



# INTERREG-V OCEAN INDIEN 2014-2020

## Projet de Recherche

### RENOVRISK-CYCLONES ET CHANGEMENT CLIMATIQUE

Axe-1 OT-1 OS-01a - Action I-3 TF



---

## Livrable 9

Rapport de synthèse sur les paramétrisations des flux  
turbulents par vent fort

Joris PIANEZZE et Christelle BARTHE - UMR 8105 LACy

Septembre 2019

Ce livrable est associé à la sous-action 2.2 intitulée :

*Paramétrisations physiques*

Il consiste en un rapport sur l'état des lieux de nos connaissances actuelles sur les paramétrisations des flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur à l'interface air/mer par vent fort.

# Sommaire

<b>1</b>	<b>Contexte</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Introduction</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Paramétrisations des flux turbulents à l’interface air/mer</b>	<b>3</b>
3.1	Flux interfaciaux / <i>bulk</i> . . . . .	6
3.1.1	Algorithme COARE3.0 (Fairall <i>et al.</i> , 2003) . . . . .	6
3.1.2	Algorithme WASP (Sauvage <i>et al.</i> , 2019) . . . . .	7
3.1.3	Algorithme ECUME / ECUME6 (Belamari, 2005) . . . . .	8
3.1.4	Algorithme Moon <i>et al.</i> (2007) . . . . .	8
3.2	Flux liés aux embruns (Andreas <i>et al.</i> , 2015) . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Étude de sensibilité en 0D</b>	<b>9</b>
<b>5</b>	<b>Étude de sensibilité sur des simulations réalistes du cyclone tropical très intense Fantala (2016)</b>	<b>11</b>
5.1	Cas d’étude : le cyclone tropical très intense Fantala (2016) . . . . .	11
5.2	Configuration numérique et tests de sensibilité . . . . .	11
5.3	Trajectoire et intensité . . . . .	13
5.4	Flux océan-atmosphère . . . . .	14
5.5	Réponse océanique au passage des cyclones . . . . .	15
<b>6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>16</b>
<b>A</b>	<b>Dérivation des équations</b>	<b>18</b>
A.1	Equations du mouvement simplifiée . . . . .	18
A.2	Discretisation . . . . .	18

# 1 Contexte

Ce rapport présente la synthèse d'une recherche bibliographique faisant l'état des lieux de nos connaissances actuelles sur les flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur à l'interface air/mer par vent fort. Ce rapport présente l'état de l'art des paramétrisations représentant ces flux dans les modèles numériques qui sont utilisés pour comprendre et prévoir la trajectoire et l'intensité des cyclones tropicaux.

Cette recherche bibliographique a été réalisée dans le cadre de l'Action 2 - Sous-action 2.2 "Paramétrisations physiques" du programme ReNovRisk-Cyclones.

# 2 Introduction

Depuis les années 2000, d'importants progrès ont été effectués dans la prévision de la trajectoire des cyclones tropicaux et ce quelle que soit l'échéance de prévision, de 24 h à 120 h (<https://www.nhc.noaa.gov/verification/verify5.shtml>). Récemment, Landsea et Cangialosi (2018) concluent d'ailleurs qu'on serait arriver à la limite de prévisibilité de la trajectoire des cyclones, liée au caractère chaotique du système. Pour affiner les prévisions de trajectoire des cyclones tropicaux, ils suggèrent d'utiliser des simulations multi-modèles (approche déterministe) ou mono-modèle d'ensemble (approche probabiliste). Concernant la prévision de l'intensité des cyclones, on est encore loin d'atteindre la limite de prévisibilité car de nombreux mécanismes en jeu dans les variations d'intensité des cyclones sont encore mal connus, et donc mal représentés dans les modèles de prévision numérique (Emanuel, 2018). Parmi ces mécanismes, il y a ceux liés aux échanges entre l'océan et l'atmosphère. De nombreuses disparités existent entre les différentes paramétrisations permettant de représenter ces échanges. En particulier, plus le vent est fort, et plus les paramétrisations divergent les unes des autres.

Pour des raisons logistiques évidentes liées à l'environnement cyclonique extrême (vents forts pouvant dépasser les  $350 \text{ km.h}^{-1}$  en rafale, mer très agitée pouvant atteindre 12 m de hauteur significative ( $H_s$ ), courants océaniques de surface pouvant atteindre  $2 \text{ m.s}^{-1}$ , intensité de la pluie importante, présence d'une grande quantité d'embruns), il est difficile d'obtenir des observations dans les cyclones tropicaux pour raffiner les paramétrisations existantes par vent fort ( $> 30 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les mesures "directes" des flux reposent sur des profils verticaux effectués en lâchant des dropsondes depuis des avions, ou sur des mesures aéroportées, effectuées à des niveaux bien au dessus de la surface (150 m minimum) (Powell *et al.*, 2003; Vickery *et al.*, 2009). Ces flux peuvent également être estimés :

- par une méthode de bilan : mesures de vent selon des profils horizontaux dans le cyclone ou autour, puis estimation des valeurs le long du mur cyclonique pour fermer la bilan sur une boîte cylindrique (Bell *et al.*, 2012) ;
- par une méthode indirecte : observations in situ du courant de surface, et profil de courant dans l'océan avec des bouées (idem avec la température de surface de la mer) et calcul de la tension de vent correspondante (Jarosz *et al.*, 2007).

Ces méthodes plus ou moins directes se complètent et permettent d'obtenir des estimations jusqu'à des vents très forts ( $50 \text{ m.s}^{-1}$  voire  $60 \text{ m.s}^{-1}$ ) mais avec des incertitudes importantes sur les mesures.

Ainsi, une des limitations importantes des paramétrisations des flux turbulents à l'interface air/mer est qu'elles sont basées, pour la plupart, sur des mesures in-situ acquises pour des

vitesse de vent inférieures à  $30 \text{ m.s}^{-1}$ , et ne sont pas extrapolables pour des vents supérieurs. En effet, les observations récentes montrent une saturation du coefficient de traînée par vent fort, voire une décroissance : l’extrapolation des paramétrisations classiques ne peut pas prévoir ce comportement. Basées sur des considérations physiques, les paramétrisations classiques sont alors modifiées pour que, par vent fort, le coefficient de traînée sature voire décroisse quand le vent dépasse  $30 \text{ m.s}^{-1}$ .

Dès que la vitesse du vent dépasse  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , des embruns sont émis dans l’atmosphère par le mécanisme d’écrêtement des vagues (Veron, 2015). Ces embruns sont des gouttes d’eau de mer ayant un diamètre compris entre  $1 \mu\text{m}$  et  $1 \text{ mm}$  environ. Ils vont s’ajuster avec l’atmosphère au travers des échanges de :

- chaleur sensible : la température des embruns va diminuer rapidement pour atteindre une température inférieure à la température de l’air ;
- chaleur latente : l’embrun va s’évaporer progressivement et donc humidifier l’atmosphère.

Les embruns vont donc modifier les échanges à l’interface océan-atmosphère par vent fort. Basé sur les approches d’Andreas *et al.* (2015), l’effet des embruns sur les flux de chaleur vient s’ajouter aux flux calculés à l’interface air-mer. Le flux total en présence d’embruns est donc la somme du flux interfacial calculé avec une méthode *bulk* classique et le flux lié à l’ajustement des embruns dans l’atmosphère :

$$H = H_{bulk} + H_{spray} \quad (1)$$

$$LE = LE_{bulk} + LE_{spray} \quad (2)$$

avec  $H$ ,  $H_{bulk}$ , et  $H_{spray}$  les flux de chaleur sensible total, interfacial (calculé avec une méthode *bulk* et lié aux embruns), et  $LE$ ,  $LE_{bulk}$  et  $LE_{spray}$  les flux de chaleur latente total, interfacial et liés aux embruns. La figure 1 permet de représenter schématiquement la séparation des flux.

Les paramétrisations des flux à l’interface air/mer analysées dans ce rapport sont présentées dans la Section 3 : une séparation est faite entre les algorithmes *bulk* qui permettent de calculer les flux interfaciaux et les algorithmes qui permettent de calculer l’effet des embruns sur les flux. Un modèle 0D est utilisé afin de quantifier les différences entre les paramétrisations (Section 4). Enfin, l’impact de ces différentes paramétrisations sur la simulation du cyclone tropical Fantala est présenté (Section 5). On termine ce rapport en apportant quelques éléments de discussions et des perspectives à ce travail.

### 3 Paramétrisations des flux turbulents à l’interface air/mer

Dans un modèle de prévision numérique du temps, les flux de surface turbulents de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente correspondent à la condition à la limite en surface. Ils sont donc fondamentaux dans la modélisation d’un cyclone car ils vont conditionner sa formation et son cycle de vie. L’annexe A présente la dérivation des équations thermodynamiques simplifiées qui permettent d’obtenir l’expression des flux de surface turbulents. Ils sont rappelés ici pour plus de clarté :

$$\tau = \overline{\rho w' u'} \quad (3)$$

$$H = \rho c_p \overline{w' \theta'} \quad (4)$$

$$LE = \rho L \overline{w' q'} \quad (5)$$

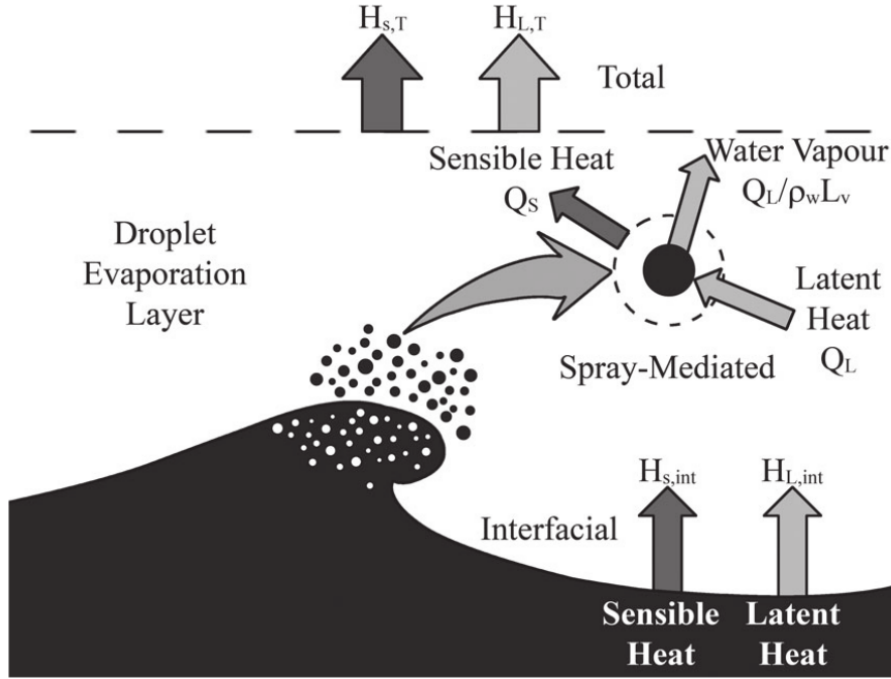


Figure 1: Schéma présentant les échanges océan-atmosphère liés aux flux interfaciaux notés  $H_{s,int}$  et  $H_{L,int}$  pour les flux de chaleur sensible et latente respectivement. Les flux de chaleur sensible et latente liés à l’ajustement de l’embrun dans l’atmosphère sont notés  $Q_L$  et  $Q_s$ . La combinaison des flux interfaciaux et liés aux embruns forment les flux totaux. La couche d’évaporation des gouttes est approximativement égale à la hauteur significative des vagues. Dans les paramétrisations, les flux totaux sont imposés en surface faisant l’hypothèse que cette couche est petite devant l’altitude du premier demi-niveau du modèle atmosphérique. Extrait d’[Andreas et al. \(2015\)](#).

où  $\tau$ ,  $H$  et  $LE$  représentent les flux turbulents de quantité de mouvement ( $\text{kg.m.s}^{-1}$ ), et de chaleurs sensible et latente ( $\text{W.m}^{-2}$ ), respectivement.  $\rho$  correspond à la masse volumique de l’air ( $\text{kg.m}^{-3}$ ),  $c_p$  à la chaleur spécifique à pression constante,  $L$  à la chaleur latente de vaporisation de l’eau.  $u'$ ,  $w'$ ,  $\theta'$  et  $q'$  correspondent aux fluctuations turbulentes de la vitesse suivant l’horizontale ( $x$ ) et la verticale ( $z$ ), de la température potentielle et de l’humidité spécifique, respectivement.

Paramétriser les flux de surface turbulents consiste à trouver une formulation des fluctuations turbulentes proches de la surface. Cette paramétrisation doit prendre en compte tous les mécanismes à l’interface air/mer pouvant influencer ces flux : les vagues, les courants océaniques, les embruns... Basés sur le concept de viscosité turbulente et sur les théories de [Monin et Obukhov \(1954\)](#), les coefficients d’échanges permettent de relier les flux turbulents aux champs moyens. Les nouvelles formulations des flux turbulents (ou flux interfaciaux), appelées formulations *bulk*, prennent donc la forme suivante :

$$\tau = \tau_{bulk} = \rho u_*^2 = \rho C_D (U_a - U_s)^2 \quad (6)$$

$$H = H_{bulk} = \rho c_p u_* \theta_* = \rho c_p C_H (U_a - U_s) (\theta_a - \theta_s) \quad (7)$$

$$LE = LE_{bulk} = \rho L u_* q_* = \rho L C_E (U_a - U_s) (q_a - q_s) \quad (8)$$

avec  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_E$ , les coefficients d’échange ou de transfert turbulents pour la quantité

de mouvement (coefficient de traînée ou *drag coefficient*) et de chaleur sensible et latente (coefficients de Dalton).  $U_a$  représente la vitesse du vent,  $U_s$  la vitesse de la surface (cette vitesse correspond à celle des courants quand la surface est l'océan),  $\theta_a$  la température potentielle de l'air et  $\theta_s$  celle à la surface de la mer (TSM).  $q_a$  correspond à l'humidité spécifique à l'altitude  $z$ , et  $q_s$  correspond à l'humidité spécifique à saturation pour la TSM. L'objectif est d'estimer, à l'aide de mesures ou de modèles physiques du comportement de la surface de la mer et de la couche de surface, les valeurs que prennent les différents coefficients de transfert  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_E$ .

Afin d'introduire des grandeurs fondamentales utilisées dans les paramétrisations, les coefficients de transfert peuvent être exprimés comme étant :

$$C_X = c_x^{1/2} c_d^{1/2} \quad (9)$$

avec  $x$  qui devient  $d$  pour la vitesse du vent,  $\theta$  pour la température potentielle et  $q$  pour l'humidité. On a donc:

$$c_x^{1/2}(\zeta) = \frac{c_{xn}^{1/2}}{1 - \frac{c_{xn}^{1/2}}{\kappa} \psi_x(\zeta)} \quad (10)$$

avec :

$$c_{xn}^{1/2} = \frac{\kappa}{\ln(z/z_{0x})} \quad (11)$$

avec  $\zeta$  le paramètre de stabilité de Monin-Obhukov ( $\zeta = z/L_{MO}$ ), avec  $L_{MO}$ , la longueur de Monin-Obhukov et  $z$  la hauteur de référence (du premier demi niveau pour un modèle atmosphérique). L'indice  $n$  correspond à la condition neutre ( $\zeta=0$ ),  $\kappa$  à la constante de Von Karman et  $\psi_x$  à une fonction de stabilité. Les fonctions de stabilité  $\psi_x$  généralement utilisées sont un mélange des fonctions de type Kansas (Businger *et al.*, 1971) avec un profil correspondant à la limite convective asymptotique (Fairall *et al.*, 1996).

La longueur de Monin-Obhukov s'exprime :

$$L_{MO} = \frac{u_* \theta}{\kappa g \theta_*} \quad (12)$$

avec  $g$  l'accélération de la pesanteur ( $\text{m.s}^{-2}$ ). Selon Smith (1988), la longueur de rugosité  $z_0$  s'exprime sous la forme :

$$z_0 = \frac{\alpha u_*^2}{g} + \frac{0.11\nu}{u_*} \quad (13)$$

avec  $\alpha$  le coefficient de Charnock et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air. Le terme de gauche de l'équation 13 correspond aux interactions entre les vagues et le cisaillement de vent. Si le coefficient de Charnock est pris constant, plus le vent est fort, et plus ce terme sera important. Par vent très faible, la longueur de rugosité est principalement contrôlée par le terme visqueux (terme de droite de l'équation 13).

En combinant les relations précédentes, on peut exprimer la vitesse de friction :

$$u_* = \frac{\kappa(U_a - U_s)}{\ln(z/z_0) - \psi_d(\zeta)} \quad (14)$$

Donc,  $u_*$ ,  $L_{MO}$  et  $z_0$  s'expriment les uns en fonction des autres.

Paramétriser les flux de surface turbulents revient donc à résoudre le système d'équations décrit précédemment. Les paramétrisations présentées dans la suite de ce rapport diffèrent les unes des autres car :

- elles représentent différemment l'effet des vagues via des formulations de la longueur de rugosité différentes ;
- elles utilisent des observations différentes pour caler les valeurs des coefficients d'échange en fonction de la vitesse du vent ;
- elles n'ont pas les mêmes fonctions de stabilité ...

### 3.1 Flux interfaciaux / *bulk*

Pour résoudre le système d'équations décrit précédemment, il existe des méthodes **directes** comme par exemple la paramétrisation de [Louis \(1979\)](#) ou celle plus récente de [Li \*et al.\* \(2015\)](#). La méthode directe de [Louis \(1979\)](#) revient à calculer les coefficients d'échange à partir des champs moyens atmosphériques via le calcul d'un coefficient de Richardson et d'une longueur de rugosité. Le nombre de Richardson remplace le calcul de la longueur de Monin-Obukhov et la longueur de rugosité ne dépend pas de la vitesse de friction. On s'affranchit donc de la méthode itérative. Suite à de nombreuses améliorations notamment sur les domaines de validité de cette paramétrisation en termes de stabilité atmosphérique, une étude récente a montré que ce type de méthode pouvait être au moins aussi efficace que les méthodes itératives ([Li \*et al.\*, 2015](#)).

Une méthode **itérative** est généralement utilisée pour résoudre ce système d'équations. Les méthodes itératives ont largement été développées à partir de l'algorithme de [Liu \*et al.\* \(1979\)](#), connu comme l'algorithme LKB. Cet algorithme est à la base de plusieurs paramétrisations telles que COARE ([Fairall \*et al.\*, 1996, 2003](#)) et ECUME / ECUME6 ([Belamari, 2005](#)). Ces algorithmes itératifs fixent un certain nombre d'itérations a priori ou s'appuient sur un critère de convergence. Elles utilisent des fonctions de stabilité similaires mais pas identiques : certains coefficients étant empiriques, leur valeur dépend des campagnes d'observations considérées. Ces paramétrisations peuvent inclure des améliorations supplémentaires telles qu'une correction de salinité pour la pression de vapeur saturante, des corrections de flux de chaleur dus à la pluie...

Dans la suite de cette section, les paramétrisations les plus utilisées par la communauté sont présentées. Seules des méthodes itératives sont considérées. Même si elles sont plus coûteuses que les méthodes directes, elles permettent de considérer une longueur de rugosité fonction de la vitesse de friction, ce qui est le cas si l'on s'intéresse aux flux océan-atmosphère et si l'on souhaite représenter l'effet des vagues sur les flux turbulents.

#### 3.1.1 Algorithme COARE3.0 ([Fairall \*et al.\*, 2003](#))

La paramétrisation COARE3.0 ([Fairall \*et al.\*, 2003](#)) est l'une des paramétrisations les plus utilisées dans la communauté scientifique s'intéressant aux échanges océan-atmosphère. Elle est dérivée de COARE2.6 ([Fairall \*et al.\*, 1996](#)) initialement développée à partir des observations acquises durant la campagne TOGA-COARE ([Webster et Lukas, 1992](#)) dans le Pacifique Nord. Une mise à jour importante de COARE3.0 est une nouvelle formulation pour la longueur de rugosité qui augmente les flux quand le vent dépasse  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Bien que la paramétrisation COARE3.0 ait été validée avec plus d'observations que la version COARE2.6 ( $\sim 7000$  observations), elle reste principalement valable pour des vents en dessous de  $20 \text{ m.s}^{-1}$  à cause du



nombre limité d'observations disponibles par vent fort. Cette paramétrisation a été raffinée par [Edson \*et al.\* \(2013\)](#) (COARE3.5), en prenant en compte d'autres observations mais reste valable pour des vitesses de vent ne dépassant pas  $25 \text{ m.s}^{-1}$ . La version que l'on va utiliser est la version COARE3.0 qui est la version la plus utilisée. Dans cette paramétrisation, la longueur de rugosité s'exprime par la relation [13](#) avec un coefficient de Charnock qui varie en fonction de la vitesse du vent :

$$\alpha = 0.011 \quad \text{si} \quad 0 \text{ m s}^{-1} < U_a \leq 10 \text{ m s}^{-1} \quad (15)$$

$$\alpha = 0.011 + (0.018 - 0.011) \left( \frac{U - 10}{18 - 10} \right) \quad \text{si} \quad 10 \text{ m s}^{-1} < U_a \leq 18 \text{ m s}^{-1} \quad (16)$$

$$\alpha = 0.018 \quad \text{si} \quad 18 \text{ m s}^{-1} < U_a \quad (17)$$

L'influence des vagues dans cette paramétrisation peut être activée selon plusieurs formulations de la longueur de rugosité ([Oost \*et al.\*, 2002](#); [Taylor et Yelland, 2001](#)). La formulation de [Oost \*et al.\* \(2002\)](#) exprime le coefficient de Charnock en fonction de l'âge des vagues, et la longueur de rugosité devient :

$$z_0 = \frac{50}{2\pi} \left( \frac{u_*}{C} \right)^{4.5} + 0.11 \frac{\nu}{u_*} \quad (18)$$

Quant à la formulation de [Taylor et Yelland \(2001\)](#), elle exprime la longueur de rugosité en fonction de la hauteur significative des vagues et de la longueur d'onde :

$$z_0 = 1200 H_s \left( \frac{H_s}{\lambda} \right)^{4.5} + 0.11 \frac{\nu}{u_*} \quad (19)$$

avec  $H_s$  la hauteur significative des vagues,  $\lambda$ , la longueur d'onde et  $C$  la vitesse de propagation. Dans nos études de sensibilité, on utilisera la formulation où le coefficient de Charnock varie en fonction de la vitesse du vent.

### 3.1.2 Algorithme WASP ([Sauvage \*et al.\*, 2019](#))

Les paramétrisations COARE, comme on va le voir dans la section suivante, ne permettent pas de reproduire la saturation voire la décroissance du coefficient de traînée par vent fort (e.g. [Powell \*et al.\*, 2003](#)). Pour reproduire ces effets, une nouvelle paramétrisation nommée WASP (Wave-Age Stress dependant Parametrization ; [Sauvage \*et al.\* \(2019\)](#)) a été développée. Cette paramétrisation considère que pour des vitesses de vent comprises entre  $5$  et  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , le stress du vent transféré à la surface de la mer permet le développement de vagues qui sont non déferlantes. Au-dessus de  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , la contribution des vagues déferlantes à la contrainte des vagues est dominante et l'âge des vagues n'est plus un paramètre approprié pour représenter l'effet de l'état de la mer sur la rugosité de la surface. Afin de reproduire ces différents mécanismes et la diminution du coefficient de traînée par vent fort, le coefficient de Charnock utilisé dans la paramétrisation WASP est défini par morceaux en continu. Dans les régimes de vent où les observations sont nombreuses et cohérentes entre elles (c'est-à-dire jusqu'à  $23 \text{ m.s}^{-1}$ ), ce coefficient a été adapté à l'ensemble de la base de données utilisée pour la paramétrisation COARE 3.5 ([Edson \*et al.\*, 2013](#)). Dans cette formulation, le coefficient de Charnock varie en fonction de la vitesse du vent et de l'âge des vagues. Par défaut, les paramètres de vagues sont calculés à partir de la vitesse du vent à  $10 \text{ m}$  et ne sont pas réalistes par vent fort : pour utiliser cette paramétrisation, il est donc nécessaire de coupler les modèles atmosphérique et de surface avec un modèle de vagues.

### 3.1.3 Algorithme ECUME / ECUME6 (Belamari, 2005)

Les paramétrisations ECUME et ECUME6 (Exchange Coefficients from Unified Multi-campaigns Estimates) ont été développées au CNRM<sup>1</sup> par Belamari (2005). Ces deux paramétrisations s'appuient sur des mesures in situ des flux océan-atmosphère obtenues lors de plusieurs campagnes de mesures. Les campagnes utilisées pour développer ECUME ne concernent que des conditions de vent faible à modéré. Par conséquent, dans ECUME6, les mesures réalisées par (Powell *et al.*, 2003; Donelan, 2004; French *et al.*, 2007; Drennan *et al.*, 2007) ont été également utilisées afin de tenir compte de la saturation et de la diminution des coefficients d'échange pour les vitesses du vent supérieures à 30 m.s<sup>-1</sup>. Contrairement aux algorithmes COARE et WASP, les paramétrisations ECUME/ECUME6 calculent directement les coefficient d'échanges turbulents à partir des observations utilisées : elles ne permettent donc pas de prendre en compte l'effet des vagues explicitement par le calcul de la longueur de rugosité. Dans ECUME, le nombre d'itérations est prescrit (fixé à 10), tandis que dans ECUME6 une convergence est utilisée. Quelles que soient les conditions météorologiques et océaniques, la convergence est assurée en 10 itérations maximum.

### 3.1.4 Algorithme Moon *et al.* (2007)

Contrairement aux paramétrisations COARE, WASP et ECUME/ECUME6, la paramétrisation de Moon *et al.* (2007) est basée sur des simulations numériques couplées vent/vagues (Moon *et al.*, 2004b,a). Des simulations de 10 cyclones tropicaux idéalisés ont été utilisées pour dériver une nouvelle expression de la longueur de rugosité qui limite l'augmentation de la vitesse de friction dès que le vent dépasse 12.5 m.s<sup>-1</sup>. Pour 5 cyclones modélisés dans l'océan Atlantique, cette nouvelle formulation entraîne de meilleurs résultats que la formulation de Charnock (1955) avec une amélioration nette de l'intensité du cyclone simulé sans dégradation de sa trajectoire. L'expression de la longueur de rugosité telle que calculée dans l'algorithme de Moon *et al.* (2007) est la suivante:

$$z_0 = \frac{0.0185u_*^2}{g} \quad \text{si } U_a < 12.5 \text{ m s}^{-1} \quad (20)$$

$$z_0 = [0.085(-0.56u_*^2 + 20.255u_* + 2.458) - 0.58] \times 10^{-3} \quad \text{si } U_a > 12.5 \text{ m s}^{-1} \quad (21)$$

## 3.2 Flux liés aux embruns (Andreas *et al.*, 2015)

La prise en compte de l'effet des embruns sur les flux de chaleur sensible et latente repose principalement sur les travaux d'Andreas et de Fairall. Dans ce rapport, seule la paramétrisation d'Andreas *et al.* (2015) est présentée car celle de Fairall *et al.* (1995) n'a pas encore été codée dans le modèle SurfEx.

La paramétrisation d'Andreas *et al.* (2015) est une amélioration des nombreuses versions de la paramétrisation initialement développée par Andreas (2003). Contrairement à l'algorithme de COARE, la vitesse de friction utilisée pour calculer les flux interfaciaux est paramétrisée en fonction de la vitesse du vent à 10 m en condition neutre éliminant ainsi l'incertitude associée à la définition de la longueur de rugosité et du coefficient de Charnock. La contribution des embruns devient importante quand le vent dépasse 13 m.s<sup>-1</sup>. Les embruns émis par écrêtage vont refroidir et s'évaporer dès leur entrée dans la couche limite atmosphérique. Ils vont donc contribuer aux flux de chaleur sensible et latente. Le flux d'embruns utilisé dans cette paramétrisation est décrit dans Andreas *et al.* (2008). Pour créer cette paramétrisation, plus de 4000 données ont été utilisées jusqu'à des vent de 25 m.s<sup>-1</sup>. L'algorithme *fast* d'Andreas *et al.* (2015) est utilisé

---

<sup>1</sup>Centre National de Recherches Météorologiques

dans ce rapport. Basé sur des études théoriques d'équilibre microphysique de la goutte, il est montré que les embruns qui vont avoir le plus d'effet sur les flux de chaleur sensible et latente ont des rayons situés autour de 100 et 50  $\mu\text{m}$ , respectivement. Contrairement à l'algorithme complet qui prend en compte toutes les tailles d'embruns émis dans l'atmosphère, l'algorithme *fast* ne considère que les embruns ayant les tailles citées précédemment. Les flux de chaleur sensible et latente liés aux embruns s'expriment selon les relations suivantes :

$$H_{\text{spray}} = \rho c_p (\theta_s - T_{eq,100}) V_H(u_*) \quad (22)$$

$$LE_{\text{spray}} = \rho L \left[ 1 - \left( \frac{r(\tau_{f,50})}{50} \right)^3 \right] V_{LE}(u_*) \quad (23)$$

avec  $r(\tau_{f,50})$  le rayon de l'embrun après un temps de résidence correspondant à un embrun de 50  $\mu\text{m}$ ,  $T_{eq,100}$  est la température d'équilibre pour un embrun ayant un rayon de 100  $\mu\text{m}$ .  $V_{LE}(u_*)$  et  $V_H(u_*)$  sont des fonctions de la vitesse de friction. Ils représentent le flux d'émission des embruns : plus le vent est fort, plus le nombre d'embruns émis dans l'atmosphère est important. Ces vitesses ont des formulations empiriques basées sur des observations et sont fonction de la vitesse de friction uniquement.

## 4 Étude de sensibilité en 0D

Afin d'évaluer les paramétrisations des flux océan-atmosphère, on utilise un modèle 0D permettant de déduire les flux turbulents pour chaque paramétrisation, pour des conditions environnementales identiques fixées. Ce modèle 0D prend plusieurs paramètres en entrée qui vont permettre de calculer les flux turbulents. Les valeurs des paramètres utilisés sont regroupées dans le tableau 1.

Paramètre	Valeur	Unité
Masse volumique $\rho$	1,29	$\text{kg m}^{-3}$
Pression en surface $P_s$	900	hPa
Pression au premier demi niveau $P_a$	890	hPa
Température de l'air $T_a$	26	$^{\circ}\text{C}$
Température de surface de la mer $T_s$	28	$^{\circ}\text{C}$
Humidité spécifique de l'air $q_a$	20	$\text{g kg}^{-1}$

Table 1: Paramètres utilisés en entrée des simulations 0D. Ils correspondent à un environnement tropical.

Les flux de quantité de mouvement et de chaleur calculés à partir des différentes paramétrisations sont présentés sur la Figure 2. Cette figure illustre parfaitement les désaccords entre les différentes paramétrisations au delà de 30  $\text{m.s}^{-1}$ , que ce soit pour le flux de quantité de mouvement ou les flux de chaleur.

Pour le flux de quantité de mouvement (Figure 2a) et le coefficient de traînée (Figure 2b), les valeurs issues des paramétrisations sont proches jusqu'à des vitesses de vent d'environ 30  $\text{m.s}^{-1}$ , ce qui correspond au domaine de validité de certaines paramétrisations. A partir de 30  $\text{m.s}^{-1}$ , le flux de quantité de mouvement et le coefficient de traînée divergent selon les paramétrisations. La paramétrisation COARE3.0 a un coefficient de traînée qui augmente en fonction de la vitesse du vent, et produit les flux de quantité de mouvement les plus forts. Les observations par vent fort (Powell *et al.*, 2003) montrent une saturation du coefficient de traînée voire une diminution

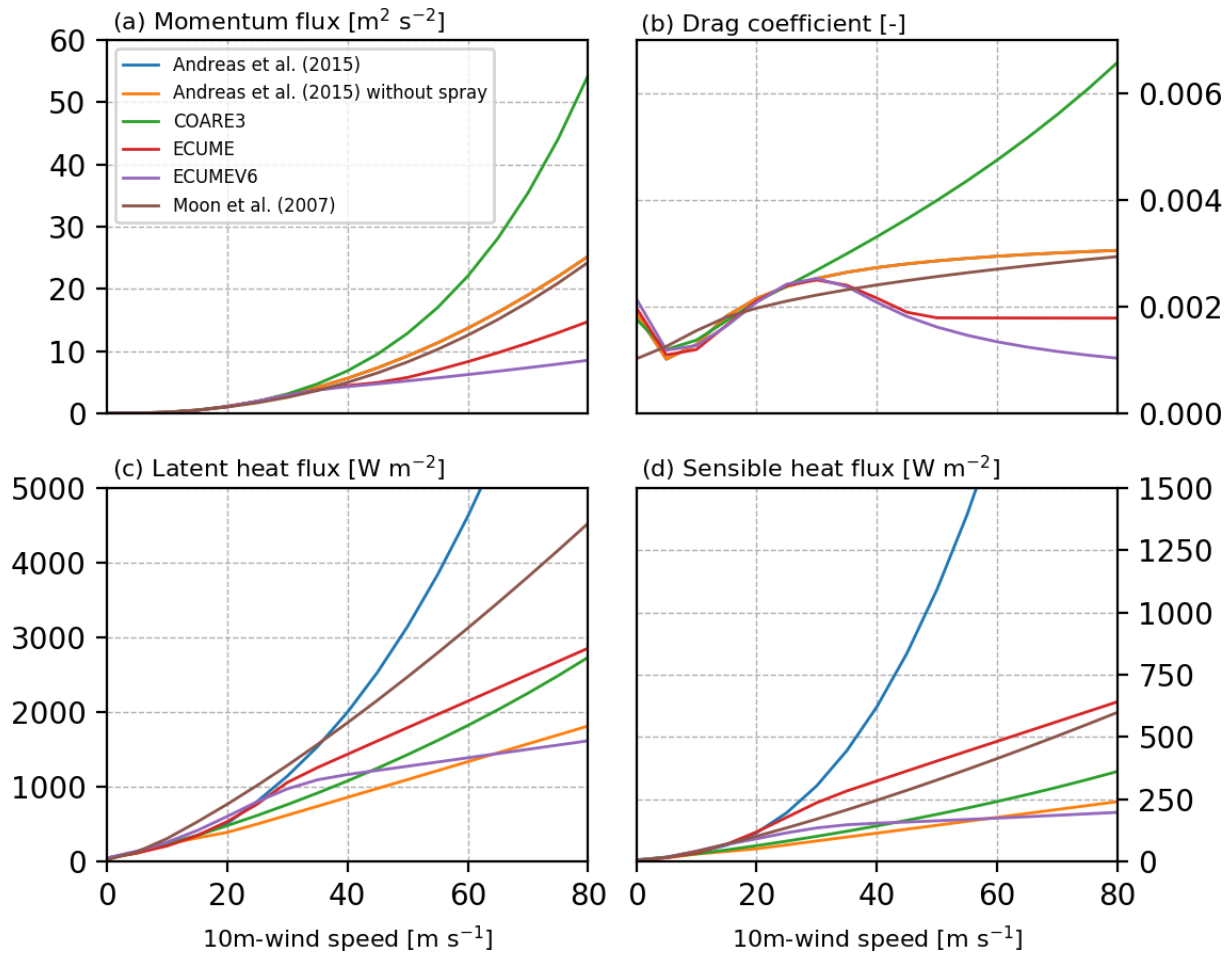


Figure 2: Évaluation de différentes paramétrisations des flux océan-atmosphère à partir d'un modèle 0D : (a) flux de quantité de mouvement, (b) coefficient de traînée, (c) flux de chaleur latente et (d) flux de chaleur sensible.

quand le vent dépasse 30 m.s<sup>-1</sup>. La paramétrisation de COARE3.0 a donc un comportement qui n'est pas réaliste par vent fort. Les autres paramétrisations reproduisent la saturation du coefficient de traînée. C'est le cas de [Moon et al. \(2007\)](#) et [Andreas et al. \(2015\)](#) avec ou sans effet des embruns. Ces paramétrisations sont relativement proches par vent fort. À noter que dans la paramétrisation d'[Andreas et al. \(2015\)](#), l'effet des embruns n'est présent que dans le calcul des flux de chaleur. C'est pour cela que les flux de quantité de mouvement et le coefficient de traînée sont confondus que l'on active ou pas l'effet des embruns. Les paramétrisations ECUME et ECUME6 présentent des comportements relativement proches par vent fort, avec une décroissance puis une saturation du coefficient de traînée pour ECUME, et une décroissance du coefficient de traînée pour ECUME6. Ces deux paramétrisations produisent ainsi les flux de quantité de mouvement les plus faibles. Ces coefficients de traînée étant basés sur les observations par vent fort, on retrouve donc naturellement le comportement attendu. Il faut cependant rappeler que cette paramétrisation ne permet pas de représenter les vagues dans le coefficient de traînée, or en fonction de l'âge des vagues il a été montré que ce coefficient variait ([Oost et al., 2002](#)).

En ce qui concerne les flux de chaleur sensible (Fig. 2c) ou latente (Fig. 2d), les paramétrisa-

tions commencent à diverger dès  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . L'effet des embruns sur les flux de chaleur latente et sensible est clairement visible avec des flux qui dépassent respectivement  $5000 \text{ W.m}^{-2}$  et  $1500 \text{ W.m}^{-2}$  lorsque le vent atteint  $60 \text{ m.s}^{-1}$ . Plus le vent augmente, plus les flux générés par les embruns augmentent, jusqu'à atteindre des valeurs de concentration en eau dans l'atmosphère qui semblent irréalistes. Cette paramétrisation, définie à partir de données de vents allant jusqu'à  $35 \text{ m.s}^{-1}$  nécessite d'être ajustée si l'on s'intéresse à des vents cycloniques. Les paramétrisations de Moon *et al.* (2007), ECUME et COARE3.0 ont des flux de chaleur sensible supérieurs à ceux des paramétrisations d'Andreas *et al.* (2015) sans l'effet des embruns et d'ECUME6. La nouvelle version d'ECUME, ECUME6, permet de réduire les flux de chaleur par vent fort contrairement à ECUME.

Cette étude de sensibilité en 0D permet de quantifier les différences entre la plupart des paramétrisations existantes dans les modèles numériques actuels. Des différences très importantes sont mises en évidence entre les paramétrisations par vent fort. Pour affiner ces paramétrisations, il est nécessaire de faire plus d'observations des flux turbulents océan-atmosphère en conditions cycloniques. En l'absence d'observation par vent fort, il est difficile de statuer sur la paramétrisation la plus réaliste.

## 5 Étude de sensibilité sur des simulations réalistes du cyclone tropical très intense Fantala (2016)

Dans cette section, l'effet des différentes paramétrisations sur la trajectoire et l'intensité du cyclone tropical très intense Fantala (2016) est évalué au travers de simulations réalistes couplées océan-vagues-atmosphère.

### 5.1 Cas d'étude : le cyclone tropical très intense Fantala (2016)

Le cyclone tropical Fantala (2016) a été le plus intense jamais observé dans le sud-ouest de l'océan Indien. Sa trajectoire particulièrement atypique (deux demi-tours) l'a conduit à affecter trois fois en quelques jours l'atoll des Farquhar (Seychelles) avant sa dissipation dans l'ouest du bassin (Figure 3). Son intensité et sa trajectoire en font un candidat idéal pour l'analyse de l'impact de la paramétrisation des flux océan-atmosphère sur son cycle de vie.

### 5.2 Configuration numérique et tests de sensibilité

Le couplage entre les modèles d'océan, d'atmosphère et de vagues est décrit en détail dans Voldoire *et al.* (2017) et Pianezze *et al.* (2018). La configuration des 3 modèles utilisés dans cette étude est résumée ci-dessous.

**Modèle atmosphérique Meso-NH et modèle de surface SurfEx** Meso-NH est un modèle atmosphérique communautaire français (<http://mesonh.aero.obs-mip.fr/>) (Lac *et al.*, 2018). Il est utilisé ici dans sa version 5-4-1. Le domaine couvre une région de  $2500 \text{ km} \times 1500 \text{ km}$  avec une maille horizontale de  $2 \text{ km}$ . La grille verticale comprend 70 niveaux verticaux avec une résolution plus importante près du sol. Le pas de temps est de  $5 \text{ s}$ . La convection profonde est résolue alors que la convection peu profonde est paramétrée selon le schéma en flux de masse de Bechtold *et al.* (2001). La paramétrisation de la turbulence est basée sur une fermeture à l'ordre 1,5 (Cuxart *et al.*, 2000) en faisant l'hypothèse de flux turbulents purement verticaux, et en utilisant la longueur de mélange de Bougeault et Lacarrere (1989). La microphysique est paramétrée selon le schéma à 1 moment de Pinty et Jabouille (1998) qui prend en compte 5

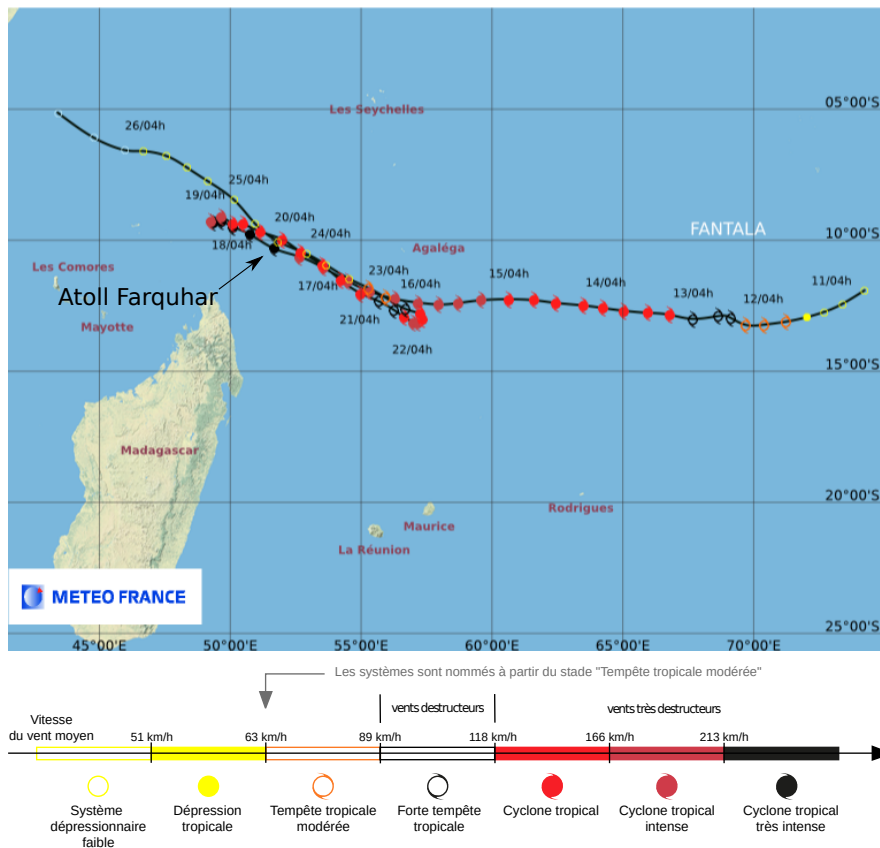


Figure 3: Trajectoire de Fantala. Chaque point correspond à la position analysée du système toutes les 6 heures. La couleur du point représente son intensité (légende en dessous de la figure). Source : Météo-France.

types de particules (eau nuageuse, pluie, glace primaire, neige, graupel). Le schéma radiatif est celui utilisé au CEPMMT<sup>2</sup> (Gregory *et al.*, 2010). Les interactions surface-atmosphère sont regroupées dans la plateforme SurfEx<sup>3</sup> (<https://www.umr-cnrm.fr/surfex/>) (Masson *et al.*, 2013; Voldoire *et al.*, 2017). Pour cette étude, le modèle de surface terrestre ISBA est utilisé (Noilhan et Planton, 1989). Les paramétrisations des flux océan-atmosphère présentées dans la section précédente sont testées. Le tableau 2 regroupe les différents tests de sensibilité réalisés. La simulation débute le 14 avril à 00 UTC et se poursuit jusqu'au 26 janvier à 00 UTC.

Meso-NH/SurfEx est initialisé et forcé aux limites latérales par les analyses du CEPMMT.

**Modèle de vagues WW3** (<http://polar.ncep.noaa.gov/waves/wavewatch/>). La grille couverte par WW3 est la même que celle de Meso-NH avec  $1275 \times 750$  points à une résolution de 2 km. Le pas de temps global est de 100 s. La discrétisation spectrale de WW3 est de 24 pour la direction et de 32 pour la fréquence. Afin de permettre la descente d'échelle depuis les analyses globales MARC<sup>4</sup> (<http://marc.ifremer.fr/>), une simulation de 7 jours avec le modèle de vagues seul est réalisée (du 7 avril 2016 à 00 UTC au 14 avril 2016 à 00 UTC).

<sup>2</sup>Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme, ou ECMWF

<sup>3</sup>Surface Externalisée

<sup>4</sup>Modélisation et Analyse pour la Recherche Côtière

**Modèle océanique CROCO** Le modèle CROCO<sup>5</sup> (<http://www.croco-ocean.org>) est un nouveau modèle construit à partir de ROMS-Agrif. Le domaine pour le modèle océanique est le même que pour les modèles d’atmosphère et de vagues. Il comprend  $1205 \times 724$  points à une résolution horizontale de 2 km. Le domaine comprend 32 niveaux verticaux avec une résolution accrue près de la surface. Le schéma temporel utilisé est un schéma ”time-splitting” avec des pas de temps barocline et barotrope de 100 s et 2 s, respectivement. Le modèle est initialisé et forcé aux limites latérales tous les jours avec les analyses globales au 1/12 de degré fournies par Mercator Océan.

Nom simulation	Meso-NH/SurfEx	WW3	CROCO	Paramétrisation utilisée
A-COARE3	X	-	-	Fairall <i>et al.</i> (2003)
OA-COARE3	X	-	X	Fairall <i>et al.</i> (2003)
OA-WASP	X	-	X	Sauvage <i>et al.</i> (2019)
OWA-WASP	X	X	X	Sauvage <i>et al.</i> (2019)
OA-ECUME	X	-	X	Belamari (2005)
OA-ECUME6	X	-	X	Belamari (2005)
OA-MOON	X	-	X	Moon <i>et al.</i> (2007)
OA-ANDREAS	X	-	X	Andreas <i>et al.</i> (2015)

Table 2: Tableau présentant les différentes simulations réalisées.

### 5.3 Trajectoire et intensité

Quelle que soit la paramétrisation utilisée, les trajectoires simulées sont proches de la best-track comme l’indique la Figure 4a. La position des demi-tours est bien simulée, que ce soit en terme de *timing* (moins de 2 h d’écart par rapport à la best-track) ou en terme de position (moins de 20 km par rapport à la best-track). Le choix de la paramétrisation des flux océan-atmosphère a peu d’impact sur la trajectoire simulée. Cela confirme qu’elle est principalement guidée par les flux directeurs de grande échelle. On observe tout de même, après le deuxième demi-tour, que la simulation couplée océan-atmosphère avec la paramétrisation WASP diverge des autres. Ceci s’explique par le fait que les champs de vagues utilisés pour cette paramétrisation ne sont pas réalistes car fonction du vent à 10 m seulement : le couplage avec un modèle de vagues est nécessaire si l’on utilise cette paramétrisation.

Concernant l’intensité du cyclone modélisé, on observe des différences entre les paramétrisations. Ce résultat était attendu au vu des résultats obtenus à l’aide du modèle 0D (Section 4). La simulation forcée (courbe bleue, A-COARE3) produit un cyclone qui reste intense malgré les deux demi-tours. Ceci s’explique par l’absence de refroidissement sous le cyclone. Ce cyclone est un exemple parfait de la nécessité d’avoir un couplage avec un modèle océanique pour simuler correctement l’évolution de l’intensité des cyclones tropicaux. Deux simulations produisent des cyclones très intenses dès le début de la simulation : la simulation utilisant la paramétrisation ECUME (courbe rouge, OA-ECUME) et celle utilisant celle d’Andreas *et al.* (2015) (qui prend en compte l’effet des embruns) (courbe marron, OA-ANDREAS). Les autres simulations restent relativement proches avec des différences pouvant atteindre 30 % par période avec la best-track. La simulation avec la paramétrisation d’Andreas *et al.* (2015) est celle qui se rapproche le plus près de l’intensité de la best-track, que ce soit en pression ou en vitesse de vent maximum. On observe que la relation vent/pression diffère entre la best-track et les intensités observées, ceci

<sup>5</sup>Coastal and Regional Ocean COmmunity model

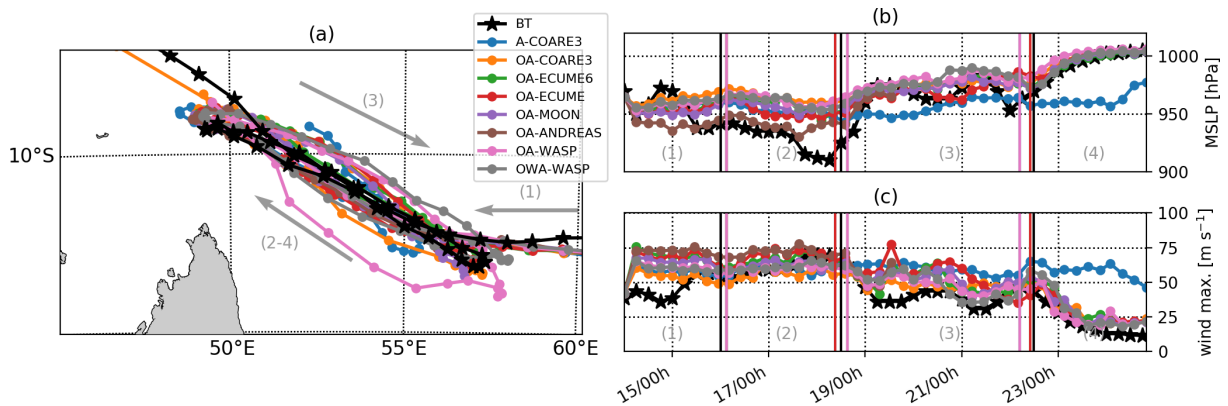


Figure 4: (a) Trajectoire de Fantala. (b) Évolution du minimum de pression au niveau de la mer (MSLP, hPa). (c) Évolution du maximum de vent soutenu ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). La ligne noire correspond aux données issues de la best-track. Les lignes en couleurs correspondent aux simulations utilisant les différentes paramétrisations des flux océan-atmosphère. Les étoiles (best-track) et les points (simulations) correspondent à une donnée toutes les 6 h.

s'explique certainement par des cyclones qui ont des tailles différentes dans notre simulation et dans la réalité.

#### 5.4 Flux océan-atmosphère

Pour quantifier l'effet de ces paramétrisations sur les flux turbulents, comme cela a été fait en 0D (Figure 2), on présente les flux de quantité de mouvement, le coefficient de traînée ainsi que les flux de chaleur sensible et latente en fonction de la vitesse du vent (Figure 5) à un instant où le cyclone tropical est très intense. Sur tous les paramètres tracés sur la Figure 5 et pour une vitesse de vent donnée, on observe une variabilité des paramètres simulés : ceci s'explique par l'effet de la stabilité de l'atmosphère et des vagues sur les flux turbulents. En 0D, la stabilité de l'atmosphère est constante alors que dans la simulation 3D elle varie d'un point de grille à un autre.

Les flux de quantité de mouvement et les coefficient de traînée simulés à partir des différentes paramétrisations présentent des comportements similaires à ceux décrits en 0D. L'effet de la paramétrisation WASP sur les flux turbulents simulés est bien visible. Le coefficient de traînée simulé à l'aide de cette paramétrisation sature pour des vent autour de  $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  puis décroît comme souhaité (Figure 5b). Les valeurs de flux de quantité de mouvement et de coefficient de traînée simulés à l'aide de cette paramétrisations sont les plus faibles parmi toutes les paramétrisations.

En ce qui concerne les flux de chaleur, le comportement des paramétrisations diffère beaucoup des résultats obtenus en 0D. Les champs atmosphériques n'évoluent pas dans le temps en 0D et ne s'ajustent pas à l'évolution des flux en surface alors qu'en 3D, un ajustement thermodynamique est effectué au cours de la simulation. Cet ajustement entraîne de grandes différences entre les flux de chaleur sensible et latente simulés avec les différentes paramétrisations. Pour la simulation utilisant [Andreas \*et al.\* \(2015\)](#), on observe étonnamment que les flux de chaleur sensible sont les plus faibles, plus faibles que ceux simulés avec COARE. Les flux de chaleur latente sont situés au milieu de l'ensemble des flux de chaleur latente simulés par les autres paramétrisations. L'effet



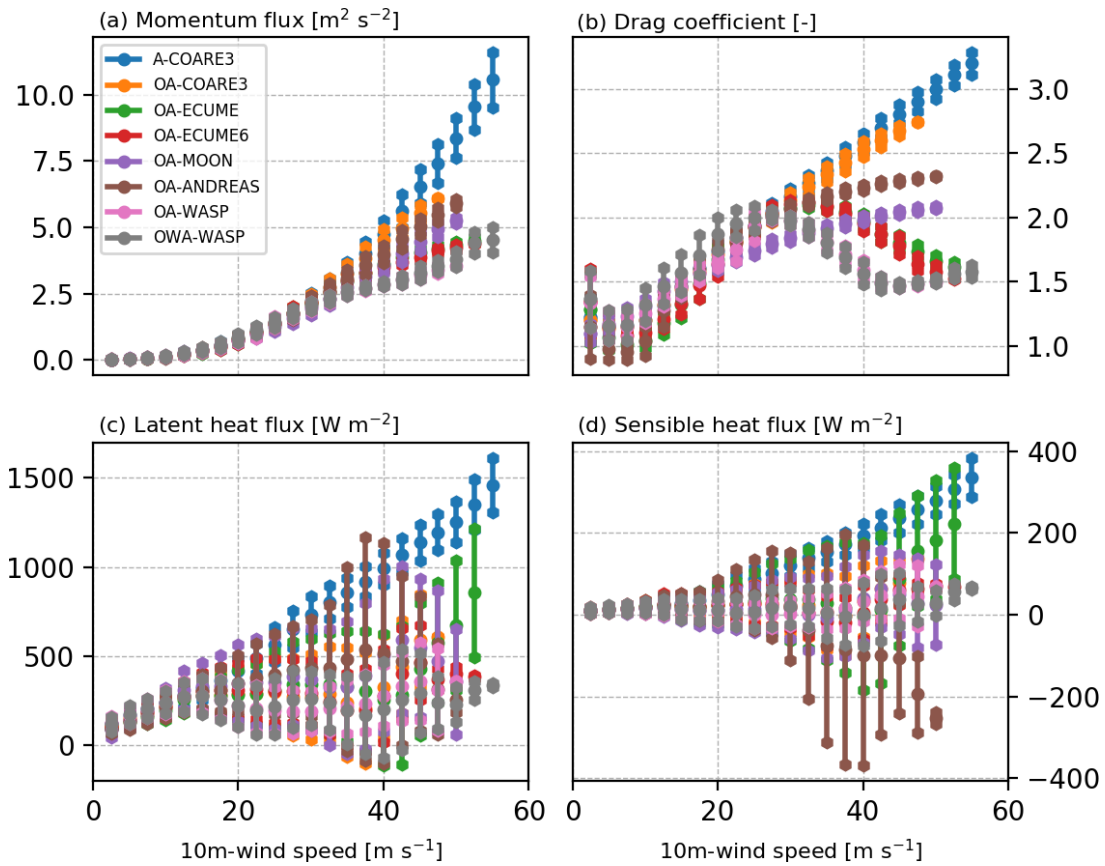


Figure 5: Évaluation de l’effet des paramétrisations sur (a) les flux de quantité de mouvement, (b), le coefficient de traînée, (c) le flux de chaleur sensible et (d) le flux de chaleur latente en fonction de la vitesse du vent à 10 m. Ces champs sont extraits en un instant donné, le 18 avril à 00 UTC lorsque le cyclone Fantala est à son maximum d’intensité. Les valeurs des flux et du vent à 10 m sont extraites en chaque point. Tous les  $5 \text{ m.s}^{-1}$  sont représentés la valeur moyenne et l’écart type des flux pour chaque paramétrisation.

des embruns, dans une simulation de cyclone réaliste, n’est pas aussi important que ce qui était décrit par le modèle 0D. On peut noter qu’il existe cependant toujours une grande disparité entre les flux de chaleur simulés par les différentes paramétrisations par vent fort. Les différents flux de chaleur sensible et latente varient de plus de 400 % par vent fort, si l’on compare ceux simulés avec COARE et ceux simulés avec les autres paramétrisations.

## 5.5 Réponse océanique au passage des cyclones

Les différences notées précédemment sur l’intensité des cyclones et sur les flux turbulents simulés entraînent des réponses océaniques très différentes en fonction de la paramétrisation utilisée (Fig. 6).

Excepté pour la simulation forcée (A-COARE), on observe un refroidissement sous le côté gauche du cyclone, là où les vents sont maximums, pour toutes les autres simulations. Ce résultat est en accord avec la littérature (Price, 1981) et avec nos précédents résultats issus de la simulation de Bejisa (Pianezze *et al.*, 2018). Les simulations où les flux sont les plus forts montrent un refroidissement important sous le cyclone. Ce refroidissement est lié à l’extraction

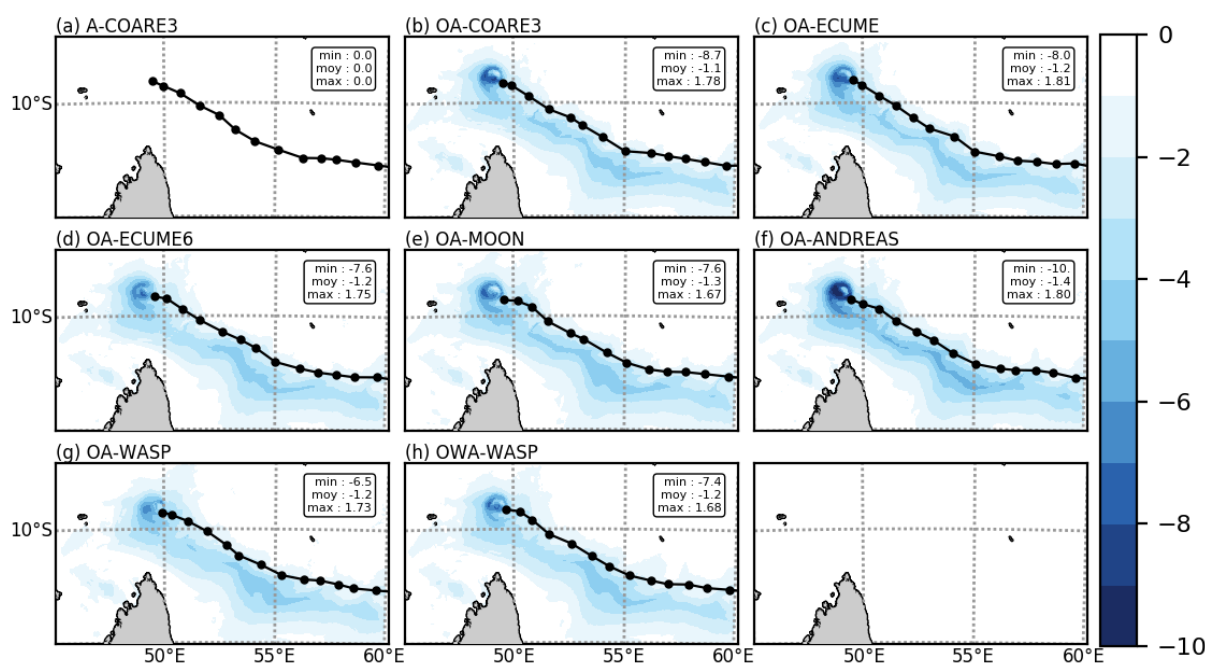


Figure 6: Réponse de l’océan au passage des cyclones simulés avec les différentes paramétrisations. Le champs tracé correspond à la différence de température de surface de la mer (°C) entre le 18 avril à 00 UTC et à l’instant initial. Les valeurs minimale, maximale et moyenne de cette différence sont notées dans l’encadré en haut à droite de chaque panneau.

de chaleur par le cyclone mais surtout à la remontée d’eau froide associée au mélange turbulent induit par le cisaillement de vent en surface. Le refroidissement est le plus important à l’endroit où le cyclone reste sur place pendant quelques heures. Avec la paramétrisation d’[Andreas et al. \(2015\)](#), ce refroidissement atteint environ 10 °C par endroit. En fonction de la paramétrisation utilisée, ce refroidissement peut varier de plus de 50 % ! Les images satellites de température de surface de la mer (non présentées ici) montrent un refroidissement de plus de 7 °C au moment où le cyclone fait son premier demi-tour. Les données satellites étant sensibles aux nuages, on n’a malheureusement pas de donnée au maximum du refroidissement sous le cyclone.

## 6 Conclusions et perspectives

Cette synthèse bibliographique montre que les paramétrisations actuellement utilisées dans les modèles numériques de prévision du temps divergent par vent fort ( $> 30 \text{ m s}^{-1}$ ). A l’aide d’un modèle 0D, on a montré que certaines paramétrisations ont des comportements par vent fort qui ne sont pas réalistes, que ce soit le coefficient de traînée qui ne sature pas pour COARE ou les flux de chaleur qui sont trop fort pour [Andreas et al. \(2015\)](#). En 3D, les résultats sont plus difficiles à interpréter car l’atmosphère s’ajuste thermodynamiquement avec les flux imposés en surface. Par exemple, on ne retrouve pas le même comportement de la paramétrisation d’[Andreas et al. \(2015\)](#) par vent fort. Toutes les paramétrisations testées arrivent à reproduire la trajectoire du cyclone Fantala simulé. Les intensités simulées sont différentes entre toutes les paramétrisations et les différences peuvent atteindre 50 % sur certaines périodes. Les différences observées sur les flux simulés vont impacter l’océan différemment, avec un refroidissement at-

teignant 10°C pour la paramétrisation d’[Andreas \*et al.\* \(2015\)](#) mais ne dépassant pas 8°C pour les autres paramétrisations.

Des différences notables existent entre les paramétrisations testées, il est difficile de dire quelle est la paramétrisation la plus adaptée pour l’étude des cyclones tropicaux, certainement un subtil mélange des paramétrisations existantes. Dans la suite de cette étude, qui fera l’objet d’un article scientifique, ces paramétrisations vont être testées sur d’autres cyclones tropicaux (notamment [Idai, 2019](#)) pour trouver une amélioration possible des paramétrisations existantes.

L’utilisation de nouvelles données satellites SAR<sup>6</sup> pourra nous permettre d’évaluer plus précisément les simulations couplées et d’en déduire les paramétrisations les plus adaptées. Ces données ouvrent une nouvelle ère dans l’observation des cyclones tropicaux. L’intensité du vent à 10 m peut être déduite de la mesure d’une longueur de rugosité en faisant l’hypothèse d’une couche limite neutre ([Horstmann \*et al.\*, 2013](#); [Huang \*et al.\*, 2018](#)). Ces données ont l’avantage d’avoir une résolution kilométrique et de ne pas être sensibles aux nuages, mais, la direction du vent est actuellement déduite de modèles numériques.

## Remerciements

Merci à Marie-Noëlle Bouin (CNRM/LOPS) pour le partage de sa paramétrisation des flux turbulents WASP, utilisée dans cette simulation, et à Sylvie Malardel (LACy) pour le partage du modèle 0D. Les simulations de Fantala en 3D ont été réalisées sur le supercalculateur Beaufix de Météo-France à Toulouse.

---

<sup>6</sup>Synthetic Aperture Radar

## A Dérivation des équations

Afin d'introduire la paramétrisation des flux de surface turbulents, on présente dans un premier temps les équations du mouvement simplifiées, puis leur discrétisation.

### A.1 Equations du mouvement simplifiée

Pour des raisons de lisibilité, on considère un système d'équation simplifié qui s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \rho \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \rho \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial t} = \dots - \frac{\partial \overline{\rho w' u'}}{\partial z} \quad (25)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{v}}{\partial t} = \dots - \frac{\partial \overline{\rho w' v'}}{\partial z} \quad (26)$$

$$\frac{\partial \rho c_p \bar{\theta}}{\partial t} = \dots - \frac{\partial \overline{\rho c_p w' \theta'}}{\partial z} \quad (27)$$

$$\frac{\partial \rho L \bar{q}}{\partial t} = \dots - \frac{\partial \overline{\rho L w' q'}}{\partial z} \quad (28)$$

avec  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  et  $\bar{w}$ , les vitesses de l'écoulement moyen selon,  $x$ ,  $y$  et  $z$ , respectivement.  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$ , les vitesses des fluctuations turbulentes selon,  $x$ ,  $y$  et  $z$ , respectivement.  $P$  correspond à la pression de l'air.  $\rho$ , la densité de l'air,  $R$  la constante des gaz parfait et  $T$  la température. Les gradients horizontaux des fluctuations turbulentes qui ne sont pas représentés dans le système d'équations sont résolus à l'aide du schéma de fermeture turbulente utilisé. En discrétisant les gradients verticaux du vent et de la température, une nouvelle inconnue apparaît.

### A.2 Discrétisation

Tous les termes peuvent se résoudre grâce aux points à l'intérieur du domaine sauf le terme  $\frac{\partial \overline{\rho u' w'}}{\partial z}$ . Une fois discrétisé, ce terme s'écrit :

$$\left. \frac{\partial \overline{\rho u' w'}}{\partial z} \right|_{z=z_i} = \frac{\overline{u' w'}_{z_{i+1}} - \overline{u' w'}_{z_i}}{z_{i+1} - z_i} \quad (29)$$

avec les valeurs  $\overline{u' w'}$  données par le schéma de turbulence de Meso-NH.

Si le point  $i$  correspond à la surface:

$$\left. \frac{\partial \overline{\rho u' w'}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\rho \overline{u' w'}|_{z=z_{atm}} - \rho \overline{u' w'}|_{z=0}}{z_{atm}} \quad (30)$$

$\overline{u' w'}|_{z=z_{atm}}$  est donné par le schéma de turbulence de Meso-NH alors que  $\overline{u' w'}|_{z=0}$  doit être paramétrisé : c'est ce qu'on appelle la paramétrisation des flux turbulents en surface. Cela correspond à la condition à la limite inférieure du modèle atmosphérique. Ces flux turbulents dépendent fortement du type de surface au dessus de laquelle on se trouve. On s'intéresse à l'expression de ces flux turbulents au dessus de l'océan.

De la même manière, on peut exprimer les gradients verticaux des fluctuations turbulentes de chaleur sensible et latente :

$$\left. \frac{\partial \rho c_p \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\rho c_p \overline{w'\theta'}|_{z=z_{atm}} - \rho c_p \overline{w'\theta'}|_{z=0}}{z_{atm}} \quad (31)$$

$$\left. \frac{\partial \rho L \overline{w'q'}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\rho L \overline{w'q'}|_{z=z_{atm}} - \rho L \overline{w'q'}|_{z=0}}{z_{atm}} \quad (32)$$

avec les flux de chaleurs sensible et latente :

$$\tau = \rho \overline{w'u'}|_{z=0} = \rho \overline{w'u'} \quad (33)$$

$$H = \rho c_p \overline{w'\theta'}|_{z=0} = \rho c_p \overline{w'\theta'} \quad (34)$$

$$LE = \rho L \overline{w'q'}|_{z=0} = \rho L \overline{w'q'} \quad (35)$$

$\tau$  s'appelle le tenseur de Reynolds ou le flux turbulent de quantité de mouvement (*stress* en anglais).  $H$  s'appelle le flux de chaleur sensible ou le flux turbulent vertical de chaleur.  $LE$  s'appelle le flux de chaleur latente ou le flux turbulent vertical d'humidité. Ces flux traduisent les échanges de chaleur et de quantité de mouvement entre la surface et l'atmosphère : il est nécessaire de les paramétriser. C'est ce qu'on appelle la paramétrisation des flux de surface turbulents.

## References

- Andreas EL. 2003. An algorithm to predict the turbulent air-sea fluxes in high-wind, spray conditions. Amer. Meteor. Soc., 3.4: Long Beach, CA, URL <http://ams.confex.com/ams/pdfpapers/52221.pdf>.
- Andreas EL, Mahrt L, Vickers D. 2015. An improved bulk air-sea surface flux algorithm, including spray-mediated transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **141**(687): 642–654, doi:10.1002/qj.2424, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.2424>.
- Andreas EL, Persson POG, Hare JE. 2008. A Bulk Turbulent Air-Sea Flux Algorithm for High-Wind, Spray Conditions. *Journal of Physical Oceanography* **38**(7): 1581–1596, doi:10.1175/2007JPO3813.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03813.1>.
- Bechtold P, Bazile E, Guichard F, Mascart P, Richard E. 2001. A mass-flux convection scheme for regional and global models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **127**(573): 869–886, doi:10.1002/qj.49712757309, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49712757309>.
- Belamari S. 2005. Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes. Technical report.
- Bell MM, Montgomery MT, Emanuel KA. 2012. Air-Sea Enthalpy and Momentum Exchange at Major Hurricane Wind Speeds Observed during CBLAST. *Journal of the Atmospheric Sciences* **69**(11): 3197–3222, doi:10.1175/JAS-D-11-0276.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS-D-11-0276.1>.
- Bougeault P, Lacarrere P. 1989. Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model. *Monthly Weather Review* **117**(8): 1872–1890, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<1872:POOITI>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1989\)117<1872:POOITI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1989)117<1872:POOITI>2.0.CO;2).

- Businger JA, Wyngaard JC, Izumi Y, Bradley EF. 1971. Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* **28**(2): 181–189, doi:10.1175/1520-0469(1971)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2).
- Charnock H. 1955. Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **81**(350): 639–640, doi:10.1002/qj.49708135027, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49708135027>.
- Cuxart J, Bougeault P, Redelsperger JL. 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **126**(562): 1–30, doi:10.1002/qj.49712656202, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49712656202>.
- Donelan MA. 2004. On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophysical Research Letters* **31**(18): L18 306, doi:10.1029/2004GL019460, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2004GL019460>.
- Drennan WM, Zhang JA, French JR, McCormick C, Black PG. 2007. Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer. Part II: Latent Heat Flux. *Journal of the Atmospheric Sciences* **64**(4): 1103–1115, doi:10.1175/JAS3889.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS3889.1>.
- Edson JB, Jampana V, Weller RA, Bigorre SP, Plueddemann AJ, Fairall CW, Miller SD, Mahrt L, Vickers D, Hersbach H. 2013. On the Exchange of Momentum over the Open Ocean. *Journal of Physical Oceanography* **43**(8): 1589–1610, doi:10.1175/JPO-D-12-0173.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-12-0173.1>.
- Emanuel K. 2018. 100 Years of Progress in Tropical Cyclone Research. *Meteorological Monographs* **59**: 15.1–15.68, doi:10.1175/AMSMONOGRAPHIS-D-18-0016.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/AMSMONOGRAPHIS-D-18-0016.1>.
- Fairall C, Kepert J, Holland G. 1995. The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean. *The Global Atmosphere and Ocean System* **2**: 121–142.
- Fairall CW, Bradley EF, Hare JE, Grachev AA, Edson JB. 2003. Bulk Parameterization of Air-Sea Fluxes: Updates and Verification for the COARE Algorithm. *Journal of Climate* **16**(4): 571–591, doi:10.1175/1520-0442(2003)016<0571:BPOASF>2.0.CO;2, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0442%282003%29016%3C0571%3ABPOASF%3E2.0.CO%3B2>.
- Fairall CW, Bradley EF, Rogers DP, Edson JB, Young GS. 1996. Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **101**(C2): 3747–3764, doi:10.1029/95JC03205, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/95JC03205>.
- French JR, Drennan WM, Zhang JA, Black PG. 2007. Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer. Part I: Momentum Flux. *Journal of the Atmospheric Sciences* **64**(4): 1089–1102, doi:10.1175/JAS3887.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS3887.1>.
- Gregory D, Morcrette JJ, Jakob C, Beljaars ACM, Stockdale T. 2010. Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF integrated forecasting system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **126**(566): 1685–1710, doi:10.1002/qj.49712656607, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49712656607>.

- Horstmann J, Wackerman C, Falchetti S, Maresca S. 2013. Tropical Cyclone Winds Retrieved From Synthetic Aperture Radar. *Oceanography* **26**(2), doi:10.5670/oceanog.2013.30, URL <https://tos.org/oceanography/article/tropical-cyclone-winds-retrieved-from-synthetic-aperture-radar>.
- Huang L, Li X, Liu B, Zhang JA, Shen D, Zhang Z, Yu W. 2018. Tropical Cyclone Boundary Layer Rolls in Synthetic Aperture Radar Imagery. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **123**(4): 2981–2996, doi:10.1029/2018JC013755, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2018JC013755>.
- Jarosz E, Mitchell DA, Wang DW, Teague WJ. 2007. Bottom-Up Determination of Air-Sea Momentum Exchange Under a Major Tropical Cyclone. *Science* **315**(5819): 1707–1709, doi:10.1126/science.1136466, URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1136466>.
- Lac C, Chaboureaud JP, Masson V, Pinty JP, Tulet P, Escobar J, Leriche M, Barthe C, Aouizerats B, Augros C, Aumond P, Auguste F, Bechtold P, Berthet S, Bielli S, Bosseur F, Caumont O, Cohard JM, Colin J, Couvreur F, Cuxart J, Delautier G, Dauhut T, Ducrocq V, Filippi JB, Gazen D, Geoffroy O, Gheusi F, Honnert R, Lafore JP, Lebeaupin Brossier C, Libois Q, Lunet T, Mari C, Maric T, Mascart P, Mogé M, Molinié G, Nuissier O, Pantillon F, Peyrillé P, Pergaud J, Perraud E, Pianezze J, Redelsperger JL, Ricard D, Richard E, Riette S, Rodier Q, Schoetter R, Seyfried L, Stein J, Suhre K, Taufour M, Thouron O, Turner S, Verrelle A, Vié B, Visentin F, Vionnet V, Wautelet P. 2018. Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development* **11**(5): 1929–1969, doi: 10.5194/gmd-11-1929-2018, URL <https://www.geosci-model-dev.net/11/1929/2018/>.
- Landsea CW, Cangialosi JP. 2018. Have We Reached the Limits of Predictability for Tropical Cyclone Track Forecasting? *Bulletin of the American Meteorological Society* **99**(11): 2237–2243, doi:10.1175/BAMS-D-17-0136.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/BAMS-D-17-0136.1>.
- Li Y, Gao Z, Li D, Chen F, Yang Y, Sun L. 2015. An Update of Non-iterative Solutions for Surface Fluxes Under Unstable Conditions. *Boundary-Layer Meteorology* **156**(3): 501–511, doi:10.1007/s10546-015-0032-x, URL <http://link.springer.com/10.1007/s10546-015-0032-x>.
- Liu WT, Katsaros KB, Businger JA. 1979. Bulk Parameterization of Air-Sea Exchanges of Heat and Water Vapor Including the Molecular Constraints at the Interface. *Journal of the Atmospheric Sciences* **36**(9): 1722–1735, doi:10.1175/1520-0469(1979)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2).
- Louis JF. 1979. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology* **17**(2): 187–202, doi:10.1007/BF00117978, URL <http://link.springer.com/10.1007/BF00117978>.
- Masson V, Le Moigne P, Martin E, Faroux S, Alias A, Alkama R, Belamari S, Barbu A, Boone A, Bouyssel F, Brousseau P, Brun E, Calvet JC, Carrer D, Decharme B, Delire C, Donier S, Essauouini K, Gibelin AL, Giordani H, Habets F, Jidane M, Kerdraon G, Kourzeneva E, Lafaysse M, Lafont S, Lebeaupin Brossier C, Lemonsu A, Mahfouf JF, Marguinaud P, Mokhtari M, Morin S, Pigeon G, Salgado R, Seity Y, Taillefer F, Tanguy G, Tulet P, Vincendon B, Vionnet V, Voldoire A. 2013. The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and

- fluxes. *Geoscientific Model Development* **6**(4): 929–960, doi:10.5194/gmd-6-929-2013, URL <https://www.geosci-model-dev.net/6/929/2013/>.
- Monin A, Obukhov A. 1954. Basic Laws of Turbulent Mixing in the Surface Layer of the Atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci : USSR*, 24, 163–187.
- Moon IJ, Ginis I, Hara T. 2004a. Effect of Surface Waves on Air-Sea Momentum Exchange. Part II: Behavior of Drag Coefficient under Tropical Cyclones. *Journal of the Atmospheric Sciences* **61**(19): 2334–2348, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<2334:EOSWOA>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2004\)061<2334:EOSWOA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<2334:EOSWOA>2.0.CO;2).
- Moon IJ, Ginis I, Hara T, Thomas B. 2007. A Physics-Based Parameterization of Air–Sea Momentum Flux at High Wind Speeds and Its Impact on Hurricane Intensity Predictions. *Monthly Weather Review* **135**(8): 2869–2878, doi:10.1175/MWR3432.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/MWR3432.1>.
- Moon IJ, Hara T, Ginis I, Belcher SE, Tolman HL. 2004b. Effect of Surface Waves on Air-Sea Momentum Exchange. Part I: Effect of Mature and Growing Seas. *Journal of the Atmospheric Sciences* **61**(19): 2321–2333, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<2321:EOSWOA>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2004\)061<2321:EOSWOA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<2321:EOSWOA>2.0.CO;2).
- Noilhan J, Planton S. 1989. A Simple Parameterization of Land Surface Processes for Meteorological Models. *Monthly Weather Review* **117**(3): 536–549, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<0536:ASPOLS>2.0.CO;2, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0493%281989%29117%3C0536%3AASPOLS%3E2.0.CO%3B2>.
- Oost W, Komen G, Jacobs C, Van Oort C. 2002. New evidence for a relation between wind stress and wave age from measurements during ASGAMAGE. *Boundary-Layer Meteorology* **103**(3): 409–438, doi:10.1023/A:1014913624535, URL <https://doi.org/10.1023/A:1014913624535>.
- Pianezze J, Barthe C, Bielli S, Tulet P, Jullien S, Cambon G, Bousquet O, Claeys M, Cordier E. 2018. A New Coupled Ocean-Waves-Atmosphere Model Designed for Tropical Storm Studies: Example of Tropical Cyclone Bejisa (2013-2014) in the South-West Indian Ocean. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* **10**(3): 801–825, doi:10.1002/2017MS001177, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/2017MS001177>.
- Pinty JP, Jabouille P. 1998. A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitation. In: *Proc. Conf. of Cloud Physics*, Amer Meteor soc (ed). Everett, WA, USA, pp. 217 – 220, URL [http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir\\_publication/pinty\\_jabouille\\_ams\\_ccp1998.pdf](http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/dir_publication/pinty_jabouille_ams_ccp1998.pdf).
- Powell MD, Vickery PJ, Reinhold TA. 2003. Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones. *Nature* **422**(6929): 279–283, doi:10.1038/nature01481, URL <https://doi.org/10.1038/nature01481>.
- Price JF. 1981. Upper Ocean Response to a Hurricane. *Journal of Physical Oceanography* **11**(2): 153–175, doi:10.1175/1520-0485(1981)011<0153:UORTAH>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1981\)011<0153:UORTAH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1981)011<0153:UORTAH>2.0.CO;2).
- Sauvage C, Lebeau-pin Brossier C, Bouin MN, Ducrocq V. 2019. Characterization of the air-sea exchanges mechanisms during a Mediterranean heavy precipitation event using realistic sea state modelling. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions* : 1–35doi:10.5194/acp-2019-766, URL <https://www.atmos-chem-phys-discuss.net/acp-2019-766/>.



- Smith SD. 1988. Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *Journal of Geophysical Research* **93**(C12): 15 467, doi:10.1029/JC093iC12p15467, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JC093iC12p15467>.
- Taylor PK, Yelland MJ. 2001. The Dependence of Sea Surface Roughness on the Height and Steepness of the Waves. *Journal of Physical Oceanography* **31**(2): 572–590, doi:10.1175/1520-0485(2001)031<0572:TDOSSR>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<0572:TDOSSR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<0572:TDOSSR>2.0.CO;2).
- Veron F. 2015. Ocean Spray. *Annual Review of Fluid Mechanics* **47**(1): 507–538, doi:10.1146/annurev-fluid-010814-014651, URL <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-fluid-010814-014651>.
- Vickery PJ, Wadhera D, Powell MD, Chen Y. 2009. A Hurricane Boundary Layer and Wind Field Model for Use in Engineering Applications. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **48**(2): 381–405, doi:10.1175/2008JAMC1841.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JAMC1841.1>.
- Voldoire A, Decharme B, Pianezze J, Lebeaupin Brossier C, Sevault F, Seyfried L, Garnier V, Bielli S, Valcke S, Alias A, Accensi M, Arduin F, Bouin MN, Ducrocq V, Faroux S, Giordani H, Léger F, Marsaleix P, Rainaud R, Redelsperger JL, Richard E, Riette S. 2017. SURFEX v8.0 interface with OASIS3-MCT to couple atmosphere with hydrology, ocean, waves and sea-ice models, from coastal to global scales. *Geoscientific Model Development* **10**(11): 4207–4227, doi:10.5194/gmd-10-4207-2017, URL <https://www.geosci-model-dev.net/10/4207/2017/>.
- Webster PJ, Lukas R. 1992. TOGA COARE: The Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society* **73**(9): 1377–1416, doi:10.1175/1520-0477(1992)073<1377:TCTCOR>2.0.CO;2, URL [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1992\)073<1377:TCTCOR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1992)073<1377:TCTCOR>2.0.CO;2).