux ondes évoluent à proximité avec la même vitesse de phase. Si elles entrent en phase, leur amplitude croît de concert et conduit rapidement à l'instabilité exponentielle de l'anneau de tourbillon qui éclate en de multiples petits tourbillons isolés formant des meso-vortex (eyewall meso-vortices en anglais) à longue durée de vie. La structure finale du vortex dépend de l'état initial de l'anneau de tourbillon potentiel (dimension, épaisseur, amplitude, Hendricks et al. 2009). Les meso-vortex peuvent par exemple fusionner plus ou moins rapidement pour former une structure de monopole de tourbillon potentiel (Schubert et al. 1999, Chen et Yau 2003) comme illustré en figure 2.34, état final le plus fréquemment observé. Dans d'autres cas (anneau de tourbillon initial épais et peu creux au centre), les meso-vortex demeurent séparés, en rotation solide d'allure moins rapide que le flux moyen azimuthal, et donnent à l'œil une forme elliptique (2 meso-vortex) ou polygonale (3 à 6 meso-vortex, Kossin et Schubert 2001) comme pour l'ouragan Isabel

(Fig. 2.17). Dans tous les cas, les meso-vortex induisent un mélange asymétrique entre l'air à faible tourbillon en provenance de l'œil et l'air à fort tourbillon associé au mur.

(a) **Anneau de PV (phase symétrique)** (b) **Monopole de PV (phase asymétrique)**

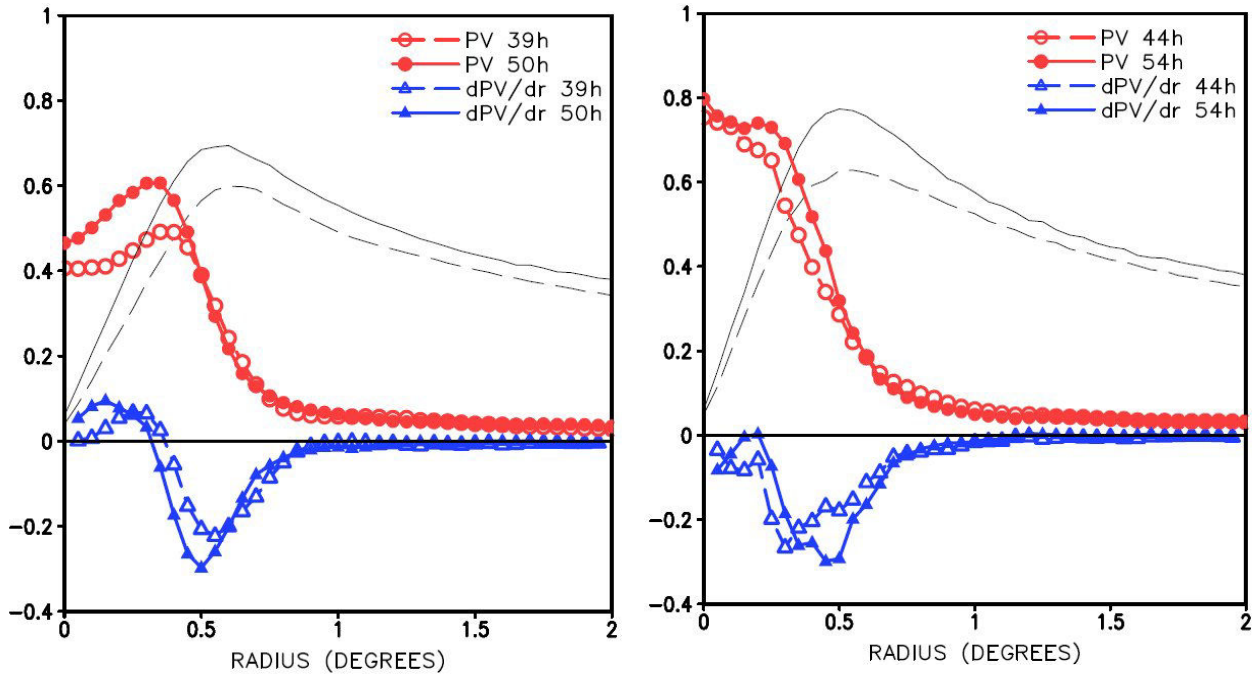


FIG. 2.33 – *Profils radiaux du tourbillon potentiel (PV) en moyenne azimuthale (lignes rouges) et de son gradient ($\frac{\partial PV}{\partial r}$, lignes bleues) dans une simulation de l'ouragan Katrina à 5 km de résolution aux instants où (a) le vortex est en phase symétrique avec une distribution d'anneau de PV instable (le gradient de PV change de signe), et (b) le vortex est en phase asymétrique avec une distribution monopolaire stable. Les lignes grises montrent le profil du vent tangentiel moyen aux mêmes instants. L'abscisse est la distance au centre mesurée en degrés (1 degré ≈ 111 km). Le RVM se situe alors autour de 0,6 degré. Les variables sont normalisées par rapport à leur valeur maximale au cours de la prévision, à savoir : $PV_{\max} = 20{,}7\,PVU$, $[\frac{\partial PV}{\partial r}]_{\max} = 6{,}9 \times 10^{-4}\,PVU.m^{-1}$, $V_{\max} = 78{,}5\,m.s^{-1}$. Source : figure 4.8 de Nguyen (2010).*

Les « Vortical Hot Towers » (VHT)

Le terme VHT fut défini par Hendricks et al. (2004) pour décrire au sein des cyclones les structures cohérentes de convection profonde en rotation propre (associées à une vorticité locale). On pense que ces tours convectives qui atteignent la tropopause sont un ingrédient important pour la genèse et l'intensification des cyclones (Hendricks et al. 2004, Montgomery et al. 2006, Nguyen et al. 2008). On les observe pendant les phases de distribution monopolaire sous forme de bouffées de convection au centre du système (visibles sur les images satellitaires). Les VHT se distinguent *a priori* des meso-vortex qui sont plutôt des structures de basses couches localisées à la périphérie intérieure du mur de l'œil.

Deux régimes distincts du vortex : symétrique (anneau de PV) et asymétrique (monopole de PV)

Le rôle des VRW sur l'intensité du flux moyen est encore incertain. Lors de la transition depuis un anneau de tourbillon potentiel vers une structure de monopole, le réarrangement du tourbillon s'accompagne de brusques changements de pression dans les simulations numériques (Kossin et Schubert 2001). Les vents accélèrent rapidement à l'intérieur de l'œil, tandis que le maximum de vent décroît

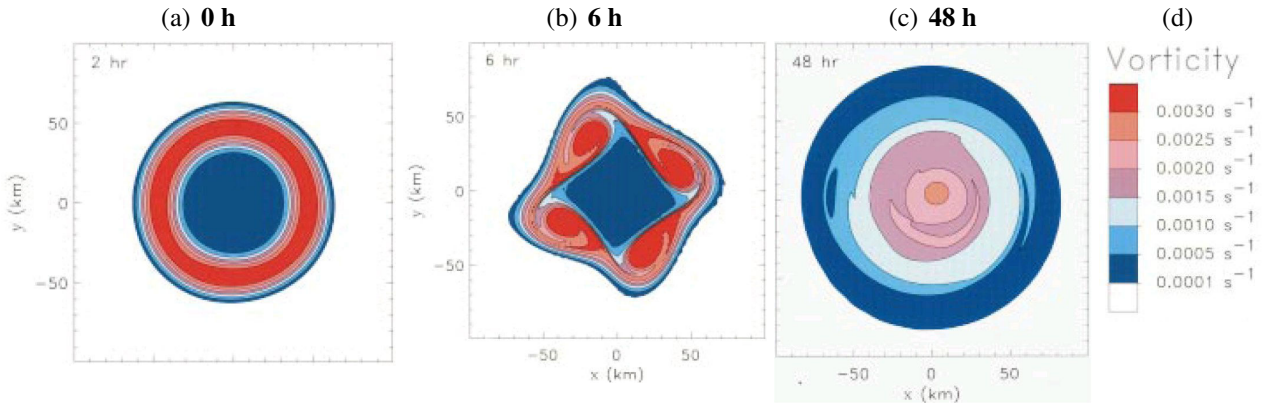


FIG. 2.34 – *Evolution du champ de tourbillon relatif après (a) 00, (b) 06, et (c) 48 heures de simulation numérique par un modèle barotrope non divergent. L'échelle de valeurs de tourbillon est indiquée en (d). Le vortex passe d'une distribution de tourbillon instable en forme d'anneau à une structure de monopole (maximum au centre). Des meso-vortex se forment après 6 heures (b). Source : Schubert et al. (1999).*

au niveau du mur de l'œil (Chen et Yau 2003). Par intégration de l'équilibre du gradient, on montre que l'effet net résultant est une chute brutale de pression au centre, même si l'intensité, telle que mesurée par la force maximale des vents, décroît.

Plus récemment, Nguyen et al. (2011) ont examiné les changements de structure interne durant l'intensification rapide de l'ouragan Katrina (2005) à l'aide de simulations d'ensemble à haute résolution à partir du modèle australien TC-LAPS. Le vortex interne subit plusieurs cycles, alternant entre des phases qualifiées de symétriques et d'asymétriques suivant l'organisation de la convection autour du centre du système (et des champs météorologiques afférents). La phase asymétrique est caractérisée par un mur de l'œil asymétrique comprenant 2 à 4 maxima locaux de vitesse verticale ressemblant à des VHT ; le profil de tourbillon potentiel moyen prend une structure de monopole avec un maximum de tourbillon central (Fig. 2.33(b)). A l'inverse, la phase symétrique est caractérisée par un profil en forme d'anneau (Fig. 2.33(a)) ; le mur de l'œil est assez symétrique et se compose de bandes convectives étirées autour du vortex. Nguyen et al. (2011) ont montré que la circulation moyenne s'intensifie lentement durant les phases asymétriques où les VHT dominent à faible distance du centre. En revanche, le flux moyen s'intensifie rapidement lorsque le vortex transite vers la phase symétrique (monopole vers anneau) et que les anomalies de tourbillon potentiel associées aux VHT sont redistribuées de façon symétrique autour de l'axe par les VRW en direction du RVM. Dans un vortex initialement caractérisé par une distribution de tourbillon monopolaire (maximum au centre), l'injection continuelle d'anomalies de tourbillon potentiel (pour simuler les effets de la convection) permet une intensification du stade de tempête tropicale au stade de cyclone dans un laps de temps réaliste (Möller et Montgomery 2000).

Implication des VRW dans les cycles de remplacement du mur de l'œil

Les simulations récentes de Menelaou et al. (2012) ont permis de mettre en évidence un rôle prépondérant des VRW dans le cycle de remplacement du mur de l'œil de l'ouragan Wilma (2005) qui a subi une intensification très rapide. Des ondes de Rossby de vortex se propagent en basses couches à l'extérieur du mur intérieur jusqu'à un rayon critique proche de la région de formation du mur secondaire. Un test de sensibilité à la force initiale du cyclone montre que l'activité ondulatoire devient trop faible et le rayon critique de propagation trop élevé pour que les VRW puissent générer un mur extérieur dans un cyclone moins intense. Huang et al. (2012) et Wu et al. (2012) ont confirmé,

avec le typhon Sinlaku (2008), qu'une activité ondulatoire transitoire associée aux VRW émane du mur principal et se propage vers l'extérieur, juste avant la formation du mur secondaire. Selon les simulations à haute résolution de l'ouragan Katrina (Corbosiero et al. 2012), le rôle des VRW dans la formation d'un mur extérieur ne serait pas d'accélérer le vent dans cette région, contrairement à ce qui a pu être démontré dans d'autres études, mais principalement de redistribuer le tourbillon potentiel depuis l'intérieur vers un rayon de stagnation où il s'accumule (avec dépôt associé d'humidité).

Conclusion

Les ERC et la contraction du mur de l'œil sont essentiellement des processus d'intensification symétrique. L'instabilité barotrope fournit la possibilité à un vortex symétrique ayant une structure de tourbillon potentiel en anneau d'évoluer en vortex asymétrique. A l'inverse, les ondes de Rossby de vortex agissent pour lisser les asymétries et faire retourner le vortex vers un mode symétrique.

2.4 Prévision numérique des cyclones : progrès et difficultés persistantes

La prévision cyclonique consiste à anticiper à la fois les évolutions de trajectoire, mais aussi d'intensité et de structure d'un système tropical (particulièrement la taille du météore et la répartition des vents en basses couches) en vue d'alerter les zones habitées des dommages potentiels à attendre et de leur chronologie. Nous verrons qu'il existe plusieurs types de systèmes de prévision numérique (communément appelés « modèles »), dont certains seront plus adaptés à un aspect en particulier. Nous évaluerons les performances actuelles des prévisions numériques et constaterons que si les erreurs de trajectoire ont diminué de façon très satisfaisante ces dernières décennies (30 à 40 % de baisse en 15 ans), la prévision d'intensité (et donc de précipitations, de houle cyclonique et de surcote) est loin d'être acceptable globalement et met en difficulté la communauté scientifique.

2.4.1 Les différents types de modèles pour la prévision cyclonique

Les modèles statistiques (climatologie et persistence)

Les premiers modèles de prévision cyclonique ont vu le jour dans les années 1960 avec l'avènement des satellites. Il s'agissait de modèles statistiques pour prévoir la trajectoire future d'un cyclone à partir d'observations de cyclones antérieurs (climatologie), comme le modèle HURRAN (HURRicane ANalogs), développé au NHC en 1969 (Hope et Neumann 1970). La technique s'appuie sur la recherche dans une base de données d'« analogues » i.e. d'anciens cyclones ayant des caractéristiques proches du cyclone actuel (intensité, position, mouvement, date) pour prévoir la trajectoire la plus probable.

La prévision par persistence consiste, elle, à considérer que le cyclone va continuer à se déplacer à la même vitesse et dans la même direction que précédemment, ce qui constitue une approximation raisonnable à court terme sachant que le flux directeur de l'environnement évolue lentement. Ce n'est certainement pas satisfaisant à plus long terme en raison des changements de structure du vortex et de son interaction avec le flux de grande échelle (voir sections 2.1.3, 2.1.7 et 2.3.5).

Le modèle CLIPER (CLImatology and PERsistence) utilise la persistence du déplacement observé tout en réalisant au-delà de 24 heures un ajustement sur une base de données climatologiques

(Neumann 1972). Initialement conçu pour l'Atlantique Nord et étendu aux autres bassins cycloniques par la suite, CLIPER fut à la hauteur des modèles de prévision dynamique jusqu'en 1980. La version aujourd'hui opérationnelle est CLIPER5 que l'on utilise uniquement comme référence. Si un modèle plus complexe de trajectoire est moins performant que CLIPER5 alors on peut mettre en doute la qualité de sa prévision. Un modèle de ce type a été développé par la Cellule Recherche Cyclone à Météo-France (MOCCANA, Bessafi et al. 2002) mais, bien que ses performances aient été évaluées comme meilleures que CLIPER sur la période 1988-97, il est peu utilisé par le CMRS de La Réunion (il est arrivé au moment où les modèles de prévision numérique ont fortement progressé). Il existe des versions correspondantes de ces modèles pour la prévision d'intensité cyclonique mais elles sont principalement utilisées comme référence de base pour évaluer la performance d'autres modèles d'intensité plus sophistiqués. Citons l'exemple de SHIFOR5, le frère de CLIPER5 au NHC.

Les modèles dynamiques

Les modèles de prévision déterministe, d'abord globaux puis régionaux, ont été développés dans les années 1970 et sont devenus un outil fondamental pour la prévision des systèmes météorologiques. La prévision numérique repose sur un système d'équations physiques qui donne l'évolution des paramètres atmosphériques (vent, température, humidité, etc. appelées variables pronostiques du modèle) à partir d'un instant initial. Le système d'équations rencontré dans les modèles de prévision de trajectoire cyclonique peut être de type barotrope, non-divergent, en eau peu profonde (shallow-water), en équations primitives ou encore non-hydrostatique (Heming et Goerss 2010). Dans un modèle de prévision déterministe, il est crucial de représenter correctement l'état initial (c'est l'« analyse ») pour obtenir une prévision fiable. L'analyse est en général calculée par l'assimilation d'observations dans une prévision du passé (on parle d'ébauche ou de « guess »). Aux tropiques le réseau de base d'observations de surface et d'altitude est peu dense en raison de la grande couverture océanique et d'un moindre développement des pays. Les données satellitaires y sont la première source d'observations mais sont loin d'être la panacée. Par exemple les satellites défilants en orbite héliosynchrone ne passent que deux fois par jour au dessus d'une même région, et on ne sait pas encore exploiter en totalité les mesures de radiance en conditions cycloniques (cas de la contamination par la pluie). La prévision numérique s'appuie également sur des paramétrisations physiques pour représenter l'influence des processus physiques (rayonnement, microphysique, processus de surface) et du transport sous-maille (turbulence, convection, ondes de gravité) sur l'évolution des variables pronostiques du modèle. Enfin, les modèles de prévision utilisent divers schémas numériques pour résoudre les équations non analytiques. Certains résolvent les équations dans l'espace physique des points de grille (points répartis régulièrement selon une maille fixe ou variable). D'autres, les modèles globaux dits « spectraux », décomposent le signal atmosphérique en harmoniques sphériques. Du fait du coût numérique, on tronque la série de Fourier en ne retenant que les coefficients jusqu'à un certain rang appelé « troncature » (notée T par la suite). Avec une troncature de plus en plus élevée, un modèle est capable de représenter des phénomènes atmosphériques d'échelle de plus en plus fine. La troncature T du modèle donne directement la plus petite longueur d'onde décrite dans les champs du modèle. Une estimation réaliste de la résolution kilométrique associée (dans l'espace physique) est donnée par la demi-longueur d'onde de la plus petite onde zonale résolue au niveau de l'équateur (Laprise 1992) :

$$\frac{\Pi a}{T} \approx \frac{20}{T} \quad \text{(en unités de 1 000 km)} \tag{2.21}$$

avec a le rayon terrestre. La terminologie usuelle adoptée pour décrire les caractéristiques d'un modèle spectral est « TXLYCc » où X représente la troncature, Y le nombre de niveaux verticaux, et c désigne le facteur d'étirement de la grille quand elle n'est pas uniforme.

Les modèles globaux utilisés pour la prévision cyclonique n'ont pas été développés spécifiquement pour les cyclones. Ce sont des modèles de prévision générale du temps présentant des procédures sophistiquées d'initialisation qui reposent le plus souvent sur un système d'assimilation d'observations. Un tel système consiste à trouver un état de l'atmosphère analysé qui soit le meilleur compromis entre les sources d'informations disponibles, en adoptant une approche de correction d'une prévision provenant d'un instant récent par les observations. En combinant de façon théoriquement optimale les observations et l'ébauche du modèle, un système d'assimilation de données est conçu pour minimiser les erreurs dans les conditions initiales ; les matrices de covariances d'erreur d'observation et de prévision jouant un rôle fondamental dans les algorithmes actuels. Les méthodes utilisées pour l'analyse objective incluent l'assimilation variationnelle tridimensionnelle (3D-Var) ou quadridimensionnelle (4D-Var) si l'on ajoute la dimension temporelle (les observations n'étant pas toutes réalisées à l'heure de l'analyse). Avec des résolutions horizontales de 15 à 60 km et plusieurs dizaines de niveaux verticaux, les modèles globaux sont capables de représenter correctement le flux synoptique environnemental et la structure de grande échelle des cyclones et sont donc aptes à prévoir leur trajectoire notamment à de longues échéances. On peut citer les modèles les plus connus qui produisent, jusqu'à plusieurs jours d'échéance, des prévisions sur le globe : le modèle IFS du CEPMMT (Shun 1992, Ritchie et al. 1995) qui permet une bonne représentation des cyclones avec son excellente résolution spatiale de 25 km en T799 jusqu'en janvier 2010 (16 km depuis en T1279), le modèle du United Kingdom Meteorological Office - UKMO ou Met Office - (Radford 1994, Radford et al. 1995), les modèles américains GFS du NCEP et NOGAPS (Fiorino et al. 1993), le modèle à maille variable ARPEGE de Météo-France (détaillé en section 4.3.1) développé en parallèle d'IFS avec une version adaptée aux tropiques jusqu'en 2010 (Pailleux et al. 2000, Yessad 2011), et le modèle ACCESS-G en Australie (Puri et al. 2010) en T144 (80 km) L50 jusqu'en 2011, T320 (40 km) L70 depuis, et bientôt T512 (25 km) L90. ACCESS est développé conjointement par le BoM et le CSIRO au sein du CAWCR, leur unité mixte de recherche. Un résumé succinct des caractéristiques des principaux modèles utilisés pour la prévision cyclonique est disponible en table 2.3.

Malgré l'augmentation continue de leur résolution spatiale, les modèles planétaires représentent encore incorrectement la structure interne des cyclones et sont donc peu performants pour la prévision d'intensité. C'est pourquoi des modèles régionaux ont été développés spécifiquement pour la prévision cyclonique. Ils nécessitent de se « coupler » à un modèle global (ou de plus grande échelle) qui leur fournit les valeurs des champs atmosphériques prévus (après diverses interpolations) sur la frontière du domaine à chaque pas de temps. La fréquence de couplage est l'intervalle de temps régulier choisi pour le rafraîchissement des champs aux bords (aussi appelés conditions limites latérales). Si la prévision sur une zone limitée permet d'augmenter la résolution du modèle, les erreurs induites par le couplage impliquent que les modèles régionaux ont des échéances de prévision plus courtes. La plupart du temps ces modèles possèdent 2 à 3 domaines imbriqués (« grid-nesting ») de résolution horizontale croissante et que l'on peut centrer sur la position initiale du système tropical (domaines mobiles). Les procédures d'initialisation des modèles régionaux peuvent être classées en deux catégories distinctes. Un modèle régional peut avoir son propre système d'assimilation de données (et donc calculer sa propre analyse à pleine résolution) ; il peut aussi utiliser les champs initiaux du modèle coupleur de grande échelle. Dans les deux cas, des techniques dites de « bogussing » permettent d'initialiser avec plus de détails la structure du cyclone, qui est généralement mal représentée à l'analyse. Cette problématique sera abordée en section 2.4.3.

Une première approche a été de mettre en œuvre des modèles à aire limitée barotropes (un seul niveau ou uni-couche) qui partent du principe que le cisaillement de vent est généralement faible sous les tropiques (nous avons vu cependant en section 2.3.3 que ce paramètre a son importance pour la prévision d'intensité). Encore utilisés, ces modèles permettent une très bonne résolution spatiale comme VICBAR (DeMaria et al. 1992) remplacé par LBAR, qui prévoit les trajectoires cycloniques 4 fois

Table 1. Summary of main operational NWP models used in tropical cyclone prediction.

Numerical model	Assimilation method	Model type and resolution	Model schedule
GFS (USA)	3D-Var with TC vortex relocation	Global spectral T382L64 to 180 hours T190L64 to 384 hours	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 384 hours
NOGAPS (USA)	4D-Var with synthetic TC observations	Global spectral T239L42	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 180 hours
Met Office (UK)	4D-Var with synthetic TC observations	Global grid-point $0.5625^\circ \times 0.375^\circ$, 70 levels	0000 and 1200 UTC to 144 hours, 0600 and 1800 UTC to 48 hours
GSM (Japan)	4D-Var with synthetic TC observations	Global spectral T959L60	0000, 0600, 1800 UTC to 84 hours and 1200 UTC to 216 hours
ECMWF	4D-Var, no TC initialisation	Global spectral T799L91	0000 and 1200 UTC to 240 hours
GEM (Canada)	4D-Var, no TC initialisation	Global grid-point $0.3^\circ \times 0.45^\circ$, 58 levels	0000 UTC to 240 hours, 1200 UTC to 144 hours
ARPEGE (France)	4D-Var	Global spectral Variable T1291L60 to T224L60	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 102, 72, 84 and 60 hours respectively
NCMRWF (India)	3D-Var	Global spectral T254L64	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 168 hours
GRAPES-TCM (China)	3D-Var with synthetic TC observations	Regional spectral 17 km, 31 levels	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 72 hours
GDAPS (Korea)	3D-Var with synthetic TC observations	Global spectral T426L40	0000 and 1200 UTC to 240 hours
GFDL (USA)	GFS analysis with TC vortex replacement	Regional grid-point triply nested: $0.5^\circ \times 0.5^\circ$, $0.167^\circ \times 0.167^\circ$ and $0.083^\circ \times 0.083^\circ$, 42 levels	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 126 hours
HWRF (USA)	GFS analysis (3D-Var being developed)	Regional grid-point doubly nested $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ and $0.1^\circ \times 0.1^\circ$, 42 levels	0000, 0600, 1200 and 1800 UTC to 126 hours
ALADIN (France)	3D-Var with synthetic TC observations	Regional spectral 10 km and 60 levels	Four times per day. 0000 and 1200 UTC to 84 hours
LBAR	GFS analysis	Regional spectral triply nested	Four times per day
QLM (India)	NCMRWF analysis with idealised TC vortex	Regional grid- point 40 km and 16 levels	0000 and 1200 UTC to 72 hours
ORSM (Hong Kong, China)	Optimal interpolation	Regional spectral doubly nested — 20 km inner mesh, 42 levels	Four times per day to 72 hours
RDAPS (Korea)	3D-Var with synthetic TC observations	Regional spectral 30 km, 10 km and 5 km and 33 levels	66 hours

Tab. 2.3 – *Liste des principaux modèles numériques utilisés pour la prévision des cyclones dans le monde. Les caractéristiques principales de chaque modèle en début d'année 2010 sont résumées en colonne, par catégorie, avec de gauche à droite : initialisation (méthode d'assimilation), type de modèle (global ou régional, spectral ou en points de grille) et résolution (horizontale et verticale), échéances et réseaux de production. A noter, courant* 2010*, le changement de résolution horizontale dans le modèle IFS de l'ECMWF (*$T1279$ *ou* 16 *km), dans le modèle du Met Office (*$0{,}35^\circ \times 0{,}23^\circ$ *ou* 25 *km) et dans le modèle ARPEGE de Météo-France (*$T798L70C2.4$ *en remplacement de* $T538L60C2.4$*). Source : tableau 1 de Heming et Goerss (2010).*

par jour au NHC. Aujourd'hui, la majorité des modèles à aire limitée opérationnels sont en équations primitives ou sont non-hydrostatiques et représentent donc la structure verticale de l'atmosphère. A titre d'exemple, citons le modèle hydrostatique ACCESS-TC du BoM (ancien TC-LAPS, Davidson et Weber 2000) que nous utiliserons dans les chapitres 4.3.2 et 6 avec une sous-grille actionnable pour la recherche à 5 km de résolution. De la même façon, les versions opérationnelles des modèles américains GFDL [2] initialisé par GFS et développé au Laboratoire Géophysique de Fluides Dynamiques (Bender et al. 1993, Kurihara et al. 1995, Bender et al. 2007), et HWRF développé au NCEP en 2007 qui reprend la physique de GFDL (Bender et al. 2007) avec un cœur dynamique non-hydrostatique (Gopalakrishnan et al. 2010) ont une résolution proche de 9 km pour la grille la plus fine. Ce n'est pas le cas du modèle hydrostatique à aire limitée ALADIN-Réunion de Météo-France (Montroty et al. 2008, Faure et al. 2008) opérationnel sur le bassin SOOI et couplé à ARPEGE puisqu'il présente une unique grille horizontale de 8 km de résolution et sa propre assimilation variationnelle tridimensionnelle (3D-Var). Il sera détaillé en section 4.3.1.

Les modèles statistico-dynamiques

Les modèles statistico-dynamiques allient les avantages des deux techniques de prévision précédente. Ils utilisent des régressions linéaires multiples combinant données climatologiques et paramètres dynamiques. Ces derniers, appelés « prédicteurs », permettent d'intégrer l'influence du flux synoptique environnemental dans la prévision de trajectoire. Ils sont issus de l'analyse de champs synoptiques des modèles numériques. L'utilisation des prédicteurs dynamiques améliore de 10 à 15 % la prévision d'intensité par rapport à un modèle de pure climatologie et persistence (DeMaria et Kaplan 1994). Les modèles statistico-dynamiques se contentent néanmoins de prédire le comportement moyen d'un cyclone dans une situation donnée, rendant difficile la prévision des situations extrêmes comme le creusement explosif de Wilma dans l'Atlantique Nord en 2005, qui est passé du stade de tempête tropicale (975 hPa) au stade d'ouragan de catégorie 5 (882 hPa) en seulement 24 heures !

On peut citer le modèle très performant du NHC (NHC98, une version améliorée de NHC90, McAdie 1991) qui fournit une prévision de trajectoire 4 fois par jour à partir de la trajectoire de CLIPER et des analyses et prévisions de géopotentiel à diverses altitudes. Le modèle SHIPS (DeMaria et Kaplan 1994, DeMaria et al. 2005) est également utilisé au NHC et se base sur des prédicteurs de grande échelle fournis par les prévisions dynamiques et les observations satellitaires (force et asymétrie de la convection sur les images IR, contenu énergétique de l'océan superficiel, température de surface de la mer). Depuis son existence, la performance de SHIPS pour la prévision d'intensité a dépassé celle de la plupart des modèles dynamiques, dont GFS qui fournit les prédicteurs dynamiques à SHIPS. Kaplan et DeMaria (2003) et Kaplan et al. (2010) ont continué à examiner les conditions de grande échelle associées aux cas de RI et de non RI afin d'identifier au mieux les indices prédicteurs d'intensification. Jusqu'ici, ceux qui influencent le plus significativement la prévision sont pour le bassin Atlantique Nord :

- le changement d'intensité des 12 heures précédentes,
- la divergence d'altitude,
- le cisaillement vertical de vent,
- et la température de la tropopause.

Pour le Pacifique Nord-Est, les prédicteurs qui ont le plus de poids sont les suivants :

- le changement d'intensité des 12 h précédentes,

2. aussi connu sous une version nommée GFDN, développée par le FNMOC et initialisée à partir des analyses du modèle NOGAPS. Les différences opérationnelles sont énumérées dans Dickerman (2006).

– la symétrie de la convection au cœur du système,
– et la différence entre intensité actuelle et intensité potentielle maximale (IPM) qui intègre le contenu énergétique de l'océan superficiel.

Un indice pour la prévision rapide a été développé (SHIPS-Rapid Intensity Index, Kaplan et al. 2010) mais il connaît un succès moyen, probablement parce que la base de données climatologiques est trop restreinte. D'autres modèles utilisent les mêmes prédicteurs que SHIPS mais une approche statistique plus sophistiquée comme l'équation logistique de croissance pour le modèle LGEM (DeMaria 2009) pour lier l'évolution d'intensité du cyclone avec les paramètres environnementaux dans lequel il se trouve. Enfin, notons qu'un modèle de prévision statistico-dynamique d'intensité avec recherche d'analogues a été conçu à la Cellule Recherche Cyclone mais il est resté dans sa version « étude et développement » (MOCCANA-Intensité, Barbary 2000, Drevon 2001, Belleudy 2005).

Les prévisions d'ensemble

Plus récemment, les techniques de prévision d'ensemble et de consensus de modèles se sont ajoutées à la panoplie des outils à disposition du prévisionniste cyclone. Hormis les erreurs de modélisation, la raison principale de la qualité incertaine d'une prévision météorologique est la sensibilité de la prévision aux conditions initiales due à la nature chaotique de l'atmosphère (Lorenz 1963). Évidemment, nos systèmes d'observation et d'assimilation des données ne nous fourniront jamais des conditions initiales parfaites. L'état initial d'un modèle de prévision déterministe sera donc toujours entaché d'une erreur par rapport à la « vérité ». La prévision déterministe finira par s'écarter de la réalité à cause de ces erreurs initiales.

La prévision d'ensemble est une méthode de prévision numérique qui vise à appréhender et quantifier de façon objective l'incertitude inhérente à toute prévision météorologique. Cela consiste à réaliser une dizaine de simulations par perturbation d'une même analyse. Les états initiaux sont construits de façon à échantillonner au mieux l'incertitude sur la connaissance de l'état de l'atmosphère (Plu 2008). L'ensemble de prévisions est généralement réalisé à une résolution dégradée (par rapport à la prévision déterministe) compte-tenu du coût numérique. On peut alors estimer l'incertitude de la prévision par la dispersion des prévisions membres de l'ensemble (i.e. les écarts entre les différents scénarios prévus). Pour une échéance de prévision donnée, plus la dispersion est importante plus l'incertitude sur l'état futur de l'atmosphère est grande. La taille de l'ensemble et le choix des perturbations des conditions initiales sont des facteurs importants pour la qualité du système. Citons deux types de calcul des perturbations initiales : les techniques qui cherchent à échantillonner la distribution d'erreur d'analyse (ex : filtre de Kalman par transformée d'ensemble, méthode nommée ETKF et décrite dans Wang et Bishop 2003) et celles qui recherchent les directions favorables de croissance d'erreur après l'instant initial (vecteurs singuliers, ex : Molteni et al. 1996). Une prise en compte des erreurs de modélisation liées au système de prévision utilisé est également possible par diverses techniques. Au final, une prévision d'ensemble permet :

– d'établir un ensemble de prévisions possibles et de repérer des scénarios extrêmes,
– de fournir une information probabiliste sur la survenue d'un événement (dépassement de seuils...),
– d'essayer de mesurer objectivement l'incertitude de la prévision.

On citera en exemple les prévisions d'ensemble EPS du CEPMMT avec 51 membres à 40 km de résolution, celles de GEFS du NCEP (Etats-Unis) basées sur le modèle GFS avec 21 membres à 100 km de résolution, celles de MOGREPS du Met Office avec 24 membres à 60 km de résolution, et le système de Prévision d'Ensemble ARPege (PEARP) à Météo-France, constitué de 35 membres en

T538L65C2.4 (environ 15 km de résolution sur la France, 50 km dans l'océan Indien). Les prévisions EPS sont utilisées quotidiennement par le CMRS de La Réunion pendant la saison cyclonique. Elles fournissent la probabilité d'occurrence d'un système dans le bassin pour les 10 prochains jours, mais surtout l'incertitude de la prévision de trajectoire pour un système donné (panaches de probabilité). Une méthode originale a récemment été développée par Dupont et al. (2011) pour tracer des cônes d'incertitude autour de la trajectoire officielle du CMRS pour le SOOI. La surface de ces cônes est variable (*a contrario* de cônes climatologiques) car elle est basée sur la prévision d'ensemble du CEPMMT (i.e. sur l'incertitude de la prévision de trajectoire estimée par l'ensemble).

Les consensus de modèles

Les consensus de modèles existent depuis 2000. Ils sont une combinaison linéaire des prévisions de plusieurs modèles déterministes distincts et dépassent en performance moyenne les prévisions individuelles des différents membres qu'ils utilisent (Jeffries et Fukada 2002, Goerss 2007). En effet, combiner différents modèles permet en général de lisser leurs erreurs respectives. De plus, la dispersion entre les multiples modèles permet d'évaluer l'incertitude de la prévision.

2.4.2 Performance de quelques modèles opérationnels

Les méthodes de calcul de la performance d'un modèle numérique peuvent varier et rendre difficile une intercomparaison entre plusieurs centres météorologiques. Il est plus simple d'évaluer la prévision opérationnelle d'un CMRS en calculant l'erreur absolue d'intensité et de trajectoire par rapport à la Best track. La figure 2.35 relate par exemple l'évolution de l'erreur de trajectoire moyenne annuelle pour la prévision opérationnelle du CMRS de La Réunion. Sur la période 1990-2008, on constate que les erreurs de position du centre de la circulation cyclonique ont été réduites de 50 à 30 km environ dans les analyses ; les erreurs de prévision de trajectoire à 48 heures ont, elles, diminué de 60 %. Des graphiques semblables sont disponibles pour les autres CMRS, comme celui du NHC (Fig. 2.36(a)).

Plusieurs similitudes sont notables sur les graphiques 2.35 et 2.36(a). Les performances varient d'une saison cyclonique à une autre, vraisemblablement par variabilité interannuelle (différences de prévisibilité de l'atmosphère) et (ou) à cause des changements de modèles de prévision et de systèmes d'observation. L'augmentation progressive de la résolution, de la représentation des processus physiques et dynamiques, le nombre croissant de données d'observation (en provenance principale des satellites) et l'avancée des techniques d'assimilation pour ingérer toujours davantage d'observations ont permis d'améliorer continuellement la prévision numérique de la trajectoire des cyclones ces deux dernières décennies. Ceci a été possible du fait de la relative simplicité des mécanismes contrôlant la trajectoire d'un cyclone (décrits en section 2.1.7). Notons qu'il n'en va pas de même pour la prévision d'intensité qui reste précaire et inconstante (Fig. 2.36(b)). Une évaluation de la prévision d'intensité dans le bassin SOOI sur les 8 dernières années est fournie en annexe A.2, pour le CMRS de La Réunion et 3 des modèles couramment utilisés par les prévisionnistes.

Aujourd'hui on estime être capable de prévoir la position d'un cyclone 24 h à l'avance avec une erreur de 100 km en moyenne. Un débat existe pour savoir si les modèles sont encore capables de s'améliorer sur la prévision de trajectoire suite aux travaux de Fiorino (2009) qui a montré que le modèle IFS du CEPMMT aurait atteint la limite de prévisibilité intrinsèque (limite théorique de la prévision pour une situation météorologique donnée). Plu (2011) a employé une autre méthode pour calculer cette limite qui ne serait en réalité pas encore atteinte par le modèle IFS. Un des objets de la section 6 sera de prouver qu'il existe encore des perspectives d'amélioration pour la prévision de

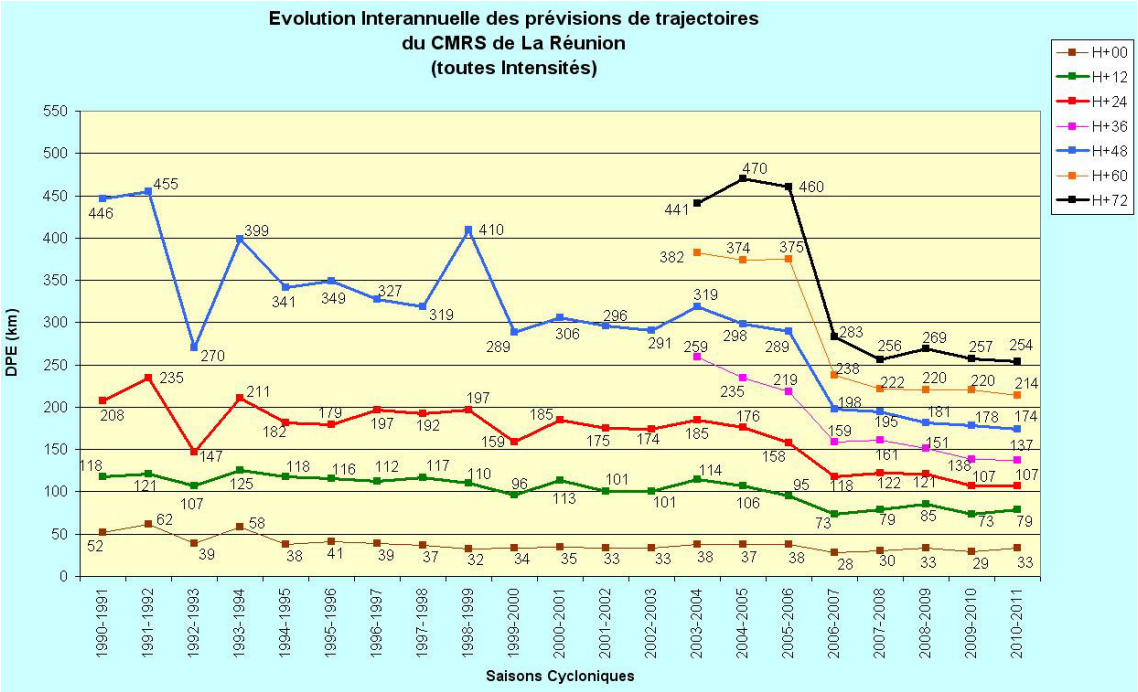


FIG. 2.35 – *Tendance de la prévision opérationnelle de trajectoire du CMRS de La Réunion sur le SOOI de* 1990 *à* 2011. *Les erreurs moyennes annuelles de trajectoire (en km) sont tracées pour différentes échéances de prévision (figurant en légende). Source : CMRS de La Réunion.*

trajectoire qui passent par une meilleure représentation de la structure initiale du vortex afin d'appréhender correctement l'évolution du cyclone au sein de son environnement (l'effet beta notamment).

2.4.3 Techniques pour affiner les conditions initiales : bogus et assimilation de données

Nécessité du bogus

Il est difficile d'initialiser correctement le vortex cyclonique en entrée des modèles de prévision, que ce soit en localisation ou en intensité. Le plus souvent, le vortex est mal localisé dans l'analyse, avec une intensité trop faible et une extension horizontale trop grande. Les erreurs initiales peuvent être conséquentes et avoir un impact majeur sur la prévision cyclonique (Heming 2009). Dans le cas des modèles globaux, cette déficience provient avant tout de leur faible résolution (horizontale et verticale). Pour les modèles à aire limitée avec assimilation propre, la paramétrisation des phénomènes sous-maille ou encore une mauvaise compréhension des interactions multi-échelles au sein d'un système tropical peuvent être incriminées. Dans tous les cas, la faible densité des observations conventionnelles au-dessus des océans, et la difficulté d'assimiler des observations satellitaires en conditions pluvieuses jusqu'à récemment, ne permet pas d'affiner la structure du vortex dans le modèle. La partie la plus active du cyclone (œil, mur) est inadéquatement représentée voire absente, entraînant des erreurs de prévision de trajectoire, mais surtout de structure et *a fortiori* d'intensité. Ce constat a rendu nécessaire l'utilisation de schémas d'initialisation spécifiques pour les cyclones, que l'on appelle couramment « bogus », terme anglais signifiant « artificiel », car la méthode consiste à introduire un vortex pseudo-réaliste dans l'analyse. De tels schémas (ex : Kurihara et al. 1993, Kwon et al. 2002) ont été conçus de façon pragmatique pour initialiser le modèle par des détails importants relatifs à la structure dynamique, thermique, et verticale de la circulation interne du système. Ils sont

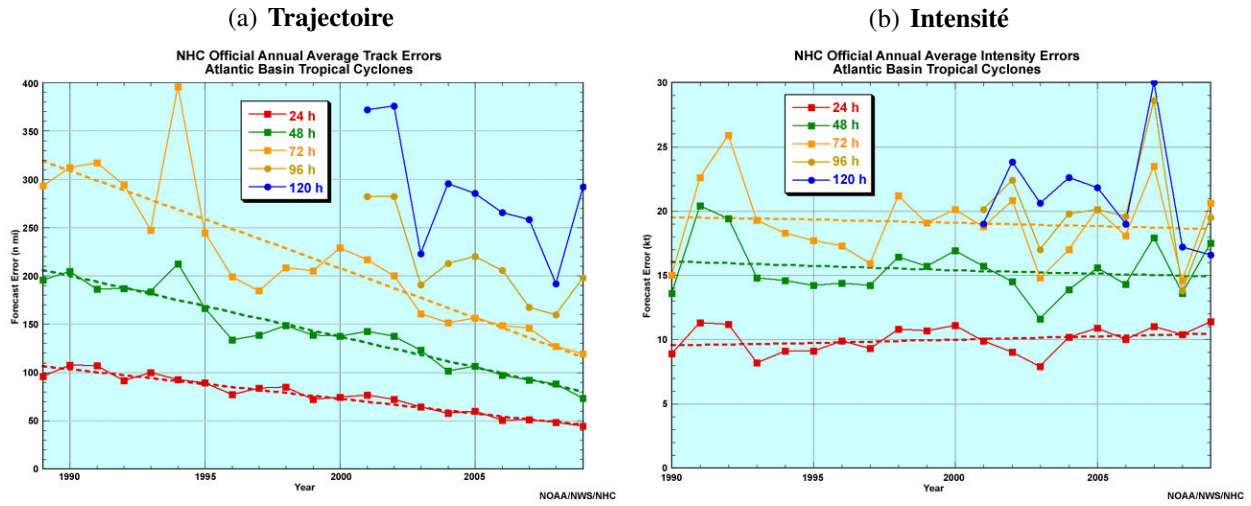


FIG. 2.36 – *Tendance de la prévision opérationnelle du NHC sur l'Atlantique Nord de* 1990 *à* 2009*. Sont tracées les erreurs moyennes annuelles de prévision de (a) la trajectoire (km) et (b) l'intensité (nœuds). Source : site internet du NHC (Franklin 2008).*

aujourd'hui une composante clé pour la prévision de trajectoire et d'intensité et nous présenterons en section suivante les derniers développements réalisés dans ce domaine. Pour l'initialisation des cyclones, l'information en vent a plus d'impact que l'information contenue par le champ de pression de surface (Pu et Braun 2001, Wu et al. 2006). La construction d'un champ de vent tridimensionnel (ou bogus de vent) nécessite une représentation paramétrique (notion introduite en section 2.1.5) du profil radial de vent axisymétrique ainsi que quelques paramètres de structure du cyclone pour adapter le profil au cyclone considéré. Les paramètres de structure (rayons de vent, vent maximal) sont disponibles dans les bulletins cycloniques grâce à l'estimation satellitaire qui en est faite par les prévisionnistes (voir section 2.1.6). La position et le mouvement du système sont aussi nécessaires pour repositionner correctement le vortex dans l'analyse et ajouter le vecteur déplacement des dernières heures au vent tangentiel axisymétrique, en vue de reconstituer l'asymétrie des vents.

On dénombre deux techniques distinctes de « bogussing » pour insérer le vortex artificiel dans l'analyse du modèle. Une première, appelée filtrage-bogussing et notée « TC vortex replacement » ou « TC vortex relocation » dans le tableau 2.3, a été introduite par Kurihara et al. (1993) pour le modèle GFDL. Elle consiste à définir le vortex faible de l'analyse comme une perturbation de l'environnement, soustraire cette perturbation de façon à récupérer le champ environnemental de vents et y superposer un vortex analytique équilibré, qui est construit à partir d'un profil analytique et des observations de reconnaissance aérienne et (ou) de la Best track. Une méthode lisse d'insertion du bogus dans le champ d'analyse de grande échelle est utilisée pour minimiser, aux zones frontières de l'insertion, les discontinuités entre le cœur du système et son environnement. La technique de filtrage-bogussing s'accompagne généralement d'un repositionnement du vortex selon la position analysée par les prévisionnistes, comme cela est réalisé dans le modèle GFS (Heming et Goerss 2010). Dans la seconde méthode, le pseudo-vortex tridimensionnel est utilisé pour générer un jeu de pseudo-observations qui est assimilé comme toute autre observation (radiosondages, données bateaux, vents issus des diffusiomètres, radiances satellitaires, données des sondeurs embarqués sur satellites). Cette deuxième procédure d'initialisation, qui est répandue, est intitulée « synthetic TC observations » dans le tableau 2.3. Dans cette technique, l'assimilation de pseudo-observations de vent permet d'inclure de manière plus souple et plus propre un vortex cyclonique équilibré dans le modèle, sans modifier pour autant la circulation de grande échelle (à l'inverse de la méthode de filtrage-bogussing qui ne peut retirer parfaitement la circulation cyclonique sans modifier une partie du signal associé à la cir-

culation de grande échelle). L'équilibre de la structure cyclonique repose alors sur les propriétés du système d'assimilation (matrice de covariances d'erreur d'ébauche).

Dans le présent travail de thèse, deux bogus distincts attachés à deux modèles numériques différents ont été utilisés. Nous présentons ci-après la technique implémentée dans le modèle ALADIN-Réunion car elle donne un bon aperçu de la philosophie générale du bogus. Une méthode d'initialisation plus complexe, utilisée par le modèle australien TC-LAPS, sera détaillée en section 4.3.1 avec les caractéristiques de ce modèle.

Bogus de vent dans ALADIN-Réunion

Dans ALADIN-Réunion (Montroty et al. 2008, Faure et al. 2008), c'est la seconde méthode de bogussing décrite au paragraphe précédent qui est employée. Le schéma d'assimilation variationnelle 3D-Var d'ALADIN permet d'introduire de manière souple un vortex cyclonique équilibré dans le modèle sans avoir à passer par une étape de filtrage du vortex initial vu par l'analyse du modèle, ce qui permet de ne pas perturber la circulation de grande échelle. L'algorithme d'assimilation utilise des valeurs ponctuelles d'un bogus de vent tridimensionnel (profil de Holland défini par l'équation 2.13, page 22). Les pseudo-observations de vent extraites du bogus 3D sont régulièrement réparties autour du centre cyclonique sur des cercles concentriques. Elles sont produites à la surface ainsi qu'aux niveaux isobares 850, 700 et 500 hPa, sur deux cercles de rayons 100 et 200 km. Chaque cercle contient 8 vecteurs vents répartis régulièrement à partir du 0 trigonométrique (Fig. 2.37). Un facteur d'atténuation permet de réduire les vents en altitude lors de la construction du vortex en trois dimensions (Andersson et Hollingsworth 1988). Ce facteur a été déterminé empiriquement pour des cyclones matures par McBride (1981) : il vaut 1,0 à 10 m ainsi qu'à 850 hPa, 0,95 à 700 hPa, et 0,85 à 500 hPa. Les pseudo-observations de vent à la surface sont de plus défléchies d'un angle de convergence de 12° pour prendre en compte, de façon simplifiée, les effets de friction dans la couche limite de surface (Heming et al. 1995). La localisation des pseudo-observations autour du centre cyclonique ainsi que les facteurs de décroissance sur la verticale sont constants et ne s'adaptent pas au cyclone considéré, faute notamment de campagnes de mesures dans l'océan Indien. Nous imaginons bien que cela peut avoir des conséquences au vu de la variabilité naturelle des cyclones. Par exemple, l'analyse de vent opérationnelle d'ALADIN-Réunion après assimilation du bogus n'était pas assez creuse pour le système Funso (2012) qui présentait un œil très petit avec un RVM inférieur à 20 km. Avec un profil de vent à décroissance radiale exponentielle, les vents assimilés à 100 km n'étaient que de 10 m.s^{-1} pour une intensité maximale de 56 m.s^{-1} !

Contrairement à toutes les autres observations disponibles pour l'analyse 3D-Var, les pseudo-observations de vents sont « forcées » dans l'assimilation de sorte d'imposer une circulation au modèle. Ceci évite leur rejet par le contrôle qualité du modèle. L'algorithme qui vérifie la cohérence des observations verrait en effet comme aberrantes les fortes différences d'intensité et de position entre ébauche et observations, qui sont fréquentes en situation cyclonique.

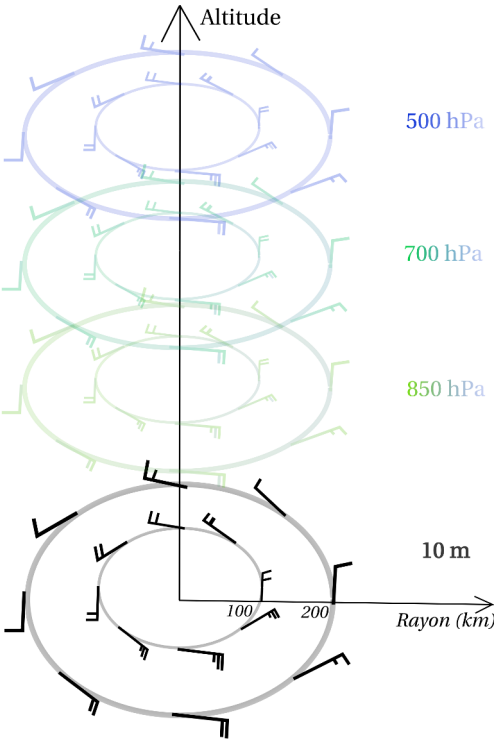


FIG. 2.37 – *Distribution verticale et horizontale des observations de vent du bogus tridimensionnel d'ALADIN-Réunion sur deux cercles distants de 100 et 200 km du centre du vortex et sur 4 niveaux verticaux. Source : G. Faure.*

2.4.4 Perspectives d'amélioration pour la prévision d'intensité

Si la prévision de trajectoire s'est constamment améliorée, la prévision d'intensité cyclonique reste problématique comme le prouvent les faibles avancées des deux dernières décennies (Figs. 2.36(b) et A.1(a)). La prévision d'intensité est certainement plus complexe. En premier lieu, elle est tributaire de la prévision de trajectoire qui doit être correcte pour reproduire convenablement l'interaction du cyclone avec son environnement. Nous verrons en section 6 à quel point la prévision de trajectoire peut être sensible à la taille du système cyclonique, notamment au rayon de vent maximal, pour un même flux directeur de grande échelle. D'autre part, la prévision d'intensité dépend de détails supplémentaires de structure du cyclone tels que la distribution de la convection profonde et du tourbillon, tous deux jouant un rôle dans les processus internes énumérés en section 2.3.5. Or les systèmes de prévision dynamique opérationnels sont encore incapables de représenter correctement la structure du vortex et donc de simuler les processus internes qui se déroulent en son sein. Même si la résolution horizontale d'un petit nombre de modèles régionaux aujourd'hui (GFDL, HWRF, ALADIN-Réunion), et prochainement du modèle global du CEPMMT (10 km à l'horizon 2015), devient suffisante pour commencer à simuler le cœur du système cyclonique, l'initialisation du vortex reste grossière. Il manque des observations de vent, de température, et d'humidité dans le cœur du cyclone et son proche environnement pour contraindre la structure initiale et l'intensité du système dans le modèle. L'absence de « convection explicite » est aussi un facteur de difficulté pour la prévision des changements brusques d'intensité. Les modèles dynamiques ont donc aujourd'hui peu d'aptitude à prévoir les changements d'intensité cyclonique, tout comme les modèles statistiques qu'ils commencent à rejoindre en performance. Mais notre incapacité à prévoir l'intensification rapide est aussi tributaire de notre compréhension limitée des processus physiques pilotant les changements d'intensité des cyclones en général (sections 2.3.2 et 2.3.5). C'est dans ce contexte que l'OMM a formulé une action prioritaire pour la recherche lors des deux derniers ateliers internationaux de prévision cyclonique (WMO 2006; 2010) : « mieux comprendre et prévoir les changements d'intensité des cyclones, et plus particulièrement les creusements rapides ».

Les modèles de recherche ont l'avantage d'avoir une résolution spatiale et temporelle plus fine, au prix d'un coût numérique plus important. Leur but est d'améliorer les modèles opérationnels en affinant entre autres les paramétrisations physiques pour les adapter au mieux à l'environnement des cyclones. Ils permettent d'étudier les processus de méso-échelle (dont la dynamique interne du vortex), de mieux représenter les échanges énergétiques entre l'océan et l'atmosphère, et pour certains de résoudre explicitement la convection. La plupart des recherches sur la modélisation numérique méso-échelle des cyclones sont réalisées aujourd'hui avec HWRF (à résolution plus fine que le modèle opérationnel) et les deux modèles de recherche suivants, non-hydrostatiques : MM5 du NCAR (Dudhia 1993, Grell et al. 1994, Kwon et al. 2002) qui est un modèle en équations primitives en coordonnées sigma, et Méso-NH (Lafore et al. 1998), développé conjointement depuis 1992 par le Laboratoire d'Aérologie et le CNRM, dont les caractéristiques seront détaillées au chapitre 4.3. L'étude récente de Gadoury et Yau (2012) sur l'ouragan Wilma (2005) a montré qu'une résolution minimale de 2 km est indispensable pour prévoir la formation d'un mur de l'œil secondaire (ERC) avec un modèle numérique comme HWRF. La résolution horizontale affecte la prévision du gradient radial de tourbillon potentiel au cœur du cyclone, et donc la propagation des VRW. Huang et al. (2012) et Wu et al. (2012), qui ont examiné les processus associés au cycle de remplacement du mur de l'œil du typhon Sinlaku (2008), ont de plus suggéré que le schéma de couche limite et son couplage au flux radial du cyclone doivent être correctement représentés dans un modèle numérique pour améliorer la prévision des ERC (évolution et position) et la compréhension des processus dynamiques en jeu dans ces changements de structure.

Pour s'attaquer à la totalité du problème de prévision d'intensité cyclonique, il faut dans un proche futur :

a) augmenter les résolutions horizontale et verticale des modèles opérationnels et formuler des paramétrisations physiques (phénomènes convectifs, microphysique et turbulence) adaptées aux environnements cycloniques,
b) enrichir les conditions initiales qui permettront de spécifier une structure du vortex plus réaliste au départ pour minimiser les erreurs (techniques de bogussing, nombre d'observations croissantes au voisinage des cyclones, perfectionnement des schémas d'assimilation de données),
c) mieux comprendre les processus physiques responsables des creusements et comblements rapides,
d) mieux spécifier (Komaromi et al. 2011) et prévoir (Bender et al. 1993, Davidson et al. 2006) l'environnement de grande échelle.

Le gain en prévision se fera non seulement sur le plan de la trajectoire et de l'intensité mais aussi en matière de structure (distribution des précipitations, du vent, de la houle).

Concernant le point (b), les données satellitaires sont aujourd'hui, comme nous l'avons mentionné, un des atouts les plus précieux des prévisionnistes aux tropiques, au vu de la faible densité du réseau d'observations (ex : radars). Fin 2011, le satellite franco-indien Megha-Tropiques (Viltard 2012) a embarqué à son bord une panoplie d'instruments dont l'imageur micro-ondes MADRAS principalement destiné à l'étude des précipitations et des propriétés des nuages. Son orbite faiblement inclinée (20 degrés au-dessus de l'équateur) lui permet de repasser très fréquemment au-dessus de la ceinture tropicale (jusqu'à six observations par jour). La NOAA prévoit le développement d'une nouvelle génération de satellites en orbite polaire (NPOESS) et géostationnaire (GOES) dans la prochaine décennie. Le satellite NPP, déjà en orbite, fournira dès 2013 des mesures dans l'IR et le visible à la résolution de 375 m ! Les nouveaux sondeurs à hautes résolutions horizontale et verticale fourniront des profils de température et d'humidité bien plus précis qu'aujourd'hui. Bien entendu, le déploiement de capteurs diffusiométriques permettant de mesurer la circulation de vent cyclonique en surface, et éventuellement le champ de vent tridimensionnel, bénéficiera grandement aux prévisionnistes et aux

modèles de prévision numérique. Il en est de même des autres procédés futuristes en cours d'investigation (comme les systèmes aériens sans pilote).

Bien entendu, il faudra savoir en parallèle développer des schémas d'assimilation permettant d'intégrer un nombre croissant et varié de mesures satellitaires, et notamment les radiances micro-ondes en conditions pluvieuses et nuageuses. Les récents développements dans ce domaine incluent : l'initialisation du vortex à partir de données du capteur micro-ondes AMSU-A (Zhu et al. 2002), l'assimilation variationnelle de données dérivées de mesures satellitaires (Xiao et al. 2000, Liu et Li 2010) comme le contenu intégré en vapeur d'eau déduit des mesures micro-ondes de l'instrument SSM/I dans les zones nuageuses et pluvieuses (Montroty et al. 2008), l'assimilation variationnelle de données de bogus en 3D-Var (Zou et Xiao 2000) ou 4D-Var (Pu et Braun 2001, Wu et al. 2006), l'utilisation du système d'assimilation de données EnKF (filtre d'ensemble de Kalman, ex : Wu et al. 2010). Des développements viennent d'être réalisés dans le système d'assimilation de HWRF pour permettre d'intégrer en temps réel les données du radar Doppler embarqué sur les avions instrumentés de la NOAA (Aksoy et al. 2012). L'initialisation de la structure du vortex en 3 dimensions devrait s'avérer bénéfique à la prévision d'intensité et de structure. Les méthodes variationnelles profiteront aussi de la future prise en compte de covariances d'erreur d'ébauche adaptées à l'écoulement (Montmerle et Berre 2010) avec des statistiques d'erreur d'ébauche qui dépendent de la structure du cyclone.

L'addition de capteurs fournissant en routine le contenu énergétique de l'océan ainsi que les conditions marines de surface et des couches peu profondes devraient aussi procurer des informations précieuses (Mainelli et al. 2008). Les efforts récents pour développer des systèmes de prévision numérique couplés océan-atmosphère ont confirmé l'importance d'une représentation réaliste des échanges complexes à l'interface air-mer (exemple de GFDL, Bender et al. 2007, et HWRF) pour obtenir une prévision d'intensité plus fiable. La rétroaction d'un cyclone sur l'océan a été modélisée à haute résolution par Samson (2009), avec le modèle Méso-NH couplé à un modèle océanique unidimensionnel, et par Vincent (2011), avec le modèle global de circulation océanique NEMO (Madec 2006) forcé par des vents cycloniques en surface. Bien qu'indispensables, les modèles couplés océan-atmosphère-vagues, ou la modélisation explicite de l'océan à haute résolution, demeurent pour l'instant des solutions particulièrement coûteuses pour un modèle opérationnel.

Rappelons que le cadre de cette thèse s'inscrit dans les points b) et c) énoncés ci-dessus : améliorer la spécification de la structure des cyclones tropicaux à l'instant initial de la prévision et progresser dans la compréhension des mécanismes d'intensification rapide.

Chapitre 3

Climatologie de l'intensification des systèmes tropicaux dans le bassin SOOI

SOMMAIRE

3.1 ETUDE CLIMATOLOGIQUE **79**
- 3.1.1 Distribution des systèmes tropicaux par coefficient d'intensité 79
- 3.1.2 Distribution des intensifications (tous systèmes tropicaux) 82
- 3.1.3 Distribution des intensifications cycloniques 84
- 3.1.4 Lien déferlements d'onde de Rossby - intensification rapide des cyclones 87
  - *Déferlements au voisinage des cyclones en phase de RI* 87
  - *Configuration favorable pour l'intensification cyclonique* 88

3.2 ANALYSE DES CONFIGURATIONS D'INTERACTION CYCLONE-THALWEG **91**
- 3.2.1 Méthodologie et données utilisées 91
- 3.2.2 Configurations d'interaction et identification d'un cas d'étude 91

3.3 BILAN CLIMATOLOGIQUE **92**

CE chapitre présente une étude climatologique réalisée dans le SOOI à partir de données Météo-France couvrant la période 1981-2009. Le but est d'analyser la distribution spatiale des systèmes tropicaux dans le bassin, d'identifier un seuil climatologique pour l'intensification rapide ainsi que les zones favorables à l'intensification, tout en examinant les configurations privilégiées pour l'intensification cyclonique en lien avec les déferlements d'onde de Rossby. Dans un deuxième temps, nous tenterons de distinguer sur la période 2006-2010 les différentes configurations d'interaction cyclone-thalweg d'altitude favorisant une intensification cyclonique. Parmi ces cas d'interaction favorable, nous en choisirons un en particulier sur lequel porter notre étude de processus.

3.1 ETUDE CLIMATOLOGIQUE

L'objet de cette étude est de représenter et analyser la distribution spatiale des intensifications cycloniques sur le bassin SOOI. Les données utilisées proviennent de la Best track du CMRS de La Réunion. Cette base contient l'ensemble des 308 systèmes tropicaux formés entre septembre 1981 et août 2009 sur le domaine [35° − 100°E ; 0° − 40°S]. C'est le coefficient CI, estimé par la technique de Dvorak, qui fournit l'intensité d'un système dans la base. Ses valeurs varient entre 1, pour une perturbation tropicale, et 8 pour un cyclone très intense (voir Fig. 2.16). On se doit d'interpréter ce paramètre avec prudence car il manque d'homogénéité temporelle. Par exemple, l'estimation du CI était moins fiable avant 1999 faute de satellite géostationnaire au-dessus du bassin. Aussi, l'intervalle de temps entre deux observations consécutives d'un même cyclone s'échelonne entre 6 h (pour les systèmes récents) et 24 h, sachant qu'une intensification rapide peut durer entre 6 heures et plus de 24 heures. Afin de ne pas attribuer plus de poids aux données récentes, une interpolation de la base originelle $B0$ vers un pas de temps constant de 6 h est réalisée. Cette interpolation fait apparaître des valeurs de CI non physiquement observées (plus précises que l'écart usuel de 0,5). La base $B1$ ainsi créée contient 8 776 points (latitude, longitude) pour 308 systèmes distincts et les statistiques ne sont pas significativement modifiées par rapport à la base originelle non interpolée.

La valeur maximale du CI relevée vaut 7, bien qu'un cyclone puisse en théorie s'intensifier jusqu'à un coefficient de 8 ou plus. La moyenne des CI est égale à 3,6 avec un écart-type de 1,6 et une médiane de 3,5. Le dernier quartile (Q75) vaut 4,875.

3.1.1 Distribution des systèmes tropicaux par coefficient d'intensité

En premier lieu, la série de données est analysée par catégorie de CI à partir du seuil $CI = 2$ pour lequel le CMRS de La Réunion suit officiellement un système tropical. Pour constituer cette base $B2$, 883 points associés à 186 systèmes sont écartés de la base $B1$. La distribution de fréquences pour chaque valeur observée de CI est donnée en figure 3.1 avec un histogramme divisant la série de données en 3 catégories : perturbations tropicales PT ($CI = 2$) et dépressions tropicales DT ($CI = 2{,}5$), tempêtes tropicales, et cyclones. Les valeurs sont détaillées en table 3.1.

Type de système	Catégorie CI	Nombre de systèmes	Nombre de points	%
PT & DT	[2 - 2,5]	297	3 170	40,2
Tempêtes tropicales	[3 - 4]	244	3 037	38,5
Cyclones tropicaux	[4,5 - 7]	139	1 686	21,3
Total	**[2 - 7]**	308	7 893	100

TAB. 3.1 – *Distribution de fréquences des systèmes tropicaux par catégorie de CI. Sont indiqués dans chaque catégorie le nombre de systèmes tropicaux distincts et le nombre d'observations (points géographiques).*

Des cartes de densité sur le bassin, pour chacune des 3 catégories de systèmes, sont illustrées en figure 3.2. La densité représente le nombre de points géographiques associés à une catégorie donnée par carré de $1° \times 1°$ (longitude, latitude). Ces cartes font apparaître plusieurs résultats :

- les systèmes transitent vers le sud au fur et à mesure de leur intensification, conformément à la théorie énoncée en section 2.1.7,
- les perturbations et dépressions tropicales sont réparties plutôt uniformément en longitude dans le SOOI,

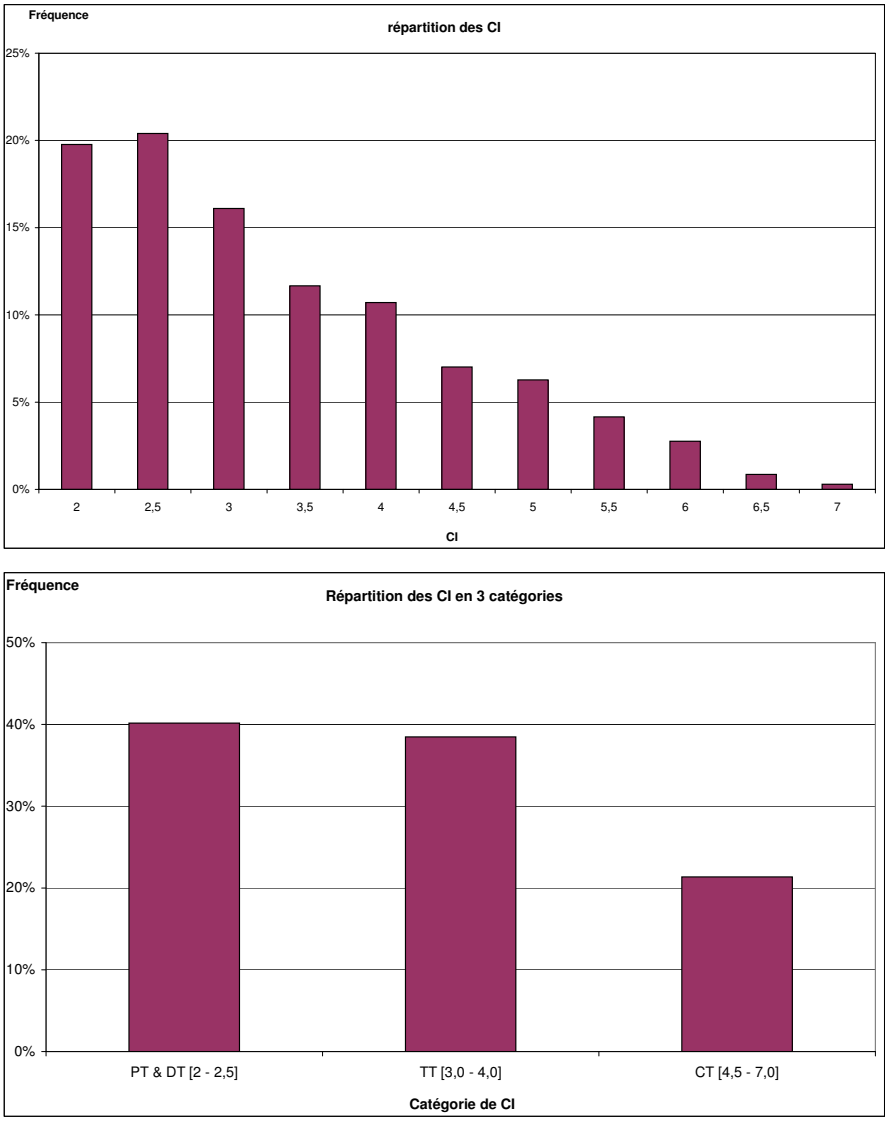
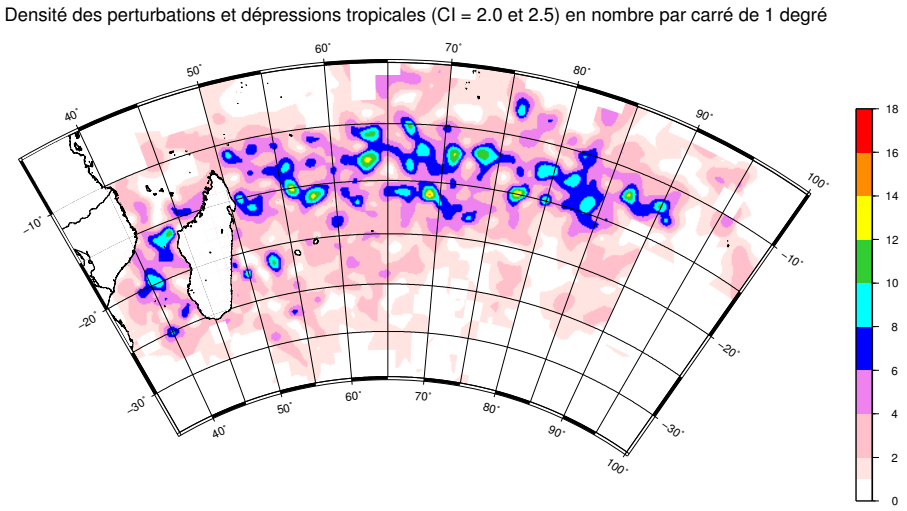
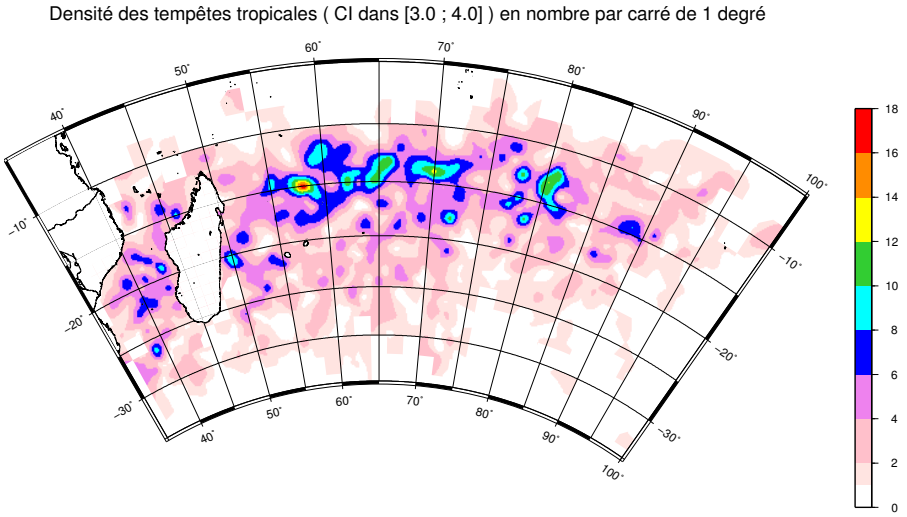


FIG. 3.1 – *Distribution de fréquences pour chaque valeur de $CI \geq 2$ (haut) et répartition en 3 catégories (bas).*

(a) **Perturbations tropicales de $CI \geq 2$ & DT**



(b) **Tempêtes**



(c) **Cyclones**

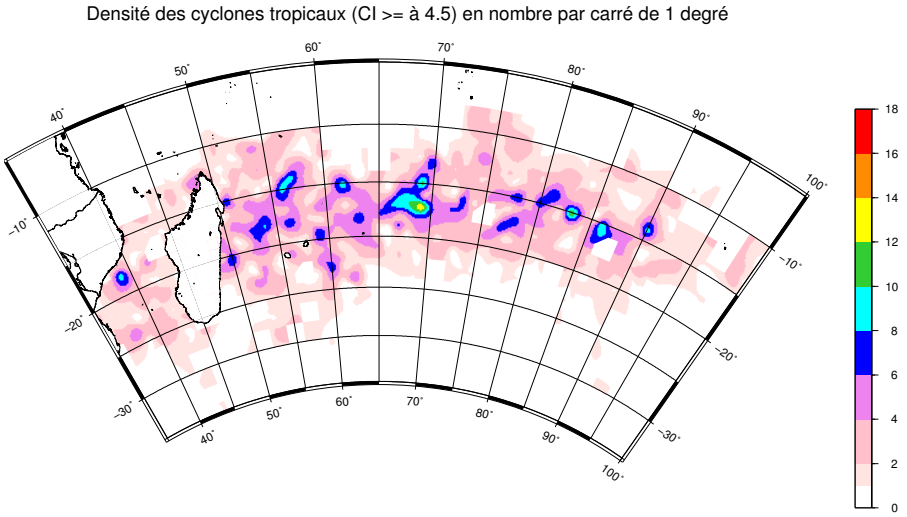


FIG. 3.2 – *Densité dans le bassin SOOI des (a) perturbations et dépressions tropicales, (b) tempêtes tropicales et (c) cyclones tropicaux. La densité est le nombre d'occurrence d'une classe par carré de $1^\circ \times 1^\circ$ (longitude, latitude).*

– il existe des longitudes privilégiées d'occurrence des tempêtes et des cyclones dans le bassin ; ces longitudes diffèrent selon le type de système.

3.1.2 Distribution des intensifications (tous systèmes tropicaux)

Pour analyser l'intensification des systèmes sur le bassin, on calcule la variation de leur CI sur 6 h (notée ΔCI_{06h}) à partir de la base $B1$ (8 776 points, tous CI confondus). Tous les systèmes tropicaux sont considérés ici, par analogie avec les précédentes études statistiques réalisées dans l'Atlantique Nord ou le Pacifique Nord-Est (Kaplan et DeMaria 2003, Kaplan et al. 2010). Dans ces bassins, le terme « dépression tropicale » regroupe en effet l'ensemble des dépressions et « perturbations », la dernière dénomination étant spécifique au SOOI (voir tableau 2.1). La base obtenue $B3$ contient 8 432 valeurs de ΔCI_{06h} associées à 304 systèmes distincts. La moyenne des $\Delta CI_{06h} > 0$ vaut 0,5. Les valeurs extrêmes de 1,5 et $-1{,}5$ ne sont atteintes que pour 1 et 3 points respectivement. Les valeurs les plus fréquentes sont 0 (5 561 points), 0,5 (1 437 points) et $-0{,}5$ (1 102 points). Les autres ont une fréquence inférieure à 0,6 % et sont donc marginales. Une seule division de l'échantillon en 3 classes semble alors acceptable pour définir l'intensification rapide, avec une unique borne possible de 0,5.

Type d'intensification	**Catégorie** ΔCI_{06h}	**Nombre de systèmes**	**Nombre de points**	**%**
Comblement Rapide (CR)	[-1,5 ; -0,5]	258	1 172	13,9
Intensité quasi-stationnaire	]-0,5 ; 0,5[	300	5 776	68,5
Intensification Rapide (RI)	[0,5 ; 1,5]	271	1 484	17,6
Total	**[-1,5 ; 1,5]**	304	8 432	100

TAB. 3.2 – *Distribution de fréquences des systèmes tropicaux par catégorie de ΔCI_{06h}. Sont indiqués dans chaque catégorie le nombre de systèmes tropicaux distincts et le nombre d'observations (points géographiques).*

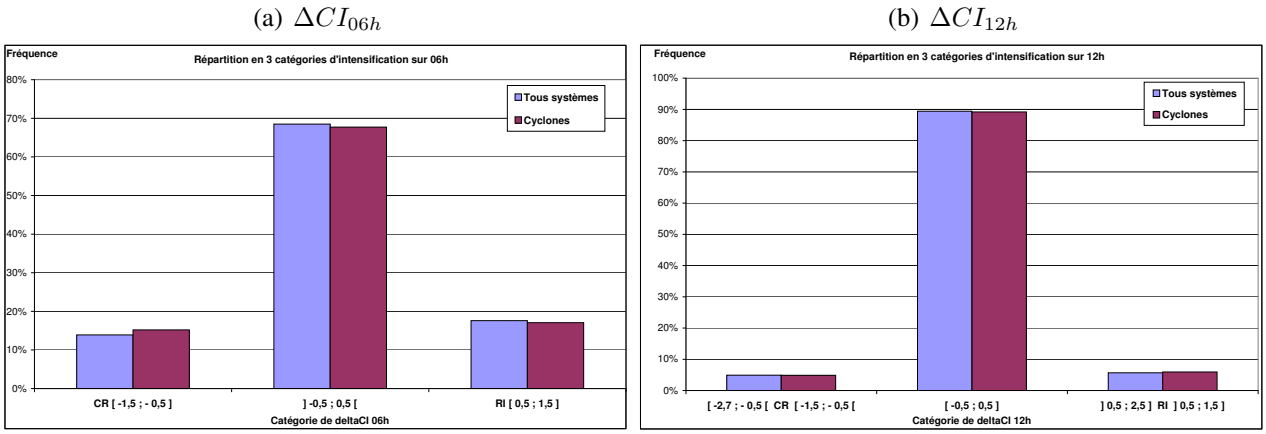
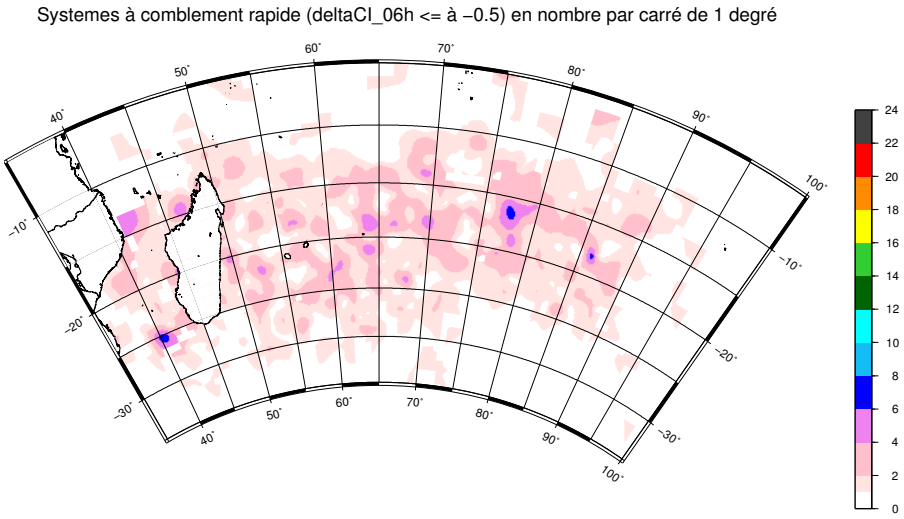


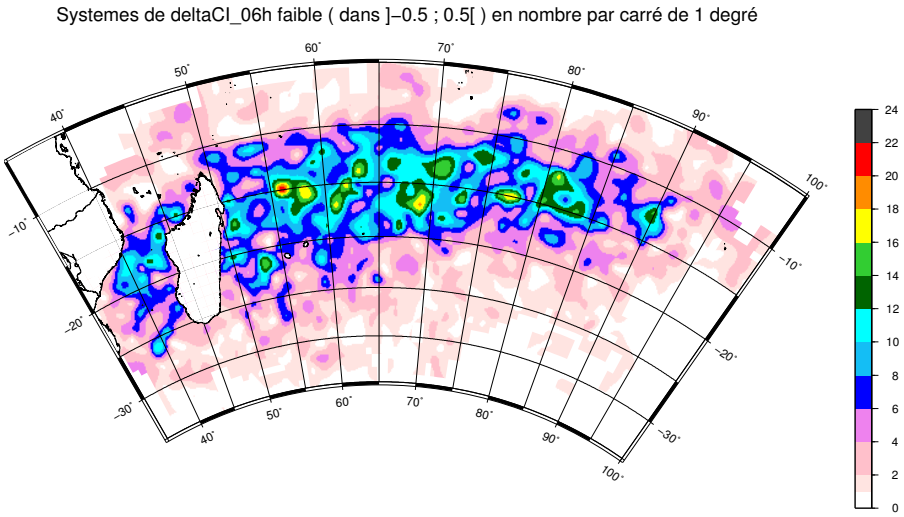
FIG. 3.3 – *Distribution de fréquences des taux d'intensification (a) sur 6 heures (ΔCI_{06h}) et (b) sur 12 heures (ΔCI_{12h}) répartis en 3 catégories : Comblement Rapide (CR), intensité quasi-stationnaire, Intensification Rapide (RI). La couleur bleue concerne l'ensemble des systèmes tropicaux pour lesquels les valeurs extrêmes de ΔCI_{12h} atteignent $-2{,}7$ et 2,5 ; la couleur bordeaux est réservée à l'échantillon ne comprenant que les cyclones pour lesquels les valeurs de ΔCI_{12h} ne vont pas au-delà de +/$-1{,}5$.*

La série de valeurs est donc divisée en 3 catégories : les intensifications ou comblements rapides pour lesquels le CI croît en valeur absolue de 0,5 ou plus sur 6 h et les systèmes plus fréquents dont le taux d'intensification (ΔCI_{06h}) est nul ou proche de 0, que l'on pourrait qualifier de systèmes d'intensité « quasi-stationnaire ». Les 3 catégories sont distribuées suivant l'histogramme bleu de la

(a) **Comblement rapide**



(b) **Intensité quasi-stationnaire**



(c) **Intensification rapide**

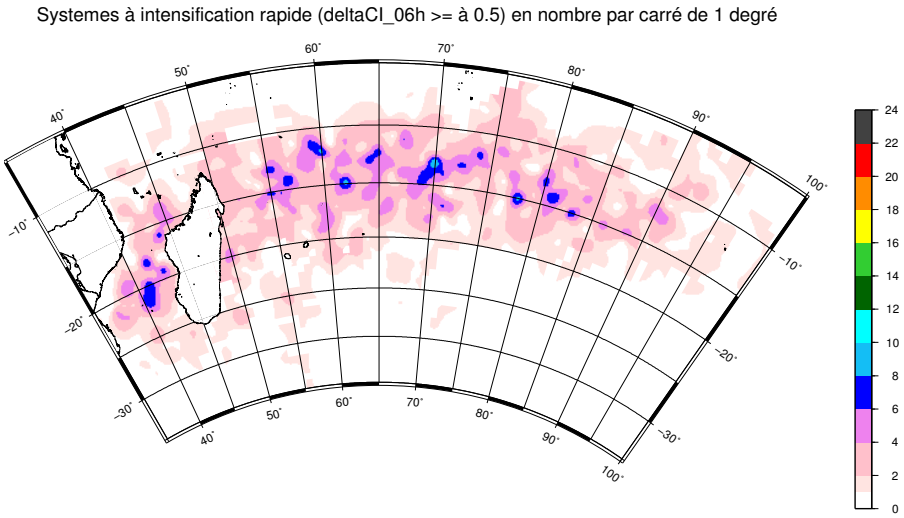


FIG. 3.4 – *Densité des systèmes tropicaux dans le bassin SOOI (en nombre d'occurrence par carré de* $1^\circ \times 1^\circ$*) pour les 3 classes d'intensification sur 6 heures. Systèmes (a) à comblement rapide, (b) d'intensité quasi-stationnaire et (c) à intensification rapide.*

figure 3.3(a), avec les valeurs détaillées en table 3.2. **Le seuil de** $0{,}5$ **retenu pour définir une RI sur** 6 **h correspond au** 83ème **percentile de tous les changements d'intensité observés sur** 6 **h dans les systèmes tropicaux du bassin SOOI de** 1981 **à** 2009**, à partir du stade de perturbation tropicale.** Cette définition de l'intensification rapide diffère donc de la définition trouvée dans la littérature pour l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord-Est (Kaplan et al. 2010, voir section 2.3.1) sur trois aspects :

- elle est basée sur les coefficients d'intensité de Dvorak et non sur les vents maximaux,
- le seuil de RI est statistiquement atteint par 17% des données de la base, contre respectivement 6% et 8% pour la RI dans l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord-Est,
- elle se rapporte à une variation d'intensité du cyclone sur 6 heures et non pas sur 24 heures.

Notons que même si les définitions de RI portaient sur le même intervalle de temps (ex : 24 heures) et se basaient sur un même percentile (ex : 94ème), elles ne seraient pas comparables. En effet, il n'existe pas de relation linéaire entre la variation du CI et celle du vent maximum : la correspondance entre un ΔCI et un $\Delta v_{\max}$ varie en fonction de l'intensité du système (voir Fig. 2.16).

Les fréquences associées à chacune des 3 classes d'intensification retenue (Fig. 3.3(a)) permettent d'élaborer des cartes de densité pour dissocier les caractéristiques géographiques de chaque catégorie (Fig. 3.4). Les comblements rapides sont répartis de façon plutôt homogène sur le bassin jusqu'à des latitudes septentrionales où les cyclones rencontrent des conditions défavorables (mer plus froide, cisaillement de vent élevé, etc.). A l'inverse, les intensifications rapides apparaissent plus fréquentes dans les bandes de latitude [10°-15°S], pour l'océan Indien, et [15°-25°S], au niveau du canal du Mozambique, avec des disparités en longitude. Ces irrégularités zonales pourraient bien être la manifestation des surfzones et des interactions entre systèmes tropicaux et thalwegs d'altitude propices ou non à l'intensification.

Un traitement similaire de la base de données pour calculer des taux d'intensification sur 12 h (ΔCI_{12h}) permet d'exclure la borne $0{,}5$ de la catégorie « RI » et d'utiliser une fréquence cumulée analogue à celle de Kaplan et al. (2010) pour caractériser la RI (Fig. 3.3(b)) dans le bassin. On peut ainsi également définir l'intensification rapide dans le SOOI par le 94ème percentile de tous les changements d'intensité observés sur 12 h pour les systèmes tropicaux de 1981 à 2009, à partir du stade de perturbation tropicale. La RI correspondrait à une augmentation du coefficient de Dvorak strictement supérieure à $0{,}5$ en l'espace de 12 h. En revanche, les fréquences associées aux classes extrêmes deviennent désormais insuffisantes pour tracer des cartes de densité sur le bassin. La moyenne des $\Delta CI_{12h} > 0$ vaut $0{,}6$ et celle des taux d'intensification sur 24 heures ($\Delta CI_{24h} > 0$) vaut $0{,}8$. Elle se rapproche de la valeur climatologique de 1 définie par la méthode de Dvorak (1975) qui a été calibrée sur l'Atlantique Nord.

3.1.3 Distribution des intensifications cycloniques

L'étude précédente est renouvelée en se restreignant cette fois aux 139 cyclones tropicaux. Pour ce faire, on supprime de la base $B1$ tous les systèmes pour lesquels $CI < 4{,}5$ pour garder $1\,699$ valeurs de CI par pas de 6 h. L'échantillon des ΔCI_{06h}, nommé $B4$, est constitué de 130 systèmes cycloniques distincts formant $1\,546$ valeurs de ΔCI_{06h}. La moyenne des $\Delta CI_{06h} > 0$ vaut $0{,}5$ (écart-type de $0{,}14$). Les valeurs extrêmes se situent à $-1{,}5$ et $1{,}5$ et ne sont atteintes que pour 1 point. Les valeurs les plus fréquentes sont 0 ($1\,017$ points), $0{,}5$ (252 points), $-0{,}5$ (221 points), 1 (11 points) et -1 (13 points).

Le même seuil que précédemment s'impose pour classifier l'échantillon en 3 catégories : les intensifications (resp. comblements) rapides, pour lesquels le CI augmente (resp. diminue) de $0{,}5$

Type d'intensification	Catégorie ΔCI_{06h}	Nombre de cyclones	Nombre de points	%
Comblement Rapide (CR)	[-1,5 ; -0,5]	96	235	15,2
Intensité quasi-stationnaire	]-0,5 ; 0,5[	129	1 047	67,7
Intensification Rapide (RI)	[0,5 ; 1,5]	102	264	17,1
Total	**[-1,5 ; 1,5]**	130	1 546	100

TAB. 3.3 – *Répartition en 3 catégories des ΔCI_{06h} des cyclones tropicaux avec nombre de points géographiques et de cyclones distincts associés.*

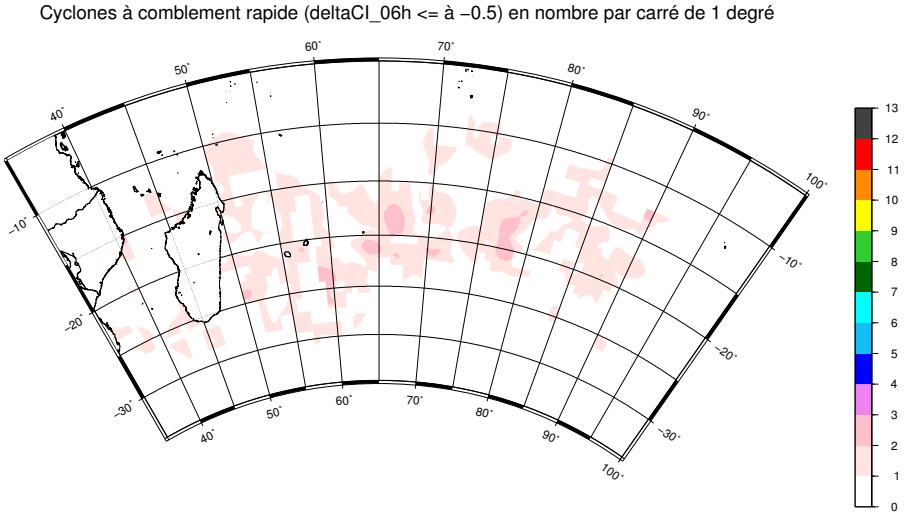
ou plus en 6 heures, et les intensifications et comblements plus fréquents qualifiables de « quasi-stationnaires » ayant un ΔCI_{06h} nul ou proche de 0. L'histogramme bordeaux de la figure 3.3(a) illustre la répartition des cyclones selon les 3 catégories d'intensification. Cette distribution de fréquences est très peu différente de celle obtenue pour tous les systèmes confondus (histogramme bleu). Les valeurs de la table 3.3 justifient le tracé de cartes de densité sur le bassin. En effet, 102 cyclones (soit la majorité des cas) subissent au moins une phase d'intensification rapide sur 6 h dans leur cycle de vie. Il serait donc intéressant de savoir s'il existe d'éventuelles zones géographiques favorables aux RI dans le SOOI.

La distribution géographique des cyclones pour chaque type d'intensification est illustrée en Fig. 3.5. Bien qu'il devienne difficile d'interpréter les cartes (a) et (c) sachant le petit nombre d'observations dans ces catégories (235 et 264 points respectivement), leur comparaison fait apparaître plusieurs résultats :

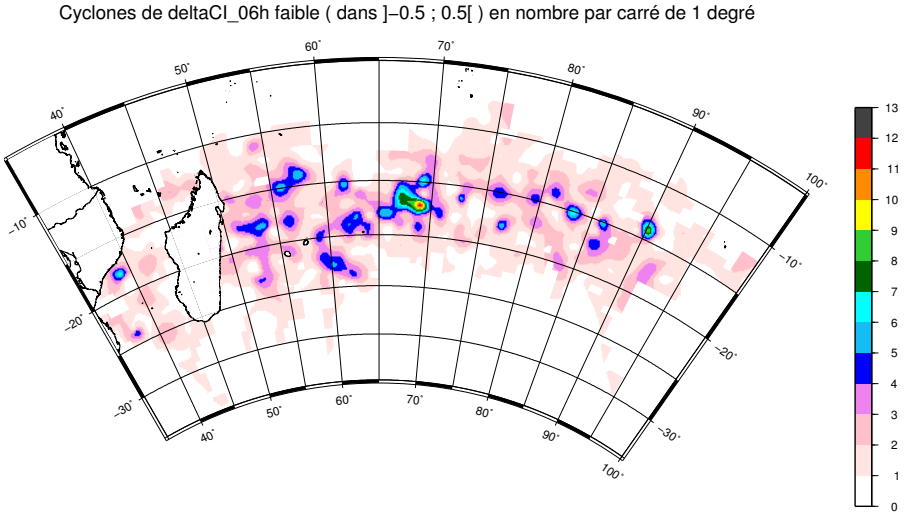
- Aucune longitude ni latitude privilégiée ne se dégage pour les comblements rapides des cyclones tropicaux (Fig. 3.5(a)), ce qui est semblable aux comblements rapides pour l'ensemble des systèmes tropicaux (Fig. 3.4(a)).
- 3 ou 4 zones locales dans le bassin pourraient être considérées comme favorables à l'intensification rapide, notamment la zone autour de 15°S-60°E (Fig. 3.5(c)). La présence de ces zones suggèrent l'existence en ces lieux d'un environnement externe plus favorable, tels des gyres océaniques chauds ou des déferlements d'onde de Rossby plus fréquents.
- Les cyclones subissent leur intensification rapide autour de 15°S (Fig. 3.5(c)) et rarement au-delà de 20°S (sauf dans le canal du Mozambique), latitude à laquelle le signal de comblement rapide (Fig. 3.5(a)) ou d'intensité stationnaire (Fig. 3.5(b)) devient prépondérant.
- L'intensité des cyclones varie plus faiblement dans une vaste zone autour de [15°-20°S]× [65°-70°E] (Fig. 3.5(b)).

Enfin, les taux d'intensification des cyclones tropicaux calculés sur une période de 12 heures sont semblables à ceux obtenus pour l'ensemble des systèmes tropicaux (comparer les histogrammes de couleur bleue et bordeaux en figure 3.3(b)). La moyenne des taux d'intensification sur 24 heures ($\Delta CI_{24h} > 0$) vaut 0,77. Elle est légèrement inférieure à la valeur calculée précédemment pour l'ensemble des systèmes tropicaux (0,8) suggérant qu'un système loin de son IPM a plus de chance de s'intensifier rapidement.

(a) **Comblement rapide**



(b) **Intensité quasi-stationnaire**



(c) **Intensification rapide**

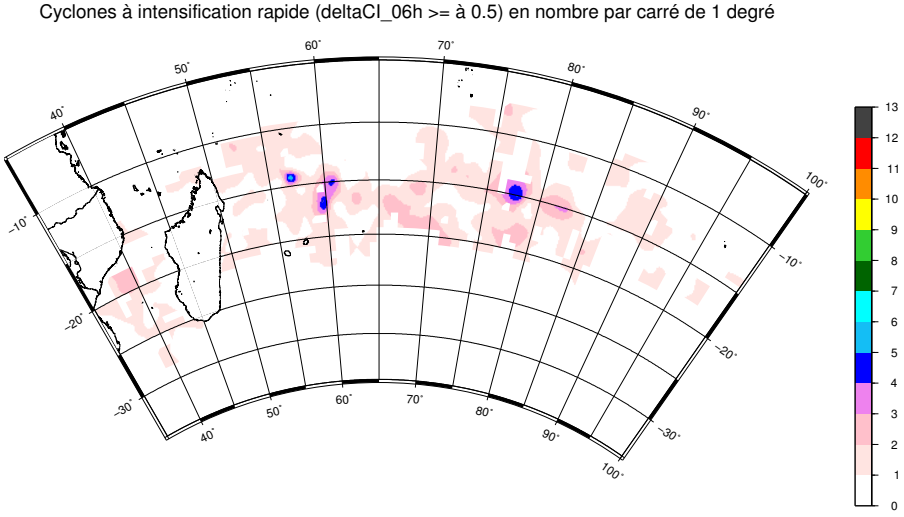


FIG. 3.5 – *Similaire à la figure 3.4 mais pour les cyclones tropicaux.*

3.1.4 Lien déferlements d'onde de Rossby - intensification rapide des cyclones

Déferlements au voisinage des cyclones en phase de RI

Pour les systèmes ayant subi au stade de cyclone tropical une (ou plusieurs) phase(s) d'intensification rapide sur une période de 6 h, on étudie la proximité autour du cyclone d'un déferlement d'onde de Rossby (RWB) **à la date initiale de chaque phase de RI**. L'échantillon se limite aux 88 cyclones distincts s'étant intensifiés rapidement après le 1er janvier 1989, date à partir de laquelle les réanalyses ERA-Interim du CEPMMT sont disponibles au moment de la présente étude. La taille de l'échantillon, égale à 137, correspond au nombre de fois où les 88 cyclones entrent en phase de RI. Les champs de tourbillon potentiel sont extraits à ces échéances sur l'isobare 200 hPa et un algorithme est construit pour détecter les déferlements à cette altitude. Un déferlement est localisé à chaque crête (latitude, longitude) de l'isoligne $-1{,}5$ PVU correspondant à un déferlement vers l'équateur (le tourbillon potentiel doit être plus élevé au nord, à l'est et à l'ouest du point retenu, ex : Fig. 3.6). Pour chaque cyclone, on calcule la densité des déferlements entourant le centre du système, sans critère de distance relative. Il suffit qu'un déferlement apparaisse dans une configuration possible d'interaction avec le cyclone (critère subjectif) pour être retenu. Des cartes de densité sont alors tracées en superposant sur l'ensemble du bassin SOOI les densités de déferlement calculées au voisinage de chaque cyclone en phase de RI (avec une distance de lissage de 500 km). La densité s'exprime en nombre de RWB sur la période étudiée (1989-2009).

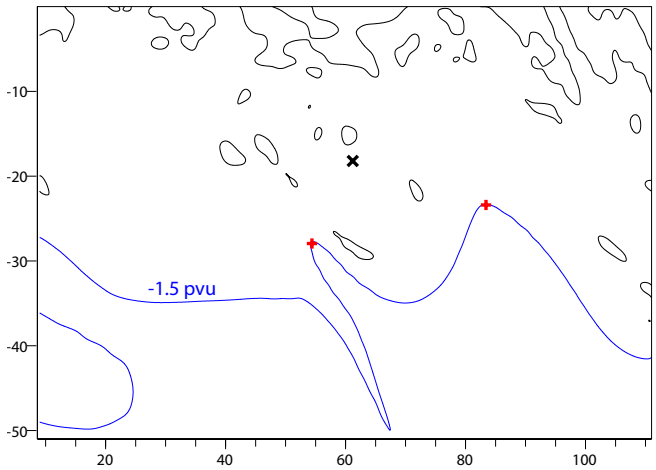


FIG. 3.6 – *Exemple illustrant la détection d'un déferlement sur l'isoligne $-1{,}5$ PVU (en bleu) à 200 hPa. Le centre du cyclone concerné est indiqué par une croix. Les deux croix rouges sont comptées comme centres de déferlement.*

La densité des déferlements illustrée en figure 3.7 montre que :

- Entre 50 et 58°E, les déferlements à proximité des cyclones en phase de RI sont fréquents et remontent à des latitudes atteignant 17°S, c'est-à-dire à l'extrémité sud de la bande où évoluent les systèmes cycloniques. La zone de RI privilégiée que nous avions identifiée en Fig. 3.5 vers 15°S-60°E semble ainsi co-localisée avec les déferlements d'onde de Rossby plus fréquents et de plus grande extension méridienne qui y règnent.
- Les déferlements dans le canal du Mozambique remontent également à des latitudes plus tropicales qu'à l'est du bassin (60-90°E) où les déferlements sont rares au-dessus de 20°S.

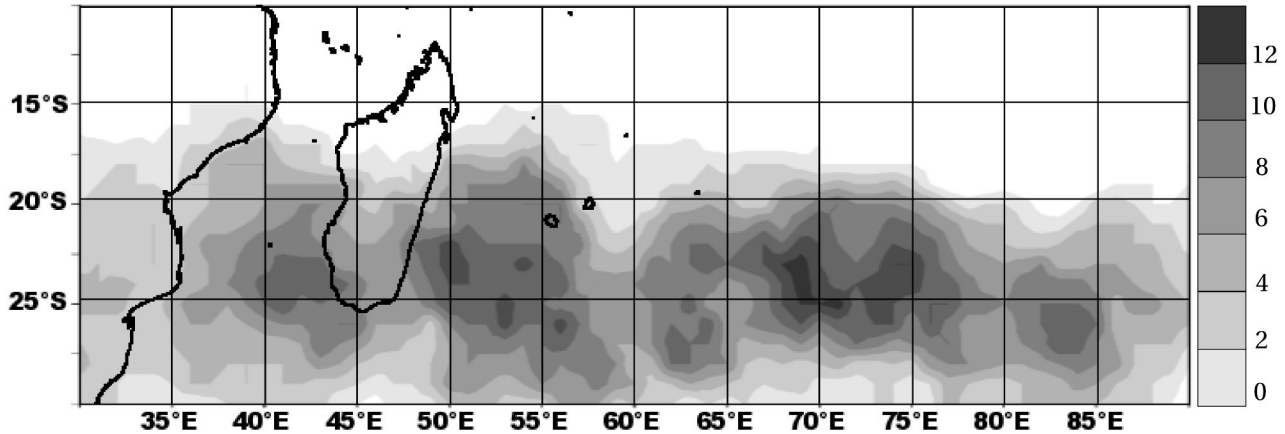


FIG. 3.7 – *Densité des déferlements d'onde de Rossby à 200 hPa situés à proximité de cyclones en début d'intensification rapide entre 1989 et 2009 (bassin SOOI). Les contours indiquent le nombre de déferlements qui sont comptabilisés par carré de 2° × 2°, de 0 (blanc) à 14 (gris foncé).*

Configuration favorable pour l'intensification cyclonique

Une carte composite de densité est tracée afin de situer les déferlements par rapport à chaque cyclone (Fig. 3.8), que l'on positionne à l'origine d'un repère en longitude-latitude. Les centres des déferlements y sont matérialisés par des symboles blancs. On les regroupe en 3 catégories suivant leur position relative au centre du cyclone à la date de début de RI : au sud-ouest (classe 1), au sud (classe 2) ou au sud-est (classe 3).

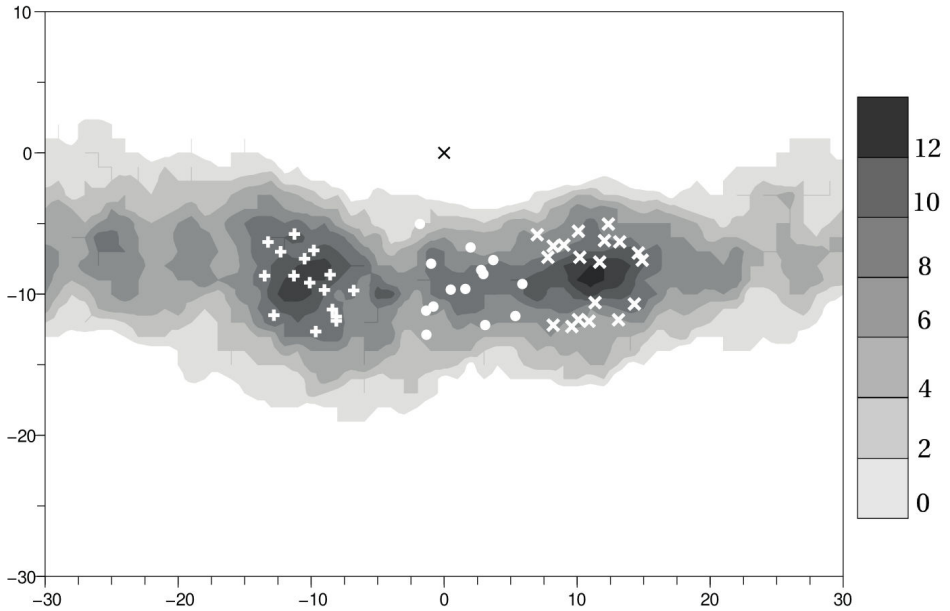


FIG. 3.8 – *Composite de la densité des déferlements d'onde de Rossby autour du centre cyclonique à l'instant initial d'intensification rapide. Le centre du cyclone composite est localisé en (0,0) et matérialisé par une croix. Abscisse et ordonnée sont les distances relatives au centre cyclonique mesurées en degrés de longitude et latitude. Les contours indiquent le nombre de déferlements comptabilisés par carré de 2° × 2°, de 0 (blanc) à 14 (gris foncé). Les différents symboles blancs matérialisent les centres des déferlements dans chacune des 3 classes identifiées (symbole + pour un thalweg au sud-ouest, • au sud, × au sud-est).*

Pour chacune des classes 1, 2, et 3, des cartes composites de champs de tourbillon potentiel et de vent sur l'isobare 200 hPa sont illustrées pendant la période entourant l'instant de début de

RI (de H-24 à H+12 par pas de 12 heures) en figures 3.9, 3.10 et 3.11 respectivement. Le but est d'identifier les configurations favorables aux intensifications lors des interactions thalweg-cyclone. On constate que dans chacune des classes, le jet de haute troposphère associé au thalweg force un canal d'évacuation cyclonique côté polaire (renforcement des vents de nord-ouest en classe 1 et 2, et de sud-ouest en classe 3). Ce résultat confirme le rôle prépondérant d'un thalweg d'altitude situé à proximité d'une tempête ou d'un cyclone tropical. En forçant un jet d'évacuation dans le secteur sud-est du système dépressionnaire, le thalweg permet d'organiser la divergence d'altitude en une puissante branche permettant au cyclone de s'intensifier en évacuant davantage de masse ascendante.

FIG. 3.9 – *Cartes composites des déferlements en classe 1, lorsque le thalweg est situé au sud-ouest du centre cyclonique au moment de l'intensification. Le centre du cyclone composite est localisé en (0,0) et matérialisé par une croix. Abscisse et ordonnée sont les distances relatives au centre cyclonique mesurées en degrés de longitude et latitude. Le champ de tourbillon potentiel sur la* 200 *hPa est en couleurs grisées (échelle à droite, en unité de PVU) et les vents à* 200 *hPa sont indiqués par des flèches. Les cartes sont affichées à différents instants entourant le début de la phase d'intensification rapide :* 24 *h avant (RI-24), 12 h avant (RI-12), à l'instant initial d'intensification (RI) et* 12 *h après (RI+12). La grande flèche noire matérialise le renforcement du canal d'évacuation côté polaire du cyclone par le thalweg d'altitude.*

FIG. 3.10 – *Cartes composites des déferlements en classe 2, lorsque le thalweg est situé au sud du centre cyclonique au moment de l'intensification (t=RI). Même légende qu'en figure 3.9.*

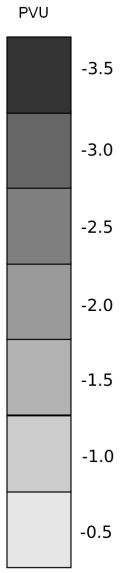


FIG. 3.11 – *Cartes composites des déferlements en classe 3, lorsque le thalweg est situé au sud-est du centre cyclonique au moment de l'intensification (t=RI). Même légende qu'en figure 3.9.*

3.2 Analyse des configurations d'interaction cyclone-thalweg d'altitude

3.2.1 Méthodologie et données utilisées

En parallèle de l'étude climatologique précédente, nous voulons identifier des cas particuliers de cyclones sur lesquels mener notre étude de processus. Pour cela, les configurations d'interaction entre un cyclone et une structure d'altitude dans le bassin sont examinées de façon semblable à l'étude de Hanley et al. (2001). Nous analysons l'évolution du tourbillon potentiel sur diverses surfaces isobares (entre 400 hPa et 200 hPa) et diverses surfaces isentropes (entre 330 K et 370 K). Les champs de géopotentiel à 925 hPa et 200 hPa sont respectivement utilisés pour identifier la circulation de basses couches associée au cyclone ainsi que le thalweg ou cut-off d'altitude. Les champs sont extraits des réanalyses ERA-Interim du CEPMMT (Dee et coll. 2011) couvrant les 4 saisons cycloniques 2006-2007 à 2009-2010. La qualité de ces réanalyses est une aide précieuse pour capturer les structures cohérentes d'altitude et le flux environnant de grande échelle. La restriction temporelle sur la période 2006-2010 nous permettra, en section 4, d'utiliser les analyses opérationnelles du CEPMMT qui bénéficient du gain en résolution survenu en février 2006 (passage à la troncature T799, soit environ 25 km de résolution horizontale). Ces analyses seront en effet utilisées en conditions initiales et aux bords de notre modèle à aire limitée dans l'étude de processus. Par ailleurs, nous focalisons nos recherches sur les systèmes tropicaux qui se sont creusés en deçà d'une pression de 960 hPa, avec une chute minimale de 45 hPa en 72 h (ou 15 hPa en 18 h) qui est équivalente aux seuils de RI définis pour le vent (Kaplan et al. 2010) ou le CI (section 3.1). En tout 15 cyclones répondent à l'ensemble de ces critères.

La figure 3.12(b) est commentée ici à titre d'illustration. Le tourbillon potentiel d'altitude sur l'isentrope 350 K (plages de couleur entre -6 PVU en bleu et 1 PVU en rouge par pas de 0,2 PVU) marque les intrusions d'air stratosphérique dans la troposphère tropicale (le tourbillon potentiel est conservé pour une particule en mouvement adiabatique et sans frottement sur une surface isentrope). Les bas géopotentiels à 925 hPa (en trait plein ou pointillé bleu) permettent d'identifier la circulation cyclonique de basses couches, tandis que les hauts géopotentiels à 925 hPa (en trait plein ou pointillé rouge) matérialisent l'anticyclone subtropical de basses couches au milieu du bassin.

3.2.2 Configurations d'interaction et identification d'un cas d'étude

L'analyse subjective des cartes permet d'isoler deux configurations types présentes au moment des intensifications rapides, et qui sont similaires aux interactions identifiées par Hanley et al. (2001) :

a) Dans la première, le cyclone s'intensifie tandis qu'un thalweg de grande échelle évolue à quelques milliers de kilomètres au sud ($> 10°$) : éventuelle « interaction à distance », pour laquelle l'intensification pourrait se produire grâce à l'augmentation de la divergence d'altitude (Hanley et al. 2001).

b) Dans la seconde, un noyau de tourbillon potentiel de petite échelle associée à un thalweg ou un cut-off s'approche à courte distance du cyclone ($< 10°$) pour éventuellement se superposer au système : configuration qualifiée par la suite de possible « interaction proche ».

Dans la configuration « interaction à distance » (7 cas : Bondo, Indlala, Kamba, Ivan, Jaya, Cléo et Hondo), on retrouve en général l'anticyclone subtropical de basse troposphère positionné au centre du bassin, surmonté en altitude par une ou deux langues de tourbillon potentiel issues de déferlements et situées à plus de 10° au sud du système (Fig. 3.12). Ces langues ont une orientation zonale (ou peu

ondulante) et sont très étendues (elles traversent au moins la demi-largeur du bassin). En général, une langue principale est localisée vers 40°S dans le flux perturbé des moyennes latitudes au sud de l'anticyclone de basses couches et est associée à un tourbillon potentiel fortement négatif ; une éventuelle deuxième zone de tourbillon potentiel cyclonique est localisée au nord ou au centre de ce même anticyclone (entre 20°S et 30°S) et a des valeurs de tourbillon potentiel moins importantes car plus tropicales (le diabatisme a eu le temps d'éroder ces anciens RWB). Dans cette configuration, une grande majorité des cyclones ont un déplacement zonal vers l'ouest, le long de la façade nord de l'anticyclone ; le système se comble systématiquement si le thalweg se rapproche davantage. Les cyclones Bondo, Indlala, Kamba, Ivan et Jaya, qui évoluaient à distance d'un ou plusieurs RWB en début de creusement rapide et qui entrent tous dans la configuration composite décrite ci-dessus, sont illustrés en figure 3.12. Un seul des 7 cyclones de cette catégorie (Cléo) bénéficiait de conditions océaniques dites favorables durant son intensification (à savoir des valeurs d'OHC supérieures à 50 kJ.cm^{-2}), ce qui laisse supposer que le thalweg exerçait bien un rôle « à distance » dans l'intensification d'au moins 6 des 7 cyclones de cette catégorie (en forçant un canal d'évacuation côté polaire par exemple comme nous l'avons vu en section 3.1).

Dans la configuration « possible interaction proche » (5 cas : Dora, Gamede, Humba, Edzani, et Gael), le flux est plus rapide, l'anticyclone de basses couches évolue rapidement, les ondes de Rossby déferlent du sud-est vers le nord-ouest ; les thalwegs sont plus profonds et circulent plus rapidement. Les déferlements sont fréquents mais davantage morcelés. Ils donnent naissance à des bulles isolées de tourbillon potentiel qui vont à la rencontre des cyclones en franchissant le parallèle 20°S tout en conservant de fortes valeurs de tourbillon négatives, parfois présentes jusqu'en moyenne troposphère au-delà de 400 hPa. De telles structures semblent ensuite aspirées par la circulation cyclonique de moyenne troposphère pour se mélanger aux fortes valeurs de tourbillon potentiel présentes au cœur du système, comme pour Dora (Figs. 3.13(a) et (b)), tandis que le tourbillon potentiel en altitude est rapidement érodé par la circulation anticyclonique (vraisemblablement par diabatisme). D'autres exemples de cyclones évoluant à proximité d'un ou plusieurs RWB pendant leur creusement (Humba, Gamede) sont donnés en figure 3.13 pour illustrer cette deuxième configuration. Soulignons qu'hormis Dora et Gamède, les variations d'intensité (creusement puis comblement postérieur) des 3 autres cyclones de la catégorie semblent étroitement corrélées aux conditions océaniques qui font apparaître des valeurs d'OHC supérieures à 50 kJ.cm^{-2} durant la phase d'intensification (non illustré).

3.3 Bilan climatologique

On retiendra de cette étude climatologique les éléments suivants :

- Une définition statistique de la RI a été donnée pour le bassin SOOI comme une augmentation du coefficient de Dvorak supérieure ou égale à 0,5 en l'espace de 6 h. Ce seuil correspond au 83ème percentile de tous les changements d'intensité observés sur 6 h dans les systèmes tropicaux du bassin de 1981 à 2009, à partir du stade de perturbation tropicale.
- Parmi les 308 systèmes tropicaux ayant évolué dans le bassin SOOI entre septembre 1981 et août 2009, 79% des tempêtes tropicales et 73% des cyclones tropicaux ont subi au moins une fois dans leur cycle de vie une intensification rapide sur 6 heures telle qu'elle a été définie ci-dessus.
- Une zone privilégiée pour l'intensification rapide des cyclones existe dans le bassin SOOI vers 15°S-60°E ; elle est co-localisée avec les déferlements d'onde de Rossby plus fréquents et de plus grande extension méridienne qui y règnent.

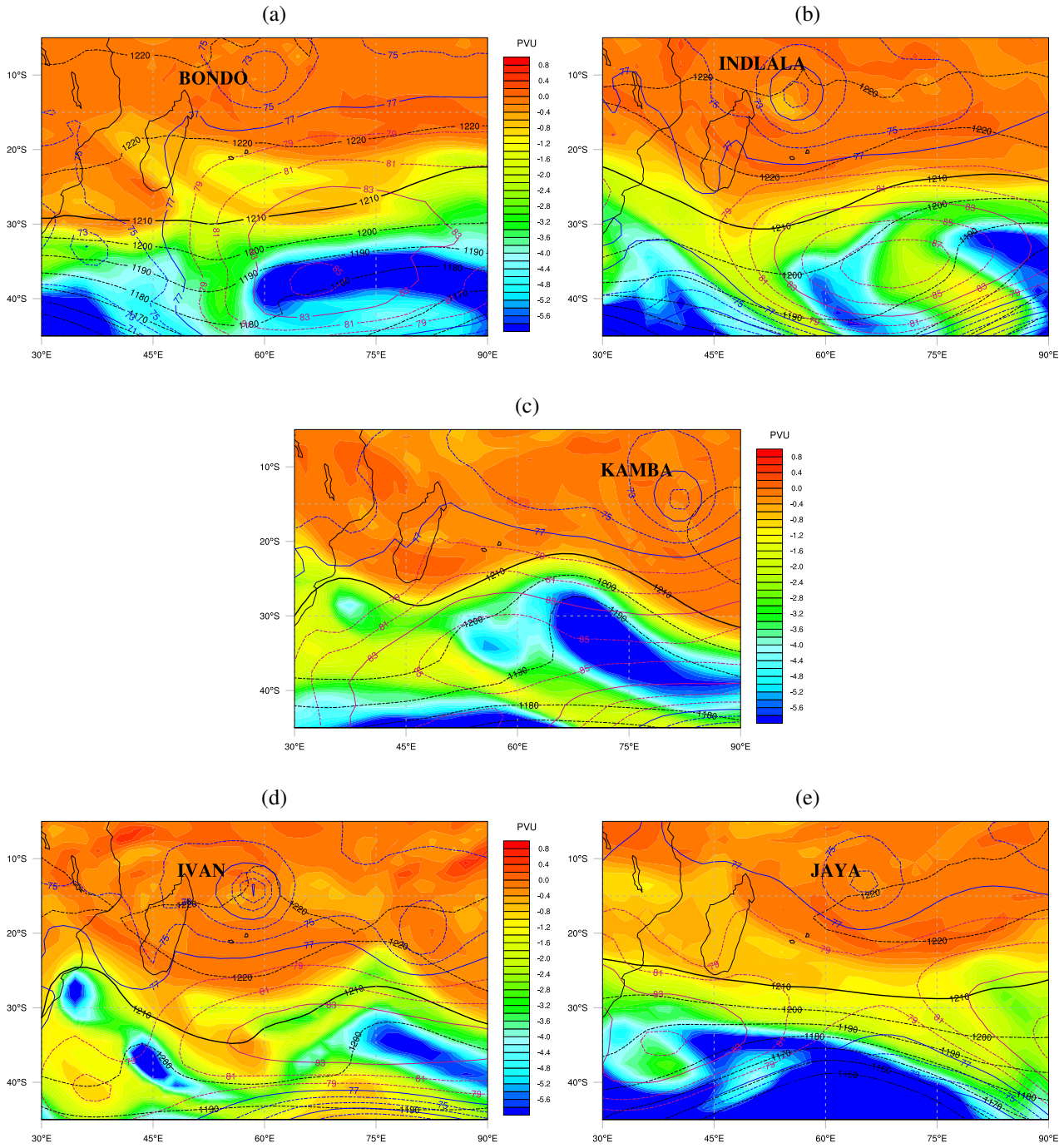


FIG. 3.12 – *Exemples de cyclones dans la configuration « interaction possible à distance avec un thalweg d'altitude » en début d'intensification rapide. Champ de tourbillon potentiel sur la surface isentrope* 350 *K (plages de couleur entre* −6 *PVU en bleu et* 1 *PVU en rouge par pas de* 0,2 *PVU) superposé au géopotentiel des surfaces* 925 *hPa (traits fins bleus et rouges, mgp) et* 200 *hPa (traits noirs, mgp). Les champs sont extraits des réanalyses ERA-Interim du CEPMMT à environ* 80 *km de résolution. Dans l'ordre les cyclones : (a) Bondo le* 19/12/2006 *à* 0000 *UTC, (b) Indlala le* 13/03/2007 *à* 0000 *UTC, (c) Kamba le* 09/03/2008 *à* 1200 *UTC, (d) Ivan le* 14/02/2008 *à* 1200 *UTC et (e) Jaya le* 31/03/2007 *à* 0000 *UTC. Le nom des cyclones est indiqué en haut à gauche de chaque système.*

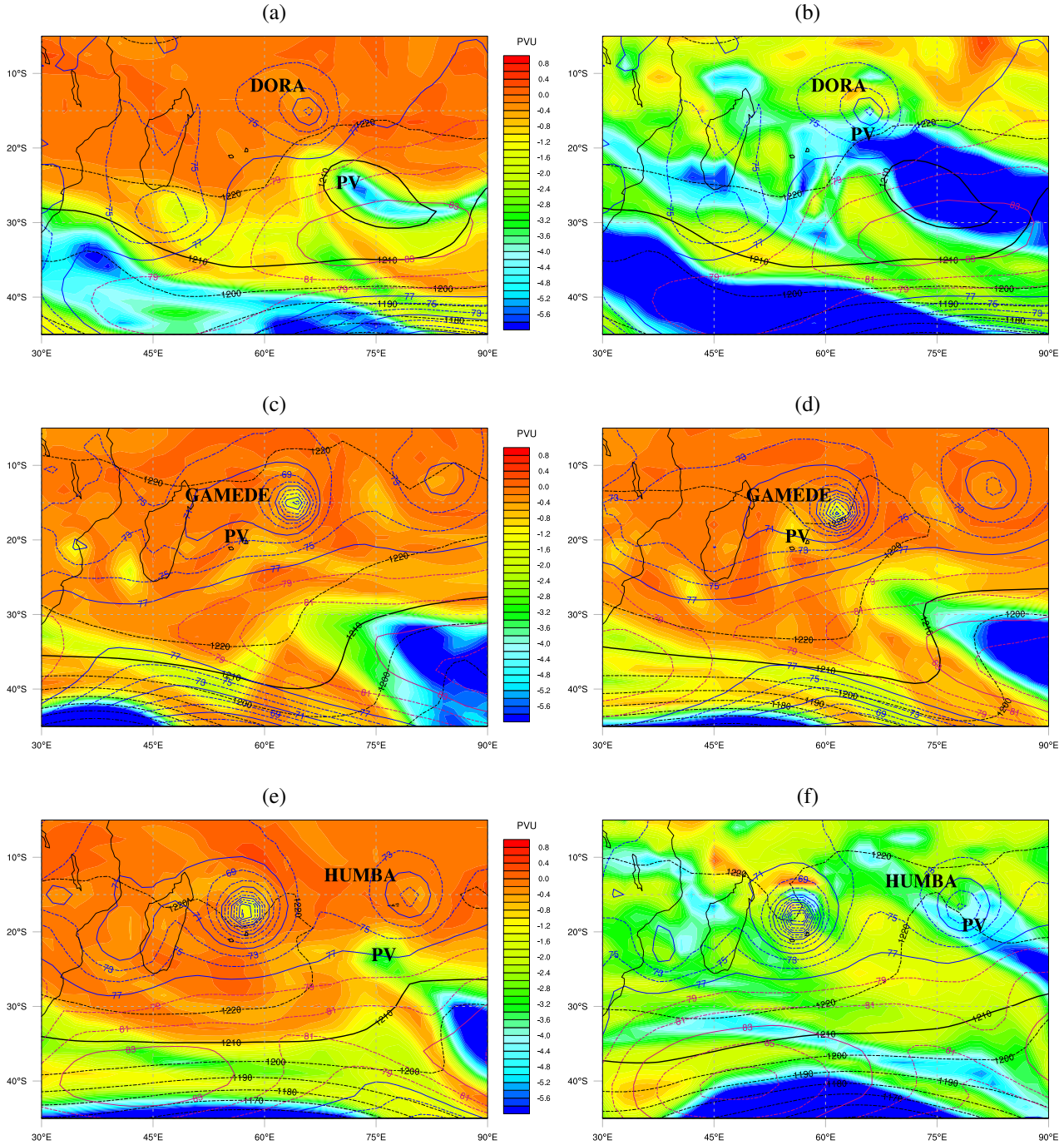


FIG. 3.13 – *Similaire à la figure 3.12 mais pour des cyclones dans la configuration « possible interaction proche » en début d'intensification rapide avec, quand une signature existe, les champs de tourbillon potentiel sur la surface* 370 *K également. Dans l'ordre : (a) et (b) cyclone Dora le* 01/02/2007 *à* 0000 *UTC sur les isentropes* 350 *K et* 370 *K respectivement, cyclone Gamède sur l'isentrope* 350 *K le (c)* 22/02/2007 *à* 1200 *UTC et le (d)* 23/02/2007 *à* 0000 *UTC et cyclone Humba le* 24/02/2007 *à (e)* 0000 *UTC sur l'isentrope* 350 *K et à (f)* 1200 *UTC sur l'isentrope* 370 *K. Le mot « PV » désigne le déferlement (ou son résidu) qui advecte du tourbillon potentiel (PV) à proximité du cyclone. Humba est situé à l'est de Gamède dans les figures (e) à (d).*

- La contribution positive d'un thalweg à l'intensification rapide d'un cyclone dans le bassin provient entre autres du forçage du canal d'évacuation cyclonique côté polaire, associé à un renforcement de la divergence d'altitude.
- Sur la période 2006-2010, deux systèmes cycloniques Dora et Gamède paraissent particulièrement intéressants pour rechercher les autres facteurs thermodynamiques liés à un thalweg d'altitude qui pourraient être responsables de l'intensification rapide d'un cyclone.

Chapitre 4

Observation et modélisation d'un cas d'étude du SOOI

SOMMAIRE

4.1 LE CYCLONE DORA **99**
4.1.1 Cyclogenèse 99
4.1.2 Intensification et trajectoire 99
4.1.3 Mesures aéroportées 102
4.1.4 Cycle de remplacement du mur de l'œil 103
4.1.5 Structure annulaire 104
4.1.6 Environnement océanique 104
4.1.7 Interaction avec une structure d'altitude 105
Anomalie de tourbillon potentiel 105
Air sec associé à la foliation de tropopause 105
4.1.8 Conclusion : un cas d'étude approprié 108
4.2 QUALITÉ DES ANALYSES DU CEPMMT **109**
4.3 EXPÉRIENCES NUMÉRIQUES **114**
4.3.1 Méthodologie et outils numériques 114
Méthode 114
Le modèle ALADIN-Réunion 116
Le modèle Méso-NH 118
Le modèle TC-LAPS 119
4.3.2 Simulations TC-LAPS de Dora 121
4.3.3 Jeu de bogus de vent ALADIN 121
4.3.4 Jeu de simulations Méso-NH et diagnostics associés 127
4.3.5 Jeu de simulations ALADIN et simulation de référence retenue 130
4.4 BILAN SUR LA MODÉLISATION DE DORA **132**

DANS ce chapitre, nous présentons le cyclone Dora retenu pour l'étude de processus ainsi que les outils numériques utilisés pour conduire les simulations. Nous énoncerons les diverses caractéristiques du cyclone qui font de Dora un cas d'étude très intéressant avant d'évaluer la qualité des analyses du CEPMMT choisies pour initialiser les simulations numériques. Les outils numériques qui nous ont permis d'aboutir à une simulation de référence seront présentés en parallèle des diverses expériences conduites.

4.1 Le cyclone Dora

Cette section s'appuie sur la figure 4.1 qui présente la trajectoire (a) et l'intensité (b) du système Dora sur toute sa durée de vie. L'analyse synoptique qui suit s'inspire de la documentation fournie par les prévisionnistes du CMRS de La Réunion à l'issue de la saison cyclonique 2006-2007 (Caroff et al. 2008).

4.1.1 Cyclogenèse

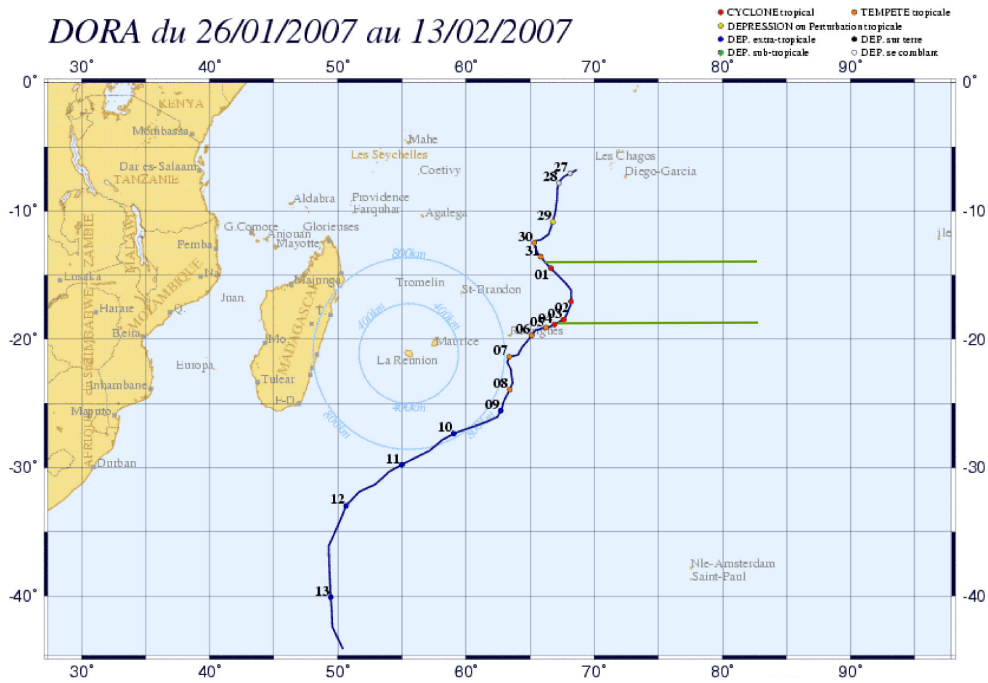
Dora est le premier cyclone tropical de l'année 2007. Il se forme après une longue période d'inactivité convective sur le bassin, en lien avec une phase sèche de la MJO. Les 24-25 janvier, le flux de mousson se rétablit sur une majeure partie du SOOI. Le 26, l'activité convective se renforce sur la face équatoriale du thalweg de mousson, au voisinage de 05°S et entre 60 et 80°E. Un minimum de pression s'esquisse à 400 km à l'ouest de Diego-Garcia. Les jours suivants, la convergence de basses couches devient favorable avec les alizés se renforçant au sud. Le minimum dépressionnaire se décale lentement vers l'ouest sud-ouest, transite en cours de journée du 28 au voisinage d'une récente bouée Atlas ancrée par 8°S-67°E, puis accélère à 5 m.s^{-1} pour faire route vers le sud. Le système est classé en dépression tropicale en début de journée du 29 janvier, tandis qu'il franchit le parallèle 10°S et pénètre dans une zone où le cisaillement vertical de vent est faible et la divergence d'altitude très favorable.

4.1.2 Intensification et trajectoire

Dans un environnement propice, le système s'intensifie successivement au stade de tempête puis de forte tempête tropicale, ce qui lui vaut d'être baptisé Dora dans l'après-midi du 29 janvier. Il ralentit sa progression en fin de journée tandis qu'un œil apparaît sur l'image micro-ondes en cours de nuit. En début de journée du 30 janvier, Dora vire soudainement au sud-est. Ce changement de trajectoire est lié à l'arrivée par le sud d'un thalweg de moyenne et de haute troposphère issu des latitudes subtropicales qui a pu éroder la dorsale de moyenne troposphère présente au nord-est de Dora et qui en dictait le flux directeur. La progression de Dora en direction du sud-est est néanmoins ralentie par une dorsale de basse troposphère issue de l'anticyclone subtropical, qui est présente à l'avant de la trajectoire, sous le thalweg d'altitude. La décélération du système est associée à un arrêt de son intensification (autour de 60 nœuds soit 30,9 m.s^{-1}) dès le 30 janvier au soir et durant toute la journée du 31. Non loin au sud de Dora, un axe de cirrus s'étirant sur plusieurs centaines de kilomètres est visible (Fig. 4.2) et met en évidence la présence d'un jet d'altitude circulant à l'avant du thalweg. Ce jet favorise l'évacuation du flux sortant d'altitude de Dora côté polaire. Cependant ses vents forts empiètent sur le système nuageux de la tempête. Avec le rapprochement du thalweg, le cisaillement vertical de vent croît fortement en journée du 31 pour atteindre, en début de journée du 01 février, des valeurs comprises entre 20 et 30 nœuds (soit 10 à 15 m.s^{-1}) d'après les données du CIMSS (Fig. 4.2(b)). Une telle contrainte d'altitude se signale par un arc de cirrus présent au vent du flux (soit à l'ouest-sud-ouest de Dora).

Dans un cisaillement de vent encore fort, le système tropical reprend son intensification en fin de journée du 31 et le stade de cyclone tropical est atteint le lendemain matin. Dora entame ainsi une 1ère phase d'intensification rapide, qui dure du 31 janvier 1800 UTC au 01 février 1800 UTC, pendant laquelle les vents moyens maximaux sur 10 minutes accélèrent de 60 à 85 nœuds (soit de 30,9 à 43,7 m.s^{-1}) et le CI augmente de 4 à 5,5. En première moitié de journée du 02 février, Dora

(a) **Trajectoire**



(b) **Intensité**

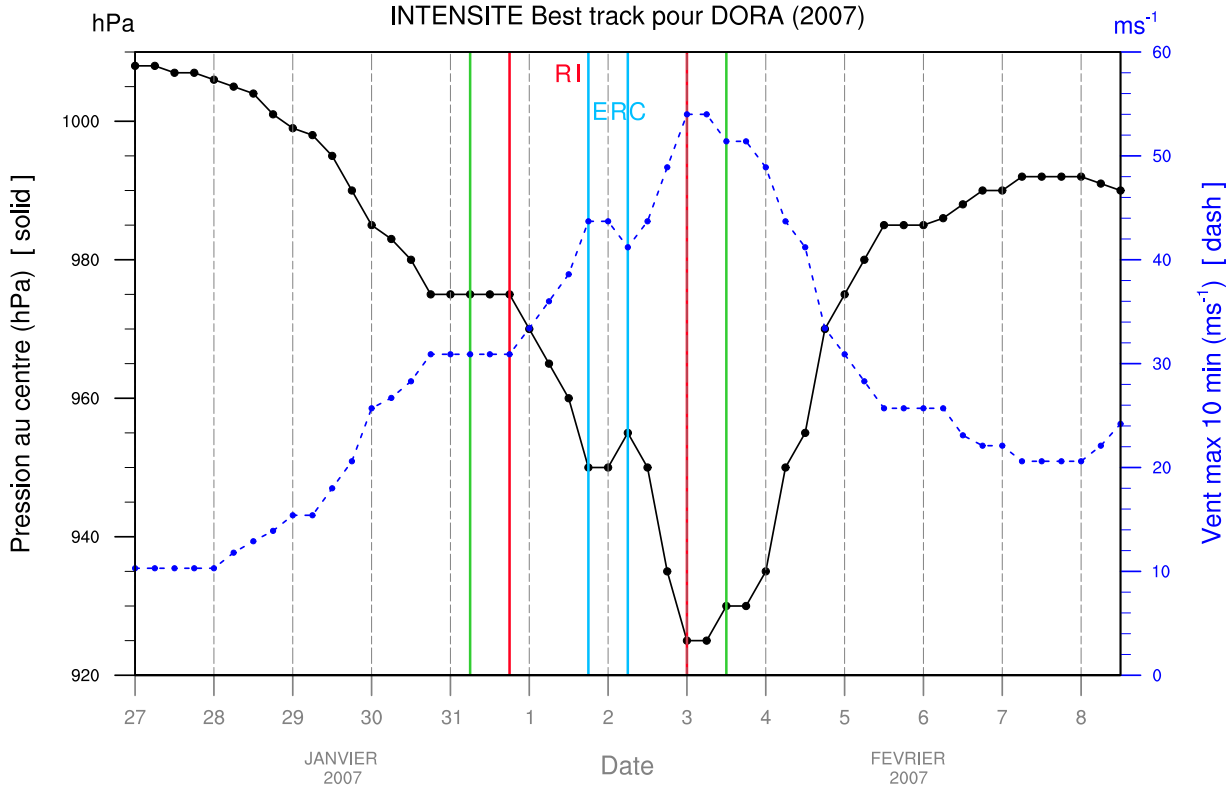
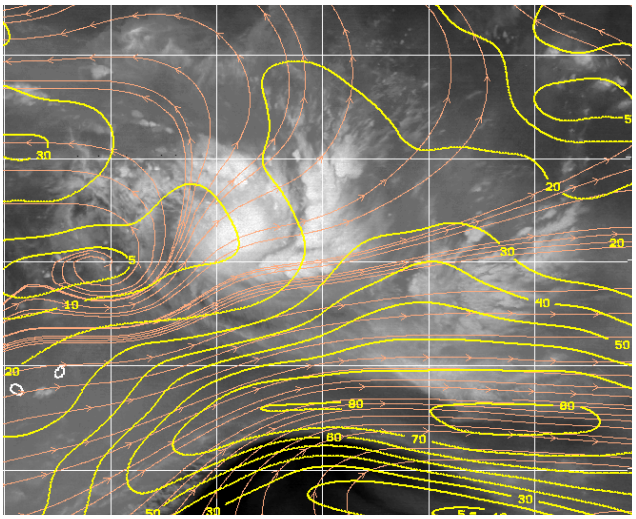
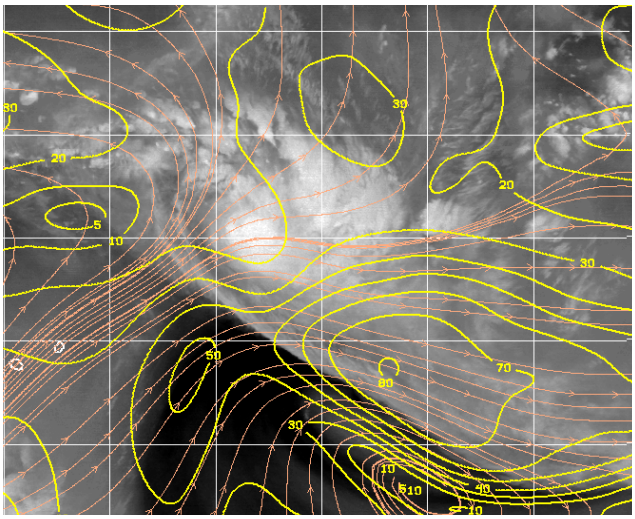


FIG. 4.1 – *Données Best track Météo-France pour le cyclone Dora (27 janvier -13 février 2007) : (a) trajectoire du système dans le bassin et (b) intensité du 27 janvier 0000 UTC au 08 février 1200 UTC par pas de 6 heures. Les lignes vertes horizontales en (a) (resp. verticales en (b)) délimitent la période de simulation retenue. La pression au cœur du système (courbe noire, en hPa) chute brutalement de 50 hPa entre le 31 janvier 1800 UTC et le 03 février 0000 UTC (période encadrée en rouge et notée RI). Le creusement est associé à une augmentation des vents moyens maximaux sur 10 minutes (courbe bleue, en $m.s^{-1}$). Un cycle de remplacement du mur de l'œil ralentit temporairement l'intensification (période encadrée en cyan et notée ERC).*

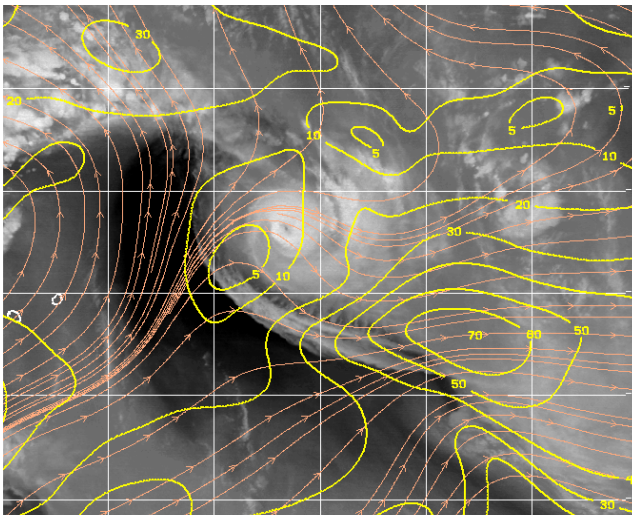
(a) 31 janvier 0000 UTC



(b) 01 février 0000 UTC



(c) 02 février 0000 UTC



(d) 03 février 0000 UTC

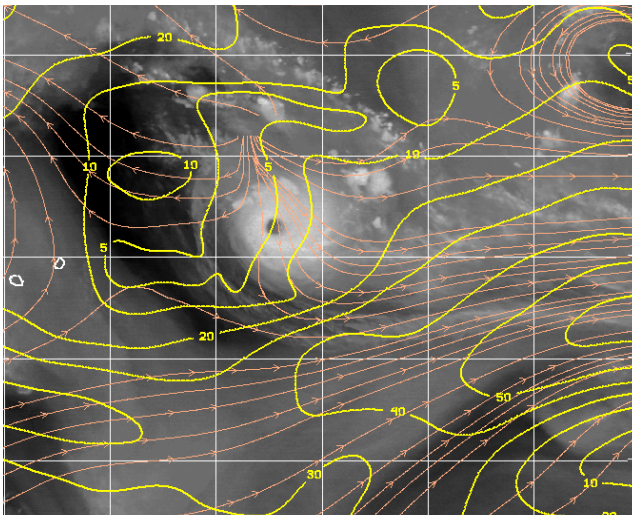


FIG. 4.2 – *Amplitude du cisaillement vertical de vent (contours jaunes, en nœuds) dans l'océan Indien Sud superposé aux images satellitaires Météosat 7 dans le canal vapeur d'eau, du (a)* 31/01/2007 *à* 0000 *UTC au (d)* 03/02/2007 *à* 0000 *UTC, par pas de* 24 *h. Ces analyses sont produites par le CIMSS à partir des vecteurs déplacements atmosphériques déduits des observations satellitaires. Le vecteur cisaillement est déterminé en calculant, pour chaque composante zonale et méridienne du vent, la différence de la valeur moyenne du vent sur une couche mince de haute troposphère (niveaux* 150, 200, 250, *et* 300 *hPa) et de basse troposphère (niveaux* 700, 775, 850, *et* 925 *hPa). Les lignes de flux (en orange) indiquent la direction du cisaillement. Le domaine est maintenu constant en longitude et s'étend sur [*55°-85°*E] avec les îles Maurice et Réunion à l'extrême gauche ; il couvre* 25° *de latitude mais ses bornes sont variables pour suivre la progression du système vers le sud ; le parallèle* 20°*S se trouve juste au nord des 2 îles. La grille est tracée tous les* 5° *de latitude-longitude.*

incurve sa trajectoire en direction du sud-ouest tout en s'affaiblissant (de 85 à 80 nœuds, soit de 43,7 à 41,2 m.s^{-1}) en corrélation avec la fin d'un cycle de remplacement du mur de l'œil (voir paragraphe suivant 4.1.4). Le système entame ensuite une 2ème période d'intensification rapide du 02 février à 0600 UTC au 03 février à 0000 UTC, sous un cisaillement vertical plus faible. Dora ralentit durant cet intervalle (seulement 2 m.s^{-1} d'allure moyenne) et infléchit sa course vers l'ouest-sud-ouest. Le flux directeur est en effet dicté par deux effets opposés : une zone équatoriale de hauts géopotentiels de moyenne troposphère située au nord-est du système, et une dorsale au sud-ouest. Pendant cette 2ème période de RI, les vents maximaux augmentent de 80 à 105 nœuds soit de 41,2 à 54,0 m.s^{-1} (CI de 5 à 6) conférant à Dora le statut de cyclone tropical intense. L'intensité maximale est ainsi atteinte en début de journée du 03 février avec des vents moyens sur 10 minutes approchant les 200 km.h^{-1}.

Le système se comble dans l'après-midi du 03 février, avec un début d'érosion de l'œil dans le secteur ouest à sud-ouest, aggravée dans la nuit suivante à tout le demi-cercle au vent du flux d'altitude. Il semble que la destruction de la convection dans le secteur ouest soit le résultat de l'action conjuguée d'une ventilation accrue et d'une intrusion d'air sec dans les couches moyennes supérieures (voir paragraphe suivant 4.1.7). Par ailleurs, Dora a épuisé le contenu énergétique de l'océan au cours de cette seconde phase d'intensification à vitesse quasi-stationnaire. Enfin, le système continue de ralentir (1 m.s^{-1}) en journée du 03 février après avoir atteint une zone d'eaux plus fraîches (voir paragraphe 4.1.6). L'ensemble de ces éléments aboutissent à un comblement progressif de Dora qui est rétrogradé au stade de tempête en fin de journée du 04 février. Le cisaillement de vent empêchera ultérieurement la convection de se reformer au-dessus du centre de la circulation. Bien qu'étant le système de plus longue durée de vie de la saison 2006-2007, Dora n'aura pas eu d'impact majeur sur les terres habitées (le système passe au plus près à 130 km au sud-est de l'île Rodrigues le 06 février). La transition extra-tropicale du système s'effectue en journée du 08, dans une trajectoire plein sud.

4.1.3 Mesures aéroportées

Dora fut le 1er cyclone tropical sondé par un Aéroclipper, système de mesures aéroporté validé en janvier - février 2007 durant la campagne VASCO (Duvel et al. 2008) sur l'océan Indien. Cet instrument, constitué d'une nacelle océanique et d'un ballon stabilisé entre 20 et 40 m au dessus de la surface, se déplace selon une trajectoire quasi-lagrangienne et a pour but de mesurer plusieurs paramètres physiques à l'interface océan-atmosphère pour en déduire les flux turbulents de chaleur latente, de chaleur sensible et de moment. Tandis qu'une nacelle océanique mesure la température de surface et la salinité de la mer, les instruments sous le ballon mesurent les paramètres atmosphériques (pression, température, vent, humidité relative). L'Aéroclipper permettrait à l'avenir d'investiguer à moindre coût les changements d'intensité dans les cyclones tropicaux, particulièrement dans les zones dépourvues de reconnaissance aérienne comme le sud-ouest de l'océan Indien.

FIG. 4.3 – *Aéroclipper ©CNES/LMD*

Deux Aéroclippers ont convergé dans le centre de Dora durant son développement pour y rester piégés plusieurs jours. Malheureusement, aucune donnée n'a été transmise car le logiciel de bord avait par inadvertence été commuté sur une mauvaise position avant le lâcher. Les vents ont néanmoins pu être déduits du déplacement de l'Aéroclipper (position GPS) à partir des calibrations en conditions de vent fort (supérieures à 25 m.s^{-1}) obtenues par deux autres Aéroclippers à proximité du cyclone Favio (février 2007). Les vents maximaux ont ainsi été estimés à 39,4 m.s^{-1} à 20 km du centre de Dora le 30 janvier à 1015 UTC (avec un second maximum de vent relatif autour de 125 km) et à 45 m.s^{-1} à

une distance de 30 km du centre le 31 janvier à 2145 UTC. Ces valeurs sont 40 à 50% supérieures aux estimations obtenues par les prévisionnistes à partir de la technique de Dvorak (Fig. 4.1(b)).

4.1.4 Cycle de remplacement du mur de l'œil

Comme illustré en figure 4.1(b), l'intensification rapide de Dora est scindée en 2 périodes. Le responsable de cette transition est un cycle de remplacement du mur de l'œil qui débute en fin de journée du 1er février pour s'achever le 02 février vers 0600 UTC. Le changement de structure associé est bien visible sur l'imagerie micro-ondes (Fig. 4.4) : dans l'après-midi du 1er février, des bandes externes de convection s'enroulent autour du mur de l'œil interne initial (images (b) et (c)) ; ces bandes se regroupent en un anneau fermé qui se resserre (d) conduisant à l'effondrement du mur interne : il est évanescent le 02 février à 0300 UTC (e). Le nouveau mur de l'œil est plus large (65 km de diamètre) et associé à un anneau de convection important de 50 à 60 km d'épaisseur radiale (f).

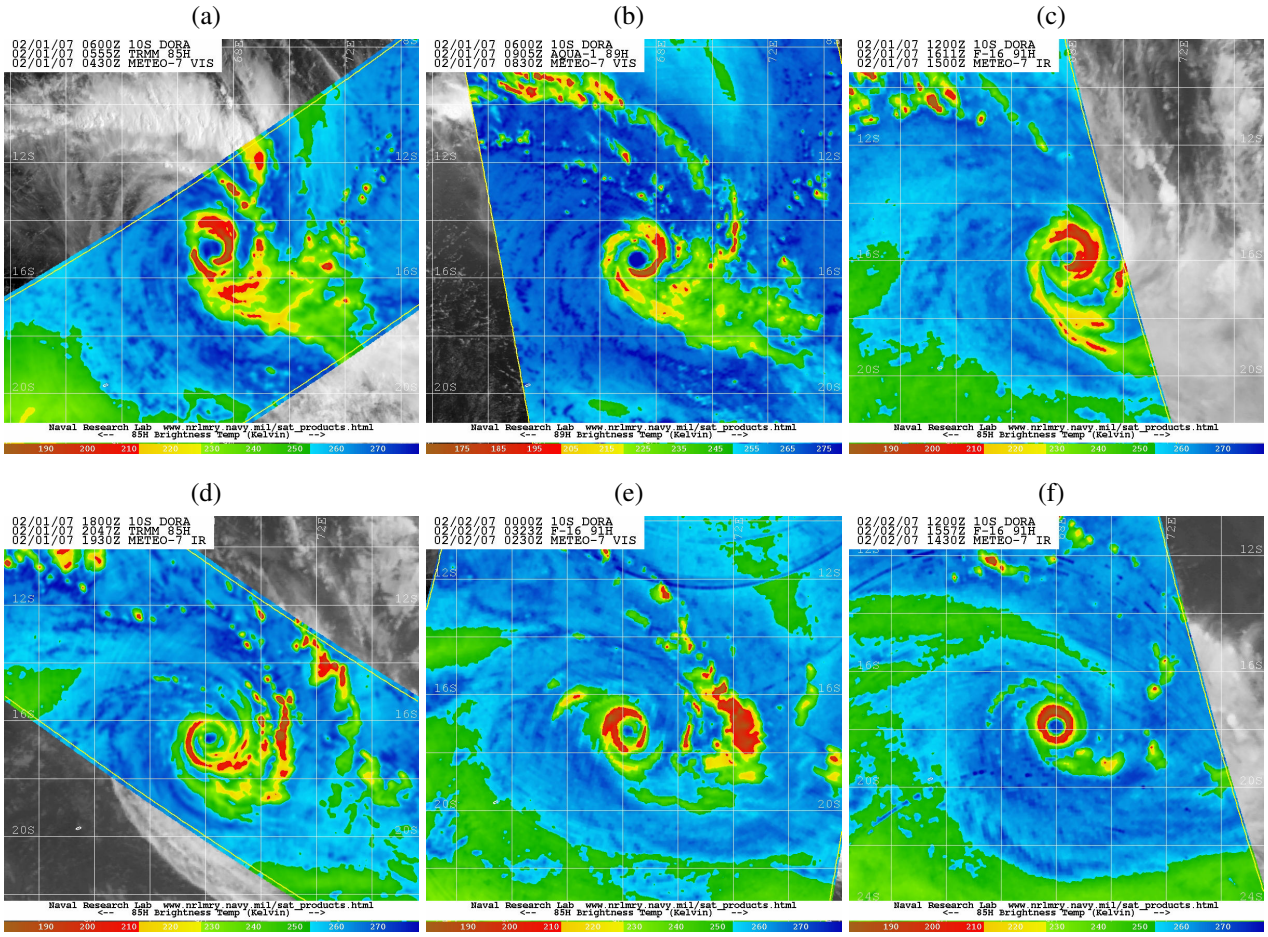


FIG. 4.4 – *Cycle de remplacement du mur de l'œil de Dora vu par l'imagerie satellitaire (radiomètres micro-ondes AMSR-E 89 GHz, SSMIS 91 GHz et capteur embarqué sur TRMM). Les températures de brillance (en K) sont illustrées autour des instants : (a) 0600 UTC, (b) 0900 UTC, (c) 1600 UTC et (d) 2100 UTC le 01 février ; (e) 0300 UTC et (f) 1600 UTC le 02 février 2007. La grille est tracée tous les 2° de latitude-longitude. Source : images du NRL disponibles en ligne : http : //www.nrlmry.navy.mil/tc_pages/tc_home.html*

4.1.5 Structure annulaire

Dès le 02 février à 1200 UTC, soit juste après l'ERC, la structure nuageuse de Dora devient symétrique en forme d'anneau. Cette structure annulaire est bien illustrée sur l'image micro-ondes du 02 février à 1600 UTC (Fig. 4.4(f)) ou sur les images déjà présentées en figure 2.18. La composition colorée du 03 février à 0500 UTC (Fig. 2.18(c)) montre l'œil large et extrêmement évasé de Dora (plus de 80 km de diamètre en altitude - moins de 60 km en surface).

Dora conserve cette structure annulaire jusqu'au 03 février à 1800 UTC, soit durant 30 heures environ. La structure nuageuse perd ensuite sa symétrie et un début d'érosion de l'œil est visible sur l'imagerie micro-ondes (non illustré). Notons en figure 2.18(c) la légère inclinaison du vortex vers l'est (« tilt ») en date du 03 février à 0500 UTC sous l'effet du cisaillement d'ouest modéré.

Curieusement, une seule des conditions environnementales favorables à une telle structure annulaire (Knaff et al. 2003) est réunie pour Dora. Les deux derniers critères énumérées en section 2.1.6 ne sont pas vérifiés. Pendant la période où Dora a été annulaire, le cisaillement vertical de vent était effectivement relativement faible mais d'ouest à sud-ouest (au lieu d'est à nord-est dans l'hémisphère sud) tandis que les vents à 200 hPa étaient de nord-ouest à l'avant du thalweg et de sud-ouest à l'arrière (mais en aucun cas d'est). Par conséquent, nous suspectons que l'interaction de Dora avec le thalweg d'altitude pourrait avoir joué un rôle dans les processus de formation de cette structure annulaire assez rare.

4.1.6 Environnement océanique

Les eaux de surface sur lesquelles Dora évolue pendant sa phase d'intensification ne sont que modérément chaudes avec des valeurs avoisinant les 28 °C (cf. Fig. 4.5), bien inférieures aux gyres anticycloniques chauds que l'on retrouve dans les cas d'intensification rapide (zones rouges en Fig. 4.5). Les estimations du contenu énergétique de l'océan sont visibles en figure 4.6, pour les journées du 28 et du 30 janvier 2007. Au delà du 30 janvier 0000 UTC, l'OHC descend en deçà du seuil de 50 kJ.cm^{-2} favorable au creusement rapide (Shay et al. 2000).

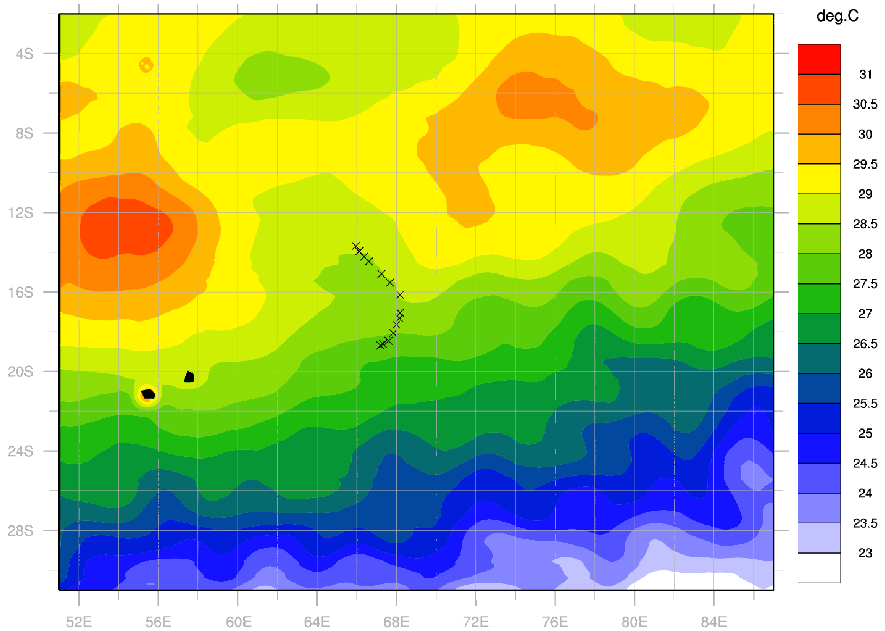


FIG. 4.5 – *Températures de surface de la mer sur une partie du SOOI le 31 janvier à 0600 UTC, soit 12 h avant le début de l'intensification rapide de Dora. La position du système, qui se déplace vers le sud, est matérialisée par des croix toutes les 6 h du 31 janvier à 0600 UTC au 03 février 2007 à 1200 UTC (données Best track). Ces champs proviennent de l'analyse de surface CANARI d'ALADIN-Réunion (détaillée en section 4.3.1)*

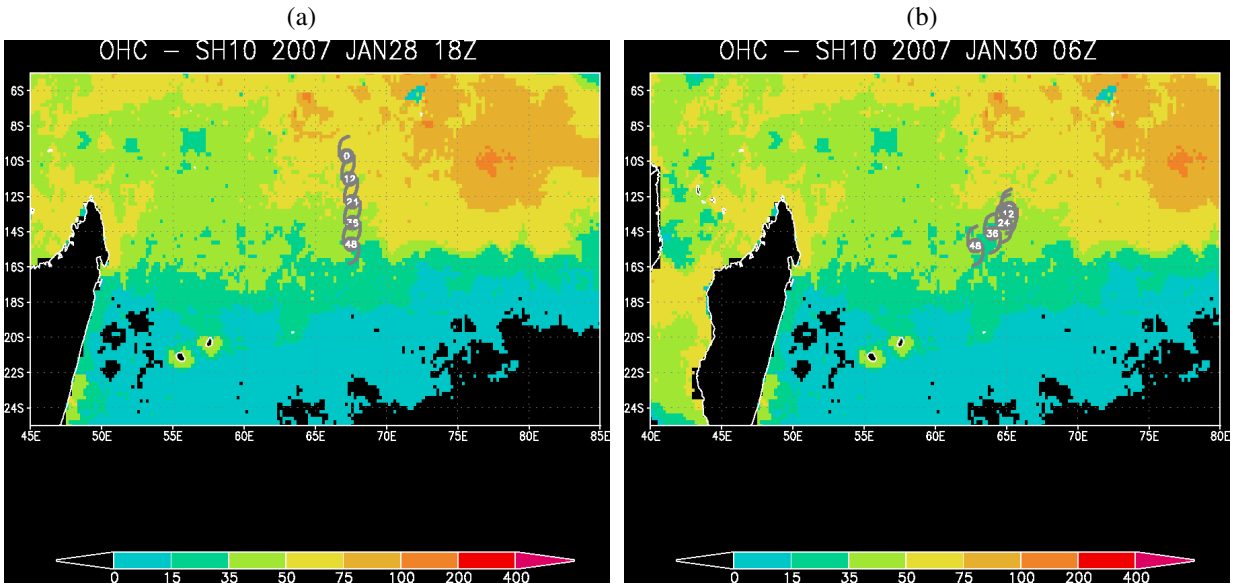


FIG. 4.6 – *Estimation du contenu énergétique de l'océan (OHC en kJ.cm^{-2}) le (a) 28 janvier à 1800 UTC et le (b) 30 janvier 2007 à 0600 UTC. La trajectoire prévue par le JTWC est superposée à ces images pour référence (par pas de 12 h jusque 48 h d'échéance). La résolution est de 0,2° de latitude-longitude. Source : images du Regional and Mesoscale Meteorology Branch (RAMMB)* $http://rammb.cira.colostate.edu/products/tc_realtime/storm.asp?storm_identifier = SH102007$

4.1.7 Interaction avec une structure d'altitude

Anomalie de tourbillon potentiel

A partir du 31 janvier, Dora est approché à son sud-est par un thalweg d'altitude issu d'un déferlement d'onde de Rossby. En début d'intensification rapide le 01/02/2007 à 0000 UTC, une anomalie fortement négative de tourbillon potentiel, associée à la foliation de tropopause, a été clairement identifiée au sud du cyclone sur les réanalyses ERA-Interim (voir les cartes de tourbillon potentiel sur les isentropes 350 K en Fig. 3.13(a) et 370 K en Fig. 3.13(b)). Il semble que la foliation de tropopause soit profonde et que l'anomalie d'altitude ait une forte épaisseur puisqu'elle conserve une signature en moyenne troposphère (voir les champs de tourbillon potentiel à 330 K, Fig. 4.7). A cette altitude, l'anomalie paraît se détacher du thalweg dans la journée du 1er février pour être advectée vers l'anomalie cyclonique de tourbillon potentiel de moyenne troposphère associée au cœur de Dora (Figs. 4.7(a) et (b)). Un mélange de tourbillon s'ensuit autour de 1200 UTC et 1800 UTC entre les 2 anomalies cycloniques d'intensité comparable (Figs. 4.7(c) et (d)).

Air sec associé à la foliation de tropopause

Les images satellitaires de Dora mettent bien en évidence la signature du thalweg d'altitude dans le canal vapeur d'eau (Figs. 4.2 et 4.8) et son interaction avec le cyclone. La foliation de tropopause est associée à une intrusion d'air sec (Fig. 4.8, zone bleue) jusqu'en moyenne troposphère ; cet air sec déferle vers les tropiques à l'ouest de Dora du 31 janvier au 04 février, est happé par la circulation cyclonique et vient s'enrouler autour du système. Dès le 02 février, l'air sec isole la convection au nord de Dora (zone orange) et sépare le cyclone de ses bandes spiralées externes (Fig. 4.8(e)). Un tel mécanisme pourrait être responsable de la structure annulaire observée en fin d'échéance.

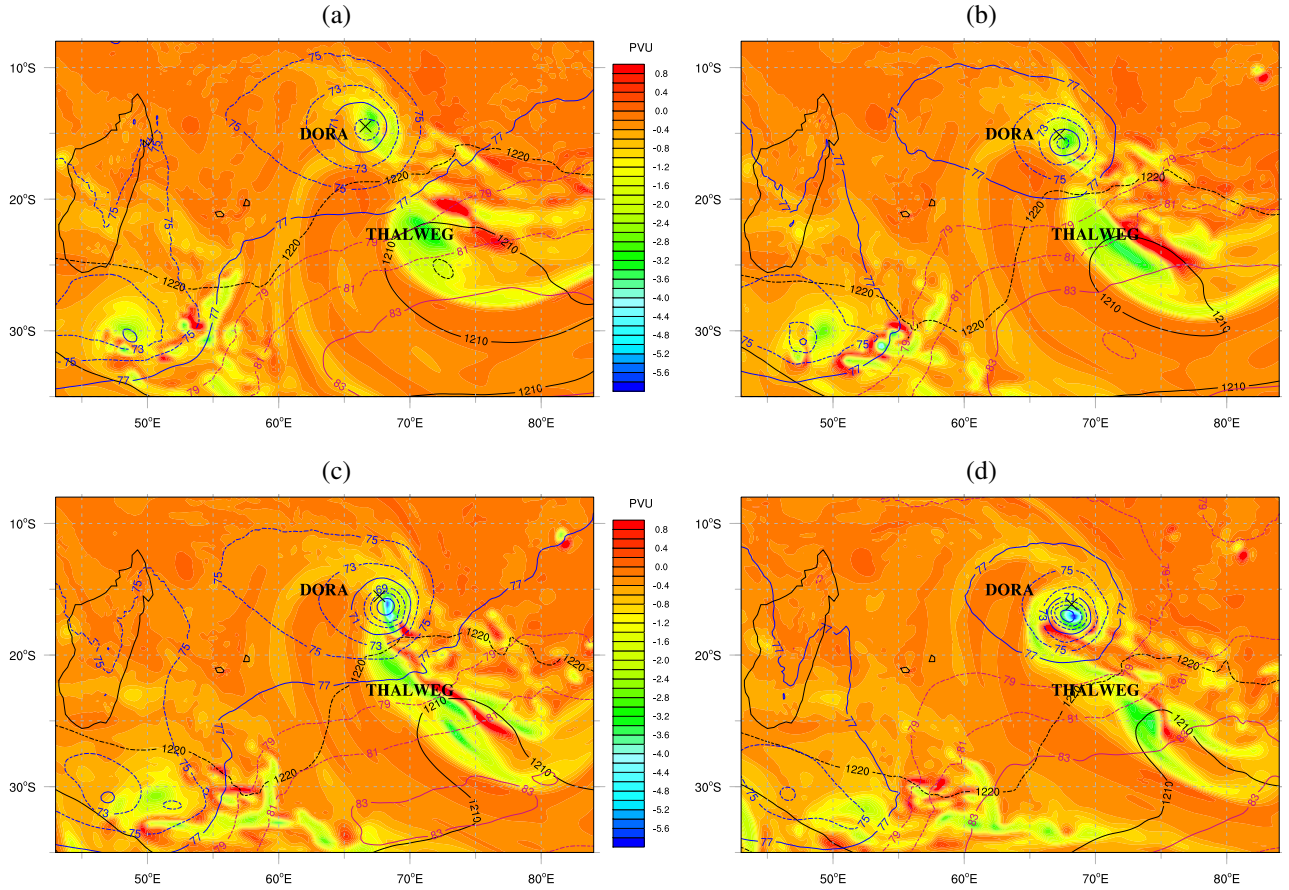


FIG. 4.7 – *Similaire à la Fig. 3.12 mais pour les analyses opérationnelles du CEPMMT à* 25 *km de résolution sur l'isentrope* 330 *K, durant la* 1ère *phase d'intensification rapide de Dora : du (a)* 01/02/2007 *à* 0000 *UTC au (d)* 01/02/2007 *à* 1800 *UTC, par pas de 6 heures. La croix représente la position du minimum dépressionnaire de surface selon la Best track.*

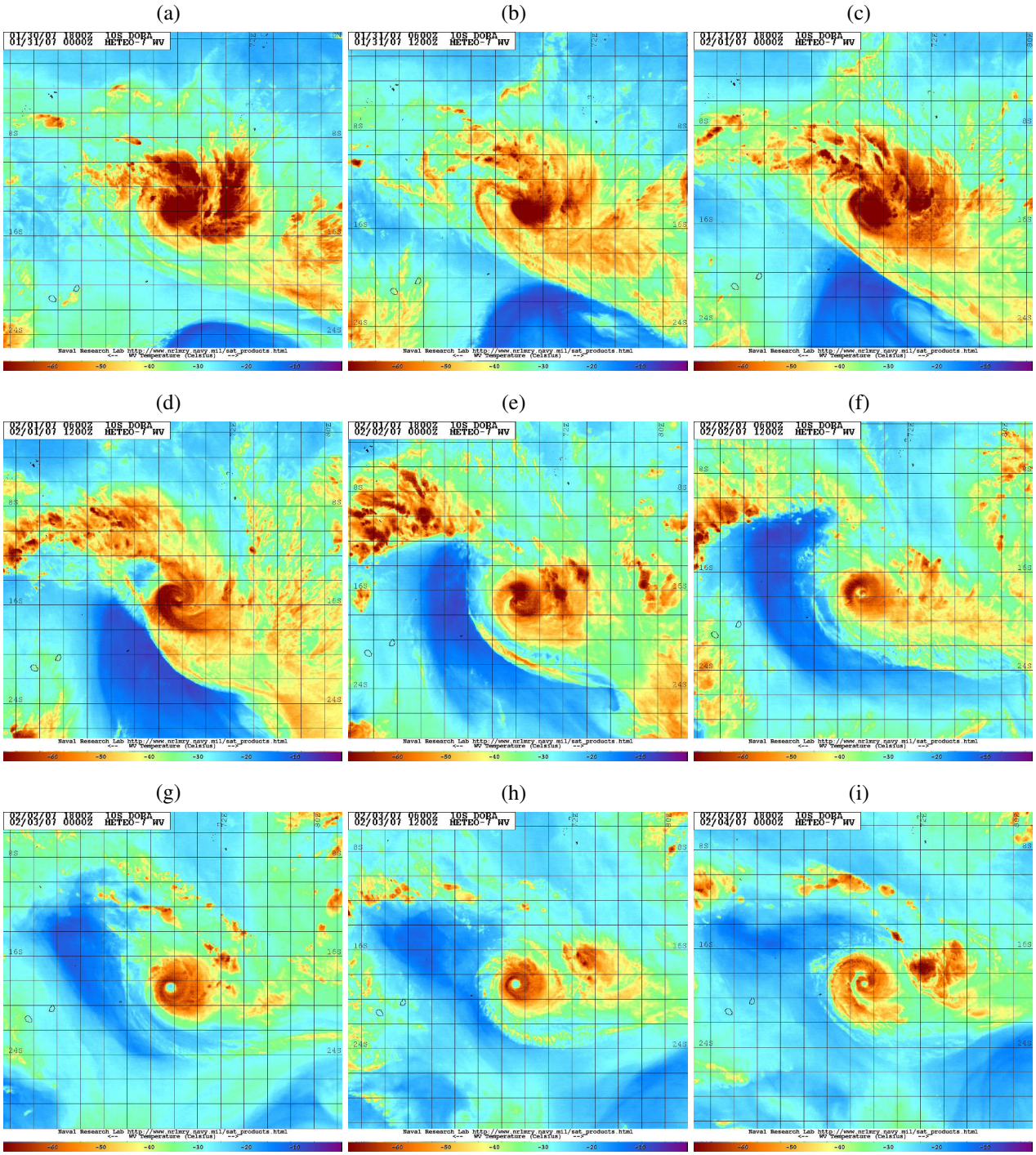


FIG. 4.8 – *Températures de brillance dans le canal vapeur d'eau de Météosat 7 du* 31 *janvier* 0000 *UTC au* 04 *février* 2007 0000 *UTC, par pas de 12 heures. Ces images mettent en évidence l'intrusion d'air sec associée à la foliation de tropopause (zones sèches en bleu) qui s'enroule autour de Dora (zones convectives en orange). Les lignes sont quadrillées tous les* 2° *de latitude-longitude. Source : images disponibles en ligne sur le site du Naval Research Laboratory :* $http : //www.nrlmry.navy.mil/tc_pages/tc_home.html$

4.1.8 Conclusion : un cas d'étude approprié

Selon les estimations des prévisionnistes, la pression au sein de Dora a chuté de 975 à 925 hPa en l'espace de 54 heures, du 31 janvier 1800 UTC au 03 février 0000 UTC (Fig. 4.1(b)), classant le système dans les cas d'intensification rapide. Les nombreuses caractéristiques du système illustrées précédemment laissent présager des complexes interactions possibles entre un cyclone tropical et une structure cohérente d'altitude associée à un déferlement d'onde de Rossby. En outre, ce cas d'étude présente des spécificités particulièrement intéressantes :

1. L'intensification se produit tandis que du tourbillon potentiel cyclonique est advecté au cœur du cyclone jusqu'en moyenne troposphère (profonde foliation de tropopause).
2. Un ERC se produit en milieu de RI, après le début du mélange en moyenne troposphère des anomalies de tourbillon potentiel associées respectivement au thalweg et au cyclone.
3. Le cyclone adopte une structure annulaire en fin de RI, juste après l'ERC, tandis que de l'air sec associée à la foliation de tropopause s'enroule autour du système par l'ouest puis le nord-ouest.
4. Le contenu énergétique de l'océan n'est pas suffisant pour expliquer cette intensification rapide.
5. Le cyclone s'intensifie malgré un fort cisaillement de vent qui augmente jusqu'à des valeurs proches de 15 m.s^{-1} en 1ère phase de RI.
6. Des Aeroclippers ont permis d'estimer le vent de surface au centre du système et ainsi d'obtenir des renseignements sur la structure du cyclone en début de RI.

4.2 Qualité des analyses du CEPMMT

Nous souhaitons ici évaluer la qualité et la pertinence des analyses du CEPMMT sur le cas de Dora avant d'envisager leur utilisation dans nos expériences numériques. Pour cela les divers champs de grande échelle des analyses opérationnelles IFS (résolution de 25 km ou T799) et (ou) des réanalyses globales ERA-Interim (résolution d'environ 80 km ou T255) sont confrontés aux images satellitaires observées dans le canal vapeur d'eau. Leur pertinence est estimée durant la période d'intensification rapide de Dora. La plupart des aspects de cette section seront illustrés à l'aide des réanalyses ERA-Interim dont les champs sont plus lisses.

(a) 31 janvier 0600 UTC

(b) 01 février 0600 UTC

(c) 02 février 0600 UTC

(d) 03 février 0600 UTC

Fig. 4.9 – *Humidité relative à 400 hPa (contours en %) dans les analyses ERA-Interim, superposée aux images satellitaires Météosat 7 dans le canal vapeur d'eau, du (a) 31/01/2007 à 0600 UTC au (d) 03/02/2007 à 0600 UTC par pas de 24 h. Le trait jaune délimite l'isoligne 50 % ; les valeurs inférieures sont en pointillé bleu ; les valeurs supérieures en traits roses ; l'isoligne 80 % est renforcée en rouge. Le domaine couvre la zone [2°-32°S] × [35°-95°E] de l'océan Indien Sud.*

Le champ d'humidité relative à 400 hPa est relativement bien corrélé à l'environnement de grande échelle observé par satellite (Fig. 4.9). L'isoligne jaune (humidité égale à 50 %) délimite la zone d'air sec de moyenne à haute troposphère (en noir dans le canal vapeur d'eau) originaire des moyennes latitudes et qui encercle progressivement Dora par l'ouest. Cet air sec est bien d'origine stratosphérique : il est associé à de fortes valeurs d'ozone à 200 hPa dans toute la moitié est de la zone noire, et dans l'ensemble de cette zone à 400 hPa avec une concentration moindre (non illustré). L'isoligne rouge en figure 4.9, qui délimite les zones d'humidité supérieure à 80 % à 400 hPa, rend compte de façon moins précise des régions de forte convection (qui apparaissent en blanc sur l'image vapeur d'eau). Ces dernières peuvent également être associées à de l'humidité de basses couches qui se trouve effectivement représentée dans les champs modèles (non illustré).

En revanche, la corrélation usuelle entre vapeur d'eau et tourbillon potentiel (ou enfoncement

(a) 31 janvier 0600 UTC

(b) 01 février 0600 UTC

(c) 01 février 1200 UTC

(d) 01 février 1800 UTC

(e) 02 février 0000 UTC

(f) 02 février 0600 UTC

FIG. 4.10 – *Similaire à la figure 4.9 mais pour le champ de tourbillon potentiel à* 400 *hPa (contours en PVU) du (a)* $31/01/2007$ *à* 0600 *UTC au (f)* $02/02/2007$ *à* 0600 *UTC, aux dates précisées en haut de chaque figure avec un domaine rogné à* $55°$*E à l'ouest. Les isolignes* $-0{,}4$ *PVU,* $-0{,}2$ *PVU et* 0 *PVU sont dessinées en trait pointillé rouge ; les valeurs inférieures ou égales à* $-0{,}7$ *PVU sont tracées en vert par pas de* $0{,}3$ *PVU avec des pointillés toutes les 4 isolignes (*$-0{,}7$ *PVU et* $-1{,}9$ *PVU).*

vertical de tropopause) que l'on trouve dans les profondes foliations aux moyennes latitudes se restreint ici au cœur de l'intrusion (Fig. 4.10). Tandis qu'avec le temps la zone noire s'étend vers le nord pour atteindre les tropiques, le vortex cyclonique associé au cut-off reste cantonné dans l'extrême sud-est où il continue de s'amplifier tout en s'approchant du cyclone par le sud (Fig. 4.10(b)). A 400 hPa, l'anomalie de tourbillon potentiel cyclonique progresse sous la zone nuageuse d'altitude associée au cyclone (Figs. 4.10(b) à (d)). En haute troposphère, le cut-off est associé à une anomalie froide, identifiée par les isentropes tracées sur la tropopause dynamique -2 PVU ; ce vortex froid reste en marge sud-est de l'intrusion d'air sec (Fig. 4.11(b)). La partie ouest de la zone noire devient relativement chaude à cette altitude au fur et à mesure de la progression de l'air en direction des tropiques et des moyennes couches. Il existe effectivement une large zone de faible subsidence à 500 hPa (vitesse verticale comprise entre 0 et $0{,}2$ Pa.s^{-1}) relativement bien corrélée à la région noire de l'image satellitaire (Fig. 4.12). L'image vapeur d'eau reflète donc, en marge de l'anomalie, les déplacements verticaux (subsidence) induits par la progression de l'intrusion, comme suggéré par Wirth et al. (1997).

En ce qui concerne le tourbillon potentiel, on note une certaine corrélation en bordure sud du cyclone : la zone où l'anomalie de tourbillon potentiel associée au thalweg s'étire en direction du cyclone et fusionne avec le tourbillon cyclonique de Dora correspond exactement à la zone périphérique du cyclone qui devient noire en imagerie vapeur d'eau (Figs. 4.10(c) à (e)). Ceci confirme que la structure cohérente d'altitude associée au thalweg empiète sur le système nuageux de Dora. Quant à la vitesse verticale en moyenne troposphère, un noyau de fortes ascendances à 500 hPa dans les analyses (zone rouge) coïncide relativement bien avec la région convective du cyclone (Figs. 4.12(a) à (c)). A compter du 01 février à 0600 UTC (Fig. 4.12(c)), la subsidence sous l'anomalie de tropopause se renforce (contours bleus) tandis qu'une zone de forçage dynamique apparaît en amont (contours rouges) dans la direction de déplacement de l'anomalie de tourbillon potentiel. Un fort noyau d'ascendances associées se renforce dans les échéances suivantes en marge sud de Dora, juste à l'extérieur du cœur du système (Figs. 4.12(d) et (e)) ; la convection y explose quelques heures après, le $02/02/2007$ à 0000 UTC (Fig. 4.12(f), zone blanche).

(a) 31 janvier 0000 UTC

(b) 01 février 0000 UTC

FIG. 4.11 – *Similaire à la Fig. 4.10 mais pour le champ de température potentielle Θ sur la surface -2 PVU (contours en K) le (a) $31/01/2007$ à 0000 UTC et le (b) $01/02/2007$ à 0000 UTC. Les isolignes sont tracées par pas de 5 K ; en noir la 350 K ; en trait plein bleu les valeurs inférieures, avec des pointillés pour la 325 K ; en pointillés rouges les valeurs supérieures, avec un trait continu pour la 375 K.*

En basses couches, le centre de la circulation cyclonique de Dora apparaît décalé à l'ouest d'une

(a) 31 janvier 0600 UTC

(b) 31 février 1800 UTC

(c) 01 février 0600 UTC

(d) 01 février 1200 UTC

(e) 01 février 1800 UTC

(f) 02 février 0000 UTC

FIG. 4.12 – *Similaire à la figure 4.10 mais pour le champ de vitesse verticale à* $500\,hPa$ *(contours en* $Pa.s^{-1}$*) du (a)* $31/01/2007$ *à* 0600 *UTC au (f)* $02/02/2007$ *à* 0000 *UTC, aux dates précisées en haut de chaque figure. Le contour de vitesse nulle est de couleur jaune ; les subsidences (omega positif) sont indiquées en trait pointillé bleu par pas de* $0{,}2\,Pa.s^{-1}$ *; les ascendances (omega négatif) sont tracées en rose par pas de* $0{,}2\,Pa.s^{-1}$*, avec le contour* $-2\,Pa.s^{-1}$ *renforcé par un trait pointillé rouge.*

centaine de kilomètres dans les analyses, comparé aux masses nuageuses associées au système (voir le champ de géopotentiel à 925 hPa, Fig. 4.13(a)). Ce décalage se résorbe néanmoins à compter du 01 février à 0000 UTC (Fig. 4.13(b)). On identifie clairement sur ces figures l'anticyclone subtropical évoluant au sud de Dora, sous le thalweg d'altitude, qui ralentit la progression du système en direction du sud-est comme indiqué en section 4.1.2.

(a) 31 janvier 0600 UTC

(b) 01 février 0000 UTC

FIG. 4.13 – *Similaire à la Fig. 4.10 mais pour le champ de géopotentiel à* 925 *hPa (contours en mgp) dans les analyses opérationnelles IFS du (a)* 31/01/2007 *à* 0600 *UTC et du (b)* 01/02/2007 *à* 0000 *UTC. Le trait noir marque l'isoligne* 770 *mgp ; les valeurs inférieures (zone dépressionnaire) sont tracées en bleu par pas de* 10 *mgp ; les valeurs supérieures (zone anticyclonique) sont tracées en rouge par pas de* 10 *mgp.*

En conclusion, l'environnement de grande échelle est bien capturé par les analyses du CEPMMT, en particulier en terme d'humidité. En basses couches cependant il existe un décalage de la circulation cyclonique de Dora sur la journée du 31/01/2007 pendant les 12 premières heures de l'étude.

Les champs modèles et les images satellitaires présentés suggèrent que la zone noire dans le canal vapeur d'eau représente essentiellement l'intrusion d'air sec en moyenne troposphère, caractérisée par des valeurs d'humidité relative inférieures à 10 % selon les analyses ERA-Interim (Fig. 4.9). La foliation de tropopause avec intrusion de fort tourbillon potentiel d'origine stratosphérique est confinée à la partie sud-est en haute troposphère, mais déborde en direction de Dora à 400 hPa. Elle est donc inclinée vers les tropiques. D'après les diverses figures présentées, il semble que la structure cohérente de tourbillon potentiel ait déclenché de la convection à l'extérieur du mur de l'œil de Dora, tandis que de l'air sec s'introduisait en moyenne troposphère, en périphérie du cœur. Pour l'instant, aucune conclusion ne peut être émise quant aux effets dynamiques et thermodynamiques responsables de l'intensification rapide du cyclone. Les expériences numériques tenteront d'élucider cet aspect.

4.3 EXPÉRIENCES NUMÉRIQUES

4.3.1 Méthodologie et outils numériques

Dans un premier temps, l'objectif principal est d'obtenir des simulations numériques réalistes de l'évolution (trajectoire et intensité) du cyclone Dora. La simulation de référence choisie sera le point de départ pour analyser les effets du thalweg d'altitude sur l'évolution de l'intensité et de la structure interne du système (section 5). Les simulations reposent sur des modèles et outils numériques qui ont été développés à Météo-France, au CEPMMT, et au Laboratoire d'Aérologie.

Méthode

La période d'intérêt est du 31 janvier 1800 UTC au 03 février 0000 UTC durant laquelle Dora subit deux phases consécutives d'intensification rapide (Fig. 4.1(b)) et interagit de près avec une structure cohérente d'altitude (Fig. 4.7). Les prévisions débutent le 31 janvier à 0600 UTC (resp. 1200 UTC) alors que l'anomalie de tourbillon potentiel associée au thalweg est encore à environ 1 300 km du cyclone, afin de laisser le temps au vortex de s'équilibrer (spin-up du modèle). Elles durent 78 heures (resp. 72 h) pour s'arrêter le 03 février à 1200 UTC, quelques heures après la fin de l'intensification. Pour la période retenue, la figure 4.14 compare l'évolution de la pression et de la trajectoire observée de Dora (Best track en noir) à celle des analyses (lignes pointillées) et prévisions (lignes continues) de trois modèles opérationnels en 2007 sur le bassin : les systèmes globaux IFS et ARPEGE-Tropiques et le modèle à aire limitée ALADIN-Réunion. Ce dernier ne bénéficiait pas encore à l'époque d'un bogus de vent mais assimilait, tout comme son modèle coupleur ARPEGE-Tropiques, la valeur estimée de la pression mer au centre du système (une seule observation forcée). Un aspect prometteur pour ce cas d'étude est la capacité des modèles IFS et ALADIN à voir le recourbement en direction du sud-ouest (Fig. 4.14(a)), signe que les ingrédients principaux du flux de grande échelle sont correctement représentés. Néanmoins, le 31 janvier à 0600 UTC, la forte tempête tropicale Dora d'intensité 60 nœuds (soit 31 m.s^{-1}) est décalée à l'ouest comparé à la réalité (Fig. 4.14(b), pointillés étoilés versus Best track en noir). Dans le cas des analyses IFS, ce décalage atteint 180 km à 0600 et 1200 UTC (ou 110 km à 1800 UTC) avec également une intensité de la tempête fortement sous-estimée à ces dates (Fig. 4.14(a)). Une telle erreur initiale impacte de façon notable la prévision de trajectoire qui se trouve translatée à l'ouest dans les premières échéances. Bien entendu, sachant la faible intensité initiale du système et la faible résolution horizontale des modèles globaux, l'intensité finale prévue est pareillement insatisfaisante (Fig. 4.14(a)). A noter tout de même un potentiel d'intensification remarquable pour IFS. Il est donc nécessaire de conduire des simulations numériques *a posteriori* en vue d'obtenir des prévisions plus réalistes.

Pour profiter d'une résolution fine permettant de simuler au mieux la structure interne de Dora, nous réalisons des expériences numériques à aire limitée. Elles nécessitent de se coupler à un modèle global ou à un modèle de plus grande grille pour fournir les valeurs des champs atmosphériques sur la frontière du domaine à chaque pas de temps. Des champs analysés (au lieu de champs prévus) peuvent être utilisés dans le contexte post-opérationnel. Le choix du modèle coupleur se porte sur IFS pour exploiter la résolution de 25 km (T799) des analyses opérationnelles de 2007 ; c'étaient les analyses les plus fines sur le bassin à cette époque. Les champs de grande échelle de ces analyses ont montré leur pertinence pour représenter Dora et le thalweg d'altitude qui l'approche (section 4.2). Nous avons vu néanmoins que durant la journée du 31 janvier, la dépression de basses couches est positionnée à l'ouest par rapport à l'observation (voir aussi Fig. 4.14(b)).

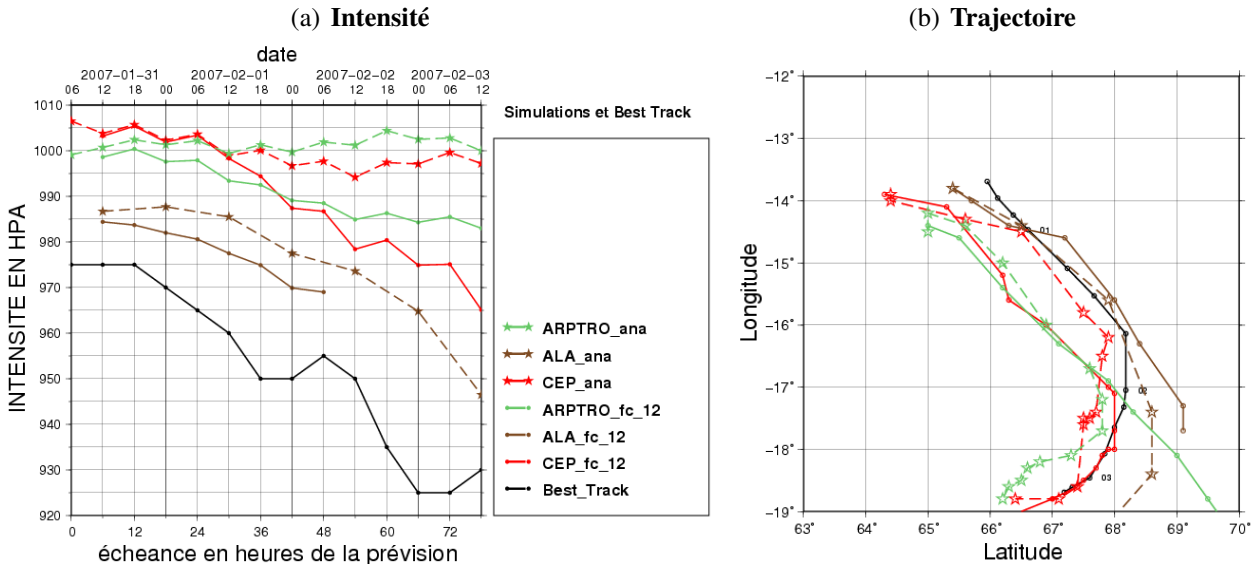


FIG. 4.14 – *Prévision et analyse de (a) la pression centrale (en hPa) et de (b) la trajectoire de Dora, sur les* 78 *heures de l'étude, pour trois modèles opérationnels en* 2007 *(voir légende) : IFS du CEPMMT en rouge (*25 *km de résolution), ARPEGE-Tropiques en vert clair, et ALADIN-Réunion en marron, initialisé et couplé par ARPEGE-Tropiques. La date de prévision ou d'analyse figure en abscisse du haut dans le graphe (a). Les analyses correspondent aux courbes pointillées avec des étoiles ; les réseaux disponibles (*0600 *ou* 1200 *UTC) varient selon le modèle. Les prévisions sont tracées en traits continus. La Best track est représentée en noir pour comparaison.*

L'utilisation d'un bogus se révèle donc indispensable pour relocaliser le système tropical et améliorer sa structure et son intensité à la date initiale. C'est le bogus de vent d'ALADIN-Réunion qui est retenu ici pour calculer des états initiaux (divers paramètres du bogus ont été testés, voir section 4.3.3) à partir desquels des prévisions sont effectuées à l'aide des modèles Méso-NH (section 4.3.4) ou ALADIN (section 4.3.5). Samson (2009) fut le premier à utiliser ALADIN-Réunion pour initialiser des simulations Méso-NH. Cette démarche permet de s'affranchir de la procédure fastidieuse de filtrage-bogussing des champs initiaux de Méso-NH décrite dans Jolivet (2008). Cette dernière consiste à remplacer la circulation cyclonique initiale extraite des champs d'analyse de grande échelle par un vortex analytique équilibré, qui est construit à partir de données in-situ radar (Nuissier et al. 2005) ou de la Best track. Méso-NH, fortement perturbé par cette étape, nécessite une phase de « spin-up » de 6 à 24 h pour adapter et rééquilibrer les champs, pendant laquelle le cyclone simulé subit un affaiblissement avant de parvenir à un état d'équilibre. Samson (2009) a montré dans le cas du cyclone Ivan (2008) que le temps d'adaptation de Méso-NH aux champs initiaux de l'analyse ALADIN est rapide, rendant les simulations exploitables dès 12 heures d'échéance.

Le schéma 4.15 récapitule la stratégie de modélisation adoptée pour conduire les expériences numériques. En résumé, les champs de grande échelle sont corrects dans les analyses IFS mais il faut corriger la position et l'intensité du cyclone à l'instant initial de la prévision. Pour cela, une analyse IFS est interpolée sur la grille ALADIN pour initialiser une prévision à 6 heures d'échéance qui fournit une ébauche dans laquelle sont assimilées uniquement les pseudo-observations de vent. Cette analyse ALADIN avec bogus fournit les conditions initiales pour des simulations Méso-NH ou ALADIN-Réunion. C'est la première fois qu'un tel protocole est réalisé (champ initial IFS, assimilation non cyclée) et les résultats sont incertains *a priori*.

Nous détaillons ci-après les caractéristiques physiques et dynamiques des trois modèles utilisés pour réaliser les simulations de Dora, Méso-NH et ALADIN-Réunion étant les deux modèles privi-

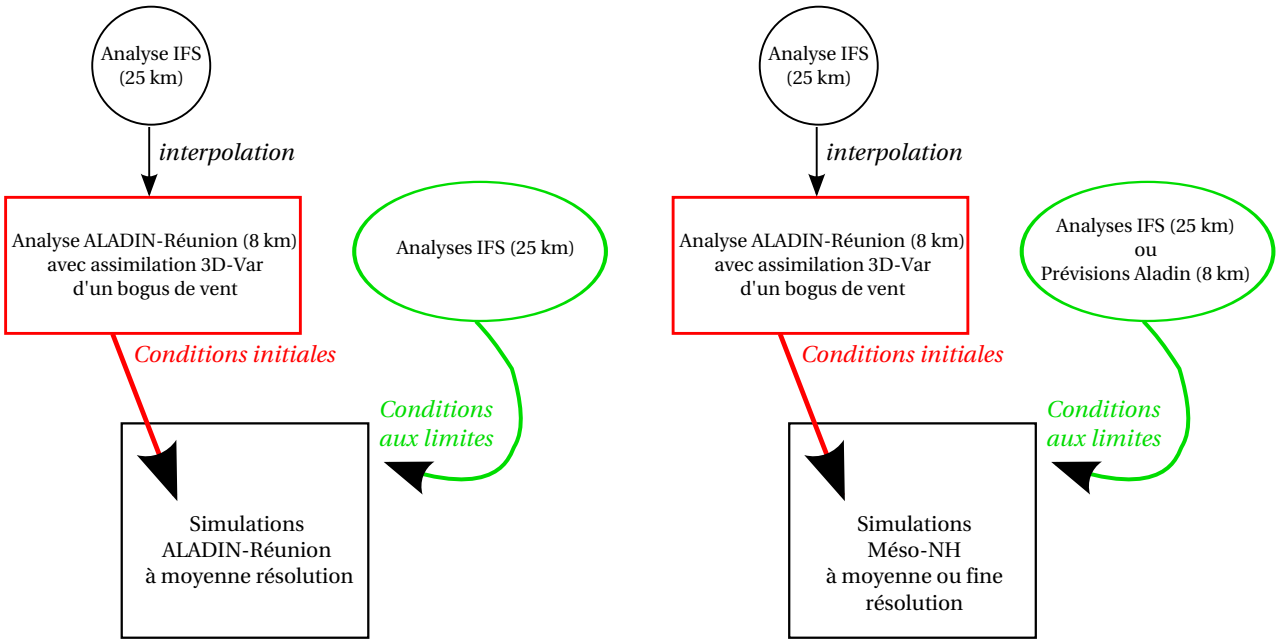


FIG. 4.15 – *Schémas récapitulant la stratégie de modélisation pour les deux modèles de simulation ALADIN-Réunion (à gauche) et Méso-NH (à droite). L'état initial apparaît en rouge et le(s) modèle(s) coupleur en vert.*

légiés dans la stratégie de modélisation. Ensuite, nous détaillons le protocole original mis en place pour initialiser ALADIN-Réunion et présentons les bogus utilisés ainsi que quelques-uns des résultats obtenus. Les prévisions d'intensité et de trajectoire sont évaluées par comparaison à la Best track qui intègre les mesures aéroportées (pour la trajectoire). La structure simulée du cyclone est, quant à elle, comparée aux observations satellitaires dans divers canaux ainsi qu'aux mesures ou estimations du rayon de vent maximal.

Le modèle ALADIN-Réunion

Le modèle atmosphérique ALADIN, développé au sein d'un consortium regroupant 16 pays partenaires, est la version à aire limitée du modèle global ARPEGE de Météo-France. De résolution uniforme sur son domaine, il partage l'essentiel des routines dynamiques et physiques d'ARPEGE auquel il est généralement couplé, bien qu'IFS puisse aussi être utilisé pour fournir les champs aux bords.

ARPEGE est un modèle global en équations primitives avec une troncature spectrale triangulaire sur l'horizontale, une résolution horizontale variable (facteur d'étirement de 2,4), une représentation en éléments finis sur la verticale et une coordonnée verticale hybride « pression-sigma » qui suit le relief (Pailleux et al. 2000). Il utilise un schéma temporel semi-lagrangien à deux niveaux, semi-implicite (c'est-à-dire traitant les termes d'advection de façon lagrangienne et seuls les termes générateurs des ondes de gravité de façon implicite). Depuis avril 2010, ARPEGE possède la résolution T798L70C2.4 (en remplacement de T538L60C2.4 depuis février 2008) avec un pas de temps égal à 600 secondes. Cette configuration lui donne une résolution horizontale de l'ordre de 11 km sur une vaste région couvrant l'Europe et le proche Atlantique, 32 km à La Réunion, entre 25 et 37 km sur le bassin cyclonique SOOI, et environ 60 km aux antipodes de la France métropolitaine. Ses 70 niveaux verticaux sont répartis entre 17 mètres et 70 km d'altitude. Il possède un système d'assimilation 4D-Var. Les variables pronostiques du modèle sont, pour la partie atmosphérique, les composantes horizontales du vent, la température, les humidités spécifiques de la vapeur d'eau et de quatre autres catégories d'hydrométéores (gouttelettes liquides, cristaux de glace, pluie, neige), ainsi

que l'énergie cinétique turbulente. ARPEGE-Tropiques, opérationnel jusqu'en novembre 2010, était une version non-étirée de ARPEGE avec une résolution uniforme en T359L46, d'environ 56 km en points de grille sur tout le globe (selon l'équation 2.21), puis en T538L60 après juin 2008 (arrêt de l'assimilation 4D-Var propre et initialisation par l'analyse d'ARPEGE étiré). Avant février 2008, ARPEGE-Tropiques présentait une meilleure résolution sur le SOOI que la version étirée ; c'est donc lui qui fournissait les conditions aux bords du domaine d'ALADIN-Réunion. ARPEGE-Tropiques utilisait une pseudo-observation forcée de pression mer au centre du cyclone, tout comme ALADIN-Réunion à cette époque (Faure et al. 2008).

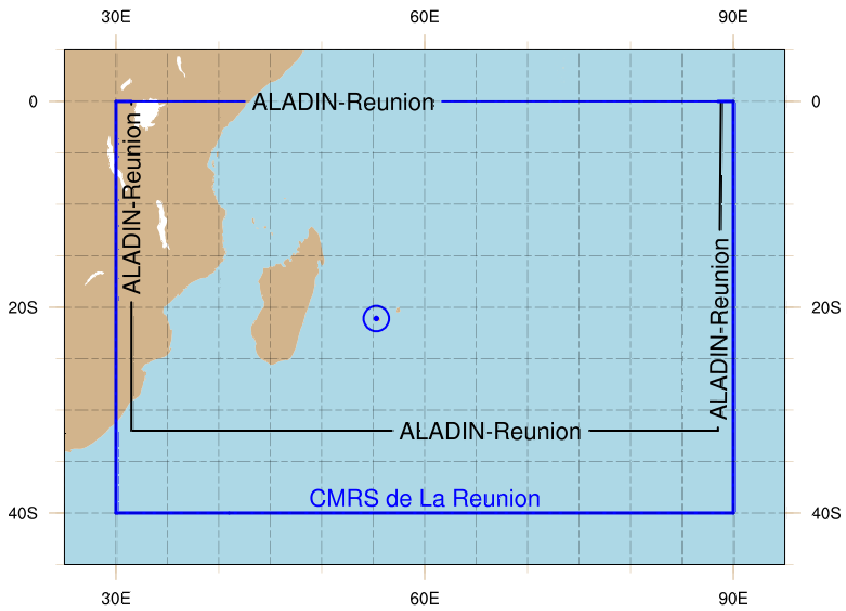


FIG. 4.16 – *Carte d'une partie de l'océan Indien Sud illustrant le domaine d'intégration d'ALADIN-Réunion nommé MASCA (en noir), au sein de la zone de responsabilité du CMRS de La Réunion (en bleu). Le point bleu dans un cercle cible l'île de La Réunion, où se situe le CMRS opéré par Météo-France.*

Le modèle ALADIN-Réunion (Faure et al. 2008) fournit, depuis octobre 2006, des prévisions à méso-échelle sur la quasi-totalité de la zone de responsabilité cyclonique du CMRS (Fig. 4.16). Développé par le LACy et le CNRM, il adopte l'intégralité des paramétrisations physiques d'ALADIN-France. Le schéma d'intégration numérique semi-lagrangien avec traitement semi-implicite des ondes de gravité lui permet de bénéficier d'un long pas de temps (actuellement 450 s pour 8 km de résolution). Il dispose aussi de sa propre assimilation 3D-Var, avec ses propres extractions d'observations (Fischer et al. 2005; 2006). Ceci implique qu'il n'a besoin des valeurs de son modèle coupleur qu'aux limites latérales de son domaine et qu'il est autonome pour les points à l'intérieur du domaine. A l'inverse du 4D-Var, la minimisation se fait avec le modèle à pleine résolution et l'incrément analysé est ajouté à l'ébauche pour obtenir l'analyse finale. Depuis sa mise en place, le modèle a enregistré plusieurs améliorations. Depuis avril 2010, il intègre les 70 niveaux verticaux d'ARPEGE (les 60 premiers niveaux sont illustrés en cyan en figure A.4) et fournit des prévisions jusqu'à 84 h d'échéance à 8 km de résolution horizontale. Le modèle est couplé toutes les 3 heures aux prévisions du modèle ARPEGE étiré, aujourd'hui à la résolution de 35 km en moyenne sur le bassin SOOI (dans nos simulations numériques en revanche les analyses IFS de meilleure résolution seront utilisées comme conditions aux bords avec une fréquence de couplage de 6 heures). L'analyse de surface résultait d'une interpolation spatiale de l'analyse de surface ARPEGE jusqu'en février 2009, mais le modèle dispose désormais de sa propre analyse de surface à la résolution du modèle (analyse CANARI basée sur l'interpolation optimale).

La grande majorité du domaine d'intégration (Fig. 4.16) se situant sur l'océan (loin de tout point de mesure conventionnel) et en zone tropicale, ALADIN-Réunion présente quelques spécificités par rapport à la version d'ALADIN-France :

- Le 3D-Var dispose de statistiques d'erreur d'ébauche calculées spécifiquement pour le domaine retenu.
- Il n'assimile pas les radiances satellitaires SEVIRI, puisque ce capteur de Météosat Seconde Génération ne scanne que la bordure ouest du domaine.
- Il utilise depuis décembre 2007 des pseudo-observations tridimensionnelles de vent pour contraindre la position et l'intensité du vortex cyclonique (modèle analytique de Holland détaillé en section 2.4.3).
- Une projection de Mercator, davantage adaptée aux latitudes tropicales, a été choisie.

L'ensemble des paramétrisations physiques du modèle ALADIN est disponible dans le manuscrit de thèse de Montroty (2008). Soulignons depuis février 2009 l'utilisation, comme pour ARPEGE, de la paramétrisation ECUME (Weill et al. 2003) pour calculer les flux turbulents à l'interface océan-atmosphère dans ALADIN-Réunion. Le champ de température de surface de la mer, qui résume à lui seul dans le modèle le réservoir d'énergie disponible pour les systèmes tropicaux, n'évolue pas au cours d'une prévision. Devant le peu d'observations conventionnelles, un rappel climatologique est mis en œuvre pour que les zones sans observation dans l'analyse de surface CANARI reviennent progressivement vers l'analyse globale de température de surface de la mer OSTIA du Met Office (Stark et al. 2007).

Grâce à sa résolution spatiale de 10 km puis 8 km (depuis avril 2010), à la fois en assimilation et en prévision, ALADIN-Réunion apporte une plus-value sur la prévision d'intensité par rapport aux modèles globaux sur le SOOI dont son propre modèle coupleur ARPEGE (voir annexe A.2). Le bogus, présenté en section 2.4.3, permet aussi un repositionnement du système à l'analyse réduisant l'erreur moyenne de position initiale de 75 à 30 km. Les performances du modèle et de plus amples détails sur son fonctionnement sont fournies par Faure et al. (2008). Les versions d'ALADIN-Réunion utilisées dans le cadre de cette thèse seront précisées en section 4.3.3, en même temps que le protocole original de création des champs initiaux pour la prévision.

Les prévisions ALADIN-Réunion sont interpolées sur une grille horizontale de post-traitement, dite grille BDAP (Base de Données Analysées et Prévues) au format Grib, et sur des niveaux verticaux variés (pression, hauteur, isentropes, etc.). Nommée MASCA01, la grille horizontale est régulière en latitude-longitude à 0,1° de résolution et couvre la zone [0°-32°S] × [31,5°-88,5°E] déjà présentée en figure 4.16.

Le modèle Méso-NH

Dans un premier temps, des simulations haute-résolution de Dora ont été réalisées avec le modèle Méso-NH (Lafore et al. 1998). Les caractéristiques et équations de ce modèle sont détaillées dans Jolivet (2008) ou Bresson (2007). Nous résumons ci-après les points principaux au regard de la présente étude.

Méso-NH est un modèle en points de grille non-hydrostatique et anélastique, conjointement développé depuis 1992 par Météo-France et le Laboratoire d'Aérologie de l'Observatoire Midi-Pyrénées pour des applications de recherche. Il contient des paramétrisations physiques adaptées à toutes les échelles, et permet d'utiliser la technique de grid-nesting (grilles emboîtées de résolution horizontale croissante) pour simuler des phénomènes atmosphériques réels ou idéalisés sur une large gamme d'échelles spatiales (du mètre au millier de kilomètres). Les variables pronostiques du modèle sont les trois composantes du vent, la température potentielle, les rapports de mélange de la vapeur d'eau et de cinq autres catégories d'hydrométéores (gouttelettes liquides, cristaux de glace, pluie, neige et graupel) et l'énergie cinétique turbulente. De nombreuses études ont démontré la capacité du modèle

à (i) simuler la structure dynamique et thermodynamique d'un cyclone mature (ex : Jolivet 2008, Nuissier et al. 2005) et (ii) reproduire l'intensification d'une tempête tropicale en cyclone en conditions idéalisées (Samson 2006, Bresson 2007) ou réelles (Samson 2009, Ibrahim 2011). Le caractère non-hydrostatique permet de prendre en compte les variations d'accélération verticale au sein de cellules convectives de meso-échelle. L'approximation anélastique permet de filtrer les ondes acoustiques très rapides et de garantir des solutions numériques stables avec le schéma temporel explicite centré. L'inconvénient de Méso-NH et *a fortiori* la raison pour laquelle on ne peut utiliser ce modèle en opérationnel est son temps de calcul coûteux, dû au schéma temporel explicite et à un schéma d'advection eulérien. A la résolution d'AROME (2,5 km) par exemple, il sera nécessaire d'utiliser un pas de temps de 10 secondes dans Méso-NH contre 60 secondes dans AROME (semi-implicite semi-lagrangien). Notons que le pas de temps de Méso-NH a récemment augmenté d'un facteur 4 grâce au nouveau schéma d'advection pour le vent (voir chapitre 7 de Chaboureau 2011a).

Méso-NH utilise un système de coordonnées curvilignes dont la coordonnée verticale est du type Gal-Chen et Sommerville (1975) pour suivre le relief (Chaboureau 2011b). Dans la suite du manuscrit, nous utiliserons des coordonnées verticales transformées en altitude z ou en pression P. Une couche d'absorption (ou couche « tampon ») se situe en sommet de grille pour éviter la réflexion des ondes vers le bas (grâce à la relaxation vers les champs de grande échelle). Des tests de sensibilité à la grille verticale et à la couche tampon seront conduits. La méthode de relaxation est appliquée aux conditions limites latérales avec la technique du grid-nesting qui permet de faire tourner en même temps plusieurs modèles imbriqués de résolution différente, tout en laissant les échanges d'information se faire du père vers le fils (« one-way ») ou dans les deux sens (« two-way »). Pour les mailles dépassant 4 km, la convection ne sera pas résolue explicitement par le modèle mais paramétrée suivant le schéma en flux de masse de Kain et Fritsch (1993) qui donne une bonne représentation de la convection profonde et peu profonde dans les applications à méso et grande échelle (Chaboureau 2011c). Les flux de surface au-dessus de l'océan (dont les flux de chaleurs latente et sensible) sont représentés par la formule de Charnock avec une température de surface de la mer constante. Le schéma de turbulence est quasi-unidimensionnel sur la verticale avec les longueurs d'échelle de Bougeault et Lacarrère (1989). Pour conduire les simulations de Dora, ce sont les dernières versions MASDEV4_8 (Chaboureau 2008; 2011b;c) et MASDEV4_9 (Chaboureau 2011a) qui ont été employées (voir sections 4.3.2 et 4.3.4).

Le modèle TC-LAPS

Le modèle TC-LAPS du BoM (désormais ACCESS-TC) est une des versions à aire limitée (LAPS) du modèle global Australien GASP, récemment remplacé par ACCESS-G (Puri et al. 2010) lui-même basé sur le modèle du Met Office (Unified Model). TC-LAPS hérite des routines dynamiques et physiques du modèle global GASP (Seaman et al. 1995, Bourke et al. 1995). Tout comme ARPEGE, GASP est en équations primitives avec une troncature spectrale sur l'horizontale (T239 soit environ 80 km) et un schéma temporel semi-implicite semi-lagrangien. Il utilise une discrétisation par différences finies sur la verticale et une coordonnée sigma ($\frac{\text{pression}}{\text{pression de surface}}$). Son pas de temps d'intégration est d'environ 300 secondes (en 2008). Les paramétrisations physiques sont documentées par Hart et al. (1990), dont le schéma de convection en flux de masse de Tiedtke (1989). GASP bénéficie d'une assimilation 3D-Var, tandis que son successeur ACCESS-G a hérité du schéma 4D-Var du Met Office (Rawlins et al. 2007).

Les versions à aire limitée LAPS sont décrites en détail dans Puri et al. (1998) tandis que l'article de Davidson et Weber (2000) documente plus spécifiquement la configuration « cyclones », nommée TC-LAPS. Ce dernier modèle a été opérationnel sur la région de l'Australie et du Pacifique Nord-Ouest de 1999 à 2010. Il était tout à fait compétitif par rapport aux autres modèles opérationnels avec

des erreurs moyennes à 48 h d'échéance de 261 km pour la trajectoire, et 22 hPa pour l'intensité (Davidson et al. 2006). Si la qualité d'une prévision pouvait être très bonne, la performance du modèle restait fluctuante d'un cyclone à un autre. Des erreurs dans la spécification de la structure initiale du cyclone ou encore de son environnement de grande échelle en étaient la cause majeure. La section 6 présentera ce premier aspect sur un cas d'étude du Pacifique Nord-Ouest. Dans la version opérationnelle de TC-LAPS, les analyses et prévisions du modèle sont effectuées sur 2 domaines emboîtés qui communiquent en « one-way ». Un grand domaine père de résolution 0,37° en latitude-longitude, centré sur la région australienne, entoure une grille de 0,15° de résolution (approximativement 15 km) sur un domaine de 45° × 45° (soit 300 × 300 points). Les niveaux verticaux sigma sont au nombre de 29 (contre 50 pour ACCESS-TC). Le modèle de grille la plus lâche utilise les prévisions de GASP comme conditions limites latérales. Pour la recherche, des analyses sont préférablement utilisées pour le couplage. Aussi, une sous-grille est actionnable à 0,05° de résolution sur un domaine de 20° × 20° (soit 400 × 400 points) et les 3 domaines sont mobiles.

Une composante essentielle de TC-LAPS, et sa qualité principale, est sa procédure sophistiquée d'initialisation qui diffère de celle d'ALADIN-Réunion. Le modèle utilise une méthode hybride de filtrage et d'assimilation de pseudo-observations (deux techniques présentées en section 2.4.3), détaillée par Davidson et Weber (2000) et résumée ci-après. Une analyse (et prévision) à 0,37° de résolution est obtenue par filtrage du vortex faible dans les champs d'analyse de grande échelle (GASP) puis assimilation variationnelle de pseudo-observations et d'observations conventionnelles et satellitaires sur une fenêtre de 12 heures. Le déplacement passé du cyclone est ajouté pour recréer les asymétries. Cette étape permet de relocaliser le cyclone selon la position diagnostiquée par les prévisionnistes. Le bogus tridimensionnel est construit, dans ce manuscrit, à l'aide d'une version améliorée du profil original de pression de surface de Fujita (1952), qui est décrite dans Ma et al. (2012) et Leroux et al. (2012a) ; d'autres profils paramétriques sont néanmoins utilisables (Ma et al. 2012). Pour cette analyse à 0,37° de résolution, les pseudo-observations sont extraites sur des cercles distants de 200 km à partir du centre avec 8 observations par cercle. Pour initialiser le modèle à 0,15° (resp. 0,05°) de résolution, les pseudo-observations sont extraites à des intervalles plus fins, selon des cercles distants de 25 km (resp. 12 km) à partir du centre avec 8 (resp. 12) observations par cercle. Une analyse objective par interpolation optimale univariée (pas de couplage entre les incréments de masse et de vent) est conduite pour assimiler ces pseudo-observations, combinées aux autres observations, dans l'analyse bogussée précédemment obtenue à 0,37° de résolution (qui sert d'ébauche). Cette étape est répétée toutes les 6 heures sur une période de 24 heures. Le pseudo-vortex axisymétrique généré par la technique de bogussing est équilibré par l'équation thermique mais ne reproduit pas la circulation secondaire présente dans le cyclone. Par conséquent, une initialisation diabatique utilise le modèle pour équilibrer les champs de masse et de vent, mais aussi construire la circulation secondaire et les asymétries convectives en accord avec l'imagerie satellitaire. Dans les régions de convection profonde, le modèle est forcé par un profil convectif dont la température en altitude est spécifiée par les radiances satellitaires (Davidson et Weber 2000). Pour les nuages dont les températures observées au sommet sont inférieures à 230 K, un taux de chauffage maximum de 200 K par jour est utilisé. Le modèle crée des ascendances pour éliminer ces sources de chauffage par refroidissement adiabatique. De cette façon, des ascendances se développent au niveau des régions où de la convection profonde est observée sur satellite. Cette procédure d'initialisation dynamique se déroule durant les 24 h précédant la date initiale de prévision retenue (Davidson et Puri 1992). Pendant ces 24 h de spin-up, le modèle fait une prévision dont les champs sont rappelés toutes les 6 h vers les analyses objectives précédemment obtenues à moyenne résolution qui incluent le vortex analytique (technique de « nudging »). Cela laisse le temps au vortex de s'équilibrer en s'adaptant à la résolution, la dynamique et la physique du modèle, tout en incorporant de l'information sur la distribution nuageuse observée. Un modèle fils à

0,05° de résolution peut être activé pour la recherche, et reprend la dernière étape précédente à partir des analyses du modèle à 0,15° de résolution en assimilant davantage de pseudo-observations.

En conclusion, l'environnement du cyclone ainsi que sa circulation interne et ses asymétries nuageuses sont recréés avec qualité à l'instant initial de la prévision, grâce aux phases de filtrage, d'assimilation de données, et d'initialisation. C'est la configuration du modèle décrite ci-dessus que nous utiliserons au chapitre 6. Pour le cas de Dora, une version simplifiée ne comprenant que les deux modèles de plus fine résolution sera employée en section suivante ; les champs initiaux et aux bords du domaine pour la simulation à 0,15° de résolution proviennent des analyses ERA-Interim interpolées et c'est le modèle à 0,05° de résolution qui est initialisé par un bogus.

4.3.2 Simulations TC-LAPS de Dora

Quelques résultats préliminaires sont obtenus avec TC-LAPS pour être comparés aux toutes premières simulations Méso-NH initialisées le 31 janvier à 1200 UTC. Employé à 15 km de résolution et couplé et initialisé par les analyses ERA-Interim, TC-LAPS fournit une prévision d'intensité équivalente au modèle IFS de résolution 25 km (comparer les courbes de couleur kaki et rouge en Fig. 4.17(a)). Le réseau initial est ici celui de 1200 UTC (le 31 janvier). La prévision de trajectoire en revanche est nettement dégradée pour TC-LAPS avec un recourbement prématuré d'environ 30 h (Fig. 4.17(b)). Ce biais dans le déplacement du cyclone est en partie tributaire de la position fortement décalée du centre du vortex dans les analyses ERA-Interim à l'instant initial (150 km trop à l'ouest) ainsi que des conditions latérales imposées au modèle (modification du flux environnemental). Une simulation partant du même réseau est réalisée avec le modèle Méso-NH dans une configuration équivalente : grille à 12 km emboîtée dans un modèle père, de 24 km de résolution, initialisé et couplé par les analyses IFS de résolution plus fine qu'ERA-Interim (courbe bleue). Pendant les 36 premières heures, Méso-NH creuse la tempête de façon semblable aux 2 modèles précédents. Au-delà de 36 h néanmoins l'intensité stagne, donnant une pression finale à 72 h d'échéance de 985 hPa contre 965 hPa pour les deux autres modèles. Comparé à TC-LAPS, la trajectoire prévue par Méso-NH se rapproche en revanche de la Best track, un meilleur résultat que l'on peut attribuer au modèle ou aux différentes conditions latérales utilisées (analyses opérationnelles contre réanalyses ERA-Interim) qui procurent les ingrédients principaux du flux de grande échelle.

Une deuxième simulation TC-LAPS à 5 km de résolution emboîtée dans le run précédent et initialisée par un bogus modifié de Fujita (Ma et al. 2012) donne une évolution d'intensité très correcte et une trajectoire certes toujours trop à l'ouest mais recourbant de façon cohérente le système par rapport à la Best track (courbe grise en Fig. 4.17). Cette nette amélioration des performances du modèle avec l'utilisation d'un bogus et l'augmentation de résolution suggère que la structure interne du vortex joue un rôle important dans la prévision d'intensité et de recourbement du système. Bien que les deux modèles Méso-NH et TC-LAPS soient différents, la prévision Méso-NH a donc toutes les chances d'être compétitive, une fois la structure du système à l'instant initial et la résolution du modèle affinées, ce qui sera fait dans les sections suivantes.

4.3.3 Jeu de bogus de vent ALADIN

C'est la version opérationnelle d'ALADIN-Réunion précédant la bascule du 20 septembre 2011 (cycle 36t1) qui a été retenue pour cette étude. Elle bénéficie d'une résolution supérieure à la version de 2007 ainsi que des dernières modifications apportées au modèle (à l'époque où ont été réalisées les simulations), comme quelques changements de microphysique, et la possibilité de produire des

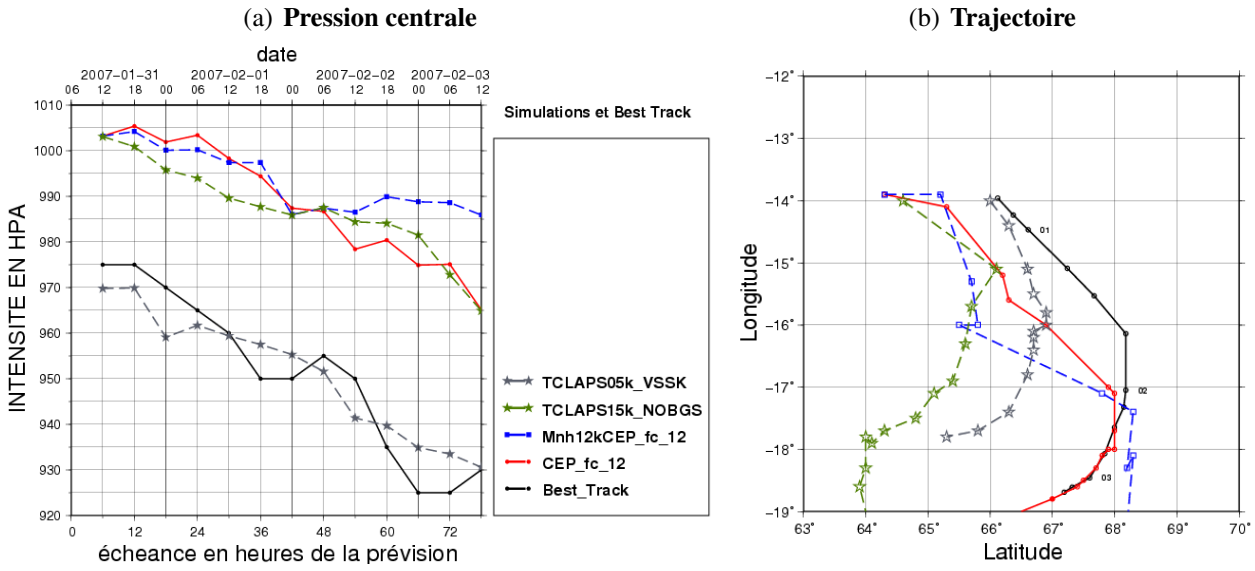


FIG. 4.17 – *Prévision sur* 72 *h de (a) la pression centrale (en hPa) et (b) la trajectoire de Dora, pour divers modèles numériques figurant en légende, initialisés le* 31 *janvier* 2007 *à* 1200 *UTC. L'échéance de la prévision figure en abscisse du bas et la date correspondante en abscisse du haut. En noir la Best track ; en rouge la prévision opérationnelle IFS de* 2007 *; en kaki la prévision TC-LAPS à* 15 *km de résolution sans bogus initial initialisée et couplée par les analyses ERA-Interim ; en gris la prévision TC-LAPS à* 5 *km de résolution, initialisée avec un bogus et emboîtée dans le run de résolution* 15 *km ; en bleu la prévision Méso-NH à* 12 *km de résolution emboîtée dans un modèle père de résolution* 24 *km initialisé et couplé aux analyses IFS.*

images satellitaires prévues (simulation des radiances et températures de brillance satellitaire dans les canaux infrarouge et vapeur d'eau à partir de l'état du modèle, via le modèle de transfert radiatif RTTOV). Le cycle 35t2 (avant la bascule de novembre 2010) a aussi été utilisé dans les premières expériences. En outre, la configuration opérationnelle d'ALADIN-Réunion en 2007 disposait d'un domaine plus restreint qui s'arrête à $30°S$, et qui est insuffisant pour inclure le thalweg d'altitude dans sa totalité. La bordure est du domaine ($75°E$) est également trop proche de Dora. Par conséquent, il est impossible d'utiliser les analyses cyclées du modèle ALADIN-Réunion de l'époque, bien qu'elles soient disponibles. Sachant que le cas d'étude est un cyclone de 2007, il est difficile de faire une assimilation complète du bogus (sur 24 h par exemple) car les versions récentes d'ALADIN nécessitent certains types d'observations qui n'étaient jadis pas disponibles. Des états initiaux sont donc calculés en assimilant, par le 3D-Var, un bogus de vent dans une prévision 6 heures en adaptation dynamique depuis l'analyse IFS du 31 janvier à 0000 UTC (interpolation des champs IFS sur la grille ALADIN). Les outils nécessaires ont dû être développés pour être exécutés sur le calculateur du CEPMMT, car un tel protocole n'existait que pour ALADIN initialisé par ARPEGE. C'est la première fois qu'un état initial d'ALADIN-Réunion est calculé de cette façon (assimilation du bogus seul dans une ébauche ALADIN initialisée par des analyses IFS interpolées).

Les pseudo-observations sont spécifiées en utilisant le profil de Holland (1980) et les paramètres estimés (p_c, v_{max}, r_{max}, latitude, longitude) avec les symboles définis en table A.1. Il nous semble impératif d'« ajuster » le bogus assimilé par rapport à la version opérationnelle intégrée à ALADIN-Réunion, sachant l'importance de la structure initiale d'un cyclone sur la prévision de son intensité mais aussi de sa trajectoire, ce qui sera démontré au chapitre 6. Différents cercles d'assimilation sont ajoutés aux deux rayons opérationnels de 100 et 200 km. Nous avons constaté qu'un rayon d'assimilation supplémentaire à 300 km dégrade la prévision de trajectoire pour le cas de Dora ; il n'est donc pas retenu. Le tableau 4.1 résume les caractéristiques des 4 principaux bogus testés pour la date du 31 janvier 2007 0600 UTC et la figure 4.18 illustre les profils de vent et de pression qui leur sont

associés. Le vortex V0 possède les attributs de la prévision opérationnelle de 2007. Les bogus V1 et V2 sont repositionnés en latitude et longitude d'après les observations fournies par la Best track ; tous deux assimilent des pseudo-observations de vent sur un cercle interne supplémentaire situé à 5 km à l'extérieur du RVM (pour forcer le modèle avec des observations de vent plus proches de $v_{\max}$). Le vortex V2 est rendu plus intense (p_c, $v_{\max}$) que dans la Best track pour tenter de diminuer la pression initiale dans les simulations Méso-NH (voir section 4.3.4). Le RVM est également augmenté à 50 km dans l'idée de compenser le défaut principal du modèle de Holland (1980) qui est de créer un vortex trop petit, avec un vent qui décroît trop rapidement à l'extérieur du rayon de vent maximal (voir section 2.4.3).

Le dernier bogus retenu (Vf) a été construit en s'inspirant du profil de Holland (2010) de sorte d'obtenir un bogus asymétrique approchant au mieux les paramètres de la Best track mais aussi le champ de vent observé par QuikSCAT (des valeurs de vent sont supprimées dans le quadrant est du système, à l'endroit où est observée une ligne de convergence dans le champ de vent QuikSCAT). La convergence de basses couches est éliminée pour tenter de limiter la forte convergence initiale qui est présente dans les simulations Méso-NH (voir section 4.3.4). La longueur caractéristique de relaxation spectrale utilisée dans les balances non-linéaires du 3D-Var a en outre été réduite à 30 km (au lieu de 150 km) afin d'éviter que l'information apportée par les différents rayons de vent ne soit trop lissée.

Bogus	p_c **(hPa)**	$v_{\max}$ **(m.s^{-1})**	$r_{\max}$ **(km)**	**Latitude**	**Longitude**	**Cercles d'assimilation (km)**
V0	975	32,4	30	-13,9	65,9	(100, 200)
V1	975	30,9	25	-13,69	65,95	(30, 100, 200)
V2	965	36,5	50	-13,69	65,95	(55, 100, 200)
Vf	975	30,9	25	-13,69	65,95	(30, 50, 100, 200)

TAB. 4.1 – *Caractéristiques des 4 bogus de vent testés pour la date du* 31 *janvier* 2007 *à* 0600 *UTC.*

Une comparaison des analyses ALADIN-Réunion du 31 janvier 2007 à 0600 UTC obtenues avec le bogus V0 (à droite en Fig. 4.19) contre celles issues des 3 bogus personnalisés V1, V2 et Vf (à droite en Fig. 4.20) montre que le schéma d'assimilation 3D-Var d'ALADIN avec bogus de vent est parvenu à (i) relocaliser le cyclone à sa position réelle et (ii) améliorer l'intensité initiale du vortex et la distribution du champ de vent (structure). Ceci devrait permettre d'améliorer les prévisions d'intensité et de trajectoire par rapport à la version opérationnelle.

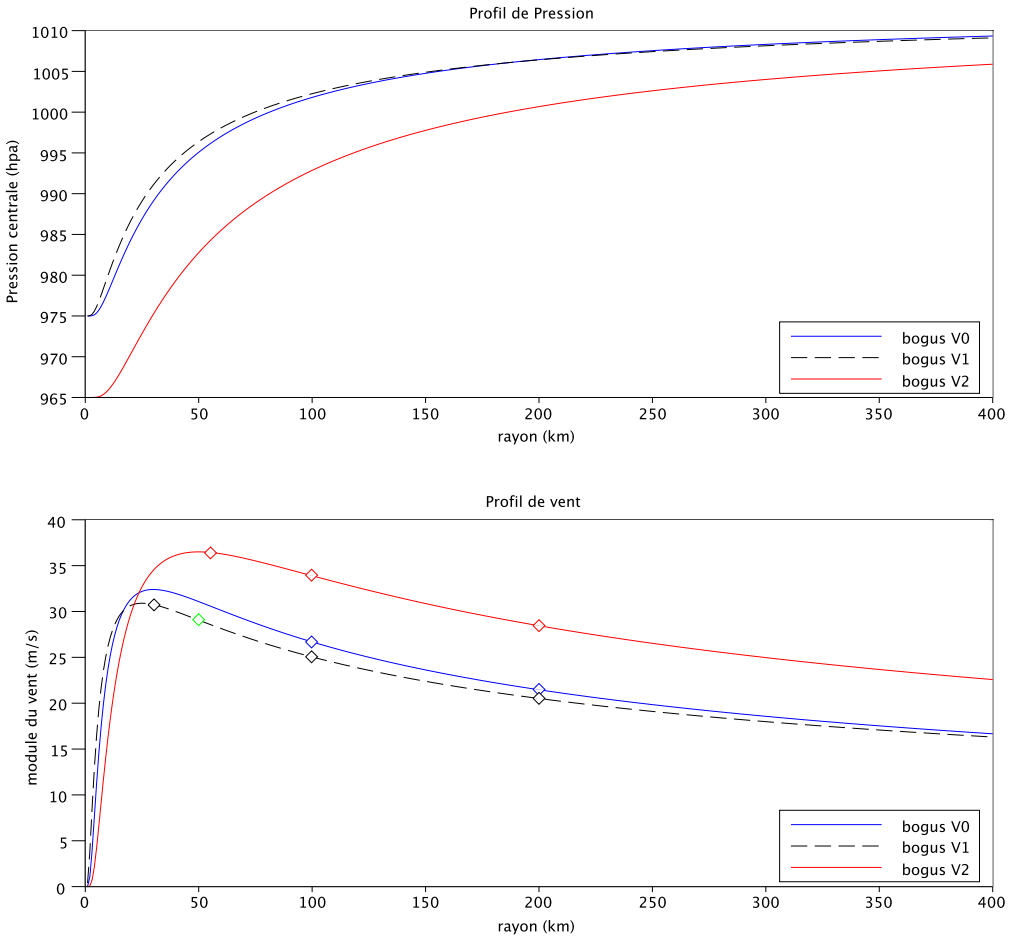


FIG. 4.18 – *Profils radiaux de pression et de vent en surface le* 31 *janvier* 2007 *à* 0600 *UTC pour les bogus retenus V0, V1 (ou Vf), et V2, selon la formule de Holland (1980). Le rayon varie jusque* 400 *km en abscisse. Les losanges sur les courbes indiquent les rayons où sont assimilées les pseudo-observations de vent extraites de ces profils. Le losange vert sur la courbe noire (bogus V1) correspond au cercle d'assimilation supplémentaire ajouté pour le bogus Vf.*

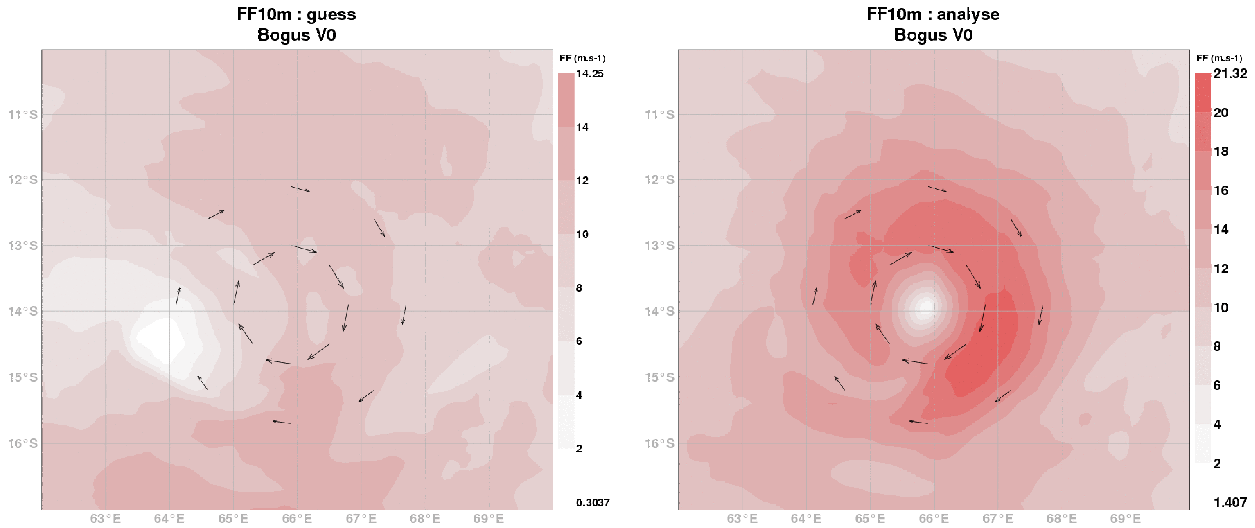


FIG. 4.19 – *Ebauche et analyse du champ de vent à* 10 *m le* 31 *janvier* 2007 *à* 0600 *UTC pour le bogus ALADIN défini par les observations en temps réel (V0). Les figures de gauche montrent les pseudo-observations de vent (flèches) superposées à l'ébauche (guess) du champ de vent issu des analyses IFS (en* $m.s^{-1}$*, couleurs). Les figures de droite montrent le champ de vent après assimilation des pseudo-observations de vent (analyse ALADIN). Ce bogus V0 est spécifié à l'aide des estimations en temps réelles de l'intensité et de la position de Dora, en utilisant deux cercles d'assimilation.*

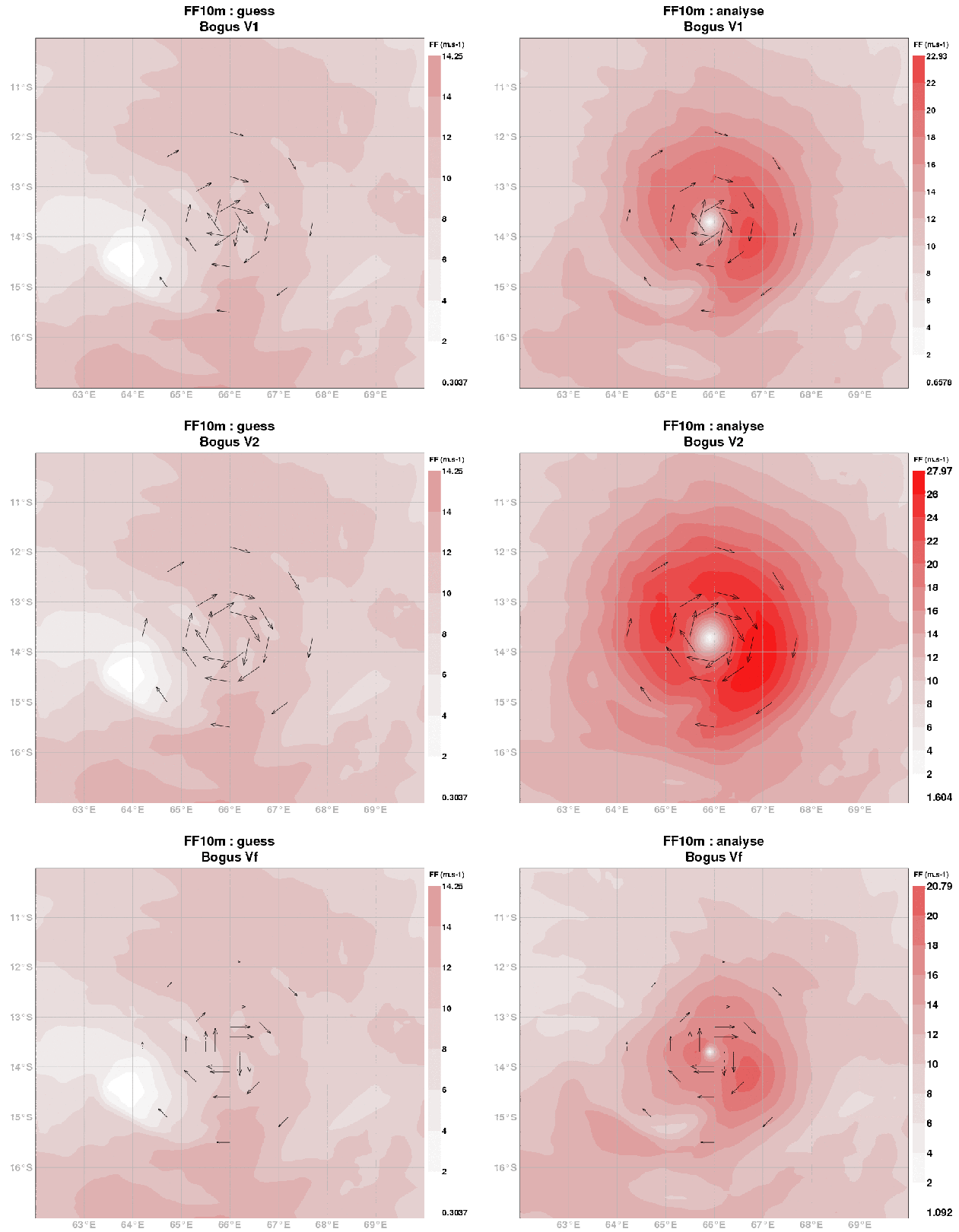


FIG. 4.20 – *Similaire à la Fig. 4.19 mais pour les 3 bogus ALADIN améliorés V1, V2, et Vf, dont les caractéristiques sont récapitulées dans le tableau 4.1. Les 3 bogus positionnent le centre cyclonique selon les données Best track. V1 (haut) et V2 (milieu) sont construits avec 3 cercles de pseudo-observations tandis que Vf (bas) en possède 4 ; V1 utilise les paramètres de structure de la Best track ; l'intensité et le rayon de vent maximum sont augmentés pour V2 ; Vf reprend les paramètres de structure de la Best track mais il est dissymétrique, sans convergence et dispose de 4 cercles d'assimilation.*

4.3.4 Jeu de simulations Méso-NH et diagnostics associés

Le but initial était de réaliser des simulations à haute résolution de Dora qui représenteraient les processus internes gouvernant l'évolution de la structure et de l'intensité du cyclone pendant l'interaction avec le thalweg d'altitude. Le modèle Méso-NH a donc été choisi en priorité. Couplé aux analyses IFS dans un premier temps puis à ALADIN-Réunion, le modèle a été utilisé à des résolutions variables allant de 24 à 4 km, avec ou sans grilles imbriquées. Des développements ont dû être réalisés car ces expériences Méso-NH étaient les toutes premières de l'équipe à être conduites via la plate-forme web Olive. Malgré de nombreux tests, aucune simulation ne parvient à intensifier le système Dora, bien que la trajectoire soit correctement prédite. Nous choisissons ici de n'illustrer qu'un petit échantillon de ces simulations pour tenter en contrepartie d'expliquer la démarche scientifique conduite et de décrire les possibles facteurs identifiés comme problématiques pour le creusement de la tempête.

On constate en figure 4.21(a) que Méso-NH a des difficultés pour creuser de façon suffisante le système Dora lorsqu'il est initialisé et couplé à IFS (ex : courbe bleue foncée). L'intensification (pente) est de l'ordre de celle de la prévision d'IFS (courbe rouge) quelle que soit la résolution de Méso-NH (24, 12 km, ou 8 km). L'utilisation de l'état initial ALADIN avec bogus V1 permet de creuser l'analyse Méso-NH d'environ 20 hPa (instant 0 de la courbe en vert clair). A partir de cette analyse, ALADIN fournit une prévision de creusement et de trajectoire réaliste et proche de la Best track (comparer les courbes en noir et en vert clair en Figs. 4.21(a) et (b)). En revanche, Méso-NH initialisé par cette même analyse ALADIN ne parvient pas à intensifier le système, et ce quelle que soit la configuration adoptée. A titre d'exemple, en cyan et en mauve sont illustrées deux simulations Méso-NH à grille unique et à résolution respective de 24 et 4 km initialisées par l'analyse ALADIN avec bogus V1 ; le modèle est forcé à ses frontières toutes les 6 h par les analyses IFS (cyan), ou par les prévisions d'ALADIN avec bogus V1 (mauve). Soulignons en contrepartie que la prévision de trajectoire s'améliore avec une position correcte du système à l'instant initial spécifiée via le bogus d'ALADIN (ex : comparer les courbes en bleu et en mauve en Fig. 4.21(b)), surtout à 4 km de résolution. Une amélioration similaire existe dans l'évolution du rayon de vent max au fil de la prévision (non illustré), ce qui est normal puisque la structure interne du cyclone est désormais mieux définie.

De multiples tests de sensibilité ont été conduits sur Méso-NH pour essayer de remédier à cette prévision d'intensité médiocre et obtenir une simulation de référence satisfaisante. Quelques simulations viennent d'être présentées en figure 4.21 ; d'autres le sont en annexe A.3, en parallèle des différents domaines de simulation et échelles verticales utilisés. Parmi les tests de sensibilité réalisés, on peut citer les suivants :

- utilisation de grilles emboîtées à 24 et 12 km (grid-nesting) ; la résolution de 24 km permettant de rester proche de celle du modèle coupleur IFS ; le domaine de simulation à 12 km de résolution étant suffisamment large (presque 3 000 km de large) pour inclure à la fois le cyclone et l'anomalie de tourbillon potentiel qui s'en approche,
- modification de l'intensité et de la distribution de champ de vent du bogus ALADIN (voir Fig. 4.20) pour améliorer la pression initiale prescrite à Méso-NH,
- utilisation d'une grille unique à 8 km de résolution pour éviter l'extrapolation de l'analyse initiale ALADIN vers une grille père de Méso-NH de résolution supérieure, et tenter de gagner en résolution des zones convectives,
- changement du modèle coupleur avec deux types de conditions latérales utilisées : les analyses IFS ou la prévision ALADIN issue du bogus utilisé, et ce pour diverses résolutions du modèle Méso-NH (et donc différentes interpolations des champs du modèle coupleur sur la grille Méso-NH choisie),

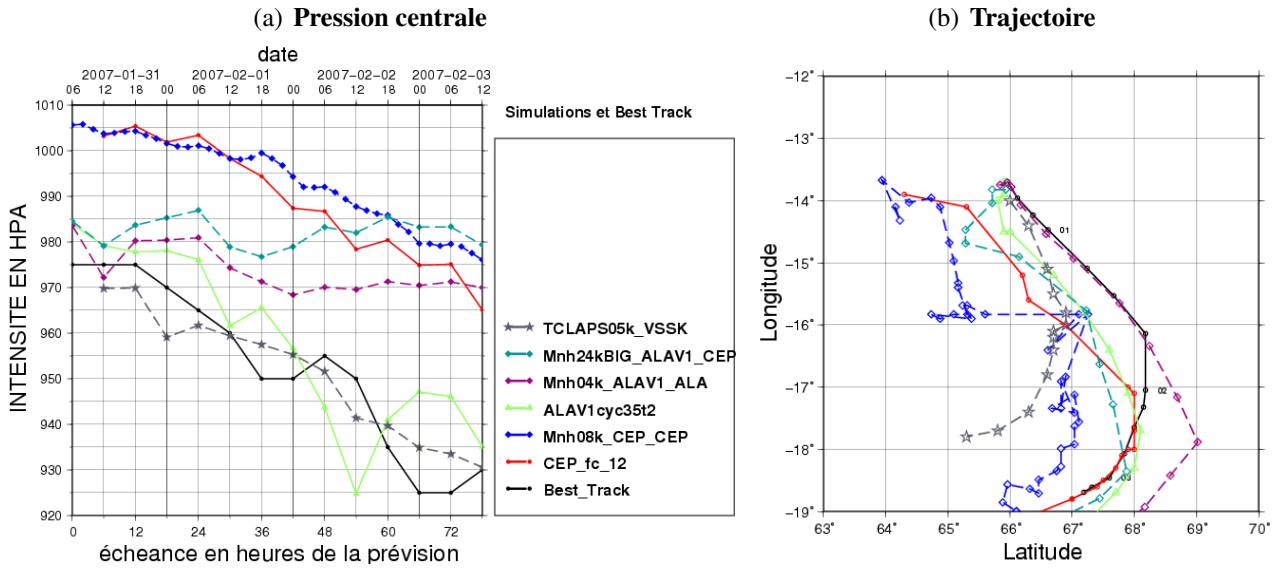


FIG. 4.21 – *Prévision de (a) la pression centrale (en hPa) et (b) la trajectoire de Dora, pour divers modèles numériques figurant en légende, initialisés le* 31 *janvier* 2007 *à* 0600 *ou* 1200 *UTC. L'échéance de la prévision figure en abscisse du bas et la date correspondante en abscisse du haut. En noir la Best track ; en rouge la prévision opérationnelle IFS de* 2007 *; en vert la prévision ALADIN avec le bogus V1 ; en bleu la prévision Méso-NH à* 8 *km de résolution initialisée et couplée aux analyses IFS ; en mauve la simulation Méso-NH à* 4 *km de résolution avec résolution explicite de la convection profonde, initialisée et couplée à la prévision ALADIN du bogus V1 ; en cyan la simulation Méso-NH à* 24 *km de résolution, sur un grand domaine, initialisée par l'analyse ALADIN avec bogus V1 et couplée par les analyses IFS ; en gris avec des étoiles la prévision de TC-LAPS à* 5 *km de résolution, initialisée avec un bogus et emboîtée dans le run de résolution* 15 *km.*

- utilisation d'une couche tampon plus épaisse, et d'altitude différente, pour diminuer la propagation des ondes de gravité à la tropopause (environ 100 hPa ou 17 km), ainsi qu'un coefficient d'absorption des ondes plus élevé,
- augmentation de la hauteur et de la résolution verticale du modèle (de 46 à 75 niveaux verticaux avec une maille de 500 km dans la troposphère libre, voir Fig. A.4 et résultats en annexe A.3), dans le but d'améliorer la distribution verticale de l'humidité (cf. diagnostics d'échec à suivre),
- utilisation d'une version plus récente du modèle Méso-NH (V4_8.4 au lieu de V4_8.3),
- initialisation du modèle à l'échéance 30 h (le 01 février à 1200 UTC) à partir de la prévision à 30 h d'ALADIN, i.e. avec un champ initial qui a passé l'éventuelle phase de spin-up d'ALADIN,
- extension des domaines de simulation aux résolutions de 8 et 24 km pour minimiser la dépendance aux conditions latérales et s'assurer que l'environnement de grande échelle soit correctement représenté (nous nous sommes approchés du domaine d'ALADIN-Réunion ; voir Fig. A.2 et résultats en annexe A.3),
- descente en résolution à 4 km (domaine unique) pour résoudre la convection profonde (excellente prévision de trajectoire, voir Fig. 4.21(b)),
- initialisation de la prévision douze heures plus tôt (le 30 janvier à 1800 UTC), quand le vortex est moins intense, afin d'autoriser une phase de spin-up plus longue (résultats en annexe A.3),
- modification de divers paramètres dynamiques et convectifs utilisés dans les namelists du modèle, tel que la diffusion numérique ou le réglage du schéma de convection profonde (type de schéma, fréquence d'appel et temps d'ajustement), pour vérifier la robustesse de la prévision. Le pas de temps du modèle a aussi été testé à la baisse pour vérifier le respect des conditions CFL

(le nombre de Courant maximal estimé reste inférieur à 0,2 dans chaque direction, notamment sur la verticale).

Aucune de ces expériences n'a d'impact notable sur la prévision d'intensité de Dora (la pression minimale demeure supérieure à 970 hPa à toutes les échéances), bien que la prévision de trajectoire soit elle modifiée par certains tests (ex : dégradation de la trajectoire lorsque la prévision est initialisée douze heures plus tôt). Une simulation avec le modèle AROME (Seity et al. 2011) a été réalisée, sur un domaine de plus petite taille que celui utilisé pour Méso-NH à 4 km de résolution (Fig. A.2). Elle est initialisée par l'analyse ALADIN avec bogus V1 et couplée par la prévision correspondante. Même à 2,5 km de résolution, AROME ne parvient pas mieux que Méso-NH à creuser le système Dora (non illustré). La prévision de trajectoire est dégradée (cyclone trop à l'est), suggérant que le petit domaine utilisé est insuffisant pour englober les caractéristiques du flux directeur de grande échelle pilotant le déplacement du système. Une conclusion hâtive pourrait incriminer la physique du modèle, commune à Méso-NH et AROME pour expliquer ces difficultés de creusement ; la procédure d'initialisation utilisée (assimilation du bogus à une échéance unique) serait également un bon candidat. Les analyses créées ici diffèrent en effet des analyses plus classiques issues d'une configuration opérationnelle, intégrée à un cycle d'assimilation continu. Pour le cas d'Ivan (février 2008), Samson (2009) a pu utiliser des analyses opérationnelles ALADIN-Réunion pour forcer directement un modèle Méso-NH à 4 km de résolution ; il a obtenu une intensification correcte de la tempête en cyclone.

Pour finir, en collaboration avec plusieurs experts de Méso-NH (Jean-Pierre Pinty et Christine Lac), le nouveau schéma d'advection pour le vent a été testé sur deux simulations de Dora. Ce schéma d'ordre 3 nommé WENO3, associé à un schéma temporel décentré, est désormais inclus dans la MASDEV4_9, à la place du schéma d'advection d'ordre 4 nommé CEN4TH (associé au schéma temporel centré « leap-frog »). WENO3 étant plus diffusif, les ondes de gravité à 100 hPa ont été efficacement réduites et lissées pour obtenir des champs similaires aux prévisions ALADIN. Néanmoins la prévision d'intensité demeure problématique malgré un transport de grande échelle différent (WENO). Les diagnostics effectués sur de multiples champs en sortie de modèle auront grandement profité à l'équipe Méso-NH pour l'évaluation de la nouvelle MASDEV4_9 (comparaison des schémas CEN4TH et WENO3).

Pour guider nos recherches sur les modifications à apporter à nos simulations, divers diagnostics sont conduits en parallèle sur plusieurs champs et plusieurs niveaux verticaux. Les sorties Méso-NH sont comparées aux analyses IFS et aux prévisions ALADIN pour tenter de comprendre pourquoi Méso-NH éprouve des difficultés à intensifier la tempête Dora quand d'autres modèles comme ALADIN et TC-LAPS y parviennent. La différence majeure récurrente dans les simulations Méso-NH est la convergence vers le centre de Dora d'une langue d'air très sec préexistante en basses couches au nord du système (elle préfigure dans les analyses). Au fur et à mesure de l'intégration, la zone d'air sec s'amplifie en intensité et s'étend de 850 hPa à 925 hPa pour pénétrer au cœur du système après 24 h (Figs. 4.22(d) et (f)). Ce comportement n'apparaît pas dans les prévisions ALADIN, ni dans les analyses IFS pour lesquelles la convergence de basses couches est plus faible, permettant au cyclone de résister à l'afflux d'air sec et de maintenir une humidité suffisante en son cœur (Figs. 4.22(c) et (e)). L'utilisation d'un bogus ALADIN Vf sans convergence de basses couches (tableau 4.1) ne suffit pas pour améliorer la prévision d'intensité Méso-NH (non illustré). Il est vraisemblable que la forte convergence de basses couches qui apparaît dans les simulations Méso-NH soit induite par le creusement brutal du système dans les premières heures de simulation (voir les courbes cyan et mauve en Fig. 4.21(a), ou les figures A.3 et A.5(a) en annexe, ou encore la courbe rouge de vent max en figure 4.23(a)). La zone d'air sec de moyenne troposphère observée par l'imagerie satellitaire à l'ouest du cyclone (Fig. 4.8) est également amplifiée en intensité et en extension par Méso-NH dès

les premières heures de simulation, de sorte que cette zone d'air sec couvre une bonne partie de la région centrale du cyclone jusqu'en basse troposphère (700 à 850 hPa) après 24 h (Fig. 4.22(d)).

Pour illustrer de façon concise ces disparités entre modèles, la figure 4.23(a) présente l'évolution de l'humidité relative prévue dans la couche 925−850 hPa sur une zone moyenne entourant le cyclone. Une telle infiltration d'air sec au sein du vortex dans la simulation Méso-NH est à même d'expliquer pourquoi la tempête ne parvient pas à s'intensifier après 24 h (voir les courbes de vent max en rouge et humidité relative en bleu). On note que les valeurs d'humidité moyenne de Méso-NH rejoignent celles de la simulation ALADIN après 60 h, sans toutefois conduire à une intensification ultérieure du système. Ceci suggère que la couche est parvenue à se réhumidifier grâce aux flux de surface mais qu'à cette échéance d'autres ingrédients environnementaux ne sont vraisemblablement plus suffisants pour permettre l'intensification de la tempête. L'humidité de la couche supérieure (850 − 700 hPa), moyennée sur une zone annulaire excluant le vortex (Fig. 4.23(b)), confirme que l'air en périphérie du cyclone est plus sec en moyenne dans la simulation Méso-NH que dans la prévision ALADIN, et ce dès les premières échéances de simulation. La tempête se situe donc dans un environnement nettement moins favorable à l'intensification, bien que le seuil climatologique de 69,7 % d'humidité relative pour les intensifications rapides ne soit pas franchi (seuil évalué pour les cyclones de l'Atlantique Nord, Kaplan et DeMaria 2003).

Les raisons de l'amplification et de la convergence de la langue d'air sec en basses couches dans Méso-NH ne sont pas bien élucidées. Elles sont sûrement d'origine multiple : physique de Méso-NH, état initial ALADIN-Réunion (construit à partir d'une seule assimilation de bogus), spin-up de Méso-NH. Le comportement de Méso-NH ne doit pas être généralisé car il est vraisemblablement spécifique aux états initiaux utilisés de Dora (rôle de la langue d'air sec en basses couches). On peut quand même conclure que Méso-NH est sensible à l'alimentation en humidité à l'instant initial. Pour confirmer cette hypothèse, il serait judicieux de bogusser le champ d'humidité à l'instant initial. Les résultats obtenus suggèrent aussi l'importance de disposer d'une analyse cohérente avec le modèle de prévision utilisé. Pour obtenir des simulations de Dora à plus fine résolution, un système comme Arome avec son schéma d'assimilation de données 3D-Var, et l'insertion de pseudo-observations de vent, serait utile sur un domaine centré autour du cyclone.

4.3.5 Jeu de simulations ALADIN et simulation de référence retenue

Quel que soit le bogus utilisé (resp. V0, V1, V2), les prévisions de trajectoire et d'intensité d'ALADIN-Réunion sont de bonne qualité pour le cas de Dora (resp. Figs. A.5, 4.21 et A.3(a)). L'interaction thalweg-cyclone est également très bien simulée par ALADIN en ce qui concerne le champ de tourbillon potentiel (en comparaison des analyses IFS). De même, l'intrusion d'air sec associée à la foliation de tropopause qui s'enroule autour de Dora est correctement représentée : la figure 4.24 compare, à deux échéances distinctes, les températures observées par Météosat 7 avec les températures de brillance simulées, dans le canal vapeur d'eau, par l'algorithme de transfert radiatif RTTOV (à partir de l'état du modèle). Il est donc décidé de conduire l'étude de processus à l'aide de ce modèle. C'est la prévision issue du bogus Vf qui est retenue, malgré une pression plus élevée en début de période. Elle répète en effet correctement dans le temps les deux phases d'intensification rapide, notamment le court ralentissement en milieu de période (comparer la courbe noire aux courbes bleues ou vertes en figure 4.25), suggérant que les processus physiques conduisant à l'intensification rapide du système sont reproduits par la simulation. Ceci démontre qu'une structure initiale affinée du bogus (Vf) permet de prévoir une évolution plus réaliste de l'intensité du système, ce que nous confirmerons au chapitre 6. Une dernière expérience avec un pas de temps de 300 s a permis de confirmer la stabilité

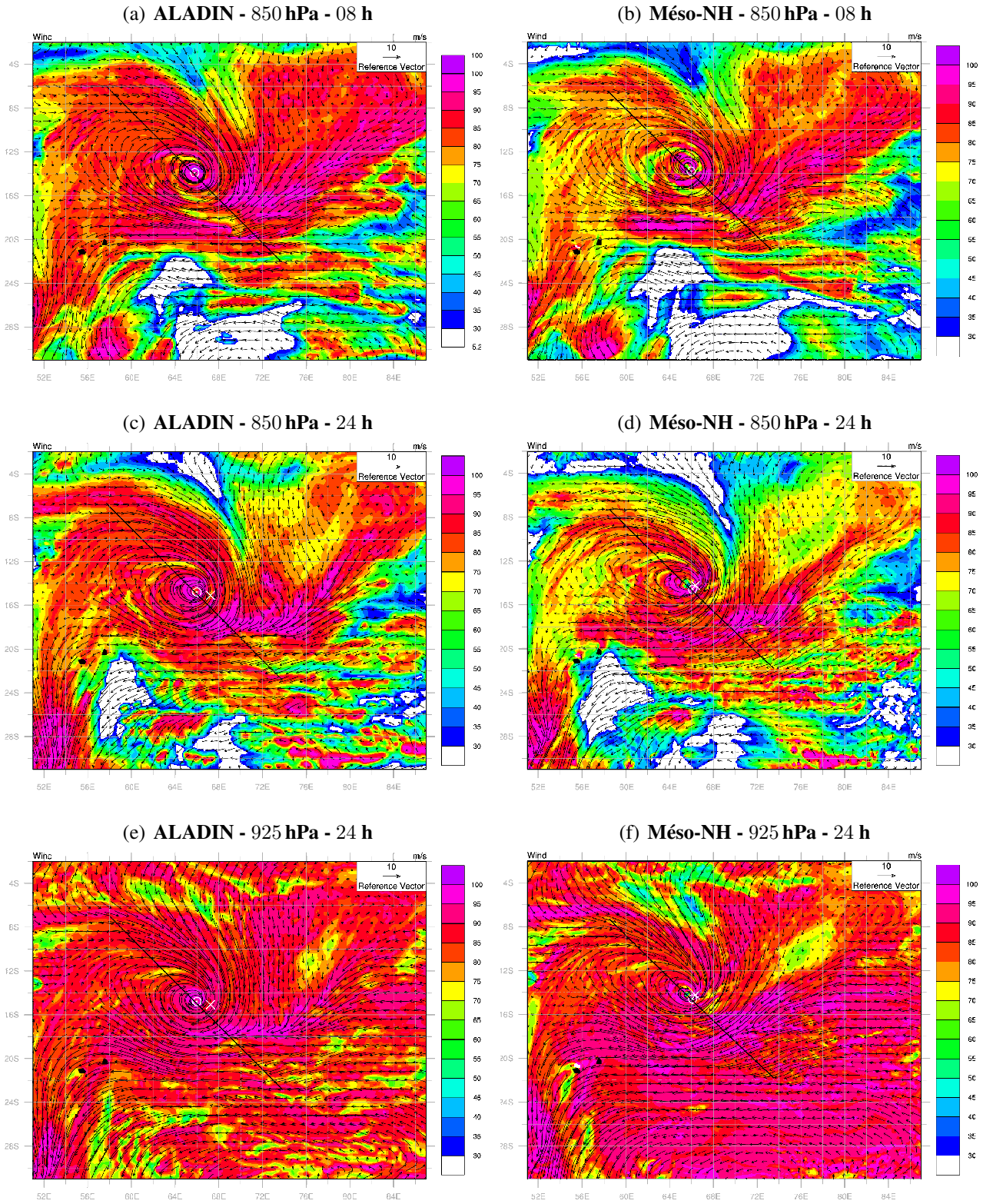


FIG. 4.22 – *Humidité relative de basses couches (plages de couleurs en %) prévue par ALADIN (à gauche) versus Méso-NH (à droite), après 8 h et 24 h de simulation, pour les niveaux pression 850 hPa (en haut) et 925 hPa (en bas). Les vecteurs vents sont superposés avec des flèches (en m.s^{-1}, le vecteur référence étant dessiné en partie supérieure droite de chaque image). La position du minimum dépressionnaire de surface est indiquée par un point encerclé (prévision) ou une croix (observation Best track disponible par pas de 6 h).*

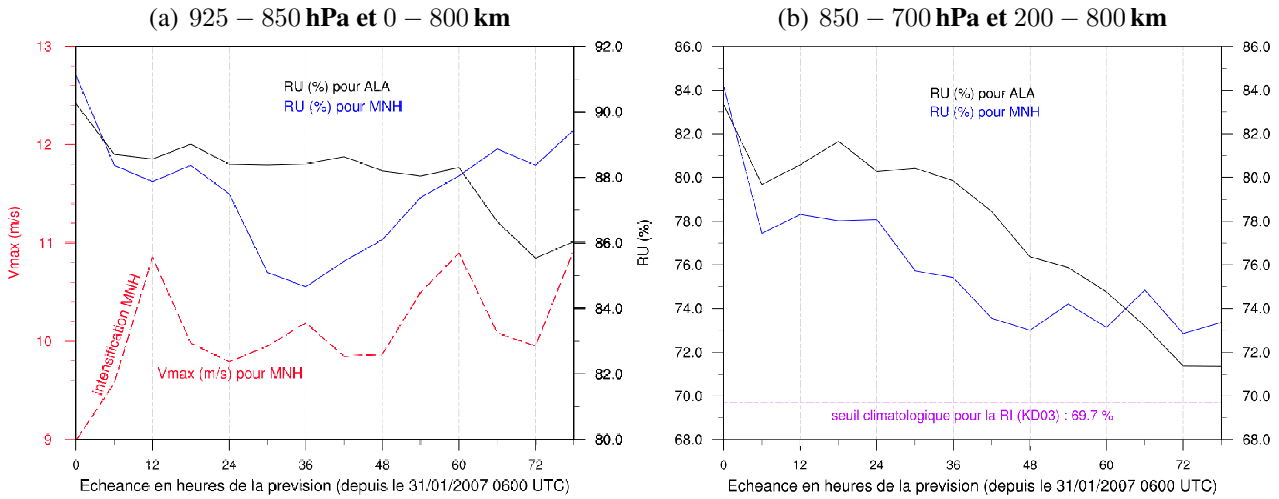


FIG. 4.23 – *Evolution temporelle de l'humidité relative prévue par ALADIN (courbe noire) versus Méso-NH (courbe bleue), par pas de* 6 *h, au cours de la prévision à* 78 *h d'échéance. L'humidité relative est moyennée (a) sur une couche d'épaisseur* 925 − 850 *hPa et sur un disque de rayon* 800 *km centré sur la position prévue du cyclone ; (b) sur une couche d'épaisseur* 850 − 700 *hPa et sur un disque compris entre les rayons* 200 *et* 800 *km pour extraire virtuellement le vortex cyclonique. La ligne pointillée rouge (a) représente l'évolution des vents maximaux prévus par Méso-NH à* 850 *hPa (échelle de valeurs en ordonnée gauche). L'échelle d'humidité (en noir) varie entre les deux graphes. KD03 fait référence à l'étude de Kaplan et DeMaria (2003).*

de la prévision ALADIN ; c'est la simulation retenue puisqu'elle fournit une intensité plus proche de la Best track après l'échéance 60 h (non illustré).

A cette résolution de 8 km, il sera possible de caractériser l'interaction cyclone-thalweg à l'échelle synoptique. Il deviendra cependant difficile de résoudre les processus internes se déroulant au cœur du vortex et susceptibles d'être associés aux réarrangements de tourbillon potentiel qui suivent l'interaction, ces derniers nécessitant des diagnostics à fine résolution non disponibles avec ALADIN.

4.4 BILAN SUR LA MODÉLISATION DE DORA

La trajectoire de Dora est très bien prévue par les modèles ALADIN-Réunion et Méso-NH. Les simulations avec ALADIN reproduisent correctement les deux phases d'intensification rapide. C'est un résultat remarquable sachant le protocole original mis en place ici pour calculer l'état initial du modèle (assimilation unique du bogus dans une ébauche initialisée par le modèle du CEPMMT). Cette méthode pourrait présenter un intérêt pour les futures applications opérationnelles du bassin. En revanche, les simulations Méso-NH échouent aux mêmes réseaux malgré de nombreux tests (résolutions horizontale et verticale, schémas numériques, réglage des paramétrisations physiques, etc.). La convergence vers le centre de Dora d'une langue d'air très sec préexistante en basses couches au nord du système semble pouvoir être incriminée. Les raisons de cette convergence, qui n'apparaît pas dans les prévisions ALADIN, ne sont pas bien élucidées ; elles sont sûrement d'origine multiple (physique de Méso-NH, état initial ALADIN-Réunion, spin-up du modèle). Ce comportement est vraisemblablement spécifique aux états initiaux de Dora utilisés (rôle de la langue d'air sec en basses couches) et ne doit pas être généralisé. L'étude de processus en section suivante utilisera donc la simulation ALADIN-Réunion avec bogus Vf dont la qualité est très bonne. Rappelons aussi qu'une sensibilité de la prévision d'intensité à la structure initiale du vortex (bogus) a été mise en évidence dans ce chapitre.

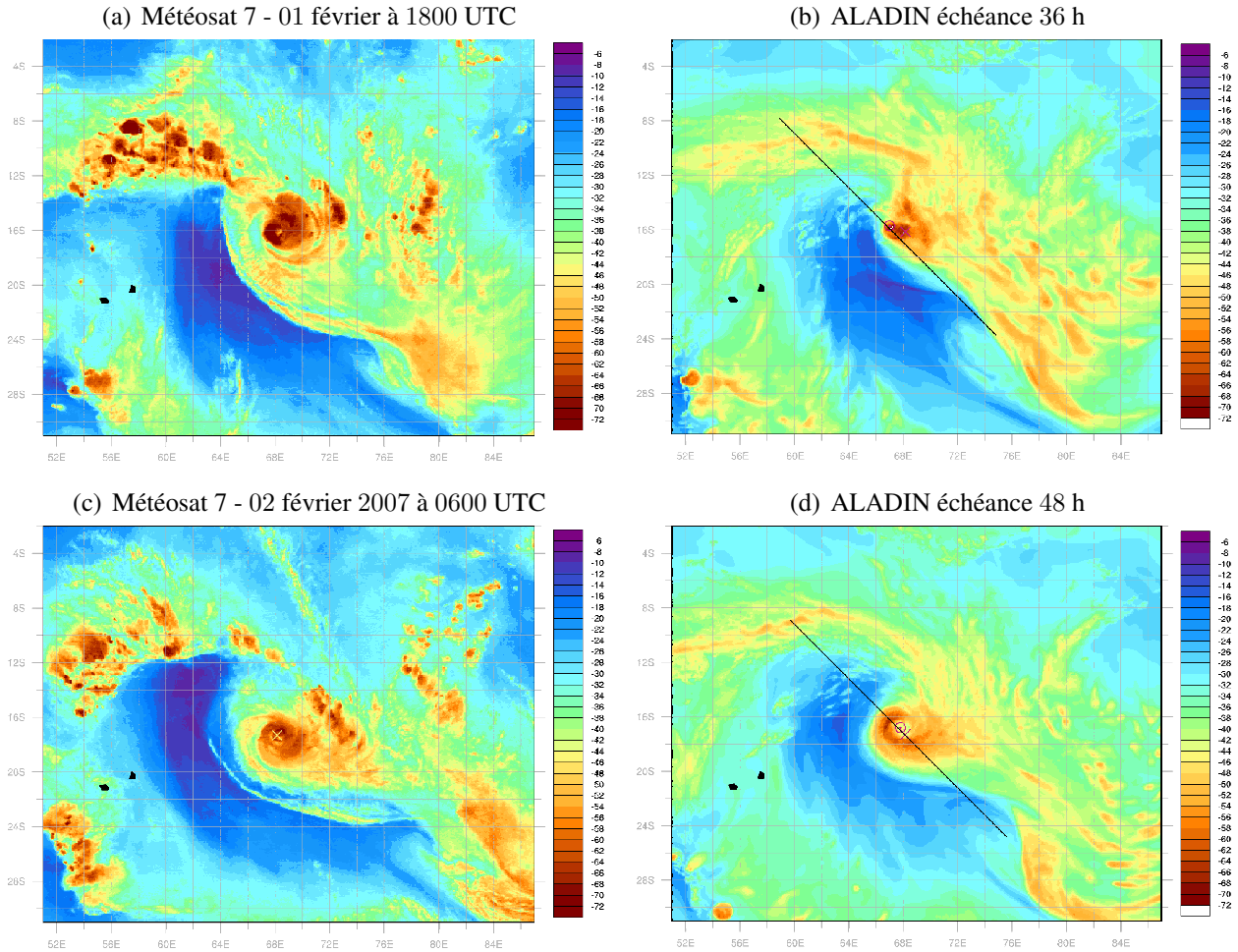


FIG. 4.24 – *Températures de brillance dans le canal vapeur d'eau observées par Météosat 7 (à gauche), ou simulées par ALADIN-Réunion (à droite) obtenues par le modèle de transfert radiatif RTTOV, pour les dates du* 01 *février à* 1800 *UTC (échéance* 36 *h) et du* 02 *février* 2007 *à* 0600 *UTC (échéance* 48 *h). La palette de couleurs du canal vapeur d'eau de Météosat 7 a été reproduite pour tracer les images satellitaires simulées ; le domaine est identique et les lignes sont quadrillées tous les* 2° *de latitude-longitude.*

(a) **Pression centrale** (b) **Trajectoire**

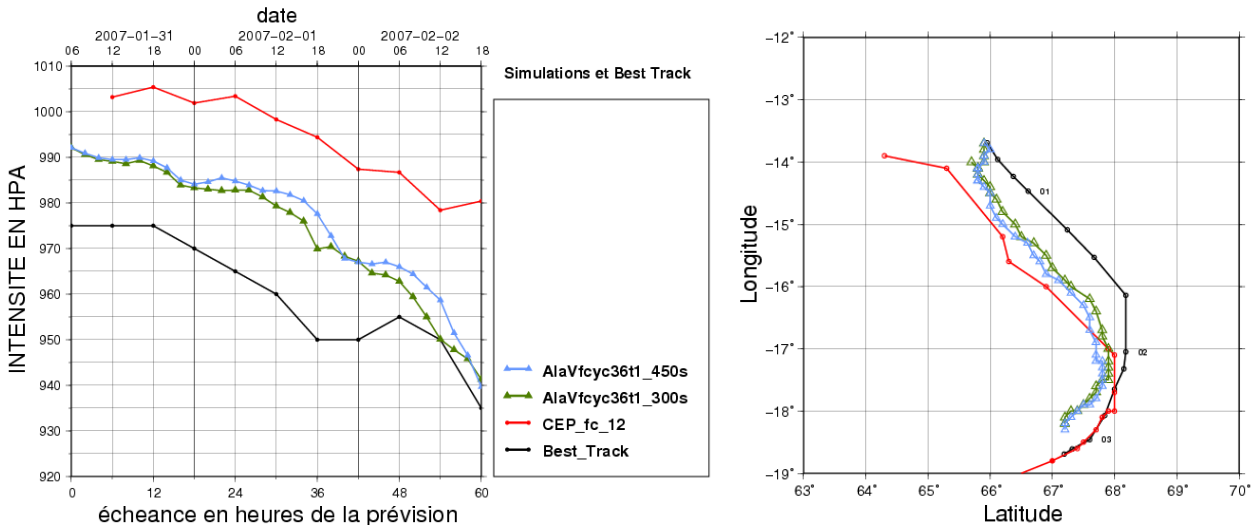


FIG. 4.25 – *Prévision de (a) la pression centrale (en hPa) jusqu'au* 02 *février* 2007 *à* 1800 *UTC et (b) la trajectoire de Dora jusqu'au* 03 *février* 2007 *à* 1200 *UTC, pour divers modèles numériques figurant en légende, initialisés le* 31 *janvier* 2007 *à* 0600 *ou* 1200 *UTC. En noir la Best track ; en rouge la prévision opérationnelle IFS de* 2007 *; en bleu la prévision ALADIN avec bogus Vf couplée aux analyses IFS ; en vert la même simulation mais avec un pas de temps de* 300 *s (au lieu de* 450 *s).*

Chapitre 5

Impact d'un thalweg profond sur l'intensification rapide de Dora : déclenchement de processus internes par forçage externe

SOMMAIRE

5.1 BUT **137**

5.2 OUTILS DIAGNOSTIQUES POUR CARACTÉRISER L'INTERACTION CYCLONE-ENVIRONNEMENT **137**

5.2.1 Flux d'Eliassen-Palm en géométrie cylindrique 138

5.2.2 Lien avec les flux asymétriques de tourbillon potentiel 141

5.2.3 Bilans de vent tangentiel et de tourbillon potentiel 142

5.3 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE **143**

5.4 ARTICLE **147**

DANS ce chapitre, nous présentons les diagnostics qui nous ont permis de quantifier l'effet du thalweg sur l'intensification cyclonique après un examen minutieux de la distribution synoptique tridimensionnelle de tourbillon potentiel et de son évolution au cours de la simulation de référence. La théorie des flux d'Eliassen-Palm est utilisée dans un système de coordonnées cylindriques centré sur le système tropical pour évaluer l'impact de la structure cohérente de tourbillon potentiel associée au thalweg sur la circulation cyclonique. Les processus dynamiques qui ont joué un rôle prépondérant dans l'intensification rapide de Dora par forçage externe sont détaillés dans un article soumis au *Journal of Atmospheric Sciences*, qui est préalablement résumé en français. Ces résultats ont aussi fait l'objet d'une conférence internationale avec acte (Leroux 2012).

5.1 But

Nous avons précédemment détaillé les caractéristiques de l'environnement dans lequel le cyclone Dora a subi une intensification rapide (section 4.1). Une simulation numérique de référence a été obtenue avec ALADIN-Réunion qui reproduit correctement l'évolution du cyclone et du thalweg des moyennes latitudes déferlant au sud du système. Nous souhaitons à présent conduire des diagnostics approfondis sur l'interaction du cyclone avec le thalweg. Les études bibliographiques (section 2.3) ont révélé que pour considérer l'ensemble des actions du thalweg sur le cyclone, il est primordial de caractériser à la fois l'intensité du cisaillement vertical de vent, les flux de moment angulaire asymétriques ainsi que l'évolution de la circulation divergente d'altitude, de la convection, et du tourbillon potentiel (en trois dimensions).

Plusieurs diagnostics sont présentés qui quantifient l'impact du thalweg sur l'intensification cyclonique de Dora. Dans un premier temps, le thalweg est décrit par son activité ondulatoire : les flux d'Eliassen-Palm et leur divergence caractérisent les échanges entre perturbation et flux moyen environnant. Ils sont calculés dans un repère cylindrique centré sur le cyclone et dans un système de coordonnées isentropes. Ces diagnostics discriminent le rôle respectif des flux de moment angulaire et des flux de chaleur dans l'intensification du cyclone. Les flux de tourbillon potentiel, eux-mêmes liés à la divergence des flux d'Eliassen-Palm sont aussi évalués. Ils permettent de connaître l'impact d'une advection de tourbillon potentiel au cœur du système cyclonique sur l'évolution de ses vents moyens. On s'efforcera de comprendre l'échelle spatio-temporelle des mécanismes d'interaction, en quantifiant la profondeur de l'interaction entre les deux structures de tourbillon potentiel présentes sur une grande épaisseur de troposphère avec différentes valeurs respectives de tourbillon. On regardera aussi comment les forçages en tourbillon potentiel peuvent jouer sur le déclenchement de la convection locale et sur l'évolution de l'intensité. Des bilans de vent tangentiel en coordonnées isobares, et de tourbillon potentiel en coordonnées isentropes, complètent la description des processus dynamiques mis en évidence.

5.2 Outils diagnostiques pour caractériser l'interaction cyclone-environnement

Les études sur la dynamique des ondes de Rossby planétaires aux moyennes latitudes ont permis de mettre en évidence les transports méridiens de flux de chaleur et de quantité de mouvement associés aux fluctuations ondulatoires de la circulation générale moyenne. Ces transports, qui s'effectuent perpendiculairement au flux zonal moyen, induisent des modifications de la circulation générale, notamment au niveau des jets d'altitude. Eliassen et Palm (1961) ont mis en place une approche devenue classique pour étudier la réponse d'un écoulement moyen aux forçages induits par l'activité des fluctuations. Ces dénommés « flux d'Eliassen-Palm » ont entre autres permis de démontrer que les structures transitoires (fluctuations temporelles) de l'écoulement atmosphérique des moyennes latitudes contribuent à réduire les gradients de température et à transporter chaleur et quantité de mouvement des latitudes subtropicales vers les hautes latitudes. Des coupes latitude-pression du vecteur flux d'Eliassen-Palm et de sa divergence ont ensuite été proposées par Edmon et al. (1980) de sorte d'apprécier, sur un seul et même diagramme, la distribution spatiale ainsi que l'amplitude relative des principaux flux de moment et de chaleur. Ces coupes sont devenues un outil standard pour diagnostiquer la propagation des perturbations (ou fluctuations) et leur effet sur un flux zonal moyen.

5.2.1 Flux d'Eliassen-Palm en géométrie cylindrique

Dans le cas du cyclone qui nous concerne, la théorie des flux d'Eliassen-Palm est similaire mais adaptée à une géométrie cylindrique. Les moyennes zonales sur chaque cercle de latitude deviennent des moyennes azimuthales sur des cercles centrés sur le cyclone. Chaque variable atmosphérique α est décomposée en sa moyenne azimuthale ($\overline{\alpha}$) et une fluctuation (α') par rapport à cette valeur moyenne :

$$\alpha(t,r,\lambda,z) = \overline{\alpha}(t,r,z) + \alpha'(t,r,\lambda,z) \quad \text{où} \quad \overline{\alpha}(t,r,z) = \frac{1}{2\Pi}\int_0^{2\Pi} \alpha(t,r,\lambda,z)d\lambda \tag{5.1}$$

avec les symboles définis en table A.1. Un thalweg d'altitude en approche induit des écarts à la symétrie circulaire du cyclone avec un transport de moment angulaire et de chaleur en direction du cyclone. Nous allons montrer que ce transport peut modifier la circulation tangentielle symétrique du cyclone et donc exercer une influence sur son intensité.

Les flux d'Eliassen-Palm écrits dans un système de coordonnées cylindriques et isentropes sont particulièrement adaptés à notre étude. La variable θ prend alors la place de la coordonnée verticale z dans l'équation 5.1. Molinari et al. (1995) ont obtenu une formulation du vecteur flux d'Eliassen-Palm dans un tel système de coordonnées :

$$\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}} = [-r\overline{(\sigma u_{\mathrm{L}})'v'_{\mathrm{L}}}\,, \overline{p'\frac{\partial \Psi'}{\partial \lambda}}] \equiv [F_r\,, F_{\mathrm{v}}] \tag{5.2}$$

L'indice $_{\mathrm{L}}$ indique que l'on se situe dans un repère relatif au centre du cyclone (la vitesse de translation du système est soustraite au vecteur vent). $\Psi = \Phi + C_{pa}\,T$ est le potentiel de Montgomery avec C_{pa} la capacité thermique massique de l'air sec. Les autres variables ont leur signification usuelle (table A.1). La dérivée de la pression par rapport à la température potentielle définit la pseudo-densité : $\sigma = -\frac{\partial p}{\partial \theta}$ (à ne pas confondre avec l'habituelle coordonnée verticale sigma définie en section 4.3.1). Les composantes radiale (F_r) et verticale (F_{v}) du vecteur flux d'Eliassen-Palm séparent le forçage par les fluctuations azimuthales en un flux radial de moment angulaire (F_r) et un flux radial de chaleur (F_{v}), analogue à un terme $\overline{T'u'}$ en coordonnées pression.

L'équation 5.2 permet d'obtenir aisément l'expression de la divergence du vecteur flux d'Eliassen-Palm en coordonnées cylindriques et isentropes :

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{F_{\mathrm{L}}} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\overline{(\sigma u_{\mathrm{L}})'v'_{\mathrm{L}}}) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\overline{p'\frac{\partial \Psi'}{\partial \lambda}}) \tag{5.3}$$

Cette quantité scalaire bi-dimensionnelle (exprimée en Pa.m^2.K^{-1}.s^{-2}) représente la contrainte totale exercée par les fluctuations sur la circulation tangentielle moyenne (elle est équivalente à une force radiale sur l'état moyen).

Une coupe verticale des flux d'Eliassen-Palm et de leur divergence est illustrée après deux heures de simulation du cyclone Dora en guise d'exemple (Fig. 5.1). En abscisse figure la distance au centre du cyclone tandis que θ est la coordonnée verticale. Le vecteur $\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}}$, de composantes F_r et F_{v}, y est représenté par des flèches et sa divergence $\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{F_{\mathrm{L}}}$ par des contours scalaires (couleurs). La divergence montre l'intensité du forçage par les fluctuations à chaque rayon (distance au centre du cyclone) et chaque altitude (isentrope). La direction du vecteur $\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}}$ indique l'importance relative des flux : un vecteur quasiment horizontal (resp. vertical) reflète une contribution dominante des flux de moment angulaire (resp. de chaleur) et donc des processus barotropes (resp. baroclines). Une mise à l'échelle du vecteur flux d'Eliassen-Palm est effectuée sur le même principe que Edmon et al. (1980) : la composante radiale du flux F_r est multipliée par la longueur représentant 1 m sur la figure ; la composante

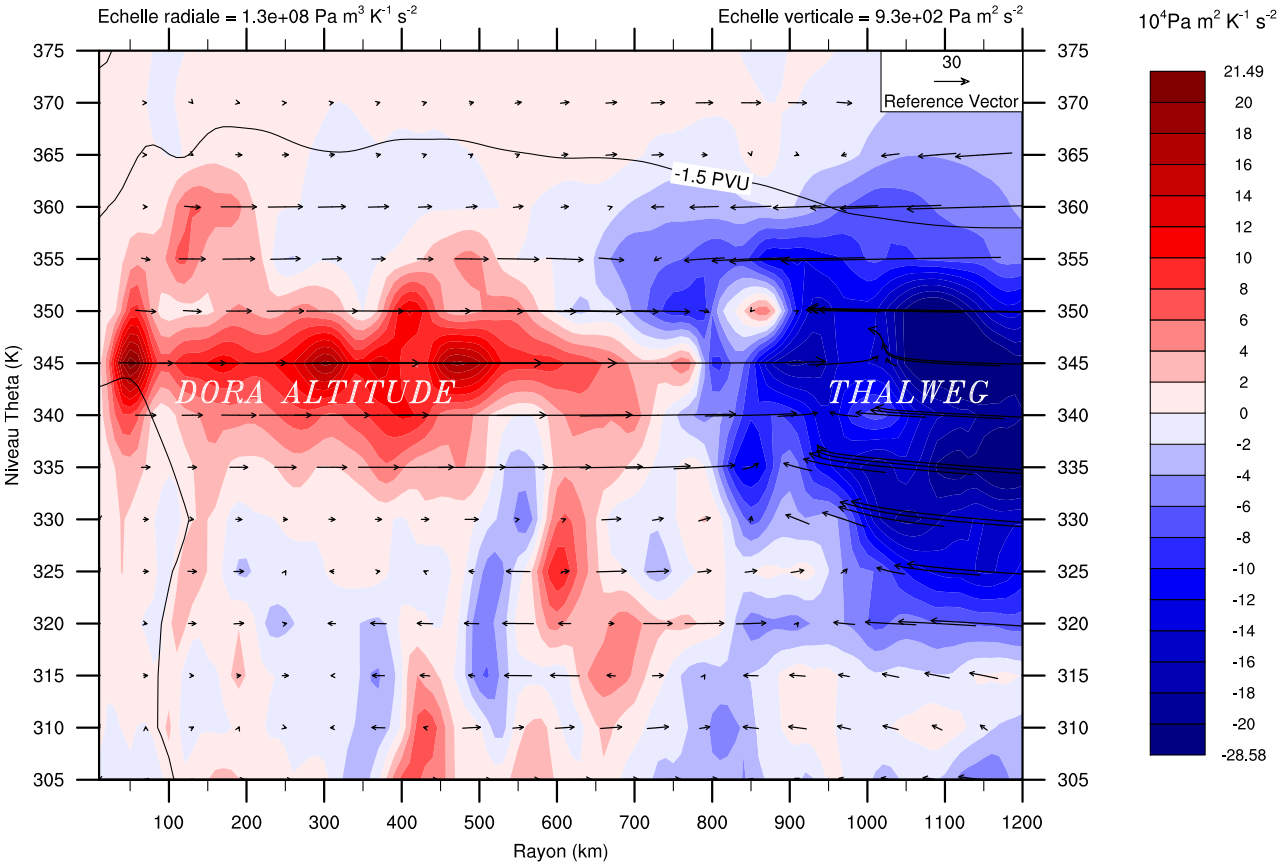


FIG. 5.1 – *Diagramme des flux d'Eliassen-Palm et de leur divergence dans un système de coordonnées cylindriques et isentropes obtenu pour Dora après deux heures de simulation. En abscisse figure la distance au centre du système (en km) et en ordonnée les niveaux isentropes (tous les* $5\,K$*). Les flèches horizontales (resp. verticales) représentent les composantes radiales* F_r *en* $Pa.m^3.K^{-1}.s^{-2}$ *(resp. verticale* F_v *en* $Pa.m^2.s^{-2}$*) du vecteur flux d'Eliassen-Palm et correspondent aux flux de moment angulaire (resp. de chaleur). Les vecteurs sont normalisés par la distance que représente* $1\,m$ *(resp.* $1\,K$*) sur le graphe ; ces facteurs sont notés en haut du graphe (« échelle radiale » et « échelle verticale »). Les contours colorés matérialisent la divergence des flux* $(\vec{\nabla}\cdot\vec{F_\mathrm{L}})$ *tracée par pas de* $2\times10^4\,Pa.m^2.K^{-1}.s^{-2}$ *(échelle de valeurs à droite) ; le bleu reflète une accélération de la circulation cyclonique (signature du thalweg en bordure extérieure du domaine) ; le rouge est associé à la circulation divergente d'altitude de Dora (flux anticyclonique croissant). Un trait noir matérialise l'altitude de la tropopause dynamique (contour* $-1{,}5\,PVU$*) en moyenne azimuthale.*

verticale est multipliée par la longueur représentant 1 K sur le diagramme. Le repère cylindrique est ici construit dans le sens trigonométrique. Par définition, **le vent tangentiel associé à une circulation cyclonique (resp. anticyclonique) de l'hémisphère sud est donc négatif (resp. positif)**. Tout comme dans l'hémisphère nord, une vitesse radiale u positive (c'est-à-dire divergente) est orientée vers l'extérieur du cyclone. Par conséquent, $F_r > 0$ dirigé vers l'extérieur du système (flèche pointant vers la droite) correspond à un flux sortant de moment angulaire cyclonique, tandis que $F_r < 0$ **dirigé vers l'intérieur du système (flèche pointant vers la gauche) représente un flux entrant de moment angulaire cyclonique**. **Une flèche dirigée vers le bas** ($F_\mathrm{v} < 0$) **représente un flux entrant de chaleur vers l'intérieur du cyclone.** En centrant les flux d'Eliassen-Palm sur une tempête des moyennes latitudes en creusement, Molinari et al. (1995) ont montré l'allure que prendrait un développement barocline sur des coupes de flux d'Eliassen-Palm en géométrie cylindrique dans l'hémisphère nord : le vecteur $\overrightarrow{F_\mathrm{L}}$ est dirigé verticalement de la basse à la moyenne troposphère à faible distance du centre de la tempête (orientation opposée dans l'hémisphère sud). En haute troposphère où les vents sont maximaux (jet), le vecteur s'oriente vers l'extérieur pour transporter vers d'autres rayons les quantités de moment et de chaleur.

En début de simulation du cyclone Dora (Fig. 5.1), nous constatons que l'activité ondulatoire transporte du moment angulaire cyclonique vers l'extérieur en haute troposphère (flèches vers la droite) sauf au niveau du thalweg en approche, encore situé à plus de 800 km du centre dépressionnaire à cette échéance. Dans la zone du thalweg, les flux de moment angulaire cyclonique sont dirigés vers le cyclone (flux entrants). La composante verticale positive du vecteur $\overrightarrow{F_\mathrm{L}}$ en moyenne troposphère reflète le déplacement, dans le volume cylindrique, de l'anomalie froide présente sous le thalweg d'altitude, et illustre la faible contribution des processus baroclines. Dans le cas de l'intensification du cyclone Elena (1985) en présence d'un thalweg d'altitude, les vecteurs flux d'Eliassen-Palm étaient dominés par des flux de moment angulaire à un niveau (345 K) avec des processus essentiellement barotropes (Molinari et al. 1995). Il sera intéressant de comparer ces résultats avec le cyclone Dora.

L'intérêt des flux d'Eliassen-Palm, et ce qui en fonde le cadre de travail, est le lien étroit entre divergence du vecteur flux d'Eliassen-Palm et variation dans le temps du moment angulaire relatif. Pour des mouvements adiabatiques et sans frottements en f-plan, Molinari et al. (1995, équation 1) montrent que l'évolution de la quantité $r\,\overline{\sigma v_\mathrm{L}}$, i.e. le moment angulaire relatif pondéré par la pseudo-densité, obéit à l'équation suivante (dans le repère qui suit le déplacement du cyclone) :

$$\frac{\partial}{\partial t_L}(r\,\overline{\sigma v_\mathrm{L}}) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\,(\overline{\sigma u_\mathrm{L}})\,\overline{v}_\mathrm{L}) + (r\overline{\sigma u})f = \overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_\mathrm{L}} \tag{5.4}$$

La circulation tangentielle moyenne du cyclone s'ajuste donc pour compenser le forçage par les fluctuations azimuthales. Le fait de négliger les effets des frottements et du diabatisme se justifie aisément puisque les interactions majeures d'un cyclone avec son environnement se produisent dans la zone de plus faible stabilité inertielle, au niveau du flux sortant d'altitude, et loin du cœur du système (DeMaria et al. 1993) ; le chauffage diabatique et les frottements y sont donc généralement faibles. En revanche, près du centre du cyclone où le diabatisme est important, il faudra interpréter ces flux avec prudence. Concernant l'approximation du f-plan, Molinari et al. (1995) montrent que les termes impliquant la variation du paramètre de Coriolis ont des valeurs faibles dans un périmètre de 1000 km autour du cyclone.

L'équation 5.4 permet de résumer l'effet de la divergence des flux d'Eliassen-Palm sur une circulation cyclonique de l'hémisphère sud ($r\,\overline{\sigma v_\mathrm{L}} < 0$) :

$$\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_\mathrm{L}} < 0 \Longleftrightarrow r\,\overline{\sigma v_\mathrm{L}} < 0 \quad \text{décroissant} \Longleftrightarrow \text{spin} - \text{up (accélération cyclonique)}$$

$$\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_\mathrm{L}} > 0 \Longleftrightarrow r\,\overline{\sigma v_\mathrm{L}} < 0 \quad \text{croissant} \Longleftrightarrow \text{spin} - \text{down (affaiblissement cyclonique)}$$

Autrement dit, quand la divergence des flux d'Eliassen-Palm est positive, l'écoulement tangentiel moyen cyclonique est ralenti par les fluctuations en cédant de l'énergie à la perturbation. A l'inverse, une divergence négative des flux indique que l'onde accélère le vent tangentiel moyen cyclonique (zones bleues en Fig. 5.1). Autrement dit, dans les couches du cyclone où la divergence des flux deviendra négative à l'approche du thalweg, le moment angulaire moyen sera renforcé par l'activité ondulatoire du thalweg.

On peut appliquer le même type de raisonnement sur la circulation anticyclonique d'altitude (sens trigonométrique $r\,\overline{\sigma v_{\mathrm{L}}} > 0$) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F_{\mathrm{L}}} < 0 \Longleftrightarrow r\,\overline{\sigma v_{\mathrm{L}}} > 0 \quad \text{décroissant} \Longleftrightarrow \text{spin} - \text{down (affaiblissement anticyclonique)}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F_{\mathrm{L}}} > 0 \Longleftrightarrow r\,\overline{\sigma v_{\mathrm{L}}} > 0 \quad \text{croissant} \Longleftrightarrow \text{spin} - \text{up (accélération anticyclonique)}$$

Cette fois, une divergence positive des flux d'Eliassen-Palm est associée à une accélération de l'écoulement tangentiel moyen anticyclonique (augmentation du moment angulaire anticyclonique, zones rouges en Fig. 5.1) tandis qu'une convergence des flux affaiblit une circulation anticyclonique.

En conclusion, les flux d'Eliassen-Palm en géométrie cylindrique permettent de décrire les mécanismes d'interaction entre un thalweg (onde) et la circulation tangentielle moyenne d'un cyclone. Ils caractérisent le transport de chaleur et de quantité de mouvement par les perturbations (ou asymétries) associées au thalweg, et leur impact sur l'intensification cyclonique. Dans ce manuscrit, l'analyse des flux est réalisée sur des surfaces isentropes séparées de 5 K depuis 305 jusque 375 K. L'isentrope 305 K a été retenue comme niveau inférieur pour éviter les situations dans lesquelles la surface isentrope intercepte le sol. Le niveau 375 K représente la basse stratosphère et est donc choisi comme limite supérieure. Le repère cylindrique suit le déplacement du cyclone et son origine est le centre du vortex. Plusieurs paramètres ont été testés pour localiser le centre cyclonique à chaque niveau vertical : un minimum de pression ou de géopotentiel, un minimum de vent relatif, ou encore un maximum de tourbillon relatif. Sachant le fort cisaillement vertical de vent qui approche Dora et incline le vortex en altitude, il nous semble plus judicieux de retenir la position « réelle » du minimum de tourbillon relatif en sommet de couche limite (800 hPa ou 310 K) plutôt qu'une position « non physique » qui résulterait d'une moyenne pondérée des centres trouvés sur la verticale. Notons toutefois que les diagrammes d'Eliassen-Palm ne sont pas significativement modifiés par la méthode de détection retenue.

5.2.2 Lien avec les flux asymétriques de tourbillon potentiel

On peut aussi interpréter l'influence de fluctuations ondulatoires sur une circulation moyenne en considérant l'équation d'évolution du tourbillon potentiel quasi-géostrophique. Dans un beta-plan et aux latitudes tempérées, le cadre quasi-géostrophique permet de relier directement les flux d'Eliassen-Palm aux flux de tourbillon potentiel associés aux fluctuations (cf. Edmon et al. 1980) : $\overline{v'_y q'} = \vec{\nabla} \cdot \vec{F_{\mathrm{L}}}$.

En géométrie cylindrique adaptée aux cyclones, Molinari et al. (1995) sortent du contexte quasi-géostrophique précédent pour obtenir une relation entre la divergence des flux d'Eliassen-Palm et les flux de tourbillon potentiel d'Ertel dans un cadre adiabatique et sans frottement sur un f-plan :

$$-\,r\frac{\overline{\sigma}^2}{g}\langle u^\star_{\mathrm{L}}\,\Pi^\star_{\mathrm{L}}\rangle = \vec{\nabla} \cdot \vec{F_{\mathrm{L}}} - r\frac{\partial}{\partial t_L}(\overline{\sigma' v'_{\mathrm{L}}}) \tag{5.5}$$

où $\langle \alpha \rangle = \frac{\overline{\sigma\alpha}}{\overline{\sigma}}$ définit une moyenne azimuthale pondérée par la pseudo-densité et $\alpha^\star$ une fluctuation par rapport à cette valeur moyenne. Π est le tourbillon potentiel d'Ertel donné par : $\Pi = g\frac{\xi_\theta + f}{\sigma} = -g\frac{\xi_\theta + f}{\frac{\partial p}{\partial \theta}}$.

Une combinaison des équations 5.4 et 5.5 donne, pour un mouvement adiabatique et sans frottement sur un f-plan (Molinari et al. 1995) :

$$\frac{\partial}{\partial t_L}(\overline{v}_{\mathrm{L}}) + \frac{1}{r}\langle u_{\mathrm{L}}\rangle \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{v}_{\mathrm{L}}) + \langle u\rangle f = \frac{1}{r\overline{\sigma}}\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}} - \frac{1}{\overline{\sigma}}\frac{\partial}{\partial t_L}(\overline{\sigma' v'_{\mathrm{L}}}) \tag{5.6}$$

$$= -\frac{\overline{\sigma}}{g}\langle u^{\star}_{\mathrm{L}}\,\Pi^{\star}_{\mathrm{L}}\rangle \tag{5.7}$$

L'examen du flux radial de Π constitue donc une analyse physique de l'interaction entre la circulation tangentielle cyclonique et la distribution de tourbillon potentiel de l'environnement. Dans l'hémisphère sud, une convergence des flux d'Eliassen-Palm ($\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}} < 0$) associée à une intensification de la circulation cyclonique indique que :

- Des anomalies négatives de tourbillon potentiel ($\Pi^{\star}_{\mathrm{L}} < 0$) sont transportées vers l'intérieur ($u^{\star}_{\mathrm{L}} < 0$) par les fluctuations.
- Des anomalies positives de tourbillon potentiel ($\Pi^{\star}_{\mathrm{L}} > 0$) sont transportées vers l'extérieur ($u^{\star}_{\mathrm{L}} > 0$) par les fluctuations.

Des diagrammes d'Hovmöller du flux radial de tourbillon potentiel $-\frac{\overline{\sigma}}{g}\langle u^{\star}_{\mathrm{L}}\,\Pi^{\star}_{\mathrm{L}}\rangle$ (équation 5.7) ont été tracés dans la simulation de Dora pour chacun des niveaux isentropes étudiés. Ils indiquent des transports importants de tourbillon potentiel asymétrique du thalweg vers le cyclone aux niveaux 335 K (moyenne troposphère) et 355 K (environ 200 hPa, près de la tropopause) en accord avec les diagrammes d'Hovmöller de la quantité $\frac{1}{r\overline{\sigma}}\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}}$ (équation 5.6), ce qui suggère que le terme temporel de droite dans l'équation (5.6) est petit. Les flux asymétriques de tourbillon potentiel à l'apogée de l'interaction coïncident avec l'advection d'une bande de fort tourbillon potentiel au cœur du cyclone. Pour éviter toute redondance, nous privilégions d'illustrer dans l'article le bilan de tourbillon potentiel obtenu pour un cylindre entourant le cyclone (figure 10 de Leroux et al. 2012b). Un tel bilan considère l'advection totale de tourbillon potentiel en direction du cyclone, à la fois par le flux radial moyen et par les fluctuations asymétriques. Nous verrons que des anomalies négatives de tourbillon potentiel sont effectivement amenées à l'intérieur du cylindre tandis que des anomalies positives en sont expulsées. Un bilan de vent tangentiel (Persing et al. 2002) en coordonnées isobares permettra ensuite de dissocier les termes d'advection de tourbillon potentiel par le flux moyen et par les fluctuations et leur effet sur la circulation tangentielle moyenne (figure 14 à 16 de Leroux et al. 2012b) en s'affranchissant d'une approximation adiabatique. Notons enfin que l'équation 5.3 permet d'écrire :

$$\frac{1}{r\overline{\sigma}}\overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}} = -\frac{1}{r^2\overline{\sigma}}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\overline{(\sigma u_{\mathrm{L}})' v'_{\mathrm{L}}}) + \frac{1}{r\overline{\sigma}}\frac{\partial}{\partial\theta}(F_v) \tag{5.8}$$

En négligeant les flux de chaleur, on constate que $\frac{1}{r\overline{\sigma}}\nabla\cdot\mathbf{F}_{\mathrm{L}}$ s'apparente à l'EFC relatif exprimé en coordonnées isobares (en m.s^{-1}.jour^{-1}) qui a été introduit en section 2.3.4 (équation 2.19 page 55). Dans la simulation de Dora, où les flux de chaleur sont faibles, les diagrammes temporels de flux de tourbillon potentiel à 355 K sont donc similaires aux diagrammes temporels d'EFC à 200 hPa. Dans l'article, c'est une illustration de l'évolution temporelle de l'EFC à 200 hPa sur un anneau compris entre les rayons 300 et 600 km qui a été retenue pour quantifier l'interaction cyclone-thalweg (figure 4 de Leroux et al. 2012b).

5.2.3 Bilans de vent tangentiel et de tourbillon potentiel

Les formules relatives aux bilans de vent tangentiel et de tourbillon potentiel dans le cyclone sont détaillées dans l'article scientifique. Le bilan de vent tangentiel s'effectue en coordonnées isobares ; le bilan de tourbillon potentiel est réalisé en coordonnées isentropes sur un cylindre de 300 km de rayon supposé intégrer le cyclone et son proche environnement.

5.3 Résumé de l'article

Les simulations numériques du cyclone Dora obtenues avec ALADIN-Réunion à 8 km de résolution ont permis d'examiner la complexe foliation de tropopause approchant le cyclone et sa déformation au cours du temps (Fig. 5.2). L'intrusion de tourbillon potentiel associée au déferlement d'onde de Rossby présente une forte composante verticale dès le début de la simulation et descend jusque 500 hPa environ (Fig. 5.2(a)). Le cœur de la structure cohérente se situe alors à 1 100 km environ du cyclone (Fig. 5.1). Pendant les 24 premières heures, l'anticyclone situé dans la couche sortante du cyclone (200-300 hPa) ralentit la progression de l'anomalie de tourbillon potentiel en altitude, causant sa déformation dans le temps et une réduction de son échelle. Tandis qu'un fin filament de tourbillon déferle en périphérie de l'intrusion vers 200 hPa (noté « A » en figure 5.2(b)), le cœur de l'anomalie (noté « B ») s'incline vers l'équateur et progresse en direction de Dora en moyenne troposphère (400-500 hPa) tout en s'étirant. L'inclinaison verticale de la foliation permet une interaction favorable. En effet, le cyclone bénéficie des effets positifs du thalweg que sont :

- le renforcement de la divergence d'altitude et du canal d'évacuation côté polaire,
- des flux de moments angulaires cycloniques à 200 hPa qui excèdent $10\,\mathrm{m.s^{-1}.jour^{-1}}$ sur une longue période (20-48 h) avec un maximum de $32\,\mathrm{m.s^{-1}.jour^{-1}}$ à 42 h,
- l'advection pure de tourbillon potentiel vers le cœur du cyclone à une altitude où les valeurs de tourbillon dans le système tropical sont du même ordre de grandeur.

Le principal effet négatif du thalweg, à savoir le cisaillement de vent vertical dans la couche la plus sensible du système (Wang 2012), est de son côté atténué par l'éloignement supérieur à 500 km de la dérive de courant jet présente en périphérie nord-est du thalweg à 200 hPa.

Les diagrammes d'Eliassen-Palm mettent en évidence des forts flux de moment angulaire et de tourbillon potentiel en provenance du thalweg, associés à des processus d'intensification essentiellement barotropes. Ces flux conduisent à l'effondrement progressif de la circulation anticyclonique d'altitude associée à Dora puis au renforcement de la circulation cyclonique du système à mesure que le thalweg continue de se rapprocher. Après 24 heures d'échéance, le thalweg impose une circulation convergente vers le centre de Dora dans un secteur qui s'étend de l'ouest vers le sud-est du cyclone (parcouru dans le sens trigonométrique), divergente au-delà, et ce sur une grande épaisseur de la troposphère (150-500 hPa). Cette circulation radiale hautement asymétrique contraste avec la circulation divergente d'altitude normalement observée au cœur des cyclones. C'est elle qui permet l'advection de tourbillon potentiel depuis la structure cohérente vers le cyclone. Cette advection se fait en 2 phases : entre 26 heures et 37 heures dans la couche 200-300 hPa, là où la stabilité inertielle du cyclone est la plus faible, et entre 33 et 40 heures en moyenne troposphère. Au-delà de ces échéances, le renforcement de la convection au cœur du vortex génère un fort flux divergent ; les anomalies de tourbillon potentiel s'enroulent autour du cyclone sans pouvoir plus pénétrer en son sein.

Un bilan de tourbillon potentiel, réalisé sur un cylindre de 300 km de rayon centré sur le cyclone et borné par les isentropes 305 et 350 K, confirme que l'advection de tourbillon cyclonique en direction du vortex contribue à la tendance négative de tourbillon potentiel dans le volume, et donc à l'intensification du système, jusque 36 heures. Bilan et tendance du vent tangentiel montrent qu'une première phase d'intensification rapide (entre 29 et 36 h) est bien associée à la superposition de tourbillon potentiel en provenance du thalweg. Le flux moyen de tourbillon et les flux asymétriques (forçage par les perturbations) contribuent tous deux à accélérer la circulation cyclonique entre 0 et 50 km, de 150 à 600 hPa, où de la convergence est observée en moyenne. Parallèlement on observe un renforcement temporaire des ascendances convectives à l'intérieur du mur de l'œil, c'est-à-dire dans la zone où le chauffage diabatique est le plus efficace pour produire une intensification selon

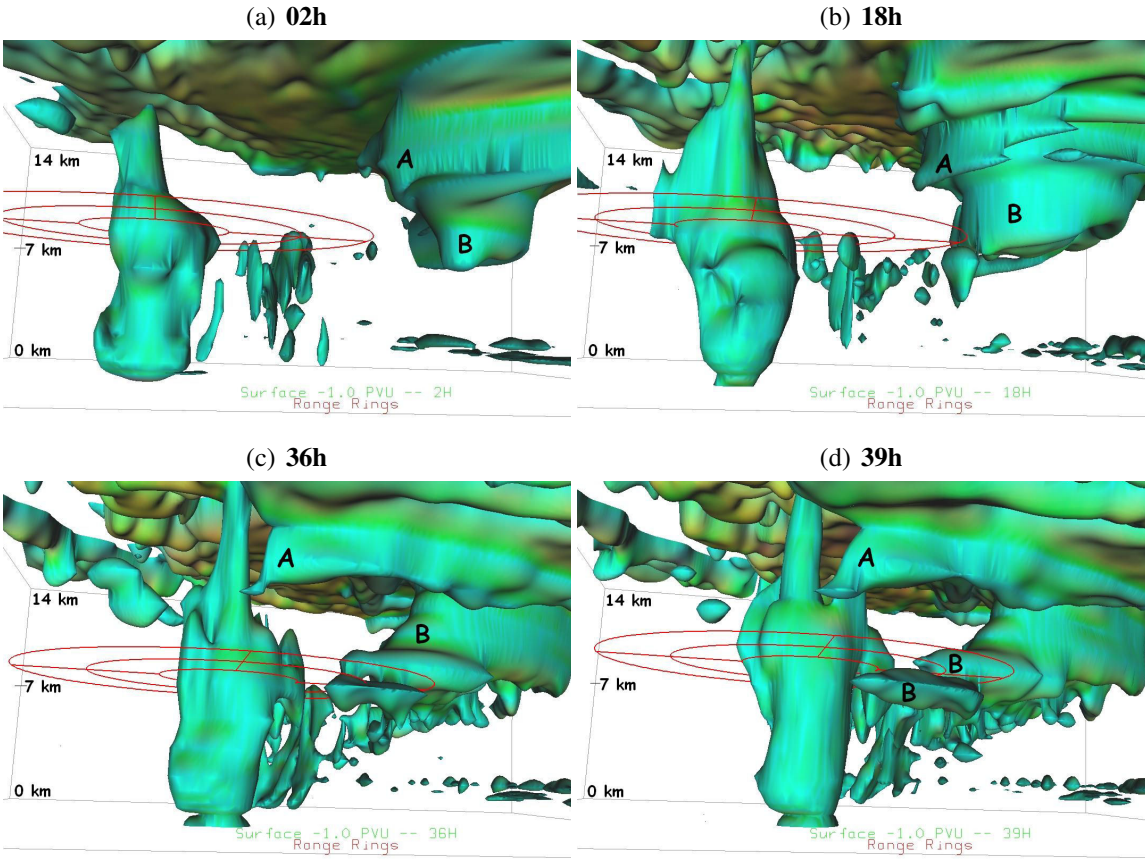


FIG. 5.2 – *Vue tridimensionnelle de l'intrusion de tourbillon potentiel associée au thalweg approchant Dora après (a) 2 h, (b) 18 h, (c) 36 h et (d) 39 h de simulation ALADIN. La surface représentée en vert est l'iso* -1 *PVU* ($10^{-6}.m^2.K.s^{-1}.kg^{-1}$)*. La vue est d'ouest à nord-ouest avec le cyclone au centre et le thalweg à sa droite. Les trois anneaux concentriques rouges centrés sur le cyclone sont respectivement situés à 200, 400 et* 600 *km de distance du minimum de pression de surface. Le domaine géographique s'étend de* $8°S$ *(bord gauche) à* $31°S$ *(bord droit) et de* $60°E$ *(devant) à* $85°E$ *(au fond), depuis la surface jusque* 14 *km d'altitude. « A » indique le filament de tourbillon qui déferle en périphérie de l'intrusion vers* 200 *hPa, « B » représente le cœur de la structure cohérente de tourbillon potentiel associée au thalweg.*

Nolan et al. (2007) et Vigh et Schubert (2009). La contraction du rayon de vent maximal entre 33 et 36 heures est associée à un pic d'intensification.

Il apparaît ensuite qu'entre 36 et 40 h, l'activité ondulatoire associée au thalweg (flux asymétriques de tourbillon potentiel et de moment angulaire) renforce les vents à l'extérieur du mur principal (alors situé à 40 km à 850 hPa), principalement entre 100 et 200 km du centre du système. Ce processus est également visible sur les coupes radiales des flux d'Eliassen-Palm qui sont interprétables sous des hypothèses adiabatiques. L'accélération de la circulation cyclonique à l'extérieur du mur principal se produit sur toute l'épaisseur de la troposphère, ce qui laisse suspecter la formation d'un mur secondaire. Après 36 heures d'échéance, on observe effectivement une rapide inclinaison des ascendances et un renforcement des vitesses verticales à l'extérieur du mur de l'œil principal entre 100 et 150 km, sous le forçage d'altitude (majoritairement dans le quadrant sud-est). Un second maximum de vent relatif apparaît vers 80 km et continue de s'intensifier par advection verticale de vent tangentiel dans les fortes vitesses verticales induites par le thalweg. Pendant la formation du second mur de l'œil, soit entre 36 h et 40 h, l'intensification du système est momentanément interrompue (léger comblement). Elle reprend brusquement après 40 h avec la contraction rapide, de 80 à 50 km, du nouveau rayon de vent maximal. Ceci est la signature type d'un cycle de remplacement du mur de l'œil et est en accord avec l'évolution observée du cyclone Dora. Bien que le cycle soit plus court dans la simulation ALADIN que dans la réalité, il se déclenche au même moment et il est cohérent (concomitant) avec les processus d'interaction cyclone-thalweg simulés par le modèle.

La superposition de tourbillon potentiel cyclonique (bénéfique à la croissance du système) puis le forçage de processus internes par le thalweg est donc le moteur de l'intensification rapide de Dora dans un environnement fortement cisaillé. Un schéma conceptuel en figure 5.3 résume les étapes clés de l'interaction cyclone-thalweg pour ce cas d'étude. Un tel forçage est susceptible de se produire pour d'autres cyclones du bassin régulièrement approchés par des thalwegs d'altitude. Les résultats suggèrent qu'un modèle hydrostatique de résolution modérée comme ALADIN-Réunion qui ne résout pas les processus convectifs est capable de simuler un cycle de remplacement du mur de l'œil, en tout cas lorsqu'un tel mécanisme est déclenché par un forçage externe. Les résultats démontrent aussi les hypothèses émises par Molinari et Vollaro (1989) et confirment la théorie de Nong et Emanuel (2003) en utilisant une distribution de tourbillon potentiel et de moment angulaire réaliste (non idéalisée).

Pour clore cette étude, il reste à enquêter sur le rôle éventuel joué par les ondes de Rossby de vortex dans la mise en phase des processus internes avec le forçage externe d'altitude et ce sur toute l'épaisseur de la troposphère. Dans les coupes verticales de l'article ou dans la figure 5.2(a), on voit que l'anomalie de tourbillon potentiel advectée vers le cyclone en moyenne troposphère interagit avec des zones de fort tourbillon potentiel émanant du cœur cyclonique à cette altitude. L'« éjection » de tourbillon cyclonique par le vortex est vraisemblablement due à la propagation d'ondes de Rossby de vortex à contre-sens du gradient de tourbillon potentiel, sachant que la distribution radiale du tourbillon au cœur du cyclone adopte une structure en anneau après 36 heures.

Des expériences numériques supplémentaires sont planifiées pour modifier la position, l'intensité et la profondeur de la structure cohérente associée au thalweg afin d'étudier à quel point l'intensification de Dora est modifiée. L'extraction de la structure cohérente de tourbillon potentiel pourra se faire par un algorithme en ondelettes (Plu et al. 2008) mais d'autres approches sont possibles (filtrage temporel par exemple).

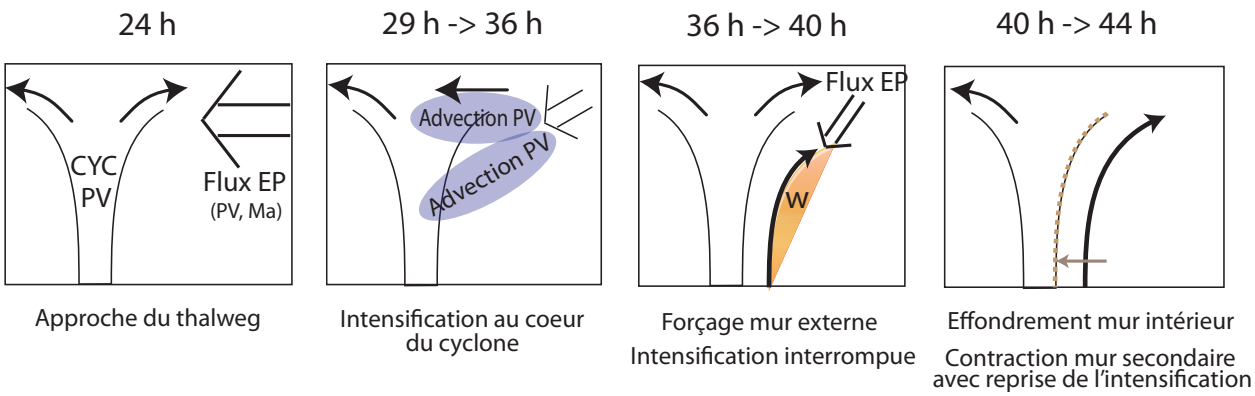


FIG. 5.3 – *Schéma conceptuel résumant les phases clés de l'interaction de Dora avec le thalweg d'altitude. CYC représente le vortex cyclonique initialement défini par du tourbillon potentiel (PV) en basse et en moyenne troposphère ; le mur de l'œil est matérialisé par deux surfaces d'égal moment angulaire ; l'apparition d'un mur secondaire externe est renforcée en couleur orange ; la divergence d'altitude est schématisée par deux flèches sortantes. Le thalweg est représenté par le flux radial moyen qu'il impose permettant l'advection de tourbillon potentiel jusqu'au cœur du cyclone, par le forçage dynamique (vitesses verticales ω), ainsi que par les flux d'Eliassen-Palm (EP) correspondant à des flux asymétriques de moment angulaire et de tourbillon potentiel.*

Dynamical and physical processes leading to tropical cyclone intensification under upper-level trough forcing

Marie-Dominique Leroux *
Météo-France, Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones, Unité mixte 8105 CNRS/Météo-France/ Université de La Réunion, Sainte Clotilde, France

Matthieu Plu and David Barbary
Météo-France, Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones, Unité mixte 8105 CNRS/Météo-France/ Université de La Réunion, Sainte Clotilde, France

Frank Roux
Laboratoire d'Aérologie, Unité mixte 5560 CNRS/Université Paul Sabatier, Toulouse, France

Philippe Arbogast
CNRM-GAME, Météo-France, Toulouse, France

ABSTRACT

The rapid intensification of tropical cyclone (TC) Dora (2007, southwest Indian ocean) under upper-level trough forcing is investigated. TC-trough interaction is simulated using a limited-area operational numerical weather prediction model. The interaction between the storm and the trough involves a coupled evolution of vertical shear and binary vortex interaction in the horizontal and vertical dimensions. The three-dimensional potential vorticity structure associated with the trough undergoes strong deformation as it approaches the storm. Potential vorticity (PV) is advected toward the tropical cyclone core over a thick layer extending down to 500 hPa while the TC upper-level flow turns into cyclonic from the continuous import of angular momentum fluxes.

It is found that vortex intensification first occurs inside the eyewall and results from PV superposition in the thick aforementioned layer. The main pathway to further storm intensification is associated with secondary eyewall formation triggered by external forcing. Eddy angular momentum convergence and eddy PV fluxes are responsible for spinning up an outer eyewall over the entire troposphere, while spin-down is observed within the primary eyewall. The 8-km resolution model is able to reproduce the main features of the eyewall replacement cycle observed for TC Dora. The outer eyewall intensifies further through mean vertical advection under dynamically-forced upward motion. The processes are illustrated and quantified using various diagnostics.

1. Introduction

Molinari et al. (1998) closed their study by saying: "A great need exists for systematic study of hurricane-trough interactions with a hierarchy of numerical models that isolate the various mechanisms and for observation of the upper troposphere during such interactions." It is obvious that the "bad trough/good trough" (Hanley et al. 2001) issue is still nowadays one of the biggest challenges facing forecasters in the context of tropical cyclone (TC) rapid intensification prediction. Will an approaching upper-tropospheric synoptic-scale trough produce the intensification or decay of a given TC? This is a critical question that the scientific community needs to address further.

Rapid Intensification (RI) is defined for a system beyond the depression stage, when its maximum sustained surface winds increase by 30 kt (15.4 m s^{-1}) or more in the course of 24 hours (Kaplan and DeMaria 2003). The main factors influencing TC intensification are known to be ocean heat fluxes (Emanuel 1986; Shay et al. 2000; Lin et al. 2005) and environmental forcing (e.g., Molinari and Vollaro 1989; Hanley et al. 2001; Ritchie and Elsberry 2007; Davidson et al. 2008; Hendricks et al. 2010). Internal processes and asymmetries that modify the vortex structure have also been documented to explain TC intensity changes. They include concentric eyewall cycles (Willoughby

et al. 1982), vortex Rossby waves (Montgomery and Kallenbach 1997; Wang 2002), the dynamics of eyewall mesovortices and the mixing of potential vorticity in the TC core (Schubert et al. 1999; Kossin and Schubert 2001; Hendricks et al. 2009), as well as vortical hot towers (Hendricks et al. 2004; Montgomery et al. 2006).

Upper-level troughs (or cutoff lows) that interact with tropical cyclones usually result from the breaking of a planetary Rossby wave train originating from the mid-latitudes that propagates equatorward into the subtropical latitudes. Such events are associated with an Ertel potential vorticity (PV) coherent structure at upper levels (Plu et al. 2008), also frequently referred to as a "negative PV anomaly" (Hoskins et al. 1985). As the upper- to mid-level geopotential low (trough) and associated jet-stream (Thorncroft et al. 1993) approach the tropics, vertical motion and convection may be triggered by stronger upper-level divergence located in the jet entrance and exit regions. A motivation for the present work is that synoptic-scale Rossby waves frequently break in the southwest Indian Ocean (Ndarana and Waugh 2011), providing PV coherent structures that sometimes interact with tropical cyclones.

Some observational studies (DeMaria et al. 1993; Hanley et al. 2001) and numerical modeling of idealized vortices (Montgomery and Farrell 1993) or real storms (Molinari and Vollaro 1989, 1990; Molinari et al. 1995, 1998; Bosart et al. 2000) have documented TC-trough interaction. An interaction is generally said to occur when the relative eddy momentum flux convergence (EFC, Molinari and Vollaro 1989) calculated at 200 hPa over a $300 - 600$-km radial range around the TC center exceeds 10 m s^{-1} day^{-1} for at least two consecutive 12-hourly time periods (DeMaria et al. 1993; Hanley et al. 2001). This parameter acts as a measure of the outflow layer spin-up of the TC as a trough comes into the annulus. It also characterizes the strength of a given interaction. Hanley et al. (2001) described 4 categories of interaction and introduced the "good trough/bad trough" terminology to sort troughs according to TC intensification. They found that RI is more likely to occur when there is no interaction between a TC and an upper-level trough, suggesting that external forcing from troughs is a favorable factor for a minority of RI cases. However, favorable interactions with troughs can occur when a storm is far from its maximum potential intensity (DeMaria et al. 1993; Bosart et al. 2000).

An approaching trough may have opposing effects on the environmental factors that are crucial for TC intensification. On the one hand, it can induce significant vertical wind shear which is usually detrimental to TC intensity (Kaplan and DeMaria 2003). Vertical shear is known to induce wavenumber-1 asymmetries with convection concentrated in the downshear quadrant, on the left side of the shear vector for TCs in the northern hemisphere (Frank and Ritchie 2001). On the other hand, an approaching trough may increase upper-level divergence and enhance outflow poleward of the storm (Ritchie and Elsberry 2007), as well as advect cyclonic Potential Vorticity (PV) toward the TC core (Molinari et al. 1995, 1998; Bosart et al. 2000) which is beneficial below the level of the outflow anticyclone ("PV superposition principle", Molinari et al. 1998).

So far, the proposed mechanisms for the intensification of a TC interacting with an upper tropospheric trough are: the import of cyclonic eddy angular momentum at upper levels (Molinari and Vollaro 1989, 1990), surface spin-up resulting from enhanced convergence and vortex stretching in the low static stability inner core (Montgomery and Farrell 1993), a constructive interference of two cyclonic PV anomalies (Molinari et al. 1995, 1998), and the excitation of an evaporation-wind feedback ("WISHE mode") by the enhanced surface circulation associated with the upper PV anomaly (Molinari et al. 1995). Under strong vertical wind shear conditions, the possible downshear reformation of a TC caused by the approaching-trough-induced vertical motion has also been described (Molinari et al. 2004). Observational studies of rapid intensification in vertical wind shear exceeding 10 m s^{-1} (Shelton and Molinari 2009; Molinari and Vollaro 2010; Nguyen and Molinari 2012) related strongly asymmetric structures with intense convection (vortical hot towers) developing downshear in the high-inertial-stability region inside the radius of maximum wind. RI was suggested to result from enhanced diabatic heating in that region of highly efficient kinetic energy production, following the theories of Nolan et al. (2007) and Vigh and Schubert (2009). Dry air intrusion from the low stratosphere or the triggering of convection by upward velocities associated with PV anomalies (Hoskins et al. 1985) in the vicinity of the inner-core are other interesting processes that might play a role in TC-tough interactions.

Molinari and Vollaro (1989) also hypothesized that an outer wind maximum could develop through mid-level spin-up forcing associated with eddy momentum source in the outflow layer, but did not demonstrate it. This assumption was supported by Nong and Emanuel (2003) using an ax-

isymmetric non-hydrostatic model forced by idealized external eddy angular momentum fluxes. The disturbance triggered an "eyewall replacement cycle" (ERC, Willoughby et al. 1982) and the surface circulation amplified through the WISHE mechanism. An ERC was also observed using a simple axisymmetric model, provided that the lower troposphere was sufficiently moist. More recently, improved resolution and full-physics TC simulations has resulted in a renewed interest for understanding Secondary Eyewall Formation (SEF) and ERCs that affect hurricane structure and therefore intensity (Abarca and Corbosiero 2011; Sitkowski et al. 2012; Rozoff et al. 2012). Results indicated that any forcing mechanism that produces sufficiently strong and sustained latent heating outside of the primary eyewall will promote SEF and that an increased radial extension of strong winds makes the vortex spin-up associated with latent heating more efficient (Rozoff et al. 2012). The role of vortex Rossby waves (VRWs) in the dynamics of SEF has also been emphasized (Qiu et al. 2010; Abarca and Corbosiero 2011; Corbosiero et al. 2012). Recent simulations of the eyewall replacement cycle of Hurricane Wilma (2005) with the WRF high-resolution model indicated that VRW propagation is sensitive to horizontal grid resolution and that a minimum 2-km horizontal grid spacing is required to forecast secondary eyewall formation with a full-physics model (Gadoury and Yau 2012).

Different plausible mechanisms and environmental parameters have been shown to capture the essential dynamics responsible for TC intensification in relation with trough interaction, but the exact physical factors have not yet been identified. No conclusion was reached toward a unified theory or conceptual model for TC-trough interaction, which could provide the forecasters with suitable signatures to follow in the various fields produced by a numerical weather prediction system. Also, the various possible pathways to intensification associated with trough forcing may not have all been solved yet or demonstrated to occur for a real storm. The investigations required to get a comprehensive insight into TC-trough interaction include the exploration of the TC inner core during such interactions to examine whether external forcing can excite internal processes.

The purpose of the present article is to document and to analyze a case of TC rapid intensification under upper-level trough forcing. It is the first investigation of that kind in the southwest Indian Ocean. It is also the first attempt to confirm and extend, for a real tropical cyclone, the hypothesis of Molinari and Vollaro (1989) and the results of Nong and Emanuel (2003). To that purpose, an operational 8-km resolution hydrostatic full-physics model allows diagnoses in the TC core, and the European Center for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) analyses provide improved resolution compared to previous large-scale studies. In section 2, TC Dora (2007) is presented along with the numerical tools used for this study. The synoptic dynamical interaction of the two cyclonic circulations (associated with both the TC and the approaching trough) is then analyzed using a potential vorticity approach (section 3), before diagnosing the pathway to TC intensification under such upper-level forcing (section 4). A summary and discussion follow in section 5.

2. Data and tools

a. Tropical cyclone Dora

TC Dora developed from a low system that was spawned on the equatorial side of the monsoon trough in the southwest Indian Ocean on 26 January 2007. The storm rapidly intensified two days after it was named. The pressure fell from 975 hPa at 1800 UTC 31 January to a minimum of 925 hPa at 0000 UTC 3 February 2007 (Fig. 1, solid curve). During this 54-h interval, the storm motion recurved from southeastward to southwestward with an average speed of 2.5 m s^{-1} while the system underwent distinct periods of intensity change: (S1) from 1800 UTC 31 January to 1800 UTC 01 February, 10-min maximum winds grew from 30.9 m s^{-1}(60 kt, severe tropical storm stage) to 43.7 m s^{-1} (85 kt); (S2) from 1800 UTC 01 February to 0600 UTC 02 February, the intensification was temporarily slowed by an ERC (Fig. 1) clearly identified on passive microwave imagery (not shown[1]) ; (S3) from 0600 UTC 02 February to 0000 UTC 03 February, winds peaked from 41.2 m s^{-1} (80 kt) to 54 m s^{-1} (105 kt, intense tropical cyclone stage). The 30-kt per 24 h threshold characterizing rapid intensifications in the north Atlantic and northeast Pacific basins (Kaplan and DeMaria 2003; Kaplan et al. 2010) was met (or nearly met) during the two periods S1 and S3.

During the first intensification stage (S1), an upper-level PV coherent structure originating from a Rossby wave breaking event was starting to interact closely with TC Dora (Fig. 2). ECMWF operational analyses at 25-km resolution indicate that the cyclonic PV anomaly (negative values in

[1]available from the Naval Research Laboratory (`http://www.nrlmry.navy.mil/tc\_pages/tc\_home.html`)

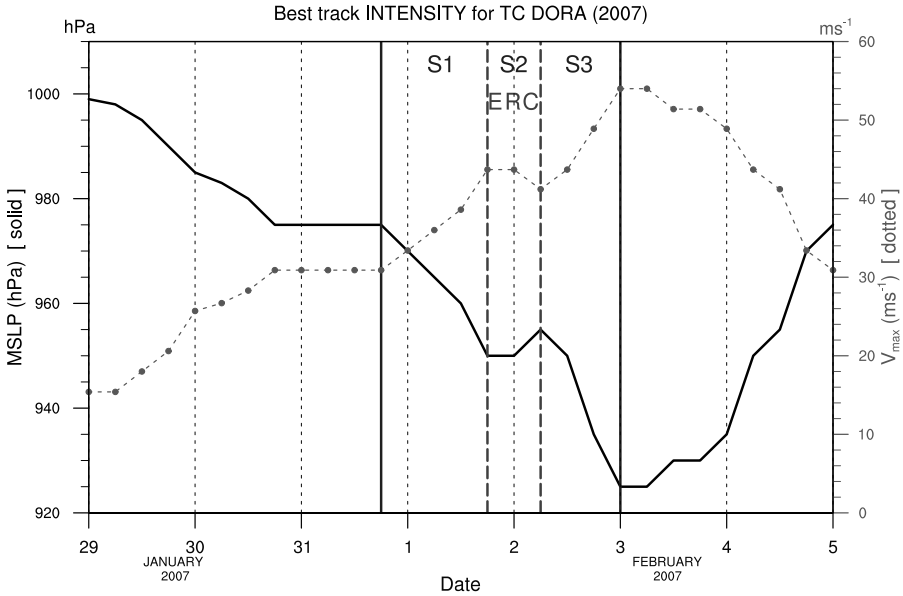


FIG. 1. Best track intensity estimates for TC Dora from 0000 UTC 29 Jan to 0000 UTC 05 Feb 2007 at 6-h intervals (data from La Reunion Regional Specialized Meteorological Centre). Units are hPa for mean sea level pressure (thick solid line, left axis) and m s^{-1} for maximum wind speed (dashed dotted line with circles, right axis). Vertical solid lines mark the 54-h pressure fall that includes the two periods of rapid intensification (stages S1 and S3) as well as the eyewall replacement cycle period (ERC or S2), which is delimited by vertical dashed lines.

the southern hemisphere) was initially located in the southern side of Dora, down to the 330 K isentropic level (about 500 hPa). The PV anomaly was subsequently pulled toward and merged with the high cyclonic PV values associated with the TC circulation at mid levels. The ambient southwesterly vertical wind shear rapidly increased on 31 January as the trough got closer, reaching 20 to 30 kt (10 to 15 m s^{-1}) early on 01 February (not shown[2]). As a result, a cirrus bow formed in the southwestern side of the storm exposed to the environmental upper flow (satellite images, not shown).

Oceanic conditions were hardly conducive for intensification. After 1200 UTC 29 January, ocean heat content estimates along the storm track (not shown[3]) were below the 50 kJ cm^{-2} threshold that has been shown to promote high rates of intensity change (Shay et al. 2000) for tropical cyclones in favorable environmental conditions (i.e., vertical wind shear less than 15 kt, mid-level relative humidity greater than 50% and SSTs warmer than 28.5° C). Values even decreased below 35 kJ cm^{-2} after 1200 UTC 1 February. Sea surface temperatures were colder than 28.5° C during RI and virtually constant along the storm path (not shown), not warm enough to explain the sudden intensification of the storm.

This makes Dora an interesting case to study rapid intensification under "good trough" forcing. It is worth noting that the stratospheric intrusion was associated with a large zone of dry air that gradually encircled the western side of Dora, according to the Meteosat water-vapor channel imagery (available at `http://www.nrlmry.navy.mil/tc\_pages/tc\_home.html`). Unlike Hurricane Claudette (2003) (Shelton and Molinari 2009), Dora was able to resist the detrimental influence of dry air at hurricane strength. Also, an Aeroclipper, a low-level balloon-borne instrumented platform (Duvel et al. 2008), measured the radius of maximum wind (30 km) at 2200 UTC 31 January 2007.

b. *Numerical model*

A 60-h forecast starting at 0600 UTC 31 January 2007 (12 hours prior to the onset of RI) has been carried out using the limited-area model Aladin-Reunion in its 2011 operational version (hydrostatic, 70 vertical levels, 8-km horizontal resolution, Montroty et al. 2008). The domain extends from 0° to 32°S, and from 31.5° to 88.5°E, which is much larger than the region displayed in Fig. 2.

[2]provided by the Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies (CIMSS, University of Wisconsin) at `http://tropic.ssec.wisc.edu/tropic.php`

[3]estimates are provided by the Regional and Mesoscale Meteorology Branch of NOAA/NESDIS at `http://rammb.cira.colostate.edu/products/tc_realtime/storm.asp?storm_identifier=WP152008`

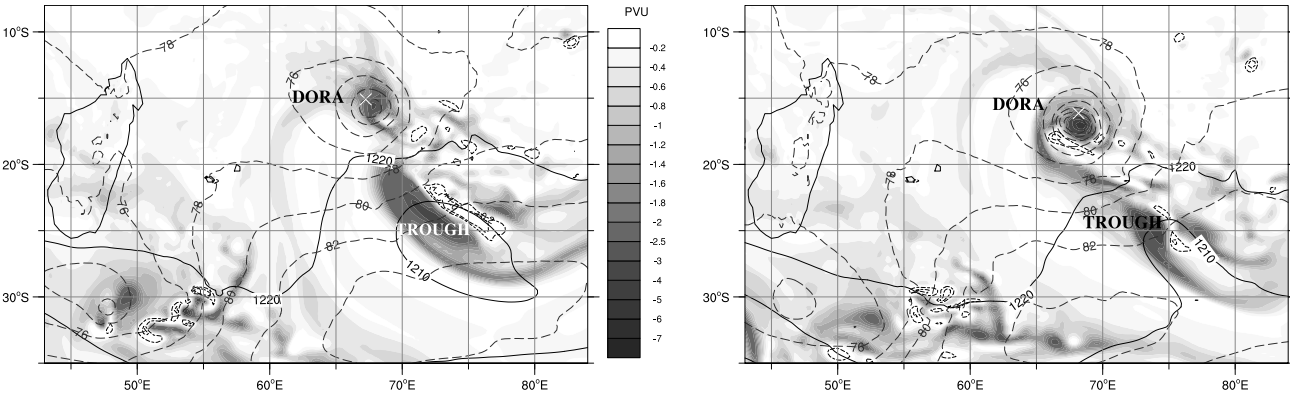


FIG. 2. Ertel potential vorticity field on the 330-K isentropic surface (PVU $\equiv$ 10^{-6} m^2 K s^{-1} kg^{-1}; negative, shaded; positive, 0.2 PVU and 1 PVU dotted contours) for TC Dora at 0600 UTC (left) and 1800 UTC (right) 1 Feb 2007. Superimposed are contours of the geopotential height (mgp) at levels 925 hPa (dashed grey lines) and 200 hPa (black solid lines). The data are extracted from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) operational gridded analyses at 0.25°-resolution. A cross indicates Dora's best track center.

The initial and lateral boundary conditions are provided by the ECMWF Integrated Forecast System (IFS) global analyses. In order to get a realistic vortex structure and position at the initial time of the forecast, the Aladin's 3D-Var assimilation of cyclone wind bogus (Montroty et al. 2008) is employed. Pseudo-observations are extracted at different radii from a three-dimensional vortex that is constructed following Holland (1980)'s analytical wind profile using intensity and structure estimates from the best track data. Four radii (30, 50, 100, and 200 km) are used in order to obtain a good representation of the inner storm structure. These pseudo-observations are assimilated at 0600 UTC 31 January 2007 in the Aladin 6-hr forecast based on an interpolation of the 25-km resolution ECMWF analysis at 0000 UTC 31 January 2007.

The evolution of the minimum surface pressure in TC Dora is correctly reproduced by the model (Fig. 3), albeit a positive 15-hPa bias from the initial time. The model is skillful in predicting the two periods of rapid intensification with a 12-h interval during which winds do not intensify much. Prediction of track is successful with errors lower than 100 km along the 60-h forecast (not shown). The simulation adequately captures the TC-trough interaction in terms of both Ertel's potential vorticity fields and synthetic water-vapor images, compared to the 6-hourly IFS analyses and satellite images respectively.

c. Data processing

Various diagnostic quantities are considered, either on isobaric or isentropic surfaces, to examine the interaction between the TC and the trough, and elucidate the dynamical and thermodynamical effects that are responsible for Dora's rapid intensification in relation with upper-level forcing. A cylindrical framework centered on the TC is chosen to highlight the asymmetric effects of the trough on the TC symmetric circulation; azimuthal means and their deviations from circular averages are thus computed. Horizontal bilinear interpolation from a uniform (latitude, longitude) grid to cylindrical coordinates (radius r, azimuth λ) is performed with radial resolution of 10 km and azimuthal resolution of 1°. Azimuth 0° is east, 90° north, 180° west, 270° south. Since TC Dora occurred in the Southern Hemisphere, cyclonic tangential winds (v), as well as cyclonic relative or potential vorticity, will be negative.

The vortex center is defined as the local extremum in the relative vorticity field at 800 hPa (or 310 K when isentropic coordinates are used). The use of mass-weighted average of the vorticity centers at different levels, local minimum in the mass field, or local maximum in the wind speed, give consistent results. At 0.1° output resolution, no mislocation of the TC center occurred due to (a) possible mesovortices with relatively high vorticity in the eyewall region, and (b) high vorticity associated with cyclonic shear away from the storm center. For diagnostics computed in a storm-relative flow, the vortex motion is substracted from the absolute wind at all grid points prior to cylindrical conversion.

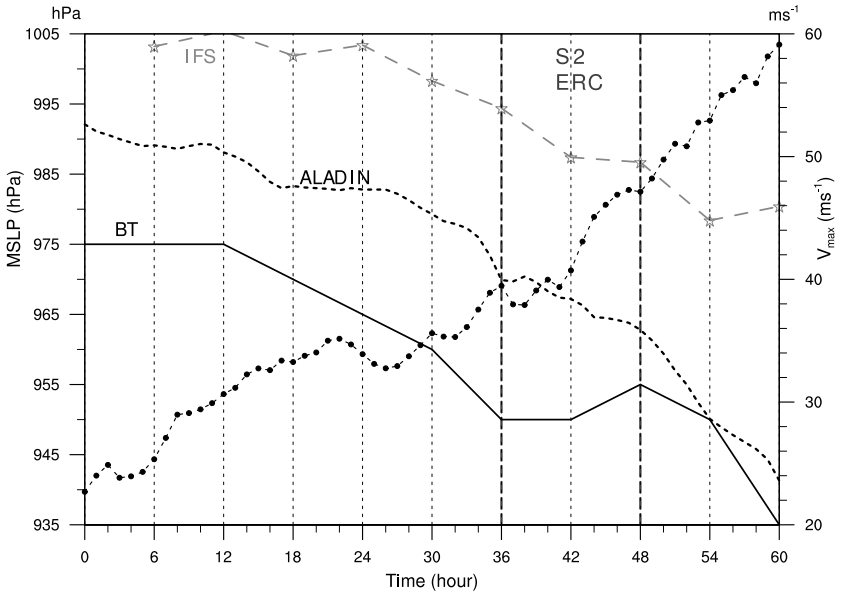


FIG. 3. Evolution of the predicted minimum surface pressure (hPa, left axis) during the Aladin-Reunion 60-h forecast of TC DORA initialized at 0600 UTC 31 January 2007 (dotted black line). Plotted for reference are pressure from the 2007 IFS forecast initialized at 1200 UTC 31 January (dashed grey line with stars) and from the best track (solid black line). Also plotted is the evolution of the 850-hPa maximum mean tangential wind during the Aladin-Reunion forecast (m s^{-1}; right axis, dashed line with circles). Vertical dashed lines delimit the eyewall replacement cycle period of TC Dora (ERC or S2, as in Fig. 1).

3. Synoptic interaction with PV advection

a. Amplitude and duration of the interaction

There are different but complementary ways to characterize the interaction of Dora with the approaching trough, both in magnitude and duration. First, the 20-48-h period during which the relative eddy momentum flux convergence (EFC) magnitude at 200 hPa exceeds 10 m s^{-1} day^{-1} (Fig. 4) defines the duration of the interaction. Values greater than 20 m s^{-1} day^{-1} between 38 and 46 h indicate that the trough is almost entirely contained in the 300-600-km radial range and that convergence of angular momentum by azimuthal eddies induce strong cyclonic spin-up in the TC's outflow layer. Values reach 32.5 m s^{-1} day^{-1}, compared to the already large maximum value of 26.5 m s^{-1} day^{-1} found for Hurricane Elena (1985) at the 650-km radius (Molinari and Vollaro 1989).

Secondly, the vertical wind shear in the 850-200-hPa layer is closely tied to the evolution of the upper trough as it interacts with the storm. The shear is averaged over the 200-800-km annulus range to virtually extract the storm vortex (Kaplan and DeMaria 2003). Figure 4 indicates that Dora is constrained by a strong southwesterly environmental wind shear that peaks at 12 m s^{-1} around 24 h (solid curve). Shear vectors averaged over the 270-359° azimuthal sector show the main trough progression in the southeastern quadrant of the storm with a shift in shear direction (from southwesterly to northwesterly) that occurs at about 30 h (Fig. 4, arrows). The direction, magnitude and duration of the predicted shear are consistent with the southwesterly deep-layer wind shear of 10-15 m s^{-1} deduced from satellite images early on 01 February (at about 24 h in the simulation). The shear strength largely exceeds the 4.9 m s^{-1} climatological threshold for RI determined by Kaplan and DeMaria (2003) for tropical cyclones in the North Atlantic basin (Fig. 4). Dora therefore joins the other few cases documented in the literature that rapidly intensified even though ambient vertical wind shear was above 10 m s^{-1}.

A three-dimensional description of inflow and outflow in the tropical cyclone is provided by Figs. 5, 6, 7, and 8. From 18 to 40 h, the approaching trough induces a strong southwesterly cross-storm flow at 200 hPa (Fig. 5, arrows). There is inflow in the 180-300° azimuthal sector (Figs. 6 and 7, arrows) and outflow elsewhere out to 1200 km (Fig. 8, arrows). Note that unlike previous studies, the asymmetric radial circulation across the storm affects a deep layer and is found down to 500 hPa (Figs. 6, 7, 8). After 24 h, the outflow exceeds 20 m s^{-1} in the downshear right quadrant (310-340° azimuthal sector) near the 500-km ra-

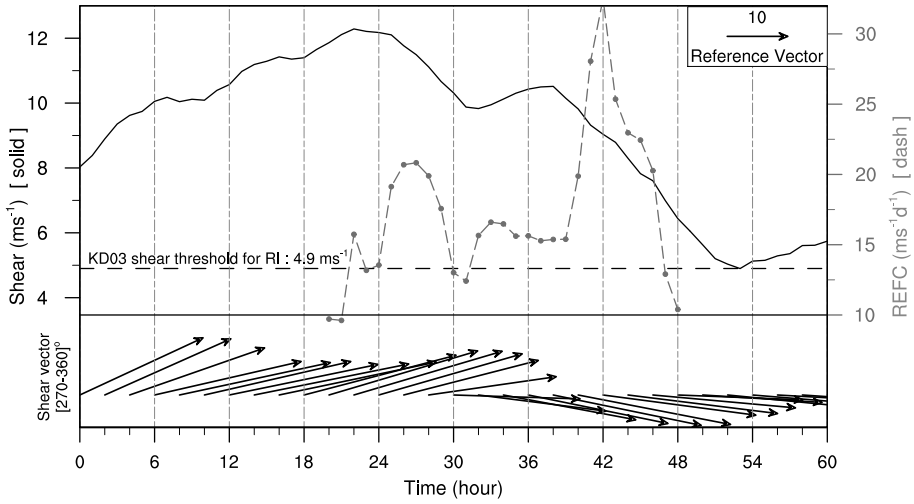


FIG. 4. Evolution of the predicted 850-200-hPa vertical wind shear (m s^{-1}, left axis, black solid line) over a 200-800-km radial range around the TC center. The climatological shear threshold for RI in the North Atlantic (Kaplan and DeMaria 2003, noted KD03) is indicated for reference (horizontal dashed line). Also plotted is the evolution of the relative eddy momentum flux convergence for values greater than 10 m s^{-1} day^{-1} (REFC, right axis, dashed grey curve) calculated at 200 hPa over a 300 − 600-km radial range. For comparison with Northern Hemisphere studies, the EFC modulus is considered here (opposite sign of the computed EFC). In the lower part of the panel, 850-200-hPa wind shear vectors averaged over the azimuthal range 270-359° (that is the southeastern quadrant of the storm) are drawn at 2-h intervals.

dius. The strong northwesterly winds driven by the upper jet-stream located in the northern periphery of the trough (Figs. 5a,b) facilitate the poleward evacuation of Dora's outflow. Upper-level divergence over the storm region consequently increases (not shown), which contributes in outbalancing the detrimental effect of the large ambient shear.

As expected, large areas of upward motion (and associated convection) are visible in the downshear right quadrant of the storm (Fig. 8) and are further enhanced under the left entrance region of the jet-stream. Conversely, subsidence is found in the 220-280° azimuthal sector (not shown). The trough is at the closest distance from the TC at 30-37 h (Fig. 5), during which unusual mean convergent flow can be found out to 250 km from the storm center at 200 hPa (Fig. 9b, shaded contours). After 37 h, enhanced upward motion in the TC core (Fig. 8d) induces strong divergent storm flow at 200 hPa that prevents further inflow from the trough (Fig. 9b, dotted contours).

Another interesting aspect of the interaction is related to the upper-level rotational circulation. As the trough enters the domain and moves toward the TC, the anticyclonic circulation initially present aloft (Fig. 9a, dotted contours) fades in response to eddy cyclonic spin-up (−EFC) exceeding 10 m s^{-1} day^{-1} after 20 h (Fig. 4). At 200 hPa, a cyclonic circulation builds over the whole domain after 27 h (Fig. 9a, shaded contours). The weakening of the anticyclonic circulation at upper levels can explain why the environmental shear decreases after 24 hours (Fig. 4). Between 26 and 33 h, tangential winds stronger than the storm winds are found about 600 km from the storm center (Fig. 9a, black solid line, and Figs. 5a,b). They materialize the trough and its associated jet streak.

b. Evidence and quantification of PV superposition

The previously described trough-induced flow enables PV advection from the trough directly into the TC core within a deep tropospheric layer. Inspection of cross sections every 2-degrees azimuth allows a better understanding of the timing and localization of the main PV zones of the coherent structure associated with the trough (Figs. 6, 7). PV advection into Dora can be considered as resulting from two tropopause foldings. On the northern periphery of the main trough, a first thin and shallow stratospheric intrusion of high PV air starts penetrating into the troposphere at 8 h. At 24 h, it can be seen as a spiral-like filament (Wirth et al. 1997) on 200- and 300-hPa PV maps (Figs. 5a,d, label "A"). Advection toward the TC core occurs between 26 and 33 h at 300 hPa (Figs. 6a-c), and between 32 and 37 h at 200 hPa (Figs. 5b, 6c). Negative PV values are also advected downshear away from the TC core, especially at 300 hPa (Fig. 5e).

The second and major PV advection is associated with the main tropopause folding and goes as

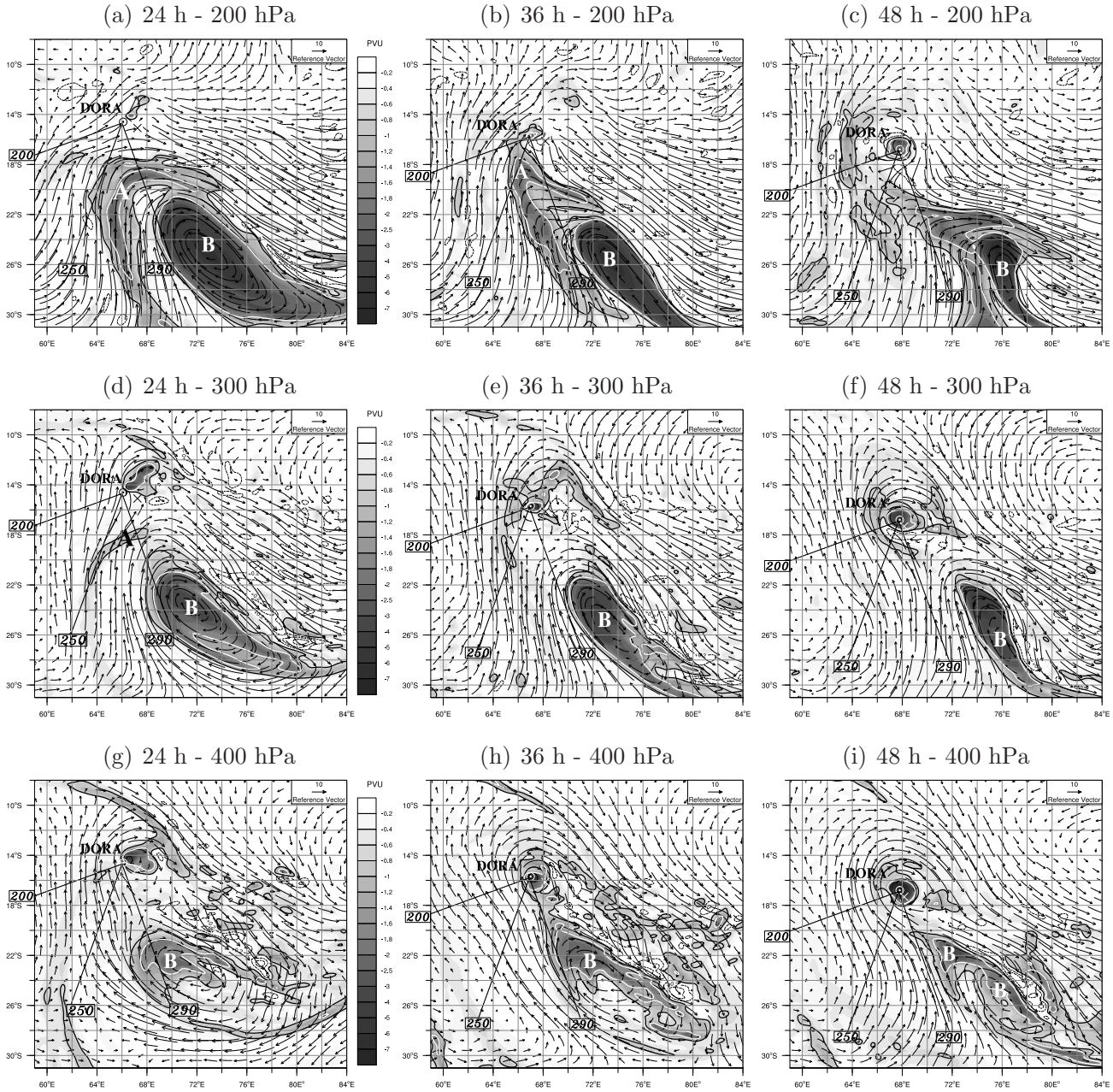


FIG. 5. PV field (PVU; negative, shaded with −0.7 PVU and −1.5 PVU contours highlighted with bold solid black and white lines respectively; positive, 0.2 PVU and 1 PVU dotted contours) at 200, 300, and 400 hPa (from top to bottom) after 24, 36, and 48 hours of model integration (from left to right). Arrows represent wind vectors at the given pressure level. A cross indicates Dora's best track center. Black straight lines starting from the TC predicted center (encircled dot) delineate the three 1200-km long radius-height cross sections (azimuths 200, 250, and 290). Labels "A" and "B" indicate main PV advection from the coherent structure toward TC Dora.

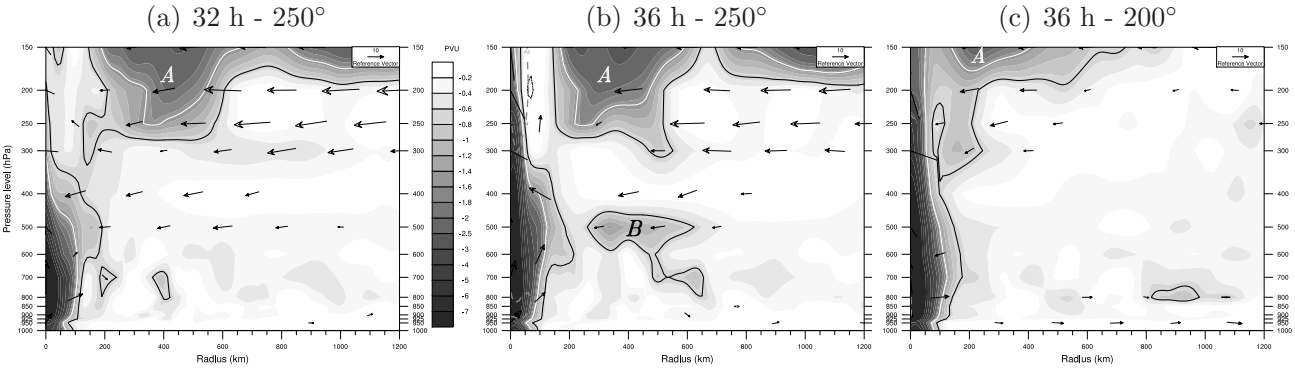


FIG. 6. Radius-pressure cross sections of the PV field (PVU; negative, shaded with −0.7 PVU and −1.5 PVU contours highlighted with bold solid black and white lines respectively; positive, 0.2 PVU and 1 PVU dotted contours) at different times of the simulation and along different azimuths, as indicated above each panel (cross sections are delineated on horizontal maps in Fig. 5). The TC center is located at the left. Arrows represent the radial and vertical (−10×omega) wind vectors. Dashed grey contours indicate regions of vertical velocity lower than −2 Pa s^{-1}. Labels "A" and "B" as in Fig. 5.

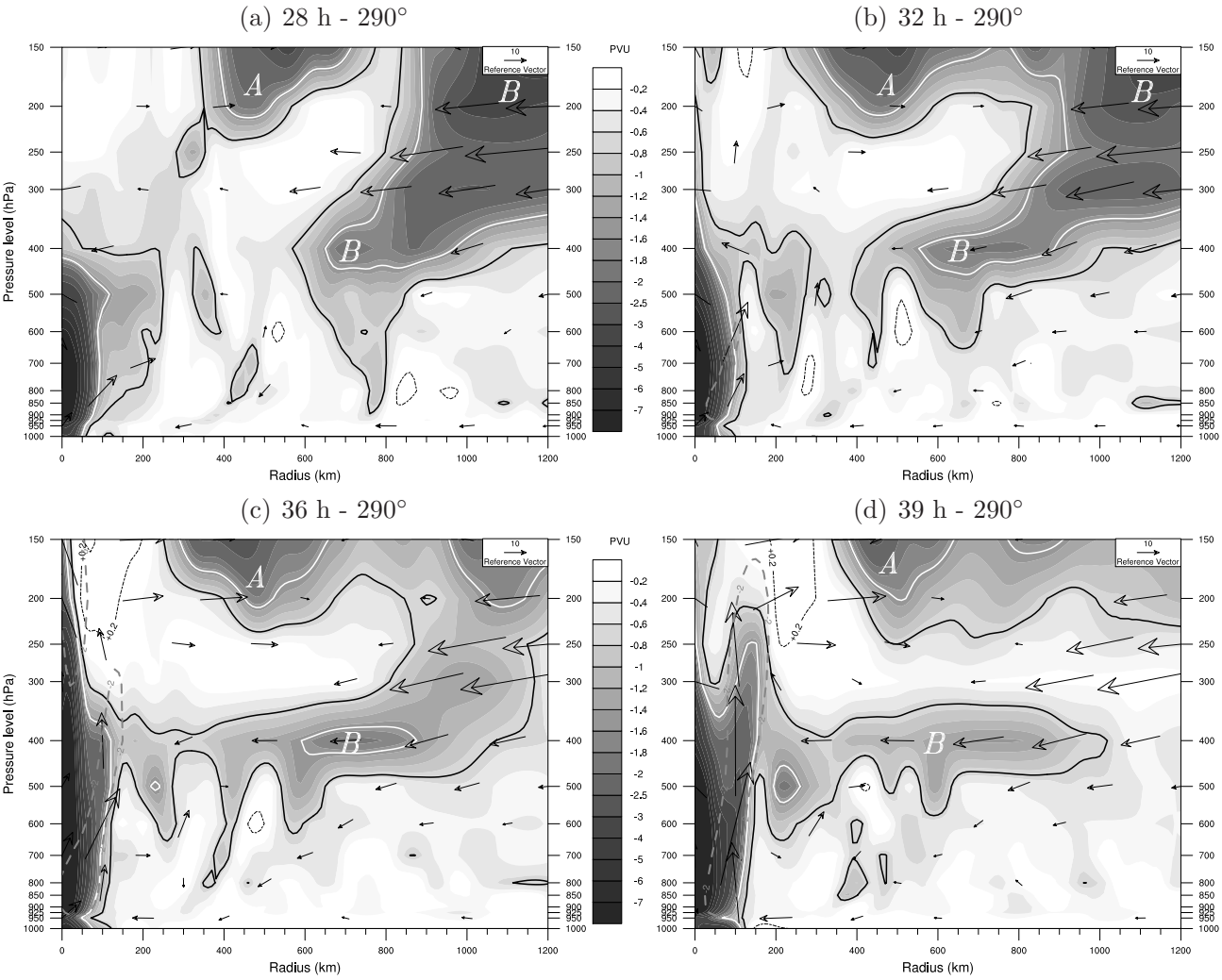


FIG. 7. As in Fig. 6, except along the 290°-azimuth at (a) 28 h, (b) 32 h, (c) 36 h, and (d) 39 h.

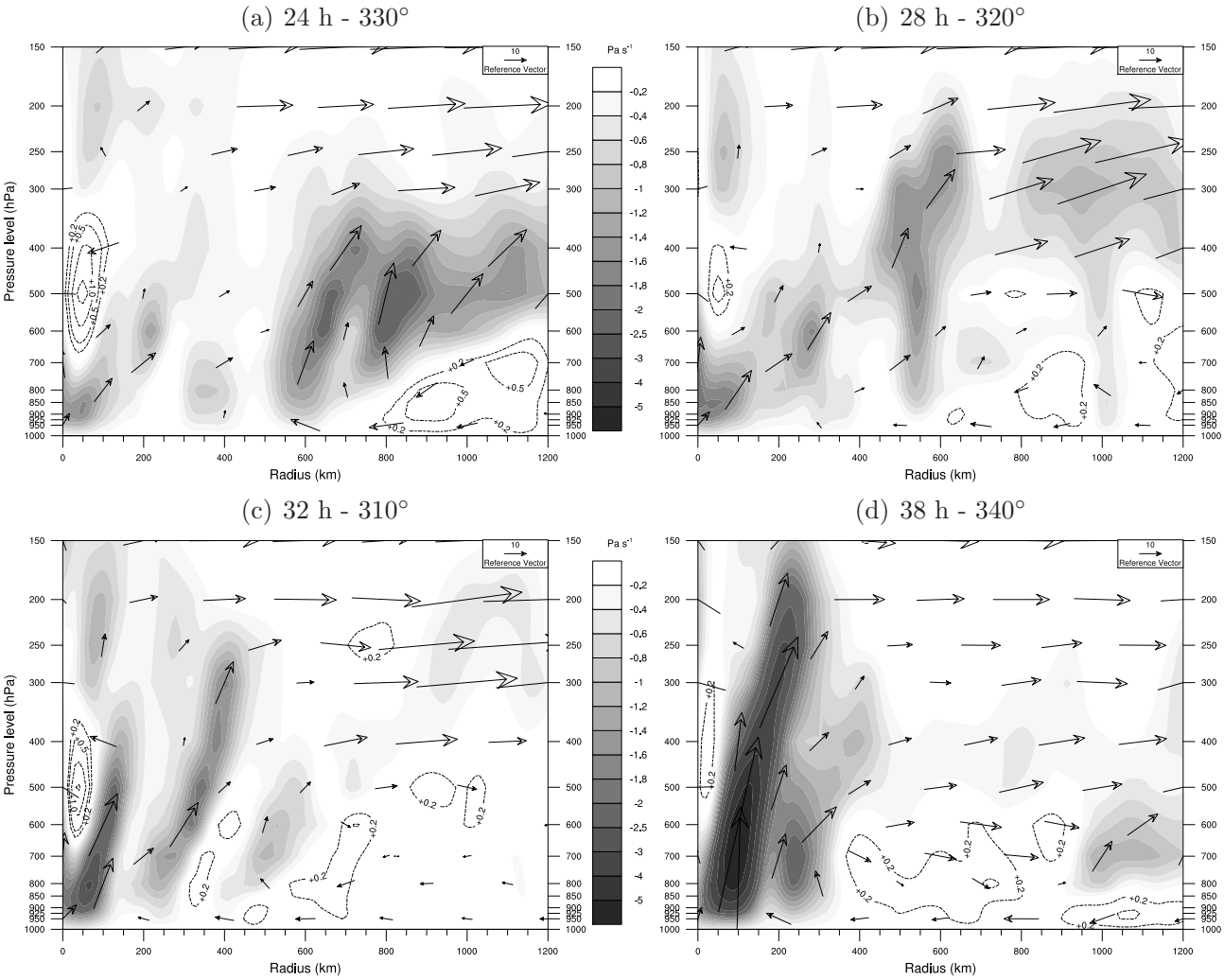


FIG. 8. Radius-pressure cross sections of the vertical velocity field (Pa s^{-1}; negative, shaded; positive, dotted contours) at different times of the simulation in the southeastern sector of the storm along different azimuths, as indicated above each panel (south is 270°; east is 360°). The TC center is located at the left. Arrows represent the radial and vertical ($-10\times$omega) wind vectors.

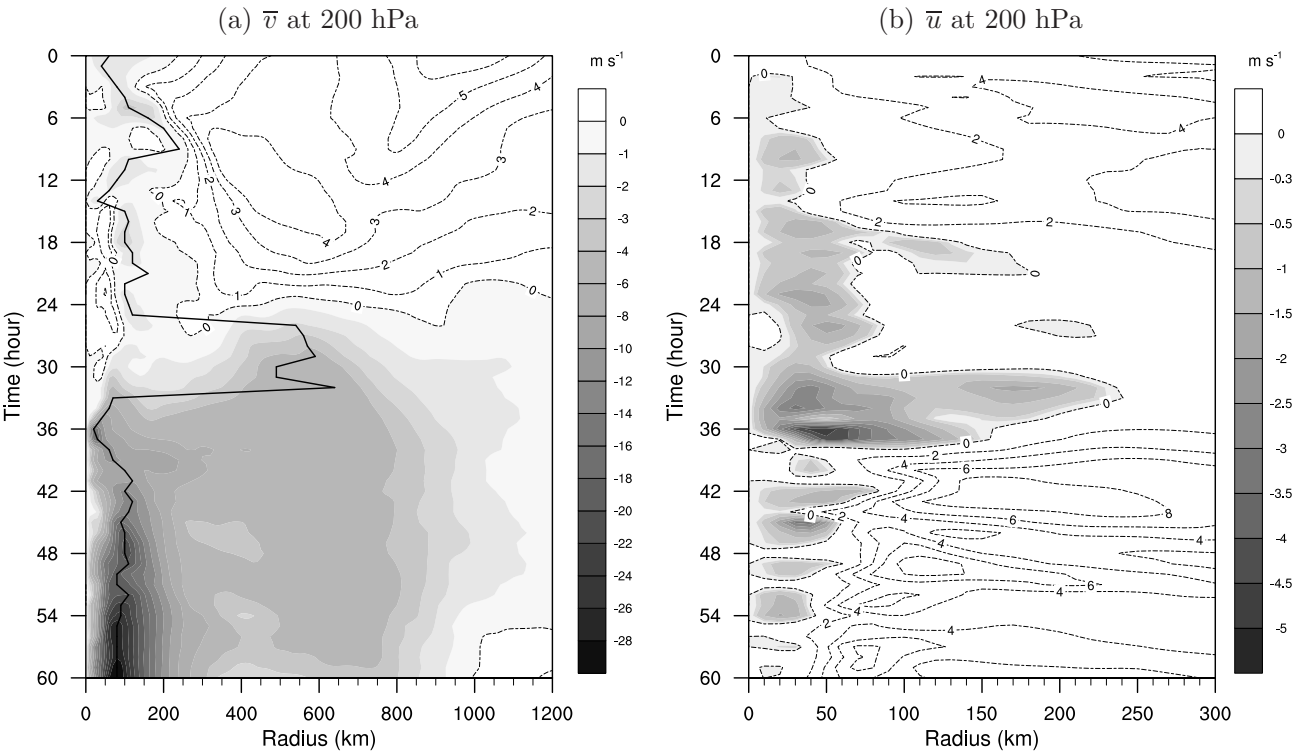


FIG. 9. Radius-time plots of 200-hPa azimuthal-mean (a) tangential wind (m s^{-1}; negative, shaded; positive, dotted contours every 1 m s^{-1}) and (b) radial wind (m s^{-1}; negative, shaded; positive, dotted contours every 2 m s^{-1}) during the forecast. The maximum radius is 300 km in (b) and 1200 km in (a). The black solid line in (a) indicates the radius of maximum cyclonic (negative) tangential wind at 200 hPa.

deep as 500 hPa (Figs. 5, 6b, 7, label "B"). At 24 hours, the trough or cutoff low core is located about 1000 km away from the TC center (Figs. 5a,d,g). While the strongest PV quantity associated with B does not progress much further toward the TC core at upper levels (Fig. 5a vs Fig. 5b), the folding continues to progress underneath toward the storm center (Fig. 5g vs 5h). It makes the coherent structure highly tilted toward the equator (Fig. 7b). While the PV stretches, an anomaly of smaller scale and amplitude detaches from the main trough at mid levels and is advected toward the storm, feeding its core with cyclonic potential vorticity between 33 and 40 h (Figs. 7c,d).

Such complex interactions between the trough and the storm PV structures need to be quantified by a PV budget in a cylinder that bounds the tropical cyclone. The lateral surface of the cylinder is at a fixed radius from the TC center and the upper and lower surfaces are isentropic levels, which allows to write the conservative PV budget equation in isentropic and cylindrical coordinates (Haynes and McIntyre 1987):

$$\frac{\partial(\zeta_{a\theta})}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \qquad (1)$$

where ∇ is the divergence operator in cylindrical and isentropic coordinates; θ is the potential temperature; $\zeta_{a\theta} = f + \zeta_\theta$ is the absolute "isentropic vorticity" (Rossby 1940), which corresponds to the amount of Ertel PV per unit of volume; f is the Coriolis parameter.

The flux of PV ($\mathbf{J}$) has three contributions (Haynes and McIntyre 1987):

$$\mathbf{J} = (u, v, 0)\,\zeta_{a\theta} + \mathbf{J}_{\dot\theta} + \mathbf{J}_{\mathbf{F}} \qquad (2)$$

The first term on the right-hand side of Eq. (2) is a purely advective flux (horizontal advection and convergence along isentropic surfaces) while the last two contributions are from the local rate of diabatic heating ($\mathbf{J}_{\dot\theta}$) and from the local frictional force ($\mathbf{J}_{\mathbf{F}}$) per unit mass. Under adiabatic and frictionless approximations ($\mathbf{J}_{\dot\theta}$ and $\mathbf{J}_{\mathbf{F}}$ are both zero), PV is materially conserved along isentropic surfaces. Using Eq. (1) and Stokes's divergence theorem, the volume-integrated PV tendency reduces to the surface integral of the flux terms normal to the volume of interest.

Figure 10 shows the advective flux $u\,\zeta_{a\Theta}$ across a 300-km-radius cylinder bounded by two isentropes located at 305 K and 350 K (grey solid line). Low-level 305 K is chosen high enough to minimize friction from surface influences. Contributions from

$\mathbf{J_F}$ and $\mathbf{J_{\dot{\Theta}}}$ are not easy to compute; an estimation may be obtained from the difference between the PV tendency and the sum of the advective terms. The volume-integrated PV tendency is calculated using centered differences on the model 1-h-outputs (black solid line). The advective flux, integrated over the cylinder's lateral surface (the base and top of the cylinder do not contribute), is divided into 4 components to dissociate (a) the negative PV anomalies that are brought into the cylinder ("NI" curve), (b) the positive PV anomalies that are removed ("PO" curve), which both contribute to a negative PV tendency and a spin-up of the vortex, as well as (c) the positive PV anomalies that are brought into the cylinder ("PI" curve), and (d) the negative PV anomalies that are removed ("NO" curve), which both contribute to a positive PV tendency and a spin-down of the vortex.

Fluxes of negative PV are prevalent in the budget while positive PV fluxes ("PI" and "PO" curves) may be neglected (Fig. 10). The first 12-h PV budget can be considered as model spin-up. Afterwards, negative PV values are advected into the 300-km radius cylinder with a flux that increases between 18 and 36 hours ("NI" curve). A budget conducted in the 305-335-K layer (not shown) indicates that levels above 335 K are primarily responsible for this "NI" trend, with contributions that vary with time depending on the vertical level. This is consistent with cyclonic PV advection diagnosed in three dimensions within the main $180 - 300°$ sector (Figs. 5, 6, 7) in relation with the trough approaching the TC center. However, there is also negative PV export from the volume ("NO" line), mostly due to outward advection of the TC vorticity in the direction of the vertical shear vector (Fig. 5). The fact that levels below 335 K contribute to that PV export (not shown) suggest possible outward-propagating vortex Rossby waves during TC intensification. Such waves theoretically propagate radially downgradient along the azimuthally-mean PV distribution of the inner-core vortex (Montgomery and Kallenbach 1997).

The two major fluxes evolve quite symmetrically (the "NI" and "NO" dashed grey lines are in phase opposition), but the total lateral PV flux (grey solid line) and the PV tendency (black solid line) overall decrease. A strong response of the PV tendency is apparent between 38 and 40 h, two hours after inward negative PV flux maximum. The clear difference between the PV tendency and the total lateral PV flux prior to 42 h suggests the presence of nonconservative processes (the neglected $\nabla \cdot \mathbf{J_{\dot{\Theta}}}$ and $\nabla \cdot \mathbf{J_F}$ fluxes) at 300-km radius until that time. They would result from transport down the absolute vorticity vector in the presence of diabatic heating and from vertical eddy transport of heat and momentum by unresolved convection (as suggested by Molinari et al. 1998, based on previous studies). The presence of convective processes is consistent with the trough-induced strong upward motion depicted until 38 h in the downshear quadrant of the storm at such radii (Fig. 8).

c. Summary of the interaction

It has been shown that the trough approaching TC Dora gradually deforms and tilts toward the equator at mid levels, allowing cyclonic PV advection toward the TC core in the 500-200 hPa layer, mostly between 24 and 40 h. The TC upper-level anticyclone turns into a cyclonic circulation, and strong upward motion occurs before 42 h outside of the radius of maximum wind.

Tilting of the coherent structure toward the equator at mid levels is beneficial to the interaction for several reasons. First, the two cyclonic circulations get closer at mid levels where they have equivalent scale and strength (they almost merge at 36 hours, Fig. 5h), allowing direct advection of comparable PV values from the trough into the TC core. Secondly, the main trough and associated jet stay at a distance greater than 500 km from the TC core at upper levels, such that the interaction benefits from large upper-level divergence with fewer vertical wind shear at upper levels, where it has been shown to be the most detrimental (Wang 2012). Once the TC cyclonic circulation and associated convection strengthens, the induced divergent flow at upper levels prevents further PV advection toward the center (cyclonic PV values spiral at the outskirts of the TC core, Fig. 5c) and the trough goes away rapidly. While there is "PV superposition" such as was depicted for Hurricane Elena (1985) and Danny (1985) with large-scale operational analysis fields (Molinari et al. 1995, 1998), it is worth noting that the main superposition (or PV advection) occurs at mid levels for TC Dora. A question follows: How can such environmental PV distribution influence the TC circulation and lead to its intensification?

4. A pathway to intensification under upper-level forcing

a. Horizontal and vertical eddy transport of heat and momentum

A trough wave activity can be viewed as large-scale eddy transport of angular momentum, heat (Molinari and Vollaro 1989, 1990) and potential

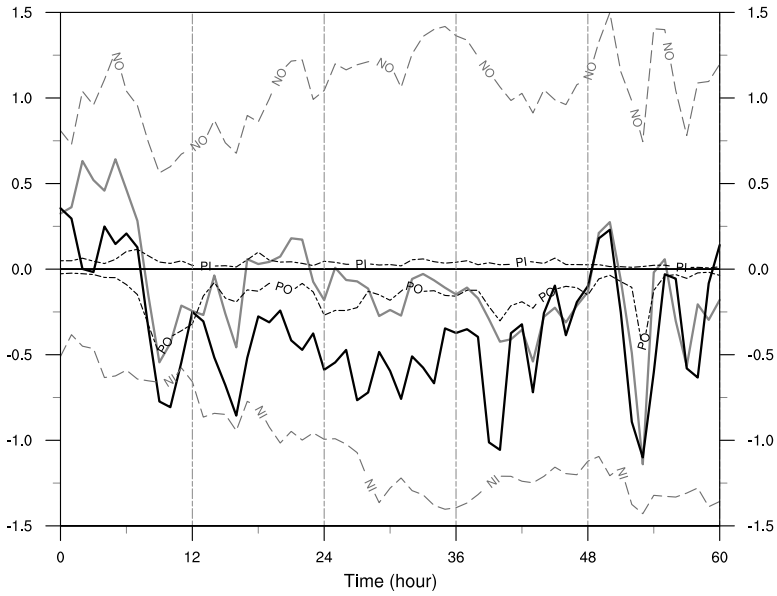


FIG. 10. Time-evolution of the PV budget (10^4 m^5 K s^{-2} kg^{-1}) computed for a 300-km-radius cylinder centered on the TC and located between 305-K and 350-K theta levels. The PV tendency, estimated with finite differences, is integrated over the volume of the cylinder (black thick solid line); the PV flux is integrated over the lateral surface of the cylinder (grey thick solid line) and divided into 4 contributions: the Inward flux of Negative PV (dashed "NI" line), the Inward flux of Positive PV (dotted "PI" line), the Outward flux of Negative PV (dashed "NO" line), the Outward flux of Positive PV (dotted "PO" line).

vorticity (Molinari et al. 1995, 1998) that may vary in connection with the evolution of the PV structure as diagnosed in the previous section. Its impact on the mean tangential flow acceleration can be assessed with Eliassen-Palm (E-P) fluxes (Hartmann et al. 1984). The latter are used in this section to relate TC dynamics to larger-scale interactions (Molinari et al. 1998).

E-P fluxes are computed in a storm-following cylindrical and isentropic framework for an adiabatic frictionless f-plane, following Molinari et al. (1995). The E-P flux vector and its divergence are given respectively by the following equations:

$$\mathbf{F_L} \equiv [-r\overline{(\sigma u_L)'v'_L}, \overline{p'\Psi'_\lambda}] \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F_L} = -r^{-1}(r^2\overline{(\sigma u_L)'v'_L})_r + (\overline{p'\Psi'_\lambda})_\theta \quad (4)$$

where the subscript L indicates storm-relative flow; all other subscripts represent derivatives; u and v are radial and tangential velocity respectively, Ψ is Montgomery streamfunction ($\Psi = \Phi + C_p T$), $\sigma \equiv -p_\theta$ is the pseudo-density; an overbar represents azimuthal average; a prime indicates a deviation from the azimuthal average; ∇ is the two-dimensional (r-θ) derivative operator.

E-P flux diagrams, originally introduced by Edmon et al. (1980), are radius-theta cross sections containing the E-P flux vectors, which represent the direction of wave propagation, as well as the divergence of the E-P flux. The first (radial) component of the E-P vector, noted $\mathbf{F_r}$, is the angular momentum flux, the second (vertical) vector, noted $\mathbf{F_v}$, is the eddy heat flux. In the E-P flux diagrams for the Southern Hemisphere, an inward-pointing arrow ($\mathbf{F_r} < 0$) represents an inward eddy flux of cyclonic angular momentum. A downward-pointing arrow ($\mathbf{F_v} < 0$) represents a source of eddy heat flux. The E-P flux divergence $\nabla \cdot \mathbf{F_L}$ (scalar contours) summarizes the impact of both eddy angular momentum and eddy heat fluxes on the mean (pseudo-density-weighted) relative angular momentum (equation (1) of Molinari et al. 1995). In short, the mean azimuthal flow adjusts to the total eddy forcing. When $\nabla \cdot \mathbf{F_L} < 0$ (E-P flux convergence), eddy activity is producing increasing cyclonic mean angular momentum, which spins up a cyclonic circulation but spins down an anticyclonic circulation with mean-to-eddy transfer of energy (Molinari et al. 1995). On the contrary, E-P flux divergence ($\nabla \cdot \mathbf{F_L} > 0$) is associated with the spin-up of a pre-existent upper-level anticyclonic circulation.

E-P flux diagrams clearly show the progression of the trough and its impact on Dora's circulation (Fig. 11). The dynamic tropopause, defined as the -1.5 PVU surface, is generally located at 150 hPa (around 360 K). At 02 h (Fig. 11a), the trough imports cyclonic eddy angular momentum

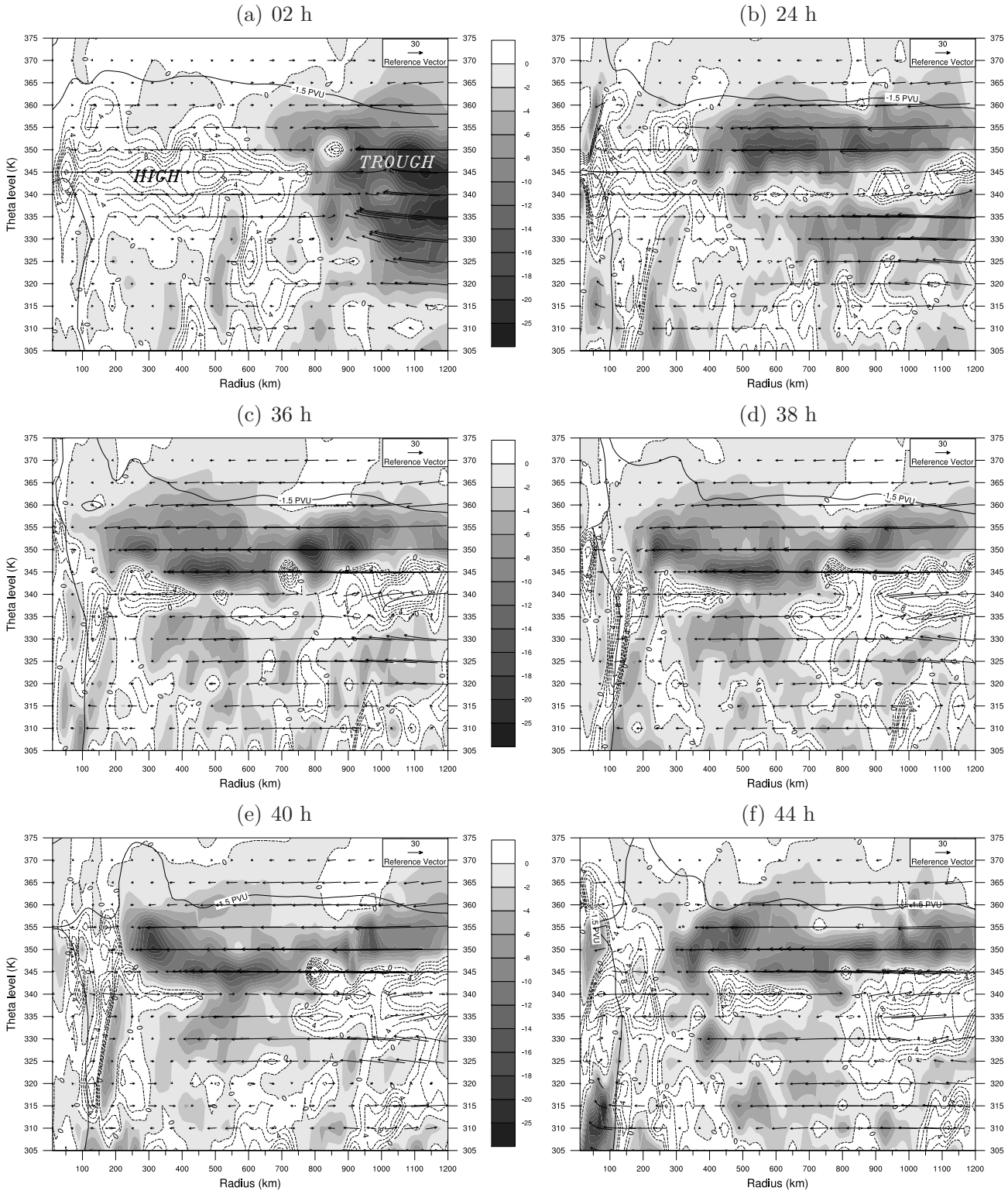


FIG. 11. Radius-theta cross sections of E-P flux vectors and their divergence (10^4 Pa m^2 K^{-1} s^{-2}; negative, shaded; positive, dotted contours at 0, 2, 4, 6, 8, 10 (bold), 15, 20, 25, and 30×10^4 Pa m^2 K^{-1} s^{-2}) at (a) 02 h, (b) 24 h, (c) 36 h, (d) 38 h, (e) 40 h, and (f) 44 h. The horizontal (resp. vertical) arrow scale is 1.3×10^8 Pa m^3 K^{-1} s^{-2} (resp. 9.3×10^2 Pa m^2 s^{-2}) for $\mathbf{F_r}$ (resp. $\mathbf{F_v}$), following Edmon et al. (1980) scaling that consists of multiplying the numerical values of $\mathbf{F_r}$ and $\mathbf{F_v}$ by the distances occupied by 1 m and 1 K on the figure, respectively. A solid line indicates the azimuthal-mean altitude of the dynamic tropopause (-1.5 PVU surface).

fluxes (inward arrows with convergence) over a thick layer (315-370 K) outside the 700-km radius. Upward eddy heat fluxes located just below the trough (from 325 K to 335 K) are associated with residual baroclinic instability within the synoptic wave issued from the mid-latitudes. Ahead of the trough, acceleration of the mean outflow anticyclone is visible (dotted contours) with outward fluxes of angular momentum between 330 K and 365 K. Fluxes penetrate inside a 400-km radius after 24 h (Fig. 11b), as Dora and the trough begin to interact (section 3). They produce increasing cyclonic mean tangential wind and can explain the decay of the mean outflow anticyclone. Although the trough signature has suffered vertical splitting due to tropopause folding and PV stretching at mid levels (section 3), inward fluxes of angular momentum are still manifest down to 320 K. A strip of convergence can be seen at the leading edge of the main convergence zone; it is detached from the rest but tilted toward the trough. It extends from the surface to 335 K and contributes to angular momentum spin-up over the radial range 200–300 km. It is part of the trough forcing and is materialized by an outward-tilted asymmetric convective band located downshear, associated with the strong upward motion previously depicted in the downshear right quadrant of the storm (Fig. 8).

At 36 h (Fig. 11c), the TC core cyclonic circulation has extended to upper levels as a consequence of the continuous import of cyclonic angular momentum after 24 h. Wave activity is now located within 100-km radius of the storm center at upper levels where the TC inertial stability is the lowest. Eddy heat fluxes remain small at all levels, suggesting that barotropic processes prevail. Between 36 and 40 h, cyclonic forcing is found outside the eyewall at 100 to 200-km radii (Figs. 11c-e, shaded strip), with weakening near the 50-km radius (dotted contours). Outside, cyclonic spin-up extends throughout the entire troposphere, from the trough down to the lowest level, which differs from the results of previous studies. The trough leads to intensification of the outer part of the storm, while the inner eyewall is forced to spin down. In addition, radius-time series of eddy PV fluxes (right-hand side term of Eq. (2b) in Molinari et al. 1995) confirm the role of eddy vorticity fluxes in increasing the tangential wind speed at the 335-K and 355-K theta levels (not shown) during the 36-42-h period, in connexion with maximum PV tendency and lateral PV flux (Fig. 10).

After 44 h (Fig. 11f), trough interaction is over in terms of wave forcing. The strongest eddy activity is propagating outward and lessens as the separation distance between Dora and the trough increases. The low-level cyclonic circulation increases inside the 100-km radius for a few more hours, in association with main eyewall intensification (see next section).

b. Eyewall replacement cycle

The evolution of the radius of maximum winds at 850 hPa and aloft confirms the signature of an ERC (Figs. 12a,b). A first intensification period occurs between 33 and 36 h (Figs. 3, 12a) while the inner eyewall contracts from about 50 to 40 km at 850 hPa. At 36 h, the azimuthal-mean tangential wind shows an elevated maximum with mean upward velocities starting to tilt outward under upper-level trough forcing (Fig. 13a). The outward expansion of the wind field that is visible in Fig. 12a should increase the efficiency of tangential wind spin-up in any outer region with latent heating (Rozoff et al. 2012).

A secondary wind maximum then develops between 36 and 40 h around 80 km (Fig. 13b). At 850 hPa, contraction of this outer eyewall from 80 to 50 km between 40 and 44 h is associated with a rapid intensification of the maximum mean tangential wind (Fig. 3). Symmetric intensification associated with eyewall contraction is found throughout the troposphere up to 300 hPa (e.g., Fig. 12a at 700 hPa). Between the occurrences of the primary inner wind maximum and the secondary outer wind maximum (from 36 to 40 h), the maximum mean wind decreases or stagnates (Figs. 3 and 12a). Such a signature is characteristic of an eyewall replacement cycle (ERC, Shapiro and Willoughby 1982; Willoughby et al. 1982). It is correlated with an outward shift of the maximum upward velocities and associated convection. At 36 h, a primary region of strong upward motion is visible inside of the primary eyewall, while a second convective region is intensifying 100 to 150 km away from the vortex center (Fig. 12b). Afterwards, subsidence appears again in the inner-core region and outer convection moves inwards toward the radius of maximum wind, resembling the contraction of the secondary eyewall in ERCs (Figs. 12b, 8d, 13c).

E-P flux analysis suggests that, by intensifying eddy angular momentum and eddy PV fluxes in the vicinity of the storm, the trough might have forced the diagnosed eyewall replacement cycle between 37 and 42 h. However, the interpretation of these adiabatic fluxes can be questioned in the TC inner-core region where diabatic processes are involved. The purpose of the following section is therefore to use a complementary method deprived

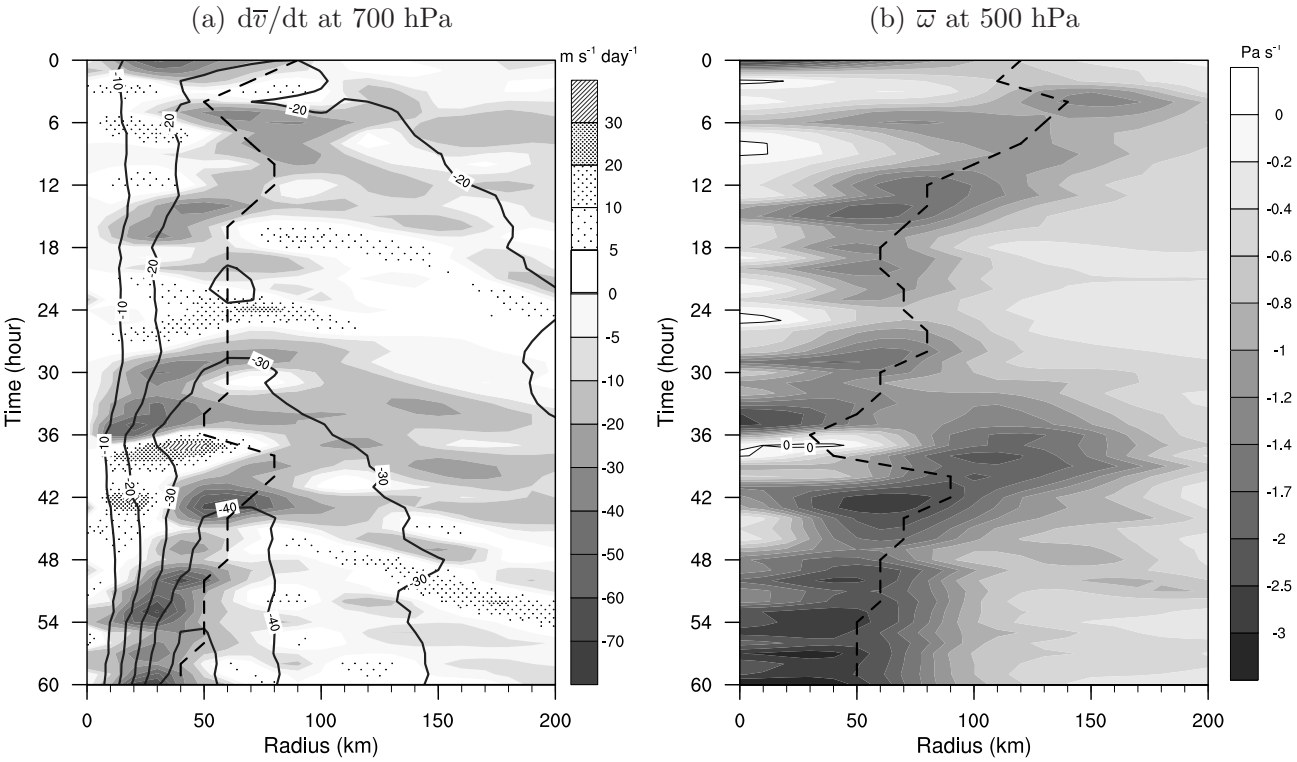


FIG. 12. Radius-time plots of (a) 700-hPa azimuthal-mean tangential wind tendency (m s^{-1} day^{-1}; negative, shaded; positive, hatched), and (b) 500-hPa azimuthal-mean vertical velocity (Pa s^{-1}; negative, shaded; positive, zero-contour). Dashed lines indicate the radius of maximum cyclonic (negative) mean tangential wind at the corresponding pressure levels. Solid contours in (a) show the azimuthal-mean wind at 700 hPa (m s^{-1}).

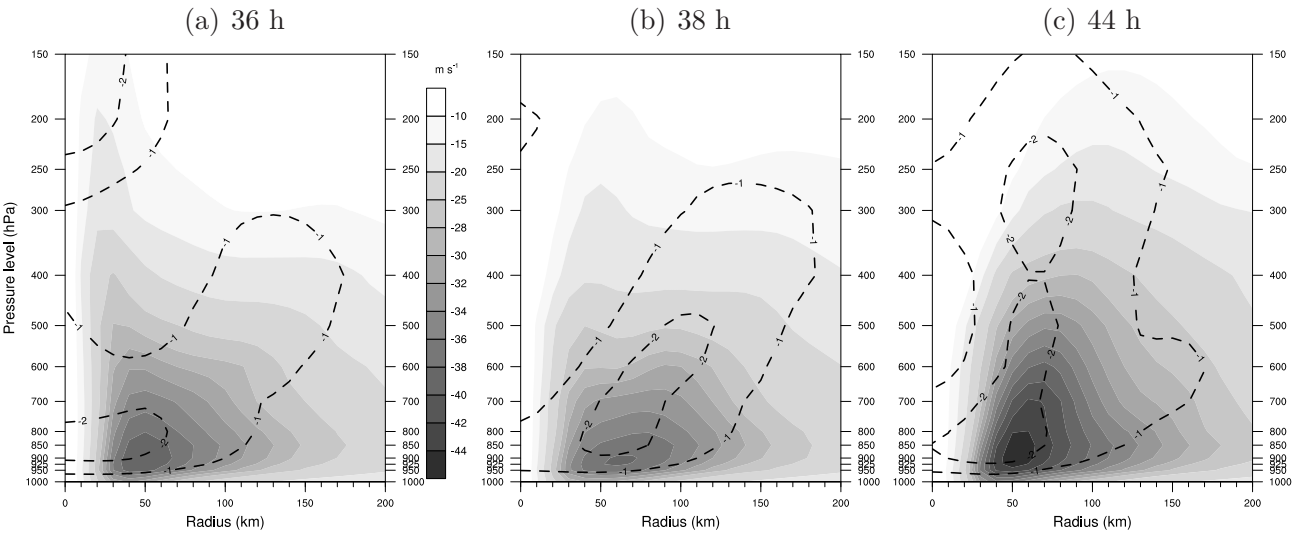


FIG. 13. Radius-pressure plots of azimuthal-mean tangential wind (m s^{-1}; shaded) at (a) 36 h, (b) 38 h, and (c) 44 h. Dashed lines indicate vertical velocity contours of -1 and -2 Pa s^{-1}.

of any adiabatic approximation in order to confirm the trough contribution to TC intensification.

c. Tangential wind budget

A tangential wind budget is computed in a storm-following cylindrical framework on pressure coordinates following Persing et al. (2002):

$$\frac{\partial \overline{v}_L}{\partial t} = (-\overline{u}_L \overline{\zeta}_a) + (-\overline{u'_L \zeta'_a}) + (-\overline{\omega}\frac{\partial \overline{v}_L}{\partial p}) + (-\overline{\omega' \frac{\partial v'_L}{\partial p}}) + \text{Friction} \quad (5)$$

where ω is the vertical pressure velocity and ζ_a the vertical absolute vorticity. Friction is not taken into account here.

The first four terms on the right-hand side of Eq. (5) are, from left to right : the horizontal vorticity fluxes by the mean flow (MVF) and by the eddies (EVF), and the vertical advection of the tangential wind by the mean flow (MVA) and by the eddies (EVA). Vertical cross sections of these four terms are displayed at 29, 36, and 42 h (Figs. 14, 15, 16). Although local tendencies of the mean tangential wind estimated from the model output using central differences are affected by numerical filtering and other numerical procedures (e.g., Fig. 14f), they compare well with the sum of the four terms of the budget equation without friction (e.g., Fig. 14c). Contributions from the mean flow (MVA and MVF terms) have about the same magnitude but opposite signs before the trough comes into the volume (Fig. 14). Overall, the MVF tends to slow down the mean cyclonic circulation of the eyewall region above the boundary layer (panel a), whereas the MVA acts to accelerate it (panel b). The eddy terms EVF and EVA are of smaller amplitude (panels d,e). Considerable differences appear however when the trough penetrates within a radius of 300 km.

The wind starts to increase at the periphery of the TC (200-300 km) after 29 h (Figs. 14c,f) in correlation with eddy momentum source throughout the troposphere at such radii (Fig. 11b). The close proximity of the trough is obvious at 36 h (Fig. 15): vorticity fluxes by the mean flow (MVF) and by the eddies (EVF) both enhance the cyclonic circulation at upper to mid levels (300 to 500 hPa) in the inner-core where convergence has appeared (Fig. 15a,d, dotted contours, or Fig. 9b). Forcing by the eddies (EVF) occurs almost over the whole troposphere inside a 100- to 300-km radius range, and from upper-levels down to 600 hPa inside the 50-km radius. Besides, both MVF (mainly) and EVF (marginally) contribute to a spin-down of the primary eyewall (Figs. 15a,d,c,f) within 50-km radii (Fig. 12). This confirms and extends the conclusions deduced from the E-P fluxes (section 4a). Results also indicate that the asymmetric PV advection seen in cross sections (Figs. 6b and 7c) has a mean-azimuthal signature (MVF) that contributes to upper-level vortex intensification (Fig. 15a). The MVF term is also responsible for cyclonic vorticity advection in the boundary layer where converging flow has increased and enters the eyewall.

Convective updrafts (Fig 15b, dotted contours) start tilting outwards at 36 h, together with the radial outflow channel of the eyewall (Fig 15a, solid contours). This tilting is due to the dynamics induced by the trough, i.e. the evolution of the PV intrusion which forces upward motion at its leading edge (Figs. 7, 8). From the surface up to 400 hPa, vertical advection of the tangential wind by the eddies and by the mean flow is responsible for cyclonic spin-up at 100- to 150-km radii, where environmentally-forced upward velocities are maximum (Figs. 15b,e, 12b). Contours of the mean tangential wind start showing a double-peaked structure, with a second maximum developing outside (Fig. 15f, solid contours).

As the trough moves away from the storm after 42 h, the TC becomes vertically aligned again: a single branch of strong upward motion extends through the whole troposphere as the TC has intensified (Fig. 16b). The outer eyewall has replaced the main eyewall (compare the mean tendency wind and the v contours in Fig. 16f) and its radius has already contracted to 50 km at the top of the boundary layer (Fig. 13c). The residual contribution (down to 700 hPa, Fig. 16d) from eddy vorticity fluxes in the intensification of the new eyewall becomes negative again, and resembles Fig. 14d, when the trough leaves the 300-km radii volume after 48 hours.

5. Discussion and conclusion

The rapid intensification of TC Dora (2007) in the southwest Indian Ocean in the vicinity of an upper-level trough that imposed long-lasting strong

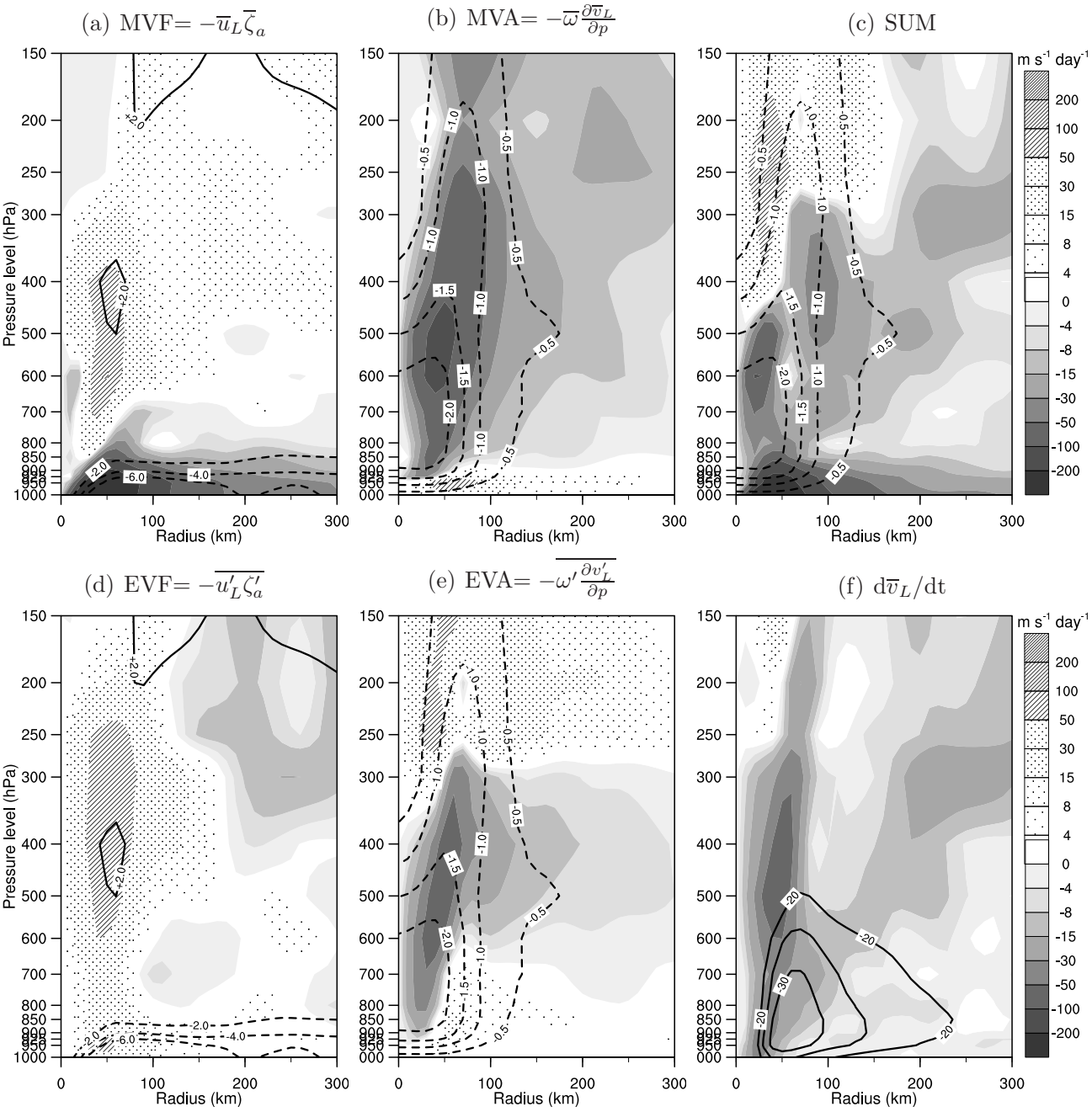


FIG. 14. Radius-pressure cross sections of the four terms of the mean tangential wind budget at 29 h (m s^{-1} day^{-1}; negative, shaded; positive, hatched). (a) MVF and (d) EVF are the mean and eddy vorticity flux, respectively; (b) MVA and (e) EVA are the mean and eddy vertical advection, respectively; (c) SUM represents the sum of the previous 4 terms; (f) is the mean tangential wind tendency computed for comparison. Superimposed are contours of: (a,d) the azimuthal-mean radial wind (m s^{-1}); negative, dashed; positive, solid); (b,e,c) the azimuthal-mean vertical velocity (Pa s^{-1}); negative, dashed); and (f) the azimuthal-mean tangential wind (m s^{-1}; solid).

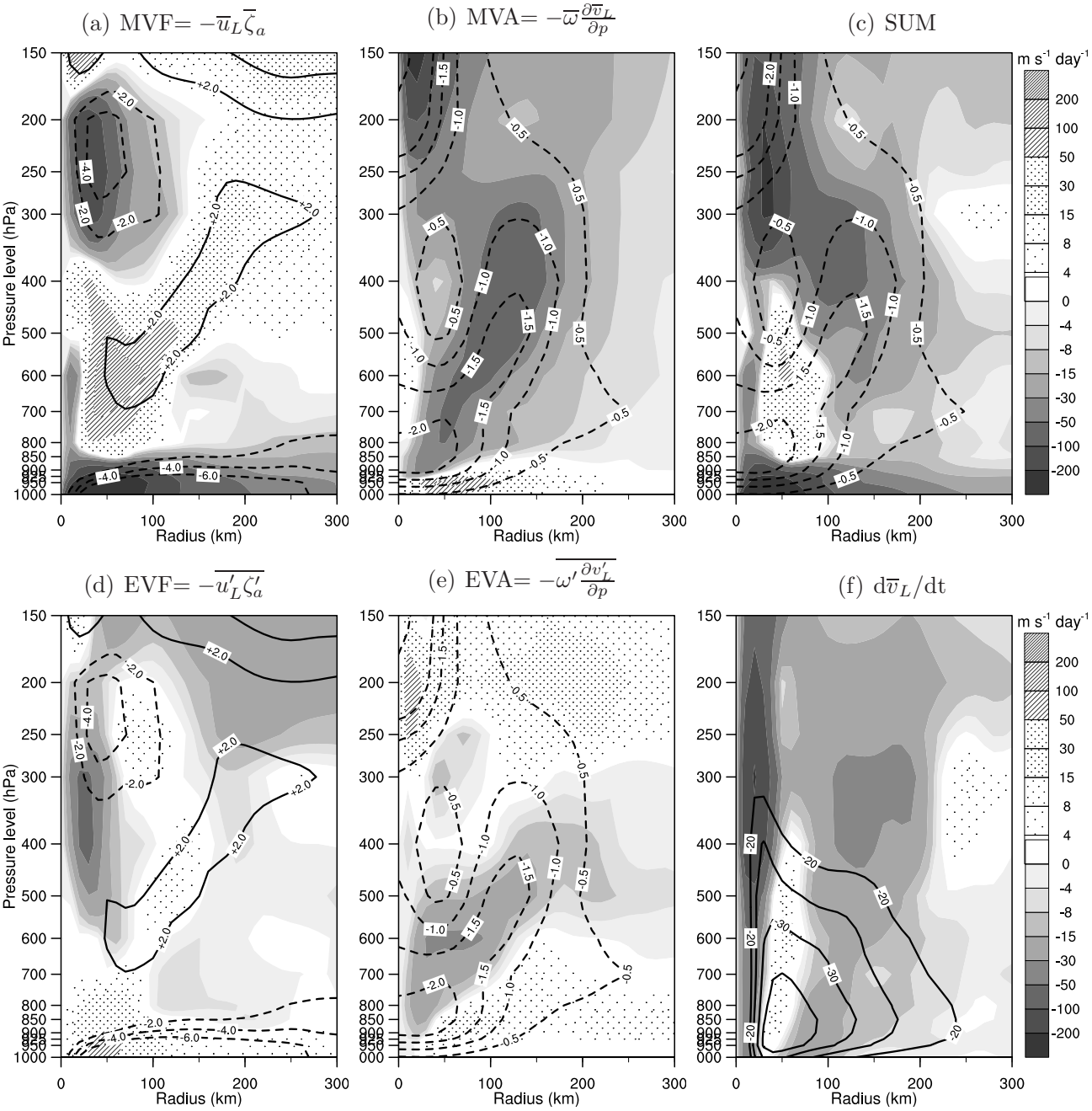


FIG. 15. As in Fig. 14, except at 36 h.

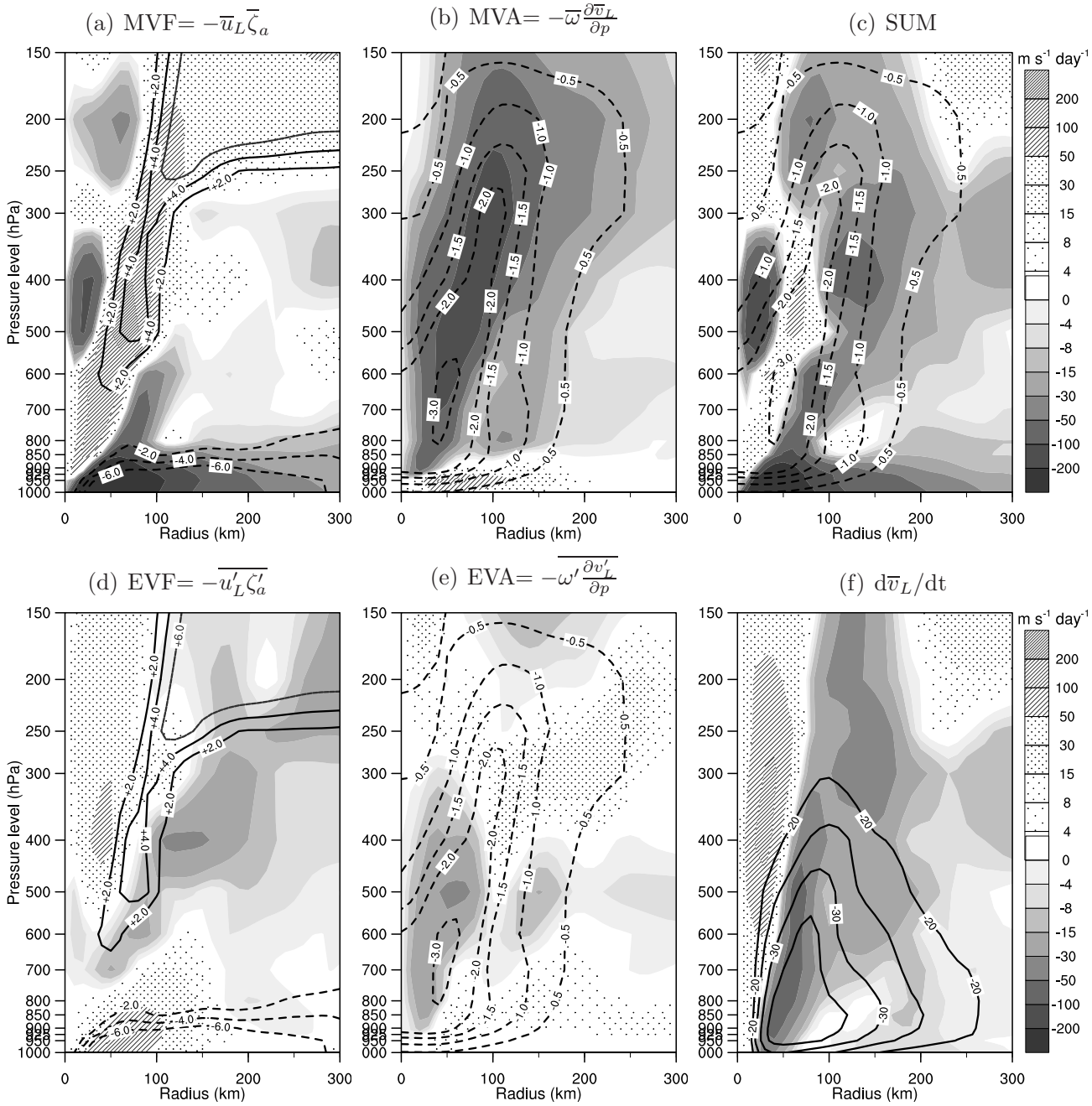


FIG. 16. As in Fig. 14, except at 42 h.

vertical wind shear has been investigated. It has been found that the trough and associated three-dimensional PV coherent structure played a significant role in the storm's intensification and eyewall replacement cycle through various coupled processes.

The initial anticyclonic circulation above Dora, along with the strong downward motions associated with the initial Rossby wave breaking event, favored equatorward tilting of the trough and the detachment of a spiral-like filament of PV at upper levels ahead of the trough. Such a configuration with the main upper-level trough core and associated jet at a reasonable distance from the TC increased upper-level divergence while preventing the most destructive part of the shear to affect the storm. The trough imposed a strongly asymmetric cross-storm flow over a thick 500-200-hPa layer, allowing cyclonic PV advection toward the TC core in the southwest quadrant for about 15 hours.

Once the coherent structure entered the 300-km radius volume, eddy horizontal flux of vorticity as well as eddy vertical advection (associated with asymmetric convection in the downshear right quadrant, dynamically enhanced under the left entrance region of the upper-level jet) caused an outward expansion of the cyclonic winds in the 500-200-hPa and 800-300-hPa layers respectively. When the coherent structure was at closest distance from the storm, cyclonic spin-up was first observed inside the eyewall as a result of both PV superposition (vorticity fluxes by the mean flow and by the eddies) and angular momentum import by the eddies in the 500-200 hPa layer, where unusual mean convergent flow was observed. Enhancement of vertical velocity and deep convection inside the radius of maximum wind ensued and was associated with a short period of rapid intensification, in agreement with Nolan et al. (2007) and Vigh and Schubert (2009) theories.

Unlike storms from previous studies that rapidly intensified in strong vertical wind shear, intense convection then shifted outward during the following 6 hours. Eddy angular momentum convergence and eddy PV (or absolute vorticity) fluxes intensified just outside the radius of maximum wind (inside a 100-150-km annulus) over the entire troposphere, and were responsible for spinning down the primary eyewall. This also led to the formation of an outer eyewall which intensified further through mean vertical advection within the highly tilted environmentally-forced upward motion. Trough forcing therefore triggered an eyewall replacement cycle, which was responsible for the following rapid intensification during a 6-h period due to secondary eyewall contraction. The ERC was observed for Dora around the same time than in the simulation suggesting that it is not an artefact from the Aladin model and that secondary eyewall formation can be simulated by a hydrostatic model with moderate horizontal resolution and parameterized convection processes.

Although based on a particular storm, this study gives some insight on the pathway to storm intensification through upper-level forcing. The main mechanisms identified for vortex intensification are: PV superposition (associated with angular momentum fluxes) followed by secondary eyewall formation induced by eddy angular momentum fluxes, eddy PV (or absolute vorticity) fluxes, and vertical velocity forcing from the trough which contributed to mean vertical advection of the tangential wind in the outer eyewall. These results confirm the speculations of Molinari and Vollaro (1989) and the idealized simulations of Nong and Emanuel (2003), although with the use of a realistic evolving distribution of forcing. We have explained how an upper-level trough can induce cyclonic spin-up over the whole troposphere at outer radii. PV advection was found to occur at mid levels which also differs from previous studies.

Another interesting aspect that has not yet been described is the evolution of the radial PV distribution in the inner-core region at mid levels which could cause the downgradient propagation of vortex Rossby waves as observed at low-levels near the radius of maximum wind (Qiu et al. 2010; Abarca and Corbosiero 2011; Nguyen et al. 2011; Corbosiero et al. 2012). The role of such waves in connecting core dynamics and external forcing over the entire troposphere will be reported in a future study. Sensitivity experiments are also planned to assess how the intensification varies with the initial position/intensity/depth of the coherent structure associated with the trough. PV surgery will use a new algorithm based on the stationary wavelet transform for modeling/extracting coherent structures of a three-dimensional flow (Plu et al. 2008). A clear separation between dynamical and advective processes is expected.

Acknowledgments.

The authors would like to thank the MAIF foundation for co-sponsoring this project. The authors are indebted to Ghislain Faure for his precious help on modeling aspects.

REFERENCES

Abarca, S. F. and K. L. Corbosiero, 2011: Secondary eyewall formation in WRF simulations of hurricanes Rita and Katrina (2005). *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L07 802, 696 doi:10.1029/2011GL047 015.

Bosart, L. F., W. E. Bracken, J. Molinari, C. S. Velden, and P. G. Black, 2000: Environmental Influences on the Rapid Intensification of Hurricane Opal (1995) over the Gulf of Mexico. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 322–352.

Corbosiero, K. L., S. Abarca, and M. T. Montgomery, 2012: Vortex Rossby Waves and Secondary Eyewall Formation in a High-resolution Simulation of Hurricane Katrina (2005). *Recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 1A.6, [Available from `https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205787.html`].

Davidson, N. E., C. M. Nguyen, and M. Reeder, 2008: Downstream development during the rapid intensification of hurricanes Opal and Katrina: the distant trough interaction problem. *28th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Orlando, FL, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 9B.4.

DeMaria, M., J. Kaplan, and J.-J. Baik, 1993: Upper-Level Eddy Angular Momentum Fluxes and Tropical Cyclone Intensity Change. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1133–1147.

Duvel, J.-P., C. Basdevant, H. Bellenger, G. Reverdin, A. Vargas, and J. Vialard, 2008: The Aeroclipper, a new device to explore convective systems and cyclones. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **90**, 63–71.

Edmon, H. J., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.

Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585–604.

Frank, W. and E. Ritchie, 2001: Effects of vertical wind shear on the intensity and structure of numerically simulated hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2249–2269.

Gadoury, J. and M. K. Yau, 2012: Impact of numerical grid spacing and time step on Vortex Rossby-Waves in secondary eyewall formation in hurricane Wilma (2005). *Short abstracts and recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 1A.2, [Available from `https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205410.html`].

Hanley, D., J. Molinari, and D. Keyser, 2001: A compositive study of the interactions between tropical cyclones and upper-tropospheric troughs. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2570–2584.

Hartmann, D. L., C. R. Mechoso, and K. Yamazaki, 1984: Observations of Wave-Mean Flow Interaction in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 351–362.

Haynes, P. H. and M. E. McIntyre, 1987: On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional and other forces. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 828–841.

Hendricks, E. A., M. T. Montgomery, and C. A. Davis, 2004: The Role of Vortical Hot Towers in the Formation of Tropical Cyclone Diana (1984). *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1209–1232.

Hendricks, E. A., M. S. Peng, B. Fu, and T. Li, 2010: Quantifying Environmental Control on Tropical Cyclone Intensity Change. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3243–3271.

Hendricks, E. A., W. H. Schubert, R. K. Taft, H. Wang, and J. P. Kossin, 2009: Life Cycles of Hurricane-Like Vorticity Rings. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 705–722.

Holland, G. J., 1980: An Analytic Model of the Wind and Pressure Profiles in Hurricanes. *Monthly Weather Review*, **108**, 1212–1218.

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **111**, 877–946.

Kaplan, J. and M. DeMaria, 2003: Large-scale characteristics of rapidly intensifying tropical cyclones in the north Atlantic basin. *Wea. Forecast.*, **18**, 1093–1108.

Kaplan, J., M. DeMaria, and J. A. Knaff, 2010: A Revised Tropical Cyclone Rapid Intensification Index for the Atlantic and Eastern North Pacific Basins. *Wea. Forecasting*, **25**, 220–241.

Kossin, J. P. and W. H. Schubert, 2001: Mesovortices, polygonal flow patterns, and rapid pressure falls in hurricane-like vortices. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2196–2209.

Lin, I. I., C. C. Wu, K. A. Emanuel, I. H. Lee, C. R. Wu, and I. Pun, 2005: The Interaction of Supertyphoon Maemi (2003) with a Warm Ocean Eddy. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2635–2649.

Molinari, J., S. Skubis, and D. Vollaro, 1995: External influences on hurricane intensity. Part III: potential vorticity structure. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3593–3606.

Molinari, J., S. Skubis, D. Vollaro, F. Alsheimer, and H. E. Willoughby, 1998: Potential vorticity analysis of tropical cyclone intensification. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2632–2644.

Molinari, J. and D. Vollaro, 1989: External influences on hurricane intensity. Part I: Outflow layer eddy momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1093–1105.

Molinari, J. and D. Vollaro, 1990: External Influences on Hurricane Intensity. Part II: Vertical Structure and Response of the Hurricane Vortex. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1902–1918.

Molinari, J. and D. Vollaro, 2010: Rapid Intensification of a Sheared Tropical Storm. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3869–3885.

Molinari, J., D. Vollaro, and K. L. Corbosiero, 2004: Tropical Cyclone Formation in a Sheared Environment: A case study. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2493–2509.

Montgomery, M. T. and B. F. Farrell, 1993: Tropical Cyclone Formation. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 285–310.

Montgomery, M. T. and R. J. Kallenbach, 1997: A theory of vortex Rossby waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 435–465.

Montgomery, M. T., M. E. Nicholls, T. A. Cram, and A. B. Saunders, 2006: A Vortical Hot Tower Route to Tropical Cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 355–386.

Montroty, R., F. Rabier, S. Westrelin, G. Faure, and N. Viltard, 2008: Impact of wind bogus and cloud- and rain- affected SSM/I data on tropical cyclone analyses and forecasts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1673–1699.

Ndarana, T. and D. W. Waugh, 2011: A Climatology of Rossby Wave Breaking on the Southern Hemisphere Tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 798–811.

Nguyen, C. M., M. J. Reeder, N. E. Davidson, M. T. Montgomery, and R. K. Smith, 2011: Vacillations cycles during the intensification of Hurricane Katrina. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 829–844.

Nguyen, L. and J. Molinari, 2012: Rapid Intensification of a Sheared, Fast-moving Hurricane over the Gulf Stream. *Extended abstracts, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 7B.5, [Available from `https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper206024.html`].

Nolan, D. S., Y. Moon, and D. P. Stern, 2007: Tropical cyclone intensification from asymmetric convection: Energetics and efficiency. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3377–3405.

Nong, S. and K. Emanuel, 2003: A numerical study of the genesis of concentric eyewalls in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 3323–3338.

Persing, J., M. T. Montgomery, and R. E. Tuleya, 2002: Environmental Interactions in the GFDL Hurricane Model for Hurricane Opal. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 298–317.

Plu, M., P. Arbogast, and A. Joly, 2008: A wavelet representation of synoptic-scale coherent structures. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3116–3138.

Qiu, X., Z.-M. Tan, and Q. Xiao, 2010: The roles of vortex Rossby waves in hurricane secondary eyewall formation. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 2092–2109.

Ritchie, E. A. and R. L. Elsberry, 2007: Simulations of the extratropical transition of tropical cyclones: Phasing between the upper-level trough and tropical systems. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 862–876.

Rossby, C. G., 1940: Planetary flow patterns in the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **66 (Suppl.)**, 68–87.

Rozoff, C., D. Nolan, J. Kossin, F. Zhang, and J. Fang, 2012: The roles of an expanding wind field and inertial stability in tropical cyclone secondary eyewall formation. *J. Atmos. Sci.*, doi:10.1175/JAS–D–11–0326.1, in press.

Chapitre 6

Impact de la structure initiale d'un cyclone sur la prévision d'intensité et de trajectoire : cas du typhon Sinlaku du Pacifique Nord-Ouest

SOMMAIRE

6.1 PROBLÉMATIQUE 173

6.2 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE 174

6.3 ARTICLE 177

DANS ce chapitre, nous évaluons l'impact de la structure initiale d'un cyclone sur la prévision d'intensité et de trajectoire. Les tests de sensibilité sont réalisés à l'aide d'un schéma de bogus qui permet de spécifier indépendamment plusieurs paramètres de structure initiaux du vortex en entrée du modèle numérique TC-LAPS. L'étude porte sur le typhon Sinlaku (2008) qui a fait l'objet d'observations intensives lors d'une campagne de mesures du Pacifique Nord-Ouest.

6.1 Problématique

Au cours d'un stage dans l'équipe de recherche Cyclones du CAWCR, j'ai étudié la sensibilité de la prévision de trajectoire et d'intensité d'un système tropical à sa structure initiale. C'est une problématique qui concerne tous les bassins cycloniques, et particulièrement ceux qui manquent de reconnaissance aérienne comme le SOOI. L'intérêt de travailler sur les typhons du Pacifique Nord-Ouest était de pouvoir utiliser les données de la campagne de mesures TCS08 (Tropical Cyclone Structure 2008, Elsberry et al. 2008), campagne intégrée au projet de plus grande ampleur nommé T-PARC (THORPEX - Pacific Asian Regional Campaign). Ce travail a été diffusé lors d'une conférence internationale avec acte (Leroux 2010) et fait l'objet d'un article accepté par la *Monthly Weather Review* (Leroux et al. 2012a).

Nous avons vu au chapitre 2 que la prévision d'intensité et de structure des cyclones est une tâche difficile, en partie tributaire de notre compréhension limitée des mécanismes internes se déroulant au cœur du vortex et régissant l'évolution de sa structure, et donc de son intensité. Sachant que ces mécanismes dépendent intrinsèquement de la structure du cyclone à un instant donné, le succès d'une prévision doit donc être subordonné à une représentation correcte de la structure initiale du système dans le modèle numérique. C'est ce que nous montrons dans la présente étude. La pauvreté des observations en mer ne permet pas aujourd'hui d'affiner la structure (horizontale et verticale) propre à chaque cyclone à l'instant initial de la prévision. Si les techniques de bogus permettent d'augmenter les détails au cœur du système, elles fondent la construction du vortex synthétique sur des paramètres tels que la pression au centre, le vent maximal, l'extension de la tempête (R34 pour rayon de vent 34 nœuds), les rayons R50 et R64 (50 et 64 nœuds) et le rayon de la dernière isobare fermée. Or ces paramètres sont estimés par observation satellitaire et peuvent être très imprécis pour les systèmes qui n'ont pas encore développé d'œil ; il arrive régulièrement que deux centres de prévision cyclonique distincts donnent des valeurs significativement différentes d'un même paramètre. Il est donc légitime de se demander à quel point ces paramètres d'entrée influencent la prévision d'intensité et de structure d'un système tropical, mais aussi la prévision de trajectoire (sections 2.1.7 et 2.4). Les paramètres de structure peuvent-ils jouer un rôle dans la prévision de formation d'un second maximum de vent ou le développement du mur de l'œil principal par exemple ?

Pour répondre à ces questions, nous choisissons le typhon Sinlaku de la campagne TCS08 qui a subi une phase d'intensification rapide de 42 heures suivie d'un cycle de remplacement du mur de l'œil durant lequel la pression au cœur du système a stagné. Une série de simulations numériques est réalisée avec le modèle TC-LAPS à l'aide d'un nouveau schéma de bogus en voie d'être implémenté dans le dernier modèle ACCESS-TC. Les spécificités du modèle TC-LAPS ont été présentées en section 4.3.1. Quant au profil de pression utilisé, qui est une version améliorée du profil original de Fujita (1952), il est détaillé dans l'article (Leroux et al. 2012a). Les expériences sont réalisées à 15 et 5 km de résolution, en variant les paramètres de structure initiaux et donc le profil de vent et de pression du typhon pour obtenir une série de vortex réalistes.

6.2 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE

Début septembre 2008, un système dépressionnaire se forme dans le Pacifique Nord-Ouest alors qu'une région de convection active associée à la propagation vers l'est de la MJO entre en collision avec une onde d'est formée quelques jours plus tôt. Le 8 septembre à 1800 UTC, le système est baptisé « Sinlaku » par le JMA alors qu'il atteint le stade de tempête (35 nœuds ou 18 m.s^{-1}). L'intensification rapide de Sinlaku débute dès lors pour s'achever le 10 septembre à 1200 UTC avec une pression centrale qui chute de 996 à 935 hPa au cœur du système au cours de ces 42 h. En début de RI, les images satellitaires dans les canaux micro-ondes 85 et 37 GHz mettent en évidence une bande spiralée de convection quasi-circulaire située à 220 km du centre, alors que le système est encore au stade de tempête (35 à 45 nœuds). Les données QuikSCAT confirment l'existence d'un second maximum de vent au nord du système et les mesures aéroportées montrent que la circulation dépressionnaire est très étendue, avec un maximum de vent mal défini. Huit heures plus tard, les observations suggèrent qu'un mur de l'œil se forme au sein de cette bande de convection externe qui finira par s'effondrer 10 heures plus tard avec le renforcement du mur principal interne.

La structure de la tempête est donc imprécise à 0000 UTC le 09 septembre, date à laquelle nous choisissons d'initialiser les simulations numériques de Sinlaku. Les paramètres de structure RVM, R34 et ROCI varient entre les centres d'alerte cyclonique, avec une sous-estimation considérable du ROCI pour ce cyclone de grande dimension. Une fois le ROCI ajusté selon les champs analysés de ACCESS-TC, douze expériences de sensibilité sont conduites à moyenne résolution (15 km) en faisant varier le RVM de 45 à 220 km et l'extension de la tempête (R34) de 165 à 335 km. Un rayon de vent maximal de 45 km correspond à la valeur opérationnelle estimée par le JTWC ; elle est associée au mur de l'œil principal qui apparaît et se consolide une fois que Sinlaku a atteint le stade de cyclone. La valeur atypique de 220 km permet de considérer l'importance de l'anneau de convection externe diagnostiqué en début de RI sur les images micro-ondes pour la prévision de trajectoire, de structure et d'intensité du système.

Les résultats révèlent que les prévisions sont peu réceptives à la taille du cyclone telle que définie par le rayon de tempête R34, mais sensibles au rayon initial du vent maximal (RVM). Un œil large, qui se justifie en partie par l'observation satellitaire, produit une prévision d'intensité et de trajectoire plus proche de la réalité (Best track). Il est démontré que la prévision de trajectoire est améliorée par une meilleure représentation de l'effet β dont l'influence croît avec la dimension initiale du mur de l'œil. Sinlaku ayant ralenti durant la période d'intensification, la contribution relative de l'effet β au déplacement du typhon s'est accrue. Les gyres β sont mis en évidence par le nombre d'onde 1 de la fonction de courant (partie rotationnelle du champ de vitesse horizontale). Les gyres apparaissent clairement dans les analyses enrichies par la campagne de mesures TCS08, ce qui a rarement (voire jamais) été démontré pour un cas d'étude réel, les gyres β étant généralement étudiés à l'aide de modèles barotropes. Les gyres sont prévus par le modèle numérique TC-LAPS lorsque le vortex est initialisé par un grand RVM ; leur amplitude est alors comparable aux gyres diagnostiqués dans les analyses. Leur présence, à la fois dans les analyses et dans la simulation initialisée par un grand RVM, permet d'expliquer la déviation vers le pôle et vers l'ouest du cyclone relativement à un flux moyen de grande échelle suffisamment lent.

L'évolution de la structure du vortex est ensuite analysée à plus fine résolution (5 km) pour comprendre les mécanismes dynamiques qui permettent d'expliquer les différences d'intensité prévues entre un vortex de petit œil initial (RVM $=$ 55 km) et un vortex initialisé par l'anneau extérieur de convection (RVM $=$ 220 km). Les moyennes azimuthales des vents tangentiel et radial dans la couche limite et de la vitesse verticale à 700 hPa montrent le développement et le renforcement d'un second mur de l'œil intérieur (avec des VHT), au cœur du cyclone de grand diamètre initial. Ce mur de l'œil

« fusionne » par la suite avec le mur extérieur initialement spécifié, qui se contracte au cours de la simulation. Ces modulations temporaires du profil de vent n'apparaissent pas dans la simulation du vortex de petit RVM, qui s'intensifie exagérément (en dessous de 900 hPa). Ceci suggère l'importance de la bande extérieure de convection présente en début d'intensification rapide de Sinlaku dans les processus internes conduisant au développement du mur intérieur principal. En bref, le modèle ne simule pas un cycle de remplacement du mur de l'œil mais la genèse du mur principal d'un système de faible intensité initiale, au sein d'une bande de convection externe associée à une région initiale de vent maximal, avec apparemment une interaction mutuelle des deux régions de vent maximal pour produire l'intensification.

Au cours de la simulation initialisée par un RVM de 220 km, la distribution radiale du tourbillon relatif transite entre une structure d'anneau et une structure de monopole (Fig. 6.1). Ces changements de structure permettraient d'expliquer le développement rapide des VHT (matérialisées par des zones de fortes ascendances) dans la région de l'anneau où le gradient de tourbillon est positif (i.e. à un rayon inférieur au rayon de vent maximal prescrit) ; leur présence étant associée à une production soudaine de tourbillon relatif et à la formation d'une distribution monopolaire de tourbillon. La transition suivante du monopole vers l'anneau justifierait le renforcement soudain de la circulation tangentielle moyenne, de façon semblable à ce qui a pu être observé dans les simulations de l'ouragan Katrina (Nguyen et al. 2011). L'axisymétrisation et la redistribution des zones de fort tourbillon produites par les VHT depuis le mur de l'œil intérieur naissant vers le mur extérieur initialement prescrit permettrait aussi d'expliquer la « fusion » finale des deux murs. La propagation des ondes de Rossby de vortex et leur rôle dans la transition du vortex entre deux distributions distinctes de tourbillon potentiel n'ayant pas été démontrés durant l'étude, ces aspects en sont restés au stade de discussion scientifique dans l'article.

Les résultats obtenus indiquent qu'il existe des perspectives d'amélioration pour la prévision de trajectoire qui passent par une spécification affinée de la structure initiale du vortex afin d'appréhender correctement l'évolution du cyclone au sein de son environnement, et notamment l'effet beta. La structure initiale du cyclone jouerait également un rôle crucial dans la formation du mur de l'œil principal d'une tempête en phase d'intensification, et donc dans la prévision d'intensité associée. Ce travail fait ressortir un besoin majeur pour la prévision cyclonique : développer des profils analytiques aptes à s'adapter à la structure individuelle de chaque cyclone à un instant donné. Par exemple dans le cas d'une tempête en phase de développement avec deux régions possibles de vent maximal comme Sinlaku, il apparaît nécessaire d'être capable de spécifier ces 2 zones de vent maximal à l'instant initial de la prévision afin de prévoir avec plus de réalisme, et donc vraisemblablement plus de succès, l'intensification future du système. Le développement de tels schémas de bogus bi-polaires améliorerait grandement la prévision d'intensité et de trajectoire des systèmes au stade initial de tempête mais aussi des cyclones en phase de remplacement du mur de l'œil.

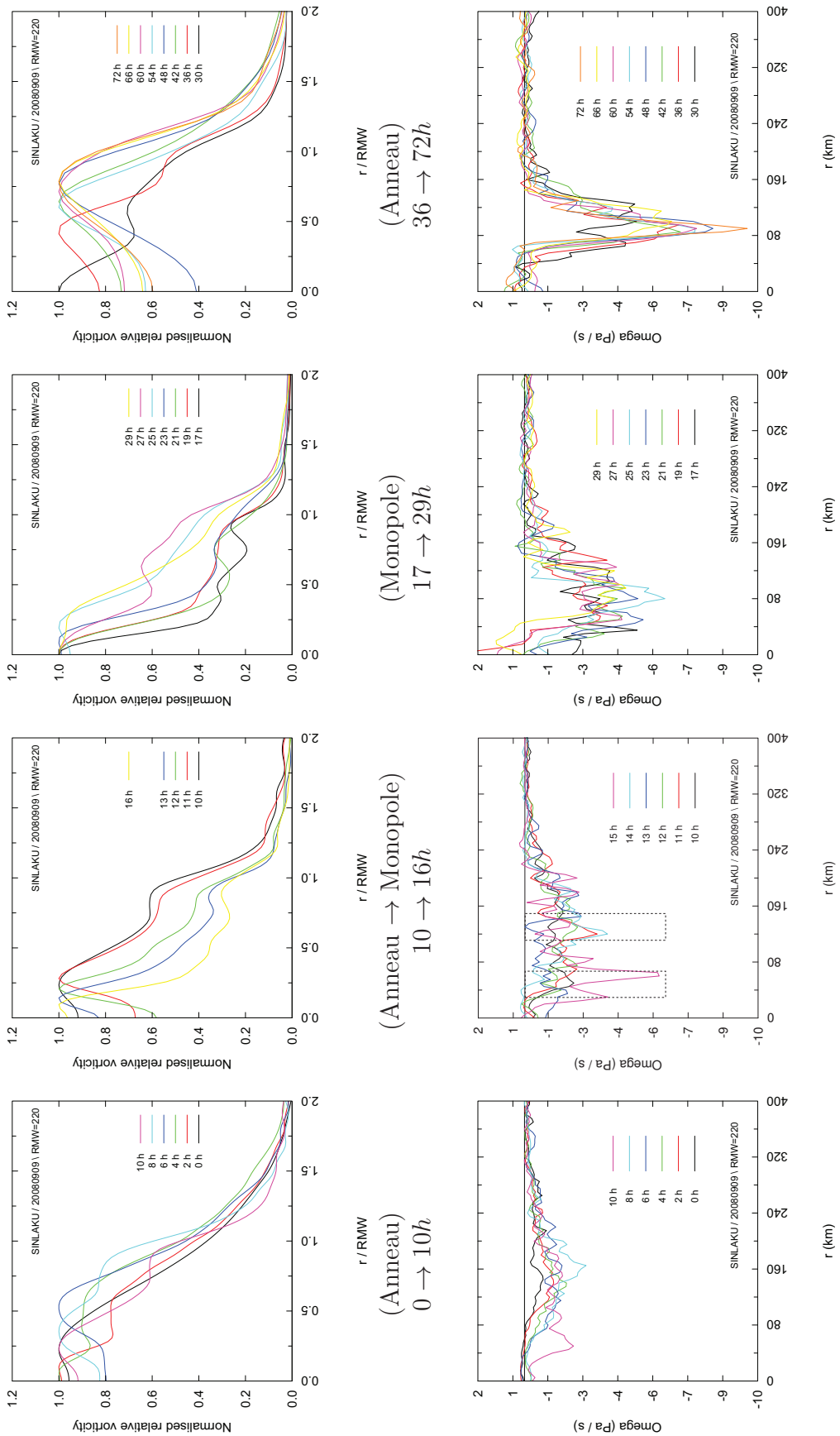


FIG. 6.1 – *Evolution des profils radiaux du tourbillon relatif moyen normalisé (s^{-1}, graphiques du haut) et de la vitesse verticale moyenne ($Pa.s^{-1}$, en bas) dans la couche limite, au cours de la prévision à 5 km de résolution du typhon Sinlaku initialisée par un RVM de 220 km (SS18). Les deux rectangles pointillés sur le deuxième panneau du bas indiquent les zones d'ascendances principales (murs de l'œil) qui fusionnent ensuite.*

Article accepted for publication in MWR on 20/11/2012

Prediction and Diagnosis of the Motion and Rapid Intensification of Typhoon Sinlaku during TCS08 (Tropical Cyclone Structure Experiment, 2008)

Marie-Dominique Leroux *

Centre for Australian Weather and Climate Research, Bureau of Meteorology, Melbourne, Australia.
Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones, Unité mixte CNRS – Meteo-France – Université de La Réunion

Noel E. Davidson, Yimin Ma and Jeffrey D. Kepert

Centre for Australian Weather and Climate Research, Bureau of Meteorology, Melbourne, Australia

ABSTRACT

The impact of initial structure on storm evolution is examined for the case of a tropical storm entering rapid intensification. At the onset of rapid intensification, satellite cloud signatures suggest that the structural organization of Typhoon Sinlaku (2008) was dominated by a primary band of convection present at outer radii. The development of the eyewall subsequently occurred within this band of deep convection.

Numerical forecasts of Sinlaku are initialized at 15- and 5-km resolution using a broad range of vortex scales, at a time when the storm was still weak and its structure not clearly defined. Evidence is presented that beta propagation played a key role in changing the storm's motion under weak environmental steering. It is found that the track forecast improves over the period when beta propagation is prominent if the vortex is initialized with a large radius of maximum wind (RMW), corresponding with the primary outer cloud band. Initial vortex structure is also suggested to play a critical role in the pathway to rapid intensification, and in the formation of the eyewall for the defined environmental forcing. With an initially large RMW, the forecast captures the evolution of structure and intensity more skilfully. Eyewall formation inside the primary outer convective band for the weak storm is illustrated and some possible dynamical interpretations are discussed.

1. Introduction

The capability of numerical atmospheric models to provide skillful forecasts relies on the accuracy of the initial state (Davidson and Ma 2012). This is particularly true for tropical cyclones (TCs) (Kurihara et al. 1995). Unfortunately, over the data-sparse oceanic regions, conventional observations are insufficient to adequately analyze the structure or location of a cyclone inner core. Therefore, bogusing techniques (or "vortex specifications") have been developed to improve the initialization of TCs (e.g., Kurihara et al. 1993; Kwon et al. 2002). They are a key aspect for forecasting the track, intensity, and structure of TCs (Davidson et al. 2006), together with the specification of the initial large-scale environment surrounding the TC (Komaromi et al. 2011), and prediction of its evolution by the model (Bender et al. 1993; Davidson et al. 2006). Recent TC initialization procedures have benefited from further improvements. They include vortex specification from Advance Microwave Sounding Unit (AMSU-A) data (Zhu et al. 2002), variational assimilation of satellite derived-data (Xiao et al. 2000; Montroty et al. 2008; Liu and Li 2010), variational bogus data assimilation (Zou and Xiao 2000; Pu and Braun 2001; Wu et al. 2006), and vortex initialization based on the ensemble Kalman filter (e.g., Wu et al. 2010).

The idealized bogusing approach consists of inserting a synthetic three-dimensional vortex into the model analysis. The bogus is constructed to fit real-time estimates of storm size and intensity. A common scale for vortex size is the radius of maximum wind (RMW), while prevailing measures of storm size include the radius of gale-force wind (R34) and the radius of the outer closed isobar (ROCI). A number of methods based on satellite sensors have been developed to retrieve such types of information (Dvorak 1975; Mueller et al. 2006; Knaff and DeMaria 2006). However, there are still large uncertainties in the estimates of structure parameters, particularly for weak storms.

The large diversity of storm structure was highlighted by Samsury and Zipser (1995) with aircraft wind profiles: secondary wind maxima are some-

times present in TCs within outer convective rainbands and vary in position and strength. Now that assimilation of bogus data has been shown to have a positive impact on TC intensity prediction for many numerical models in most situations, details in the structure of the idealized bogus need more attention from research and development. This is obvious for weak storms, or for storms undergoing a secondary eyewall cycle at the initialization time. An important result is given by Xu and Wang (2010), who showed that simulated inner-core size is largely determined by initial vortex size. Semi-idealized simulations of a suite of modified Rankine vortices defined by RMW and wind profile decay factors suggest that improved initialization in the outer wind region might affect intensity and track forecast (Cao et al. 2011). In addition Ma et al. (2012) described the impact of vortex structure on TC prediction during some events. They noted too that (i) the model retains the general characteristics of the initial vortex and (ii) the pathway to intensification can be sensitive to initial vortex structure. Questions then follow: How can the structural characteristics of a storm influence the pathway to its intensification for the same environmental forcing? Are there instances when storm structure plays an important role in the motion?

Storm tracks are mainly driven by environmental steering and by the beta effect (Holland 1983; Chan and Williams 1987). Nondivergent, barotropic model experiments with no basic current showed that horizontal advection of planetary vorticity by the symmetric vortex circulation produces an asymmetric circulation composed of an anticyclone east of the center, and a cyclone to the west (Fiorino and Elsberry 1989). These west-east aligned β-gyres, typically centered $600 - 700$ km away from the cyclone, generate a nearly uniform broad-scale southerly flow across the TC. Nonlinear advection of these gyres by the vortex flow subsequently twists the interior region between the gyres and orients the advective flow across the TC toward the northwest rather than poleward; as a result, more cyclonic vortices move more westward. The authors indicated that the storm is advected primarily by the flow between the gyres, which covers the area of significant cyclonic circulation. The northward component can spread out to 10° (Carr and Elsberry 1992) whereas the westward twist of the gyres mostly occurs over the inner-core region of the storm (e.g., Fig. 2 of Carr and Elsberry 1992). The total northwestward propagation, also called "beta drift", was found to increase with both the maximum wind speed and the radius of maximum wind (Chan and Williams 1987), together with the outer-core wind speed (Carr and Elsberry 1997). In theory, the β-effect propagation can therefore contribute significantly to TC motion (by 1 to 3 m s^{-1} order magnitude, Fiorino and Elsberry 1989), especially when environmental influences are small and when the storm is large. To adequately resolve the β-gyres associated with TCs moving in weak ambient flows, Reeder et al. (1991) showed that a 100-km data network was required, which we have in this study (from in situ measurements during a field experiment).

Despite significant improvements in TC track forecasts over the past few decades (Franklin 2008), anticipating sudden intensity changes remains challenging. Kaplan and DeMaria (2003) defined Rapid Intensification (RI) for a system beyond the depression stage, when its maximum sustained surface winds increase by 30 kt (15.4 m s^{-1}) in the course of 24 hours. The main factors influencing TC intensification are known to be ocean heat fluxes (Emanuel 1986; Shay et al. 2000; Lin et al. 2005) and environmental forcing (Molinari and Vollaro 1989; Hanley et al. 2001; Ritchie and Elsberry 2007; Davidson et al. 2008). Internal processes and asymmetries that modify the vortex structure have also been documented to explain TC intensity changes. They include concentric eyewall cycles (Willoughby 1990), vortex Rossby waves (Montgomery and Kallenbach 1997; Wang 2002), the dynamics of eyewall mesovortices and the mixing of potential vorticity in the TC core (Schubert et al. 1999; Kossin and Schubert 2001; Hendricks et al. 2009), as well as Vortical Hot Towers (VHTs, Montgomery et al. 2006). Recently Nguyen et al. (2011) examined internal structure changes during the rapid intensification of Hurricane Katrina (2005) from high-resolution ensemble simulations. The inner-core vortex appeared to vacillate between two distinct states characterized by a monotonic potential vorticity distribution with VHTs dominating at inner radii, or a ring-like structure. The mean circulation intensified rapidly when the potential vorticity anomalies associated with the VHTs were axisymmetrized to form the ring structure.

The present study investigates the sensitivity of track and intensity prediction to initial storm-size parameters for the case of Typhoon Sinlaku (2008), whose structure was not well defined at the onset of rapid intensification. This is an attempt to understand which structure parameters could be of potential importance in the subsequent development and movement of an initially weak storm. Sinlaku developed in the northwest Pacific during the international campaign Tropical Cyclone Structure

2008, TCS08 (Elsberry et al. 2008). Our model initial and boundary conditions therefore benefit from an enhanced observational data set expected to improve prediction of the large-scale environment. The paper is organized as follows: Section 2 illustrates the observed evolution of Sinlaku during and right after RI (environment, intensification, structure, and track). Section 3 describes the setup for numerical sensitivity experiments on vortex initialization. Results on track prediction are presented and analyzed in section 4, while section 5 focuses on the prediction of intensity with complementary high-resolution experiments to investigate structure changes. Section 6 presents a summary and outlines possible future investigations.

2. The observed evolution of Typhoon Sinlaku

a. A favorable environment for RI

Figure 1 displays Sinlaku track and intensity estimates from IBTrACS (Knapp et al. 2010). After the storm was named at 1800 UTC 8 September 2008 by the Japan Meteorological Agency, it rapidly intensified until 1200 UTC 10 September. A 42-h pressure fall of 61 hPa from 996 hPa was associated with RI (Fig. 1a). Maximum winds intensified from 35 kt (18 m s^{-1}, tropical storm stage) to 100 kt (51 m s^{-1}, typhoon stage).

From 9 to 12 September, large ocean heat content (not illustrated), enhanced poleward and equatorward outflow channels (not illustrated), as well as low vertical wind shear (Figs. 2a-d) are conducive to TC intensification. Wind analyses from the Australian Community Climate and Earth-System Simulator (ACCESS-G, Puri et al. 2010) show that environmental conditions are also favorable at 850 hPa (Fig. 3, left panels). The monsoon westerly flow accelerates and extends from over the Bay of Bengal into the northwest Pacific (grey shading), and monsoon gyres (Chen et al. 2008) can be seen. This is beneficial for generating and maintaining large typhoons in the northwest Pacific (Lee et al. 2010). The contribution of the monsoon amplification to the rapid intensification of Sinlaku will be reported in a companion study.

b. Track analysis

From 10 to 12 September, Sinlaku is situated in between two large deep-layer anticyclones located over China and the northwest Pacific (Figs. 3c,e). The lack of a dominant steering flow results in a winding course of the storm (Fig. 2e). Hodographs in Fig. 2 show winds averaged over a 200 − 800 km storm-centered annulus, without removing the storm vortex, following Kaplan and DeMaria (2003). A smaller radius such as 500 km is regarded as inapplicable for this large storm (ROCI around 400 km). The environmental steering estimated over a 200 − 800 km annulus excludes the vortex symmetric circulation but is somewhat contaminated by the inclusion of a significant portion of the meridional flow between the hypothetical gyres (Carr and Elsberry 1992, see their Fig. 3 and related discussion).

From 9 to 11 September, the observed storm motion is consistent with the mean steering flow in the 850 − 250 hPa layer (Figs. 2a-c). The east-northeastward steering current at upper-levels increases from 9 to 10 September, as the storm moves further north under the consolidating upper-level anticyclone. At low levels, the monsoon westerlies strengthen from 10 to 11 September while easterlies north of the system weaken (Figs. 3c,e). Therefore the low-level steering component to the west decreases (Fig. 2c) which induces a slight eastward shift in the storm's zonal motion (Fig. 2e). Track direction starts shifting again to the north-northwest by 1200 UTC 11 September (Fig. 2e). However, the large-scale steering flow has decreased and suggests a nearly pure 1.5 m s^{-1} northward translation of the storm on 12 September (Fig. 2d). It departs significantly from the observed 3.6 m s^{-1} northwestward motion that is larger than the environmental wind at any level (Fig. 2d).

A dynamical analysis of vortex motion is performed based on analytic theories conducted on barotropic vortices (Fiorino and Elsberry 1989; Chan and Williams 1987; Carr and Elsberry 1997). Even when Sinlaku is weak, the vortex is well represented in the analyses (Fig. 3, left panels). It indicates that experimental observations (such as scatterometer data) have sufficiently enriched the model background field to investigate the β-gyres (Reeder et al. 1991). The wavenumber-one asymmetry of the total streamfunction averaged over the 850 − 700 hPa layer is extracted using a Fourier analysis (Fig. 3, right panels). Considering the weak steering current, the large-scale flow is not extracted (a possible extraction is described in Weber and Smith 1995). Therefore, the asymmetric field contains both the basic state plus the non-linear interaction of the storm with its environment (the prospective β-gyres).

At 0000 UTC 10 September, the vortex develops a wavenumber-one asymmetry consisting of a pair of large-scale counterrotating gyres (Fig. 3d) that was not seen 24 hours earlier (Fig. 3b). They are oriented southwest-northeast and centered about

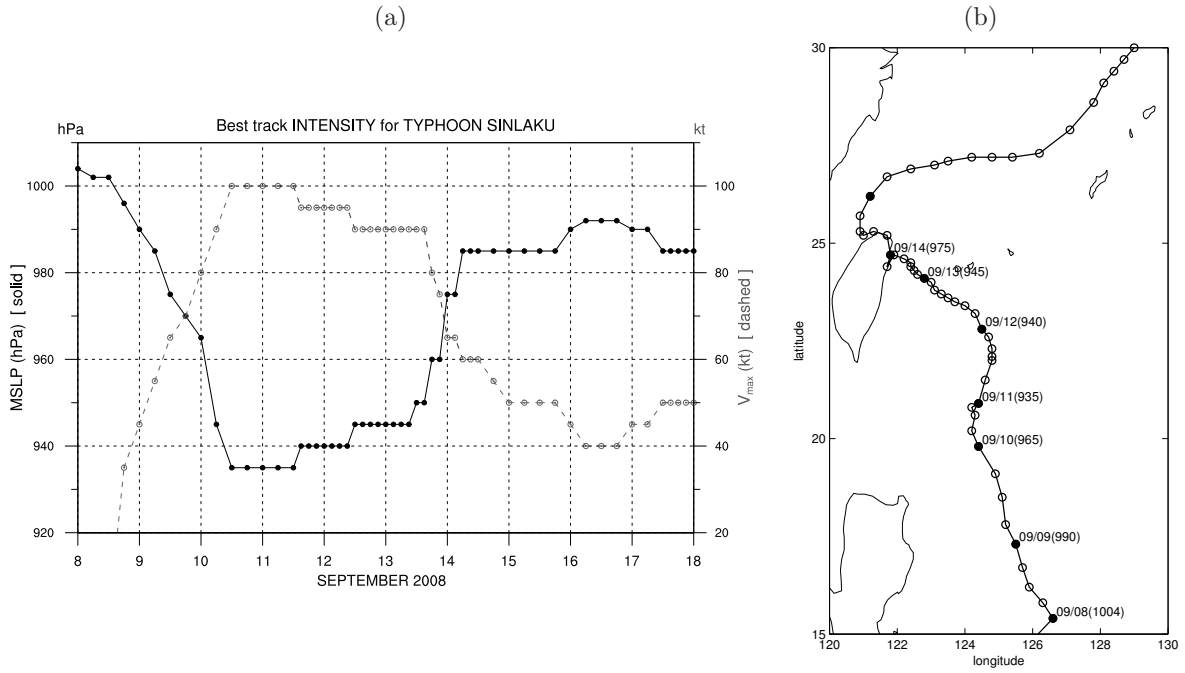


FIG. 1. Best track estimates from IBTrACS for Typhoon Sinlaku from 0000 UTC 8 Sep to 0000 UTC 18 Sep 2008 at 3 to 6-h intervals; (a) intensity: units are hPa for central mean sea level pressure MSLP (solid line, left axis) and knots for maximum wind speed (dashed grey line, right axis); (b) track of the storm center: units are degrees latitude-longitude; noted in parenthesis after each day is the central pressure at 0000 UTC.

600 km away from Sinlaku. At 0000 UTC 11 September, Sinlaku has reached maximum intensity and is undergoing an eyewall replacement cycle (see next paragraph). The scale of the vortex and the gyres, centered 700 km from the cyclone, increases, and the asymmetric flow across the vortex center is now directed toward the north-northwest (Fig. 3f). At 0000 UTC 12 September, the vortex continues expanding. Negative/positive streamfunction anomalies oriented southwest/northeast are still apparent (Fig. 3h) though highly distorted from the non linear interaction of Sinlaku with its environment (including the planetary vorticity). The distorting influence from the β-effect is greater as winds from the south (north) on the east (west) side of the vortex advect smaller (larger) earth vorticity values in the larger mature storm (Carr and Elsberry 1997).

Though embedded in the synoptic flow, the diagnosed gyres are found closer to the TC core than the low-level monsoon gyre to the south west and the anticyclonic features to the east. Anomaly pairs translate with the TC over a 24-h period but keep an earth-fixed orientation (Franklin et al. 1996) and the appropriate location and orientation for model β-gyres of vortices in a quiescent environment. Such features are therefore likely to be the result of vortex-beta interaction. In any case, this may explain the significant departure of Sinlaku's motion from southerly steering at 0000 UTC 12 September (Fig. 2d). The respective contributions of the model and the observations in determining the occurrence of the β-gyres were not assessed. However, we believe the gyres existed in nature for Sinlaku and this assumption is supported by the storm's best track.

In conclusion, Sinlaku's observed motion-change from the north-northeast to the north and finally to the northwest is attributed to changes in the environmental flow, and to the increasing influence of the β-propagation as environmental steering weakens and the structure and size of the vortex changes. Once the eyewall replacement cycle starts around 1200 UTC 10 September (see next paragraph), storm winds become strong enough at large radii for the β-effect propagation to increase (Carr and Elsberry 1997), reach a 2 m s^{-1} order of magnitude similar to the large-scale steering flow, and resist the eastward motion that is induced by the large-scale environment.

c. The evolving structure of Sinlaku

Passive microwave imagery (Fig. 4) outlines Sinlaku's evolving structure during RI and afterwards. Both the SSMIS (Special Sensor Microwave Imager Sounder) 91-GHz channel and the AMSR-E (Ad-

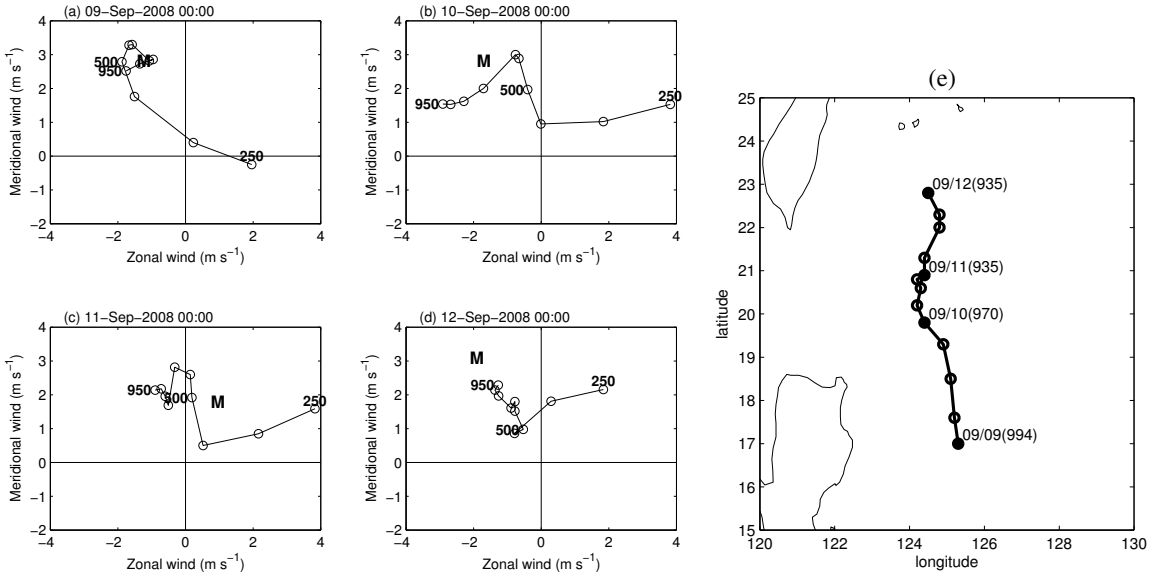


Fig. 2. (a-d) Environmental hodographs for Sinlaku showing the wind shear processed from ACCESS-G analyses from 0000 UTC 9 Sep to 0000 UTC 12 Sep 2008 at 24-h intervals. The motion of Typhoon Sinlaku (from IBTrACS) is indicated by the M label. Winds are averaged over a 200-800 km annulus centered on the storm, at each pressure level from 950 to 250 hPa; heights shown are hPa levels. (e) As in Fig. 1b but for the period 9-12 Sep 2008.

vanced Microwave Scanning Radiometer) 89-GHz channel images are selected to minimize temporal sampling issues. Their microwave channels are similar in resolution and frequency to the 85-GHz on SSMI. Ice scattering reveals areas of deep convection displayed in the red shades while dark blue areas correspond either to emission from land or from low-level clouds. Such imagery allows high-resolution mapping of eyewall(s) and rainbands that do not appear in visible and infrared data. Additional details about the TC structure are revealed by the 37-GHz channel that can distinguish shallow convective rainbands, which appear as cyan, from deep convection, highlighted in pink (Fig. 4). Shallow rainband structure has been shown to be crucial in the development of initial periods of RI (Kieper 2008). Aircraft operations also sampled some structural parameters twice during the rapid intensification of Sinlaku. Mission scientist reports from the US Air Force Hurricane Hunter WC-130J are available at `http://catalog.eol.ucar.edu/tparc_2008/missions/index.html`.

At the beginning of RI, around 2200 and 2300 UTC 8 September, both 37- and 91-GHz images (Figs. 4a,b) indicate a Primary Band of Convection (PBC) located 220 km away from a large circulation center, and a possible nascent eye. This band of precipitation appears very nearly as a closed ring and is composed of shallow (deep) convection in the northern (southern) region (Fig. 4a). A shift in core dynamics (Kieper 2008) occurs with the onset of rapid intensification (defined here as the period from 1800 UTC 8 September to 0000 UTC 9 September). Shallow convective precipitation develops in the inner region of Sinlaku (0910 UTC 9 September, Fig. 4d), inside of the PBC that dwells at an averaged 180-km radius with heavier precipitation (Fig. 4e). Some 10 hours later, the primary convective band is atrophying while deep convection is establishing in the inner ring that intensifies (Figs. 4f,g). This is similar to the general trend in structural organization of rapidly-intensifying storms (Kieper 2008).

The aircraft mission around 0500 UTC 9 September reported a "ragged eyewall" (US Air Force scientist report), visible on Fig. 4c. Havel (2009) identified a broad center from the radial distribution of surface and flight-level winds: the wind distribution is highly asymmetric and the relative wind maxima are not well defined, located at 45 km in the eastern sector and out to 130 km in the southern quadrant.

The inner ring of intense precipitation consolidates to become a closed eyewall just before the completion of RI (0913 UTC 10 September, Fig. 4h). The apparent 1-degree diameter of this narrow eyewall is confirmed by a second mission (from 0500 UTC to 0830 UTC) which mentioned a "ragged but distinguishable nearly circular eyewall with radius of about 25 nm (46 km)". The new outer spiraling bands visible in Fig. 4h start to merge afterwards, resulting in an eyewall re-

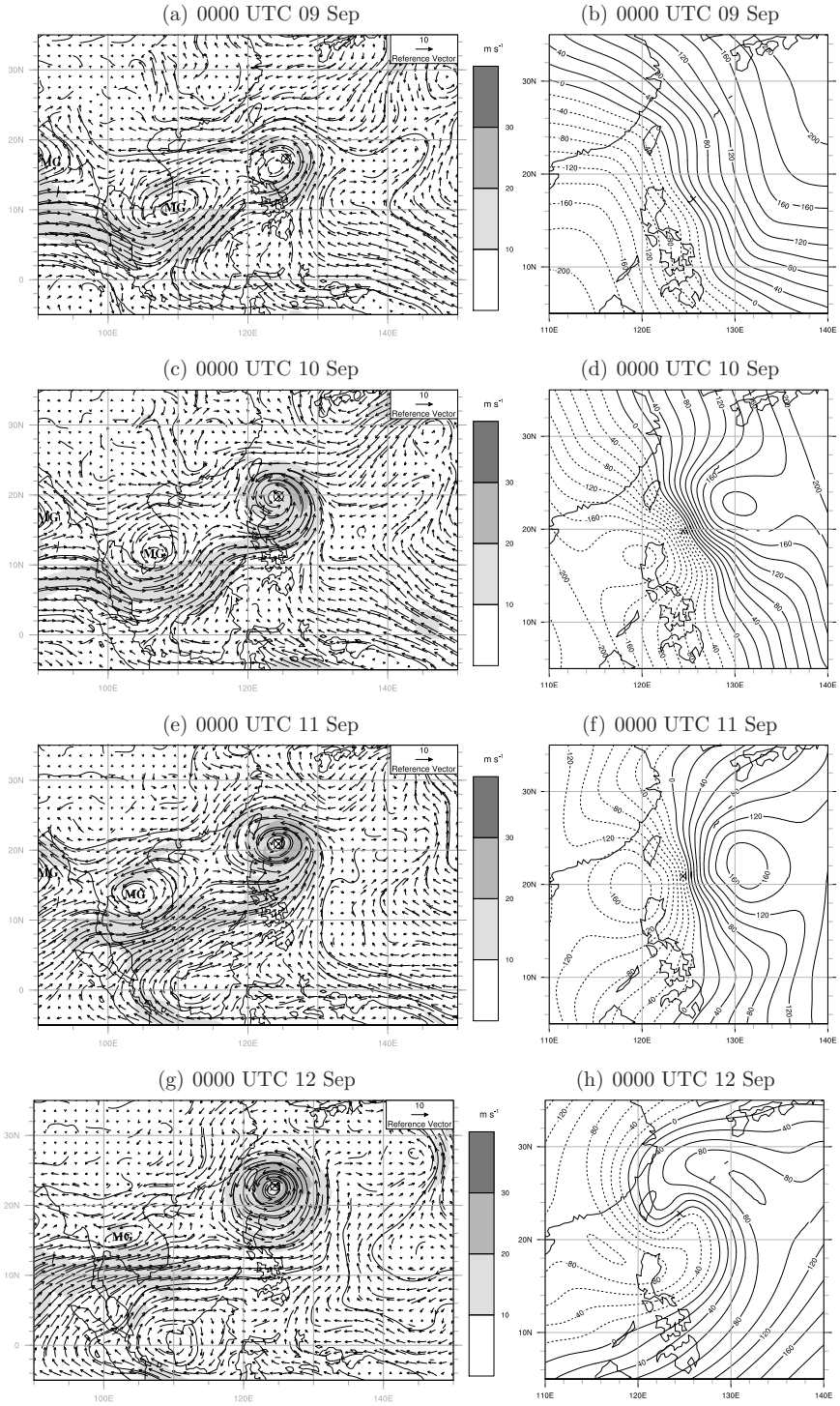


FIG. 3. ACCESS-G objective analysis from (top) 0000 UTC 9 Sep to (bottom) 0000 UTC 12 Sep 2008 at 24-h intervals of (left) 850-hPa wind (shaded) and corresponding vectors (arrows), and (right) the wavenumber-one asymmetry of the $850 - 700$-hPa layer mean streamfunction (2×10^4 m^2 s^{-1}; positive, solid; negative, dotted). The contour interval is 20 from 0 to 200 and 50 from 200 to 300. The location of Typhoon Sinlaku (from IBTrACS) is indicated by a cross. Monsoon gyres are indicated by MG labels.

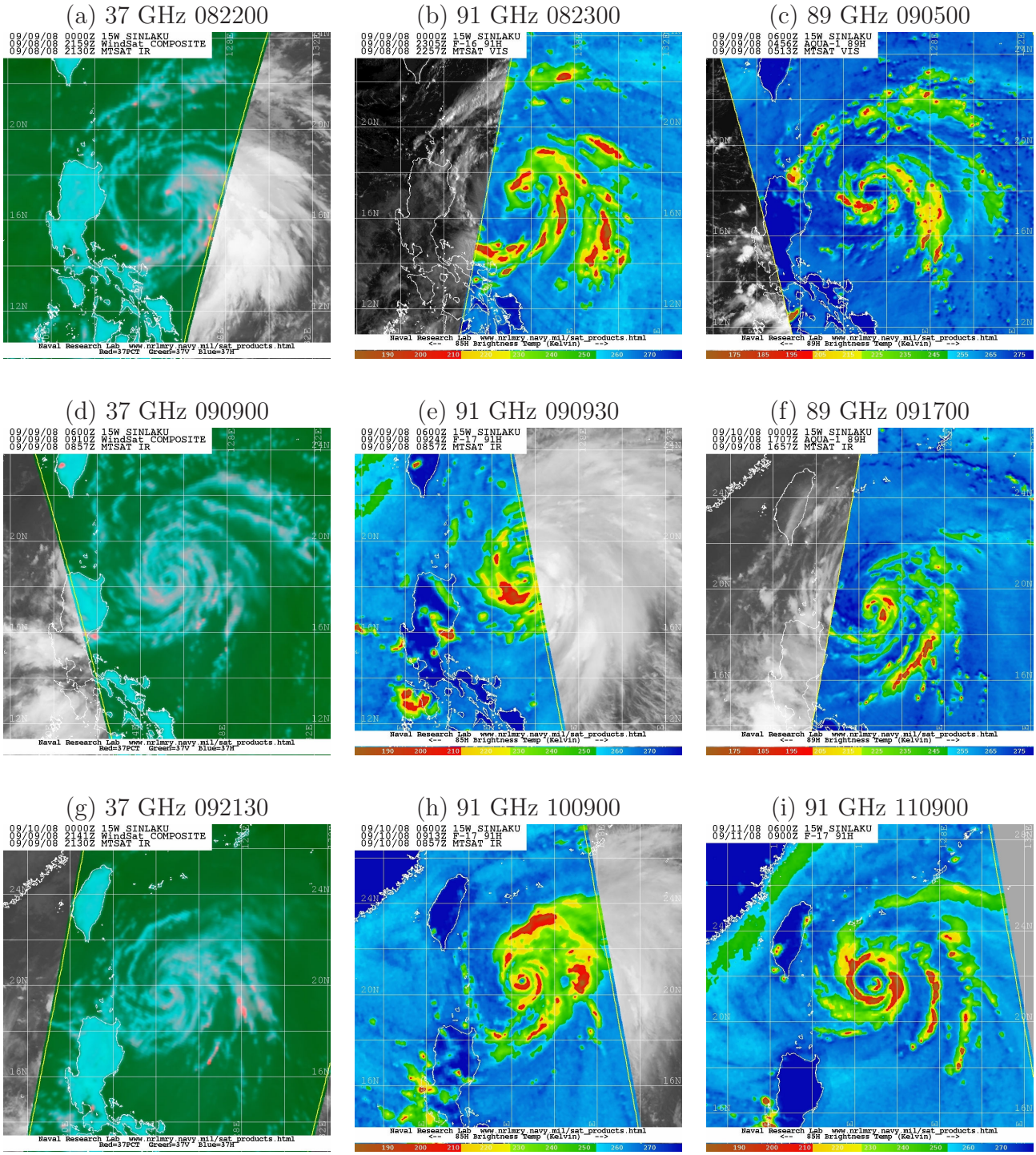


FIG. 4. Microwave imagery from the SSMIS 91-GHz, AMSR-E 89-GHz, and Windsat 37-GHz channels showing the horizontal distribution of the brightness temperature (in Kelvin) around Typhoon Sinlaku at the approximate times: (a) 2200 UTC, and (b) 2300 UTC 8 Sep; (c) 0500 UTC, (d) 0900 UTC, (e) 0930 UTC, (f) 1700 UTC, and (g) 2130 UTC 9 Sep; (h) 0900 UTC 10 Sep; (i) 0900 UTC 11 Sep 2008. The microwave images are overlaid on MTSAT visible or infrared images around the same time. Grid lines are drawn every 2° latitude-longitude. Images courtesy of the Naval Research Laboratory. Source: *http://www.nrlmry.navy.mil/tc_pages/tc_home.html*.

placement cycle (Shapiro and Willoughby 1982; Willoughby et al. 1982). The cycle starts right after RI (near 1200 UTC 10 September), when the surrounding ring of convection takes shape, and ends around 2200 UTC 11 September, once the inner eyewall has collapsed entirely (and the remaining thick eyewall only contracts a few more kilometers). Two nearly concentric eyewalls are visible at 0900 UTC 11 September, extending to about 20 km and 100 km respectively (Fig. 4i).

d. An uncertainty for structure parameters at the onset of RI

According to the cloud signatures identified on Figs. 4a and 4b, the structural organization of the weak storm (35 to 45 kt) at the initial period of rapid intensification (from 1800 8 September to 0000 UTC 9 September) may be dominated by the PBC present at outer radii (220 km). A distant secondary wind maximum was depicted by the Quikscat data at 2100 UTC, at least in the northern quadrant of the PBC (`http://tparc.mri-jma.go.jp/qscat/figures/200809/qs.08090821.png`). Also, early on 9 September the WC-130 mission witnessed that the circulation was still broad, with winds spread out to large outer radii and the wind maximum not well defined (Havel 2009). There is therefore an uncertainty for the radius of maximum wind at 0000 UTC 9 September; it is inferred that a secondary wind maximum could have been associated with the PBC (Samsury and Zipser 1995).

The subsequent evolution of storm structure, witnessed in the satellite images and aircraft observations, suggests that an eyewall forms a few hours later within the encircling outer convection (around 0500 UTC 9 September), and later consolidates as the main eyewall once the storm has almost finished intensifying (around 0900 UTC 10 September). Section 5c will further investigate the dynamical processes associated with eyewall formation inside of the PBC.

3. Model setup and sensitivity experiments

The structure of Sinlaku at the beginning and during rapid intensification is interesting for addressing the sensitivity of intensity and track forecast to initial storm structure. This section presents the numerical tools used to initialize 72-h forecasts at 0000 UTC 9 September 2008 with various initial wind distributions.

a. Numerical model

Forecasts are run using the Australian Bureau of Meteorology's hydrostatic Tropical Cyclone Limited Area Prediction System (TC-LAPS, Davidson and Weber 2000). It utilizes high-order numerics and advanced physical parameterizations including a bulk explicit microphysics scheme and a mass flux convection parameterization. The TC-LAPS model was operational over the Australian Region and northwest Pacific between 1999 and 2009 and was quite competitive by international standards: mean track and intensity errors at 48 hours were respectively 261 km and 22 hPa (Davidson et al. 2006).

Numerical experiments are carried out at 15 and 5-km horizontal resolution using a triply nested relocatable mesh with 29 vertical levels and full-physics. With 300×300 grid points, the 15-km resolution domain ranges from 0° to 45°N, and from 100° to 145°E. The 5-km resolution grid stretches from 10° to 30°N, and 120° to 140°E (400×400 points). The fine-mesh forecast is one-way nested in the coarse grid.

The storm center is diagnosed at the minimum surface pressure location in model outputs. Other methods such as 850-hPa maximum cyclonic vorticity give consistent results and suggest that within the precision we are working, the radial structure is not significantly sensitive to the center location.

b. Vortex Specification

The TC-LAPS model uses a unique and sophisticated vortex specification (Davidson and Weber 2000; Davidson et al. 1992). It includes the construction of a synthetic three-dimensional vortex from which "synthetic observations" can be extracted at different radii. That vortex is built using an analytical surface pressure profile (described in section 3c) together with information contained in operational advisories from TC warning centers (past and present location, central pressure, storm size as defined by the ROCI). The current movement of the storm is added to create vortex asymmetries (e.g., Bender 1997).

A coarse-resolution analysis (and forecast) is first obtained by filtering out the misplaced TC circulation and assimilating synthetic vortex data in the large-scale analysis obtained from ACCESS-G (Puri et al. 2010). A subsequent initialization for fine-mesh prediction is conducted. Synthetic observations are extracted at smaller radial intervals and merged with conventional observations. They are assimilated at high-resolution into the coarse-

resolution bogused analysis. The synthetic vortex does not explicitly include a secondary circulation and the associated ascent field, nor a TC boundary layer where gradient wind balance cannot be assumed. Diabatic dynamical nudging allows the generation of such important features. The forecast model runs from 24 hours prior to the base time of the forecast, and is nudged towards the 6-hourly objective analyses that include the synthetic vortex. At high resolution, only weak nudging is performed on the surface pressure and analyzed vorticity.

In short, the benefits of the diabatic, nudging initialization are that the initial condition will contain: an accurate representation of the environment, a vortex circulation consistent with the observed characteristics of the storm, a secondary circulation, boundary layer structure, and vertical motion field consistent with the primary circulation, and a vortex which is mostly in balance and consistent with the model's resolution, dynamics and physics (Davidson and Weber 2000).

c. Bogus

The symmetric vortex is built using a revised version of the original Fujita (1952) surface pressure profile. Developed on an extended best track data set, it fits well vortex intensity and structure estimates: central pressure (p_c), maximum wind (VMAX), RMW, R34 and ROCI. The pressure profile is given by Ma et al. (2012):

$$P = 1 - [1 + \varepsilon(\frac{r}{r_{cm}})^{\lambda}]^{-\frac{1}{\varepsilon}} \tag{1}$$

where r_{cm} is the radius of maximum cyclostrophic tangential wind, and $P(r)$ represents the normalized surface pressure profile following Schloemer (1954) to remove variations due to differing central and ambient pressures:

$$P = \frac{p - p_c}{p_\infty - p_c} \tag{2}$$

where p is pressure at radius r, p_c the central pressure, and p_∞ the environmental pressure (represented by the pressure of the outermost closed isobar (POCI) plus a 1 hPa positive adjustment).

The coefficients ε and λ are derived from maximum cyclostrophic (v_{cm}) and gradient wind ($v_g(r)$) at specific radii:

$$v_{cm} = \sqrt{\frac{p_\infty - p_c}{\rho}\lambda(1+\varepsilon)^{-\frac{1}{\varepsilon}-1}} \tag{3}$$

$$v_g(r) = -\frac{rf}{2} + \sqrt{\frac{r^2 f^2}{4} + \frac{p_\infty - p_c}{\rho}\lambda(\frac{r}{r_{cm}})^{\lambda}[1+\varepsilon(\frac{r}{r_{cm}})^{\lambda}]^{-\frac{1}{\varepsilon}-1}} \tag{4}$$

where f is the Coriolis parameter, and ρ the air density. While v_{cm} and r_{cm} can be obtained directly from TC advisories (the difference with VMAX and RMW is of small order), ε and λ cannot be obtained analytically. In practice possible pairs of coefficients are tested (Ma et al. 2012) to fix winds at some specified outer radii, for example 34 knot winds at R34, and thus build the vortex outer structure from observationally-based operational estimates.

Equations (3) and (4) indicate that this idealized profile $P(r)$ relies on three intensity parameters (VMAX, p_c, POCI) and two size parameters (RMW, R34). While p_c and ROCI are systematically estimated in operational advisories, other parameters can be absent or uncertain (RMW, R34). Therefore, an additional relation described by Weber (2006) is needed in the operational routine. From TC advisories, this model automatically calculates the key parameters VMAX, POCI, RMW and R34 that are needed to construct the synthetic vortex. From p_c and ROCI, as well as the storm center latitude, the model retains the POCI from the large-scale objective analysis. A consistent set of storm parameters (VMAX, p_c, POCI, RMW, R34) is then computed by integration of the f-plane gradient wind equation for an inertially-stable, axisymmetric, tangential wind profile. To sum up, this vortex specification scheme allows direct evaluation of the forecast sensitivity to RMW and R34 because the vortex-size parameters can be easily adjusted independently of each other and independently of p_c and ROCI.

d. Set of experiments

Sinlaku is still weak (45 kt, 990 hPa) at 0000 UTC 9 September, right after the onset of RI, and the storm structure is not clearly defined (section 2c). There is considerable uncertainty in storm size estimates and the real-time values for RMW and

ROCI differ substantially between warning centers. Is the forecast influenced by such uncertainty?

Original estimates for the ROCI are 185 km (Darwin Tropical Cyclone Warning Centre) and 370 km (Joint Typhoon Warning Center). The ROCI can be difficult to estimate in real time as it is not a well-defined quantity and aircraft reconnaissance was not available for outer regions. Therefore, the ROCI is revised to 400 km based on ACCESS-G analyses. This value provided a more reasonable representation of Sinlaku's observed intensification in early 15-km resolution simulations (not illustrated).

The large-scale flow is reasonably well depicted by the model (not illustrated), which suggests that improvements in track prediction are likely to be found in vortex structure initialization rather than in improved depiction of the large-scale environment in this case. The 15-km resolution forecast is insensitive to the kind of boundary conditions (interpolated ACCESS-G analyses or coarse-resolution forecast).

A hierarchy of 72-h forecasts, initialized with a broad range of RMW and R34 values, is consequently run at 15-km resolution (Table 1, simulations SM6 to SM18). Parameters are scaled around the mean numbers obtained from Weber's statistical model (2006) using a 400-km ROCI and estimates of p_c issued by the Darwin TC Centre. Initial RMW values (Table 1) may be compared to operational estimates (55 and 46 km for the Darwin and Joint Typhoon Warning Centers respectively). The three intensity parameters (VMAX, p_c, POCI) are untouched and preserved in all simulations. The rationale for testing a broad range of vortex scales is that the motion is not sensitive to details of the inner core, but may be influenced by vortex structure at larger radii (Carr and Elsberry 1997), including the location of the radius of maximum wind. The use of rather large RMW values can be justified from the satellite cloud imagery, which indicates multiple convective bands, with possibly associated multiple wind maxima (section 2c).

Forecasts at 5-km resolution are further used to simulate the role of the PBC (Figs. 4a and 4b) in the future evolution of storm structure and intensity. Vortices initialized with either $RMW = 220\,km$ (SS18), corresponding to the observed encircling outer convective band, or $RMW = 55\,km$ (SS15), corresponding to the eyewall that develops and consolidates within the PBC, are compared. These forecasts are nested in the corresponding 15-km resolution simulations SM15 and SM18, and run using the same bulk explicit microphysics and convective parameterization (Table 1).

Diagnoses consist of verifying track and intensity forecasts and how their accuracies change with evolving vortex-size parameters. Relevant questions are: Does TC-LAPS reproduce the RI period? Has the initial vortex structure any role to play in the track (section 4), intensity and structure forecasts (section 5)? If so, what are the critical vortex parameters and the corresponding dynamical mechanisms?

4. Impact of vortex initialization on the track forecast

a. *Track forecast*

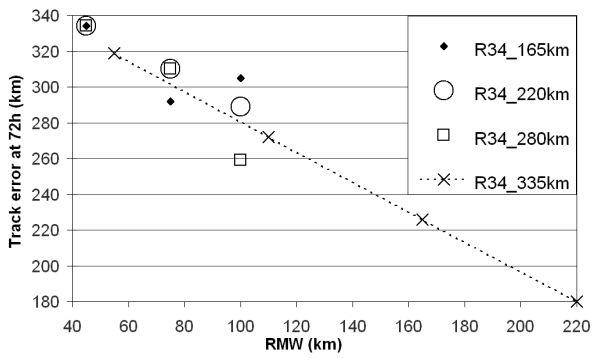


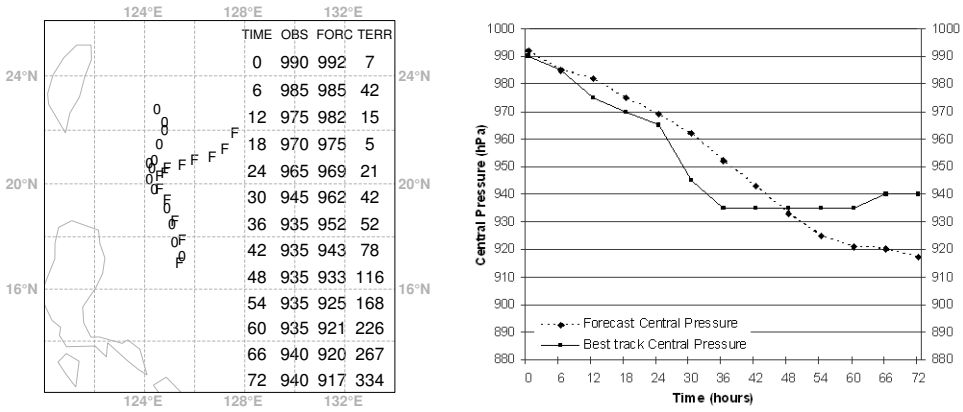
FIG. 7. 72-h forecast track error (km) vs initial RMW (km) for 0.15°-resolution experiments SM6 to SM18 (Table 1). Experiments are classified by groups of initial R34 values as indicated in legend.

Large RMW initializations consistently improve the track forecast beyond 1200 UTC 10 September, due to a better representation of the motion change from east to north during the β-effect period (Figs. 5 and 6, left panels). A scatterplot of 72-h track errors versus initial RMW (Fig. 7) highlights this trend which stays true for smaller R34 values (experiments SM6 to SM11). The 72-h error between SM15 and SM18 is reduced by 40%. The rather small degradation found at short lead times stands within the noise of any numerical prediction system (it averages out to 7 km over the whole 0-36 h period for SM6 to SM18 simulations).

Note that all other numerical weather prediction guidance based on 0000 UTC 9 September also showed a forecast track to the right of the observed track beyond 36 hours, indicating that the error pattern was not an artefact of TC-LAPS, but rather that there was a systematic error in track forecasts which may have been associated with incorrect vortex structure (defined by vortex size) or incorrect steering flow. By perturbing the monsoon trough or weakening the midlatitude trough north of Sinlaku, Komaromi et al. (2011) obtained large

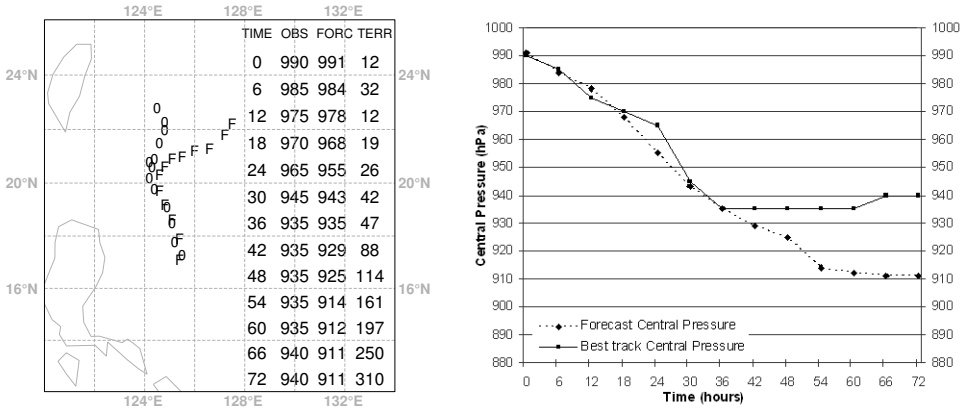
(SM12)

RMW = 45 km



(SM13)

RMW = 75 km



(SM14)

RMW = 100 km

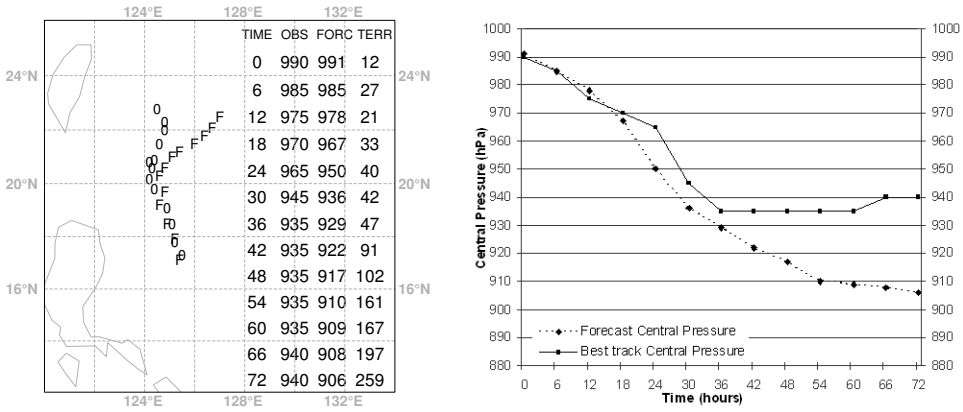
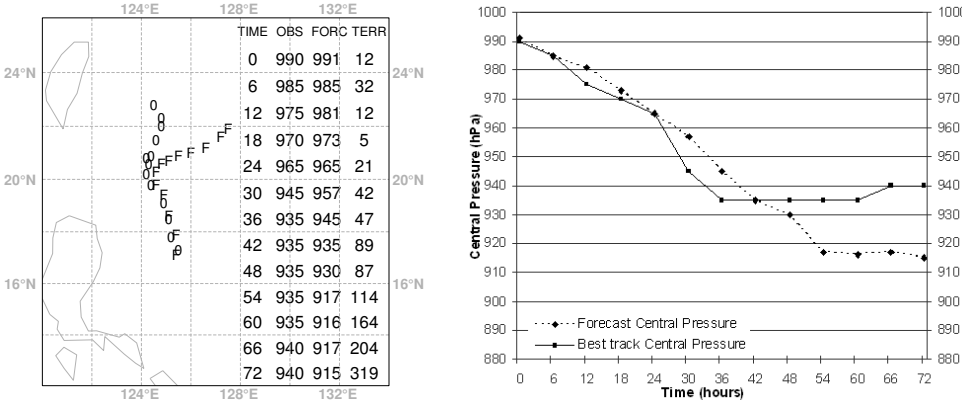


Fig. 5. Typhoon Sinlaku observed (O) and predicted (F) track (left) and central pressures (right) from base time 0000 UTC 9 Sep 2008. The 0.15°-resolution 72-h forecasts (SM12, SM13, and SM14) are initialized with R34 = 280 km and different RMW values as indicated. Column values in track panels (at left) display estimated (OBS) and forecast (FORC) central pressures in hPa, as well as track errors (TERR) in km at 6-h intervals. Best track data is obtained from IBTrACS.

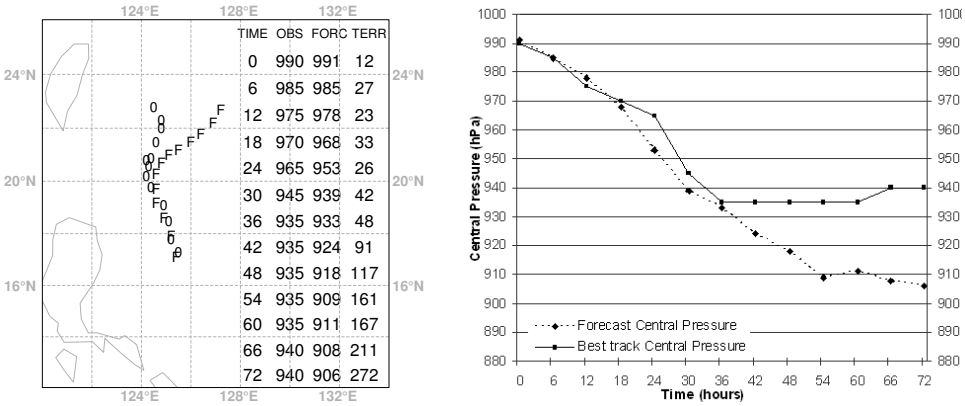
(SM15)

RMW = 55 km



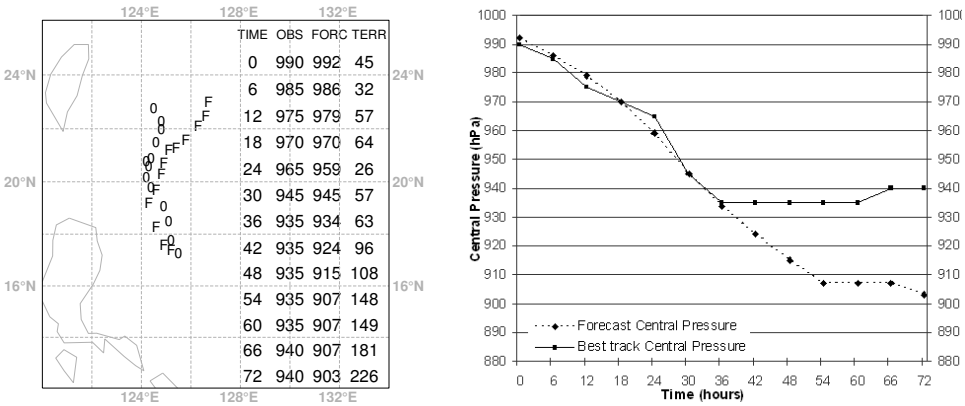
(SM16)

RMW = 110 km



(SM17)

RMW = 165 km



(SM18)

RMW = 220 km

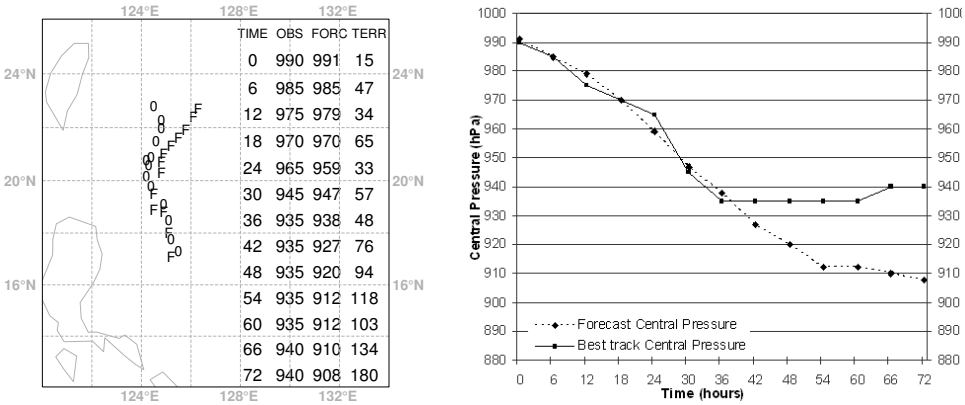


FIG. 6. As in Fig. 5, but for simulations SM15, SM16, SM17 and SM18 (R34 = 335 km and different RMW values as indicated in legend).

Table 1. Set of 72-h forecasts carried out on Typhoon Sinlaku from base time 0000 UTC 9 Sep 2008. Indicated for each numerical experiment are the model resolution, boundary conditions, and vortex-size parameters (in km) averaged over a 12-h period prior to the base time of the forecast. Parameters ROCI, R34 and RMW are respectively the radii of outer closed isobar, 34 knot wind speed, and maximum wind speed.

Expt	Resolution	Boundary conditions	ROCI	R34	RMW
SM6	0.15°	ACCESS-G analyses	400	165	45
SM7	0.15°	ACCESS-G analyses	400	165	75
SM8	0.15°	ACCESS-G analyses	400	165	100
SM9	0.15°	ACCESS-G analyses	400	220	45
SM10	0.15°	ACCESS-G analyses	400	220	75
SM11	0.15°	ACCESS-G analyses	400	220	100
SM12	0.15°	ACCESS-G analyses	400	280	45
SM13	0.15°	ACCESS-G analyses	400	280	75
SM14	0.15°	ACCESS-G analyses	400	280	100
SM15	0.15°	ACCESS-G analyses	400	335	55
SM16	0.15°	ACCESS-G analyses	400	335	110
SM17	0.15°	ACCESS-G analyses	400	335	165
SM18	0.15°	ACCESS-G analyses	400	335	220
SS15	0.05°	0.15° forecast	400	335	55
SS18	0.05°	0.15° forecast	400	335	220

reduction of the 120-h forecast track error from base time 0000 UTC 10 September. Improvement was suggested to result from a combination of the weaker southeasterly flow in the Pacific ridge and the beta drift of Sinlaku. The very small changes in TC-LAPS track forecasts at short lead times, compared with the occasional large degradation in Komaromi et al. (2011) at 48 h, suggests that overall improvements of Sinlaku's track forecast after 0000 UTC 11 September were likely a combination of both factors (environmental influences and vortex structure).

Figure 8a shows vortex motion for SM15 and SM18 after 30h (left panels) and 48h (right panels). Storm motion (Vs) is calculated over a 12-h period centered on the analysis time; environmental steering (Ve) is estimated by the averaged flow over a $200 - 800$ km annulus in the $850 - 250$ hPa layer; departure from that steering at 48 h (Vd = Vs - Ve) includes possible β-propagation or convective asymmetries. The estimation of Ve excludes the vortex symmetric circulation from the environmental wind field but is somewhat contaminated by the inclusion of a significant portion of the meridional flow between the hypothetical gyres. Conversely, the westward twist of the gyres mostly occurs over the inner-core region of the storm, so that Vd would mostly reflect a westward β-drift plus a small part of the poleward drift.

The predicted steering flow Ve is weak and constant (about 2.5 m s^{-1}). It shifts from north-northeastward to northeastward (east-northeastward) in SM18 (SM15), suggesting that initial vortex size (and structure) controls the way the storm interacts with its environment and gradually deforms it (starting from the same basic flow and vortex location at 30 h). Of course, there is a feedback from the environment afterwards: once the vortex follows another path, it evolves in a slightly altered steering flow that can contribute further to its differing track. Storm motion shifts too but Vd becomes significant at 48 h, especially for the large initial vortex (1 m s^{-1}). The apparent west-northwest departure from the environmental flow and the poleward movement of the storm suggests that TC-beta interaction must be accounting for the motion change.

Computation of the wavenumber-one asymmetry (similar to section 2) on the difference in streamfunction between SM18 and SM15 provides compelling support for the generation of stronger β-gyres in the large SM18 vortex (Fig. 8b). By canceling the environmental steering until 48 hours (when the predicted centers are not separated by more than 0.4°), this method allows extraction of the finite-amplitude effect a large storm can have in modifying the surrounding flow and altering the steering. The counterrotating circulations have the same orientation, location, and strength as the gyres found in ACCESS-G analyses (Fig. 3, right

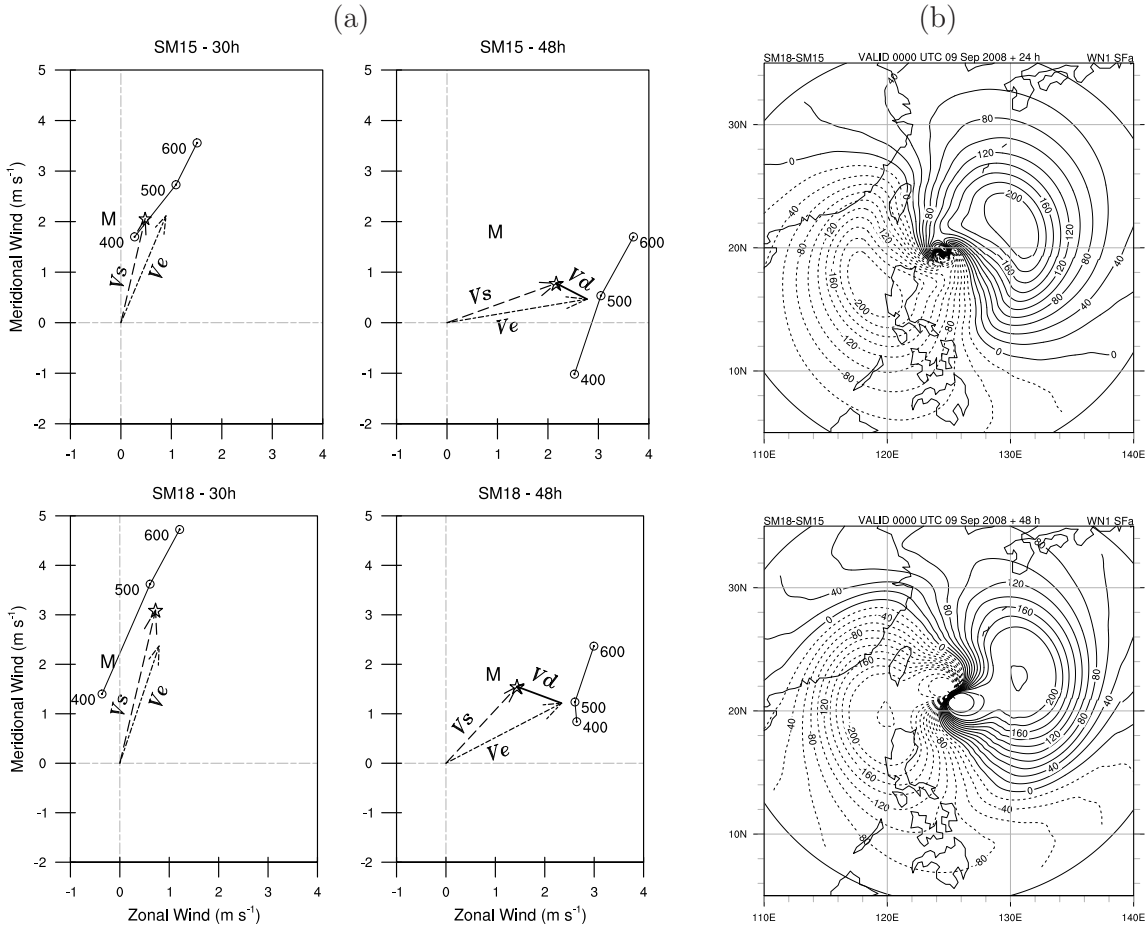


FIG. 8. (a) Hodographs at (left) 30 h and (right) 48 h into the (top) SM15 and (bottom) SM18 simulations. Winds are averaged over a $200-800$ km annulus centered on the storm at 600, 500 and 400 hPa. Labels M and $\star$ indicate the storm speed obtained from the best track data and the forecast, respectively. Vectors represent the predicted mean environmental flow from 850 to 250 hPa (Ve), storm motion vector (Vs), and their difference at 48 h ($Vd = Vs - Ve$) that includes β-propagation. (b) As in Fig. 3 (right panels), but the wavenumber-one asymmetry is calculated on the streamfunction field difference SM18 - SM15, at (top) 24 h and (bottom) 48 h into the simulations. Computation of the asymmetry is performed around the predicted center of SM18.

panels, same contour intervals), although they are more clearly defined here. The flow within 100 km of the selected center is not uniform (especially at 48 h) and shall not be taken into account for dynamical analysis of vortex motion. It indeed depends on the definition of the coordinate system origin (SM18 center here) used to extract the symmetric component in the Fourier analysis (this is similar to the computation of inner gyres in Fiorino and Elsberry 1989).

b. Importance of initial storm structure on β-propagation

Analyses (section 2b) and simulations both support the importance of β-effect in defining track changes following RI. As the storm slows down, β-propagation becomes gradually significant under weak environmental influences. Experiments with TC-LAPS illustrate that the northwestward deviation induced by the β-effect depends on the specification of the initial vortex size. It acts more efficiently when the initial wind distribution is specified with sufficient strength and extent especially at outer radii (larger initial RMW), consistent with Chan and Williams (1987). The importance of β-propagation for this case may explain why the radius of gale-force wind does not have a significant impact on the track forecast (see 72-h errors, Fig. 7). At the R34, vorticity gradients and storm winds are weaker than at the RMW and must produce a smaller β-propagation contribution. Such lack of sensitivity to the R34 differs from Cao et al. (2011) and suggests a possible case-dependency for storms with strong outer wind structures in weak environmental flows. The final forward speed of their artificial vortices increased with smaller wind profile decay factors (i.e. with stronger winds supplied at outer radii) for RMW ranging from 30 to 110 km, in 36-km resolution forecasts.

5. Prediction of rapid intensification and vortex structure evolution

a. Impact of vortex initialization on the intensity forecast

Experiments SM6 to SM16 indicate that the intensification rate grows in phase with increasing initial RMW values (e.g., Fig. 5), regardless of the prescribed R34 value which has no significant impact on the intensity forecast. This is highlighted with a scatterplot of 72-h predicted central pressure versus initial RMW (Fig. 9) where SM18, the rightmost point, appears as an outlier to the trend. The results obtained here for a real TC case differ from the semi-idealized simulations of Cao et al. (2011).

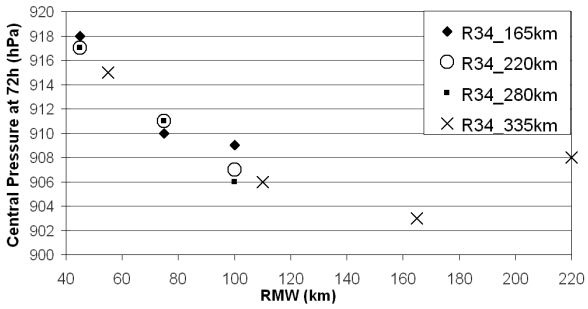


FIG. 9. As in Fig. 7, but for the 72-h central pressure forecast (hPa).

The intensification rate was roughly similar among the suite of different initial RMW vortices while final intensities were greater for less rapidly decaying initial wind profiles. A possible explanation for the intensification trend observed in TC-LAPS is that increasing the RMW while keeping the maximum wind constant increases the angular momentum at the RMW (and the total amount of vorticity available to be converged), giving the storm more potential to develop an intense inner core. This result follows from the circulation theorem, which states that the total vorticity within a region equals the circulation around that region. Taking the region A to be that bounded by the maximum wind belt,

$$\iint_A \zeta dA = \int_0^{2\pi} v_{\max}(\theta) r_{\max}(\theta) d\theta \approx 2\pi \overline{r_{\max}}\, \overline{v_{\max}}. \tag{5}$$

Hence if $v_{\max}$ remains constant, increasing the RMW will increase the integral of vorticity across the eye, even though it will also tend to decrease the peak value. Note that this result does not depend on the precise structure of the flow within A. Figures 6 and 9 show that once RMW exceeds 110 km, this intensification trend fades (SM17) then reverse (SM18). The reasons for this are not fully understood at this time, but could possibly involve the fact that SM17 and SM18 have very large initial eye areas A that could affect the inner-core vortex dynamics predicted by the model (e.g., formation of an inner eyewall, see section b). This might negate the application of the above theorem when vortex rearrangements are involved.

The previous 15-km resolution experiments have demonstrated that an enhanced specification of the wind profile for Sinlaku can greatly improve TC-LAPS forecast. It evokes the need to better match each TC initial observed structure, which in turn relies on a greater understanding of storm structure evolution during RI, an aspect the following paragraphs deal with.

b. Evolution of the predicted vortex structure for SS15 and SS18

We wish to understand the role of the Primary Band of Convection (PBC) present near the onset of RI in storm evolution. Experiments are run at 5-km resolution (Table 1) with initial RMWs of 55 km (SS15) and 220 km (SS18) following the observed cloud signatures (Figs. 4a and 4b). The high-resolution vortices keep a very similar track to their 15-km resolution counterparts, yet an 11%-reduction of track error is found at 72 h (Fig. 6 vs Fig. 10). Nevertheless, their final intensities diverge. The small vortex (SS15) over-intensifies to below 900 hPa, consistent with the results of Persing and Montgomery (2003), Hausman et al. (2006), or Van Sang et al. (2008) who documented the tendency of models to form more intense storms with increasing spatial resolution. Simulation SS18 however has a different response that persists when we vary physical parameterizations (not shown). The two vortices SS15 and SS18 track over a similar oceanic environment (Fig. 11) that could not cause the significant predicted intensity difference. Instead, it is suspected that inner-core processes, some of which can be predicted at 5-km resolution, might define the pathway to rapid intensification.

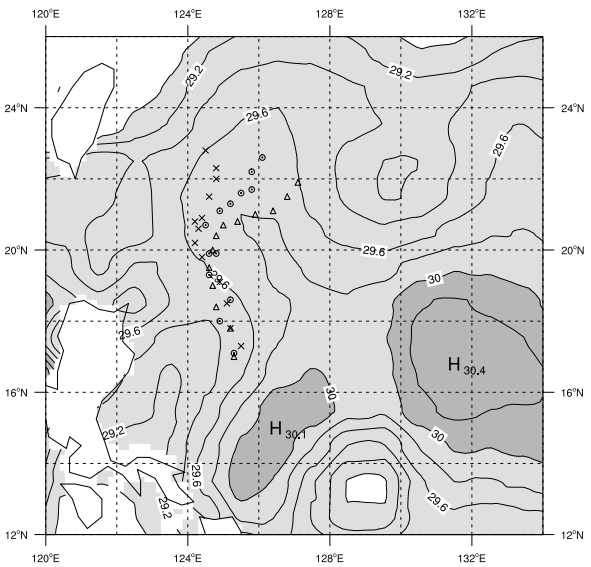


Fig. 11. Sea surface temperature field in TC-LAPS obtained from a weekly collection of satellite and ships observations during the period 1-7 Sep 2008. Contour intervals are 0.2°C ; light (dark) shading indicate values between 29.0 and 30°C (greater than 30°C). The location of the storm center at 6-h intervals from 0000 UTC 9 Sep to 0000 UTC 12 Sep 2008 is indicated by a marker (a cross for IBTrACS data, a triangle for SS15, an encircled cross for SS18).

Figure 12 presents the structure evolution of the two vortices throughout the 72-h forecast: values of central pressure (Pc), VMAX, RMW, R34, and maximum vertical relative vorticity (RV_max), are calculated every hour at the 0.975 σ-level ($\sigma = \frac{pressure}{surface\ pressure}$) out to a radius of 500 km. This level is close to the altitude where the actual storm parameters are measured or estimated. For validation, crosses indicate every 6 h the corresponding R34 values computed from Weber (2006) statistical model using both ROCI values (from ACCESS-G analyses) and best track estimates of central pressure; asterisks denote estimates for the actual typhoon obtained from IBTrACS (Knapp et al. 2010); circles mark RMW aircraft measurements. Figure 12 shows that vortex-size parameters have already evolved from their specified values (Table 1) at the base time of the forecast. The initialization phase has indeed allowed the vortex to adjust to the model characteristics, while the synthetic data and standard observations were objectively analyzed. Nevertheless, the characteristics of the two vortices stay markedly distinct at the base time of the forecast (as prescribed).

The observed increase in R34 during the 72-h period and contraction of the RMW during the first 12 h is predicted in both simulations. However, though SS15 is the vortex that initially best fits the *estimated* vortex-size parameters R34 and RMW, SS18 produces improved verification for both track and intensity metrics that are moderately reliable for stronger storms. Although it is possible that the reasons that SS18 produces the most accurate forecast are not entirely correct, it is nevertheless reasonable to hypothesize that the initial storm structure in SS18, for which we specified a RMW inferred from convective band location, is a better representation than SS15. This could suggest that, in this case, initial outer wind distribution may play a crucial role in progression of storm structure and intensity.

Further investigation reveals that the primary and secondary circulations of SS15 and SS18 are very different. The radial profiles of azimuthally-averaged tangential (Vt) and radial (Vr) velocities in the boundary layer (Fig. 13) show a secondary wind maximum developing within the inner core of the large storm (SS18) between 12 h and 30 h. It seems that the SS18 forecast forms a double eyewall which eventually merge at a slightly larger RMW than SS15. One main eyewall consolidates about 90 km away from the TC center, contracting further to about 70 km by the end of SS18 forecast.

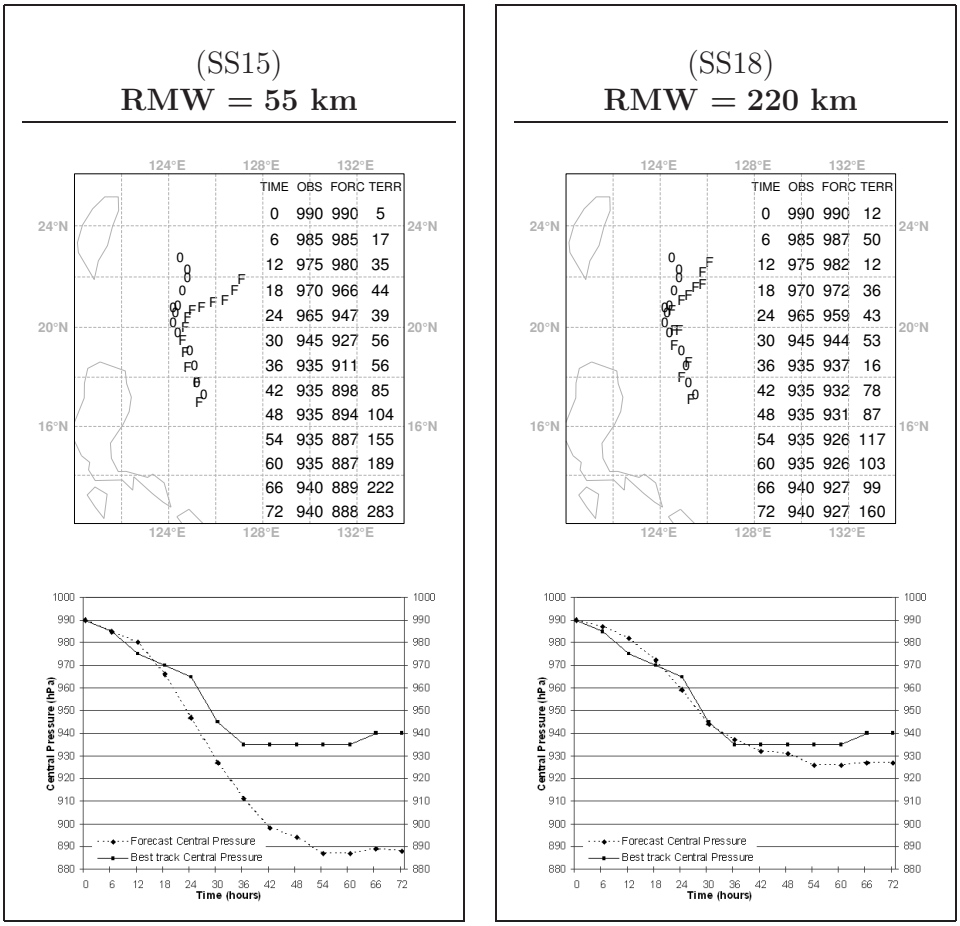


FIG. 10. As in Fig. 5, but for 0.05°-resolution forecasts SS15 and SS18 (R34 = 335 km and different RMW values as indicated in legend).

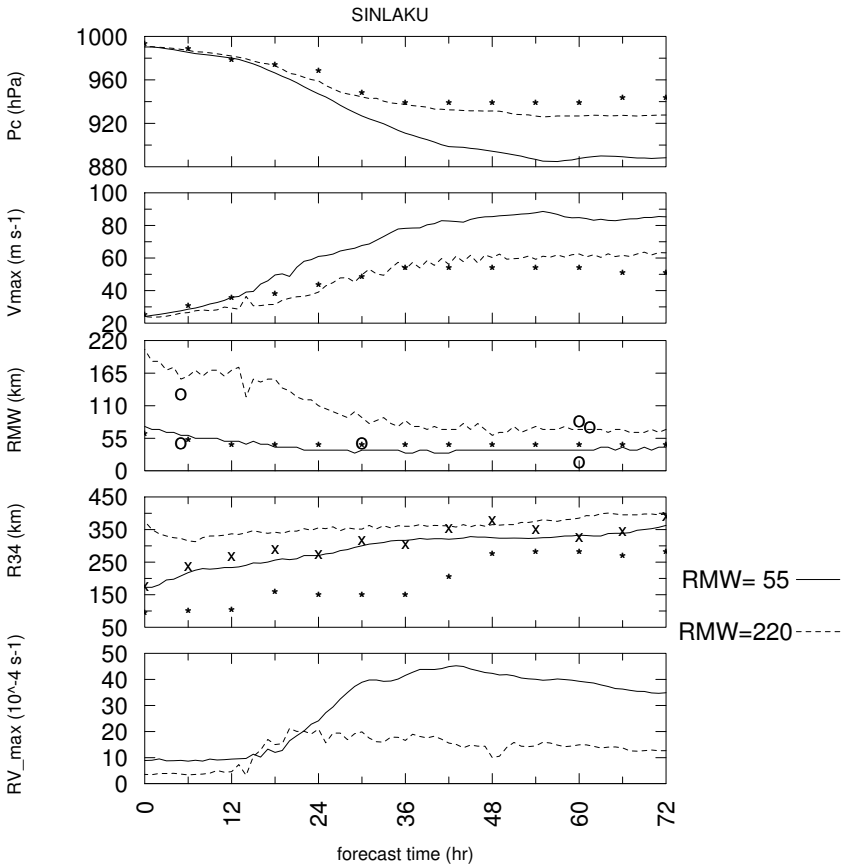


FIG. 12. Time series of storm parameters for experiments SS15 (RMW = 55 km, solid line) and SS18 (RMW = 220 km, dashed line). Asterisks denote estimated values of p_c and VMAX (best track data from Tokyo-Typhoon Center), of RMW (real-time estimates from Darwin Tropical Cyclone Warning Centre), and of R34 (best track data from the Joint Typhoon Warning Center, sole provider) for Typhoon Sinlaku. Circles show RMW estimates from aircraft missions. Crosses indicate R34 values calculated from Weber's statistical model. Predicted values of maximum vertical relative vorticity (RV_max, 10^{-4} s^{-1}) are displayed in the bottom panel.

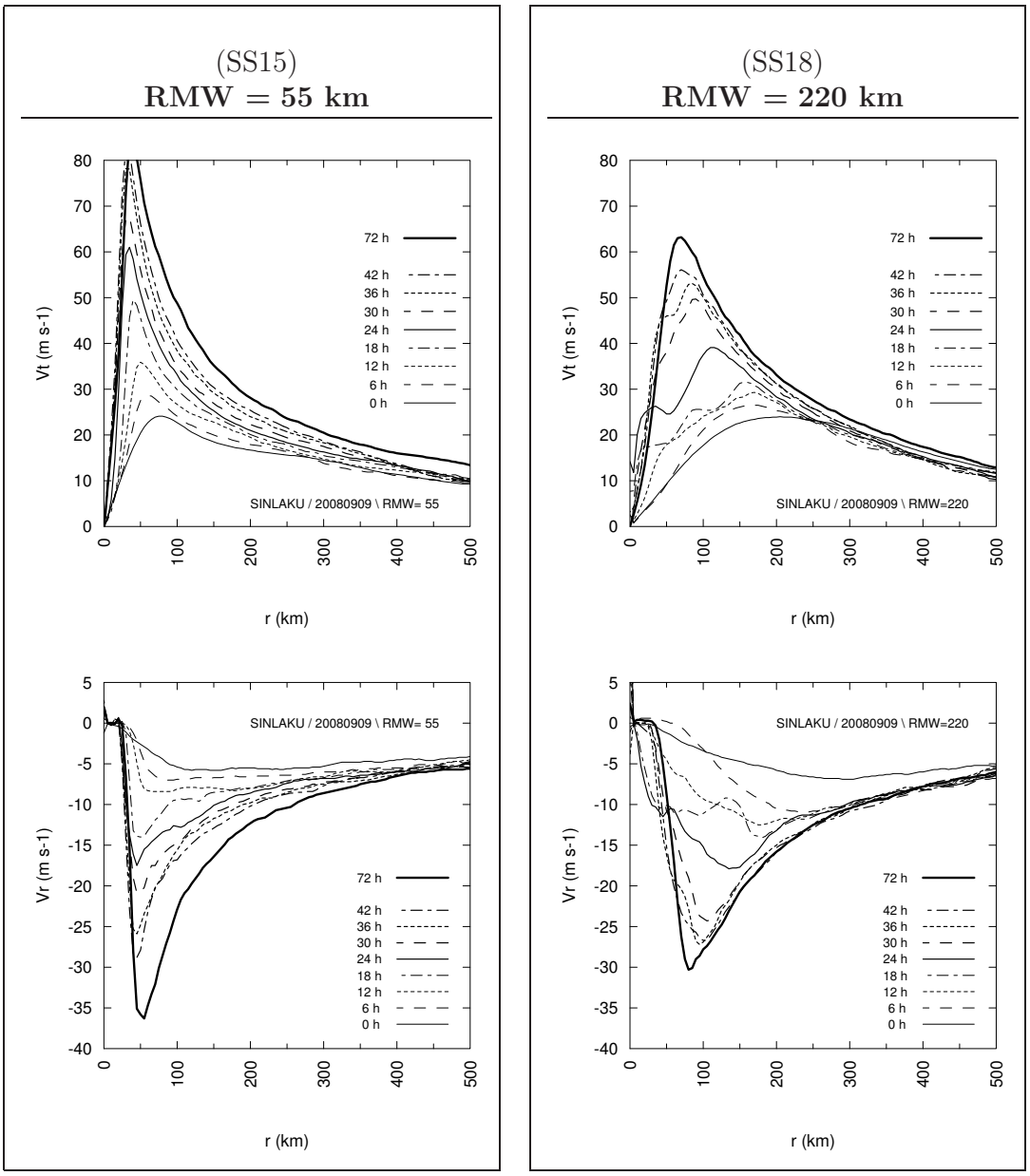


FIG. 13. Radial profiles of azimuthally-averaged (top) tangential wind and (bottom) radial wind speed at the 0.975 σ-level for (left) SS15 and (right) SS18 forecasts, at 6-h intervals.

c. The Interior Eyewall Formation

The structure evolution in SS18 seems consistent with the patterns depicted in the satellite images (section 2 c) at the beginning of RI. The model managed to reproduce the eyewall that was forming inside the PBC, which was simulated using RMW = 220 km. This event that we simply call the "Interior Eyewall Formation" (IEF) is independent of the secondary eyewall formation observed later in Typhoon Sinlaku and discussed in Wu et al. (2012) and Huang et al. (2012). The investigation here rather corresponds to the development of the main eyewall in a weak storm that begins to organize and intensify.

To obtain a deeper understanding of the dynamics of eyewall formation inside an imposed large RMW, we examine the evolution of the surface pressure, vertical motion, and mixing ratio at 700 hPa (Fig. 14, from left to right). Prior to IEF (top panels), the circulation is characterized by a radius of maximum pressure gradient (and RMW) located at about 160 km, with a generally featureless weak-gradient structure at smaller radii (Fig. 14a). At this time, ascent is restricted to an annulus just inside of the radius of maximum pressure gradient (Fig. 14b). Virtually no ascent is occurring inside a well-defined primary eyewall. During IEF (middle panels), a number of updraught cells or VHTs (Montgomery et al. 2006) can be seen inside of the primary eyewall (Fig. 14e). They produce locally-enhanced pressure gradients (Fig. 14d), and low-level winds (not shown), at radii inside of the system-scale radius of maximum pressure gradient (Fig. 14d). That is, the ascent field suggests a second annulus of upward motion inside the first ring, consistent with the radial profiles shown in Fig. 13 (and Fig. 15 later). These features are highlighted with circles (Fig. 14e). Moistening has not only continued at the radius of maximum pressure gradient, but also at smaller radii (Fig. 14f). After IEF (bottom panels), the radius of maximum pressure gradient (and RMW) has contracted to approximately 90 km (Fig. 14g). The center of the circulation is uniquely-defined with upward motion concentrated within a main eyewall region (Fig. 14h). The generation of VHTs, as well as the merging and axisymmetrization of neighboring vorticity anomalies (Van Sang et al. 2008), are possible mechanisms based on model simulations that could be leading to the formation of the eyewall.

Radial profiles of the 0.975 σ-level vertical motion omega averaged along azimuthal circles (Fig. 15) also suggest strong regions of ascent developing in the low boundary layer at inner radii within 80 km from the TC center (inner rectangle in Fig. 15b). The secondary tangential wind speed maximum develops within that region of convective instability. The region between the two tangential wind speed maxima is instead characterized by weaker mean ascent from the boundary layer (Fig. 15b, in between the two rectangles, and Fig. 15c) and less mean radial inflow (lower right panel of Fig. 13).

d. Discussion on the predicted structure: two phases of the vortex

Examination of the radial profiles of mean vertical relative vorticity (not illustrated) shows that the SS18 vortex undergoes different phases, switching from a vorticity ring to a stable monopolar distribution, and back to a ring, similar to the patterns observed for Hurricane Katrina (Nguyen et al. 2011), although the timing and number of cycles are different. Such phases may explain (i) the rapid development of VHTs in the region of positive relative vorticity gradient of the ring structure, and (ii) the way the mean flow rapidly strengthens between 24 h and 36 h (Fig. 13) during transition from the monopole to the final ring structure (Nguyen et al. 2011). Vortical hot towers could explain, through stretching arguments, the sudden increase in the maximum of relative vorticity (RV_max) observed between 12 h and 20 h (Fig. 12). Also, the downdraft regions that surround the VHTs can suppress convection at outer radii and account for the region of weaker mean ascent previously identified between the two tangential wind speed maxima (Fig. 15). This justifies why neither omega nor Vt grow much within the primary outer eyewall before 24 h.

Additional diagnoses are needed to examine vortex transitions and investigate the role of vortex Rossby waves: axisymmetrization of the vorticity produced by the VHTs from the inner core to the region of maximum winds (Montgomery and Kallenbach 1997) could explain the outward spreading of the inner secondary wind maximum observed in our simulation.

e. General discussion

We believe the process we have diagnosed as IEF occurred in both the simulation and actual storm. This pattern has thus far not been observed in nature, at least with the current observing tools at our disposal. In particular, the observations and simulation suggest that the inward contraction of the eyewall may not always be a continuous process. The eyewall may instead contract inwards in

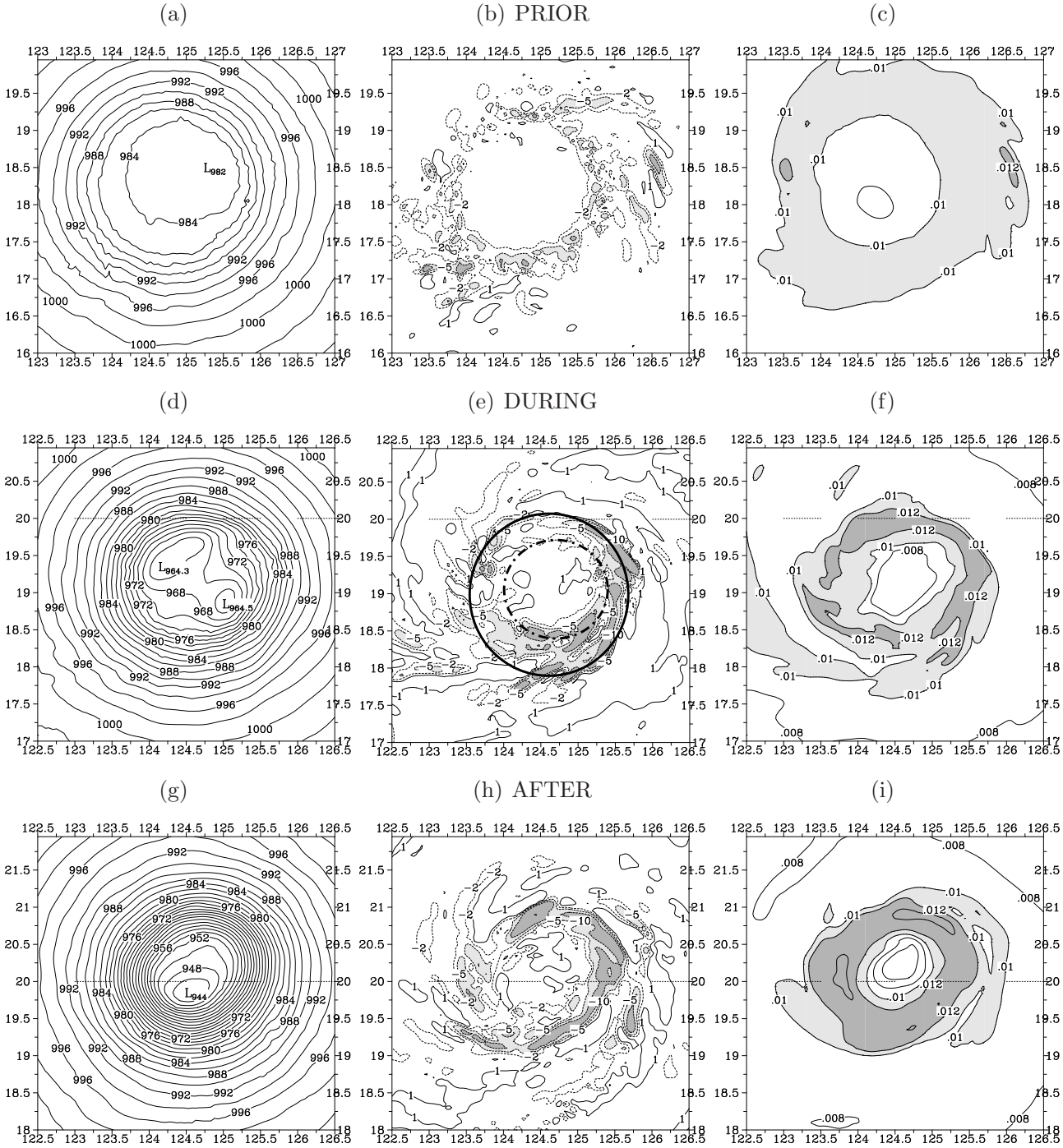


FIG. 14. Forecast fields at (top) 12h, (middle) 21h, and (bottom) 30h into the SS18 simulation (RMW = 220 km): (left) surface pressure (hPa), (middle) 700-hPa vertical motion omega, and (right) 700-hPa mixing ratio. The times selected correspond to the three phases prior to, during, and after Interior Eyewall Formation (IEF). In the middle panel, the forming inner eyewall is highlighted with a dashed circle inside the outer primary eyewall (solid circle). Contours for omega are (solid) 1.0 and (dotted) -2.0, -5.0, -10.0 Pa s^{-1}; light (dark) shading indicate values between -5.0 and -10.0 (less than -10.0) Pa s^{-1}. Light (dark) shading is also used for mixing ratio values between 0.01 and 0.012 (greater than 0.012) Kg Kg^{-1}.

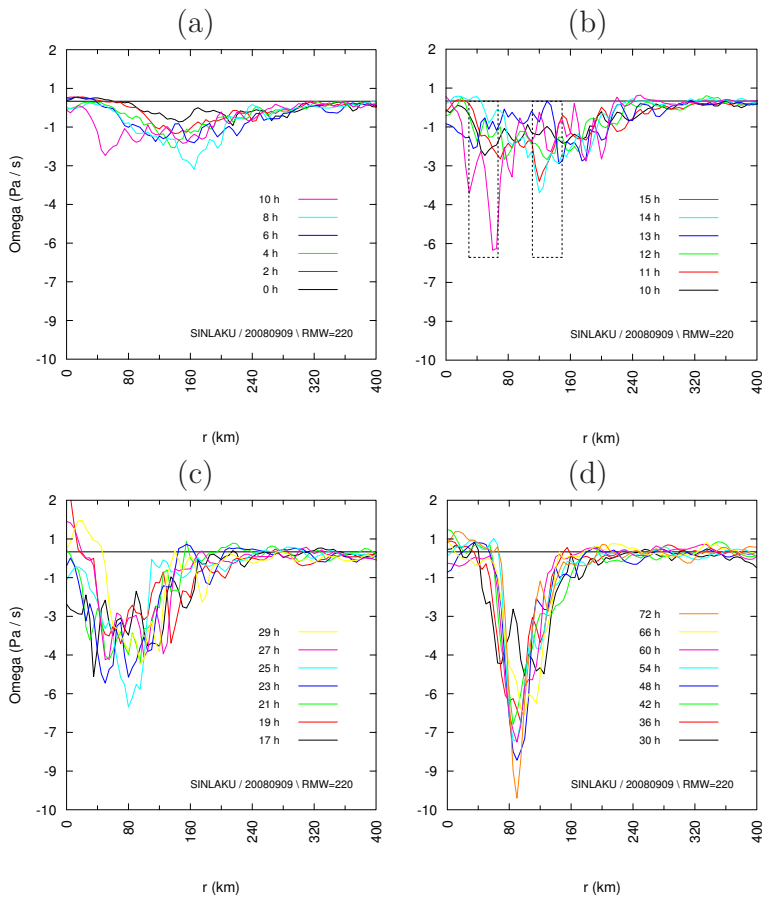


FIG. 15. Radial profiles of mean omega (Pa s^{-1}) at the 0.975 σ-level at various lead times into the SS18 forecast (RMW = 220 km). Omega is azimuthally averaged at each radii. Rectangles in panel (b) highlight the two regions of ascent that are present in the boundary layer, the outer one being located around the RMW. These two regions are still evident in panel (c) although closer to each other; they eventually merge in (d).

quantum jumps, such as suggested by the evolution of Vt for SS18 (Fig. 13), particularly when the RMW is large and the storm is undergoing RI. This process was not observed in the SS15 simulation, which was initialized with a unique ring of convection. That simulation did not form outer bands (not shown) and also did not yield the correct intensification.

In the light of the results obtained, it seems crucial to develop bogus schemes that allow for the specification of two regions of convection or two regions of maximum winds. Of course, a major issue is the estimation of multiple RMWs by operational centers with the common available observation techniques (as pointed out for Sinlaku). "Double (or multi-) wind max bogus" schemes would allow a better representation and simulation of the structural organization of weak TCs when microwave imagery indicates a symmetric outer band of precipitation. They would also properly initialize the wind distribution within multiple convective bands for stronger TCs undergoing an eyewall replacement cycle. In general, these new schemes should contribute to improve TC forecasts (structure and intensity).

While waiting for such techniques to be available, for current situations when the microwave imagery exhibit convective bands girdling the circulation at outer radii (as was observed for Sinlaku), we recommend to initialize a TC-LAPS forecast with a RMW value corresponding to the observed PBC, or at least include such simulations in ensemble predictions. Of course, further experiments need to be carried out on other TCs that underwent rapid intensification to extend the hypothesis and understand the operative "interior eyewall formation".

6. Summary and conclusions

This study addresses the potential impact of initial vortex structure on TC motion and intensity in a high-resolution, full physics model, and discusses the possible underlying mechanisms. A case study of Typhoon Sinlaku at the onset of rapid intensification is used as an illustrative example. Aircraft observations indicate that the structure of the weak storm at the onset of RI was not clearly defined. This created uncertainties with estimates of storm structure and size parameters such as the RMW. Microwave images further showed a subsequent eyewall formation at small radii inside of a Primary Band of Convection (PBC) present at outer radii.

An interesting aspect of Sinlaku's evolution was the departure of its motion from the south-southwesterly steering flow once it had intensified. This departure suggested the presence and importance of beta propagation during the time when the steering flow weakened. A dynamical analysis of the analyzed flow confirmed the presence and importance of β-gyres developing near the large storm. It is concluded that the motion of the storm was influenced partly but significantly by the β-effect, as environmental steering weakened and the structure and size of the vortex changed.

A set of numerical experiments was designed with the full-physics version of TC-LAPS to assess the sensitivity of motion and intensity prediction to initial storm structure. Of particular interest was the role played by the outer band of convection on the storm structure, track and intensification. The PBC could well have been associated with an outer wind maximum and was represented in initial conditions using a large RMW value. The high-resolution simulation using this initial structure provided improved verification of both track (after 36 hours) and intensity. Two major results were obtained. First, TC-LAPS was able to account for the observed beta propagation after 36 hours. The northwestward contribution was more important when the region of maximum winds specified at the initial time was large, consistent with stronger β-gyres for large storms, as suggested by barotropic studies (e.g., Chan and Williams 1987). It is possible that the remaining error for track prediction may have been influenced by errors in the large-scale environment (similar to Komaromi et al. 2011) or by "upscale error growth", but such influences have not yet been detected during the times discussed here. Secondly, a suggestion of interior eyewall formation was produced in 5-km resolution experiments when the vortex was initialized with a large initial RMW (corresponding to the primary outer band of convection). Conversely, the vortex initialized with a small RMW corresponding to the developing eyewall moved too far eastward and over-intensified. The reason for the different evolution of the large RMW simulation is still somewhat uncertain. It may represent the dynamics of eyewall formation within a PBC (or an outer wind maximum region) for weak storms that undergo rapid intensification.

Although the results presented here are based on a case study of a particular storm, we believe they point us in a fruitful direction for understanding vortex structure and intensity changes. Evidence has been presented that storm size and wind distribution can, on occasions be critical influences on storm motion, and in the pathway to RI. Future studies are needed to confirm the robustness of such

results using ensemble experiments since Zhang and Sippel (2009) showed that very small variations in the model state, practically within the noise of analyses, can result in different routes to tropical cyclogenesis. Further work is also planned to understand (i) how IEF can arise in a large storm; (ii) the influence of model resolution; (iii) the role of outer convective bands and vortex Rossby waves in assisting convection to develop near the storm center; and (iv) whether this phenomenon can be validated with high temporal sampling of cloud banding from satellite data. Another significant challenge for numerical prediction is initializing strong TCs with primary and secondary wind maxima, as may have occurred during Sinlaku's eyewall replacement cycle, and accurately predicting the subsequent intensity/structure evolution (e.g., Wu et al. 2012). This is clearly a question to be resolved by future research, as we recommend the investigation of new bogus schemes that would be able to take into account several regions of maximum winds/convection.

Acknowledgments.

The authors would like to thank the Centre for Australian Weather and Climate Research for generously supplying computing facilities for the completion of this project, as well as the TCS08 field experiment for their data. Thanks are extended to Dr. Chi Mai Nguyen for her helpful discussions on section 5, and to Dr. Harry Weber for his advice on beta effect diagnostics. Important comments by the anonymous reviewers and Drs. Chun-Chieh Wu, Jason Sippel, and Matthieu Plu greatly improved the study and the presentation.

REFERENCES

Bender, M. A., 1997: The Effect of Relative Flow on the Asymmetric Structure in the Interior of Hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 703–724.

Bender, M. A., R. J. Ross, R. E. Tuleya, and Y. Kurihara, 1993: Improvements in Tropical Cyclone Track and Intensity Forecasts Using the GFDL Initialization System. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2046–2061.

Cao, Y., R. G. Fovell, and K. L. Corbosiero, 2011: Tropical Cyclone Track and Structure Sensitivity to Initialization in Idealized Simulations: A Preliminary Study. *Terr. Atmos. Oceanic Sci.*, **22**, 559–578.

Carr, L. E. and R. L. Elsberry, 1992: Analytical Tropical Cyclone Asymmetric Circulation for Barotropic Model Initial Conditions. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 644–652.

Carr, L. E. and R. L. Elsberry, 1997: Models of tropical cyclone wind distribution and beta-effect propagation for application to tropical cyclone track forecasting. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 3190–3209.

Chan, J. C.-L. and R. T. Williams, 1987: Analytical and numerical studies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I: Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1257–1265.

Chen, T.-C., S.-Y. Wang, M.-C. Yen, and A. J. Clark, 2008: Are tropical cyclones less effectively formed by easterly waves in the western north pacific than in the north atlantic? *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 4527–4540.

Davidson, N. E. and Y. Ma, 2012: Surface Pressure Profiles, Vortex Structure and Initialization for Hurricane Prediction. Part II: numerical simulations of track, structure and intensity. *Meteor. Atmos. Phys.*, **117**.

Davidson, N. E., C. M. Nguyen, and M. Reeder, 2008: Downstream development during the rapid intensification of hurricanes Opal and Katrina: the distant trough interaction problem. *28th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Orlando, FL, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 9B.4.

Davidson, N. E., L. J. Rikus, R. A. Dare, C. I. W. Tingwell, and H. C. Weber, 2006: Validation of TC-LAPS structure forecasts of some significant 2004-2005 US hurricanes. *27th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Monterey, CA, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 14A.2.

Davidson, N. E., J. Wadsley, K. Puri, K. Kurihara, and M. Ueno, 1992: Implementation of the JMA typhoon bogus in the BMRC tropical prediction system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 437–467.

Davidson, N. E. and H. C. Weber, 2000: The BMRC High-Resolution Tropical Cyclone Prediction System: TC-LAPS. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1245–1265.

Dvorak, V. F., 1975: Tropical cyclone intensity analysis and forecasting from satellite imagery. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 420–430.

Elsberry, R. L., P. A. Harr, R. Ferek, S. Chang, and D. Eleuterio, 2008: Tropical Cyclone Structure (TCS08) Field Experiment in the Western North Pacific during 2008. *28th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Orlando, FL, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 7C.6.

Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585–604.

Fiorino, M. and R. L. Elsberry, 1989: Contributions to Tropical Cyclone Motion by Small, Medium and Large Scales in the Initial Vortex. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 721–727.

Franklin, J. L., 2008: National Hurricane Center forecast verification, updated 21 may 2008. Technical report, National Hurricane Center, NOAA.

Franklin, J. L., S. E. Feuer, J. Kaplan, and S. D. Aberson, 1996: Tropical Cyclone Motion and Surrounding Flow Relationships: Searching for Beta Gyres in Omega Dropwindsonde Datasets. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 64–84.

Fujita, T., 1952: Pressure distribution within a typhoon. *Geophys. Mag.*, **23**, 437–451.

Hanley, D., J. Molinari, and D. Keyser, 2001: A compositive study of the interactions between tropical cyclones and upper-tropospheric troughs. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2570–2584.

Hausman, S. A., K. V. Ooyama, and W. H. Schubert, 2006: Potential Vorticity Structure of Simulated Hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 87–108.

Havel, P. J., 2009: Surface Wind Field Analyses of Tropical Cyclones During TCS-08: Relative Impacts of Aircraft and Remotely-sensed Observations. M.S. thesis, Naval Postgraduate School, 99 pp., [Available online at `http://edocs.nps.edu/npspubs/scholarly/theses/2009`].

Hendricks, E. A., W. H. Schubert, R. K. Taft, H. Wang, and J. P. Kossin, 2009: Life Cycles of Hurricane-Like Vorticity Rings. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 705–722.

Holland, G. J., 1983: Tropical Cyclone Motion: Environmental Interaction Plus a Beta Effect. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 328–342.

Huang, Y.-H., M. T. Montgomery, and C.-C. Wu, 2012: Concentric Eyewall Formation in Typhoon Sinlaku (2008). Part II: Axisymmetric Dynamical Processes. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 662–674.

Kaplan, J. and M. DeMaria, 2003: Large-scale characteristics of rapidly intensifying tropical cyclones in the north Atlantic basin. *Wea. Forecasting*, **18**, 1093–1108.

Kieper, M. E., 2008: A technique for anticipating initial rapid increases in intensity in Tropical Cyclones, using 37 GHz microwave imagery. *28th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Orlando, FL, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, P2B.15.

Knaff, J. A. and M. DeMaria, 2006: A multiplatform satellite tropical cyclone wind analysis system. *14th Conf. on Satellite Meteorology and Oceanography*, Atlanta, GA, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, P4.9.

Knapp, K. R., M. C. Kruk, D. H. Levinson, H. J. Diamond, and C. J. Neumann, 2010: The International Best Track Archive for Climate Stewardship (IBTrACS): Unifying tropical cyclone best track data. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91**, 363–376.

Komaromi, W. A., S. J. Majumdar, and E. D. Rappin, 2011: Diagnosing Initial Condition Sensitivity of Typhoon Sinlaku (2008) and Hurricane Ike (2008). *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 3224–324.

Kossin, J. P. and W. H. Schubert, 2001: Mesovortices, polygonal flow patterns, and rapid pressure falls in hurricane-like vortices. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2196–2209.

Kurihara, Y., M. A. Bender, and R. J. Ross, 1993: An Initialization Scheme of Hurricane Models by Vortex Specification. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2030–2045.

Kurihara, Y., M. A. Bender, R. E. Tuleya, and R. J. Ross, 1995: Improvements in the GFDL Hurricane Prediction System. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 2791–2801.

Kwon, H. J., S. Won, M. Ahn, A. Suh, and H. Chung, 2002: GFDL-type Typhoon initialization in MM5. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2966–2974.

Lee, C.-S., K. K. W. Cheung, W.-T. Fang, and R. L. Elsberry, 2010: Initial Maintenance of Tropical Cyclone Size in the Western North Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3207–3223.

Lin, I. I., C. C. Wu, K. A. Emanuel, I. H. Lee, C. R. Wu, and I. Pun, 2005: The Interaction of Supertyphoon Maemi (2003) with a Warm Ocean Eddy. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2635–2649.

Liu, H. and J. Li, 2010: An Improvement in Forecasting Rapid Intensification of Typhoon Sinlaku (2008) Using Clear-Sky Full Spatial Resolution Advanced IR Soundings. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **49**, 821–827.

Ma, Y., M. Kafatos, and N. E. Davidson, 2012: Surface Pressure Profiles, Vortex Structure and Initialization for Hurricane Prediction. Part I: Analysis of Observed and Synthetic Structures. *Meteor. Atmos. Phys.*, **117**, 5–23.

Molinari, J. and D. Vollaro, 1989: External influences on hurricane intensity. Part I: Outflow layer eddy momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1093–1105.

Montgomery, M. T. and R. J. Kallenbach, 1997: A theory of vortex Rossby waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 435–465.

Montgomery, M. T., M. E. Nicholls, T. A. Cram, and A. B. Saunders, 2006: A Vortical Hot Tower Route to Tropical Cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 355–386.

Montroty, R., F. Rabier, S. Westrelin, G. Faure, and N. Viltard, 2008: Impact of wind bogus and cloud- and rain- affected SSM/I data on tropical cyclone analyses and forecasts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1673–1699.

Mueller, K. J., M. DeMaria, J. A. Knaff, J. P. Kossin, and T. V. Haar, 2006: Objective Estimation of Tropical Cyclone Wind Structure from Infrared Satellite Data. *Wea. Forecasting*, **21**, 990–1005.

Nguyen, C. M., M. J. Reeder, N. E. Davidson, M. T. Montgomery, and R. K. Smith, 2011: Vacillations cycles during the intensification of Hurricane Katrina. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 829–844.

Persing, J. and M. T. Montgomery, 2003: Hurricane Superintensity. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2349–2371.

Pu, Z.-X. and S. A. Braun, 2001: Evaluation of Bogus Vortex Techniques with Four-Dimensional Variational Data Assimilation. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2023–2039.

Puri, K., et al., 2010: Preliminary results from Numerical Weather Prediction implementation of ACCESS. CAWCR Research Letters 5, 15-22. [Available online at `http://www.cawcr.gov.au/publications/researchletters/CAWCR_Research_Letters_5.pdf`].

Reeder, M. J., R. K. Smith, and S. J. Lord, 1991: The Detection of Flow Asymmetries in the Tropical Cyclone Environment. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 848–855.

Ritchie, E. A. and R. L. Elsberry, 2007: Simulations of the extratropical transition of tropical cyclones: Phasing between the upper-level trough and tropical systems. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 862–876.

Samsury, C. E. and E. J. Zipser, 1995: Secondary Wind Maxima in Hurricanes: Airflow and Relationship to Rainbands. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 3502–3517.

Schloemer, R. W., 1954: Analysis and synthesis of hurricane wind patterns over Lake Okechobee, FL. Hydromet Rep. 31, 49 pp. [Govt. Printing Office, No C30.70:31].

Schubert, W. H., M. T. Montgomery, R. K. Taft, T. A. Guinn, S. R. Fulton, J. P. Kossin, and J. P. Edwards, 1999: Polygonal eyewalls, asymmetric eye contraction, and potential vorticity mixing in hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1197–1223.

Shapiro, L. J. and H. E. Willoughby, 1982: The response of balanced hurricanes to local sources of heat and momentum. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 378–394.

Shay, L. K., G. J. Goni, and P. G. Black, 2000: Effects of a warm oceanic feature on Hurricane Opal. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1366–1383.

Van Sang, N., R. K. Smith, and M. T. Montgomery, 2008: Tropical-cyclone intensification and predictability in three dimensions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 563–582.

Wang, Y., 2002: Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part II: The role in tropical cyclone structure and intensity changes. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1239–1262.

Weber, H. C., 2006: On the pressure-wind relationship in tropical cyclones. *27th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Monterey, CA, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 14A.6.

Weber, H. C. and R. K. Smith, 1995: Data sparsity and the tropical-cyclone analysis and prediction problem: Some simulation experiments with a barotropic numerical model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 631–654.

Chapitre 7
Conclusion et perspectives

L'objet principal de cette thèse a été d'étudier l'intensification rapide des cyclones tropicaux pour répondre aux besoins et aux priorités de la communauté scientifique internationale exprimés lors des deux derniers ateliers de l'OMM sur les cyclones tropicaux (IWTC-VI, IWTC-VII, WMO 2006; 2010). Bien que les résultats obtenus ici se basent sur deux cas d'étude et sur deux modèles numériques en particulier, les mécanismes physiques mis en évidence nous dirigent vers une meilleure compréhension de l'intensification rapide et contribueront vraisemblablement à en améliorer la prévision. Il est démontré que les conditions initiales (structure du vortex) sont primordiales pour la prévision d'intensité et de trajectoire des cyclones.

Une première étude climatologique a permis de définir statistiquement l'intensification rapide (RI) dans le sud-ouest de l'océan Indien comme une augmentation supérieure ou égale à $0{,}5$ du coefficient de Dvorak sur 6 heures. Ce seuil correspond au 83ème percentile de tous les changements d'intensité observés sur 6 h dans les systèmes tropicaux du bassin de 1981 à 2009, à partir du stade de perturbation tropicale. Cette étude pourra être étendue pour définir un seuil d'intensification rapide basé sur la variation en 24 heures du vent maximal moyen sur 10 minutes, ce qui permettra de situer l'intensification rapide dans le SOOI par rapport à celle des bassins Atlantique Nord et Pacifique Nord-Est (Kaplan et al. 2010). Cette synthèse statistique pourra être conduite dès la fin de la réanalyse Best track qui suit son cours au CMRS de La Réunion en accord avec le projet de réanalyse international nommé IBTrACS (Knapp et al. 2010). L'étude climatologique a aussi consisté à caractériser la localisation et la fréquence des interactions cyclone-thalweg dans le bassin, à évaluer les configurations d'interaction propices à l'intensification cyclonique et à identifier un cas d'étude intéressant (cyclone Dora, 2007) sur lequel conduire une étude de processus par une approche de modélisation numérique.

En matière de prévision numérique des cyclones tropicaux, les expériences de sensibilité avec le modèle TC-LAPS ont prouvé l'importance de la structure initiale du vortex pour la prévision de trajectoire et d'intensité d'un système au stade initial de tempête. Il est établi que l'anneau de convection externe détecté en début d'intensification rapide sur les images satellitaires du typhon Sinlaku (2008) a eu un rôle prépondérant dans la genèse du mur de l'œil principal au stade ultérieur de cyclone ainsi que dans l'intensification du système. Le modèle reproduit la formation de ce mur interne de façon similaire à l'observation satellitaire lorsque le vortex est initialisé par un rayon de vent maximal éloigné, censé simuler la présence de la bande de convection en périphérie du système. Deux zones de vent maximal co-existent plusieurs heures dans cette simulation et interagissent pour produire une intensification réaliste du système. A l'inverse, un vortex initialisé par un œil de petite dimension, correspondant au mur principal interne qui apparaît progressivement sur les images satellitaires, s'intensifie de façon excessive. L'initialisation du vortex par une large zone de vent maximal contribue également à améliorer la prévision de trajectoire en reproduisant les gyres beta associés à l'interaction du cyclone avec son environnement. Les analyses confirment la nette contribution de l'effet β à la déviation du typhon Sinlaku vers le pôle et vers l'ouest relativement à un flux environnemental de faible intensité. L'anneau de convection externe présent en début d'intensification, probablement associé à une zone de vent maximal dans la réalité, a donc joué un rôle clé dans l'intensification et la trajectoire du typhon Sinlaku. C'est pourquoi nous recommandons le déploiement de profils ana-

lytiques permettant de spécifier deux régions de vent maximal à l'instant initial de la prévision. Leur utilisation permettrait de reproduire de façon plus réaliste la structure d'un système de faible intensité en phase de s'intensifier comme Sinlaku, ou encore la distribution de vent particulière aux cyclones en phase de remplacement du mur de l'œil. Avec ces nouveaux schémas de bogus et la prise en compte d'éventuels rayons de vent maximal multiples dans les bulletins cycloniques émis par les CMRS, on peut s'attendre à une amélioration des prévisions de structure, d'intensité, et de trajectoire de tels systèmes.

L'interaction du cyclone Dora (2007) avec un thalweg d'altitude dans l'océan Indien a révélé quelques processus clés associés aux changements rapides d'intensité en présence d'un forçage d'altitude produisant un fort cisaillement de vent. L'utilisation du modèle ALADIN-Réunion pour simuler l'interaction a nécessité la mise en place d'un protocole original pour spécifier la structure initiale de la tempête. Les analyses IFS du CEPMMT reproduisant bien le flux de grande échelle mais incorrectement la position et l'intensité de Dora, la méthode a consisté à assimiler un bogus de vent dans une ébauche calculée à partir d'une analyse IFS interpolée sur la grille ALADIN. Une étude de sensibilité a permis de régler les paramètres initiaux du bogus de vent ALADIN. Un bogus affiné, qui reflète au mieux les caractéristiques observées de Dora, est capable de reproduire une évolution réaliste de la structure et de l'intensité du cyclone. Des diagnostics en sortie de modèle ont permis de montrer que la foliation de tropopause associée au déferlement d'onde de Rossby advecte du tourbillon potentiel au cœur de la structure cyclonique en moyenne et en haute troposphère. Le système s'intensifie d'abord en altitude et au centre par superposition de tourbillon cyclonique advecté par le flux radial moyen et par les perturbations azimuthales imposées par le thalweg. Le thalweg force ensuite un cycle de remplacement du mur de l'œil (ERC) en intensifiant la circulation cyclonique en périphérie du rayon de vent maximal. Ce forçage à l'extérieur du mur primaire est corrélé aux flux asymétriques de moment angulaire et de tourbillon potentiel générés par le thalweg, ainsi qu'à l'inclinaison des vitesses verticales du mur de l'œil vers l'extérieur du système en réponse au forçage dynamique induit par le thalweg. L'intensification d'un mur secondaire se produit sur toute l'épaisseur de la troposphère tandis que le mur primaire s'effondre en moins de 6 heures, induisant un ralentissement provisoire de l'intensification. Les processus simulés par ALADIN-Réunion se sont vraisemblablement produits dans la réalité puisque le cyclone Dora a effectivement subi un cycle de remplacement du mur de l'œil à la même période, en association avec un arrêt similaire de l'intensification. Ces résultats prouvent qu'un modèle hydrostatique de 8 km de résolution sans résolution explicite de la convection, comme ALADIN-Réunion, est capable de prévoir un ERC (au moins partiel) dans le cadre d'un forçage d'altitude. Ceci va à l'encontre de la récente étude numérique de Gadoury et Yau (2012) sur l'ouragan Wilma (2005) qui a montré qu'une résolution minimale de 2 km était nécessaire pour prévoir la formation d'un mur de l'œil secondaire (ERC) avec un modèle numérique comme HWRF.

Plusieurs perspectives de ces travaux de thèse sont envisageables. Trois d'entre elles semblent prioritaires. Tout d'abord, sachant que les diagnostics permettant de quantifier les processus d'intensification cyclonique en présence d'un forçage d'altitude sont désormais identifiés, des inversions de tourbillon potentiel par morceau dans les analyses du CEPMMT pourront être menées en vue de modifier la structure initiale de tourbillon potentiel associée au thalweg et ainsi conclure sur son rôle dans l'intensification cyclonique. Jusqu'à quel point les processus décrits persisteront-ils lorsque la distribution de tourbillon potentiel sera modifiée ou déplacée ? Alternativement, une méthode plus simple pourra être retenue qui consiste à modifier l'emplacement et la force du cyclone (et donc l'intensité de son propre champ de tourbillon en altitude), sans modifier la structure cohérente d'altitude localisée au sud-est du système. La possibilité de modifier l'anomalie d'altitude repose sur la détection objective de la structure (Plu et al. 2008) et l'inversion des champs tridimensionnels de tourbillon potentiel pour reconstruire les conditions initiales modifiées. La structure cohérente à modifier étant située dans une région extra-tropicale ou subtropicale, l'algorithme d'inversion du tourbillon potentiel

avec équilibre implicite d'Arbogast et al. (2008) pourra convenir. Les champs du CEPMMT modifiés par le modèle global ARPEGE initialiseront de nouvelles simulations ALADIN avec bogus de vent. Les états successifs de l'atmosphère prévus par ARPEGE à partir des conditions initiales modifiées serviront de conditions aux bords du domaine dans les simulations à aire limitée. Ce type d'expérience numérique, avec chirurgie de tourbillon potentiel appliquée aux interactions entre une structure d'altitude et un cyclone tropical, est original du point de vue de la littérature. Les résultats permettront de documenter la sensibilité de la prévision cyclonique aux caractéristiques de son environnement, en montrant l'effet d'une modification mineure des caractéristiques d'un thalweg d'altitude (en position ou en amplitude) sur le scénario d'évolution du cyclone. Ils permettront de caractériser les sources d'erreur de prévision de certains cyclones, et d'ouvrir des perspectives sur des méthodes de correction des conditions initiales ou des méthodes de prévision d'ensemble. Un schéma conceptuel d'interaction cyclone-thalweg pourra éventuellement voir le jour.

Dans un deuxième temps, il semblerait intéressant d'évaluer la sensibilité de la prévision à l'anomalie de vapeur d'eau de grande ampleur qui est associée à l'intrusion stratosphérique. L'air sec qui entoure Dora en moyenne troposphère au fur et à mesure de la progression de l'intrusion a vraisemblablement joué un rôle dans l'intensification du système puisque le modèle Méso-NH a montré des difficultés à creuser le cyclone en partie à cause de cet air sec. Il sera innovant d'analyser le rôle de l'air sec dans la formation de la structure annulaire finale de Dora pour compléter les résultats de Knaff et al. (2003) obtenus dans l'Atlantique Nord et le Pacifique Est.

Enfin, une analyse ondulatoire basée sur la technique des modes normaux empiriques (« Empirical Normal Mode ») de Brunet (1994) et Chen et al. (2003) pourra être conduite au cœur du vortex simulé par ALADIN-Réunion, dans un rayon de 200 km. Cette méthode fondée sur une théorie linéaire applicable aux perturbations d'amplitude finie permettra d'isoler les modes d'ondes dominants qui contribuent aux flux d'Eliassen-Palm diagnostiqués dans le cyclone Dora. L'impact des différents modes sur le changement d'intensité associé au cycle de remplacement du mur de l'œil pourra être diagnostiqué. On espère ainsi mieux comprendre la dynamique de l'interaction thalweg-cyclone dans la partie interne du vortex, notamment le rôle des ondes de Rossby de vortex dans la redistribution radiale du moment angulaire et le réarrangement de tourbillon potentiel au niveau du mur primaire et du mur secondaire en formation, sur une zone circulaire affectant toute l'épaisseur de la troposphère.

La prévision opérationnelle future des cyclones à Météo-France pourrait grandement bénéficier de la mise en place d'un modèle à échelle fine comme AROME avec un schéma d'assimilation de données 3D-Var (Seity et al. 2011). Opérationnel en France métropolitaine depuis décembre 2008, AROME s'inspire du code d'ALADIN non-hydrostatique (Pailleux et al. 2000, Bénard et al. 2010, Yessad 2011) pour la partie dynamique et d'un ensemble de paramétrisations physiques issues de Méso-NH. L'apport d'AROME sur ALADIN est avant tout une résolution horizontale plus fine, une dynamique non-hydrostatique et une physique plus sophistiquée. Ces atouts lui confèrent des capacités uniques, notamment en prévision des nuages convectifs et des effets locaux. Si l'on souhaite couvrir l'ensemble du bassin pour la mission de surveillance OMM du CMRS, une configuration du modèle avec domaine mobile pourrait s'avérer nécessaire. Pour un tel système, l'assimilation d'observations contraignant la position, la structure et l'intensité du système dépressionnaire dans une analyse provenant d'un modèle global serait envisageable, de façon similaire au protocole mis en place avec ALADIN-Réunion dans cette thèse. L'assimilation dans un proche avenir des radiances micro-ondes en conditions pluvieuses et nuageuses devrait permettre de s'affranchir des méthodes de bogus qui s'avèrent clairement insuffisantes pour contraindre la structure et les bandes précipitantes des cyclones (voir chapitre 6). Plus généralement, la prévision opérationnelle future des cyclones dans le monde utilisera des observations à haute résolution pour initialiser des systèmes de prévision nu-

mérique capables de résoudre explicitement la convection, systèmes optimisés pour des ordinateurs à architecture massivement parallèle, de puissance de calcul décuplée (Zhang 2011).

Glossaire

Notation	Description
ACCESS	the Australian Community Climate and Earth-System Simulator (modèle développé conjointement par le BoM et le CSIRO), 65, 66, 119, 173, 174
ALADIN	Aire Limitée Adaptation dynamique Développement InterNational, xi, 2, 3, 6, 24, 66, 73, 74, 104, 114–118, 120–123, 127–130, 132, 137, 142, 143, 145, 204, 205, 234, 236, 238
AMSR-E	Advanced Microwave Sounding Radiometer - Earth observing system (arrêté depuis octobre 2011), 26, 103
AMSU-A	Advanced Microwave Sounding Unit - module A (destiné aux profils de température), 28, 76
AMSU-B	Advanced Microwave Sounding Unit - module B (destiné aux profils d'humidité), 26
AOML	Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory (laboratoire de la NOAA en Floride), v, 207
AROME	Applications de la Recherche à l'Opérationnel à Méso-Echelle (Applications of Research to Operations at MesoscalE), 2, 118, 129, 205
ARPEGE	Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle, 65, 66, 114, 116–119, 121, 204, 234
Best track	données ré-analysées de la trajectoire et de l'intensité estimée d'un système tropical toutes les 6 heures au mieux (suivant l'époque), 29, 70, 72, 79, 92, 99, 104, 105, 114, 115, 121–123, 127, 129, 130, 132, 174, 203, 236, 238
BoM	Bureau of Meteorology (organisme météorologique national Australien), 3, 65, 66, 119, 207
CANARI	Code d'Analyse Nécessaire à Arpege pour ses Rejets et son Initialisation, 104, 117, 118
CAPE	Convective Available Potential Energy (énergie potentielle convective utilisable), 12, 13, 46
CAWCR	Centre for Australian Weather and Climate Research (structure de recherche d'environ 350 agents - coopération entre le BoM et le CSIRO), v, 3, 65, 173
CDO	Central Dense Overcast, 28, 30
CEPMMT	Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (ECMWF), 42, 53, 65, 69, 70, 74, 87, 91, 92, 97, 105, 109, 113, 114, 121, 132, 204, 207, 234, 236
CFL	condition de Courant Friedrichs et Lewy, 128
CI	Current Intensity (échelle de Dvorak), 28–30, 44, 79, 82, 84, 91, 99
CIMSS	Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies (University of Wisconsin-Madison), 30, 99
CIN	Convective INhibition (frein d'instabilité), 12
CISK	Conditional (or Convective) Instability of the Second Kind, 13

Notation	Description
CLIPER	CLImatology and PERsistence model (modèle statistique de prévision de trajectoire du NHC), 64, 68
CMRS	Centre Météorologique Régional Spécialisé (RSMC en anglais), x, xii, 7, 9, 29, 30, 64, 69, 70, 79, 99, 117, 203, 205, 234
CNRM	Centre National de Recherches Météorologiques, v, 74, 117
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique, v, 2
CRC	Cellule Recherche Cyclone (nomenclature Météo-France), v, vi
CSIRO	Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (agence Australienne de recherche gouvernementale), 65, 207
CT	Cyclone Tropical, 9
DIRRE	Direction Inter-Régionale de la REunion (Météo-France), v, vi, 234
DMSP	Defense Meteorological Satellite Program, 26, 32
DT	Dépression Tropicale, 9, 79
ECMWF	European Center for Medium range Weather Forecasting (CEPMMT), 65, 207
ECUME	Exchange Coefficients from Unified Multi-campaigns Estimates, 118
EFC	Eddy Flux Convergence, 54, 55, 142
ENM	Ecole Nationale de la Météorologie, v
EPS	Ensemble Prediction System (du CEPMMT), 69
ERA-Interim	réanalyses globales du CEPMMT à la troncature T255 L60 (résolution horizontale d'environ 80 km et 60 niveaux verticaux) de 1979 à nos jours par pas de 6 h et avec assimilation 4D-Var, 42, 87, 91, 92, 104, 109, 113, 121
ERC	Eyewall Replacement Cycle, 21, 32, 33, 55, 64, 74, 103, 108, 204
FCPLR	Formation Complémentaire Par La Recherche, v
FNMOC	a Fleet Numerical Meteorology and Oceanography Center, 66
GASP	Global ASsimilation and Prognosis system (modèle Australien qui a précédé ACCESS-G), 119, 120
GEFS	Global Ensemble Forecast System (U.S. National Weather Service), 69
GFDL	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (Hurricane Prediction System), 66, 72, 74, 76
GFS	Global Forecast System (modèle global du NCEP), 65, 66, 68, 69, 72
GOES	Geostationary Operational Environmental Satellite, 26, 75
HRD	Hurricane Research Division (équipe Cyclones du laboratoire AOML), v
HWRF	Hurricane Weather Research and Forecast system (modèle à aire limitée du NCEP), 66, 74, 76, 204
IFS	Integrated Forecast System (modèle du CEPMMT), 65, 70, 109, 113–117, 121, 123, 127, 129, 130, 132, 204, 234, 236, 238
IPM	Intensité Potentielle Maximale, 13, 54, 68, 85
IR	InfraRouge, 25, 26, 29, 30, 32, 68, 75
JMA	Japan Meteorological Agency, 9, 29, 174
JTWC	Joint Typhoon Warning Center, 7, 9, 104, 174

Notation	Description
LACy	Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones, v, 2, 3, 12, 42, 117, 234
LAPS	Limited-Area Prediction System (modèle à aire limité Australien), 119
LBAR	Limited Area Barotropic Model, 66
LGEM	Logistic Growth Equation Model, 69
MADRAS	Microwave Analysis and Detection of Rain and Atmospheric Structures, 26, 75
MCS	Mesoscale Convective System, 7, 11
MHS	Microwave Humidity Sounder (successeur de AMSU-B), 26
MJO	Madden-Julian Oscillation, 12, 99, 174
MM5	5ème version du modèle de méso-échelle du NCAR, 74
MOCCANA	MOdèle Climatologique de Cyclones par ANAlogues, 64, 69
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer, 32
MOGREPS	Met Office Global and Regional Ensemble Prediction System, 69
Méso-NH	modèle méso-échelle Non-Hydrostatique (modèle de recherche), 3, 74, 76, 114, 115, 118, 119, 121–123, 127–130, 132, 205, 236, 238
NASA	National Aeronautics and Space Administration, 26
NCAR	National Center for Atmospheric Research, 74, 208
NCEP	National Centers for Environmental Prediction, 65, 66, 69, 207
NEMO	Nucleus for European Modeling of the Ocean, 76
NESDIS	National Environmental Satellite Data and Information Service, 208
NHC	National Hurricane Center, 7, 9, 64, 66, 68, 70, 209, 234
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration, v, 26, 32, 75, 76, 207
NOGAPS	(United States) Navy Operational Global Atmospheric Prediction System, 65, 66
NPOESS	National Polar-Orbiting Operational Environmental Satellite System, 75
NPP	National Polar-Orbiting Partnership, 75
NRL	Naval Research Laboratory, 26, 33, 103
OHC	Ocean Heat Content, 44, 91, 92, 104
OMM	Organisation Mondiale de la Météorologie, 1, 3, 7, 9, 74, 203, 205
OSTIA	Operational Sea surface Temperature and sea Ice Analysis, 118
PCT	Polarization Corrected Temperature, 26
PR	Precipitation Radar (capteur micro-ondes actif à bord du satellite TRMM), 28
PT	Perturbation Tropicale, 9, 79
PV	Tourbillon potentiel d'Ertel : Potential Vorticity, 6, 56, 61, 62, 92, 145
RAMMB	Regional and Mesoscale Meteorology Branch, 104
RI	Rapid Intensification, 44, 48, 51, 54, 56, 68, 82, 84, 87–89, 91, 92, 99, 108, 174, 203
RMW	Radius of Maximum Wind (RVM en français), 15, 46
ROCI	Radius of Outer Closed Isobar : rayon de la plus lointaine isobare fermée entourant le cyclone, 174
RSMC	Regional Specialized Meteorological Centre, 7, 207
RTTOV	Radiative Transfer for Tiros Operational Vertical Sounder, 121, 130

Notation	Description
RVM	Rayon de Vent Maximal, 15, 17, 18, 23–25, 29, 30, 32, 46, 50, 51, 59–61, 63, 73, 122, 174, 175, 208, 231
RWB	Rossby Wave Breaking, 41, 42, 51, 87, 91, 92
SAB	Satellite Analysis Branch (division du NESDIS), 29
SAL	Saharan Air Layer, 13
SEVIRI	Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager, 118
SHIFOR	Statistical Hurricane Intensity FORecast (modèle statistique de prévision d'intensité du NHC), 64
SHIPS	Statistical Hurricane Intensity Prediction Scheme, 68, 69
SOOI	Sud-Ouest de l'Océan Indien, x, xii, 2, 3, 6, 7, 9, 12, 29, 30, 37, 42, 44, 52, 66, 69, 70, 77, 79, 82, 84, 87, 92, 99, 104, 116–118, 173, 203, 234
SSM/I	Special Sensor Microwave/Imager, 25, 26, 33, 76
SSMIS	Special Sensor Microwave Imager Sounder, 26, 32, 103
T-PARC	THORPEX - Pacific Asian Regional Campaign, 173, 209
TAFB	Tropical Analysis and Forecast Branch (division du Tropical Prediction Center - NHC), 29
TC-LAPS	Tropical Cyclone Limited-Area Prediction System (modèle à aire limité Australien), 3, 25, 63, 66, 73, 119–121, 127, 129, 171, 173, 174, 203
TCS08	Tropical Cyclone Structure 2008 (associé à la campagne T-PARC), 1, 173, 174
TCWC	Tropical Cyclone Warning Center, 7, 9
THORPEX	THe ObseRving system Research and Predictability Experiment, 173
TMI	TRMM Microwave Imager, 26, 33
TRMM	Tropical Rainfall Measuring Mission, 26, 28, 103, 208, 209
TT	Tempête Tropicale, 9
UKMO	United Kingdom Meteorological Office, 65
UTC	Coordinated Universal Time (Temps Universel Coordonné), 38, 99
VASCO	Validation of the Aeroclipper System under Convective Occurrences, 102
VHT	Vortical Hot Towers, 6, 51, 58, 62, 63, 174, 175
VRW	Vortex Rossby Waves, 6, 58–60, 62, 63, 74
WISHE	Wind-Induced Surface Heat Exchange, 12, 13, 56, 57
ZCIT	Zone de Convergence Inter-Tropicale, 7, 11, 37

Bibliographie

Aksoy, A. g., S. Lorsolo, T. Vukicevic, K. J. Sellwood, S. D. Aberson, et F. Zhang, 2012 : The HWRF Hurricane Ensemble Data Assimilation System (HEDAS) for High-Resolution Data : The Impact of Airborne Doppler Radar Observations in an OSSE. *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 1843–1862.

Andersson, E. et A. Hollingsworth, 1988 : Typhoon bogus observations in the ECMWF data assimilation system. Technical Report 148, ECMWF.

Arbogast, P., 2002 : L'inversion du tourbillon potentiel, un outil pour comprendre le creusement des dépressions. *La Météorologie*, **8(38)**, 19–29 (French only).

Arbogast, P., K. Maynard, et F. Crépin, 2008 : Ertel potential vorticity inversion using a digital filter initialization method. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1287–1296.

Arnault, J., 2008 : Evolution cyclogénétique des perturbations convectives de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique tropical. Thèse de doctorat, Discipline Physique de l'Atmosphère, Université Toulouse III - Paul Sabatier, France, 220 pp.

Atkinson, G. et C. R. Holliday, 1977 : Tropical cyclone minimum sea level pressure/maximum sustained wind relationship for the Western North Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 421–427.

Bacheviller, F. et G. Leches, 2006 : Influence des ondes de Rossby sur l'évolution des cyclones tropicaux dans l'Océan Indien sud. Rapport de stage de fin d'études IENM3, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France.

Balaguru, K., P. Chang, R. Saravanan, L. R. Leung, Z. Xu, M. Li, et J.-S. Hsieh, 2012 : Ocean barrier layers' effect on tropical cyclone intensification. *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)*, **109(36)**, 14 343–14 347.

Barbary, D., 2000 : Développement modèle de prévision statistico-dynamique d'intensité des cyclones tropicaux dans le bassin sud-ouest Océan Indien à partir du concept MOCCANA. Rapport de stage de fin d'études IENM3, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France, 48 pp.

Barlan, C., B. Dufour, et E. Caillaud, 2003 : Climatologie du déferlement des ondes de Rossby le long de la tropopause subtropicale. Stage de climatologie IENM3, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France, 52 pp.

Beldjilali, A., 2004 : Tourbillon potentiel : Etude des interactions entre les anomalies d'altitude et les cyclones tropicaux. Rapport de stage de fin d'études IENM3, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France, 53 pp.

Belleudy, A., 2005 : Etude des performances du modèle MOCCANA intensité sur trois bassins cycloniques concernant les Antilles-Guyane, La Réunion, la Polynésie française et la Nouvelle-Calédonie. Rapport de stage de fin d'études TSE2, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France, 54 pp.

Bénard, P., J. Vivoda, J. Mašek, P. Smolíková, K. Yessad, C. Smith, R. Brožková, et J.-F. Geleyn, 2010 : Dynamical kernel of the Aladin-NH spectral limited-area model : Revised formulation and sensitivity experiments. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 155–169.

Bender, M. A., I. Ginis, R. E. Tuleya, B. Thomas, et T. Marchok, 2007 : The operational GFDL coupled hurricane-ocean prediction system and a summary of its performance. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 3965–3989.

Bender, M. A., R. J. Ross, R. E. Tuleya, et Y. Kurihara, 1993 : Improvements in Tropical Cyclone Track and Intensity Forecasts Using the GFDL Initialization System. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2046–2061.

Bessafi, M., A. Lasserre-Bigorry, C. J. Neumann, F. Pignolet-Tardan, D. Payet, et M. Lee-Ching-Ken, 2002 : Statistical Prediction of Tropical Cyclone Motion : An Analog-CLIPER Approach. *Wea. Forecasting*, **17**, 821–831.

Bessafi, M. et M. C. Wheeler, 2006 : Modulation of south Indian Ocean tropical cyclones by the Madden-Julian oscillation and convectively-coupled equatorial waves. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 638–656.

Beucher, F., 2010a : *Météorologie tropicale : des alizés au cyclone - Tome 1.* Cours et manuels 19, Météo-France, 1–476 pp.

Beucher, F., 2010b : *Météorologie tropicale : des alizés au cyclone - Tome 2.* Cours et manuels 20, Météo-France, 1–420 pp.

Bister, M. et K. Emanuel, 1998 : Dissipative heating and hurricane intensity. *Meteor. Atmos. Phys.*, **65**, 233–240.

Black, M. L., J. F. Gamache, F. D. M. Jr., C. E. Samsury, et H. E. Willoughby, 2002 : Eastern Pacific Hurricanes Jimena of 1991 and Olivia of 1994 : The effect of vertical shear on structure and intensity. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2291–2312.

Bosart, L. F., W. E. Bracken, J. Molinari, C. S. Velden, et P. G. Black, 2000 : Environmental Influences on the Rapid Intensification of Hurricane Opal (1995) over the Gulf of Mexico. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 322–352.

Bougeault, P. et P. Lacarrère, 1989 : Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1872–1890.

Bourke, W., T. Hart, P. Steinle, R. Seaman, G. Embery, M. Naughton, et L. Rikus, 1995 : Evolution of the Bureau of Meteorology's Global Assimilation and Prediction system. Part 2 : Resolution enhancements and case studies. *Aust. Meteor. Mag.*, **44**, 19–40.

Braun, S., M. T., Montgomery, et Z. Pu, 2006 : High-resolution simulation of Hurricane Bonnie (1998). Part I : The organization of eyewall vertical motion. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 19–42.

Bresson, E., 2007 : Simulations idéalisées d'intensification de systèmes dépressionnaires tropicaux à l'aide du modèle Méso-NH : sensibilité au premier niveau de l'échelle verticale. Rapport de stage de master 2 OASC, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 46 pp.

Brunet, G., 1994 : Empirical Normal-Mode Analysis of Atmospheric Data. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 932–952.

Caroff, P., C. Bientz, O. Cabanes, T. Dupont, A. Charlat, et A.-C. Fontan, 2008 : Saison cyclonique : 2006/2007. Tech. rep., Météo-France - Direction interrégionale de La Réunion, Sainte Clotilde, La Reunion, France.

Carr, L. E. et R. L. Elsberry, 1997 : Models of tropical cyclone wind distribution and beta-effect propagation for application to tropical cyclone track forecasting. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 3190–3209.

Chaboureau, J.-P., 2008 : The Meso-NH user's guide : MASDEV4_8 version. Tech. Rep. Déc. 2008, Laboratoire d'Aérologie. [Disponible sur http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir_doc/book3_m48_1dec2008/book3_m48_1dec2008/book3.html].

Chaboureau, J.-P., 2011a : The Meso-NH Atmospheric Simulation System : Scientific Documentation. Part I : Dynamics. MASDEV4_9 version. Nov. 2011, Météo-France/CNRS. [Disponible sur http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir_doc/book1_m49_22nov2011/scidoc_p1.pdf].

Chaboureau, J.-P., 2011b : The Meso-NH Atmospheric Simulation System : Scientific Documentation. Part I : Dynamics. MASDEV4_8 version. Mai 2011, Météo-France/CNRS. [Disponible sur http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir_doc/book1_m48_25may2011/scidoc_p1.pdf].

Chaboureau, J.-P., 2011c : The Meso-NH Atmospheric Simulation System : Scientific Documentation. Part III : Physics. MASDEV4_8 version. Mai 2011, Météo-France/CNRS. [Disponible sur http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir_doc/book1_m48_25may2011/scidoc_p3.pdf].

Chan, J. C.-L. et R. T. Williams, 1987 : Analytical and numerical studies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I : Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1257–1265.

Charney, J. G. et A. Eliassen, 1964 : On the growth of the hurricane depression, a summary. *Geofis. Int.*, 223–230.

Chen, Y., G. Brunet, et M. K. Yau, 2003 : Spiral Bands in a Simulated Hurricane. Part II : Wave Activity Diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1239–1256.

Chen, Y. et M. K. Yau, 2001 : Spiral Bands in a Simulated Hurricane. Part I : Vortex Rossby Wave Verification. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2128–2145.

Chen, Y. et M. K. Yau, 2003 : Asymmetric Structures in a Simulated Landfalling Hurricane. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2294–2312.

Corbosiero, K., J. Molinari, A. Aiyyer, et M. Black, 2006 : The Structure and Evolution of Hurricane Elena (1985). Part II : Convective Asymmetries and Evidence for Vortex Rossby Waves. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 3073–3091.

Corbosiero, K. L., S. Abarca, et M. T. Montgomery, 2012 : Vortex Rossby Waves and Secondary Eyewall Formation in a High-resolution Simulation of Hurricane Katrina (2005). *Recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 1A.6, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205787.html].

Courtney, J. et J. A. Knaff, 2009 : Adapting the Knaff and Zehr wind-pressure relationship for operational use in Tropical Cyclone Warning Centres. *Aust. Meteor. and Oceanogr. J.*, **58**, 167–179.

Davidson, N. E., C. M. Nguyen, et M. Reeder, 2008 : Downstream development during the rapid intensification of hurricanes Opal and Katrina : the distant trough interaction problem. *Extended abstracts, 28th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 28 April – 2 May, Orlando, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 10B.4.

Davidson, N. E. et K. Puri, 1992 : Tropical prediction using dynamical nudging, satellite-defined convective heat sources and a cyclone bogus. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2501–2522.

Davidson, N. E., L. J. Rikus, R. A. Dare, C. I. W. Tingwell, et H. C. Weber, 2006 : Validation of TC-LAPS structure forecasts of some significant 2004-2005 US hurricanes. *Extended abstracts, 27th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 24 – 28 April, Monterey, California, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 14A.2.

Davidson, N. E. et H. C. Weber, 2000 : The BMRC High-Resolution Tropical Cyclone Prediction System : TC-LAPS. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1245–1265.

Dee, D. P. et coll., 2011 : The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 553–597.

DeMaria, M., 1996 : The Effect of Vertical Shear on Tropical Cyclone Intensity Change. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2076–2088.

DeMaria, M., 2009 : A simplified dynamical system for tropical cyclone intensity prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 68–82.

DeMaria, M., S. D. Aberson, K. V. Ooyama, et S. J. Lord, 1992 : A nested spectral model for hurricane track forecasting. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1628–1643.

DeMaria, M. et J. Kaplan, 1994 : A Statistical Hurricane Intensity Prediction Scheme (SHIPS) for the Atlantic Basin. *Wea. Forecasting*, **9**, 209–220.

DeMaria, M., J. Kaplan, et J.-J. Baik, 1993 : Upper-Level Eddy Angular Momentum Fluxes and Tropical Cyclone Intensity Change. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1133–1147.

DeMaria, M., M. Mainelli, L. K. Shay, J. A. Knaff, et J. Kaplan, 2005 : Further improvements to the statistical hurricane intensity prediction scheme (SHIPS). *Wea. Forecasting*, **20**, 531–543.

Dickerman, C. L., 2006 : A recent history of the GFDN Tropical Cyclone Forecast Model. *Extended abstracts, 27th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 24 – 28 April, Monterey, California, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, P5.8.

Drevon, B., 2001 : Etude statistique de performance d'un modèle de prévision statistico-dynamique d'intensité des systèmes dépressionnaires tropicaux dans le sud-ouest du bassin de l'Océan Indien : MOCCANA Intensité. Rapport de stage de fin d'études IENM3, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France, 68 pp.

Dudhia, J., 1993 : A nonhydrostatic version of the Penn state- NCAR mesoscale model : validation tests and simulation of an atlantic cyclone and cold front. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1493–1513.

Dunkerton, T. J., M. T. Montgomery, et Z. Wang, 2008 : Tropical cyclogenesis in a tropical wave critical layer : Easterly waves. *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, **8**, 11 149–11 292, [Disponible sur http://www.atmos-chem-phys-discuss.net/8/11149/2008/acpd-8-11149-2008.html].

Dupont, T., M. Plu, P. Caroff, et G. Faure, 2011 : Verification of ensemble-based uncertainty circles around tropical cyclone track forecasts. *Wea. Forecasting*, **26**, 664–676.

Duvel, J.-P., C. Basdevant, H. Bellenger, G. Reverdin, A. Vargas, et J. Vialard, 2008 : The Aeroclipper, a new device to explore convective systems and cyclones. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **90**, 63–71.

Dvorak, V., 1984 : Tropical cyclone intensity analysis using satellite data. NOAA Tech. Rep. NESDIS 11, 47 pp.

Dvorak, V. F., 1975 : Tropical cyclone intensity analysis and forecasting from satellite imagery. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 420–430.

Dvorak, V. F., 1977 : Tropical cyclone intensity analysis using enhanced infrared satellite data. *Proceedings of the 11th Technical Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 13 – 16 December, Miami, Florida, Amer. Meteor. Soc., 268–273.

Edmon, H. J., B. J. Hoskins, et M. E. McIntyre, 1980 : Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.

Eliassen, A., 1952 : Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, **5**, 19–60.

Eliassen, A. et E. Palm, 1961 : On the tansfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Publ.*, **22(3)**, 1–23.

Elsberry, R., W. Frank, G. Holland, J. Jarrel, et R. Southern, 1987 : *A global view of tropical cyclones*, G. J. Holland, Ed., Univ. of Chicago Press, Chicago, IL.

Elsberry, R. L., P. A. Harr, R. Ferek, S. Chang, et D. Eleuterio, 2008 : Tropical Cyclone Structure (TCS08) Field Experiment in the Western North Pacific during 2008. *Extended abstracts, 28th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 28 April – 2 May, Orlando, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 7C.6, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/28Hurricanes/techprogram/paper_138469.htm].

Emanuel, K. A., 1986 : An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I : Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585–605.

Faure, G., S. Westrelin, et D. Roy, 2008 : Un nouveau modèle de prévision à Météo-France : Aladin-Réunion. *La Météorologie*, **8(60)**, 29–35 (French only).

Ferreira, R. N. et W. H. Schubert, 1997 : Barotropic Aspects of ITCZ Breakdown. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 261–285.

Fiorino, M., 2009 : Record-setting performance of the ECMWF IFS in medium-range tropical cyclone track prediction. *ECMWF Newsletter*, **118**, 20–27.

Fiorino, M. et R. L. Elsberry, 1989 : Contributions to Tropical Cyclone Motion by Small, Medium and Large Scales in the Initial Vortex. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 721–727.

Fiorino, M., J. S. Goerss, J. J. Jensen, et J. E. J. Harrison, 1993 : An evaluation of the real-time tropical cyclone forecast skill of the navy operations global atmospheric prediction system in the western north pacific. *Wea. Forecasting*, **8**, 3–24.

Fischer, C., T. Montmerle, L. Auger, et B. Lacroix, 2006 : L'assimilation opérationnelle de données régionales à Météo-France. *La Météorologie*, **8(54)**, 43–54 (French only).

Fischer, C., T. Montmerle, L. Berre, L. Auger, et S. Stefanescu, 2005 : An overview of the variational assimilation in the ALADIN-France numerical weather-prediction system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 3477–3492.

Frank, W. et E. Ritchie, 2001 : Effects of vertical wind shear on the intensity and structure of numerically simulated hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2249–2269.

Frank, W. M., 1977 : The structure and energetics of the tropical cyclone I. storm structure. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1119–1135.

Frank, W. M. et P. E. Roundy, 2006 : The role of tropical waves in tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 2397–2417.

Franklin, J. L., 2008 : National Hurricane Center forecast verification, updated 21 may 2008. NOAA Tech. Rep.

Fujita, T., 1952 : Pressure distribution within a typhoon. *Geophys. Mag.*, **23**, 437–451.

Gadoury, J. et M. K. Yau, 2012 : Impact of numerical grid spacing and time step on Vortex Rossby-Waves in secondary eyewall formation in hurricane Wilma (2005). *Short abstracts and recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 1A.2, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205410.html].

Gal-Chen, T. et R. C. J. Sommerville, 1975 : On the Use of a Coordinate Transformation for the Solution of the Navier-Stokes Equations. *J. Comput. Phys.*, **17**, 209–228.

Gallina, G. M. et C. S. Velden, 2002 : Environmental vertical wind shear and tropical cyclone intensity change utilizing enhanced satellite derived wind information. *Extended abstracts, 25th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 28 April – 3 May, San Diego, CA, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 172–173.

Goerss, J. S., 2007 : Prediction of Consensus Tropical Cyclone Track Forecast Error. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 1985–1993.

Gopalakrishnan, S. G., Q. Liu, T. Marchok, D. Sheinin, N. Surgi, R. Tuleya, R. Yablonsky, et X. Zhang, 2010 : Hurricane Weather and Research and Forecasting (HWRF) model scientific documentation. 75, [Disponible sur http://www.dtcenter.org/HurrWRF/users/docs/scientific_documents/HWRF_final_2-2_cm.pdf].

Gray, W. M., 1979 : Hurricanes : Their formation, structure and likely role in the tropical circulation. *Meteorology over the tropical oceans*, D. B. Shaw, Ed., Royal Meteorological Society, 151–218.

Grell, G. A., J. Dudhia, et R. Stauffer, 1994 : A description of the fifth-geneation Penn state-NCAR mesoscale model (MM5). NCAR Tech. Note NCAR/TN-398+STR, 138 pp.

Guinn, T. A. et W. H. Schubert, 1993 : Hurricane spiral bands. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3380–3403.

Guishard, M. P., 2006 : Atlantic subtropical storms : climatology and characteristics. Ph.D. thesis, Department of Meteorology, Pennsylvania State University, 158 pp.

Hanley, D., J. Molinari, et D. Keyser, 2001 : A compositive study of the interactions between tropical cyclones and upper-tropospheric troughs. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2570–2584.

Harnos, D. S. et S. W. Nesbitt, 2011 : Convective structure in rapidly intensifying tropical cyclones as depicted by passive microwave measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **38, L07805**, 5.

Harper, B. A., J. D. Kepert, et J. D. Ginger, 2010 : Guidelines for converting between various wind averaging periods in tropical cyclone conditions. Tech. Rep. WMO/TD-No. 1555, World Meteorological Organization, 64 pp. [Disponible sur http://www.wmo.int/pages/prog/www/tcp/documents/WMO_TD_1555_en.pdf].

Harr, P. A., R. L. Elsberry, et T. F. Hogan, 2000 : Extratropical transition of tropical cyclones over the western North Pacific. Part II : The impact of midlatitude circulation characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2634–2653.

Hart, T. L., W. Bourke, B. J. McAvaney, B. W. Forgon, et J. L. McGregor, 1990 : Atmospheric general circulation simulations with the BMRC global spectral model : The impact of revised parameterizations. *J. Climate*, **3**, 436–459.

Hartmann, D. L., C. R. Mechoso, et K. Yamazaki, 1984 : Observations of Wave-Mean Flow Interaction in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 351–362.

Heming, J., J. Chan, et A. Radford, 1995 : A new scheme for the initialisation of tropical cyclones in the UK Meteorological Office global model. *Meteor. Appl.*, **2**, 171–184.

Heming, J. et J. Goerss, 2010 : Track and Structure Forecasts of Tropical Cyclones. *Global Perspectives on Tropical Cyclones : From Science to Mitigation*, J. C. L. Chan et J. D. Kepert, Eds., World Scientific Publishing, 287–323.

Heming, J. T., 2009 : Evaluation of and improvements to the Met Office tropical cyclone initialisation scheme. *Meteor. Appl.*, **16**, 339–351.

Hendricks, E. A., M. T. Montgomery, et C. A. Davis, 2004 : The Role of Vortical Hot Towers in the Formation of Tropical Cyclone Diana (1984). *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1209–1232.

Hendricks, E. A., W. H. Schubert, R. K. Taft, H. Wang, et J. P. Kossin, 2009 : Life Cycles of Hurricane-Like Vorticity Rings. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 705–722.

Heymsfield, G. M., J. B. Halverson, J. Simpson, L. Tian, et T. P. Bui, 2001 : ER-2 doppler radar investigations of the eyewall of Hurricane Bonnie during the Convection and Moisture Experiment-3. *J. Appl. Meteor.*, **40**, 1310–1330.

Holland, G. J., 1980 : An analytic model of the wind and pressue profiles in hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1212–1218.

Holland, G. J., 1983 : Tropical Cyclone Motion : Environmental Interaction Plus a Beta Effect. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 328–342.

Holland, G. J. et R. T. Merrill, 1984 : On the dynamics of tropical cyclone structural changes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 723–745.

Holland, J. I. B. A. F., Greg J., 2010 : A Revised Model for Radial Profiles of Hurricane Winds. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4393–4401.

Hong, X., S. W. Chang, S. Raman, L. K. Shay, et R. Hodur, 2000 : The interaction between Hurricane Opal (1995) and a warm core ring in the Gulf of Mexico. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1347–1365.

Hope, J. R. et C. J. Neumann, 1970 : An operational technique for relating the movement of existing tropical cyclones to past tracks. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 925–933.

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, et A. Robertson, 1985 : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877–946.

Huang, Y.-H., M. T. Montgomery, et C.-C. Wu, 2012 : Concentric Eyewall Formation in Typhoon Sinlaku (2008). Part II : Axisymmetric Dynamical Processes. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 662–674.

Hughes, L. A., 1952 : On the low-level wind structure of tropical storms. *J. Meteor.*, **9**, 422–428.

Ibrahim, C., 2011 : Analyse des ondes de gravité générées par les cyclones tropicaux dans le bassin sud ouest indien. Thèse de doctorat, Discipline Physique de l'Atmosphère, Université de La Réunion, France, 150 pp.

Jeffries, R. A. et E. J. Fukada, 2002 : Consensus approach to track forecasting. *Extended abstracts, Fifth Int. Workshop on Tropical Cyclones*, Cairns, Australia, World Meteorological Organization, CD-ROM, TP3.2.

Jolivet, S., 2008 : Modélisation mésoéchelle des cyclones tropicaux dans le Sud-Ouest de l'Océan Indien avec Méso-NH. Cas d'étude DINA. Thèse de doctorat, Discipline Physique de l'Atmosphère, Université de La Réunion, France, 243 pp.

Kain, J. S. et J. M. Fritsch, 1993 : Convective parameterization for mesoscale models : The Kain-Fritsch scheme. *The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models, Meteor. Monogr.*, **24**, 165–170.

Kaplan, J. et M. DeMaria, 2003 : Large-scale characteristics of rapidly intensifying tropical cyclones in the north Atlantic basin. *Wea. Forecasting*, **18**, 1093–1108.

Kaplan, J., M. DeMaria, et J. A. Knaff, 2010 : A Revised Tropical Cyclone Rapid Intensification Index for the Atlantic and Eastern North Pacific Basins. *Wea. Forecasting*, **25**, 220–241.

Kieper, M. E., 2008 : A technique for anticipating initial rapid increases in intensity in Tropical Cyclones, using 37 gHz microwave imagery. *Extended abstracts, 28th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 28 April – 2 May, Orlando, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, P2B.15.

Knaff, J., J. P. Kossin, et M. DeMaria, 2003 : Annular hurricanes. *Wea. Forecasting*, **18**, 204–223.

Knaff, J. A., D. P. Brown, J. Courtney, G. M. Gallina, et J. L. Beven, 2010 : An Evaluation of Dvorak Technique-Based Tropical Cyclone Intensity Estimates. *Wea. Forecasting*, **25**, 1362–1379.

Knaff, J. A., S. A. Seseske, M. DeMaria, et J. L. Demuth, 2004 : On the influences of vertical wind shear on symmetric tropical cyclone structure derived from AMSU. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 2503–2510.

Knaff, J. A. et R. M. Zehr, 2007 : Reexamination of the tropical cyclone wind-pressure relationships. *Wea. Forecasting*, **22**, 71–88.

Knapp, K. R., M. C. Kruk, D. H. Levinson, H. J. Diamond, et C. J. Neumann, 2010 : The International Best Track Archive for Climate Stewardship (IBTrACS) : Unifying tropical cyclone best track data. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91**, 363–376.

Koba, H., S. Osano, T. Hagiwara, S. Akashi, et T. Kikuchi, 1990 : Relationship between the CI-number and central pressure and maximum wind speed in typhoons (in Japanese). *J. Meteor. Res.*, **42**, 59–67.

Koba, H., S. Osano, T. Hagiwara, S. Akashi, et T. Kikuchi, 1991 : Relationship between the CI-number and central pressure and maximum wind speed in typhoons (English translation). *Geophys. Mag.*, **44**, 15–25.

Komaromi, W. A., S. J. Majumdar, et E. D. Rappin, 2011 : Diagnosing Initial Condition Sensitivity of Typhoon Sinlaku (2008) and Hurricane Ike (2008). *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 3224–324.

Kossin, J. P. et W. H. Schubert, 2001 : Mesovortices, polygonal flow patterns, and rapid pressure falls in hurricane-like vortices. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2196–2209.

Kossin, J. P. et W. H. Schubert, 2004 : Mesovortices in Hurricane Isabel. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**, 151–153.

Kuo, H.-C., Y. T. Yang, et C. H. Liu, 2012 : Concentric Eyewall Typhoon characteristics at Western North Pacific. *Extended abstracts, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 1A.8, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper206024.html].

Kurihara, Y., 1976 : On the development of spiral bands in a tropical cyclone. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 940–958.

Kurihara, Y., M. A. Bender, et R. J. Ross, 1993 : An Initialization Scheme of Hurricane Models by Vortex Specification. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2030–2045.

Kurihara, Y., M. A. Bender, R. E. Tuleya, et R. J. Ross, 1995 : Improvements in the GFDL Hurricane Prediction System. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 2791–2801.

Kwon, H. J., S. Won, M. Ahn, A. Suh, et H. Chung, 2002 : GFDL-type Typhoon initialization in MM5. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2966–2974.

Lafore, J.-P., et al., 1998 : The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. Scientific objectives and experimental design. *Annales Geophysicae*, **16**, 90–109.

Lajoie, F. et K. Walsh, 2008 : A Technique to Determine the Radius of Maximum Wind of a Tropical Cyclone. *Wea. Forecasting*, **23**, 1007–1015.

Laprise, R., 1992 : The resolution of global spectral models. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73**, 1453–1454.

Lee, C.-S., K. K. W. Cheung, W.-T. Fang, et R. L. Elsberry, 2010 : Initial Maintenance of Tropical Cyclone Size in the Western North Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3207–3223.

Leroux, M. D., 2004 : Etude de l'interaction entre le déferlement des ondes de Rossby et l'oscillation de Madden-Julian dans le bassin sud de l'océan Indien. Rapport de stage de fin d'études TSE2, Ecole Nationale de la Météorologie, 42 Avenue Coriolis, Toulouse, France, 37 pp.

Leroux, M. D., 2010 : Prediction and diagnosis of the motion and rapid intensification of Typhoon Sinlaku during TCS08 (Tropical Cyclone Structure Experiment, 2008). *Extended abstracts, 29th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 10 – 14 May, Tucson, Arizona, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 11A.2, [Disponible sur http://ams.confex.com/ams/29Hurricanes/techprogram/paper_167961.htm].

Leroux, M. D., 2012 : Interaction between a midlatitude upper-level trough and tropical cyclone Dora (2007) over the southwest Indian Ocean. *Extended abstracts, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 15C.5, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205109.html].

Leroux, M. D., N. E. Davidson, Y. Ma, et J. D. Kepert, 2012a : Prediction and diagnosis of the motion and rapid intensification of Typhoon Sinlaku during TCS08 (Tropical Cyclone Structure Experiment, 2008). *Mon. Wea. Rev.*, doi :10.1175/MWR–D–11–00 346.1, in press.

Leroux, M. D., M. Plu, F. Roux, et P. Arbogast, 2012b : Dynamical and physical processes leading to tropical cyclone intensification under upper-level trough forcing. Submitted to J. Atmos. Sci.

Lin, I. I., C. C. Wu, K. A. Emanuel, I. H. Lee, C. R. Wu, et I. Pun, 2005 : The Interaction of Supertyphoon Maemi (2003) with a Warm Ocean Eddy. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2635–2649.

Liu, H. et J. Li, 2010 : An Improvement in Forecasting Rapid Intensification of Typhoon Sinlaku (2008) Using Clear-Sky Full Spatial Resolution Advanced IR Soundings. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **49**, 821–827.

Lonfat, M., R. Rogers, T. Marchok, et F. D. Marks, 2007 : A Parametric Model for Predicting Hurricane Rainfall. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 3086–3097.

Lorenz, E. N., 1963 : Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 130–141.

Ma, Y., M. Kafatos, et N. E. Davidson, 2012 : Surface Pressure Profiles, Vortex Structure and Initialization for Hurricane Prediction. Part I : Analysis of Observed and Synthetic Structures. *Meteor. Atmos. Phys.*, **117**, 5–23.

Madec, G., 2006 : NEMO Reference manual, ocean dynamics component. Tech. rep., NEMO-OPA, No 27, 1288–1619.

Mainelli, M., M. DeMaria, L. K. Shay, et G. Goni, 2008 : Application of Oceanic Heat Content Estimation to Operational Forecasting of Recent Atlantic Category 5 Hurricanes. *Wea. Forecasting*, **23**, 3–16.

Malardel, S., 2005 : *Fondamentaux de Météorologie - A l'école du temps*. Cépaduès-Editions, 708 pp.

Mallen, K., M. Montgomery, et B. Wang, 2005 : Reexamining the near-core radial structure of the tropical cyclone primary circulation : Implications for vortex resiliency. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 408–425.

McAdie, C. J., 1991 : A comparison of tropical cyclone track forecasts produced by NHC90 and an alternate version (NHC90a) during the 1990 hurricane season. *Preprints, 19th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Miami, FL, Amer. Meteor. Soc., 290–294.

McBride, J., 1981 : Observational Analysis of Tropical Cyclone Formation. Part I : Basic Description of Data Sets. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1117–1131.

McDonald, N., 1968 : The evidence for the existence of Rossby-like waves in the hurricane vortex. *Tellus*, **20**, 138–150.

McIntyre, M. E. et T. Palmer, 1984 : The 'surf zone' in the stratosphere. *J. Atmos. Terrest. Phys.*, **46(9)**, 825–849.

Menelaou, K., P. M. K. Yau, et Y. Martinez, 2012 : On the dynamics of the secondary eyewall genesis in Hurricane Wilma (2005). *Short abstracts and recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 1A.1, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper204861.html].

Merrill, R. T., 1988 : Environmental Influences on Hurricane Intensification. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1678–1687.

Molinari, J., P. Dodge, D. Vollaro, K. L. Corbosiero, et F. M. Jr., 2006 : Mesoscale aspects of the downshear reformation of a tropical cyclone. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 341–354.

Molinari, J., S. Skubis, et D. Vollaro, 1995 : External influences on hurricane intensity. Part III : potential vorticity structure. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3593–3606.

Molinari, J., S. Skubis, D. Vollaro, F. Alsheimer, et H. E. Willoughby, 1998 : Potential vorticity analysis of tropical cyclone intensification. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2632–2644.

Molinari, J. et D. Vollaro, 1989 : External influences on hurricane intensity. Part I : Outflow layer eddy momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1093–1105.

Molinari, J. et D. Vollaro, 1990 : External Influences on Hurricane Intensity. Part II : Vertical Structure and Response of the Hurricane Vortex. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1902–1918.

Molinari, J. et D. Vollaro, 2008 : Extreme helicity and intense convective towers in Hurricane Bonnie. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 4355–4372.

Molinari, J. et D. Vollaro, 2010a : Distribution of helicity, CAPE, and shear in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 274–284.

Molinari, J. et D. Vollaro, 2010b : Rapid Intensification of a Sheared Tropical Storm. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3869–3885.

Molinari, J., D. Vollaro, et K. L. Corbosiero, 2004 : Tropical Cyclone Formation in a Sheared Environment : A case study. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2493–2509.

Möller, J. D. et M. Montgomery, 2000 : Tropical cyclone evolution via potential vorticity anomalies in a three-dimensional balance model. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3366–3387.

Möller, J. D. et L. J. Shapiro, 2002 : Balanced Contributions to the Intensification of Hurricane Opal as Diagnosed from a GFDL Model Forecast. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1866–1881.

Molteni, F., R. Buizza, T. N. Palmer, et T. Petroliagis, 1996 : The ECMWF Ensemble Prediction System : Methodology and validation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 73–119.

Montgomery, M. T. et J. Enagonio, 1998 : Tropical Cyclogenesis via Convectively Forced Vortex Rossby Waves in a Three-Dimensional Quasigeostrophic Model. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3176–3207.

Montgomery, M. T. et B. F. Farrell, 1993 : Tropical Cyclone Formation. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 285–310.

Montgomery, M. T. et R. J. Kallenbach, 1997 : A theory of vortex Rossby waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 435–465.

Montgomery, M. T., M. E. Nicholls, T. A. Cram, et A. B. Saunders, 2006 : A Vortical Hot Tower Route to Tropical Cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 355–386.

Montgomery, M. T. et R. K. Smith, 2011 : Paradigms for tropical-cyclone intensification. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 1–31.

Montmerle, T. et L. Berre, 2010 : Diagnosis and formulation of heterogeneous background-error covariances at the mesoscale. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 1408–1420.

Montroty, R., 2008 : Impact d'une assimilation de données à méso-échelle sur la prévision cyclonique. Thèse de doctorat, Discipline Océan-Atmosphère, Université Toulouse III - Paul Sabatier, France, 243 pp.

Montroty, R., F. Rabier, S. Westrelin, G. Faure, et N. Viltard, 2008 : Impact of wind bogus and cloud- and rain- affected SSM/I data on tropical cyclone analyses and forecasts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1673–1699.

Mueller, K. J., M. DeMaria, J. A. Knaff, J. P. Kossin, et T. V. Haar, 2006 : Objective Estimation of Tropical Cyclone Wind Structure from Infrared Satellite Data. *Wea. Forecasting*, **21**, 990–1005.

Ndarana, T. et D. W. Waugh, 2011 : A Climatology of Rossby Wave Breaking on the Southern Hemisphere Tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 798–811.

Neumann, C. J., 1972 : An alternate to the hurran (hurricane analog) tropical cyclone forecast system. NOAA Tech. Memo. NWS SR-62, 24 pp.

Neumann, C. J., 1993 : Global Overview. *Global Guide to Tropical Cyclone Forecasting*, G. J. Holland, Ed., World Meteorological Organization, Rep. TCP-31, 1.1–1.56. [Available from World Meteorological Organization, Case Postale 2300, CH–1211 Geneva 2, Switzerland.].

Nguyen, C. M., 2010 : Inner-core Vacillation Cycles druing the Rapid Intensification of Hurricane Katrina. Ph.D. thesis, School of Mathematical Sciences, Monash University, 147 pp.

Nguyen, C. M., M. J. Reeder, N. E. Davidson, M. T. Montgomery, et R. K. Smith, 2011 : Vacillations cycles during the intensification of Hurricane Katrina. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 829–844.

Nguyen, L. et J. Molinari, 2012 : Rapid Intensification of a Sheared, Fast-moving Hurricane over the Gulf Stream. *Extended abstracts, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 7B.5, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper204981.html].

Nguyen, S., R. Smith, et M. Montgomery, 2008 : Tropical-cyclone intensification and predictability in three dimensions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 563–582.

Nolan, D. S. et M. G. McGauley, 2012 : Tropical Cyclogenesis in Wind Shear : Climatological Relationships and Physical Processes. *Poster and recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 7C.2, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205952.html].

Nolan, D. S., Y. Moon, et D. P. Stern, 2007 : Tropical cyclone intensification from asymmetric convection : Energetics and efficiency. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3377–3405.

Nong, S. et K. Emanuel, 2003 : A numerical study of the genesis of concentric eyewalls in hurricanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 3323–3338.

Nuissier, O., R. F. Rogers, et F. Roux, 2005 : A numerical simulation of Hurricane Bret on 22-23 August 1999 initialized with airborne Doppler radar and dropsonde data. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 155–194.

Olander, T. L. et C. S. Velden, 2007 : The Advanced Dvorak Technique : Continued Development of an Objective Scheme to Estimate Tropical Cyclone Intensity Using Geostationary Infrared Satellite Imagery. *Wea. Forecasting*, **22**, 287–298.

Pailleux, J., J. Geleyn, et E. Legrand, 2000 : La prévision numérique du temps avec ARPEGE et ALADIN. Bilan et perspectives. *La Météorologie*, **8(30)**, 32–60 (French only).

Palmén, E. et C. Newton, 1948 : A study of the mean wind and temperature distribution in the vicinity of the polar front in winter. *J. Meteor.*, **5**, 220–226.

Peng, M. S., B.-F. Jeng, et R. T. Williams, 1999 : A numerical study on tropical cyclone intensification. Part 1 : Beta effect and mean flow effect. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1404–1423.

Persing, J., M. T. Montgomery, et R. E. Tuleya, 2002 : Environmental Interactions in the GFDL Hurricane Model for Hurricane Opal. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 298–317.

Plu, M., 2008 : Représentation numérique et mathématique des structures météorlogiques cohérentes d'échelle synoptique. Thèse de doctorat, Discipline Physique de l'Atmosphère, Université Toulouse III - Paul Sabatier, France, 157 pp.

Plu, M., 2011 : A New Assessment of the Predictability of Tropical Cyclone Tracks. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 3600–3608.

Plu, M., P. Arbogast, et A. Joly, 2008 : A wavelet representation of synoptic-scale coherent structures. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3116–3138.

Postel, G. A. et M. H. Hitchman, 1999 : A Climatology of Rossby Wave Breaking along the Subtropical Tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 359–373.

Powell, M. D., 1990 : Boundary layer structure and dynamics in outer hurricane rainbands. Part II : Downdraft modification and mixed layer recovery. *J. Atmos. Sci.*, **118**, 918–938.

Pu, Z.-X. et S. A. Braun, 2001 : Evaluation of Bogus Vortex Techniques with Four-Dimensional Variational Data Assimilation. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2023–2039.

Puri, K., G. Dietachmayer, G. A. Mills, N. E. Davidson, L. Logan, et R. Bowen, 1998 : The new BMRC limited area prediction system, LAPS. *Aust. Meteor. Mag.*, **47**, 203–223.

Puri, K., et al., 2010 : Preliminary results from Numerical Weather Prediction implementation of ACCESS. CAWCR Research Letters 5, 15-22. [Disponible sur http://www.cawcr.gov.au/publications/researchletters/CAWCR_Research_Letters_5.pdf].

Radford, A. M., 1994 : Forecasting the movement of tropical cyclones at the Met. Office. *Meteor. Apps.*, **1**, 355–363.

Radford, A. M., J. T. Henning, et J. C. L. Chan, 1995 : A new TC bogus scheme at the UK Met Office. *Preprints, 21st Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, Miami, FL, Amer. Meteor. Soc., 243–245.

Ramage, C. S., 1959 : Hurricane Development. *J. Meteor.*, **16**, 227–237.

Rawlins, F., S. P. Ballard, K. J. Bovis, A. M. Clayton, D. Li, G. W. Inverarity, A. C. Lorenc, et T. J. Payne, 2007 : The Met Office global four-dimensional variational data assimilation scheme. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**, 347–362.

Reasor, P., M. D. Eastin, et J. F. Gamache, 2009 : Rapidly intensifying Hurricane Guillermo (1997). Part I : Low-wavenumber structure and evolution. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 603–631.

Reasor, P. D., M. T. Montgomery, F. D. Marks, et J. F. Gamache, 2000 : Low-Wavenumber Structure and Evolution of the Hurricane Inner Core Observed by Airborne Dual-Doppler Radar. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1653–1680.

Riemer, M., M. T. Montgomery, et M. E. Nicholls, 2010 : A new paradigm for intensity modification of tropical cyclones : Thermodynamics impact of vertical wind shear on the inflow layer. *Atmos. Chem. Phys.*, **10**, 3163–3188.

Ritchie, E. A. et R. L. Elsberry, 2003 : Simulations of the extratropical transition of tropical cyclones : Contributions by the midlatitude upper-level trough to reintensification. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 2112–2128.

Ritchie, E. A. et R. L. Elsberry, 2007 : Simulations of the extratropical transition of tropical cyclones : Phasing between the upper-level trough and tropical systems. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 862–876.

Ritchie, E. A. et G. J. Holland, 1997 : Scale Interactions during the Formation of Typhoon Irving. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 1377–1396.

Ritchie, E. A. et G. J. Holland, 1999 : Large-Scale Patterns Associated with Tropical Cyclogenesis in the Western Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2027–2043.

Ritchie, H., C. Temperton, A. Simmons, M. Hortal, T. Davies, D. Dent, et M. Hamrud, 1995 : Implementation of the semi-lagrangian method in a high-resolution version of the ECMWF forecast model. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 489–514.

Rossby, C. G., 1939 : Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Mar. Res.*, **2**, 38–55.

Rotunno, R. et K. A. Emanuel, 1987 : An air-sea interaction theory for tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 543–561.

Rozoff, C. M., W. H. Schubert, B. D. McNoldy, et J. P. Kossin, 2006 : Rapid Filamentation Zones in Intense Tropical Cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 325–340.

Samson, G., 2006 : Simulations idéalisées d'intensification d'un système dépressionnaire tropical à l'aide du modèle Méso-NH : tests de sensibilité à l'échelle verticale. Rapport de stage de master 2 OASC, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 66 pp.

Samson, G., 2009 : Modélisation de la réponse océanique à un cyclone tropical et de sa rétroaction sur l'atmosphère. Thèse de doctorat, Discipline Océan-Atmosphère, Université Toulouse III - Paul Sabatier, France, 150 pp.

Schloemer, R. W., 1954 : Analysis and synthesis of hurricane wind patterns over Lake Okechobee, FL. Hydromet Report 31, Govt. Printing Office, No C30, 70 :31, 49 pp.

Schubert, W. H., M. T. Montgomery, R. K. Taft, T. A. Guinn, S. R. Fulton, J. P. Kossin, et J. P. Edwards, 1999 : Polygonal eyewalls, asymmetric eye contraction, and potential vorticity mixing in hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1197–1223.

Seaman, R., W. Bourke, P. Steinle, T. Hart, G. Embery, M. Naughton, et L. Rikus, 1995 : Evolution of the Bureau of Meteorology's Global Assimilation and Prediction system. Part 1 : Analysis and initialisation. *Aust. Meteor. Mag.*, **44**, 1–18.

Seity, Y., P. Brousseau, S. Malardel, G. Hello, P. Bénard, F. Bouttier, C. Lac, et V. Masson, 2011 : The AROME-France Convective-Scale Operational Model. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 976–991.

Senn, H. V. et H. W. Hiser, 1959 : On the origin of hurricane spiral rain bands. *J. Meteor.*, **16**, 419–426.

Shapiro, L. J. et J. D. Möller, 2003 : Influence of atmospheric asymmetries on the intensification of hurricane Opal : piecewise PV inversion diagnosis of a GFDL model forecast. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 1637–1649.

Shapiro, L. J. et J. D. Möller, 2005 : Influence of atmospheric asymmetries on the intensification of GFDL model forecast hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2860–2875.

Shapiro, L. J. et H. E. Willoughby, 1982 : The response of balanced hurricanes to local sources of heat and momentum. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 378–394.

Shay, L. K., G. J. Goni, et P. G. Black, 2000 : Effects of a warm oceanic feature on Hurricane Opal. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1366–1383.

Shelton, K. et J. Molinari, 2009 : Life of a 6-hour hurricane. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 51–67.

Shun, C. M., 1992 : Performance of the ECMWF model in tropical cyclone track forecasting over the Western North Pacific during the 1990-1991. Tech. Memo n° 184, ECMWF (Reading, Royaume-Uni), 32 pp.

Stark, J. D., C. J. Donlon, M. J. Martin, et M. E. McCulloch, 2007 : OSTIA : An operational, high resolution, real time, global sea surface temperature analysis system. *Oceans 07 IEEE Aberdeen, conference proceedings. Marine challenges : coastline to deep sea*, Aberdeen, Scotland, IEEE.

Stovern, D. R. et E. A. Ritchie, 2010 : Modeling the effect of vertical wind shear on tropical cyclone size and structure. *Extended abstracts, 29th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 10 – 14 May, Tucson, Arizona, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 7B.2, [Disponible sur http://ams.confex.com/ams/29Hurricanes/techprogram/paper_169136.htm].

Swanson, K. L., 2008 : False causality between Atlantic hurricane activity fluctuations and seasonal lower atmospheric wind anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, **35, L18807**, 4.

Tang, B. et K. Emanuel, 2010 : Midlevel ventilation's constraint on Tropical Cyclone intensity. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1817–1830.

Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, et M. McIntyre, 1993 : Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17–55.

Tiedtke, M., 1989 : A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterisation in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779–1800.

Tuleya, R. E., M. DeMaria, et R. J. Kuligowski, 2007 : Evaluation of GFDL and Simple Statistical Model Rainfall Forecasts for U.S. Landfalling Tropical Storms. *Wea. Forecasting*, **22**, 56–70.

Velden, C., 1993 : The relationship between tropical cyclone motion, intensity and the vertical extent of the environmental steering layer in the atlantic basin. *Preprints, 20th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, San Antonio, TX, Amer. Meteor. Soc., 30–34.

Velden, C. S., T. L. Olander, et R. M. Zehr, 1998 : Development of an Objective Scheme to Estimate Tropical Cyclone Intensity from Digital Geostationary Satellite Infrared Imagery. *Wea. Forecasting*, **13**, 172–186.

Vigh, J., 2010 : Structure and intensity changes during hurricane eye formation. *Extended abstracts, 29th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 10 – 14 May, Tucson, Arizona, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 8B.1, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/29Hurricanes/techprogram/paper_167685.htm].

Vigh, J. L. et W. H. Schubert, 2009 : Rapid development of the tropical cyclone warm core. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3335–3350.

Viltard, N., 2012 : The Megha-Tropiques Mission : Overview. *Extended abstracts, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 6C.6, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper205534.html].

Vincent, E., 2011 : Interactions entre les cylones tropicaux et l'océan : de l'échelle synoptique à l'échelle climatique. Thèse de doctorat, Discipline Océanographie et Climat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France, 185 pp.

Wang, X. et C. H. Bishop, 2003 : A Comparison of Breeding and Ensemble Transform Kalman Filter Ensemble Forecast Schemes. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1140–1158.

Wang, Y., 2002a : Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part I : Overall structure, potential vorticity, and kinetic energy budgets. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1213–1238.

Wang, Y., 2002b : Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part II : The role in tropical cyclone structure and intensity changes. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1239–1262.

Wang, Y., 2008 : How Do Outer Spiral Rainbands Affect Tropical Cyclone Structure and Intensity ? *Short abstract, 28th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 28 April – 2 May, Orlando, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 12C.4, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/28Hurricanes/techprogram/paper_137453.htm].

Wang, Y., 2012 : Does the vertical wind shear profile matter to tropical cyclone intensity change ? *Recorded presentation, 30th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology*, 16 – 20 April, Ponte Vedra Beach, Florida, Amer. Meteor. Soc., CD-ROM, 9B.3, [Disponible sur https://ams.confex.com/ams/30Hurricane/webprogram/Paper204806.html].

Weill, A., et al., 2003 : Toward a Better Determination of Turbulent Air-Sea Fluxes from Several Experiments. *J. Climate*, **16(4)**, 600–618.

Willoughby, H. E., 1978a : A Possible mechanism for the formation of hurricane rainbands. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 838–848.

Willoughby, H. E., 1978b : Vertical structure of hurricane rainbands and their interaction with the mean vortex. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 849–858.

Willoughby, H. E., 1990 : Gradient balance in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 265–274.

Willoughby, H. E., J. A. Clos, et M. G. Shoreibah, 1982 : Concentric eyewalls, secondary wind maxima, and the evolution of the hurricane vortex. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 395–411.

Willoughby, H. E., R. W. R. Darling, et M. E. Rahn, 2006 : Parametric Representation of the Primary Hurricane Vortex. Part II : A New Family of Sectionally Continuous Profiles. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1102–1120.

Willoughby, H. E. et M. E. Rahn, 2004 : Parametric Representation of the Primary Hurricane Vortex. Part I : Observations and Evaluation of the Holland (1980) Model. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 3033–3048.

Wirth, V., C. Appenzeller, et M. Juckes, 1997 : Signatures of induced vertical air motion accompanying quasi-horizontal roll-up of stratospheric intrusions. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2504–2519.

WMO, 2006 : Workshop topic reports. *Sixth WMO international workshop on tropical cyclones*, World Meteorological Organisation, CD–ROM.

WMO, 2010 : Workshop topic reports. *Seventh WMO international workshop on tropical cyclones*, World Meteorological Organisation, URL http://www.wmo.int/pages/prog/arep/wwrp/new/documents/final_WWRP_2011_1_TD_No_1561.pdf.

Wong, M. L. M. et J. C. L. Chan, 2004 : Tropical Cyclone Intensity in Vertical Wind Shear. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1859–1876.

Wu, C.-C., K.-H. Chou, Y. Wang, et Y.-H. Kuo, 2006 : Tropical Cyclone Initialization and Prediction Based on Four-Dimensional Variational Data Assimilation. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2383–2395.

Wu, C.-C., Y.-H. Huang, et G.-Y. Lien, 2012 : Concentric Eyewall Formation in Typhoon Sinlaku (2008). Part I : Assimilation of T-PARC Data Based on the Ensemble Kalman Filter (EnKF). *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 506–527.

Wu, C.-C., G.-Y. Lien, J.-H. Chen, et F. Zhang, 2010 : Assimilation of Tropical Cyclone Track and Structure Based on the Ensemble Kalman Filter (EnKF). *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3806–3822.

Xiao, Q., X. Zou, et Y.-H. Kuo, 2000 : Incorporating the SSM/I-Derived Precipitable Water and Rainfall Rate into a Numerical Model : A Case Study for the ERICA IOP-4 Cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 87–108.

Yessad, K., 2011 : Basics about ARPEGE/IFS, ALADIN and AROME in the cycle 38 of ARPEGE/IFS. Technical reference manual, Nov. 2011, Meteo-France/CNRM/GMAP/ALGO, 73 pp. [Disponible sur http://www.cnrm.meteo.fr/gmapdoc/spip.php?article29].

Zehr, R., 1992 : Tropical cyclonegenesis in western north pacific. NOAA Tech. Rep. NESDIS, 181 pp.

Zhang, F., 2011 : The future of hurricane prediction. *Comput. Sci. Eng.*, **13**, 9–12.

Zhu, T., D.-L. Zhang, et F. Weng, 2002 : Impact of the Advanced Microwave Sounding Unit Measurements on Hurricane Prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2416–2432.

Zou, X. et Q. Xiao, 2000 : Studies on the Initialization and Simulation of a Mature Hurricane Using a Variational Bogus Data Assimilation Scheme. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 836–860.

Annexes

ANNEXE A.1 : NOTATIONS

TAB. A.1 – *Liste des variables et constantes employées dans le manuscrit (description, unités et valeurs)*

Variable-Constante	Description
a	Rayon moyen de la Terre (6 371 229 m)
b	Paramètre de forme pour la décroissance radiale de la pression dans un vortex de Holland [sans unité]
$f = 2\Omega \sin\phi$	Paramètre de Coriolis [s^{-1}]
f_0	Paramètre de Coriolis dans l'état de base [s^{-1}]
g	Gravité terrestre (en moyenne égale à 9,806 65 $m.s^{-2}$)
k	Nombre d'onde radial (ou zonal selon la géométrie considérée) [m^{-1}]
k_0	Nombre d'onde radial dans l'état de base [m^{-1}]
l	Nombre d'onde méridien [m^{-1}]
n	Nombre d'onde azimuthal [m^{-1}]
p	Pression [Pa]
p_c	Pression au centre du cyclone [Pa]
p_∞	Pression de l'environnement loin de l'œil du cyclone [Pa]
q	Tourbillon potentiel quasi-géostrophique [s^{-1}]
r	Coordonnée radiale (rayon ou distance au centre du système) [m]
r_{cm}	Rayon du maximum de vent cyclostrophique [m]
r_{max}	Rayon de vent maximum (RVM) [m]
t	Temps [s]
u	Vitesse du vent radial en coordonnées cylindriques [$m.s^{-1}$]
u_L	Vitesse du vent radial dans le repère cylindrique se déplaçant avec le cyclone [$m.s^{-1}$]
u_x	Vitesse du vent zonal [$m.s^{-1}$]
$\overline{u}_{x_0}$	Flux zonal moyen de l'état de base considéré pour l'étude des ondes de Rossby planétaires [$m.s^{-1}$]
$\overrightarrow{v}$	Vecteur vent dans le repère cartésien ou cylindrique [$m.s^{-1}$]
v	Vitesse du vent tangentiel (ou azimuthal) en coordonnées cylindriques [$m.s^{-1}$]
$v_a = v + \Omega r \sin\phi$	Vitesse absolue dans le repère cylindrique [$m.s^{-1}$]
v_c	Vitesse du vent tangentiel en équilibre cyclostrophique [$m.s^{-1}$]
v_{cm}	Maximum de vent tangentiel cyclostrophique [$m.s^{-1}$]
v_g	Vitesse du vent tangentiel en équilibre du gradient [$m.s^{-1}$]
v_L	Vitesse du vent tangentiel dans le repère cylindrique se déplaçant avec le cyclone [$m.s^{-1}$]
v_{max}	Maximum de vent tangentiel [$m.s^{-1}$]
v_y	Vitesse du vent méridien [$m.s^{-1}$]
x	Coordonnée zonale du repère terrestre (dirigée vers l'est) [m]
y	Coordonnée méridienne du repère terrestre (dirigée vers le pôle) [m]
z	Coordonnée verticale ou altitude [m]

suite en page suivante

suite de la page précédente

Variable-Constante	**Description**
C_r	Vitesse de phase d'une onde de Rossby de vortex dans la direction radiale [m.s^{-1}]
C_λ	Vitesse de phase d'une onde de Rossby de vortex dans la direction azimuthale [m.s^{-1}]
C_x	Vitesse de phase d'une onde de Rossby planétaire dans la direction zonale [m.s^{-1}]
$C_{\mathrm{g}x}$	Vitesse de groupe d'une onde de Rossby planétaire dans la direction zonale [m.s^{-1}]
$C_{\mathrm{g}y}$	Vitesse de groupe d'une onde de Rossby planétaire dans la direction méridienne [m.s^{-1}]
$C_{p\mathrm{a}}$	Chaleur massique à pression constante pour l'air sec ($1\,004{,}5$ J.kg^{-1} K^{-1})
$\overrightarrow{F_{\mathrm{c}}}$	Force de Coriolis [N]
$\overrightarrow{F_{\mathrm{ie}}}$	Force centrifuge [N]
$\overrightarrow{F_{\mathrm{L}}}$	Vecteur flux d'Eliassen-Palm dans un repère relatif au centre du cyclone, de composantes (F_r, F_{v})
$\overrightarrow{F_p}$	Force de pression horizontale [N]
F_r	Composante radiale du vecteur flux d'Eliassen-Palm [Pa.m^3.K^{-1}.s^{-2}]
F_{v}	Composante verticale du vecteur flux d'Eliassen-Palm [Pa.m^2.s^{-2}]
G	Coefficient constant sans dimension tel que $gz = GZ$
$I^2 = (f+\zeta)(f+\frac{2v}{r})$	Stabilité inertielle (radiale) [s^{-2}]
L	Ordre de grandeur de l'échelle horizontale (radiale) [m]
M	Moment angulaire absolu par unité de masse [m^2.s^{-1}]
$N^2 = \frac{g}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}$	Stabilité statique (verticale) [s^{-2}]
R	Constante d'état de l'air (humide) [J.kg^{-1} K^{-1}]
R_{a}	Constante des gaz parfaits pour l'air sec ($287{,}05$ J.kg^{-1} K^{-1})
R34	Rayon de vent 34 nœuds [m]
R50	Rayon de vent 50 nœuds [m]
R64	Rayon de vent 64 nœuds [m]
PVU	Potential Vorticity Unit : 1 PVU= 10^{-6} m^2.K.s^{-1}.kg^{-1}
T	Température [K]
V	Ordre de grandeur du vent tangentiel [m.s^{-1}]
Z	Géopotentiel exprimé en mgp [1 mgp $= 9{,}806\,65$ J.kg^{-1}]
α	Paramètre de forme pour la décroissance radiale des vents dans un vortex de Rankine [sans unité]
$\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$	Gradient méridien de f [s^{-1}.m^{-1}]
ζ	Composante verticale du tourbillon relatif [s^{-1}]
$\zeta_{\mathrm{a}} = \zeta + f$	Composante verticale du tourbillon absolu [s^{-1}]
$\overline{\zeta_0}$	Tourbillon relatif du vortex dans l'état de base (moyenne azimuthale) [s^{-1}]

suite en page suivante

suite de la page précédente	
Variable-Constante	**Description**
η	Composante verticale du tourbillon absolu [s^{-1}]
θ	Température potentielle [K]
θ'_{w}	Température potentielle pseudo-adiabatique du thermomètre mouillé [K]
θ_{e}	Température potentielle équivalente [K]
λ	Coordonnée azimuthale, mesurée dans le sens trigonométrique dans l'hémisphère nord [°]
$\Pi = -g\frac{\xi_\theta + f}{\frac{\partial p}{\partial \theta}}$	Tourbillon potentiel d'Ertel [PVU]
ρ	Masse volumique de l'air [$kg.m^{-3}$]
$\sigma = -\frac{\partial p}{\partial \theta}$	Pseudo-densité [$Pa.K^{-1}$]
ϕ	Latitude [°]
$\Phi = gz = GZ$	Geopotentiel [$m^2.s^{-2}$]
$\Psi = \Phi + C_{p\mathrm{a}}\,T$	Potentiel de Montgomery [$m^2.s^{-2}$]
ω	Vitesse verticale en coordonnées pression ; négative pour une ascendance [$Pa.s^{-1}$]
ω_{VRW}	Fréquence des ondes de Rossby de vortex [s^{-1}]
Ω	Vitesse de rotation de la Terre ($7{,}292 \times 10^{-5}$ $rad.s^{-1}$)
$\overline{\Omega}_0$	Vitesse angulaire du vortex dans l'état de base (moyenne azimuthale) [$rad.s^{-1}$]
$\overline{()}$	Opérateur de moyenne azimuthale
$\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{F_{\mathrm{L}}}$	Divergence du vecteur flux d'Eliassen-Palm en coordonnées cylindriques et isentropes [$Pa.m^2.K^{-1}.s^{-2}$]

ANNEXE A.2 : PERFORMANCE DES MODÈLES D'INTENSITÉ DANS LE SOOI

Les derniers ateliers prévision-recherche organisés à la Direction Inter-Régionale de Météo-France à La Réunion (DIRRE) avaient pour but d'évaluer ALADIN-Réunion pour la prévision cyclonique, afin d'identifier les progrès possibles du modèle et de son utilisation.

La figure A.1 ci-dessous illustre la performance du CMRS de La Réunion et de trois modèles couramment utilisés par les prévisionnistes dans le bassin SOOI durant les 8 dernières saisons cycloniques. La performance est évaluée ici relativement à la prévision d'intensité cyclonique. On constate que la prévision officielle d'intensité fournie par le CMRS de La Réunion stagne (courbes pointillées en Fig. A.1(a)), tout comme celle fournie par le NHC dans l'Atlantique Nord (Fig. 2.36(b)). En revanche, les modèles dynamiques de prévision d'intensité sur le bassin (Figs. A.1 b,c,d) se sont nettement améliorés ces dernières années, bien que leur performance varie fortement d'une saison cyclonique à une autre (avec une dispersion d'erreur de l'ordre de l'erreur moyenne, ce qui n'est pas illustré ici). Les fluctuations interannuelles sont dues à la variabilité naturelle des cyclones tropicaux (différences de prévisibilité) mais aussi aux changements de version des modèles de prévision (systèmes d'assimilation, paramétrisations physiques, etc.). Sur la saison 2011-2012, le modèle ALADIN-Réunion (Fig. A.1(d)) est le meilleur jusqu'à 48 h d'échéance. IFS prend le relais aux échéances suivantes. On note aussi pour cette dernière saison cyclonique que les modèles globaux IFS et ARPEGE, qui ne bénéficient pas d'un bogus à l'instant initial, font plus d'erreurs aux courtes échéances qu'aux longues.

La figure A.1(a) (comparée aux figures A.1 b,c,d) confirme l'apport, jusqu'ici, de l'expertise des prévisionnistes dans le domaine de la prévision d'intensité. Ces derniers utilisent une panoplie de données et d'outils dont ils connaissent la valeur (modèles déterministes, prévisions d'ensemble, consensus de modèles, modèles statistico-dynamiques, technique de Dvorak, etc.) pour prévoir de façon la plus exacte l'intensité ultérieure d'un système cyclonique.

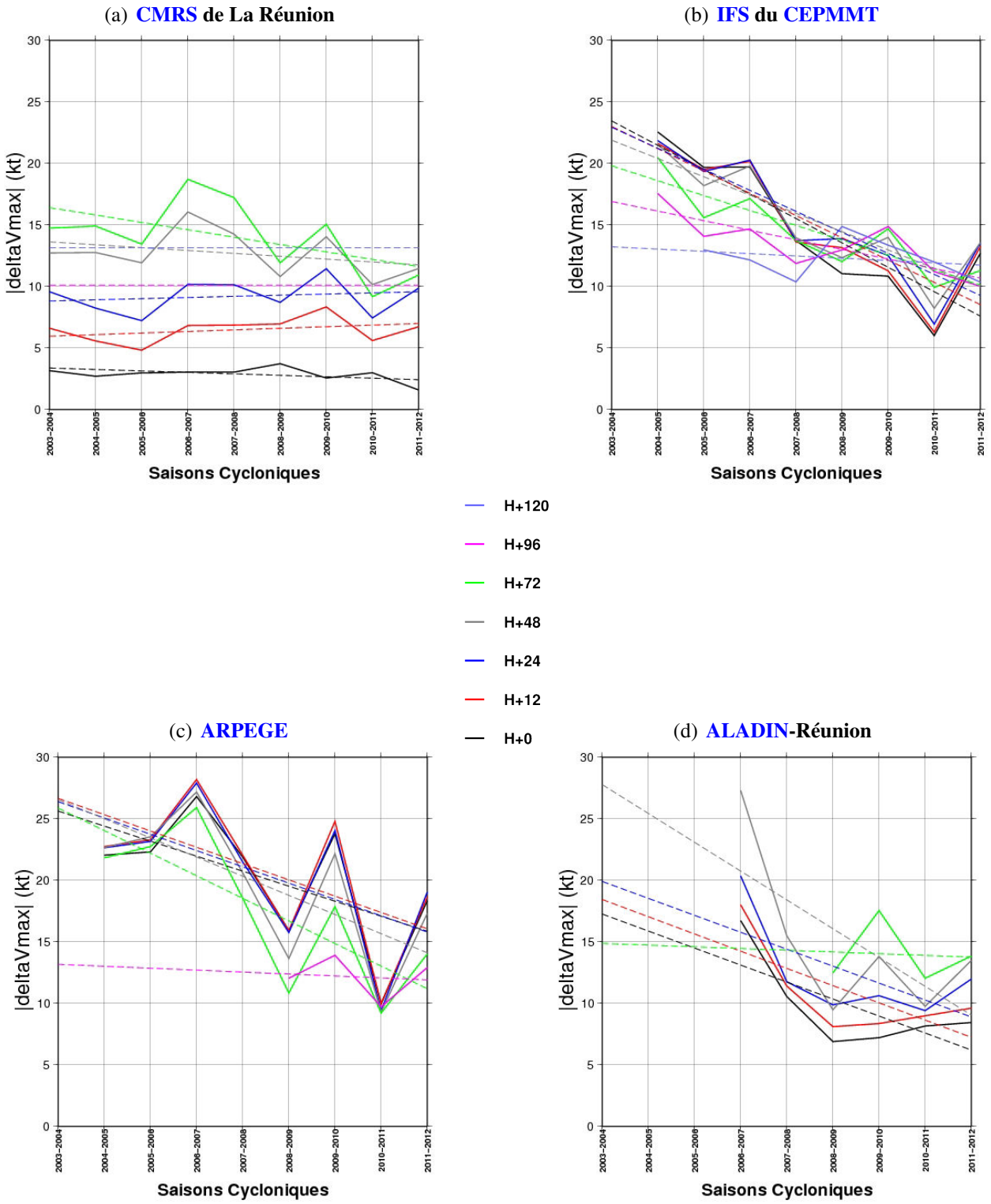


FIG. A.1 – *Tendance de la prévision d'intensité dans le SOOI de la saison cyclonique 2003-2004 à la saison 2011-2012 pour le CMRS de La Réunion (a) et 3 modèles numériques : (b) IFS du CEPMMT, (c) ARPEGE et (d) ALADIN-Réunion. Sont tracées les erreurs moyennes annuelles de prévision d'intensité en nœuds (vent max prévu moins vent max observé en valeur absolue). Différentes échéances de prévision sont indiquées en couleur (voir légende). Les pointillés représentent la tendance sur les années de calcul (avec extrapolation sur les années antérieures pour les 3 modèles numériques). Source : D. Barbary (LACy).*

ANNEXE A.3 : JEU DE SIMULATIONS MÉSO-NH DU CYCLONE DORA

Nous illustrons ici quelques-unes des simulations réalisées avec Méso-NH pour tenter d'améliorer la prévision d'intensité du cyclone Dora. Les conditions aux bords du domaine sont tantôt fournies par les analyses du CEPMMT, tantôt par les prévisions d'ALADIN-Réunion utilisant un des bogus de vent décrits en section 4.3.3. Un tel changement de conditions latérales n'a pas d'impact dans les configurations du modèle Méso-NH qui ont été testées.

Les domaines de simulation

Les domaines de simulation utilisés dans les diverses expériences Méso-NH sont présentés en figure A.2, avec leur nombre de points de grille respectifs. En haut se trouvent les domaines utilisés pour les simulations emboîtées à 24 et 12 km de résolution, ainsi que les domaines des simulations à 8 ou 4 km de résolution, avec grille unique. Au milieu et en bas sont illustrés les domaines étendus, nommés $8kBIG$ et $24kBIG$, pour les simulations à respectivement 8 km et 24 km de résolution. Ces domaines étendus ont été conçus pour s'approcher au maximum de celui d'ALADIN-Réunion (indiqué en trait pointillé vert) côtés nord, sud et est, mais en évitant toutefois Madagascar et son relief (côté ouest) dans le cas du domaine $8kBIG$. On espère ainsi conserver la même information du flux de grande échelle dans les simulations Méso-NH que dans les simulations ALADIN-Réunion.

Augmentation de la résolution verticale

La figure A.3(a) illustre plusieurs simulations Méso-NH réalisées à la résolution de 8 km sur un domaine unique de 360×360 points (figure A.2, en haut). En vert et en marron figurent des expériences initialisées par l'analyse ALADIN-Réunion avec le bogus intense V2 et forcées aux bords par les prévisions ALADIN correspondantes (ligne bleue clair continue). Bien que la pression initiale soit proche de la pression estimée de Dora, le modèle ne parvient pas à creuser davantage le système, même après la phase de spin-up (d'environ 12 h). La simulation en vert utilise une résolution verticale augmentée à 75 niveaux verticaux, qui sont répartis de 20 m à $30\,200$ m selon un pas variable mais toujours inférieur à $12\,\%$ pour respecter les recommandations d'utilisation de Méso-NH (Fig. A.4, courbe mauve) ; la précédente échelle comptait 46 niveaux répartis de 20 m à $25\,000$ m avec un pas parfois supérieur à $20\,\%$ (courbe orange). Par rapport à l'échelle verticale d'ALADIN (courbe cyan), la densité est renforcée en haute troposphère au-dessus de 13 km d'altitude pour représenter au mieux les processus d'interaction thalweg-cyclone. Dans l'échelle 75 niveaux, la densité est renforcée en moyenne troposphère également avec un pas de 500 m. Signalons que les 5 niveaux les plus élevés de l'échelle verticale définissent la couche tampon du modèle. Le dernier niveau de la couche physique se situe ainsi à $21\,500$ m dans l'échelle 46 niveaux, et à $25\,600$ m dans l'échelle 75 niveaux. Les expériences initialisées et couplées aux analyses IFS (courbes en trait pointillé bleu pour 75 niveaux et courbe en trait pointillé rose pour 46 niveaux) confirment qu'il n'y a pas de sensibilité de la prévision Méso-NH à l'augmentation de résolution verticale, pour le cas de Dora.

Le choix des échelles verticales se justifie par l'étude de Samson (2006) qui porte sur l'influence de la résolution verticale sur la représentation des processus physiques responsables de l'intensification d'un système dépressionnaire tropical avec le modèle Méso-NH. Les zones dynamiquement sensibles dans le cyclone sont la couche limite où l'on trouve la branche convergente de la circulation secondaire, et la zone située juste sous la tropopause, où l'on trouve la branche divergente. Une échelle à forte densité dans les basses couches de l'atmosphère permet de diminuer le temps d'ajustement du modèle au vortex (spin-up) mais aussi de représenter correctement les processus de mélange

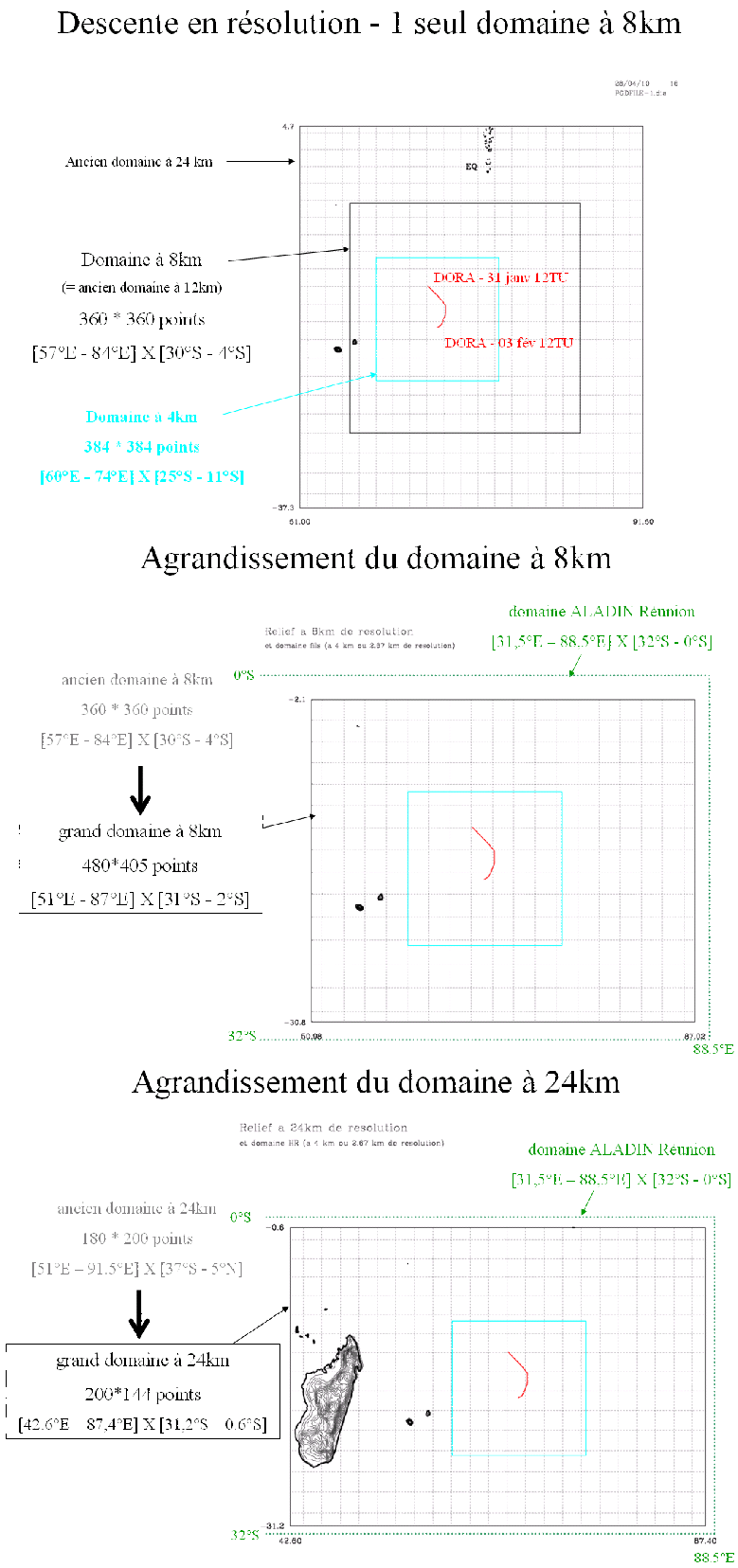


FIG. A.2 – *Domaines retenus pour les différentes simulations Méso-NH. En haut sont représentés les domaines des simulations emboîtées à* 24 *et* 12 *km de résolution, ainsi que les domaines des simulations à une seule grille de 8 ou* 4 *km de résolution, accompagnés de leur nombre de points de grille respectifs. Les domaines étendus, nommés* $8kBIG$ *et* $24kBIG$*, à* 8 *km et* 24 *km de résolution figurent respectivement au milieu et en bas. La trajectoire du système Dora est tracée en rouge sur la période* 31 *janvier* 1200 *UTC* - 03 *février* 1200 *UTC (données Best track toutes les* 6 *h).*

et de transport turbulent présents dans la couche limite qui sont indispensables à l'intensification du système. Une forte densité (de l'ordre de 500 m entre deux niveaux consécutifs) en moyenne puis haute troposphère est nécessaire pour représenter correctement la phase d'intensification du cyclone, en générant une circulation divergente assez puissante et structurée pour évacuer correctement l'air apporté par les mouvements convectifs (Jolivet 2008).

Agrandissement des domaines à 8 et 24 km de résolution

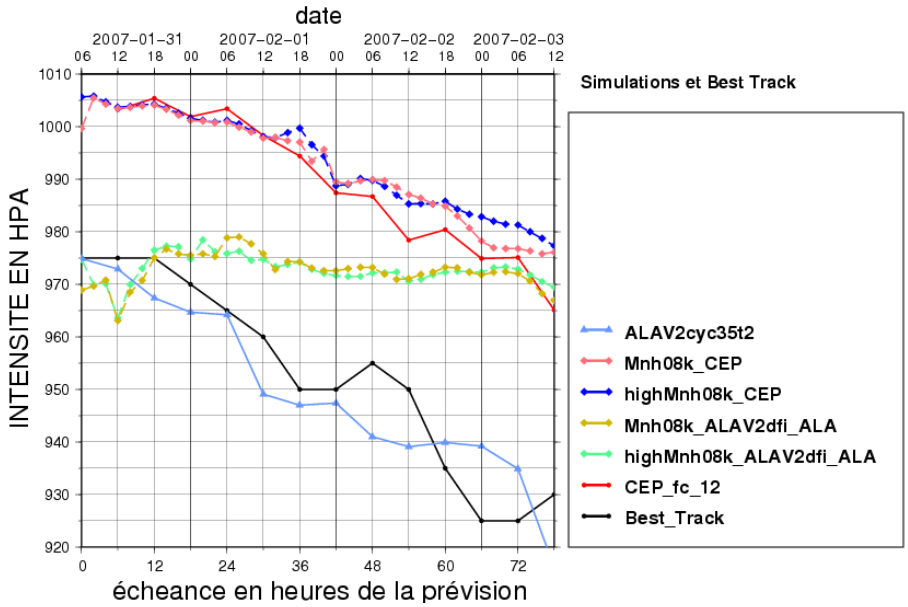
Les résultats des simulations Méso-NH avec extension des domaines sont illustrés en figure A.3(b) par la courbe en bleu turquoise pointillé (résolution 24 km) et celle en gris pointillé (résolution 8 km, échéance 42 h). Il n'y a pas d'amélioration du creusement malgré une prise en compte de l'environnement de grande échelle dans sa totalité (voir le grand domaine en bas de la figure A.2) sur un domaine proche de celui d'ALADIN-Réunion.

Changement de réseau

On sait que la prévision cyclonique peut être fortement sensible à la date initiale. Aussi, il est possible qu'un vortex ALADIN moins creux (de 5 hPa si l'on débute la prévision 12 h plus tôt) soit plus facilement assimilable par le modèle ALADIN. On refait donc tourner ALADIN-Réunion en assimilant, par le 3D-Var, le bogus défini par les mesures opérationnelles de l'époque (encore nommé V0 bien que ses caractéristiques soient distinctes de celles énoncées dans le tableau 4.1) dans une prévision 6 heures en adaptation dynamique depuis l'analyse IFS du 30 janvier à 1200 UTC (interpolation des champs IFS sur la grille ALADIN). Les prévisions d'intensité obtenues en initialisant les simulations ALADIN-Réunion et Méso-NH 12 h plus tôt sont illustrées en figure A.5(a). La prévision ALADIN partant de ce réseau (mauve) donne une évolution de l'intensité du système similaire à celle issue du réseau 0600 UTC le 31 janvier avec le bogus V0 de caractéristiques opérationnelles (orange), ce qui conforte la compétence du modèle à intensifier la tempête Dora. En revanche, Méso-NH (en trait vert clair à 24 km de résolution, ou vert foncé pointillé à 8 km de résolution) ne parvient toujours pas à creuser le système, bien que cette fois la prévision d'intensité soit en bon accord avec la prévision ALADIN jusqu'au 01 février à 1800 UTC (ex : comparer les courbes mauve et vert foncé). Cette date correspond au minimum d'humidité décelé en basses couches dans la simulation Méso-NH initialisée le 31 janvier à 0600 UTC (figure 4.23, page 132). *A priori*, ces résultats permettent d'exclure l'hypothèse d'un long spin-up de Méso-NH en faveur d'une évolution sensée de la pression sous l'influence des conditions environnementales et de la modélisation des processus atmosphériques dans ce contexte. La solution qui consisterait à activer un modèle Méso-NH fils de résolution plus fine après 24 h de spin-up du modèle père n'est donc pas retenue.

Notons la dégradation de la prévision de trajectoire des deux modèles avec ce changement de réseau (Fig. A.5(b)). Plus on remonte dans le temps, plus les analyses IFS sont incorrectes en matière de positionnement du système et plus le bogus ALADIN apparaît vital. On ne pourrait utiliser des dates antérieures au 30 janvier à 1200 UTC pour lesquelles l'anomalie de tourbillon potentiel se situe en limite sud du domaine ALADIN.

(a) Augmentation de la résolution verticale



(b) Agrandissement des domaines à 8 et 24 km de résolution

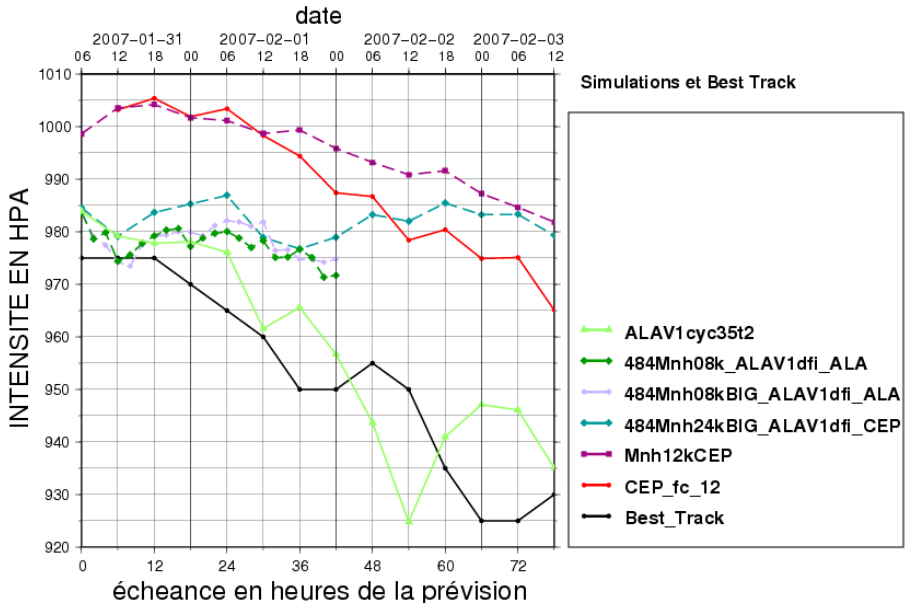


FIG. A.3 – *Prévision de la pression centrale (en hPa) de Dora pour diverses simulations numériques figurant en légende, initialisées à* 0600 *UTC le* 31 *janvier* 2007*. Pour tous les graphes, la Best track est en noir et la prévision opérationnelle IFS de* 2007 *(réseau* 1200 *UTC) est en rouge, pour référence. (a) En bleu continu la prévision ALADIN avec le bogus V2 ; en rose pointillé la simulation Méso-NH à* 8 *km de résolution initialisée et couplée aux analyses IFS ; en bleu pointillé le même type de simulation mais avec* 75 *niveaux verticaux ; en marron clair pointillé la simulation Méso-NH à* 8 *km de résolution initialisée et couplée à la prévision ALADIN issue du bogus V2 ; en vert pointillé le même type de simulation mais avec* 75 *niveaux verticaux dans Méso-NH. Toutes les simulations Méso-NH illustrées dans (a) sont réalisées à* 8 *km de résolution sur le domaine de taille* 360×360 *points. (b) En vert continu la prévision ALADIN avec le bogus V1 ; en vert foncé pointillé la simulation Méso-NH sur* 42 *h à* 8 *km de résolution, sur le domaine de* 360×360 *points, initialisée par l'analyse ALADIN avec bogus V1 et couplée à la prévision ALADIN associée ; en gris pointillé la même simulation mais sur le grand domaine de* 480×405 *points ; en bleu turquoise pointillé la simulation Méso-NH à* 24 *km de résolution, sur le grand domaine de* 200×144 *points, initialisée par l'analyse ALADIN avec bogus V1 et couplée aux analyses IFS ; en mauve pointillé la simulation Méso-NH à* 12 *km emboîtée dans une grille à* 24 *km initialisée et couplée aux analyses IFS sur le domaine de* 180×200 *points. Toutes les simulations Méso-NH illustrées dans (b) comprennent* 46 *niveaux sur la verticale.*

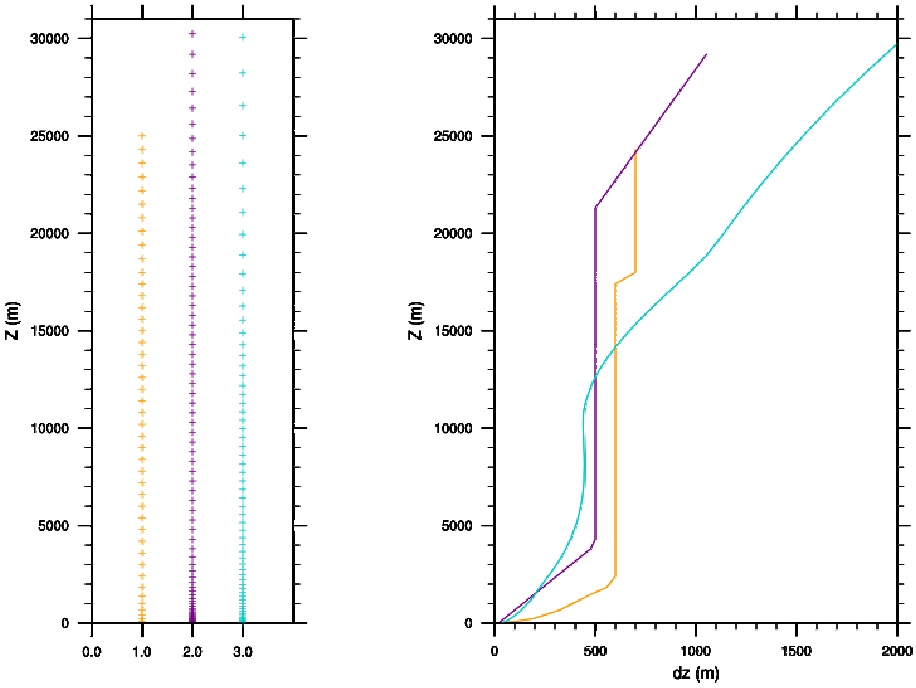


FIG. A.4 – *Epaisseur des couches et répartition en fonction de l'altitude dans le modèle ALADIN-Réunion ainsi que deux configurations du modèle Méso-NH. A gauche, chaque niveau vertical est marqué d'une croix à l'altitude z correspondante (ordonnée) ; à droite figure la différence de hauteur entre 2 niveaux verticaux (abscisse) en fonction de l'altitude z (ordonnée). 3 échelles sont représentées : en orange les 46 niveaux verticaux utilisés dans les premières simulations Méso-NH ; en mauve l'échelle verticale à 75 niveaux verticaux, nommée high, utilisée dans les dernières simulations Méso-NH ; en cyan une sous-partie de l'échelle verticale du modèle ALADIN représentée ici jusqu'à* 30 *km d'altitude.*

(a) **Pression centrale** (b) **Trajectoire**

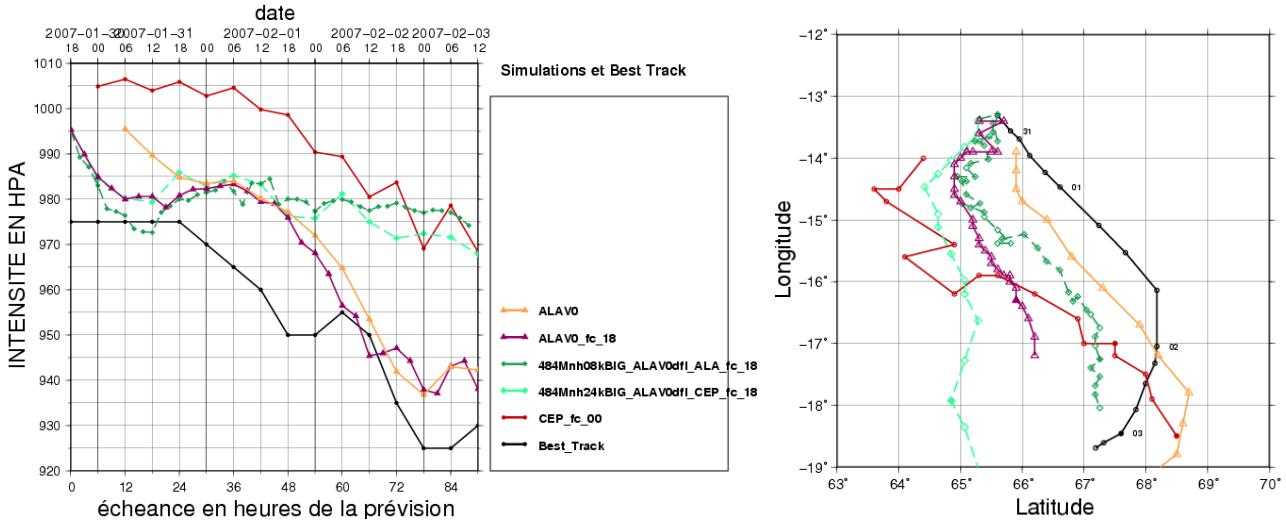


FIG. A.5 – *Prévision de (a) la pression centrale (en hPa) de Dora et (b) la trajectoire de Dora, pour diverses simulations numériques figurant en légende, initialisées à divers réseaux entre le* 30 *janvier* 1800 *UTC et le* 31 *janvier* 2007 0600 *UTC. En noir la Best track ; en rouge foncé la prévision opérationnelle IFS de* 2007 *pour le réseau* 0000 *UTC du* 31 *janvier* 2007 *; en orange la prévision ALADIN avec le bogus V0 spécifié par les observations en temps réel du réseau* 0600 *UTC le* 31 *janvier ; en mauve la prévision ALADIN avec le même type de bogus (V0) mais au réseau* 1800 *UTC le* 30 *janvier ; en vert foncé pointillé la simulation Méso-NH à* 8 *km de résolution, sur un grand domaine, initialisée par l'analyse ALADIN précédente avec bogus V0 (courbe mauve) et couplée aux analyses IFS ; en vert clair pointillé la simulation Méso-NH à* 24 *km de résolution, sur un grand domaine, initialisée par la même analyse ALADIN et couplée à la prévision correspondante (courbe mauve).*

Title

Tropical Cyclone rapid intensification in the southwest Indian ocean : internal processes and external influences

Abstract

Despite significant improvements in Tropical Cyclone (TC) track forecasts over the past few decades, anticipating the sudden intensity changes of TCs remains a major operational issue. The main purpose of this thesis is to analyze TC rapid intensification processes in relation with external forcing induced by upper-level troughs originating from the mid-latitudes. The impact of initial storm structure on storm evolution and prediction is also documented.

An objective definition for rapid intensification in the southwest Indian Ocean is first proposed. The location and frequency of TC-trough interactions are identified, as well as TC-trough arrangements conducive to TC intensification. An interesting study case, TC Dora (2007), is chosen to run numerical simulations initialized with synthetic TC observations blended in a global analysis. The simulated TC-trough interaction is intricate with potential vorticity (PV) advection from the trough into the TC core at mid and upper levels. Vortex intensification first occurs inside the eyewall and results from PV superposition. Further intensification is associated with a subsequent secondary eyewall formation triggered by external forcing from the trough. The numerical model is able to reproduce the main features associated with outer eyewall spin-up, inner eyewall spin-down, and their effects on vortex intensity changes. Another numerical study examines typhoons in the northwest Pacific and demonstrates the critical role played by initial vortex structure in TC track and intensity prediction. Upgrading the initial specification of a TC inner-core structure in numerical models is recommended for future TC prediction improvements.

Keywords

Numerical weather prediction, tropical cyclones, typhoons, vortex specification, rapid intensification, eyewall replacement cycle, beta effect, vortex Rossby wave, mid-latitude trough, Rossby wave breaking, potential vorticity, southwest Indian ocean, northwest Pacific.

Titre

Intensification rapide des cyclones tropicaux du sud-ouest de l'océan Indien : dynamique interne et influences externes

Résumé

La prévision d'intensité des cyclones tropicaux est un enjeu opérationnel majeur qui connaît encore de graves déficiences. Cette thèse vise à mieux comprendre les mécanismes d'intensification cyclonique en lien avec un thalweg d'altitude originaire des moyennes latitudes et à mettre en évidence le rôle des conditions initiales pour la prévision cyclonique.

Une première étude climatologique définit un seuil objectif pour l'intensification rapide des cyclones dans le Sud-Ouest de l'océan Indien, caractérise la localisation et la fréquence des interactions cyclone-thalweg, tout en identifiant les configurations propices à l'intensification. Le cas de Dora (2007) est identifié pour simuler l'interaction grâce à un modèle numérique en assimilant les caractéristiques du cyclone dans une analyse globale. L'interaction cyclone-thalweg simulée est particulièrement complexe. Dans un premier temps, du tourbillon potentiel provenant du thalweg se superpose au cœur du cyclone en moyenne et en haute troposphère. Ensuite, un forçage dynamique induit une accélération de la circulation cyclonique tangentielle dans une région extérieure au mur de l'œil principal, provoquant un cycle de remplacement du mur de l'œil. Le modèle simule correctement les différentes phases d'intensification du cyclone, ce qui permet de relier l'intensification aux effets du thalweg sur le cyclone. Une deuxième étude numérique dans le Pacifique Nord-Ouest met en évidence le rôle de la structure initiale d'un cyclone sur la prévision de trajectoire et d'intensité. La prévision cyclonique future progressera en affinant la structure du cœur cyclonique spécifiée dans l'état initial de la prévision.

Mots-clés

Prévision numérique du temps, cyclones tropicaux, typhons, bogus et structure initiale, intensification rapide, cycle de remplacement du mur de l'œil, effet beta, onde de Rossby de vortex, thalweg des moyennes latitudes, déferlement d'onde de Rossby, tourbillon potentiel, océan Indien Sud, Pacifique Nord-Ouest.

Adresse du laboratoire

Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones, Unité mixte 8105 CNRS/Météo-France/Université de La Réunion, 15 avenue René Cassin - BP 7151, 97 715 Saint-Denis Messagerie Cedex 09, France