



# Université Cheikh Anta Diop

École Doctorale Eau, Qualité et Usages de l'Eau

## Sorbonne Université

École Doctorale Sciences de l'Environnement d'Île-de-France

# THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique de l'Atmosphère

Présentée par :

**Mamadou Lamine THIAM**

Titre :

---

**Paramétrisation du soulèvement de poussières au Sahel  
par les poches froides**

---

Soutenue le 12 Novembre 2025 devant le jury composé de:

Saidou Moustapha SALL  
Juliette MIGNOT  
Fleur COUVREUX  
Abdoulaye DEME  
Jean-Pierre CHABOUREAU  
Moussa GUEYE  
Frédéric HOURDIN  
Amadou Thierno GAYE  
Gilles BERGAMETTI  
Jean-Yves GRANDPEIX

Pr / ESP / UCAD  
HDR / LOCEAN / SU  
HDR / Météo-France  
Pr / LEITER / UGB  
HDR / LA / Univ. P. Sébast.  
Maître de Conf. / USSEIN  
HDR / LMD / SU  
Pr / ESP / UCAD  
HDR / LISA / Univ. Créteil  
HDR / LMD / SU

Président  
Présidente  
Rapporteuse  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Directeur de thèse  
Directeur de thèse  
Invité, examinateur  
Invité, co-encadrant

# Dédicaces

*À la mémoire de mon défunt père, **Samba THIAM**,  
qu'Allah lui accorde Son pardon et l'accueille dans Son paradis éternel.  
Amine !!!!*

# Remerciements

**Alhamdoulillah !!!**

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à toutes les personnes qui ont, de près ou de loin, contribué à la réussite de cette thèse, que ce soit par un apport scientifique, financier ou moral.

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse au Sénégal, **Amadou Thierno GAYE**, pour m'avoir accordé sa confiance depuis le master, et pour m'avoir accompagné avec bienveillance jusqu'à l'obtention du financement qui a rendu cette thèse possible. Je le remercie aussi en qualité de Directeur de thèse.

J'adresse également mes remerciements les plus sincères à mon directeur de thèse en France, **Frédéric HOURDIN**, pour son engagement remarquable. Ma collaboration avec toi a commencé en 2021, à la suite d'un simple courriel par lequel on sollicitait ton implication dans cette thèse, demande à laquelle tu as répondu positivement, avec une grande ouverture. Dès le début, j'ai ressenti ton implication totale. Merci de m'avoir guider sur le chemin de cette thèse, à la fois passionnante et stressante, en prenant toujours le temps de m'expliquer les choses avec clarté, de relire mes travaux, qu'il s'agisse de la thèse, de l'article ou d'autres documents, et surtout pour avoir su être à la fois exigeant et encourageant. J'ai particulièrement apprécié mes séjours au sein du LMD, ainsi que les opportunités que tu m'as offertes de participer à de grands ateliers scientifiques tels que Roffiac et DEPHY. Merci du fond du cœur pour tout ce que tu as fait pour moi.

Je souhaite également adresser mes sincères remerciements à **Jean-Yves GRANDPEIX**, une personne avec qui j'ai été particulièrement très proche tout au long de cette thèse. Merci pour ton humilité, ta bienveillance et ta disponibilité constante pour répondre à mes questions. J'ai énormément appris grâce à nos échanges et discussions, toujours riches et stimulants. Merci pour ton implication totale dans la thèse. Travailler à tes côtés a été un véritable honneur pour moi.

Je tiens à remercier chaleureusement **Catherine Rio (Météo-France)** et **Adriana SIMA (LMD)** pour avoir accepté de s'impliquer dans cette thèse, ainsi que pour leurs contributions scientifiques précieuses.

Mes remerciements s'adressent également à **Moussa GUEYE**, qui m'a principalement encadré durant mon Master. Merci de m'avoir initié au domaine de la recherche et de m'avoir accompagné pendant cette thèse. Je te remercie également pour m'avoir offert l'opportunité de co-encadrer un étudiant à tes côtés, ainsi que pour m'avoir confié les travaux dirigés de tes cours de M2. Ces expériences ont une grande importance pour ma formation scientifique et ont également contribué à renforcer ma confiance en moi. Merci sincèrement pour la confiance que tu m'as accordée. J'adresse aussi mes remerciements à **Habib SENGHOR** et à **Moustapha TALL**, dont les contributions ont été précieuses dans ma formation durant le Master.

J'adresse également mes remerciements à **Maelle Coulon-Decorzens (LMD)** pour m'avoir beaucoup aidé pendant mes débuts tuning. Merci aussi d'avoir toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions, notamment sur les aspects administratifs. Je suis bien conscient de t'avoir souvent sollicité, et je t'en suis particulièrement reconnaissant. Je te souhaite une excellente suite pour ta thèse.

Je remercie également **Nicolas Rochetin (LMD)** pour nos nombreuses discussions enrichissantes, notamment sur les poches froides et la convection, ainsi que **Fleur Couvreur (Météo-France)** pour nous avoir fourni les sorties LES sur le cas AMMA.

Je remercie également les membres de mon comité de suivi de thèse, en particulier **Romain Roehrig (Météo-France)** et **Olivier Boucher (LMD)**, pour avoir accepté d'assurer le suivi de ce travail. Merci pour votre disponibilité.

Ma gratitude va aussi à **Saidou Moustapha SALL**, directeur du LPAO-SF, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Je remercie également tous les membres du jury pour leur participation.

Je remercie chaleureusement l'ensemble de mes collègues chercheurs, sans exception, des laboratoires **LPAO-SF** et **LMD** : docteurs, doctorants et masters pour la richesse de nos échanges et la qualité des discussions que nous avons eues.

Je tiens également à remercier tous mes amis PDIstes : **Mamadou Thiam, Birame Ndom, Sidiki Ba, Badara Sané, Assane Savadogo, Amed Ouattara**, ainsi que tous les autres que je n'ai pas pu nommer ici. Je garderai toujours en mémoire les merveilleux moments que nous avons partagés à Paris.

Je tiens également à remercier l'**IRD**, qui a assuré le financement entier de cette thèse dans le cadre du **Programme Doctoral International**



en **Modélisation des Systèmes Complexes (PDI-MSC)**. Ma gratitude s'adresse aussi à la **Fondation Cuomo de Monaco** qui, à travers le **programme de bourses du GIEC**, m'a accordé un soutien financier sur deux années. Ce financement m'a permis de séjourner plus longuement en France et de progresser plus efficacement dans mes travaux de recherche. Je remercie également le **LMI ECLAIRS** pour son soutien financier précieux durant la phase de rédaction de cette thèse.

Un immense merci à ma chère maman, **Coumba Diagne**, celle qui m'a donné la vie, qui m'a aimé sans condition, guidé avec sagesse et protégé avec une force admirable. Tu t'es toujours battue pour que tes enfants ne manquent de rien, mettant tout en œuvre, souvent dans l'ombre, pour notre bien-être. Je te suis profondément reconnaissant pour tous les sacrifices que tu as consentis, pour ton amour inépuisable, tes prières constantes, tes conseils éclairés et ton soutien indéfectible. Tout ce que j'ai, c'est grâce à toi. Qu'Allah te bénisse abondamment et t'accorde une longue vie, pleine de paix et de bonheur.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon grand frère, **Dr Ibrahima THIAM**, un homme d'une humilité rare, d'une simplicité inspirante et doté d'un grand cœur. Tu t'es toujours investi avec générosité dans mes études, animé par le plaisir sincère de voir tes petits frères réussir. Ta présence constante a été un véritable pilier pour moi. Si aujourd'hui nous arrivons à avancer sans pleurer chaque jour l'absence de notre père, c'est en grande partie grâce à toi. J'en profite également pour remercier toute ma famille : **Amina, Aida, Aziz, Tapha, Mansour, Fatou et Ibrahima**, ainsi que mes belles-sœurs, mes neveux et mes nièces. Votre présence, vos encouragements et votre soutien sans faille ont été essentiels tout au long de mon parcours. Je vous aime fort.

Je ne saurais finir sans exprimer ma profonde gratitude à celle qui partage ma vie, ma moitié, celle qui m'inspire et me pousse toujours à aller de l'avant : mon épouse, **Fatima DIENE**. Merci du fond du cœur pour ton amour, ton soutien, tes conseils avisés, ta patience et, surtout, ta compréhension. Je te présente mes excuses pour tous les mois passés loin de toi. **Amoulo morom ci mane !!!**

## Résumé

Cette thèse vise à améliorer la représentation des poussières désertiques dans les Modèles de Circulation Générale (GCM), utilisés pour la compréhension du climat et l'anticipation des changements climatiques. Nous proposons une paramétrisation des rafales de vent pour représenter, dans les GCM, les émissions de poussières liées à l'étalement des poches froides créées sous les orages par l'évaporation des précipitations, encore absentes de la plupart de ces modèles. Pour cela, nous mobilisons deux approches récemment adoptés par la communauté pour améliorer la fiabilité des simulations climatiques : les LES (Large Eddy Simulations), qui permettent de développer des paramétrisations physiques plus réalistes, et l'outil de calibration automatique HighTune Explorer, qui ajuste les paramètres libres tout en tenant compte du réalisme physique du modèle. Nous avons commencé par une évaluation détaillée du schéma des poches existant dans le modèle climatique LMDZ, développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique, et avec lequel notre schéma de rafales doit être couplé. Cette évaluation, basée sur un échantillonnage des variables internes du schéma des poches dans les LES, a permis de valider les hypothèses de base du schéma et les propriétés des poches qu'il simule. Des biais ont cependant été identifiés puis corrigés grâce à des modifications substantielles du schéma et un réajustement de paramètres libres utilisant l'outil HighTune Explorer. Les biais restants pourraient être corrigés par une représentation plus physique du nombre de poches, jusque-là imposée. La paramétrisation des rafales des poches, développée dans cette thèse, utilise une approche Monte Carlo pour calculer les distributions de vent dans les poches, sans recourir à des formules analytiques de la densité de probabilité, comme ça se fait classiquement. Comme elle ne fournit que le vent à l'intérieur des poches, elle est combinée au schéma de rafales développée en parallèle par Adriana Sima, décrivant le vent à l'extérieur des poches, afin d'obtenir une distribution complète dans la maille. L'approche Monte Carlo facilite à nouveau cette combinaison en évitant les calculs complexes. Elle constitue ainsi un atout majeur pour les modélisateurs, permettant de contourner les calculs mathématiques complexes et se concentrer sur l'aspect physique. Intégré dans LMDZ, le schéma des rafales permet à ce modèle de climat de reproduire désormais les émissions liées aux poches. Il reproduit aussi bien les poussières en saison sèche, mais les surestime en saison des pluies, en raison notamment de l'absence de processus limitants liés à l'humidité du sol et à la végétation. Leur intégration améliorerait les résultats. Une paramétrisation développée par Jean-Yves Grandpeix, pour calculer le nombre de poches, a été évaluée face aux LES. Les résultats sont prometteurs, bien que des améliorations seraient encore nécessaires sur la physique du modèle. Les schémas des rafales, ainsi que les améliorations apportées sur le schéma des poches, seront intégrés à la version 3D de LMDZ,

dans le cadre des simulations climatiques du prochain rapport du Groupe d'Expert Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat.

**Mots clés:** paramétrisations, poussières désertiques, poches froides, thermiques, rafales de vent

## Abstract

This thesis aims to improve the representation of desert dust in General Circulation Models (GCMs), which are essential tools for understanding climate and anticipating climate change. We propose a gust parametrization to represent, within GCMs, the dust emissions associated with the spreading of cold pools generated beneath thunderstorms by precipitation evaporation—processes that remain absent from most of these models. To achieve this, we rely on two approaches recently adopted by the scientific community to enhance the reliability of climate simulations: Large Eddy Simulations (LES), which enable the development of more realistic physical parametrizations, and the automatic calibration tool HighTune Explorer, which adjusts free parameters while preserving the physical consistency of the model. We began with a detailed evaluation of the existing cold pool scheme in the LMDZ climate model, developed at the Laboratoire de Météorologie Dynamique, which our gust scheme is designed to complement. This evaluation, based on sampling internal variables of the cold pool scheme from LES, confirmed the validity of its underlying assumptions and the properties of the simulated cold pools. However, biases were identified and subsequently corrected through substantial modifications to the scheme and parameter adjustments using HighTune Explorer. Remaining biases could be resolved by implementing a more physical representation of the number of cold pools, which has so far been prescribed. The gust parametrization developed in this thesis employs a Monte Carlo approach to calculate wind distributions within cold pools, avoiding the use of analytical probability density functions as is traditionally done. Since it provides only the winds inside cold pools, it is combined with the gust scheme developed in parallel by Adriana Sima, which describes winds outside cold pools, in order to obtain a complete distribution within the grid cell. The Monte Carlo approach once again facilitates this combination by avoiding complex analytical calculations. This represents a significant advantage for modelers, allowing them to focus on physical processes rather than mathematical complexity. Implemented in LMDZ, the gust scheme enables the climate model to simulate cold pool-driven dust emissions. It reproduces dust emissions realistically in the dry season, but tends to overestimate them during the wet season, mainly due to the absence of limiting processes related to soil moisture and vegetation. Incorporating these processes would improve the results. A parametrization developed by Jean-Yves Grandpeix to calculate the number of cold pools was also evaluated against LES. The results are promising, although further improvements to the model physics are still needed. The gust schemes, together with the improvements made to the cold pool scheme, will be integrated into the 3D version of LMDZ as part of climate simulations for the next report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC).

**Keywords:** parameterization, desert dust, cold pools, thermals, wind gusts

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction Générale</b>	<b>1</b>
1.1	Contexte . . . . .	2
1.2	Objectifs de la thèse . . . . .	4
1.3	Organisation de la thèse . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Les poussières durant la saison des pluies au Sahel</b>	<b>8</b>
2.1	Introduction . . . . .	9
2.2	La dynamique atmosphérique au Sahel en saison des pluies . . . . .	9
2.2.1	Le flux d'harmattan . . . . .	9
2.2.2	Le flux de mousson . . . . .	9
2.2.3	Le Front Intertropical (FIT) . . . . .	10
2.2.4	Jet d'Est Africain (JEA) . . . . .	10
2.2.5	Jet d'Ouest Sub-Tropical (JOST) . . . . .	11
2.2.6	Jet d'Est Tropical (JET) . . . . .	11
2.2.7	Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT) . . . . .	11
2.2.8	La dépression thermique saharienne . . . . .	12
2.3	La convection profonde . . . . .	12
2.4	Les poches froides . . . . .	15
2.4.1	Processus de formation des poches . . . . .	15
2.4.2	Caractérisations et détections des poches . . . . .	17
2.4.3	Rôle des poches sur la convection . . . . .	19
2.5	Le soulèvement de poussières . . . . .	20
2.5.1	Les zones sources de poussières . . . . .	20
2.5.2	Les facteurs influençant le soulèvement de poussières . . . . .	22
2.6	Rôle de la convection sur les poussières . . . . .	25
2.7	Rôle des poches sur le soulèvement de poussières . . . . .	26
2.7.1	Les haboobs . . . . .	26
2.7.2	Impacts des haboobs . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Moyens de l'étude</b>	<b>31</b>
3.1	Introduction . . . . .	32
3.2	Le modèle de climat LMDZ . . . . .	32
3.2.1	Présentation du modèle . . . . .	32
3.2.2	Les paramétrisations physiques . . . . .	33
3.2.3	LMDZ1D . . . . .	38
3.3	Les simulations de grands tourbillons (LES) . . . . .	39

3.3.1	Utilité des LES . . . . .	39
3.3.2	Les LES de cas océaniques . . . . .	39
3.3.3	La LES de cas continental . . . . .	40
3.4	High-Tune Explorer . . . . .	41
3.5	LMDZ avec poussières . . . . .	42
3.5.1	Rappel sur la modélisation du soulèvement de poussières . . .	42
3.5.2	LMDZ-SPLA . . . . .	45
3.6	Les observations . . . . .	48
3.6.1	Concentrations de $PM_{10}$ . . . . .	48
3.6.2	AERONET . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides</b>	<b>51</b>
4.1	Introduction . . . . .	52
4.2	Le modèle des poches froides . . . . .	52
4.3	Prise en compte de l'effet des poches froides sur la convection . . . .	56
4.4	Évaluation des équations internes du modèle des poches à partir des LES . . . . .	58
4.4.1	Distinction des régions de poches froides de leur environnement	58
4.4.2	Échantillonnages des profils verticaux des écarts de poches . .	59
4.4.3	Calcul de la vitesse d'étalement, $C_*$ , à partir de l'échantillon- nage de la divergence du vent . . . . .	62
4.4.4	Calcul de l'énergie d'affaissement, WAPE, à partir de l'ano- malie de température virtuelle . . . . .	63
4.4.5	Calcul des vitesses verticales du front de rafale selon les for- mulations ALP et ALE. . . . .	64
4.4.6	Validation des lois phénoménologiques . . . . .	65
4.5	Évaluation dans la configuration uni-colonne de LMDZ . . . . .	69
4.5.1	Les profils de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$ . . . . .	70
4.5.2	WAPE, ALE et ALP . . . . .	71
4.6	Les améliorations du modèle des poches froides . . . . .	73
4.6.1	Coefficient $k$ . . . . .	73
4.6.2	Altitude $h_m$ . . . . .	74
4.6.3	Activation des thermiques dans tout le domaine . . . . .	75
4.7	Effet des modifications sur les variables de la grande échelle . . . . .	77
4.8	Tuning des paramètres libres . . . . .	78
4.9	Conclusions . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides</b>	<b>85</b>
5.1	Introduction . . . . .	86
5.2	Dérivation du modèle de vent . . . . .	86
5.2.1	Un premier modèle statistique . . . . .	87
5.2.2	Deuxième modèle : introduction d'un vent radial . . . . .	90
5.2.3	Troisième modèle : introduction d'une approche Monte-Carlo .	99
5.2.4	Le modèle retenu . . . . .	103
5.3	Tuning . . . . .	107
5.3.1	Tuning du modèle de vent dans les poches . . . . .	107

5.3.2	Tuning du modèle de vent combiné . . . . .	113
5.4	Vérification du choix d'utiliser le vent moyen de la maille . . . . .	120
5.4.1	Vérification sur le modèle de vent dans les poches . . . . .	120
5.4.2	Vérification sur le modèle de vent combiné . . . . .	122
5.5	Test et validation dans la version uni-colonne de LMDZ . . . . .	122
5.5.1	Validation du modèle de vent dans les poches . . . . .	124
5.5.2	Validation du modèle combiné . . . . .	125
5.6	Conclusions . . . . .	126
<b>6</b>	<b>Les simulations de poussières</b>	<b>129</b>
6.1	Introduction . . . . .	130
6.2	Description des simulations de poussières . . . . .	130
6.3	Effet du schéma des rafales sur les émissions en saison humide . . . .	132
6.3.1	Effet des rafales des poches . . . . .	133
6.3.2	Effet des rafales des thermiques . . . . .	135
6.3.3	Relations entre pluies, poches et émissions . . . . .	135
6.4	Cycle saisonnier des poussières . . . . .	138
6.5	Distribution verticale des poussières . . . . .	140
6.5.1	Saison humide . . . . .	142
6.5.2	Saison sèche . . . . .	144
6.6	Rétroaction entre poussières et rayonnement . . . . .	144
6.6.1	Effet sur la distribution des poussières . . . . .	144
6.6.2	Effet sur les précipitations . . . . .	149
6.7	Comparaisons par rapport aux observations . . . . .	152
6.7.1	Comparaison des AOT . . . . .	152
6.7.2	Comparaison avec les $PM_{10}$ . . . . .	152
6.8	Conclusions . . . . .	155
<b>7</b>	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>159</b>
7.1	Conclusions générales . . . . .	160
7.2	Perspectives . . . . .	165
<b>A</b>	<b>Nouveau schéma numérique du calcul de la hauteur des poches</b>	<b>170</b>
<b>B</b>	<b>Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches</b>	<b>174</b>
B.1	Présentation du modèle . . . . .	174
B.1.1	Principes . . . . .	174
B.1.2	Aspects techniques . . . . .	180
B.2	Validations de quelques hypothèses du modèle dans les LES . . . . .	182
B.3	Évaluations des variables internes . . . . .	184
B.4	Effets sur les profils $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$ . . . . .	188
<b>C</b>	<b>Liste des Acronymes</b>	<b>190</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>191</b>



# Liste des tableaux

4.1	Comparaison des variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ obtenues directement à partir du vent résolu dans les LES (valeurs échantillonnées E), avec celles calculées à partir des formulations de la paramétrisation (valeurs paramétrées P). Les valeurs E sont dérivées de la vitesse verticale à la base du nuage ( $w_b$ ) pour $ALE_{wk}$ et $ALP_{wk}$ , et la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches pour $C_*$ , échantillonnées directement dans les LES. Les valeurs P sont calculées à partir de la $WAPE$ déduite de $\delta\theta_v$ , lui-même échantillonné dans les mêmes LES, en considérant les coefficients $k = 0.33$ et $k = 0.66$ . Les analyses portent sur la moyenne des instants disponibles : 24 instants pour la LES réalisée avec SAM et 7 instants avec MesoNH dans le cas océanique RCE, et entre 17h00 et 22h00 pour la LES du cas AMMA.	68
4.2	Comparaison des variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ échantillonnées dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas océanique en RCE et le cas continental AMMA . . . . .	73
4.3	Description des simulations effectuées avec LMDZ dans la configuration standard et avec diverses modifications . . . . .	77
4.4	Comparaison des variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ échantillonnées dans les LES, avec celles simulées dans la simulation de contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l'ajustement du coefficient $k$ à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d'altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d'air dans les poches est nulle (V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE et sur le cas AMMA. . . . .	77
4.5	Métriques (cibles et tolérances $1-\sigma$ ) utilisées pour le tuning. Pour le cas RCE, elles concernent les moyennes entre les jours 41 et 43 de la $WAPE$ et la vitesse d'étalement des poches $C_*$ ainsi que les profils verticaux de $\delta\theta$ , $qv$ et $\theta$ moyennés sur des tranches d'altitudes précisées dans la colonne de droite. Pour le cas AMMA seule la $WAPE$ moyenne entre les heures 10 et 17 de la simulation est utilisée. . . . .	80
4.6	Paramètres libres impliqués dans l'exercice de tuning. . . . .	81
4.7	Même chose que le Tableau 4.4, mais incluant les 12 meilleures simulations du tuning. . . . .	82

# Table des figures

2.1	Schéma conceptuel de la MAO selon une coupe moyenne zonale et profils méridiens de température potentielle et température potentielle équivalente et dans la couche limite (Peyrille, 2006) . . . . .	10
2.2	Fréquence d'occurrence de la dépression thermique (couleur), vent à 925 hPa (contour bleu), Front Intertropical (ligne noire pointillée, correspondant à la position minimum du géopotentiel à 925 hPa entre 0°N et 28°N) et reliefs supérieurs à 925 hPa (contour gris) pour les mois janvier (a), juin (b) et juillet. Les données sont issues des réanalyses ERA-40 du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF), moyennées sur la période 1979–2001. (Lavaysse et al., 2009). . . . .	12
2.3	Processus conduisant au déclenchement de la convection profonde (Rio, 2023 communication orale) . . . . .	13
2.4	Schéma d'une ligne de grain (Lafore et Poulain, 2009). . . . .	14
2.5	Schéma conceptuel de la structure verticale d'une cellule convective associée à un front de rafale (Goff, 1976) . . . . .	16
2.6	Séries temporelles de la vitesse du vent (courbe noire) et de sa direction (courbe grise) (a), la température (courbe noire) et l'humidité relative (courbe grise) (b), le 10 juillet 2006 à l'aéroport de Niamey. Dans (b), l'anomalie de pression est ajoutée dans un petit sous-diagramme complémentaire de 15h00 à 21h00 UTC (courbe noire fine). Les lignes verticales en pointillés indiquent le passage des systèmes convectifs $S_0$ , $C_1$ et $C_2$ . $C_1$ et $C_2$ sont générées par les poches froides issus de $S_0$ . La ligne verticale pleine indique la signature d'une rafale associée au courant de densité, et correspond également à l'heure exacte du radiosondage lancé à 17h30 UTC. Cette heure est indiquée par une flèche en haut (marquée « RS ») (Lothon et al., 2011). . . . .	18
2.7	Moyenne mensuelle sur la période 1980-1992 de l'Indice d'Aérosols (IA) de TOMS (x10) illustrant les principales zones sources de l'Afrique du Nord : (A) Bodelé; (B) Afrique de l'Ouest; (C) désert Nubien et (D) désert Libyen (Engelstaedter et al., 2006) . . . . .	21
2.8	Moyenne mensuelle de l'activation des zones sources de poussières en Afrique de l'Ouest, dérivées d'images composites infrarouges (IR) du satellite Meteosat Second Generation (MSG) pour le mois de juillet 2006. (Schepanski et al., 2007) . . . . .	22

2.9	Régions des sources de poussières les plus actives pendant les campagnes SALTRACE (contours rouges), SAMUM-1 (contours verts) et SAMUM-2 (contours bleus). Les zones grisées indiquent toutes les régions sources actives pendant SALTRACE, indépendamment de leur intensité d'émission et de leur fréquence d'activation. Les courbes de niveau pleines représentent l'orographie avec les altitudes (m au-dessus du niveau de la mer) indiquées (Weinzierl et al., 2017).	23
2.10	Photo d'un événement de haboobs prise au Mali en Aout 2004 par Françoise GUICHARD et Laurent KERGOAT.	28
2.11	Vu du monument de la renaissance à partir du toit du LPAO-SF lors d'une journée sans poussière (droite) et d'une journée avec un événement de poussières (gauche).	29
3.1	Schéma physique illustrant le modèle de panache thermique et la vitesse verticale correspondante $w$ : turbulence diffusive dans la couche de surface et structures cohérentes dans la couche mélangée. Le flux de masse $f$ dépend de l'entraînement d'air dans le panache depuis la couche de surface (a), de l'entraînement au-dessus (e), ainsi que du déentraînement depuis le panache (d). Le panache se développe jusqu'à atteindre son niveau de flottabilité nulle, puis il dépasse ce niveau jusqu'à ce que son énergie cinétique s'annule, ce qui définit deux hauteurs : la hauteur de flottabilité nulle ( $z_{mix}$ ) et la hauteur maximale atteinte par le panache en dépassement ( $z_{max}$ ) (Rio and Hourdin, 2008).	35
3.2	Schéma de principe de la paramétrisation d'Emanuel (1991) de la convection profonde.	36
3.3	Schéma du principe d'émission des poussières désertiques. Les flèches horizontales (bleues) représentent le vent de surface, la flèche jaune représente le mouvement horizontal des grains de sables (saltation) et la flèche verticale bleue représente le mouvement vertical (sandblasting).	43
3.4	Cycle diurne du vent ( $m.s^{-1}$ ) à 10 m, moyenné sur la période janvier-mars (JFM), comparé entre les observations, les réanalyses ERA-Interim et plusieurs configurations du modèle LMDZ, sur les stations Cinzana, Mali (à gauche) et Banizoumbou, Niger (à droite). La version SP correspond à la "Physique Standard" sans modèle des thermiques ni distribution de Weibull. Les configurations avec la "Nouvelle Physique" (NP3 et NP48) intègrent le schéma des thermiques ainsi qu'une distribution de Weibull pour représenter la variabilité du vent de surface, avec des résolutions horizontales respectives $1.25^\circ$ et $2.5^\circ$ (Hourdin et al., 2015).	47
3.5	Localisation des trois stations composant le transect de poussières sahéliennes sur le Sahel (Marticorena et al., 2017)	49
3.6	Cartographie du réseau mondial des stations AERONET	50
4.1	Schéma conceptuel d'un courant de densité (Grandpeix and Lafore, 2010).	53

4.2	Moyenne glissante (avec une boîte $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ ) de la divergence du vent à 10 m ( $\text{div}(\overrightarrow{V_{10m}})$ ) (en $10^3 \text{ s}^{-1}$ ). Avec cette unité, une valeur de 1 correspond à un changement d'intensité du vent de $1 \text{ m.s}^{-1}$ sur 1 km. Les panneaux a et b correspondent à deux états différents du cas étudié avec le modèle LES SAM réalisé sur la RCE océanique. Des contours des anomalies de température à 10 m, à -0.4 K (en vert), -0.2 K (en rouge) et 0 K (en noir), sont superposés sur le champ de divergence lissé. . . . .	60
4.3	Même chose que la Fig. 4.2, pour deux instants successifs, 17h30 (a) et 19h30 (b), de la LES MESONH réalisée sur le cas AMMA. Les contours superposés correspondent à des anomalies de température à 10 m de -1 K (en vert), -0.5 K (en rouge) et 0 K (en noir). . . . .	61
4.4	Profils verticaux de l'écart de température ( $\delta T$ , en K) entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides calculés sur un instant des LES (SAM et MesoNH) du cas RCE et à l'instant 19h30 de la LES MesoNH du cas AMMA. . . . .	63
4.5	Profils verticaux de l'eau condensée ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) moyennée horizontalement sur un instant des LES en RCE océanique réalisée avec les modèles SAM et MesoNH et sur l'instant 19h30 de la LES du cas AMMA réalisée avec le modèle MesoNH. . . . .	66
4.6	Cartes d'anomalie de température à 10 m ( $T_{10m}$ , en K), lissées horizontalement sur $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , représentées sur un instant de la LES SAM du cas RCE (a) et sur l'instant 1930h de la LES du cas AMMA. Les contours noirs indiquent les seuils d'anomalie de $T_{10m}$ : -0.2 K pour le cas RCE et -1 K pour le cas AMMA. La couleur rouge représente les ascendances présentes sur les fronts de rafales, identifiées à partir des vitesses verticales à la base des nuages ( $w_b$ ) dans le masque des fronts de rafales. Ce masque est défini à partir d'un seuil appliqué à la moyenne glissante de $w_b$ . Pour le cas RCE, la moyenne est effectuée avec une boîte de $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$ et les valeurs $\tilde{w}_b > 0.6 \text{ m/s}$ sont retenues (respectivement $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ $\tilde{w}_b > 2 \text{ m/s}$ pour le cas AMMA). Les points verts représentent les thermiques, définis comme les zones où $w_b$ est positif en dehors du masque des fronts de rafales. . . . .	67
4.7	Profils verticaux de $\delta T$ (K), $\delta q$ ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) et $\delta w$ ( $\text{m.s}^{-1}$ ) calculés dans les LES (trait gris épais) et simulés dans LMDZ contrôle (trait noir, LMDZ CTRL) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f). . . . .	72
4.8	Profils verticaux de $\delta T$ (K), $\delta q$ ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) et $\delta w$ ( $\text{m.s}^{-1}$ ) calculés dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l'ajustement du coefficient k à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l'altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d'air dans la poche s'annule (LMDZ V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f). . . . .	76

4.9	Profils verticaux de la température potentielle ( $\theta$ , en K) et de l'humidité spécifique ( $q_v$ , en $\text{kg.kg}^{-1}$ ) calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l'ajustement du coefficient $k$ à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l'altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d'air dans la poche s'annule (LMDZ V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f). . . . .	79
4.10	Comme Fig. 4.8, mais incluant les 12 meilleures simulations issues du tuning (TUNE, en noir) ainsi que la meilleure d'entre elles (TUNE BEST, en vert) . . . . .	83
4.11	Comme Fig. 4.9, mais incluant les 12 meilleures simulations issues du tuning (TUNE, en noir) ainsi que la meilleure d'entre elles (TUNE BEST, en vert) . . . . .	84
5.1	Distributions de la vitesse du vent à 10 m à l'intérieur des poches froides calculées dans la LES SAM (courbe noire) et obtenues dans le modèle (courbe verte). Panneau (a) : composante zonale $u_{10m}$ (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). La distribution de $u_{10m}$ dans le modèle est décomposée en : distribution dans le front de rafales des poches $G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u_1})$ (courbe rouge), distribution dans la partie restante $G_2(\bar{u}_2, \sigma_{u_2})$ (courbe bleue), et somme des distributions $G_1 + G_2$ (courbe verte). Panneau (b) : composante méridienne $v_{10m}$ (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Les paramètres du modèle sont calculés à partir de la LES (Éq. 5.2.4) avec $\alpha = 0.35$ . . . . .	88
5.2	Module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m lissé, sur une grille de $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , à un instant de la LES océanique en RCE réalisée avec le modèle SAM. Les contours noirs représentent les anomalies de température à 10 m égales à 0.2 K, utilisées pour identifier les poches froides. . . . .	91
5.3	Module du module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m, lissé sur une grille de $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , à l'instant 18h de la LES continentale AMMA réalisée avec le modèle MesoNH. Les contours noirs représentent les anomalies de température à 10 m égales à -1 K, utilisées pour identifier les poches froides. . . . .	92
5.4	Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches, distinguant le front de rafales (zone 1) et le reste de la poche (zone 2), séparés par une ligne droite (en rouge). $C_*$ ( $\text{m.s}^{-1}$ ) représente la vitesse du vent radial, qui prend naissance au centre de la poche et est responsable de son étalement, au niveau des bords où elle atteint son maximum. $\beta$ (rad) correspond à l'angle formé entre le centre de la poche et le point d'intersection du cercle avec le segment matérialisant le front de rafales. . . . .	94
5.5	Détermination des valeurs optimales de $C_*$ ( $\text{m.s}^{-1}$ ) et $\beta$ (rad), garantissant les meilleures distributions des composantes du vent $u_{10m}$ (a) et $v_{10m}$ (b) dans le modèle, en comparaison avec la LES SAM, selon le critère du test de $\chi^2$ . . . . .	97

5.6	Comparaison des distributions des composantes zonale ( $u_{10m}$ , à gauche) et méridionales ( $v_{10m}$ ), à droite) du vent à 10 m calculées dans la LES SAM et celles fournies par le modèle (en vert) de distribution du vent à 10 m dans les poches. . . . .	98
5.7	Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur d'une poche froide, illustrant le front de rafales (zone 1) et le reste de la poche (zone 2), séparés par un iso-module de vent en arc de cercle (en rouge). $C_*$ ( $\text{m.s}^{-1}$ ) représente la vitesse du vent radial (Ur), qui prend naissance au centre de la poche et est responsable de son étalement, au niveau des bords où elle atteint son maximum. R (m) représente le rayon de la poche. $\sigma_1$ et $\sigma_2$ représentent l'écart-type de la variance du vent sur les régions (1) et (2), respectivement. $\theta$ (rad) représente l'angle formé entre le centre de la poche et le rayon R.	101
5.8	Métrique s7 (fraction de surface de la poche froide où le vent dépasse 7 m/s) en fonction des paramètres $\bar{u}_{wk}$ (ubar), $\bar{v}_{wk}$ (vbar) et le coefficient $k_{twk}$ (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vagues 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes. . . . .	109
5.9	Comme Fig 5.8 mais pour la vague 5 du cas RCE . . . . .	110
5.10	Comparaison des distributions du module du vent à 10 m ( $\text{m.s}^{-1}$ , a) et des composantes $u_{10m}$ ( $\text{m.s}^{-1}$ , b) et $v_{10m}$ ( $\text{m.s}^{-1}$ , c) à l'intérieur des poches, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations. La LES correspond à une moyenne réalisée sur 24 instants. . . . .	110
5.11	Métrique s9 (fraction de surface de la poche froide où le vent dépasse 9 m/s) en fonction des paramètres $\bar{u}_{wk}$ (ubar), $\bar{v}_{wk}$ (vbar) et le coefficient $k_{twk}$ (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vagues 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes. . . . .	111
5.12	Comme Fig 5.11 mais pour la vague 3 du cas AMMA . . . . .	112

5.13	Comme Fig. 5.10 mais pour le cas AMMA, avec la LES correspondant à l'instant 18h. . . . .	112
5.14	Métrique s7 (fraction de surface de la maille où le vent dépasse 7 m/s) en fonction des paramètres du coefficient $k_{twk}$ (ktwk), $\bar{u}_{wk}$ (ubwk) et $\sigma_{th}$ (sigma) du modèle combiné pour la vague 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes. . . . .	115
5.15	Comme Fig 5.14 mais pour la vague 5 du cas RCE . . . . .	116
5.16	Comparaison des distributions du module du vent à 10 m ( $\text{m.s}^{-1}$ , a) et des composantes $u_{10m}$ ( $\text{m.s}^{-1}$ , b) et $v_{10m}$ ( $\text{m.s}^{-1}$ , c) dans la maille, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle combiné, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations. La LES correspond à une moyenne réalisée sur 24 instants. . . . .	117
5.17	Métrique s10 (fraction de surface de la maille où le vent dépasse 10 m/s) en fonction des paramètres du coefficient $k_{twk}$ (ktwk), $\bar{u}_{wk}$ (ubwk) et $\sigma_{th}$ (sigma) du modèle combiné pour la vague 1 du cas AMMA. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes. . . . .	118
5.18	Comme Fig 5.17 mais pour la vague 5 du cas AMMA . . . . .	119
5.19	Comme Fig 5.16 mais pour le cas AMMA, avec la LES correspondant à l'instant de 18h. . . . .	119

5.20	Distributions du vent à 10 m ( $\text{m.s}^{-1}$ ) issues des LES et obtenues avec le modèle de vent dans les poches (WIND K1 et WIND WK) pour les cas RCE (panneaux supérieurs) et AMMA (panneaux inférieurs) : (a) module du vent à 10 m, (b) composante $u_{10m}$ et (c) composante $v_{10m}$ . Dans WIND K1, $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ sont fixés à la valeur moyenne du vent dans la maille calculée dans les LES. Pour le cas RCE : $\bar{u}_{wk} = -3.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $\bar{v}_{wk} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour le cas AMMA : $\bar{u}_{wk} = 0.34 \text{ m.s}^{-1}$ et $\bar{v}_{wk} = 0.01 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans WIND WK, ils sont fixés à la valeur moyenne du vent dans les poches calculée dans les LES ( $\bar{u}_{wk} = \bar{u}_{k_1}$ ; $\bar{v}_{wk} = \bar{v}_{k_1}$ ). Pour le cas RCE : $\bar{u}_{k_1} = -5 \text{ m.s}^{-1}$ et $\bar{v}_{k_1} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour le cas AMMA : $\bar{u}_{k_1} = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $\bar{v}_{k_1} = 0.06 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans WIND K1 et WIND WK, $C_*$ est fixée à la valeur calculée dans les LES. Elle vaut $2.2 \text{ m.s}^{-1}$ pour le cas RCE et $5 \text{ m.s}^{-1}$ pour le cas AMMA. $k_{thw}$ est fixé à 0.5 pour le cas RCE et 0.8 pour le cas AMMA. . . . .	121
5.21	Comme la Fig. 5.20, mais appliquée au modèle combiné, avec $k_{twk}$ fixé ici à 0.5 pour les cas RCE et AMMA. Le paramètre $\sigma_{th}$ , spécifique au modèle combiné, est fixé à 1.8 pour les deux cas. . . . .	123
5.22	Comparaison des distributions du module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m à l'intérieur des poches, obtenues à partir des LES et simulées par le modèle LMDZ utilisant le schéma des rafales basé sur une approche Monte Carlo (LMDZ-MC), avec le coefficient $k$ (reliant la vitesse d'étalement $C_*$ en $\text{m.s}^{-1}$ à l'énergie d'affaissement $WAPE$ en $\text{J.kg}^{-1}$ fixé à 0.33 et 0.66 sur les cas RCE (a) et AMMA (b). Dans le cas AMMA, les distributions sont calculées sur une moyenne entre les instants 17h et 18h. Pour le cas RCE, elles sont moyennées sur les jours 41, 42 et 43. . . . .	125
5.23	Comparaison des distributions du module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m dans la maille, issues des LES et simulées par la version standard de LMDZ utilisant une loi de Weibull (LMDZ-WEIB) ainsi que par la version intégrant le schéma de rafales basé sur une approche Monte Carlo (LMDZ-MC), pour les cas RCE (a) et AMMA (b). Dans le cas AMMA, les distributions sont calculées sur une moyenne entre les instants 17h et 18h. Pour le cas RCE, elles sont moyennées sur les jours 41, 42 et 43. . . . .	127
6.1	Représentation de la grille de LMDZ avec la partie zoomée en rectangle bleu (Escribano et al., 2016). . . . .	131
6.2	Distribution spatiale de l'énergie d'affaissement, $WAPE$ , ( $\text{J/Kg}$ ) des poches (a) et des émissions de poussières ( $\text{g.m}^{-2}.\text{jr}^{-1}$ ) simulées le 11 juillet 2006 par les versions du modèle LMDZ sans interaction poussières-rayonnement : WEIB, basé sur une distribution de Weibull (b), et MC, utilisant un schéma de rafales avec approche Monte Carlo (c). Le panneau (d) montre l'écart des émissions de poussières entre MC et WEIB. . . . .	134
6.3	Comme Fi. 6.2 mais pour la journée du 1er juillet 2006. . . . .	136



6.4	Résultats des simulations de LMDZ avec les configurations WEIBNO et MCNO pour la date du 21 juillet 2006. Le panneau (a) représente les précipitations ( $\text{mm.jr}^{-1}$ ) simulées dans les deux configurations. Le panneau (b) présente les différences d'émissions de poussières ( $\text{g.m}^{-2}.\text{jr}^{-1}$ ) entre MCNO et WEIBNO (MCNO - WEIBNO). Le panneau (c) montre la WAPE ( $\text{J.kg}^{-1}$ ) simulée dans les deux configurations.	137
6.5	Distribution verticale des précipitations ( $\text{mm jr}^{-1}$ ) simulées par la configuration de LMDZ avec MCNO pour le 21 juillet 2006. La courbe rouge correspond au profil situé à $0^\circ$ de longitude et $16^\circ\text{N}$ de latitude, au centre de la zone d'émission de poussière au Mali. La courbe verte représente le profil au point $15^\circ\text{W}$ , $15^\circ\text{N}$ , au centre de la zone d'émission du nord du Sénégal.	139
6.6	Moyennes saisonnières de l'épaisseur optique des aérosols (AOT) pour l'année 2006, simulées par le modèle LMDZ selon deux configurations sans interaction poussières-rayonnement (NO) : l'une basée sur une distribution de Weibull pour le vent de surface (WEIBNO), l'autre sur le schéma des rafales avec une approche Monte Carlo (MCNO). La saison sèche (panneaux du haut) correspond à la moyenne des mois de janvier à avril (JFMA) et la saison des pluies (panneaux du bas) couvre la période de juin à septembre (JJAS)	141
6.7	Distribution verticale des concentrations de poussières ( $\text{mg.kg}^{-1}$ ) simulées par la configuration MCNO pour les journées du 11 juillet (a) et du 1er juillet (b) 2006. La coupe verticale du 11 juillet est effectuée le long de la latitude $15^\circ\text{N}$ , au centre d'un événement de poussières associé à des poches froides. Celle du 1er juillet est réalisée selon la latitude $23^\circ\text{N}$ , traversant une zone d'émission de poussières non liée à des poches froides.	143
6.8	Distribution verticale des concentrations de poussières ( $\text{mg.kg}^{-1}$ ) simulées par le modèle LMDZ-MC NOINTER pour la journée du 3 février 2006. La coupe verticale est effectuée le long de la latitude $17^\circ\text{N}$ , au centre d'un événement de poussières.	145
6.9	Moyenne mensuelle de l'épaisseur optique des aérosols (AOT) en mars 2006, simulée avec le modèle LMDZ dans quatre configurations : l'une utilisant une distribution de Weibull (WEIB) pour la représentation du vent de surface, l'autre sur le modèle de bourrasques de vent avec approche Monté Carlo (MC), chacune avec (INT) et sans (NO) interaction entre poussières et rayonnement. Les panneaux du haut indiquent les simulations avec WEIBNO (a), WEIBINT (b) et WEIBINT - WEIBNO (c). Les panneaux du bas représentent les simulations avec MCNO (d), MCINT (e) et MCINT - MCNO (f)	147
6.10	Comme Fig 6.9 mais pour le mois de juillet 2006.	148
6.11	Même chose que Fig. 6.9 mais pour la moyenne des précipitations ( $\text{mm.jr}^{-1}$ ) sur le mois de juillet 2006	150

6.12	Différences des moyennes des composantes zonale (U10M en $\text{m.s}^{-1}$ , panneaux du haut) et méridionale (V10M en $\text{m.s}^{-1}$ , panneaux du bas) du vent entre les simulations avec rétroactions poussières-rayonnement (INT) et sans rétroactions (NO), pour les configurations WEIB et MC.	151
6.13	Comparaison entre l'épaisseur optique des aérosols (AOT) observée et celle simulée par le modèle LMDZ selon quatre configurations : une utilisant une distribution de Weibull (WEIB) pour le vent de surface, l'autre basée sur le modèle de bourrasques de vent avec approche Monte Carlo (MC), chacune avec (INT) et sans (NO) interaction entre les poussières et le rayonnement. Les comparaisons sont effectuées sur les stations de Dakar (Sénégal), Cinzana (Mali) et Banizoumbou (Niger) pour la saison sèche (Janvier à Mai) de 2006.	153
6.14	Comme Fig. 6.13 mais pour la saison des pluies (Juin à Octobre) de 2006	154
6.15	Comparaison entre les concentration ( $\mu\text{g.m}^{-3}$ ) de $PM_{10}$ observées et celle simulées par le modèle LMDZ selon quatre configurations : une utilisant une distribution de Weibull (WEIB) pour le vent de surface, l'autre basée sur le modèle de bourrasques de vent avec approche Monte Carlo (MC), chacune avec (INT) et sans (NO) interaction entre les poussières et le rayonnement. Les comparaisons sont effectuées sur les stations de Dakar (Sénégal), Cinzana (Mali) et Banizoumbou (Niger) pour la saison sèche (Janvier à Mai) de 2006.	156
6.16	Comme Fig. 6.15 mais pour la saison des pluies (Juin à Octobre) de 2006	157
A.1	Comparaison de la hauteur des poches ( $h_{wk}$ ) dans LMDZ selon l'ancien et le nouveau schéma numérique pour le calcul de $h_{wk}$ (correspondant respectivement à LMDZ CTRL et LMDZ NEW), avec une densité fixée à $D_{wk} = 5.10^{-10}$ , $D_{wk} = 10.10^{-10}$ et $D_{wk} = 15.10^{-10}$ , pour des pas de temps de 10 minutes (a) et de 5 minutes (b).	172
B.1	Schéma de la couronne des centres des poches de rayon $R_2$ qui vont toucher la poche $\mathcal{A}$ de rayon $R_1$ pendant un intervalle de temps $\delta t$ . La poche $\mathcal{A}$ est de rayon $R_1$ au début de l'intervalle temporel (bord de $\mathcal{A}$ représenté en bleu) et de rayon $R_1 + C_*\delta t$ à la fin de l'intervalle (bord de $\mathcal{A}$ représenté en rouge). Les poches $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ sont de rayon $R_2$ au début de l'intervalle temporel (bord dessinés en bleu) et de rayon $R_2 + C_*\delta t$ à la fin de l'intervalle (bords dessinés en rouge). $\mathcal{B}$ est la poche la plus proche de $\mathcal{A}$ rencontrant $\mathcal{A}$ pendant l'intervalle temporel ; la distance entre les centres de $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$ est $R_1 + R_2$ . $\mathcal{C}$ est la poche la plus éloignées de $\mathcal{A}$ rencontrant $\mathcal{A}$ pendant l'intervalle temporel ; la distance entre les centres de $\mathcal{A}$ et de $\mathcal{C}$ est de $R_1 + R_2 + 2C_*\delta t$ . L'ensemble des centres des poches de rayon $R_2$ rencontrant $\mathcal{A}$ pendant $\delta t$ est la couronne hachurée comprise entre les cercles concentriques de $\mathcal{A}$ de rayon $R_1 + R_2$ et $R_1 + R_2 + 2C_*\delta t$ . Son aire est $4 \pi (R_1 + R_2) C_*\delta t$	177

B.2	Même chose que la Fig.4.6 du chapitre 4, mais avec l'ajout des nuages bas (en violet), des nuages moyens (en blanc) et des précipitations (en gris). Les nuages bas et moyens sont calculés aux points de grille où l'eau condensée dépasse $10^{-5}$ kg/kg, sur des moyennes d'altitudes respectives de 0 à 4 km et de 4 à 8 km. . . . .	183
B.3	Densité totale des poches froides ( $w_{dens}$ , en $m^{-2}$ ) et densité des poches actives ( $a_{w_{dens}}$ , en $m^{-2}$ ) (a), fraction de surface totale ( $\sigma_{w_{dens}}$ ) et fraction de surface des poches actives ( $\sigma_{a_{w_{dens}}}$ ) (b), rayon moyen des poches ( $r_{w_{dens}}$ , en m), incluant celles actives ( $r_{a_{w_{dens}}}$ , en m) et inactives ( $r_{i_{w_{dens}}}$ , en m) (c), ainsi l'énergie d'affaissement ( $W_{APE}$ , en J/kg) et la puissance de soulèvement ( $ALP_{wk}$ , en $W.m^{-2}$ ) des poches simulés dans LMDZ avec la paramétrisation de la dynamique de population des poches (LMDZ-POPDYN) et dans LMDZ la version standard où la densité de poches est fixée (LMDZ STAND) sur le cas RCE. Les lignes noires en pointillés représentent les valeurs correspondantes estimées dans la LES. . . . .	185
B.4	Comme Fig. B.3 mais pour le cas AMMA. Le pointillé est pris, ici, sur un instant de la LES (analysé dans la première LES) où les poches sont particulièrement actives . . . . .	186
B.5	Profils verticaux de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$ issus des LES, comparés aux simulations LMDZ avec la paramétrisation de la dynamique de populations activée (LMDZ-POPDYN) et avec la version standard à densité de poches imposée (LMDZ-STAND), pour les cas RCE (a, b, c) et AMMA (d, e, f). . . . .	189

# Chapitre 1

## Introduction Générale

### 1.1 Contexte

La région sahélo-saharienne représente la première source mondiale d'émission de poussières minérales. Plus de la moitié des aérosols désertiques présents dans l'atmosphère provient de cette zone (Washington and Todd, 2005; Ginoux et al., 2004). La production de poussières dans cette région est influencée par des facteurs météorologiques (vents forts et faibles précipitations) ainsi que par les caractéristiques de surface telles que la rugosité, l'humidité et la végétation. Ces poussières désertiques sont générées par l'action mécanique du vent, une fois le seuil d'érosion atteint. Lorsque la vitesse du vent dépasse la force de friction nécessaire à la mise en mouvement des grains de sable, ceux-ci commencent par se déplacer horizontalement, puis les particules les plus fines sont entraînées en suspension dans l'atmosphère, formant ainsi des "aérosols désertiques". Une fois émises, ces particules suivent le mouvement des masses d'air dans l'atmosphère et peuvent parcourir de longues distances, sur des périodes allant de quelques heures à plusieurs jours selon les conditions météorologiques (Tegen and Lacis, 1996; Mahowald et al., 1999). Le transport de ces aérosols impacte la qualité de l'air (De Longueville et al., 2010). Il affecte également la météorologie (Rodwell and Jung, 2008) et le climat (Carslaw et al., 2010). Les poussières influencent significativement le climat en modifiant le bilan radiatif de la Terre par diffusion, absorption et émission des radiations solaires et infrarouges terrestres (Sokolik et al., 2001; Tegen, 2003; Konare et al., 2008; Camara et al., 2010). Cette modification du rayonnement module la circulation jusqu'à l'échelle globale.

Compte tenu de leur rôle majeur, les poussières désertiques sont désormais intégrées dans la plupart des Modèles Climatiques Globaux (GCM : Global Climate Model) (Marshall et al., 2011), utilisés pour les études de changements climatiques. Leur modélisation reste cependant complexe. D'une part, les émissions de poussières ne suivent pas une relation linéaire avec le vent, dont l'intensité et la distribution sont influencées par plusieurs facteurs météorologiques ; d'autre part, différents mécanismes atmosphériques gouvernent leur transport, leur transformation et leur dépôt. Chacun de ces processus doit être représenté dans les GCM afin d'estimer précisément les charges de poussières dans l'atmosphère et, par conséquent, leur impact sur le climat.

Depuis plusieurs années, un travail de développement de modèles intégrant les interactions entre aérosols désertiques et climat est mené en partenariat entre le LMD et le LPAO-SF. Ce travail a été construit autour de plusieurs thèses, notamment celles de Moussa Gueye, Habib Senghor et Bineta Diallo. L'introduction des émissions de poussières désertiques dans le modèle climatique LMDZ, développé au LMD, a été

réalisée durant la thèse de Moussa Gueye. Le flux d'émission existant dans le modèle a été par la suite ajusté par Escribano et al. (2016) en couplant LMDZ avec un modèle simplifié d'aérosols (SPLA pour SimPLified Aerosol en anglais) décrit en détail dans Huneus et al. (2009). Ce dernier a été développé avec pour objectif d'optimiser les émissions globales d'aérosols par assimilation de données. Ces efforts ont permis d'obtenir de bonnes simulations de poussières en saison sèche dans LMDZ (Hourdin et al., 2015). Cela a conduit également à une meilleure représentation des flux radiatifs de surface (These de B. Diallo). Cette thèse a pour contexte plus spécifiquement la représentation du soulèvement des poussières au Sahel pendant la saison des pluies, au cours de tempêtes de poussières associées aux systèmes convectifs, connues sous le nom de "haboobs".

Les haboobs sont de grandes tempêtes de sable qui surviennent pendant la saison des pluies au Sahel, souvent en amont des systèmes orageux. Ils sont générés par un phénomène météorologique appelé poche froide. Les poches froides se forment par l'évaporation des précipitations sous les cumulonimbus, créant des masses d'air froid. Plus denses que l'air environnant, ces masses s'effondrent et s'étalent horizontalement comme un courant de densité. En s'étalant, les poches froides soulèvent l'air environnant, ce qui peut entraîner la formation de nouvelles colonnes convectives et jouer un rôle crucial dans le maintien des orages. Les vents très forts générés dans le "front de rafales" qui se forment à l'avant de ces courants de densité sont responsables du soulèvement de poussières. Ce processus constitue le principal mécanisme de soulèvement de poussières au Sahel durant la saison des pluies (Allen et al., 2015; Caton Harrison et al., 2019). Cependant, la plupart des GCM n'intègrent pas ces émissions de poussières liées aux poches froides en raison de l'absence de paramétrisation pour ces poches et les rafales de vent associées (Roberts et al., 2018; Knippertz and Todd, 2012; Marsham et al., 2011). Ils sous-estiment ainsi les émissions durant les journées convectives (Marsham et al., 2011), ce qui peut entraîner une mauvaise estimation de la charge de poussières atmosphérique. Cela peut biaiser les projections de changement climatique ainsi que les évaluations de la sensibilité climatique (Kok et al., 2023).

Ces dernières années, plusieurs paramétrisations ont été développées pour intégrer les rafales de vent liées à la convection profonde dans les modèles climatiques. Par exemple, Jabouille et al. (1996) ont proposé d'estimer l'intensité des rafales à partir des paramètres caractérisant la convection, telles que les précipitations et les flux de masse convectifs. De leur côté, Redelsperger et al. (2000) ont établi une approche

similaire, fondée sur le taux de précipitations et les flux masses convectifs ascendant et descendant. Cakmur et al. (2004) ont, quant à eux, développé un modèle de distribution de probabilité du vent sous-maille basée sur le flux de masse associé aux courants descendants. D'autres études ont élaboré un modèle de rafales de vent utilisant le flux de masse des schémas convectifs qui se répartissent dans une poche (Pantillon et al., 2015). Toutes ces paramétrisations reposent sur le flux de masse convectif issu du GCM, où la convection est elle-même paramétrée. La représentation des haboobs va donc dépendre de la capacité de ces paramétrisations à bien reproduire la convection.

Dans le modèle LMDZ, un effort a été réalisé pour améliorer la représentation de la convection, notamment grâce à la paramétrisation des poches froides développée par Grandpeix and Lafore (2010). Ce schéma a permis une nette amélioration de la convection dans LMDZ, en particulier la représentation du cycle diurne des précipitations sur continent (Rio et al., 2009). Le modèle repose sur une population de poches froides, supposées circulaires et identiques, qui se refroidissent sous l'effet de l'évaporation des précipitations dans les courants descendants convectifs. Dans la version du modèle disponible au début de cette thèse, le nombre de poches présentes dans une maille est fixé arbitrairement, tandis que leur fraction surfacique évolue dans la maille en fonction de leur vitesse d'étalement. Cette paramétrisation ne prenait pas en compte jusqu'à présent les rafales de vent engendrées par l'étalement de ces poches froides.

### 1.2 Objectifs de la thèse

Si on veut que les projections climatiques soient utilisées de façon pertinente pour éclairer les réponses à apporter aux conséquences régionales du réchauffement global, il est important de prioriser le développement et l'amélioration des modèles. Cette thèse porte sur la modélisation des poches froides et du soulèvement de poussières associé à leur propagation, et s'inscrit dans cet objectif général. Elle vise principalement à améliorer la représentation des poussières désertiques dans les modèles climatiques. Pour atteindre cet objectif, nous mobilisons des outils et des approches récemment adoptés par la communauté pour accélérer le développement des modèles climatiques, face à l'intensification des effets du changement climatique.

L'un des freins au développement des paramétrisations réside dans un manque de compréhension fine de certains processus atmosphériques. L'utilisation croissante des LES (Large Eddy Simulations) contribue à la réduction progressive de ce déficit,

en permettant une représentation explicite de la turbulence dans la couche limite atmosphérique et en fournissant des données tridimensionnelles propices à une analyse détaillée des mécanismes en jeu. Bien qu’elles comportent des limitations, les LES constituent aujourd’hui un complément essentiel aux observations, souvent rares et ne fournissant pas d’information tridimensionnelle, ce qui ne permet pas une analyse fine des mécanismes atmosphériques. Par le passé, les paramétrisations étaient souvent développées à partir de l’intuition du modélisateur ou basées sur des formulations empiriques, ce qui, bien que parfois pertinent, ne garantissait pas le réalisme des simulations. Aujourd’hui, les LES permettent au modélisateur de se faire une image physique plus réaliste des processus, ouvrant la voie au développement de nouvelles paramétrisations originales, sans dépendre de schémas préexistants. Ces paramétrisations introduisent cependant des paramètres libres, issus des simplifications nécessaires face à la complexité des processus atmosphériques. L’ajustement de ces paramètres permet de maintenir la cohérence des modèles avec les observations, mais il s’agit d’une étape sensible, car, corriger un biais peut en engendrer un autre, parfois plus fondamental. Longtemps considéré comme pénible et peu scientifique, ce travail de réglage reste presque manuel, reposant sur des choix guidés par la théorie ou des estimations approximatives, souvent sans prise en compte des biais potentiellement induits ailleurs dans le modèle. Une telle pratique peut soulever des questions sur la confiance à accorder aux projections climatiques. Comme le souligne Hourdin et al. (2017), l’une des raisons pour lesquelles ce travail est rarement documenté tient au fait qu’il est perçu comme du « bricolage », ce qui pourrait alimenter les arguments des climato-sceptiques. Le tuning demeure bien-sûr indispensable, mais il doit aller de pair avec une amélioration du réalisme physique des modèles. C’est précisément pour ces raisons qu’a été développé l’outil High-Tune Explorer : une solution de calibration automatique des paramètres visant non seulement à libérer le modélisateur des longues phases d’ajustement manuel, mais aussi, plus fondamentalement, à limiter l’introduction de biais cachés et à renforcer la fiabilité des simulations climatiques. Cette thèse s’appuie sur ces outils innovants pour atteindre un objectif général divisé en trois parties spécifiques. La première partie consiste à évaluer le schéma des poches froides dans le modèle LMDZ en s’appuyant, pour la première fois, sur des LES afin d’en fournir une évaluation détaillée, tant sur son aspect physique que sur les propriétés des poches qu’il simule. Dans la deuxième partie, nous développons une nouvelle paramétrisation des rafales de vent associées aux poches froides, s’appuyant principalement sur les LES et sans recours à des schémas préexistants. Dans ces deux premières parties, l’outil High-Tune Explorer est utilisé pour ajuster les paramètres libres des modèles. Enfin, la troisième partie



est consacrée à des simulations de poussières permettant d'évaluer les performances de cette nouvelle paramétrisation des rafales pour simuler les émissions de poussières désertiques. Les LES sont également utilisées pour évaluer une paramétrisation développée par Jean-Yves Grandpeix, actuellement en phase de test, visant à calculer de manière plus physique la densité surfacique des poches (nombre de poches par unité de surface), jusque-là imposée dans LMDZ. Cette dernière étude est présentée en annexe.

### 1.3 Organisation de la thèse

Après le chapitre introductif, le **chapitre 2** expose les grands facteurs qui régissent le soulèvement et le transport des poussières pendant la saison des pluies au Sahel. Dans la première section, nous proposons une revue générale de la dynamique atmosphérique en été au Sahel, afin d'illustrer les différents phénomènes qui interagissent pour créer des conditions propices à la convection profonde. Les sections suivantes discutent plus en détails les phénomènes de convection profonde et des poches froides. Ce chapitre propose une revue bibliographique sur le soulèvement des poussières, en abordant les principales zones sources et les facteurs météorologiques susceptibles de les activer, avec un accent particulier sur le rôle des poches froides dans ce processus.

Le **chapitre 3** est dédié à la présentation des outils utilisés dans le cadre des travaux de cette thèse. Nous débutons par une description du modèle climatique LMDZ, suivi d'une discussion sur les simulations de référence, les LES, qui ont servi de base pour l'évaluation du modèle de poches et le développement de la paramétrisation des rafales. Nous présentons également "HighTune Explorer (htexplo)", un outil de calibration semi-automatique des paramètres libres des modèles. Ensuite, nous présentons le modèle LMDZ-SPLA et profitons de cette section pour faire un état de l'art sur la modélisation du soulèvement des poussières. Enfin, nous décrivons les données d'observation employées dans cette thèse pour évaluer nos simulations de poussières.

Dans le **chapitre 4**, nous présentons plus en détail le modèle de poches froides intégré dans LMDZ. Un échantillonnage est réalisé afin de calculer l'ensemble des variables internes du schéma dans les LES. Le modèle est ensuite évalué par rapport aux LES pour identifier ses limites. Des améliorations sont ensuite proposées pour corriger les défauts constatés, et l'outil htexplo est utilisé pour calibrer certains de

ses paramètres libres.

Dans le **chapitre 5**, nous développons une paramétrisation des rafales de vent associées à l'étalement des poches froides. Ce modèle, qui décrit uniquement la distribution du vent de surface à l'intérieur des poches, est ensuite combiné à un autre modèle représentant la distribution du vent en dehors des poches, développé par Adriana Sima, tenant compte des rafales générées par les thermiques. L'ensemble fournit une distribution complète du vent de surface dans la maille et est testé et validé dans la version uni-colonne de LMDZ. A nouveau, l'outil htexplo est utilisé pour la calibration des paramètres de ce nouveau modèle.

Dans le **chapitre 6**, nous présentons nos simulations de poussières visant à évaluer l'impact du modèle des rafales sur le soulèvement des poussières dans LMDZ. Après une description des simulations, l'analyse se concentre sur la saison des pluies afin d'examiner l'effet du schéma de rafales sur les émissions de poussières durant les périodes convectives. Le lien entre les poussières soulevées par les poches et les précipitations à l'origine de leur formation est également étudié. Nous explorons ensuite le cycle saisonnier des poussières, en discutant notamment l'influence du schéma de rafales thermiques sur les émissions de poussières. La distribution verticale des poussières est ensuite analysée en saisons sèche et humide, avec un focus particulier sur le rôle des poches dans leur transport vertical. Enfin, la rétroaction poussières-rayonnement est examinée, avant de valider les simulations à l'aide d'observations issues de trois stations sahéliennes.

Le **chapitre 7** présente enfin les conclusions générales et les perspectives de ce travail.

En **Annexe**, nous présentons la paramétrisation de la dynamique des populations de poches froides. Nous discutons également, ici, les résultats des tests effectués avec la version unicolonne du modèle LMDZ, ainsi que les validations réalisées à partir des LES.

## Chapitre 2

### Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

### 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous discutons du soulèvement des poussières au Sahel durant la saison des pluies. La première section présente un aperçu général de la dynamique atmosphérique au Sahel pendant cette période. La section suivante traite plus en détail les phénomènes de convection profonde et des poches froides. Une revue générale du soulèvement des poussières au Sahel est ensuite proposée, avant d'analyser le rôle spécifique des poches froides dans ce phénomène au cours de la saison des pluies.

### 2.2 La dynamique atmosphérique au Sahel en saison des pluies

La dynamique atmosphérique au Sahel en été résulte de plusieurs systèmes de circulation (Fig. 2.1). Dans les basses couches, on observe les flux d'harmattan et de mousson, ainsi que leur zone de convergence, appelée Front Intertropical (FIT). Dans les couches moyennes et hautes de la troposphère, les principaux jets présents sont le Jet d'Est Africain (JEA ou AEJ : African Easterly Jet), le Jet d'Est Tropical (JET ou TEJ : Tropical Easterly Jet), et le Jet d'Ouest Sub-Tropical (JOST). On observe aussi des zones de convection humide (ZCIT : Zone de Convergence Intertropicale) et sèches (la dépression thermique saharienne ou Heat Low).

#### 2.2.1 Le flux d'harmattan

L'harmattan est un vent chaud et sec qui souffle du nord-est vers le sud-ouest, transportant l'air saharien vers le golfe de Guinée. Ce vent est généralement plus intense en hiver, avec des vitesses avoisinant 8 m/s, et nettement plus faible en été, autour de 5 m/s. Bien qu'il soit présent presque toute l'année sur le continent, son influence est nettement plus marquée en hiver qu'en été, et son épaisseur peut atteindre jusqu'à 5 km. Ce vent est également connu pour être chargé en poussières désertiques.

#### 2.2.2 Le flux de mousson

Le flux de mousson, en provenance du golfe de Guinée, traverse l'équateur et change de direction pour s'orienter au Sud-Ouest sous l'influence de la force de Coriolis. Initialement constitué d'alizés de Sud-Est, ce flux s'enrichit en humidité



## Chapitre 2. Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

---

avec des vitesses maximales atteignant environ 15 m/s. Sa formation résulte du fort gradient thermique dans les basses couches entre le Sahara et le golfe de Guinée, ainsi que de l'inversion de ce gradient méridien en altitude. Le JEA joue un rôle crucial dans la convection au Sahel. Cadet and Nnoli (1987) ont démontré que le JEA transporte l'humidité au-dessus des régions sahéliennes, contribue à l'organisation nocturne de la convection profonde et à la formation des lignes de grains (Houze Jr and Betts, 1981; Lafore and Moncrieff, 1989).

### 2.2.5 Jet d'Ouest Sub-Tropical (JOST)

Le JOST constitue la composante zonale d'ouest de la branche divergente de la cellule de Hadley. Situé dans les couches supérieures de la troposphère, il peut atteindre des vitesses de 30 à 40 m/s et se positionne autour de 30°N de latitude durant la période de mousson. Son intensité est directement liée à celle de la cellule de Hadley qui le soutient. Par conséquent, le JOST est plus puissant dans l'hémisphère hivernal que dans l'hémisphère estival.

### 2.2.6 Jet d'Est Tropical (JET)

Le JET s'étend de l'Asie à l'Atlantique et trouve son origine dans les contrastes thermiques marqués en Asie du Sud-Est, entre les massifs montagneux du Tibet et les zones océaniques plus fraîches proches de l'équateur. En Afrique de l'Ouest, il est localisé entre 100 et 200 hPa, autour de 10°N, avec une vitesse maximale atteignant environ 20 m/s.

### 2.2.7 Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT)

L'installation de la ZCIT au-dessus du Sahel, dès le mois de juin, marque le début de la saison des pluies dans cette région (Sultan and Janicot, 2000; Le Barbé et al., 2002). Dans cette zone, on observe des maxima de rayonnement infrarouge, de conduction thermique et d'évaporation. L'atmosphère située au-dessus de la ZCIT présente une instabilité conditionnelle, permettant à l'air humide en provenance du Sud de s'élever verticalement jusqu'à atteindre son niveau de condensation. Ce processus entraîne l'apparition de la convection profonde, caractérisée par des nuages très épais, un phénomène que nous discuterons plus en détail dans un paragraphe ultérieur.

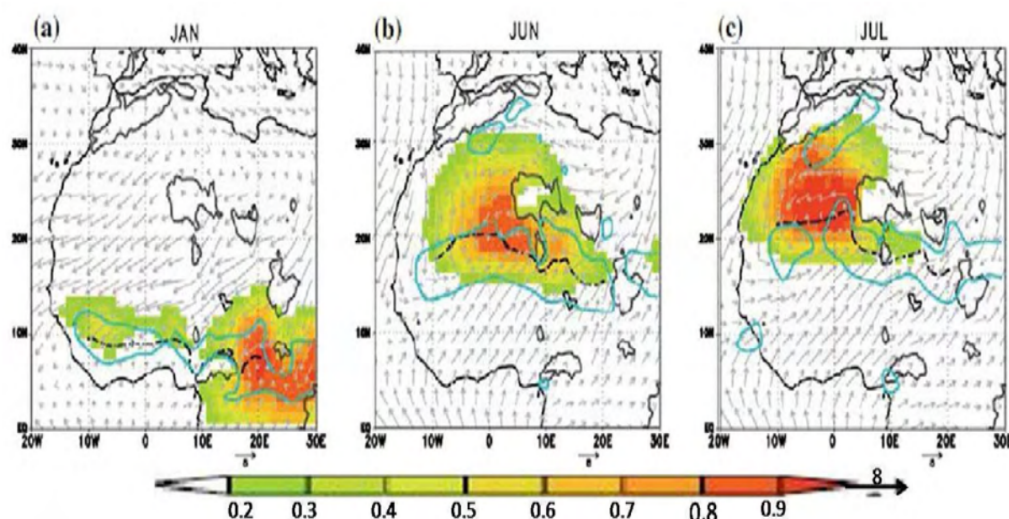


FIGURE 2.2 – Fréquence d’occurrence de la dépression thermique (couleur), vent à 925 hPa (contour bleu), Front Intertropical (ligne noire pointillée, correspondant à la position minimum du géopotentiel à 925 hPa entre 0°N et 28°N) et reliefs supérieurs à 925 hPa (contour gris) pour les mois janvier (a), juin (b) et juillet. Les données sont issues des réanalyses ERA-40 du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF), moyennées sur la période 1979–2001. (Lavaysse et al., 2009).

### 2.2.8 La dépression thermique saharienne

En été, au nord du FIT, la région saharienne subit un réchauffement constant qui se transmet à l’air en surface par le biais de la turbulence. Cet air chaud, en s’élevant, génère dans la basse troposphère une zone de basse pression bien marquée, connue sous le nom de dépression thermique (Heat Low). Au début de l’été, elle est localisée au sud du Hoggar, avant de se déplacer rapidement vers l’ouest en juillet, s’étendant entre l’Atlas et le Hoggar, comme le montre la figure 2.2 (Lavaysse et al., 2009). En hiver, cette dépression thermique se positionne au-dessus de la République centrafricaine (Fig. 2.2). Ce phénomène peut provoquer des émissions de poussières au Sahel (Kocha et al., 2012).

## 2.3 La convection profonde

La convection profonde se caractérise par la formation de cumulonimbus, dont l’extension verticale peut atteindre 14 à 16 km sous les tropiques. Ce phénomène météorologique, particulièrement violent, s’accompagne fréquemment de tonnerre, de grêle, d’éclairs et de précipitations intenses. Il se produit principalement pendant

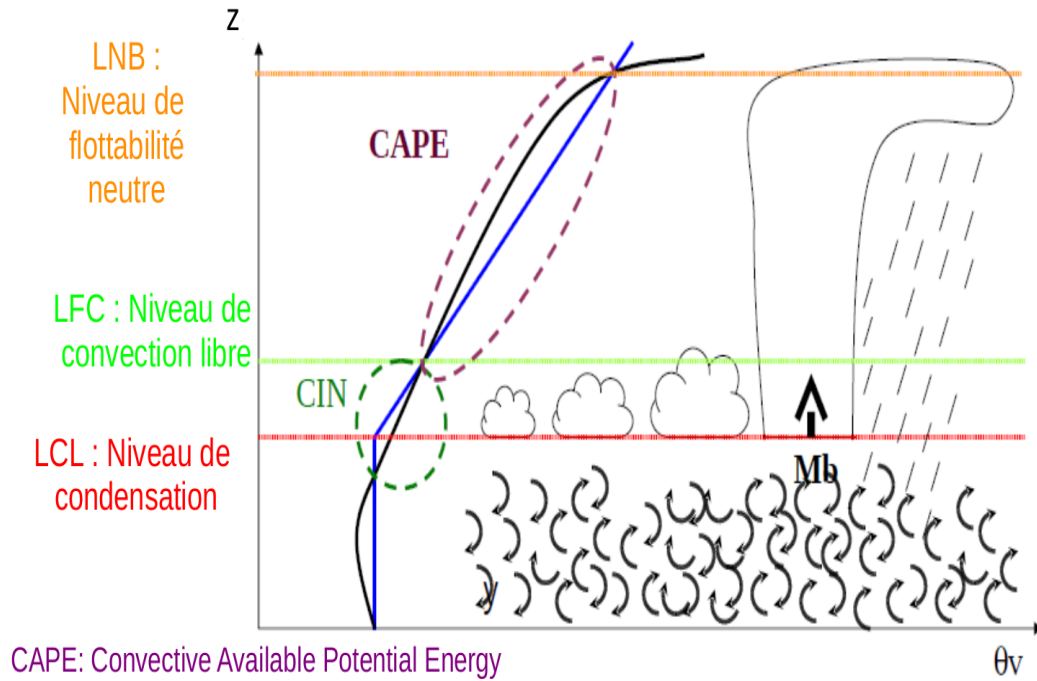


FIGURE 2.3 – Processus conduisant au déclenchement de la convection profonde (Rio, 2023 communication orale)

la saison de la mousson, en raison de l'instabilité de l'atmosphère et de l'abondante humidité présente. En effet, l'humidité transportée dans les basses couches par le flux de mousson, combinée au chauffage solaire, génère des courants ascendants chauds et saturés en vapeur d'eau. Ces masses d'air ascendant disposent souvent d'une énergie suffisante pour dépasser la barrière énergétique appelée inhibition convective (CIN : Convective Inhibition). Une fois cette barrière franchie, elles atteignent le niveau de convection libre (LFC : Level of Free Convection), à partir duquel elles peuvent s'élever librement dans l'atmosphère. Durant leur ascension, ces particules libèrent une énergie potentielle, connue sous le nom de CAPE (Convective Available Potential Energy). Cette énergie détermine le potentiel orageux dans l'atmosphère. La figure 2.3 illustre le processus conduisant au déclenchement de la convection profonde.

Au Sahel, la convection profonde ne se manifeste pas en continu durant la saison de mousson (Janicot et al., 2008), mais chaque événement engendre des précipitations très abondantes. Parmi ces événements, on distingue les systèmes convectifs de méso-échelle (MCS : Mesoscale Convective System), composés de groupes de cumulonimbus connectés par une zone stratiforme commune. Les MCS, qui contribuent jusqu'à 90% des précipitations au Sahel (D'amato and Lebel, 1998; Mohr, 2004), apparaissent généralement sous forme de lignes de grains (Mathon and Laurent, 2001). Ces structures, typiques des régions tropicales, peuvent s'étendre sur plusieurs cen-



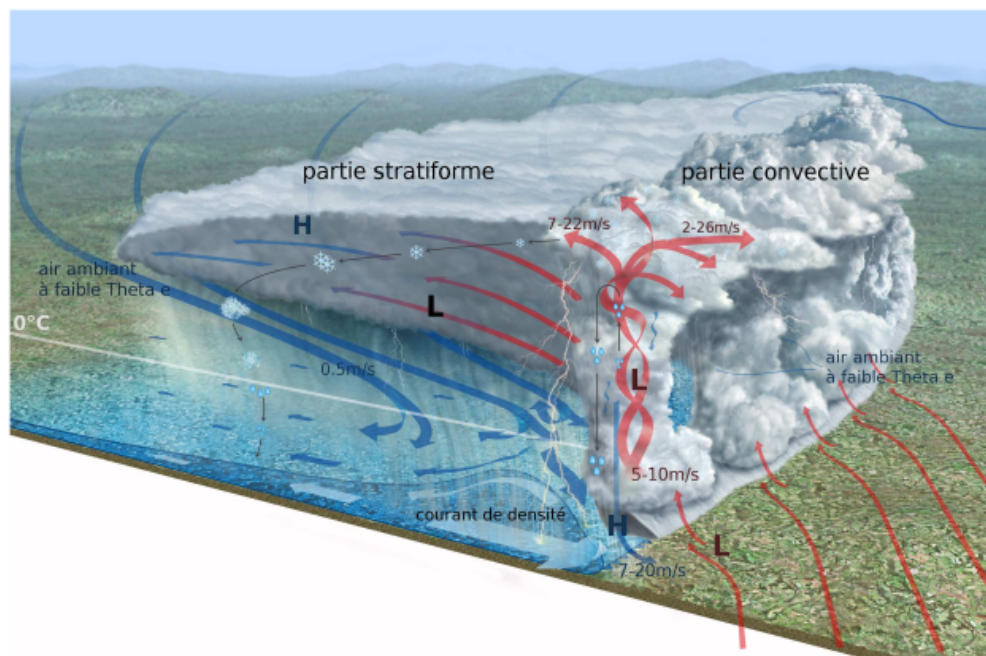


FIGURE 2.4 – Schéma d'une ligne de grain (Lafore et Poulain, 2009).

taines de kilomètres, avec une durée de vie moyenne de 12 à 36 heures. Elles se déplacent souvent plus vite que le flux moyen, à des vitesses de 10 à 20  $\text{m.s}^{-1}$  (Lilly, 1979). La figure 2.4 schématise la structure d'une ligne de grain dont les caractéristiques principales sont les suivantes :

**Une partie convective** : les particules issues de la couche limite sous-nuageuse montent rapidement, générant des courants ascendants puissants pouvant atteindre environ 10  $\text{m.s}^{-1}$ . Plusieurs structures de ce type se forment, contribuant à établir un flux principal ascendant, qui transporte les particules de la couche limite sous convective vers la région stratiforme.

**Une partie stratiforme** : Cette région, située à l'arrière des nuages, est également appelée "enclume" en raison de sa forme caractéristique. Elle se distingue par une structure plus uniforme et une extension horizontale bien plus importante que celle du cœur convectif. Les précipitations qu'elle génère sont moins intenses (inférieures à 10  $\text{mm.h}^{-1}$ ), mais elles durent plus longtemps et couvrent une surface nettement plus vaste. Bien que l'enclume et le noyau convectif d'un MCS produisent des précipitations de nature très différente, ils peuvent contribuer de manière équivalente à la quantité totale de précipitations générée par le système (Houze Jr, 2004).

**Des courant de densité ou poches froides :** Les poches froides, également appelées courants de densité, se forment dans les basses couches en raison de l'effondrement des masses d'air froid générées sous les nuages par l'évaporation des précipitations. Ces poches jouent un rôle essentiel sur la convection et contribuent au soulèvement des poussières au Sahel.

La convection profonde contribue également à la redistribution et à l'élimination des poussières émises dans l'atmosphère. Cet aspect sera discuté plus en détail dans les sections suivantes.

## 2.4 Les poches froides

### 2.4.1 Processus de formation des poches

Le processus de formation des poches froides a été détaillé dans plusieurs études (Parker, 1996; Grandpeix and Lafore, 2010; Lothon et al., 2011). Comme on l'a vu plus haut, les poches froides apparaissent en lien avec des événements de convection profonde (Zuidema et al., 2017). Elles se forment sous les cumulonimbus par l'évaporation des précipitations. Ce processus fonctionne comme suit : lorsque la convection se développe, des précipitations se forment. Si l'air sous les nuages n'est pas saturé en vapeur d'eau, une partie des gouttes s'évapore avant de toucher le sol. Cette évaporation, qui convertit le liquide en vapeur, absorbe de l'énergie et refroidit l'air environnant, créant ainsi des poches d'air froid sous les nuages. Ces masses d'air froid, moins flottantes que l'air plus chaud environnant, subissent une poussée d'Archimède descendante qui les fait s'effondrer. Une fois au sol, elles s'étalent horizontalement sous la forme de courants de densité. Ces masses d'air froid apparaissant près de la surface lors des épisodes convectifs sont appelées poches froides ou courants de densité. La figure 2.5 présente un schéma conceptuel d'un courant de densité associé à un système convectif isolé. La propagation des poches froides au sol crée un front de rafales à l'avant des systèmes convectifs, généralement situé au bord d'attaque du courant de densité. Même en l'absence de soulèvement de poussières, ce front emporte souvent des débris et des insectes, et il est détectable par radar Doppler (Wakimoto, 1982). La partie la plus épaisse constitue la « tête » du courant de densité, séparée de l'air chaud et sec par une enveloppe, sous laquelle des mouvements turbulents se produisent. La forme de l'étalement d'un courant de densité dépend de l'intensité du cisaillement du vent : en présence d'un fort cisaillement vertical, le courant prend une forme dissymétrique (elliptique), tandis qu'en

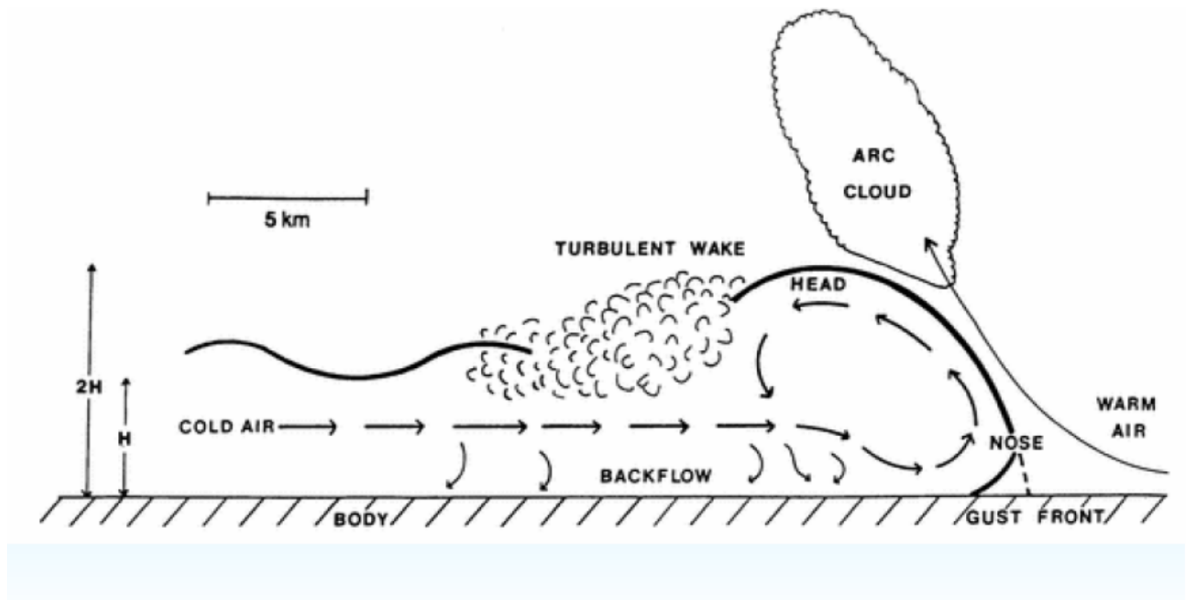


FIGURE 2.5 – Schéma conceptuel de la structure verticale d'une cellule convective associée à un front de rafale (Goff, 1976)

l'absence de cisaillement, il conserve une forme symétrique (circulaire). Les fronts de rafales se déplacent à des vitesses allant de 5 à 20 m/s. La hauteur du courant de densité correspond généralement à peu près à l'altitude de la base du nuage. La température dans la poche froide est inférieure à celle de l'environnement, avec des écarts de -1 à -3 K au-dessus de l'océan et de -5 à -10 K au-dessus des terres, selon l'intensité de la convection.

Des poches froides peuvent souvent se former en l'absence de précipitations au sol, en raison de l'évaporation complète de la pluie avant qu'elle n'y parvienne. Ce phénomène, connu sous le nom de virga, est fréquent dans les régions arides et semi-arides, où la base des nuages est souvent située à des altitudes élevées, augmentant ainsi la probabilité d'évaporation totale des gouttes de pluie avant qu'elles n'atteignent le sol (Raich et al., 2018). McCarthy et al. (1982) ont établi un lien entre des microrafales et des épisodes de virga, à partir d'une analyse tridimensionnelle de la structure de ces rafales. De même, Wilson et al. (1984) ont mis en évidence des microrafales sèches survenant lors d'épisodes de virga. Ces microrafales seraient provoquées par l'effondrement de masses d'air froid créées par l'évaporation des gouttes de pluie au cours de ces événements, en l'absence de pluie au sol (Karle et al., 2023). Ces auteurs ont également montré des cas de virga n'ayant produit aucune précipitation au sol, mais marqués par une hausse de l'humidité atmosphérique et une accélération soudaine du vent, signes caractéristiques du passage d'une poche froide.

### 2.4.2 Caractérisations et détections des poches

Les caractéristiques des poches froides ont été étudiées à la fois par observation et par modélisation. La Figure 2.6, tirée de l'étude de Lothon et al. (2011) portant sur un épisode de convection profonde observé le 10 juillet 2006 au Niger dans le cadre de la campagne AMMA, illustre clairement le passage d'une poche froide. Celle-ci se traduit par une diminution brutale de la température d'environ 5 °C, une hausse rapide de l'humidité relative d'environ 20%, une accélération du vent d'environ 6 m/s ainsi qu'un changement marqué de sa direction. Sur la base de 38 cas observés au Niger, Provod et al. (2016) ont montré que l'apparition des poches froides est associée à des baisses de température de 2 à 14°C, une augmentation de pression de 0 à 8 hPa et des rafales de vent de 3 à 22 m/s. D'autres travaux, tels que ceux de (Knippertz et al., 2007; Miller et al., 2008; McDonald and Weiss, 2021), aboutissent à des résultats similaires : le passage d'une poche froide est associé à une chute rapide de température, une hausse de pression, des vents intenses et un changement de direction. La figure 2.6 met en évidence que ces variations de température, d'humidité relative et de vent se produisent sur une échelle de temps de seulement quelques secondes.

Il n'existe pas de cadre commun pour identifier objectivement les poches froides dans les observations et les modèles numériques. Ces dernières années, plusieurs études ont exploré le développement de méthodes pour identifier et suivre les poches froides. Par exemple, Young et al. (1995) ont proposé une méthode basée sur le taux de précipitations, définissant le début d'une poche froide par un taux de pluie d'au moins 2 mm/h, et la fin lorsque la température de surface retrouve son niveau initial. Ce seuil a été inspiré d'une étude antérieure de Barnes and Garstang (1982), qui montrait que seuls les taux de précipitations supérieurs à 2 mm/h étaient liés aux courants de densité provoqués par la pluie. Drager and van den Heever (2017) ont également proposé une méthode de détection fondée sur le taux de précipitations en surface et les gradients radiaux de température potentielle. Feng et al. (2015) ont développé une approche automatisée et objective pour identifier les poches individuelles, en définissant la poche froide selon un seuil de flottabilité de  $-0.003 \text{ m/s}^2$ , puis en séparant les régions contiguës avec une technique de bassin versant, permettant ainsi de distinguer les poches connectées. Dans des études observationnelles récentes, comme celles de Provod et al. (2016); Zuidema et al. (2017); Vogel et al. (2021); Rochetin et al. (2021); Touzé-Peiffer et al. (2022), la détection des poches froides s'approche davantage d'une détection de courants de densité, en tenant compte des variations de température, de pression et de vent. À partir de la théorie, des observations et de

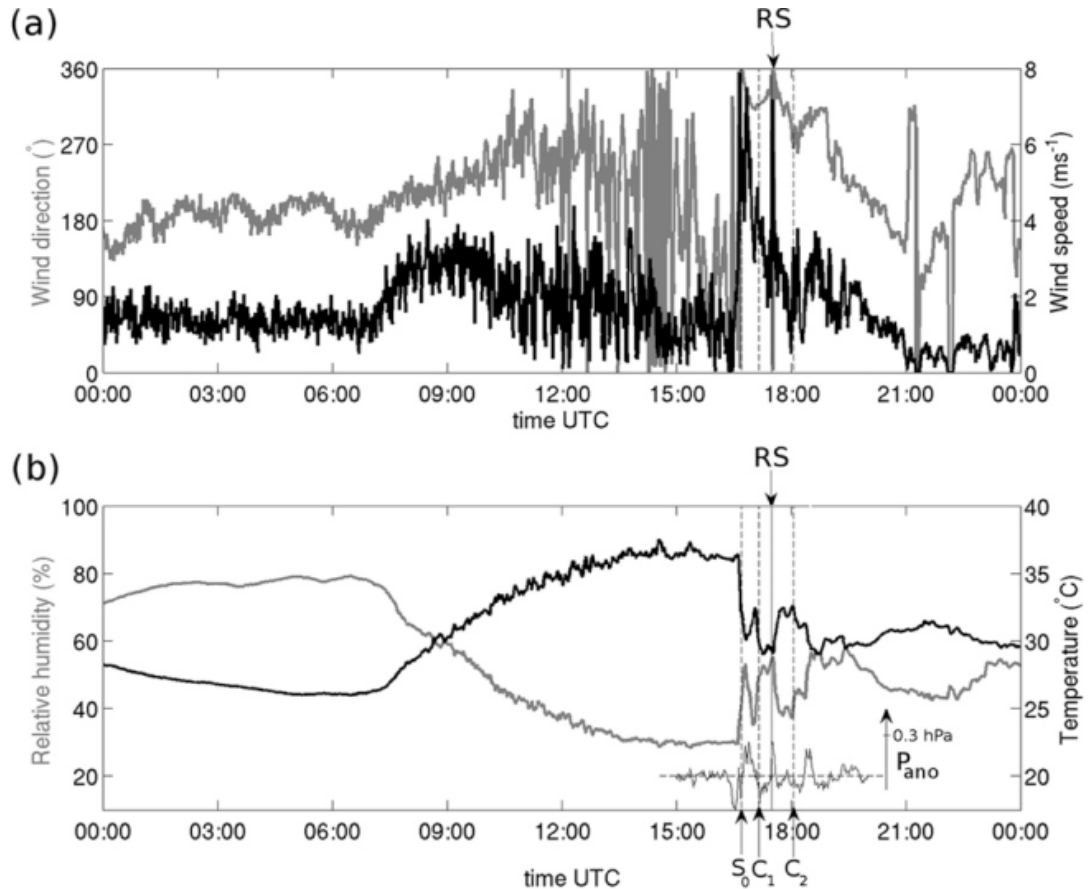


FIGURE 2.6 – Séries temporelles de la vitesse du vent (courbe noire) et de sa direction (courbe grise) (a), la température (courbe noire) et l’humidité relative (courbe grise) (b), le 10 juillet 2006 à l’aéroport de Niamey. Dans (b), l’anomalie de pression est ajoutée dans un petit sous-diagramme complémentaire de 15h00 à 21h00 UTC (courbe noire fine). Les lignes verticales en pointillés indiquent le passage des systèmes convectifs  $S_0$ ,  $C_1$  et  $C_2$ .  $C_1$  et  $C_2$  sont générées par les poches froides issus de  $S_0$ . La ligne verticale pleine indique la signature d’une rafale associée au courant de densité, et correspond également à l’heure exacte du radiosondage lancé à 17h30 UTC. Cette heure est indiquée par une flèche en haut (marquée « RS ») (Lothon et al., 2011).

la modélisation, Rochetin et al. (2021) définissent un courant de densité comme une structure 3D dotée d'un noyau anormalement froid, de rafales de vent adjacentes et d'une structure verticale composée de deux couches : une couche bien mélangée près de la surface et une couche stratifiée au-dessus. Cette méthode permet de déterminer des indicateurs tels que le nombre de poches, la couverture spatiale, le rayon moyen et la vitesse moyenne des courants de densité, permettant une analyse approfondie de leur rôle dans le cycle de vie et l'organisation de la convection. Les auteurs soulignent que cette méthode est adaptée pour détecter des poches froides, qu'elles soient océaniques ou continentales.

### 2.4.3 Rôle des poches sur la convection

Les poches froides jouent un rôle clé dans la convection profonde en organisant la couche sous-nuageuse et en déclenchant les cellules convectives. Deux mécanismes principaux expliquent leur rôle : un mécanisme dynamique, lié au soulèvement forcé d'air chaud le long des fronts de rafales (Weaver and Nelson, 1982), et un mécanisme thermodynamique, où l'accumulation d'humidité sur ces fronts fournit la flottabilité nécessaire pour initier la convection (Tompkins, 2001; Zuidema et al., 2017) ont montré que les poches froides déclenchent plus efficacement la convection lorsque la basse troposphère est humide et les couches supérieures sont sèches. Les collisions entre poches froides jouent un rôle clé dans la formation de nouvelles cellules convectives. Par exemple, Weaver and Nelson (1982) ont été parmi les premiers à observer que les zones de collision entre les poches froides correspondent à celles où de nouvelles cellules convectives émergent. Cette observation a été confirmée par les travaux de Droegemeier and Wilhelmson (1985), qui ont démontré que les collisions des poches engendrent des anomalies de pression positive dans les têtes des poches froides, favorisant la création de gradients de pression verticaux capables d'accélérer les particules jusqu'à leur niveau de convection libre. Plus récemment, Haerter and Schlemmer (2018); Torri and Kuang (2019) ont réaffirmé que la collision entre poches froides constitue le principal mécanisme déclenchant la formation de nouvelles cellules convectives.

Les poches froides jouent également un rôle clé dans la transition de la convection peu profonde à profonde (Khairoutdinov and Randall, 2006; Zhang and Klein, 2010) et dans le cycle de vie des lignes de grains et autres systèmes convectifs à mésoéchelle (MCS) (Rotunno et al., 1988; Schlemmer and Hohenegger, 2014). Dans les systèmes organisés comme les lignes de grains, elles génèrent continuellement de nouvelles colonnes convectives à l'avant du système pendant que les anciennes se dissipent à

## Chapitre 2. Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

---

l'arrière (Rotunno et al., 1988; Weisman and Rotunno, 2004). Maurer et al. (2017) ont montré, grâce à un suivi des MCS au Sahel, que la convergence causée par les fronts de rafales des poches froides à l'avant du système est à l'origine de nombreuses initiations convectives, soulignant leur rôle crucial dans le maintien et la propagation des systèmes convectifs. Les poches froides participent également à l'organisation de la convection profonde. Par exemple, en s'appuyant sur une approche numérique, Tang et al. (2024) ont analysé l'influence des poches froides sur l'organisation de la convection au cours de l'Oscillation Madden-Julian (MJO : Madden-Julian Oscillation). Leurs résultats indiquent que les poches froides tendent à être plus étendus et à persister plus longtemps durant les phases matures de la MJO, probablement en raison de flux de chaleur latente de surface environnementaux réduits et de courants descendants plus intenses. Les poches froides entraînent la formation d'anneaux humides sur les bords des poches froides, favorisant l'émergence de noyaux plus convectifs et renforçant ainsi le degré d'organisation convective.

### 2.5 Le soulèvement de poussières

Les poussières désertiques, également appelées dust en anglais, appartiennent à la catégorie des aérosols primaires, car elles sont directement émises sous forme de particules dans l'atmosphère. Leur taille s'étend de quelques dixièmes à plusieurs dizaines de micromètres (d'Almeida and Schütz, 1983). Les poussières sont émises dans l'atmosphère à partir des zones arides et semi-arides (Bagnold, 1941; Pye and Tsoar, 1987), sous l'action des vents de surface (Marticorena and Bergametti, 1995; Shao and Lu, 2000), eux-mêmes souvent influencés par des phénomènes météorologiques.

#### 2.5.1 Les zones sources de poussières

Les principales régions émettrices de poussières désertiques incluent l'Asie, notamment les déserts de Taklimakan, de Gurbantonngut et de Gobi (Wang and Zhang, 2021; Ma et al., 2020), le Sud de l'Amérique (Tanaka and Chiba, 2006), l'Australie (Aragnou et al., 2021) et l'Afrique du Nord (le désert du Sahara et le Sahel). Toutefois, l'Afrique du Nord est le plus grand contributeur au bilan global de poussière (Ginoux et al., 2004), avec environ plus de 50 % des émissions mondiales totales de poussière (Tanaka and Chiba, 2006; Kok et al., 2023).

L'Afrique du Nord présente des paysages contrastés : aux vastes étendues de dunes de sable s'ajoutent des zones composées de terrains pierreux (regs), d'immenses

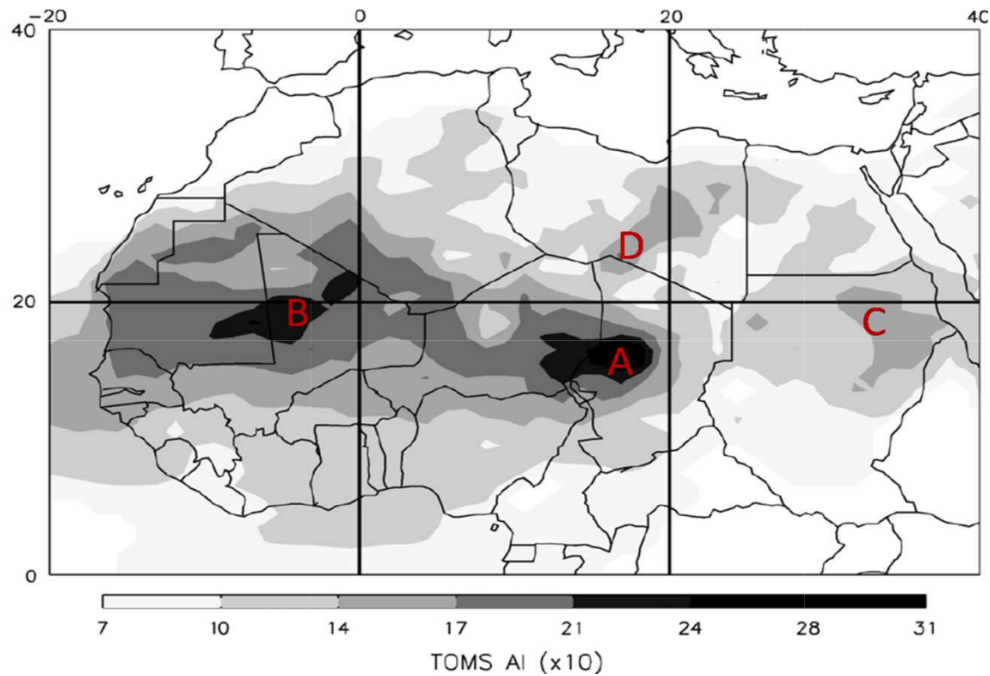


FIGURE 2.7 – Moyenne mensuelle sur la période 1980-1992 de l'Indice d'Aérosols (IA) de TOMS (x10) illustrant les principales zones sources de l'Afrique du Nord : (A) Bodélé; (B) Afrique de l'Ouest; (C) désert Nubien et (D) désert Libyen (Engelstaedter et al., 2006)

hauts plateaux, ainsi que des montagnes imposantes telles que l'Adrar mauritanien, l'Aïr (2 022 m), le Hoggar (2 918 m) et le Tibesti (3 415 m). La topographie et la puissance du vent dans cette région sont responsable de l'émission de grandes quantités de poussières dans l'atmosphère. Les observations satellitaires montrent que ces émissions ne se font pas d'une manière homogène au sein de cette région, mais proviennent de zones très localisées et particulièrement actives (Herman and Celarier, 1997). En se basant sur l'Indice d'Aérosols (IA) mesuré par TOMS, Engelstaedter et al. (2006) ont identifié quatre principales zones sources de poussières en Afrique du Nord : (A) la dépression de Bodélé, située au nord du Tchad, (B) l'Afrique de l'Ouest, englobant de vastes régions de la Mauritanie, du Mali et du sud de l'Algérie, (C) le désert Nubien et (D) le désert Libyen (Fig. 2.7). Ces observations sont en accord avec les résultats obtenus par Brooks and Legrand (2000) ainsi que par Legrand et al. (2001), qui ont localisé les principales zones sources de poussières en Afrique du Nord à l'aide de l'Infrared Difference Dust Index (IDDI) calculé à partir des données de l'imageur infrarouge METEOSAT. Par la suite, Schepanski et al. (2007) ont mis en évidence d'autres zones sources de poussières particulièrement actives en Afrique de l'Ouest pendant la saison estivale, situées à l'ouest du Niger, au nord du Mali et au sud de l'Algérie (Fig. 2.8). D'autres études menées sur



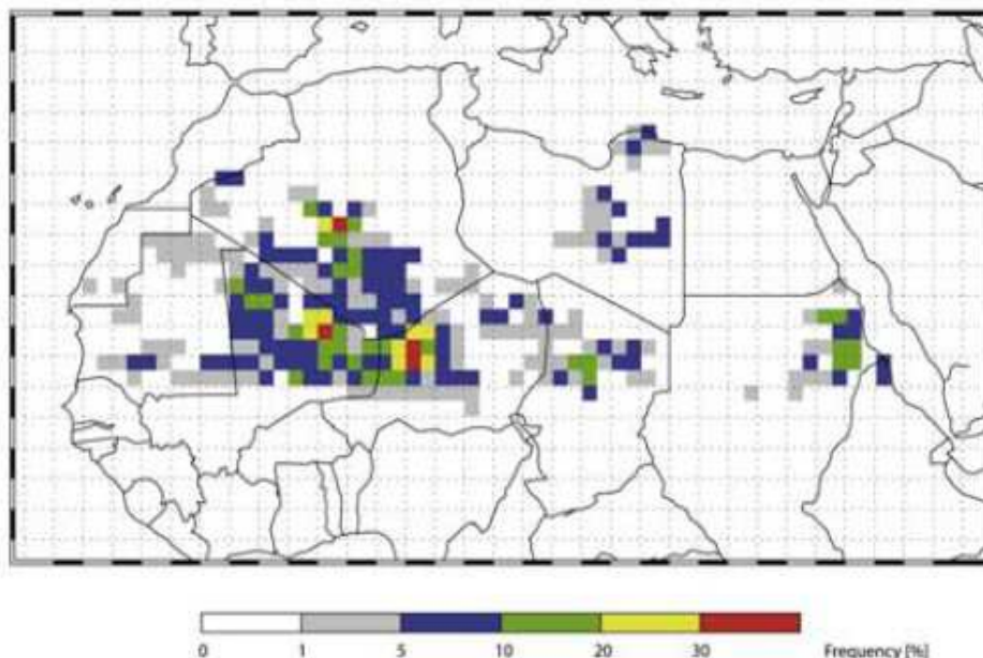


FIGURE 2.8 – Moyenne mensuelle de l’activation des zones sources de poussières en Afrique de l’Ouest, dérivées d’images composites infrarouges (IR) du satellite Meteosat Second Generation (MSG) pour le mois de juillet 2006. (Schepanski et al., 2007)

cette thématique montrent que les principales sources d’émission de poussières sont localisées au Sahel et au Sud du Sahara (Marticorena et al., 2010), principalement à proximité des régions montagneuses (Evan et al., 2016). Des campagnes menées en Afrique de l’Ouest et au-dessus de l’Atlantique tropical ont montré que les sources de poussières les plus actives se situent entre 15 et 25°N (Fig. 2.9), particulièrement dans les régions de montagne Adrar-Hoggar-Aïr ainsi que la région de Bodélé (Weinzierl et al., 2017). Selon ces auteurs, ces sources restent actives presque toute l’année.

### 2.5.2 Les facteurs influençant le soulèvement de poussières

Les émissions de poussières désertiques au Sahel peuvent être influencées par des phénomènes à grandes échelles ou locaux.

#### Les phénomènes à grande échelle

a) **L’oscillation Nord Atlantique (NAO)** : la NAO est un phénomène touchant le système climatique au nord de l’océan atlantique. Son indice, particulière-

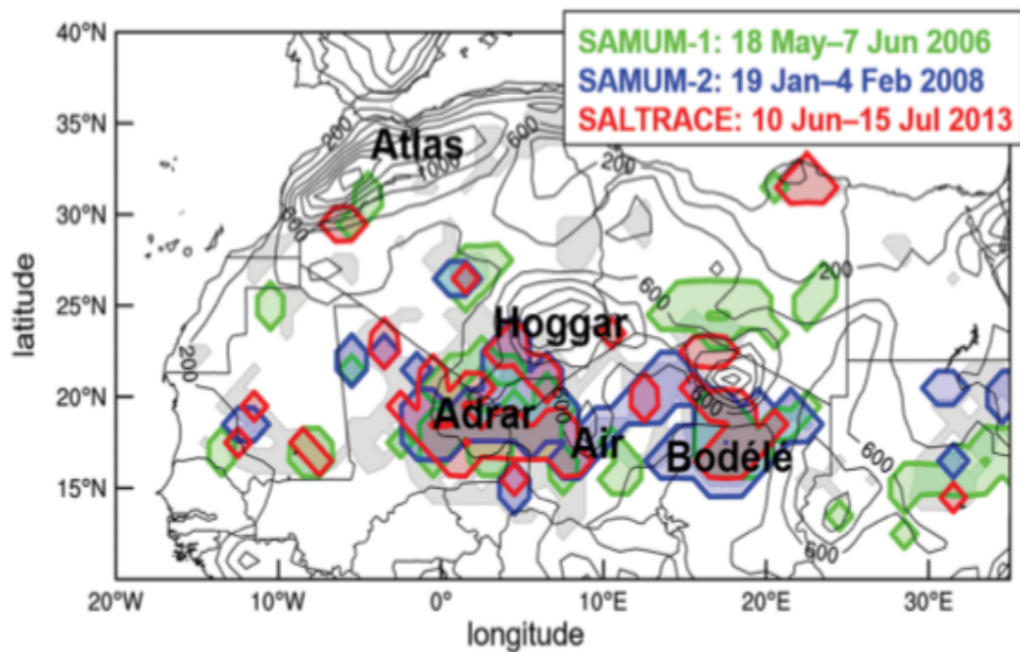


FIGURE 2.9 – Régions des sources de poussières les plus actives pendant les campagnes SALTRACE (contours rouges), SAMUM-1 (contours verts) et SAMUM-2 (contours bleus). Les zones grisées indiquent toutes les régions sources actives pendant SALTRACE, indépendamment de leur intensité d'émission et de leur fréquence d'activation. Les courbes de niveau pleines représentent l'orographie avec les altitudes (m au-dessus du niveau de la mer) indiquées (Weinzierl et al., 2017).

## Chapitre 2. Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

---

ment marqué en hiver, est calculé à partir de la différence de pression entre l'anticyclone des Açores et la dépression d'Islande. De nombreuses études ont montré l'impact de la NAO sur les émissions de poussières en Afrique de l'Ouest. Par exemple, Hurrell (1995) indiquent que les phases de la NAO influencent la variabilité des émissions de poussières sahariennes, avec des émissions plus importantes durant la phase positive (Moulin et al., 1997; Chiapello and Moulin, 2002; Ginoux et al., 2004). Certaines recherches suggèrent que la production de poussières hivernales en Afrique de l'Ouest serait liée à l'intensité et à la position de l'anticyclone des Açores, un élément clé de la NAO (Chiapello and Moulin, 2002). Jenkins and Gueye (2018) ont récemment étudié les tendances décennales des concentrations de poussières en Afrique de l'Ouest, couvrant la période allant du milieu du XX siècle au début du XXI siècle. Ils ont constaté que les concentrations annuelles étaient plus faibles avant 1970 et après 2000, mais plus élevées entre ces deux périodes. Ces variations sont en parties attribuées aux phases positive et négative de la NAO. Selon eux, la phase positive de la NAO, caractérisée par un anticyclone des Açores renforcé, est associée à un renforcement du vent de surface en Afrique du Nord, ce qui pourrait activer les sources de poussières.

**b) L'harmattan** : le Sahel est influencé par le régime de l'harmattan tout au long de l'année, mais son impact est particulièrement marqué en hiver par rapport à l'été, comme mentionné précédemment, en raison de son intensification durant cette période. Cette accélération hivernale est associée à des émissions significatives de poussières en Afrique de l'Ouest. Par exemple, Léon et al. (2009) montrent que les premiers grands événements de poussières en surface en Afrique de l'Ouest se produisent en janvier, en phase avec l'accélération de l'harmattan. Fiedler et al. (2015) ont étudié l'importance des poussées d'harmattan dans l'émission d'aérosols de poussières nord-africaines. Leur résultat estiment qu'environ un tiers de la masse totale des émissions est associée à l'harmattan en saison sèches.

### Les phénomènes locaux

**a) Les Jets de basses couches (Low Level Jet ou LLJs)** : les jets de basses couches (LLJs) se forment par un phénomène appelé oscillation d'inertie (Blackadar, 1957). Après le coucher du soleil, par temps clair et calme, le sol se refroidit rapidement, ce qui crée une couche d'inversion nocturne. Cette couche découpe la couche de surface des masses d'air situées au-dessus, éliminant l'effet de la friction de la surface sur ces dernières. Dès lors, les masses d'air ne sont influencées que

## Chapitre 2. Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

---

par le gradient de pression et la force de Coriolis, ce qui provoque un déséquilibre. Ce déséquilibre entraîne des oscillations du vent autour du vent géostrophique, formant ainsi les LLJs au sommet de la couche d'inversion (Blackadar, 1957; Hoxit, 1975). Les vitesses de vents associées aux LLJs sont de l'ordre 20 m/s (Banta et al., 2006). Au lever du soleil, le réchauffement du sol supprime la couche d'inversion, et le mélange turbulent dans la couche limite fait descendre les vents forts du jet vers la surface. Cela provoque une augmentation soudaine de la vitesse du vent au sol, favorisant ainsi le soulèvement de poussières durant les premières heures de la matinée (Todd et al., 2007; Hourdin et al., 2015). Washington and Todd (2005) ont montré que l'intensification des émissions de poussières au niveau de la dépression de Bodélé en hiver est principalement liée à la forte fréquence des jets de basses couches (LLJs) au-dessus de cette région durant cette période. En effet, bien que les LLJs soient présents toute l'année au-dessus du continent africain, leur fréquence est plus élevée en hiver qu'en été, atteignant jusqu'à 80% au-dessus de la dépression de Bodélé (Bou Karam et al., 2008). Ce phénomène est responsable d'environ 65% des soulèvements de poussières en Afrique de l'ouest pendant la saison sèche (Scheffanski et al., 2007) et d'environ 40% durant la saison des pluies (Heinold et al., 2013).

**b) Les poches froides ou courant de densité :** Ce mécanisme de soulèvement, qui constitue le cœur de cette étude, est décrit plus en détail dans les sections suivantes.

### 2.6 Rôle de la convection sur les poussières

Après leur émission, les particules de grande taille se déposent rapidement à proximité de la source, tandis que les plus petites restent en suspension dans l'atmosphère (Shao, 2001). Ces particules fines sont transportées par la convection sèche et se concentrent principalement dans la couche limite convective (Gamo, 1996). L'épaisseur de cette couche, généralement comprise entre 1 et 3 km en saison sèche (Tsamalis et al., 2013; Senghor et al., 2017), peut s'étendre jusqu'à 6 km durant l'été (Tsamalis et al., 2013; Senghor et al., 2017), traduisant ainsi un transport vertical plus élevé en saison humide. Une fois confinées dans cette couche, les poussières peuvent être advectées horizontalement sur de longues distances par les vents synoptiques, tels que les alizés ou les jets (Mahowald et al., 1999). Les poussières en suspension peuvent ensuite être éliminées de l'atmosphère par lessivage ou par dépôt sec.

La convection profonde joue un rôle important dans la redistribution verticale et l'élimination des poussières dans l'atmosphère. Par leurs courants ascendants, les systèmes convectifs peuvent extraire les poussières confinées dans la couche limite et les injecter jusqu'aux hautes altitudes de la troposphère. Alors que Herbener et al. (2016) estimaient que cette injection restait faible, des études plus récentes indiquent que les courants ascendants transportent effectivement d'importantes quantités de poussières vers ces altitudes, mais qu'une grande partie est rapidement éliminée par la condensation à grande échelle, ne laissant que de faibles concentrations dans la troposphère libre (Senghor et al., 2024). Les précipitations convectives et les courants descendants associés à la convection profonde participent également à l'élimination des poussières. D'une part, les courants descendants issus de la ré-évaporation des pluies peuvent réutiliser certaines particules comme noyaux de condensation pour former de nouvelles gouttelettes, un mécanisme considéré comme l'un des plus efficaces pour le lessivage des aérosols (Tulet et al., 2010). D'autre part, les précipitations redéposent une partie des particules au sol par dépôt humide. Les précipitations également, en traversant également la couche limite convective, caractérisée par un air chaud et sec, peuvent voir certaines gouttelettes s'évaporer complètement. Ce processus libère dans la couche limite les particules ayant servi de noyaux de condensation à ces gouttelettes évaporées, ce qui contribue ainsi à réaugmenter la concentration en poussières en suspension (Senghor et al., 2024).

D'autres processus contribuent à l'élimination des poussières. Par exemple, certaines particules retombent au sol par sédimentation gravitationnelle (Zhang and Shao, 2014), tandis que d'autres sont ramenées vers la surface par la turbulence dans la couche limite (Farmer et al., 2021). Ces mécanismes constituent le dépôt sec.

## 2.7 Rôle des poches sur le soulèvement de poussières

### 2.7.1 Les haboobs

Comme on l'a dit plus haut, les poches, plus froides et denses que leur environnement, s'effondrent en accélérant près de la surface, ce qui génère un front de rafales à l'avant du système. Ce front, généralement situé au niveau du bord d'attaque de la poche, s'accompagne de vents puissants responsables des impressionnants murs de sable souvent observés au Sahel avant l'arrivée des orages. Ces émissions de poussières liées à l'effondrement des poches froides sont appelées haboobs. La figure 2.10 illustre un événement de haboobs qui s'est déroulé au Mali en été 2004.

## Chapitre 2. Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

---

Les haboobs peuvent se manifester à diverses échelles spatiales et temporelles : des systèmes convectifs de méso-échelle peuvent produire des haboobs de longue durée (Roberts and Knippertz, 2014), tandis que de petits courants descendants intenses, appelés microrafales (Fujita, 1990), génèrent des haboobs de courte durée (Miller et al., 2008). Il est également possible que des haboobs se produisent lors d'épisodes de virga, expliqué plus haut, sans qu'aucune précipitation ne soit enregistrée au sol. Par exemple, Karle et al. (2023) ont analysé l'impact des virga sur les concentrations de particules en surface. Ils ont constaté qu'à l'occasion de certains épisodes de virga, les niveaux de particules fines (PM) augmentaient brusquement, indiquant une injection de poussières dans l'atmosphère, à la suite de l'évaporation des précipitations. Ces auteurs attribuent cette hausse soudaine des concentrations de PM à un front de rafales associée à une subsidence de masses d'air froid au cours de ces épisodes de virga. Bergametti et al. (2022) ont également constaté une élévation des niveaux de PM au Sahel, liées au passage d'un MCS, sans précipitation mesurée au sol.

La hauteur des haboobs varie de 0.5 km à l'arrière de la tête jusqu'à environ 2 km le long du front d'attaque (Solomos et al., 2012; Evan et al., 2022). Solomos et al. (2012) notent que les haboobs peuvent s'étendre horizontalement sur des centaines de kilomètres, avec une durée de vie allant de 2 à 12 heures selon leur taille. Leur front de propagation prend en général une forme arquée, liée à la forme cyclique des poches froides.

Des haboobs ont été observés dans toutes les principales zones émettrices de poussières minérales du monde (Knippertz and Stuut, 2014), notamment dans les déserts du Taklamakan et de Gobi en Chine (Takemi, 1999), en Australie (Strong et al., 2011) et dans le sud des États-Unis (Chen and Fryrear, 2002). Au Sahara, Knippertz et al. (2007) ainsi qu'Emmel et al. (2010) ont étudié ces phénomènes dans le nord, tandis que Bou Karam et al. (2008) et Knippertz and Todd (2010) ont couvert la région sud, Marsham et al. (2008) la partie occidentale, et Marsham et al. (2013) et Allen et al. (2013) le Sahara central. Au Sahel, les haboobs sont liés aux passages des lignes de grains dans la région (Sutton, 1925) et se produisent principalement entre la fin d'après-midi et l'aube, en raison du cycle diurne de la convection profonde (Emmel et al., 2010). Ils représentent probablement plus de 50 % des émissions de poussières au Sahel durant la saison des pluies (Heinold et al., 2008; Allen et al., 2013). Selon l'intensité et la durée de ces événements, les poussières soulevées peuvent être transportées de l'Afrique vers l'Europe (Dhital et al., 2021; Orza et al., 2020) ou vers l'océan Atlantique tropical (Dhital et al., 2020). Les haboobs parcourent souvent des



FIGURE 2.10 – Photo d’un événement de haboobs prise au Mali en Aout 2004 par Francoise GUICHARD et Laurent KERGOAT.

distances de plus de 300 km, avec une préférence de propagation vers le nord-ouest (Caton Harrison et al., 2021). Des études de modélisation indiquent une fréquence accrue des haboobs au sud du Sahara, autour de 18 degrés de latitude, là où le flux de mousson apporte le maximum d’humidité pour déclencher la convection (Pantillon et al., 2015). En se basant sur des observations, Caton Harrison et al. (2021) montrent également une fréquence élevée de haboobs au nord du Mali, à l’est de la Mauritanie, à la frontière algérienne et dans la région des frontières du Mali, du Niger et de l’Algérie.

### 2.7.2 Impacts des haboobs

Les « haboobs » sont des phénomènes violents et dangereux ayant des impacts majeurs sur les conditions météorologiques et les activités humaines. Ils peuvent entraîner une chute brutale de la visibilité (Chen and Fryrear, 2002; Leys et al., 2011), dégrader la qualité de l’air et contribuer de manière significative aux bilans régionaux de poussières et de rayonnement (Bukowski and van den Heever, 2021). Song et al. (2007) ont mis en évidence que les grandes quantités de poussière transportées réduisent la visibilité à moins de 1 km, augmentant ainsi le risque d’accidents routiers. La figure 2.11 illustre un événement de poussière à Dakar en 2020, qui a provoqué une visibilité très réduite dans toute la région. Des études ont confirmé





FIGURE 2.11 – Vue du monument de la renaissance à partir du toit du LPAO-SF lors d’une journée sans poussière (droite) et d’une journée avec un événement de poussières (gauche).

que les tempêtes de poussière, qui surviennent principalement durant la saison de mousson au Sahara occidental, peuvent entraîner des accidents de transport pour les civils et militaires (Taheri et al., 2020). Lors d’un haboob en juin 2018 en Afrique de l’Ouest, des dégâts importants ont été observés au Sénégal, notamment des pertes de bétail et des dommages matériels dans le nord du pays ainsi qu’à l’Aéroport International Blaise Diagne (AIBD). Senghor et al. (2021) ont également montré que les émissions de poussière et la forte intensité des vents associés à ce haboob ont causé des dommages considérables aux avions de la compagnie Transair à l’aéroport de Dakar. Dans une analyse approfondie de cet événement, Senghor et al. (2023) ont noté que les fortes concentrations de poussières soulevées ont eu un impact significatif sur la température de surface. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Bukowski and van den Heever (2021), qui montrent que la poussière soulevée lors d’un haboob peut réduire la température dans les poches froides en diffusant le rayonnement solaire à ondes courtes. Bukowski and van den Heever (2021) ont utilisé le modèle WRF-Chem pour explorer les rétroactions entre les propriétés des poches froides et les particules de poussière en suspension à différents moments de la journée : en journée (ondes courtes), au crépuscule (ondes courtes basses) et la nuit (ondes longues). Leurs résultats révèlent que la diffusion par la poussière du rayonnement à ondes courtes durant la journée rend les poches plus froides, plus



## Chapitre 2. Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

---

poussiéreuses et plus rapides. Au crépuscule, l'effet du rayonnement solaire diminue tandis que l'absorption par la poussière du rayonnement infrarouge thermique génère des courants de densité plus chauds et plus lents. La nuit, l'absorption de la poussière réchauffe la poche, mais les rafales s'intensifient dans les couches de surface plus stables, augmentant les émissions de poussière. Cependant, en raison de la difficulté des satellites à détecter ces systèmes sous les nuages convectifs et des défis liés à la distinction de ces événements, la contribution des haboobs aux émissions globales de poussière reste largement débattue.

## Chapitre 3

### Moyens de l'étude

### 3.1 Introduction

Ce chapitre présente les outils utilisés pour la réalisation de ces travaux de thèse. Nous commençons par décrire le modèle climatique LMDZ, sa version uni-colonne, ainsi que ses paramétrisations, en mettant particulièrement l'accent sur celles liées à la convection (peu profonde et profonde). La section suivante est consacrée aux simulations de grands tourbillons (LES), suivie de la présentation de l'outil de calibration HighTune Explorer. Nous poursuivons avec la description de LMDZ-SPLA et en profitons pour faire un rappel sur la modélisation du soulèvement de poussières. Enfin, nous terminons ce chapitre par une présentation des données d'observation utilisées pour valider les simulations de poussières.

### 3.2 Le modèle de climat LMDZ

#### 3.2.1 Présentation du modèle

LMDZ est le GCM utilisé dans ce travail. Développé dans les années 1970 au Laboratoire de Météorologie Dynamique (Sadourny, 1984; Hourdin et al., 2006), le "Z" dans LMDZ fait référence à la capacité du modèle à raffiner sa grille horizontale sur une région spécifique. Ce modèle climatique repose sur une version simplifiée des équations de Navier-Stokes pour la mécanique des fluides, ainsi que sur les équations de transport. Il s'agit de la deuxième génération (Hourdin et al., 2013) d'un modèle climatique initialement décrit par Sadourny (1984). LMDZ est la composante atmosphérique du modèle couplé de l'IPSL (Institut Pierre Siméon Laplace). Ce dernier fait partie d'une vingtaine de modèles couplés qui participent aux grands exercices internationaux d'inter-comparaison de modèles, comme ceux du CMIP (Coupled Model Intercomparison Project), dont les résultats sont notamment utilisés pour les rapports du GIEC (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat).

Le modèle LMDZ est composé de deux grandes parties d'un point de vue physique, mathématique et informatique. La première, appelée "dynamique", concerne la résolution numérique des équations de la circulation générale atmosphérique. Cette partie gère les échanges horizontaux entre les mailles du modèle ainsi que le transport vertical dit "grande échelle" pour une vitesse verticale qui ferme le bilan convergence de masse horizontale dans la colonne. La deuxième partie, appelée "physique", calcule l'impact du rayonnement, des processus à petite échelle (sous-maille) et des changements de phase de l'eau sur les variables dynamiques via des "paramétrisations physiques". Cette partie "physique" est constituée de colonnes atmosphériques

juxtaposées, qui n'interagissent pas entre elles. À l'intérieur de chaque colonne, les variables sont supposées homogènes statistiquement sur le plan horizontal.

### 3.2.2 Les paramétrisations physiques

Le modèle LMDZ intègre plusieurs paramétrisations physiques. Parmi celles-ci, on retrouve le schéma de transfert radiatif de Fouquart (1980) pour le rayonnement solaire, ainsi que celui de Morcrette and Fouquart (1985) pour le rayonnement terrestre. Il intègre également trois paramétrisations des ondes de gravité : les ondes orographiques selon le schéma de Lott and Miller (1997), celles générées par la convection (Lott and Guez, 2013), et enfin celles associées aux fronts et aux jets (De la Cámara and Lott, 2015). Ces paramétrisations ont permis d'améliorer la représentation de la circulation dans la troposphère et l'atmosphère moyenne.

Les flux de surface en eau (évapotranspiration), en énergie (flux de chaleur latente et sensible) et en quantité de mouvement dans LMDZ sont simulés via un modèle de surface continentale ORCHIDEE (Polcher et al., 1998). Un schéma de turbulence basé sur l'énergie cinétique turbulente (TKE), développé par Mellor and Yamada (1974), est ensuite utilisé pour représenter les échanges verticaux de chaleur, d'humidité et de moment entre la surface et le premier niveau du modèle. En plus de ce schéma censé représenter une turbulence à petite échelle aléatoire, LMDZ comprend 3 schémas dédiés à la représentation des mouvements sous maille associées à la convection : un schéma pour la convection peu profonde ou le modèle des thermiques (Rio and Hourdin, 2008), un autre pour la convection profonde (Emanuel, 1991), et un troisième dédié aux poches froides (Grandpeix and Lafore, 2010). Les schémas relatifs aux thermiques et à la convection profonde seront abordés dans les sections suivantes, tandis qu'une présentation détaillée du modèle des poches froides sera proposée au chapitre 4. Concernant la représentation des nuages, LMDZ utilise un schéma basé sur une distribution bimodale de l'eau sous-maille (Jam et al., 2013). Cette approche permet de calculer la couverture nuageuse sur une fraction seulement de la maille, en fonction de la probabilité de saturation issue de cette distribution. Le couplage de ce schéma avec le modèle des thermiques, qui fournit une représentation plus réaliste de la turbulence dans la couche limite, a permis d'améliorer significativement la représentation de la couverture nuageuse ainsi que la quantité d'eau condensée dans LMDZ.

Le modèle LMDZ inclut une paramétrisation, qui décrit le transport et le lessivage des traceurs par la convection profonde et la condensation à grande échelle (Pilon et al., 2015). Cette paramétrisation permet d'analyser séparément l'effet des différents mécanismes convectifs sur les concentrations de traceurs attachés aux aérosols,

notamment le transport par les courants ascendants et descendants, le lessivage dans les courants d'air saturés, ainsi que leur redistribution via l'évaporation des précipitations, et leur élimination par les précipitations. Testée sur des traceurs tels que le  $^7\text{Be}$  et  $^{210}\text{Pb}$ , cette paramétrisation s'est révélée performante, en améliorant notamment la représentation des concentrations annuelles moyennes de ces traceurs en surface (Pilon et al., 2015).

### Le modèle des thermiques

Le modèle des thermiques, développé par Rio and Hourdin (2008), permet de représenter les structures organisées de la convection (rouleaux et cellules), ainsi que le transport vertical de chaleur, d'humidité et de moment associé à la turbulence de petite échelle entre la première couche du modèle jusqu'au sommet de la couche limite convective. Il repose sur une approche combinant une diffusion classique et un schéma de flux de masse. Dans ce modèle, chaque maille est divisée en deux parties : un panache thermique ascendant, caractérisé par un flux de masse  $f = -\alpha\rho w_u$  (où  $\alpha$  représente la fraction de surface couverte par le panache,  $\rho$  la masse volumique de l'air et  $w_u$  la vitesse verticale), et une subsidence compensatoire dans l'environnement, avec un flux de masse opposé  $f$ . La variation verticale du flux de masse ( $f$ ) dépend du taux d'entraînement ( $e$ ) au sein du panache et du déentraînement ( $d$ ), selon la relation suivante.

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (3.2.1)$$

La Fig. 3.1 illustre le schéma conceptuel correspondant à cette paramétrisation.

Le modèle des thermiques représente un ensemble de thermiques secs et nuageux par une thermique unique, dont les propriétés sont égales aux moyennes des caractéristiques thermiques sur la maille.

### Le schéma de convection profonde

Le modèle des thermiques est couplé à un schéma de convection profonde. Dans LMDZ, ce schéma repose sur une version modifiée du modèle d'Emanuel (1991) (Grandpeix et al., 2004). Les principes fondamentaux du schéma sont conservés, avec la représentation d'une colonne convective constituée de courants ascendants saturés, de type flux de masse, associés à des courants descendants insaturés.

Dans la colonne convective, l'air chaud et humide s'élève rapidement de façon adiabati-

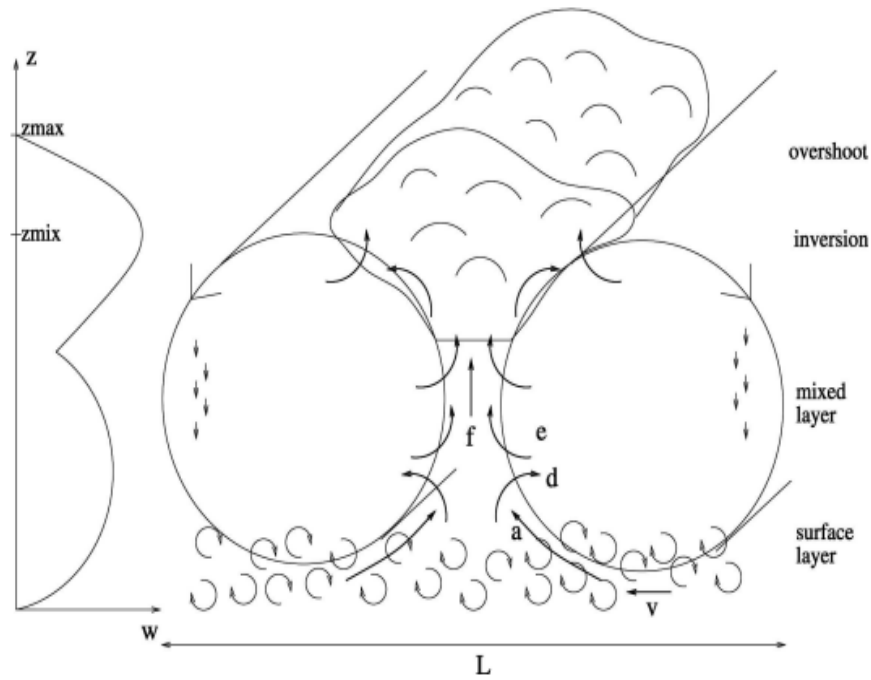


FIGURE 3.1 – Schéma physique illustrant le modèle de panache thermique et la vitesse verticale correspondante  $w$  : turbulence diffusive dans la couche de surface et structures cohérentes dans la couche mélangée. Le flux de masse  $f$  dépend de l'entraînement d'air dans le panache depuis la couche de surface ( $a$ ), de l'entraînement au-dessus ( $e$ ), ainsi que du déentraînement depuis le panache ( $d$ ). Le panache se développe jusqu'à atteindre son niveau de flottabilité nulle, puis il dépasse ce niveau jusqu'à ce que son énergie cinétique s'annule, ce qui définit deux hauteurs : la hauteur de flottabilité nulle ( $z_{mix}$ ) et la hauteur maximale atteinte par le panache en dépassement ( $z_{max}$ ) (Rio and Hourdin, 2008).

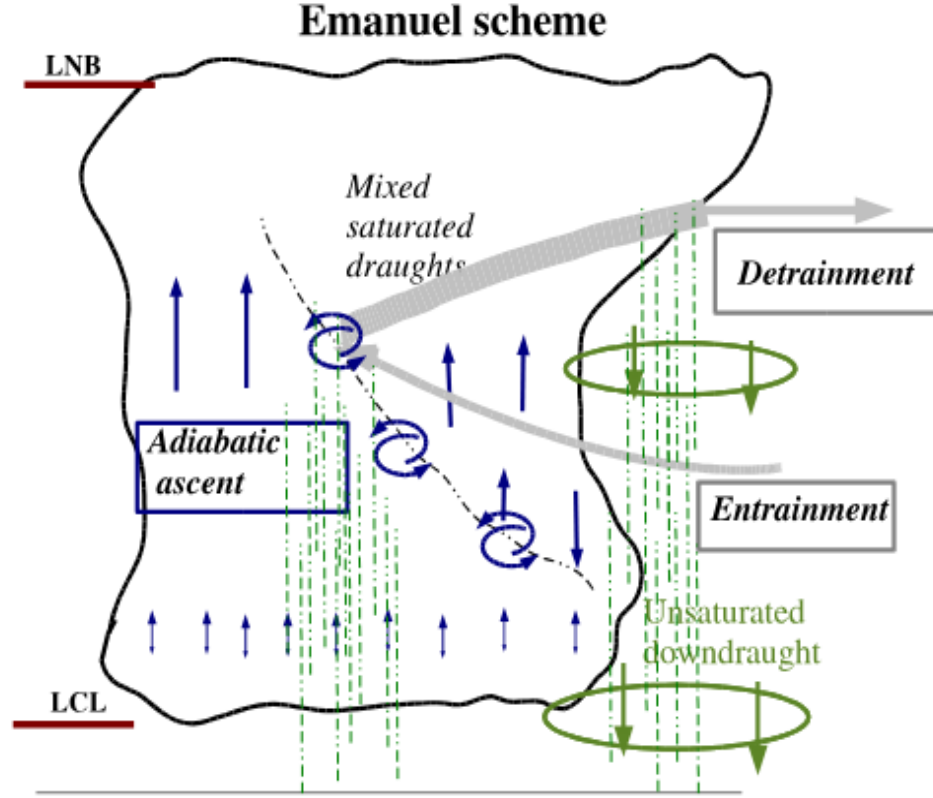


FIGURE 3.2 – Schéma de principe de la paramétrisation d'Emanuel (1991) de la convection profonde.

tique, tout en échangeant avec son environnement par entraînement (incorporation d'air sec) et détraînement (rejet d'air de la colonne vers l'environnement). Dans les régions latérales de la colonne convective, là où les précipitations tombent dans un environnement sec, se produit les courants descendant insaturée. La Figure 3.2 présente un schéma conceptuel de cette paramétrisation.

Les principales modifications apportées par Grandpeix et al. (2004) concernent les conditions de déclenchement de la convection profonde ainsi que le contrôle de son intensité, définie par la fermeture. Dans cette version modifiée, le déclenchement se produit lorsque l'énergie de soulèvement disponible ( $ALE$ , Available Lifting Energy) dépasse l'inhibition convective ( $CIN$ ). Il est défini par la relation suivante.

$$ALE > |CIN| \quad (3.2.2)$$

Ce dépassement peut être provoqué soit par l'énergie de soulèvement issue de la couche limite convective ( $ALE_{bl}$ , fournie par le modèle des thermiques), soit par

celle générée par les poches froides ( $ALE_{wk}$ ), issue du modèle des poches froides. Ainsi, l'énergie  $ALE$  comparée à l'inhibition convective ( $CIN$ ) est définie par :  $ALE = \max(ALE_{bl}, ALE_{wk})$ .

Ici, nous présentons le déclenchement de la convection profonde par les thermiques, tandis que celui associé aux poches froides sera discuté au chapitre 4.

Concernant le déclenchement par les thermiques, une amélioration notable a été apportée par Rochetin et al. (2014), avec l'introduction d'une représentation statistique de la distribution de taille de la base des thermiques nuageux. Le déclenchement de la convection profonde par les thermiques se produit lorsqu'au moins un cumulus dans une maille dépasse une taille donnée, spécifiée par  $S_{trig}$  (un paramètre ajustable). Pour cela, une probabilité de non-déclenchement est estimée, basée sur les caractéristiques du spectre des thermiques de type 2 ( $N_2, S_2$ ) issues du modèle thermique original (Rio and Hourdin, 2008) et sur  $S_{trig}$ , selon la relation proposée par Rochetin et al. (2014).

$$P_{\Delta t} = ([1 - \exp(\frac{-S_{trig}}{S_2})]^{N_2})^{\frac{\Delta t}{\tau}} \quad (3.2.3)$$

Où  $\Delta t$  est le pas de temps du modèle ;  $\tau$  est le temps de décorrélation entre les scènes nuageuses.

$S_2$ , représentant la section efficace moyenne des courants thermiques à la base des nuages, est déterminée par la relation suivante :

$$S_2 = [a(\overline{Z_{top}} - \overline{Z_{lcl}}) + b\overline{Z_{lcl}}]^2 \quad (3.2.4)$$

où  $Z_{top}$  est la profondeur moyenne des nuages ;  $Z_{lcl}$  est l'altitude moyenne de la base des nuages ;  $a$  et  $b$  sont des paramètres libres.

$N_2$  est la population de thermique correspondante dans la maille et est calculée à partir de la relation suivante :

$$N_2 = \frac{(1 - \alpha_{tot})S_d}{S_2} \quad (3.2.5)$$

où  $\alpha_{tot}$  est la surface couverte par les thermiques ;  $S_d$  est la surface du domaine.

Dans ce cadre, la convection profonde est déclenchée par les thermiques chaque



fois qu'un nombre aléatoire uniforme  $R$ , compris entre 0 et 1, dépasse la probabilité de non-déclenchement.

$$R > P_{\Delta t} \quad (3.2.6)$$

L'intensité de la convection profonde est déterminée par le flux de masse ( $M_b$ ) traversant la base des nuages. Ce flux dépend de la puissance de soulèvement disponible ( $ALP$ , Available Lifting Power), elle-même fournie par les thermiques ( $ALP_{bl}$ ) et les poches froides ( $ALP_{wk}$ ). Cette relation s'exprime par :

$$M_b = k \frac{ALP_{bl} + ALP_{wk}}{2w_b^2 + |CIN|} \quad (3.2.7)$$

où  $k$  et  $w_b$  (vitesse verticale au niveau de la convection libre) sont des paramètres libres

### 3.2.3 LMDZ1D

LMDZ dispose d'une version uni-colonne (1D ou SCM : Single Column Model). Le modèle 1D est construit en extrayant une colonne atmosphérique du GCM, intégrant toutes les paramétrisations sous-maille, et exécuté dans un environnement contraint à grande échelle. Cette approche est devenue centrale dans le développement et l'ajustement des paramétrisations de la convection et des nuages associés au sein de plusieurs groupes de modélisation du climat (Zhang et al., 2016; Gettelman et al., 2019). Les paramétrisations de la convection sont souvent développées et évaluées aujourd'hui dans ce cadre uni-colonne en les comparant à des LES de la même colonne atmosphérique. L'approche 1D/LES a notamment été promue par le programme GCSS (GEWEX Cloud Systems Study), visant à améliorer la paramétrisation des systèmes nuageux dans les modèles climatiques (Krueger et al., 2016). Un avantage majeur en configuration 1D est son faible coût de calcul, ce qui permet de réaliser un grand nombre de simulations, même sur un ordinateur portable. Cela le rend particulièrement utile lors de la phase de développement de paramétrisations, où de nombreux tests sont nécessaires.

## 3.3 Les simulations de grands tourbillons (LES)

### 3.3.1 Utilité des LES

Les simulations de grands tourbillons (ou Large Eddy Simulations, LES) permettent de simuler les phénomènes atmosphériques avec une résolution horizontale de quelques dizaines à plusieurs centaines de mètres. Elles sont particulièrement bien adaptées à l'étude de la structure thermodynamique de la couche limite, car elles résolvent une partie des tourbillons qui s'y forment (les plus grandes). Elles offrent une représentation explicite et détaillée des mouvements turbulents et convectifs au sein de la couche limite et des nuages associés (Brown et al., 2002; Siebesma et al., 2003). En présence de changement de phase de l'eau, ces simulations peuvent cependant devenir très dépendantes des schémas microphysiques utilisés. L'un des atouts majeurs des LES réside dans leur capacité à fournir des informations tridimensionnelles qui ne sont pas disponibles dans les observations, faisant ainsi d'elles un complément indispensable à ces dernières pour comprendre les processus. De plus, les LES permettent de valider les variables internes des paramétrisations, ce qui permet d'évaluer leur réalisme physique. Elles ont été largement utilisées pour évaluer les paramétrisations de la couche limite et de la convection (Rio et al., 2010; Dorrestijn et al., 2013; Strauss et al., 2019; Legay et al., 2025). Ces dernières années, elles sont de plus en plus utilisées pour étudier les poches froides (Feng et al., 2015; Meyer and Haerter, 2020; Lochbihler et al., 2021) et guider leur paramétrisation (Kurowski et al., 2018).

Dans cette thèse, nous utilisons les sorties de deux LES atmosphérique sur océan (simulations réalisées par Caroline Muller et Catherine Rio) et deux LES sur continent (simulations réalisées par Fleur Couvreur).

### 3.3.2 Les LES de cas océaniques

Les deux LES de cas océaniques ont été réalisées en mode d'équilibre radiatif-convectif (ou Radiative-Convective Equilibrium, RCE). Le RCE est un concept dans lequel un équilibre est atteint entre le chauffage convectif et le refroidissement radiatif de l'atmosphère. Une description détaillée des protocoles de simulation en RCE est fournie dans Daleu et al. (2015). Dans les simulations en RCE utilisées ici, les flux radiatifs sont remplacés par un refroidissement constant de -1.5 K par jour alors que la température de la surface est imposée. La déstabilisation entraîne l'apparition de convection. Le taux de chauffage associé, correspondant pour une grande partie au dégagement de chaleur latente, vient compenser le refroidissement une fois atteint

un quasi équilibre. Pour les deux LES du cas océanique en RCE utilisées ici, l'une est effectuée avec le modèle SAM (Khairoutdinov and Randall, 2003) et l'autre avec MésoNH (Lac et al., 2018). Les deux simulations couvrent un domaine océanique de  $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$  avec une résolution horizontale de 250 m, et les conditions aux limites latérales sont cycliques pour les deux modèles. La température de surface de la mer fixée à 300 K. Ces deux simulations RCE ont été effectuées sur 44 jours, un régime quasi stationnaire étant atteint après environ 40 jours. La fréquence des sorties pour la LES SAM est fixée à toutes les 3 heures, tandis que celle de la LES MesoNH est définie sur toutes les 24 heures.

### 3.3.3 La LES de cas continental

Les deux LES du cas continental est basée sur le cas AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis). Ce cas est issu des observations effectuées le 10 juillet 2006 lors de la campagne de terrain AMMA (Redelsperger et al., 2006), durant laquelle un système convectif relativement petit et de courte durée s'est formé au-dessus de Niamey (Lothon et al., 2011). Ce système, d'une durée de vie d'environ 6 heures, a été observé par divers instruments (radar et sondages atmosphériques), complétés par des données satellitaires. Cette étude de cas représente un exemple typique de convection profonde dans les régions du Sahel (Couvreur et al., 2012). Pour ce cas continental, deux simulations LES ont été réalisées avec le modèle MésoNH : l'une sur un domaine de  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  et l'autre sur  $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ , toutes deux avec une résolution horizontale de 200 m. Les conditions aux limites latérales sont cycliques et les flux de surface imposés. Les sorties sont enregistrées toutes les 10 minutes pour la simulation à  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ , et toutes les 30 minutes pour celle à  $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ .

Au début de cette thèse, seule la simulation à  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  était utilisée. Cette simulation s'arrêtait cependant à 18h, à un stade précoce de la formation des poches froides, avant qu'elles ne soient pleinement développées. Très récemment, une nouvelle simulation sur même cas a été réalisée sur un domaine plus large ( $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ ) et sur une période plus longue (jusqu'à 22h), permettant d'obtenir des poches bien plus développées. Étant donné que l'objectif de la première partie de cette thèse est d'évaluer en détail la paramétrisation des poches froides, il a été jugé nécessaire de refaire les validations sur le cas AMMA avec cette nouvelle simulation. Pour la deuxième partie, qui vise principalement à analyser le fonctionnement de la distribution du vent au sein des poches, la première simulation ( $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ ) demeure suffisante car elle fournit déjà une représentation satisfaisante de ces mécanismes. Ainsi, dans la suite de ce travail, nous utilisons la simulation  $200 \text{ km}$

$\times 200$  km pour le chapitre 4, et la simulation  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  pour le chapitre 5.

### 3.4 High-Tune Explorer

Les GCM reposent sur une séparation entre d'un côté le noyau dynamique, basé sur des équations et un traitement numérique relativement bien, et de l'autre sur des paramétrisations physiques visant à représenter l'impact d'un ensemble de processus complexes et multiples. L'amélioration des paramétrisations a lentement progressé ces dernières décennies, non seulement en raison des difficultés à intégrer ces processus dans les paramétrisations, mais aussi à cause du réglage complexe des nombreux paramètres libres impliqués dans leur formulation, comme expliqué au chapitre 1. C'est dans ce contexte qu'a été développé l'outil High-Tune Explorer (htexplo). htexplo est développé en collaboration entre le LMD (Paris), le Centre National de Recherche Météorologiques (CNRM/Météo-France) et l'Université d'Exeter (Royaume-Uni). Il s'agit d'un outil de calibration automatique des paramètres libres, reposant sur des techniques d'apprentissage de machine issues de la communauté de la quantification des incertitudes (Williamson et al., 2013). Cette approche propose un nouveau paradigme de calibration : au lieu d'optimiser les valeurs des paramètres, elle vise à identifier le sous-ensemble de paramètres qui permet au modèle de reproduire certaines observables à une certaine précision. Les principales étapes d'utilisation de l'outil, ainsi que ses fondements mathématiques, sont bien décrits dans Couvreur et al. (2021). L'outil htexplo a été utilisé pour la première fois dans une comparaison 1D/LES sur plusieurs cas de couche limite du modèle LMDZ, afin de caractériser le sous-espace de valeurs des paramètres libres pour lesquels les simulations 1D sont cohérentes avec les LES pour certaines métriques et une tolérance donnée (Couvreur et al., 2021). Les auteurs montrent également que HTExplo permet d'identifier les paramètres qui limitent les performances du modèle, quelle que soit leur valeur. Cela suggère que ces paramètres ne peuvent pas être maintenus constants, leur influence variant selon les conditions environnementales, et qu'ils devraient être remplacés par une paramétrisation plus physique. Par la suite, Hourdin et al. (2021) ont exploité les résultats de Couvreur et al. (2021) afin de calibrer la configuration 3D. Ces auteurs ont démontré comment la réduction de l'espace des paramètres grâce à cette méthode permet d'économiser significativement des ressources informatiques et de réduire la longue phase de réglage manuel du modèle. Ils ont également souligné que cette approche allège la charge du modélisateur, lui offrant la possibilité de se concentrer davantage sur la compréhension et le développement des paramétrisations physiques.

## 3.5 LMDZ avec poussières

### 3.5.1 Rappel sur la modélisation du soulèvement de poussières

Plusieurs modèles d'émission de poussières ont été développés (Marticorena and Bergametti, 1995; Alfaro and Gomes, 2001; Shao, 2001) afin d'intégrer les poussières dans les modèles climatiques et de chimie de transport. Ces modèles s'appuient principalement sur la compréhension des processus physiques impliqués dans le soulèvement des poussières.

Les émissions de poussières dépendent de manière très non linéaire du vent de surface, rendant leur modélisation particulièrement complexe. En effet, les poussières ne sont émises que lorsque la vitesse de friction du vent exercée sur les grains de sable dépasse les forces qui les maintiennent au sol. Cette force de rétention, qui représente la résistance du sol au mouvement des particules, dépend de plusieurs facteurs : la taille des grains de sable, l'humidité du sol et la rugosité de la surface. Une fois les particules soulevées, les processus de saltation et de sandblasting entrent en jeu. La saltation correspond au mouvement horizontal des grains de sable lorsque la vitesse du vent dépasse le seuil d'érosion. Ces particules soulevées retombent au sol à quelques centimètres de leur point d'origine. Lorsqu'elles percutent le sol, ces particules peuvent désagréger d'autres grains plus petits, libérant ainsi des particules fines qui peuvent être mises en suspension dans l'air : c'est le phénomène de sandblasting. La modélisation du soulèvement de poussières repose principalement sur la paramétrisation de ces processus : la vitesse de friction du vent, la vitesse seuil d'érosion, la saltation et le sandblasting. La figure 3.3 illustre ces différents processus.

#### Paramétrisation de la vitesse de friction

La vitesse de friction ( $U^*$ ) est paramétrée en fonction de la vitesse du vent à une hauteur  $z$  et de la hauteur de rugosité ( $z_0$ ), selon la relation suivante :

$$U^* = k \frac{U(z)}{\ln(\frac{z}{z_0})} \quad (3.5.1)$$

D'après Owen (1964), le mouvement des grains de sable dans les premières couches au-dessus de la surface, lors de la saltation, entraîne une augmentation de la hauteur de rugosité  $z_0$ . Pour tenir compte de cet effet, il introduit une nouvelle hauteur de rugosité, appelée hauteur de rugosité de saltation ( $z_{0s}$ ), définie par la relation

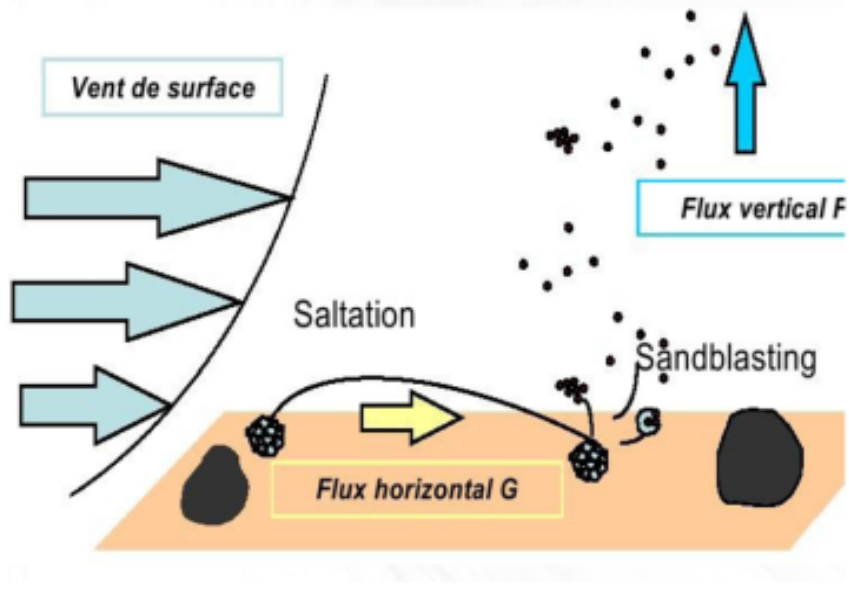


FIGURE 3.3 – Schéma du principe d'émission des poussières désertiques. Les flèches horizontales (bleues) représentent le vent de surface, la flèche jaune représente le mouvement horizontal des grains de sables (saltation) et la flèche verticale bleue représente le mouvement vertical (sandblasting).

suivante :

$$z_{0s} = c_0 \frac{U^{*2}}{2g} \quad (3.5.2)$$

$c_0=0.02$  et  $g$  est l'accélération de la pesanteur

### Paramétrisation de la vitesse seuil d'érosion

La vitesse seuil d'érosion, également appelé vitesse de friction seuil ( $U^{*Th}$ ), fait également l'objet d'une paramétrisation. Dans l'approche de Shao and Lu (2000), cette vitesse dépend du diamètre des particules  $D$ . Elle est définie par l'équation suivante :

$$U^{*Th}(D) = \sqrt{\alpha_n \left( \frac{\rho_p g D}{\rho_a} + \frac{\gamma}{\rho_a D} \right)} \quad (3.5.3)$$

D'après Marticorena and Bergametti (1995), l'évaluation de cette vitesse seuil doit se fonder sur la répartition de l'énergie éolienne ( $f_{eff}$ ) entre la surface érodable et les éléments de rugosité. Ces auteurs proposent ainsi une paramétrisation de  $f_{eff}$  en fonction de la hauteur de rugosité ( $z_{0l}$ ) de la surface lisse et de la hauteur de rugosité

totale ( $z_0$ ), selon la relation suivante :

$$f_{eff}(z_0, z_{0l}) = 1 - \frac{\ln\left[\frac{z_0}{z_{0l}}\right]}{\ln\left[0.35\left(\frac{10}{z_{0l}}\right)^{0.5}\right]} \quad (3.5.4)$$

Cette distribution de l'énergie permet de définir les vitesses seuils d'érosion ( $U^{*Th}$ ) dans les régions arides, quelle que soit leur rugosité.  $U^{*Th}$  s'exprime alors de la manière suivante :

$$U^{*Th}(D, z_0, z_{0l}) = \frac{U^{*Th}(D)}{f_{eff}(z_0, z_{0l})} \quad (3.5.5)$$

### Paramétrisation du flux horizontal de saltation

Bagnold (1941) et White (1979) ont proposé des paramétrisations du flux horizontal de saltation. Cependant, seule celle de White (1979), exprimée par la relation ci-dessous, prend en compte l'influence de la vitesse de friction seuil sur le flux horizontal ( $F_h$ ).

$$F_h = \frac{K\rho_a}{g}U^{*3}\left(1 + \frac{U^{*Th}}{U^*}\right)\left(1 - \frac{U^{*Th2}}{U^{*2}}\right) \quad (3.5.6)$$

avec  $K=1$ ,  $\rho_a = 1.227 \text{ kgm}^{-3}$  est la masse volumique de l'air et  $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ .

Par la suite, Marticorena and Bergametti (1995) proposent une paramétrisation du flux de saltation prenant en compte le type de sol ( $s$ ), le diamètre des particules ( $D_p$ ), la vitesse de friction seuil ( $u_t^*$ ) ainsi qu'une vitesse de frottement spécifique au type de sol ( $u_s^*$ ). Cette approche est décrite par la relation suivante :

$$F_h(D_p, s) = \frac{K\rho_a U(s)^{*3} S_{el}(D_p, s)}{g} \left(1 + \frac{U^*(D_p, s)}{U^*(s)}\right) \left(1 - \frac{U_t^*(D_p, s)}{U^*(s)^2}\right) \quad (3.5.7)$$

### Paramétrisation du flux vertical de sablasting

Divers schémas décrivant le flux vertical de sandblasting ont été proposés (Marticorena and Bergametti, 1995; Alfaro et al., 1997, 1998; Alfaro and Gomes, 2001). Dans le modèle d'Alfaro et al. (1998), fondé sur des observations expérimentales, le processus de sandblasting est supposé générer une distribution granulométrique typique des poussières, structurée en trois modes log-normaux. Les proportions relatives de ces modes varient en fonction de la vitesse de friction du vent ( $U^*$ ), tout en étant considérées comme indépendantes du type de sol. Dans le modèle proposé par Alfaro and Gomes (2001), le flux vertical ( $F_v$ ) pour chaque mode  $i$  est proportionnel au flux horizontal de saltation  $F_h(D_p, s)$ . Son expression est donnée par la relation

suivante :

$$F_{v,i}(D_p, s) = \frac{\pi}{6} \beta \rho_p \frac{P_i(D_p, s)}{e_i} F_h(D_p, s) \quad (3.5.8)$$

où  $\beta$  est une constante ;  $\rho_p$  est la densité particulaire ;  $d_i$  est le diamètre médian massique pour le mode  $i$  ;  $e_i$  est l'énergie de liaison pour le mode  $i$  ;  $P_i$  est la fraction d'énergie cinétique pour l'énergie de liaison  $e_i$ .

Le flux total de sandblasting, est ensuite obtenu en faisant la somme du flux  $F_{v,i}$  sur les 3 modes d'aérosol :

$$F_{v,i} = \sum \int F_{v,i} dD_p \quad (3.5.9)$$

### 3.5.2 LMDZ-SPLA

Le modèle climatique LMDZ est couplé au modèle simplifié d'aérosols SPLA (Huneeus et al., 2009). SPLA simule plusieurs types de traceurs : les précurseurs gazeux d'aérosols, le sel marin en mode grossier (diamètre compris entre 1 et 40  $\mu\text{m}$ ), les aérosols en mode fin, ainsi que les poussières divisées en trois classes : supergrosières (6 à 30  $\mu\text{m}$ ), grossières (1 à 6  $\mu\text{m}$ ) et fines (inférieures à 1  $\mu\text{m}$ ) (Huneeus et al., 2009; Escribano et al., 2016). Il est à noter que les poussières en mode fin sont intégrées au traceur "mode fin" une fois les émissions effectuées.

Le Module de Production de Poussières (DPP) utilisé dans SPLA est issu du modèle de qualité de l'air CHIMERE-DUST (Escribano et al., 2016). Son intégration dans SPLA repose sur une adaptation du DPP décrit par Hourdin et al. (2015), qui calcule les émissions de poussières principalement sur les régions désertiques du Sahara et de la péninsule Arabique. Le DPP combine un schéma de flux de saltation développé par Marticorena and Bergametti (1995) (Eq. 3.5.7) avec un modèle de sablage proposé par Alfaro and Gomes (2001) (Eq. 3.5.9). Les vitesses de frottement seuil sont déterminées selon la formulation de Marticorena et al. (2010) (Eq. 3.5.5).

Les émissions de poussières sont localisées dans les zones où la vitesse du vent dépasse le seuil nécessaire au soulèvement des particules. Pour en tenir compte, LMDZ-SPLA utilise une distribution du vent de surface au lieu de se baser sur la valeur moyenne du vent dans la maille. La variabilité du vent de surface y est représentée à l'aide d'une distribution de Weibull, utilisée dans la plupart des modèles de climat (Pavia and O'Brien, 1986; Zender et al., 2003; Cakmur et al., 2004). Cette distribution est



définie par la fonction de densité de probabilité (PDF) suivante :

$$P(U(k_{wb})) = \frac{k}{A} \left( \frac{U(k_{wb})}{A} \right)^{k-1} \exp \left[ - \left( \frac{U(k_{wb})}{A} \right)^k \right] \quad (3.5.10)$$

où

- $k$  est un paramètre sans dimension ( $k = 3$ ) décrivant la forme de la distribution ;
- $k_{wb}$  est le nombre de bin dans la distribution ( $k_{wb} = 12$ ) ;
- $A$  est la vitesse moyenne du vent à 10 m issue du GCM
- $U(k_{wb})$  est la vitesse du vent à 10 m dans le bin  $k_{wb}$ .

Dans LMDZ, le vent maximum de cette distribution est fixé arbitrairement à deux fois de la vitesse moyenne du vent à 10 m du GCM.

En utilisant le modèle LMDZ-SPLA ainsi complété, Hourdin et al. (2015) ont montré que l'introduction du modèle des thermiques dans LMDZ améliore significativement la représentation du cycle diurne du vent de surface, ainsi que celle des émissions de poussières en hiver. La figure 3.4, tirée de Hourdin et al. (2015), illustre bien ces résultats. Elle présente une comparaison du cycle diurne du vent à 10 m, moyenné sur les mois de janvier à mars 2006, sur les stations Cinzana et Banizoumbou, entre les observations, les réanalyses ERA-Interim, et différentes configurations de LMDZ. La version de LMDZ avec "Physique Standard" (SP) ne comprend pas le schéma des thermiques et utilise le vent moyen de maille pour calculer les émissions de poussières. Les versions dites "Nouvelle Physique" (NP), incluant NP3 et NP48, intègrent le modèle des thermiques ainsi qu'une distribution de Weibull pour représenter la variabilité du vent de surface. La différence entre NP3 et NP48 réside dans leur résolution horizontale : NP3 utilise une grille plus fine (environ  $1.25^\circ$ ), contre une grille plus grossière pour NP48 (environ  $2.5^\circ$ ). Les simulations NP reproduisent bien la phase et l'amplitude du cycle diurne du vent à 10 m, et avec même une meilleure performance que les réanalyses. Les bons résultats obtenus avec NP3 et NP48 sont étroitement liés à l'effet du modèle des thermiques. Comme expliqué plus haut, ce schéma permet le transport vertical de la quantité de mouvement horizontale. Dès le lever du soleil, les panaches thermiques se développent. Lorsqu'ils atteignent le jet de basse couche, formé souvent durant la nuit à quelques mètres au-dessus du sol, ils ramènent vers la surface les vents fort du jet, renforçant ainsi significativement le vent de surface dans les premières heures de la matinée. Cette dynamique, bien capturée par le modèle grâce au schéma des thermiques, a permis d'obtenir une bonne simulation des émissions de poussières en saison sèche.

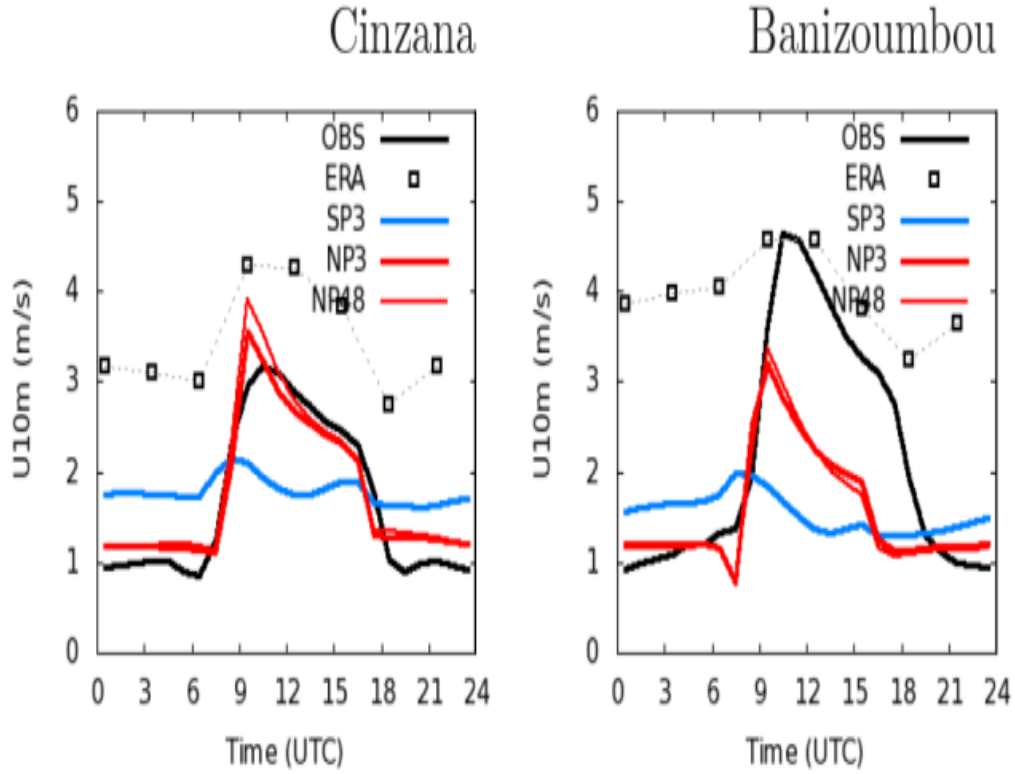


FIGURE 3.4 – Cycle diurne du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m, moyenné sur la période janvier–mars (JFM), comparé entre les observations, les réanalyses ERA-Interim et plusieurs configurations du modèle LMDZ, sur les stations Cinzana, Mali (à gauche) et Banizoumbou, Niger (à droite). La version SP correspond à la "Physique Standard" sans modèle des thermiques ni distribution de Weibull. Les configurations avec la "Nouvelle Physique" (NP3 et NP48) intègrent le schéma des thermiques ainsi qu'une distribution de Weibull pour représenter la variabilité du vent de surface, avec des résolutions horizontales respectives  $1.25^\circ$  et  $2.5^\circ$  (Hourdin et al., 2015).

Dans LMDZ-SPLA, les émissions de poussières sont couplées au schéma de couche limite turbulente de Mellor and Yamada (1974). Leur transport vertical à travers toute l'épaisseur de la couche limite est ensuite pris en charge par le schéma des thermiques de Rio and Hourdin (2008). Le flux de dépôt sec en surface est calculé comme le produit de la concentration d'aérosols dans la couche inférieure du modèle et d'une vitesse de dépôt prescrite, fixée à  $0.1 \text{ cm.s}^{-1}$  pour les poussières fines et à  $1.2 \text{ cm.s}^{-1}$  pour les poussières grossières (Huneeus et al., 2009). Le lessivage des poussières est représenté à l'aide du schéma de lessivage des traceurs de Pilon et al. (2015), décrit plus haut. L'application de ce schéma de lessivage dans LMDZ-SPLA a permis d'améliorer significativement de la représentation de l'AOT ainsi que de la distribution verticale des poussières sur l'Afrique de l'Ouest (Senghor et al., 2024).

### 3.6 Les observations

Les données d'observations d'aérosols utilisées dans le cadre de thèse pour valider nos simulations de poussières sont celles de l'épaisseur optique des aérosols (AOT, pour Aerosol Optical Thickness), issue du réseau AERONET ainsi que des données de concentrations de  $PM_{10}$ , à savoir particules de diamètres inférieures à 10 micromètres.

#### 3.6.1 Concentrations de $PM_{10}$

Les données de concentrations de  $PM_{10}$  exploitées ici sont mesurées au Sahel dans le cadre du programme AMMA. Ce programme a mis en place un transect de trois stations terrestres, connu sous le nom de « Sahelian Dust Transect » (SDT), afin de fournir des données quantitatives sur la charge en poussières minérales et sa variabilité dans la région sahélienne (Marticorena et al., 2010). Les stations sont situées à Mbour, au Sénégal (14.39°N, 16.96°W), à IER-Cinzana, au Mali (13.27°N, 5.93°W), et à Banizoumbou, au Niger (13.54°N, 2.66°E). La figure 3.5 présente leur localisation sur le Sahel (Marticorena et al., 2017). Ces stations sont installées le long de la principale trajectoire est-ouest empruntée par les poussières sahariennes et sahéliennes en direction de l'océan Atlantique. Les données sont collectées entre janvier 2005 et décembre 2012, avec des mesures effectuées toutes les cinq minutes. En raison de leur taille, les  $PM_{10}$  sont considérées comme respirables et ces données sont couramment utilisées pour évaluer l'impact des poussières sur la qualité de l'air et la santé humaine (Diokhane et al., 2016; Toure et al., 2019; Gueye and Jenkins, 2019).

#### 3.6.2 AERONET

AERONET est un réseau mondial d'observation des aérosols par télédétection passive depuis le sol, mis en place grâce à une collaboration internationale entre la NASA (EOS), le CNES et la NASDA (Holben et al., 1998). Il repose sur des radiomètres solaires et célestes, déployés sur environ 180 sites à travers le monde (Fig. 3.6), qui effectuent régulièrement des mesures du rayonnement direct et diffus. Grâce à une large couverture spectrale et angulaire, l'algorithme d'inversion d'AERONET permet d'estimer de nombreux paramètres d'aérosols, tels que la distribution granulométrique, l'indice de réfraction complexe et l'albédo de simple diffusion (SSA), tout en faisant moins d'hypothèses que les méthodes satellitaires (Dubovik et al., 2000). Les photomètres Cimel utilisés dans le réseau fournissent des mesures toutes

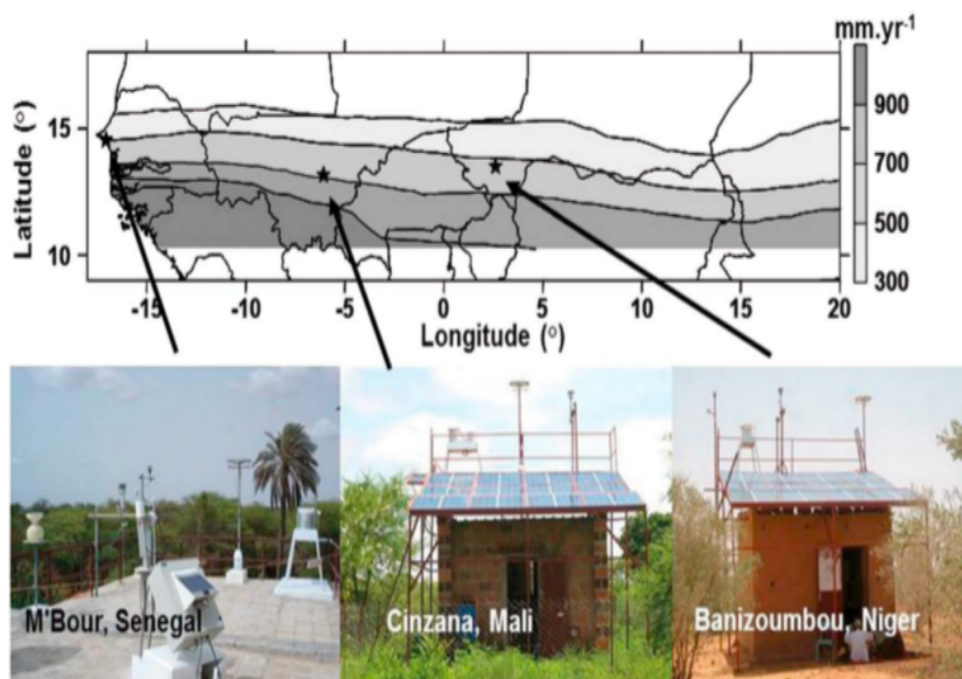


FIGURE 3.5 – Localisation des trois stations composant le transect de poussières sahéliennes sur le Sahel (Marticorena et al., 2017)

les 15 minutes aux longueurs d'onde de 440, 670, 870 et 1020 nm, avec une précision de plus ou moins 0.01 (Dubovik et al., 2000; Holben et al., 1998)

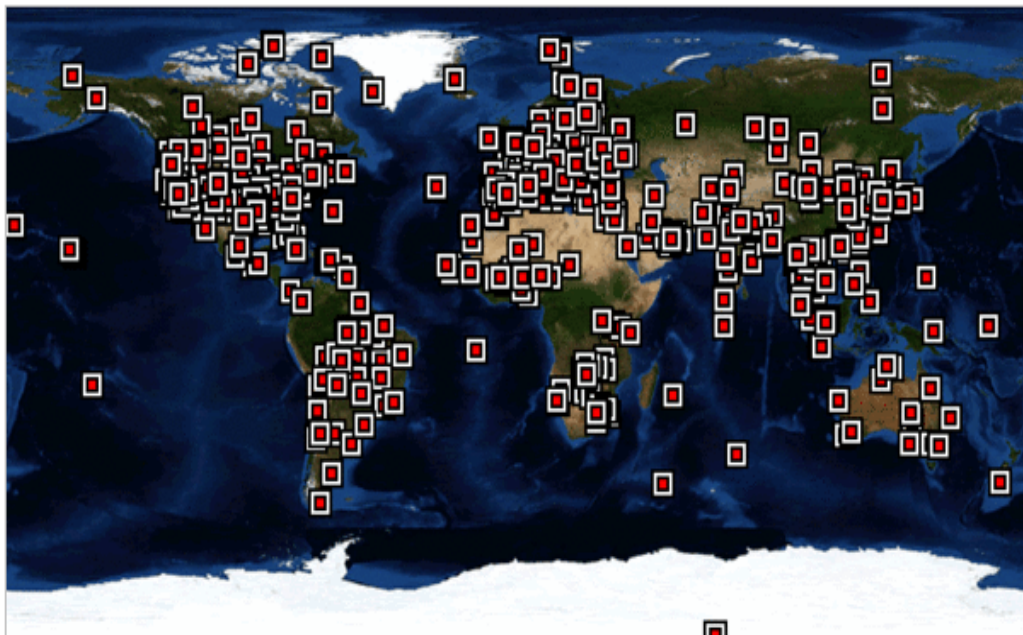


FIGURE 3.6 – Cartographie du réseau mondial des stations AERONET

## Chapitre 4

# Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

### 4.1 Introduction

Dans ce premier chapitre des résultats, nous proposons une évaluation détaillée du modèle des poches froides développé par Grandpeix and Lafore (2010), désigné ici sous le nom de modèle GL10, jamais réalisée jusque-là. Le chapitre débute par une présentation détaillée du modèle GL10, ainsi que de son couplage avec le schéma de convection profonde. Un échantillonnage est ensuite réalisé afin de calculer certaines des variables internes du modèle dans les LES de cas de convection profonde sur océan et sur continent. Dans une première phase, nous évaluons certaines relations à la base de la paramétrisation en calculant les différents termes directement dans les LES. Dans une seconde phase, plus exigeante pour la paramétrisation, nous comparons avec la LES, les résultats d’une simulation réalisée avec LMDZ en mode uni-colonne. Enfin, des améliorations sont proposées pour corriger les biais identifiés, avant de conclure ce chapitre.

### 4.2 Le modèle des poches froides

Le modèle des poches froides représente une population de poches circulaires et identiques (appelées wakes) sur un plan infini contenant la maille du modèle. Tous les wakes ont la même hauteur, le même rayon, et les mêmes profils verticaux des variables thermodynamiques. Leurs centres sont répartis statistiquement avec une densité uniforme notée  $D_{wk}$ . Les poches froides divisent l’espace en deux parties : (i) l’intérieur des poches (w), où se trouvent les courants descendants convectifs précipitants. Dans ces courants descendants, la réévaporation des précipitations génère un fort refroidissement et une forte flottabilité négative ; (ii) l’extérieur des poches (x), qui contient l’air chaud alimentant les courants convectifs saturés (Fig. 4.1). Le sommet de la poche ( $h_{wk}$ ) est défini comme l’altitude à laquelle la différence de température entre (w) et (x) devient nulle. En dessous de ce niveau, les poches sont plus froides que leur environnement : elles s’effondrent et s’étalent horizontalement car elles sont plus denses que l’air environnant. La frontière entre la poche froide et l’environnement est considérée comme infiniment mince, et en chaque point de cette frontière, la poche s’étale à une vitesse  $C$ . Cette vitesse  $C$  est considérée comme une variable aléatoire dont la moyenne  $C_*$  détermine la vitesse moyenne d’étalement de la poche froide. Dans le modèle GL10,  $C_*$  est proportionnelle à la racine carrée de l’énergie potentielle disponible dans la poche, c’est-à-dire l’énergie d’effondrement de la poche froide, appelée *WAKE AVAILABLE POTENTIAL ENERGY* ( $WAPE$ ), définie comme

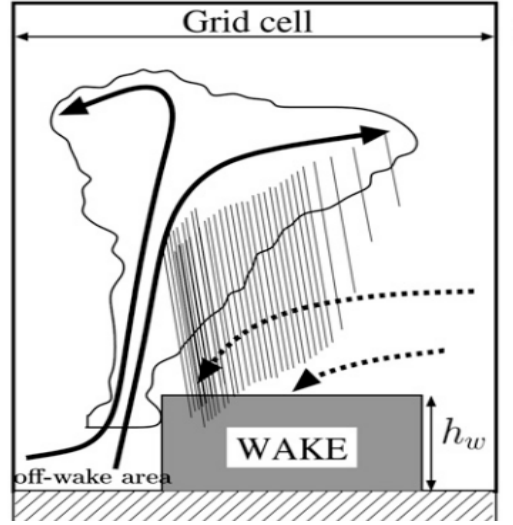


FIGURE 4.1 – Schéma conceptuel d'un courant de densité (Grandpeix and Lafore, 2010).

suit :

$$WAPE = g \int \frac{\delta \rho}{\bar{\rho}} = -g \int_0^{h_{wk}} \frac{\delta \theta_v}{\bar{\theta}_v} dz \quad (4.2.1)$$

de sorte que :

$$C_* = k\sqrt{2WAPE} \quad (4.2.2)$$

où  $\rho$  est la densité de l'air ;  $\theta_v$  est la température potentielle virtuelle.

$\delta X$  représente la différence de la variable  $X$  entre l'intérieur (w) et l'extérieur (x) de la poche ( $\delta X = \delta X_w - \delta X_x$ ) et  $\bar{X}$  désigne la moyenne de cette variable sur l'ensemble du domaine.

Le coefficient  $k$  de l'équation 4.2.2, généralement compris entre 0 et 1, dépend de la structure des poches froides. À partir de simulations CRM (Cloud Resolving Models) 3D, Lafore (2000) (communication orale) a estimé ce coefficient à 0.33 dans le cas d'une structure linéaire telle que les lignes de grain. C'est la valeur utilisée dans le modèle GL10.

Le taux d'étalement des poches froides est donné par  $C_*$  à partir de la relation suivante :

$$\partial_t \sigma_{wk} = 2\pi r C_* D_{wk} = 2C_* \sqrt{\pi D_{wk} \sigma_{wk}} \quad (4.2.3)$$

où  $\sigma_{wk} = D_{wk} \pi r^2$  est la fraction de surface couverte par les poches froides.



## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

En raison du cycle de vie complexe des poches (incluant leur naissance, leur mort, collisions et fusions), le calcul de leur évolution nécessite un autre travail de paramétrisation. Dans ce chapitre, leur densité est imposée. La paramétrisation de la densité des poches est abordée en Annexe B. Dans la configuration 6A de LMDZ, cette densité est imposée à  $10.10^{-10}$  soit 10 poches sur  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  sur océan tandis que sur continent, elle est imposée à  $8.10^{-12}$  soit 8 poches sur  $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$ . Dans le modèle GL10, les poches apparaissent initialement avec une fraction surfacique de 2 % et évoluent au fil du temps selon l'équation 4.2.3. L'évolution de  $\sigma_{wk}$  est arbitrairement limitée à un maximum de 40 % de la taille de la maille ( $\sigma_{wk} \leq 0.4$ ).

Il est supposé que sous le sommet de la poche ( $h_{wk}$ ), le profil de vitesse verticale associé à l'affaissement de la poche résulte uniquement de l'étalement de la poche à la surface sans entraînement ( $e_w$ ) ni déentraînement ( $d_w$ ) latéral entre la poche et son environnement. Au-dessus de ce niveau, la subsidence est alimentée à la fois par la nécessité de maintenir la subsidence dans la poche froide (via l'équation de continuité de la masse d'air) et par la réévaporation supplémentaire des précipitations sous les nuages stratiformes. Le profil vertical de la différence de vitesse verticale, notée  $\delta\omega(P)$ , est défini comme une fonction linéaire par morceaux de la pression :  $\delta\omega$  augmente linéairement à partir de zéro à la surface jusqu'à une valeur maximale à la hauteur  $h_{wk}$ , puis décroît linéairement entre  $h_{wk}$  et une hauteur maximale  $h_m$ , à laquelle elle s'annule. La subsidence verticale, qui s'intensifie donc vers le bas entre  $h_m$  et  $h_{wk}$ , est alimentée par un entraînement latéral ( $e_w > 0$ ) sans déentraînement. Cet entraînement latéral représente la composante horizontale de la circulation méso-échelle, connue pour faire pénétrer de l'air provenant de la basse ou de la moyenne troposphère dans la poche froide. A  $h_m$ , sommet du modèle de la poche froide,  $\delta X$  s'annule pour toutes les variables d'état de la poche froide.

Dans le modèle GL10, il existait une différence de vitesse verticale non nulle ( $\delta\omega^{cv}$ ) à  $h_m$ , ce qui explique la différence des flux de masse convectifs entre (w) et (x). Dans la version utilisée dans cette thèse, cette différence est désormais nulle ( $\delta\omega^{cv} = 0$ ) au-dessus de ce niveau.

L'évolution de l'écart de température potentielle ( $\delta\theta$ ) entre (w) et (x) est contrôlée par le chauffage différentiel ( $\delta Q_1^{cv}$ ,  $\delta Q_1^{wk}$ ) due à la convection profonde et aux poches, ainsi que par l'amortissement dû aux ondes de gravité ( $\tau_{gw}$ ). L'écart d'humidité ( $\delta q$ ) suit une évolution similaire, mais sans l'effet d'amortissement des ondes de gravité. Les sources de chaleur y sont remplacées par des sources d'humidité ( $\delta Q_2^{cv}$  pour la convection et  $\delta Q_2^{wk}$  pour les poches).

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

$$\begin{cases} \partial_t \delta\theta = -\bar{\omega} \partial_p \delta\theta + \frac{\delta Q_1^{wk} + \delta Q_1^{cv}}{C_p} - \frac{K_{gw}}{\tau_{gw}} \delta\theta, \\ \partial_t \delta q = -\bar{\omega} \partial_p \delta q + \frac{\delta Q_2^{wk} + \delta Q_2^{cv}}{L_v}. \end{cases} \quad (4.2.4)$$

où

$$\tau_{gw} = \frac{\sqrt{\sqrt{\sigma_{wk}} - (1 - \sqrt{\sigma_{wk}})}}{4Nz\sqrt{D_{wk}}} \quad (4.2.5)$$

est estimé comme le temps nécessaire à une onde de vitesse  $Nz$  pour parcourir une distance égale à la moyenne géométrique de la taille de la poche froide et de l'intervalle entre les poches froides.  $C_p$  représente la capacité thermique de l'air sec,  $N$  désigne la fréquence de Brunt–Väisälä, et  $z$  correspond à l'altitude.  $K_{gw}$  est l'efficacité des ondes de gravité. Enfin,  $L_v$  désigne la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

$\delta Q_1^{wk}$  (respectivement  $\delta Q_2^{wk}$ ) dépendent de l'entraînement ( $e_w$ ) d'air sec, de l'advection différentielle de  $\bar{\theta}$  (respectivement  $\bar{q}$ ) et de  $\delta\theta$  (respectivement  $\delta q$ ).

$$\begin{cases} \frac{\delta Q_1^{wk}}{C_p} = \frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta\theta - \delta\omega \partial_p \bar{\theta} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta\theta \\ \frac{\delta Q_2^{wk}}{L_v} = \frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta q - \delta\omega \partial_p \bar{q} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta q \end{cases} \quad (4.2.6)$$

De même,  $\delta Q_1^{cv}$  (respectivement  $\delta Q_2^{cv}$ ) sont influencées par les tendances de chauffage associées aux courants insaturés ( $Q_{cv}^{1,unsat}$ , ou  $Q_{cv}^{2,unsat}$  pour l'humidité) et aux courants saturés ( $Q_{cv}^{1,sat}$ , ou  $Q_{cv}^{2,sat}$  pour l'humidité).

$$\begin{cases} \delta Q_1^{cv} = \frac{Q_{cv}^{1,unsat}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_{cv}^{1,sat}}{1 - \sigma_{wk}} \\ \delta Q_2^{cv} = \frac{Q_{cv}^{2,unsat}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_{cv}^{2,sat}}{1 - \sigma_{wk}} \end{cases} \quad (4.2.7)$$

$Q_{cv}^{x,unsat}$  et  $Q_{cv}^{x,sat}$  ( $x = 1, 2$ ) sont donnés par le schéma de convection profonde tel que présenté dans Emanuel (1991).

L'entraînement est déterminé à partir du gradient vertical de  $\delta\omega$  et du taux d'étalement de la poche, selon la relation suivante :

$$e_w = \sigma_{wk}(1 - \sigma_{wk}) \partial_p \delta\omega + \partial_t \sigma_{wk} \quad (4.2.8)$$

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

L'équation 4.2.4, via les variables  $\delta Q_1^{cv}$  et  $\delta Q_2^{cv}$ , décrit l'impact de la convection profonde sur les poches froides qui se traduit par leur refroidissement dû aux descentes précipitantes, comme discuté plus haut.

Le modèle des poches froides est maintenant décrit au complet. Il comporte :

- trois variables pronostiques, issues directement des équations du modèle : les profils de  $\delta\theta$  et  $\delta q$  et  $\sigma_{wk}$ .
- deux variables diagnostiques, calculées à partir du profil de  $\delta\theta$  :  $h_{wk}$ ,  $C_*$  et  $WAPE$
- trois paramètres libres : le coefficient  $k$ , la densité  $D_{wk}$  et  $\tau_{gw}$ .

### 4.3 Prise en compte de l'effet des poches froides sur la convection

Pour prendre en compte l'effet des poches froides sur la convection, notamment l'ascendance au niveau de leurs fronts de rafales, Grandpeix et al. (2010) introduisent deux nouvelles variables : l'énergie de soulèvement ( $ALE_{wk}$  pour Available Lifting Energy en anglais), intervenant dans le déclenchement de la convection, et une puissance de soulèvement ( $ALP_{wk}$  pour Available Lifting Power en anglais), déterminant l'intensité de la convection.

Pour calculer  $ALE_{wk}$ , le modèle suppose que la plus grande vitesse ( $C_{max}$ ) sur le contour de la poche va donner le déclenchement de la convection. Il est supposé être proportionnelle à la racine carrée de la  $WAPE$ , avec un coefficient de proportionnalité estimé arbitrairement à 1, ce qui conduit à la relation suivante :

$$C_{max} = k' \sqrt{2WAPE} \quad (4.3.1)$$

où  $k' = 1$

L'énergie de soulèvement associée aux poches est ainsi exprimée par la relation suivante :

$$ALE_{wk} = \frac{1}{2} C_{max}^2 \quad (4.3.2)$$

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

La combinaison des équations (4.3.2) et (4.3.1) donne l'expression de  $AL E_{wk}$  ci dessous :

$$AL E_{wk} = k'^2 W A P E \quad (4.3.3)$$

Avec  $k' = 1$ , cette équation dit que, dans le modèle des poches froides, l'énergie de soulèvement des masses d'air due aux poches est égale à l'énergie d'affaissement.

$AL P_{wk}$  est calculée en supposant que la poche exerce une puissance horizontale sur l'air environnant pendant son étalement. Cette puissance horizontale est ensuite convertie en puissance verticale. Lors de cette conversion, le modèle suppose qu'une grande partie de la puissance horizontale se dissipe, et que seulement 25 % contribue à renforcer l'intensité de la convection.

Chaque poche engendre sa propre puissance de soulèvement, en fonction de sa vitesse d'étalement ( $C_*$ ), de sa hauteur ( $h_{wk}$ ) et de la longueur ( $L_g$ ) de son front de rafales. La puissance totale ( $AL P_{wk}$ ) des poches froides est le produit de la puissance fournie par chaque poche par la densité de nombre de poches ( $D_{wk}$ ).

$$AL P_{wk} = \epsilon \frac{1}{2} \rho C_*^3 h_{wk} L_g D_{wk} \quad (4.3.4)$$

où  $\epsilon = 0.25$  est l'efficacité de soulèvement

$$L_g = 2\pi r \quad (4.3.5)$$

$$\sigma_{wk} = D_{wk} \pi r^2 \quad (4.3.6)$$

Ensuite, la puissance de soulèvement  $AL P_{wk}$  s'écrit :

$$AL P_{wk} = \epsilon \rho C_*^3 h_{wk} \sqrt{\sigma_{wk} D_{wk} \pi} \quad (4.3.7)$$

### 4.4 Évaluation des équations internes du modèle des poches à partir des LES

Dans cette partie de résultats, on s’attache à analyser le fonctionnement des poches froides à partir des LES et à vérifier certaines des équations internes à la paramétrisation.

#### 4.4.1 Distinction des régions de poches froides de leur environnement

Afin d’utiliser les LES pour l’étude et la modélisation des poches froides, le premier défi est la séparation des poches et de leur environnement. En effet, il n’existe pas un cadre établi à priori pour identifier objectivement les poches froides dans les observations et dans les modèles numériques (Rochetin et al., 2021) et les choix peuvent dépendre en partie de l’image physique qu’on se fait des poches, et également pour l’usage qui est en fait ici, de l’image sous jacente à la paramétrisation. La première méthode d’identification des poches froides proposée par Young et al. (1995) est basée sur le taux de précipitations en surface. Dans les études plus récentes comme celles de Provod et al. (2016); Zuidema et al. (2017); Vogel et al. (2021); Rochetin et al. (2021); Touzé-Peiffer et al. (2022), la détection des poches froides est plus proche d’une détection orientée courant de densité, dans laquelle les variations de température, de pression et de vent sont prises en compte.

Dans la présente étude, l’objectif n’est pas d’isoler des objets individuels “poches froides”, mais simplement de déterminer si une maille du modèle se situe à l’intérieur ou à l’extérieur d’une poche froide. Par ailleurs, les conditions aux limites sont idéalisées afin de respecter l’hypothèse d’homogénéité statistique qui sous-tend la décomposition de Reynolds entre le cœur dynamique et les paramétrisations physiques. Dans ce cas idéalisé avec une température de surface uniforme, les poches froides peuvent être identifiées de manière relativement immédiate en appliquant un seuil à l’anomalie (écart par rapport à la moyenne du domaine) de la température à 10 mètres au-dessus de la surface ( $T_{10m}$ ), c’est-à-dire au premier niveau du modèle.

Fig. 4.2 et Fig. 4.3 présentent une moyenne glissante horizontale, avec une boîte de  $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ , de la divergence du vent à 10 m ( $\overrightarrow{V_{10m}}$ ) au-dessus de la surface. A partir de ces cartes, les centres et les fronts de rafales des poches froides peuvent être facilement identifiés, correspondant respectivement aux maxima et minima de divergence. Les maxima de divergence du vent de surface indiquent le centre des poches

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

froides, là où les masses d'air froid s'effondrent. Les précipitations sont généralement co-localisées avec ces maxima de divergence (non montrées). La convergence des vents assez forte observée autour des centres des poches froides correspond à la forte ascendance des masses d'air créée en amont du front de rafales à la périphérie de la poche froide.

Les deux LES du cas RCE et la LES du cas AMMA montrent des regroupements de poches froides (ou des centres de poches froides très proches) formant un front de rafales commun. Cela peut s'expliquer par le fait que, lors de leur propagation, les poches froides peuvent fusionner pour créer une seule poche froide plus étendue. On peut également observer que la convergence des vents est généralement plus intense entre les centres des poches froides regroupées, indiquant que les ascendances des masses d'air associées aux fronts de rafales sont plus marquées lorsque ces poches froides se rencontrent. Ce résultat rejoint certaines études qui indiquent que l'initiation de convection sur les fronts de rafales est plus efficace lorsque deux ou plusieurs poches froides entrent en collision (Torri and Kuang, 2019; Haerter and Schlemmer, 2018; Feng et al., 2015).

Nous superposons à cette carte les contours d'anomalie de  $T_{10m}$  avec différentes valeurs afin de déterminer un seuil optimal pour cette anomalie. Dans le cas RCE, l'anomalie  $T_{10m}$  à 0 K inclut parfois des régions sans centres de poches froides, où la divergence des vents de surface est faible (Fig 4.2a et 4.2b), tandis que les contours d'anomalie à -0.2 K et -0.4 K entourent assez bien les centres des poches froides. Dans le cas AMMA, la figure 4.3a montre clairement que le seuil de 0 K est trop élevé pour identifier les poches froides. La Fig. 4.3b montre aussi que, même si les seuils de -0.5 K et -1 K suivent tous deux assez bien les fronts de rafales, celui de -1 K encadre mieux les centres des poches. Sur la base de ces analyses, nous retenons les seuils d'anomalie  $T_{10m}$  à -0.2 K et -1 K pour identifier les poches froides respectivement dans les cas RCE et AMMA.

### 4.4.2 Échantillonnages des profils verticaux des écarts de poches

Une fois la valeur seuil fixée pour l'anomalie de  $T_{10m}$ , nous séparons l'ensemble du domaine tridimensionnel LES entre la région de la poche froide (w) et le reste du domaine (x). À partir de cette séparation, nous pouvons calculer les moyennes horizontales sur chaque sous-domaine,  $X_w$  à l'intérieur des poches froides et  $X_x$  à l'extérieur, puis en déduire l'écart associée  $\delta X = X_w - X_x$ . Ce procédé d'échantillonnage permet de calculer les profils verticaux des écarts entre (w) et (x) pour la température ( $\delta T$ ), l'humidité ( $\delta q$ ) et la vitesse verticale ( $\delta w$ ). Des exemples d'ano-

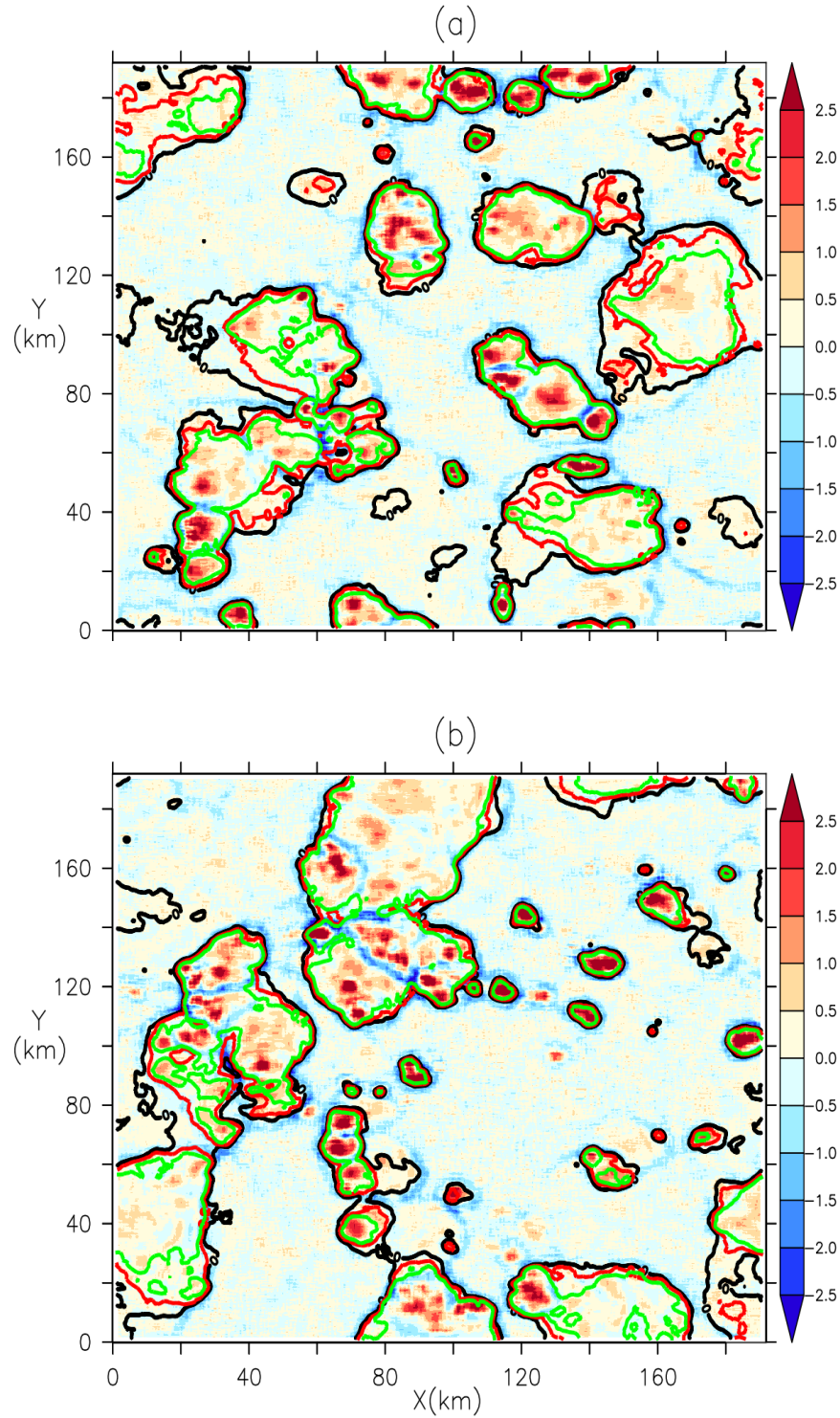


FIGURE 4.2 – Moyenne glissante (avec une boîte  $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ ) de la divergence du vent à 10 m ( $\text{div}(\overrightarrow{V_{10\text{m}}})$ ) (en  $10^3 \text{ s}^{-1}$ ). Avec cette unité, une valeur de 1 correspond à un changement d'intensité du vent de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  sur  $1 \text{ km}$ . Les panneaux a et b correspondent à deux états différents du cas étudié avec le modèle LES SAM réalisé sur la RCE océanique. Des contours des anomalies de température à 10 m, à  $-0.4 \text{ K}$  (en vert),  $-0.2 \text{ K}$  (en rouge) et  $0 \text{ K}$  (en noir), sont superposés sur le champ de divergence lissé.

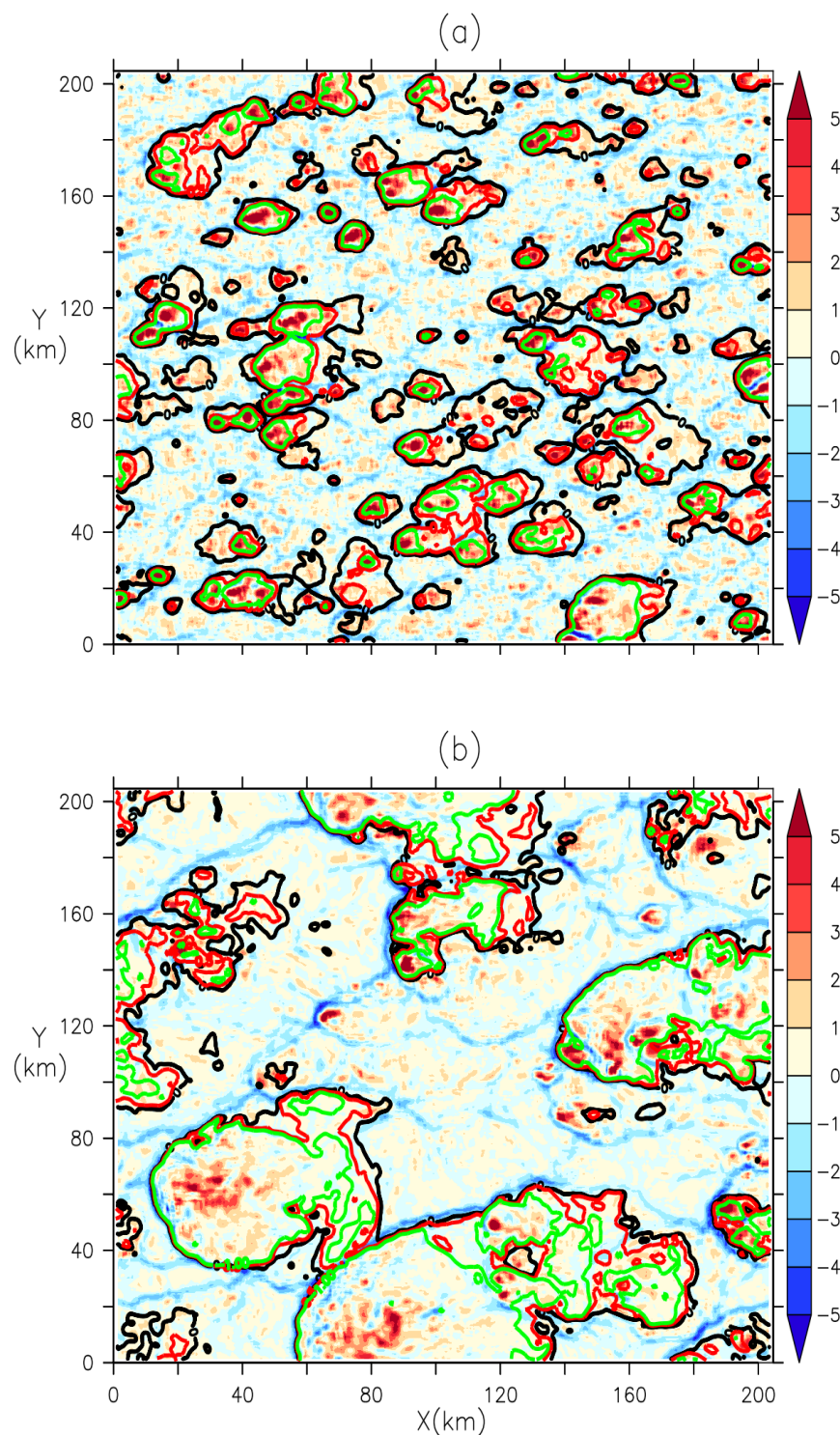


FIGURE 4.3 – Même chose que la Fig. 4.2, pour deux instants successifs, 17h30 (a) et 19h30 (b), de la LES MESONH réalisée sur le cas AMMA. Les contours superposés correspondent à des anomalies de température à 10 m de -1 K (en vert), -0.5 K (en rouge) et 0 K (en noir).



## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

malies de température sont illustrés à la Fig. 4.4.

A noter que nous appliquons le même masque de surface à toute la colonne verticale pour déterminer les profils verticaux. Cette représentation simplifiée sous forme de cylindres verticaux est adoptée afin de correspondre à l'approche conceptuelle sur laquelle repose la paramétrisation, mais cela peut être remis en question en présence d'une convection intense et inclinée.

### 4.4.3 Calcul de la vitesse d'étalement, $C_*$ , à partir de l'échantillonnage de la divergence du vent

Il est supposé dans la paramétrisation que les poches sont des disques identiques de même rayon ( $r$ ). Cette hypothèse permet de déterminer facilement  $C_*$  par le théorème de la divergence.

$$\int \int \operatorname{div} \left( \overrightarrow{V_{10m}} \right) dS_{wk} = C_* L_g \quad (4.4.1)$$

$$C_* = \frac{\overline{\operatorname{div} \left( \overrightarrow{V_{10m}} \right) S_{wk}}}{L_g} \quad (4.4.2)$$

où  $S_{wk}$  est la surface de la poche

$$S_{wk} = \pi r^2 \quad (4.4.3)$$

Les équations 4.3.5, 4.3.6 et 4.4.3 permettent d'exprimer  $C_*$  en fonction de la divergence moyenne du vent à 10 m, de la fraction surfacique ( $\sigma_{wk}$ ) et de la densité ( $D_{wk}$ ) des poches par la relation :

$$C_* = \frac{1}{2} \overline{\operatorname{div} \left( \overrightarrow{V_{10m}} \right)} \sqrt{\frac{\sigma_{wk}}{D_{wk} \pi}} \quad (4.4.4)$$

Pour appliquer ce calcul de  $C_*$  dans les LES, nous prenons la moyenne horizontale de la divergence du vent à 10 m dans (w).  $\sigma_{wk}$  calculée dans les LES est 0.17 (moyenne sur les instants disponibles entre 17h00 et 22h00) sur le cas AMMA et 0.25 sur le cas RCE (moyenne sur les 24 instants avec le modèle SAM). Pour déterminer  $D_{wk}$ , nous avons manuellement compté les centres des poches visibles sur les cartes de divergence du vent à 10 m (Fig. 4.2 et 4.3), car nous n'avons pas utilisé dans cette

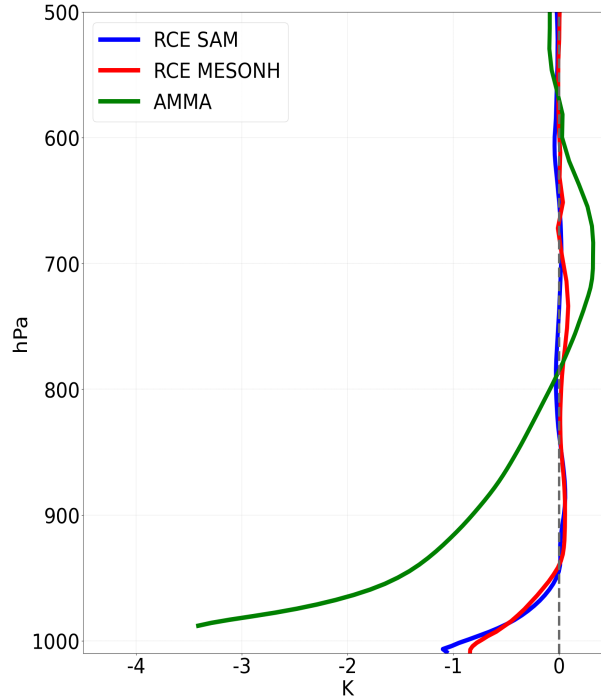


FIGURE 4.4 – Profils verticaux de l'écart de température ( $\delta T$ , en K) entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides calculés sur un instant des LES (SAM et MesoNH) du cas RCE et à l'instant 19h30 de la LES MesoNH du cas AMMA.

étude les méthodes de détection des poches qui pourraient générer automatiquement leur nombre. Nous trouvons environ une densité,  $D_{wk}$ , égale à 5 poches sur 100 km $\times$ 100 km sur le cas RCE, et d'environ 2.5 poches sur le même domaine pour le cas AMMA.

### 4.4.4 Calcul de l'énergie d'affaissement, $W_{APE}$ , à partir de l'anomalie de température virtuelle

Nous calculons finalement l'énergie d'affaissement ( $W_{APE}$ ) de la poche dans les LES en utilisant la formule (4.2.1) proposée par Grandpeix and Lafore (2010). Le travail consiste à déterminer  $\overline{\theta_v}$ , ainsi que les profils de  $\delta\theta_v$  et  $h_{wk}$  dans les LES. Pour ce faire, nous avons d'abord calculé  $\theta_v$  dans les LES, puis déduit  $\overline{\theta_v}$  et le profil de  $\delta\theta_v$ . Concernant la détermination de  $h_{wk}$ , comme suggéré par Grandpeix and Lafore (2010), nous prenons cette hauteur à l'altitude où le profil de  $\delta T$  s'annule. Cette altitude se situe autour de 950 hPa (environ 600 m) dans le cas RCE océanique et au dessus de 800 hPa (environ 2 km) dans le cas AMMA (Fig. 4.4).

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

### 4.4.5 Calcul des vitesses verticales du front de rafale selon les formulations ALP et ALE.

Ici, nous calculons les variables liées à l'énergie ( $AL E_{wk}$ ) et à la puissance ( $AL P_{wk}$ ) de soulèvement associées aux poches froides dans les LES. Pour ce faire, nous déterminons d'abord une hauteur moyenne de la base des nuages à laquelle nous extrayons les vitesses verticales  $w_b(x, y)$ . Cette hauteur correspond à l'altitude à laquelle le profil moyen de l'eau condensée atteint sa première valeur non nulle. Elle est estimée à environ 950 hPa sur les deux LES du cas océanique (SAM et MesoNH) et à environ 750 hPa sur le LES du cas AMMA (MESONH), comme le montre la Fig. 4.5, qui présente le profil vertical de l'eau condensée moyennée horizontalement pour les deux cas. Nous constatons cependant que la base des nuages se situe approximativement à l'altitude où les profils de  $\delta T$  s'annulent sur les cas AMMA et RCE (Fig. 4.4). Cela vient valider l'hypothèse de Grandpeix and Lafore (2010) selon laquelle le sommet des poches, situé juste en dessous de la base des nuages, correspond à l'altitude où  $\delta T$  devient nul.

Ensuite, nous séparons les courants ascendants sur fronts de rafales de ceux associés aux panaches thermiques. Les courants ascendants sur fronts de rafales étant à la fois plus forts et plus cohérents horizontalement que les thermiques observés dans l'environnement des poches froides, nous avons défini un masque basé sur un seuil de  $w_b$  lissé horizontalement sur  $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$  (RCE) et  $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  (AMMA). Les valeurs de  $w_b$  lissées sont notées  $\tilde{w}_b(x, y)$  dans la suite du texte. Après plusieurs analyses, nous avons retenu des seuils de  $\tilde{w}_b(x, y)$  de 0.6 m/s pour le cas RCE et de 2 m/s pour le cas AMMA pour identifier les fronts de rafales.

La figure 4.6 présente les cartes d'anomalie de  $T_{10m}$ , lissées horizontalement sur une grille de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , pour les cas RCE et AMMA. Sur ces cartes, nous avons superposé les contours des anomalies de  $T_{10m}$  utilisées pour identifier les poches (-0.2 K pour RCE et -1 K pour AMMA), ainsi que les ascendances sur les fronts de rafales (en rouge) et les thermiques (en vert). On voit à l'œil que les fronts de rafales calculés avec les seuils de  $\tilde{w}_b(x, y)$  à 0.6 m/s (RCE) et à 2 m/s (AMMA) coïncident bien avec les contours des poches identifiées avec ces seuils d'anomalie de  $T_{10m}$ . Il apparaît également que la majorité des thermiques se situe dans l'environnement des poches froides aussi bien pour le cas RCE que le cas AMMA (Fig. 4.6). Cela vient valider à posteriori, un choix qui avait été fait dans la version 6A du modèle en ne calculant l'effet des thermiques qu'à l'extérieur des poches.

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

Enfin, pour déterminer  $ALE_{wk}$ , nous prenons le maximum de l'énergie cinétique dans le domaine en ne considérant que les  $w_b(x, y)$  dans le masque des fronts de rafales ( $w_{bgust}(x, y)$ ), car c'est le maximum de vitesse verticale sur le front de rafale qui déclenche la convection. Quant à  $ALP_{wk}$ , qui représente la moyenne des puissances de soulèvement fournies par l'ensemble des poches dans le domaine, elle est calculée à partir de la moyenne horizontale du cube de  $w_{bgust}$ , pondérée par la fraction de surface ( $\sigma_{gust}$ ) couverte par les fronts de rafales. Le masque appliqué sur les fronts de rafales a permis de calculer  $\sigma_{gust}$  qui vaut 0.017 sur le cas RCE et 0.058 sur le cas AMMA pour les instants présentés dans la figure 4.6.

$$ALE_{wk} = \max\left(\frac{1}{2}w_{bgust}^2\right) \quad (4.4.5)$$

$$ALP_{wk} = \sigma_{gust} \frac{1}{2} \overline{\rho w_{bgust}^3} \quad (4.4.6)$$

### 4.4.6 Validation des lois phénoménologiques

Les paramétrisations physiques sont définies par des ensembles d'équations mathématiques destinées à représenter les processus sous mailles au sein d'une colonne du modèle. La formulation de ces équations repose à la fois sur une compréhension phénoménologique des processus concernés et sur des principes fondamentaux de la physique. On peut valider ces paramétrisations en bloc, ou par morceaux, en isolant certaines équations ou relations entre variables internes, ou entre variables internes et variables d'état du GCM. Les LES offrent la possibilité d'effectuer une validation et un ajustement à priori de ces lois.

Dans le modèle GL10, les variables  $ALE_{wk}$ ,  $ALP_{wk}$  et  $C_*$  sont déterminées à partir de l'énergie d'affaissement,  $WAPE$  (voir les équations 4.2.2, 4.3.3 et 4.3.7). Nous comparons dans le Tableau 4.4.1 les valeurs obtenues, utilisant les formulations de la paramétrisation (valeur paramétrée P), basées sur la  $WAPE$  déduit de  $\delta\theta_v$  échantillonné dans la LES, avec celles obtenues directement à partir du vent résolu dans la même LES (valeur échantillonnée E) : la vitesse verticale à la base du nuage ( $w_b$ ) pour  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$  et la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches pour  $C_*$ . Ces analyses sont réalisées en moyennant sur les instants disponibles : 24 instants pour SAM et 7 instants pour MesoNH dans le cas RCE, et entre 17h00 et

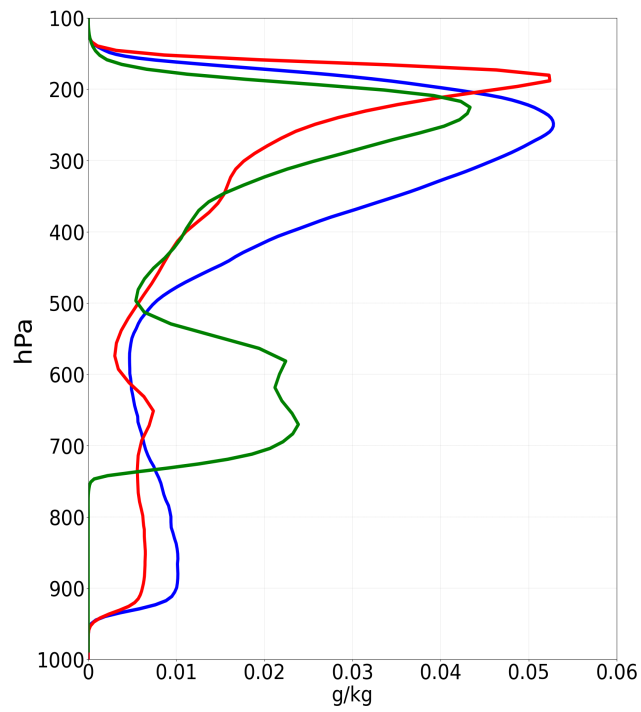


FIGURE 4.5 – Profils verticaux de l’eau condensée ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) moyennée horizontalement sur un instant des LES en RCE océanique réalisée avec les modèles SAM et MesoNH et sur l’instant 19h30 de la LES du cas AMMA réalisée avec le modèle MesoNH.

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

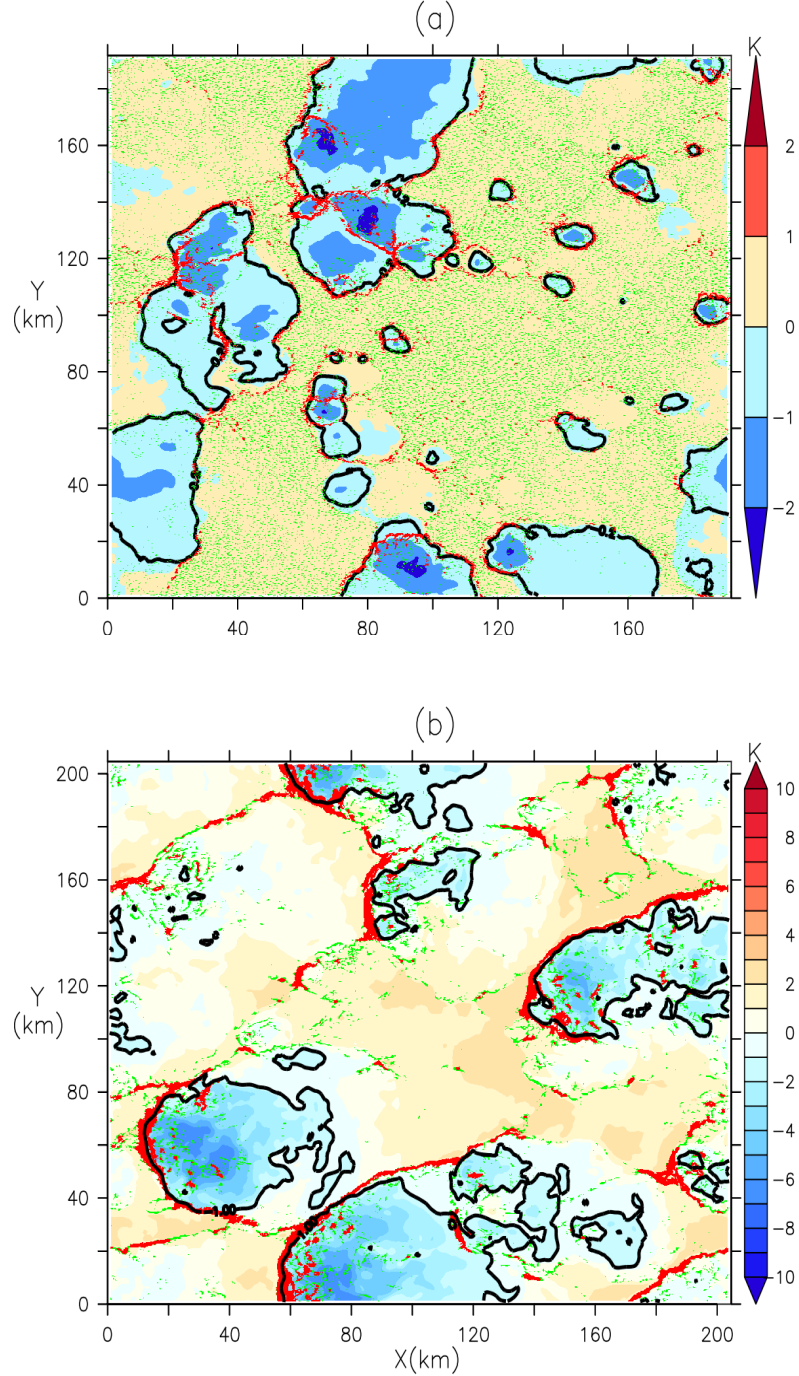


FIGURE 4.6 – Cartes d’anomalie de température à 10 m ( $T_{10m}$ , en K), lissées horizontalement sur  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , représentées sur un instant de la LES SAM du cas RCE (a) et sur l’instant 1930h de la LES du cas AMMA. Les contours noirs indiquent les seuils d’anomalie de  $T_{10m}$  :  $-0.2 \text{ K}$  pour le cas RCE et  $-1 \text{ K}$  pour le cas AMMA. La couleur rouge représente les ascendances présentes sur les fronts de rafales, identifiées à partir des vitesses verticales à la base des nuages ( $w_b$ ) dans le masque des fronts de rafales. Ce masque est défini à partir d’un seuil appliqué à la moyenne glissante de  $w_b$ . Pour le cas RCE, la moyenne est effectuée avec une boîte de  $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$  et les valeurs  $\tilde{w}_b > 0.6 \text{ m/s}$  sont retenues (respectivement  $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$   $\tilde{w}_b > 2 \text{ m/s}$  pour le cas AMMA). Les points verts représentent les thermiques, définis comme les zones où  $w_b$  est positif en dehors du masque des fronts de rafales.

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

22h00 pour le cas AMMA.

Les valeurs de  $ALE_{wk}$  calculées selon les deux méthodes sont très proches. La plus grande erreur correspond à une sous-estimation d'environ 30% de  $ALE_{wk}$  calculée à partir de  $WAPE$  comparée à l'estimation à partir de  $w_b$ . Ces résultats pour les trois LES sont compatibles avec l'hypothèse d'égalité entre  $ALE_{wk}$  et  $WAPE$ , telle qu'estimée par la paramétrisation.

TABLEAU 4.1 – Comparaison des variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  obtenues directement à partir du vent résolu dans les LES (valeurs échantillonnées E), avec celles calculées à partir des formulations de la paramétrisation (valeurs paramétrées P). Les valeurs E sont dérivées de la vitesse verticale à la base du nuage ( $w_b$ ) pour  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$ , et la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches pour  $C_*$ , échantillonnées directement dans les LES. Les valeurs P sont calculées à partir de la  $WAPE$  déduite de  $\delta\theta_v$ , lui-même échantillonnée dans les mêmes LES, en considérant les coefficients  $k = 0.33$  et  $k = 0.66$ . Les analyses portent sur la moyenne des instants disponibles : 24 instants pour la LES réalisée avec SAM et 7 instants avec MesoNH dans le cas océanique RCE, et entre 17h00 et 22h00 pour la LES du cas AMMA.

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg) (E)	$C_*$ (m/s) (P) k=0.33	$C_*$ (m/s) (E)	$C_*$ (m/s) (P) k=0.66	$ALP_{wk}$ (J/kg) (P) k=0.33	$ALP_{wk}$ (J/kg) (E)	$ALP_{wk}$ (J/kg) (P) k=0.66
RCE SAM	7.962	10.460	1.315	2.228	2.630	0.008	0.054	0.071
RCE MESO	7.912	6.965	1.313	2.264	2.625	0.008	0.020	0.071
AMMA MESO	45.870	59.760	3.133	5.362	6.265	0.279	1.733	2.239

Le Tableau 4.4.1 montre que, les valeurs de  $C_*$  obtenues à partir de la  $WAPE$  sont systématiquement inférieures à celles obtenues à partir de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches. Cette différence pourrait être due à une sous-estimation du coefficient  $k$ , fixé ici à 0.33. En fixant  $k$  à 0.66, les calculs de  $C_*$  basés sur la  $WAPE$  deviennent comparables à celles obtenues à partir de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches, notamment pour les cas RCE et AMMA (tableau 4.1). Comme discuté plus haut, la valeur de 0.33 a été retenue suite à une communication orale de Lafore (2000). Mais d'autres études proposent des valeurs différentes : Lafore and Moncrieff (1989) estiment  $k$  à 0.68 sur la base de simulations CRM de lignes de grains en 2D, tandis que Bryan (2005) l'évaluent à 0.5 à partir d'observations de poches froides lors de l'expérience BAMEX dans les Grandes Plaines américaines. Ces résultats sont donc compatibles avec l'hypothèse du mo-

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

dèle qui postule que l'énergie cinétique de la poche résulte de la transformation de la *WAPE* en énergie cinétique avec un coefficient  $k$  compatible avec des estimations publiées.

Le Tableau 4.1 montre également que, pour les trois LES, les valeurs de  $ALP_{wk}$  calculées avec  $C_*$  obtenue à partir de *WAPE* sont au moins trois fois inférieures à celles obtenues avec  $w_b$ . Deux coefficients interviennent dans le calcul de  $ALP_{wk}$  avec la formule de paramétrisation : le coefficient  $k$  et l'efficacité de soulèvement  $\epsilon$ , imposés respectivement à 0.33 et 0.25. Utiliser  $k=0.66$  dans le calcul de  $C_*$  et conserver  $\epsilon$  à sa valeur nominale de 0.25 permet de concilier les différentes estimations. Ceci est compatible avec l'hypothèse de la paramétrisation selon laquelle 25 % de la puissance horizontale fournie par les poches froides lors de leur propagation servirait à renforcer l'intensité de la convection, tandis qu'une grande partie se dissipe.

### 4.5 Évaluation dans la configuration uni-colonne de LMDZ

Dans cette section, nous évaluons la paramétrisation des poches dans la configuration 1D de LMDZ (LMDZ CTRL). La comparaison est ici plus exigeante, car toutes les paramétrisations interagissent entre elles, et l'état de l'atmosphère au moment de l'évaluation dépend de l'interaction de l'ensemble de ces paramétrisations au cours des heures précédentes (cas AMMA) ou des jours précédents (cas RCE). Les simulations LMDZ CTRL sont réalisées avec exactement les mêmes conditions initiales et aux limites que les LES correspondantes pour les deux cas. Pour le cas RCE, nous présentons les diagnostics une fois qu'un état quasi-stationnaire a été atteint, en moyennant les résultats entre les jours 40 et 44. Pour le cas AMMA, les simulations LMDZ CTRL sont réalisées sur la journée du 10 juillet 2006, de 6h00 à minuit.

Dans le cas AMMA, les poches apparaissent l'après-midi, vers 17h00 dans la LES, alors que dans LMDZ CTRL elles se forment plus tôt, dès 13h30. Cette apparition précoce dans le modèle met en évidence une limite qui mériterait d'être corrigée, mais cela dépasse le cadre de cette étude. Nous remarquons cependant qu'un ajustement du paramètre  $S_{trig}$  pourrait retarder de quelques heures le déclenchement de la convection dans le modèle, mais une approche plus physique resterait nécessaire. Face à ce décalage temporel entre LES et LMDZ CTRL, plusieurs stratégies de validation sont possibles : comparer les simulations à des instants fixes après l'apparition des poches (par exemple 2h plus tard), ou bien aux instants où celles-ci sont les plus



## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

développées dans chaque simulation. Nous retenons cette seconde option, car elle permettrait une comparaison plus pertinente, les propriétés des poches étant mieux représentées durant cette phase de leur développement. L’analyse intermédiaire des  $\delta T$  dans la première couche met en évidence des poches plus froides et donc plus développées à 19h30 dans la LES et à 14h30 dans LMDZ CTRL.

Afin de faciliter les comparaisons entre LMDZ et LES, nous imposons également, dans les simulations LMDZ CTRL, la densité des poches estimée dans la LES. Nous fixons ainsi une densité de 5 poches par  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  dans le cas RCE et de 2.5 poches par  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  dans le cas AMMA. Pour représenter les profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  dans LMDZ CTRL pour le cas RCE, nous effectuons une moyenne temporelle entre le 41<sup>e</sup> et le 43<sup>e</sup> jour de simulation, afin de pouvoir comparer avec la LES sur la même période. Pour le cas AMMA, l’analyse est réalisée à 19h30 dans la LES et à 14h30 dans LMDZ CTRL, comme précisé plus haut. La même procédure est appliquée pour comparer les variables *WAPE*, *ALE* et *ALP* entre LMDZ CTRL et LES dans les deux cas.

### 4.5.1 Les profils de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$

L’analyse des profils de  $\delta T$  dans les LES confirment que les poches sont plus froides à la surface avec des températures qui augmentent vers le sommet aussi bien sur le cas RCE (Fig. 4.7a) que sur le cas AMMA (Fig. 4.7d). Les poches froides sont environ trois fois plus profondes dans le cas AMMA (Fig. 4.7a) que pour le cas RCE (Fig. 4.7d). Dans les LES, on observe que les températures des poches froides pour le cas AMMA (autour de  $-4 \text{ K}$ ) sont plus faibles de celles du cas RCE (autour de  $-1.2 \text{ K}$ ), ce qui reste cohérent avec les observations, bien que celles-ci indiquent généralement des poches beaucoup plus froides au-dessus du continent qu’au-dessus de l’océan. Pour le cas AMMA, les observations révèlent une chute de température d’environ  $-5 \text{ K}$  lors du passage de la poche froide (Lothon et al., 2011), valeur assez proche de celle simulée par la LES. Il convient cependant de noter que le cas AMMA correspond à un épisode de convection continentale particulièrement faible et atypique. Les profils  $\delta q$  indiquent qu’en surface, les poches froides sont plus humides que leur environnement dans le cas RCE et dans le cas AMMA (Fig. 4.7b et Fig. 4.7e). Dans les deux cas, l’humidité au sein des poches froides diminue avec l’altitude jusqu’à leur sommet, où elles sont asséchées par la subsidence des masses d’air sec dans la poche froide (Fig. 4.7c et Fig. 4.7f). Dans le cas RCE, cette subsidence disparaît en dessous de 800 hPa (Fig. 4.7c), tandis que pour le cas AMMA, elle disparaît à un niveau plus élevé, autour de 600 hPa (Fig. 4.7f).

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

Nous passons maintenant aux comparaisons des profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  simulés par LMDZ CTRL à ceux calculés dans les LES. Les profils  $\delta T$  simulés avec LMDZ CTRL sont qualitativement cohérents avec les LES, avec un sommet des poches (où  $\delta T$  s'annule) à peu près à la bonne altitude. Les poches froides simulées avec LMDZ CTRL sont cependant plus chaudes que les LES pour le cas RCE (Fig. 4.7a), et plus froides en surface que la LES pour le cas AMMA (Fig. 4.7d). En cohérence avec les LES, les poches froides sont également plus humides en surface et plus sèches près de leur sommet (Fig. 4.7b et Fig. 4.7e). Cependant, les variations de  $\delta q$  sont beaucoup plus importantes dans LMDZ CTRL que dans les LES. En particulier, les poches froides sont beaucoup trop sèches à leur sommet dans LMDZ. Dans les deux cas, les poches sont associées à une subsidence. La hauteur à laquelle commence la subsidence des masses d'air dans les poches froides, fixée à 600 hPa dans LMDZ CTRL, est trop élevée par rapport à LES pour le cas RCE (Fig. 4.7e). Nous remarquons également que, dans le cas RCE, les poches présentent une humidité de surface nettement plus élevée dans LMDZ CTRL. Pour le cas AMMA, l'humidité à la surface des poches est globalement bien représentée par rapport aux LES.

### 4.5.2 WAPE, ALE et ALP

Cette section présente les comparaisons des variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  calculées dans les LES avec celles simulées par LMDZ CTRL pour les cas RCE et AMMA.

Le Tableau 4.2 montre que, pour le cas RCE, la variable  $WAPE$  simulée par LMDZ CTRL est nettement inférieure à celles des LES SAM et MesoNH, avec un écart d'au moins un facteur 2. Ces faibles valeurs de  $WAPE$  dans LMDZ CTRL entraînent également des  $ALE_{wk}$  faibles par rapport aux LES (Tableau 4.2). À l'inverse, pour le cas AMMA, la  $WAPE$  simulée par le modèle, et par conséquent  $ALE_{wk}$ , sont légèrement plus élevées des valeurs déduites de la LES (Tableau 4.2). En revanche, la valeur de  $C_*$  simulée par LMDZ CTRL est au moins trois fois plus petite que celles des LES dans le cas RCE et légèrement plus faible pour le cas AMMA (Tableau 4.2).  $ALP_{wk}$  est au moins vingt fois plus faible dans LMDZ CTRL que dans les LES pour tous les cas.

Plusieurs divergences ont été identifiées entre les propriétés des poches froides paramétrées et celles échantillonnées dans les LES. En particulier, elles sont trop sèches à leur sommet et trop humides près de la surface pour le cas RCE. Les variables

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

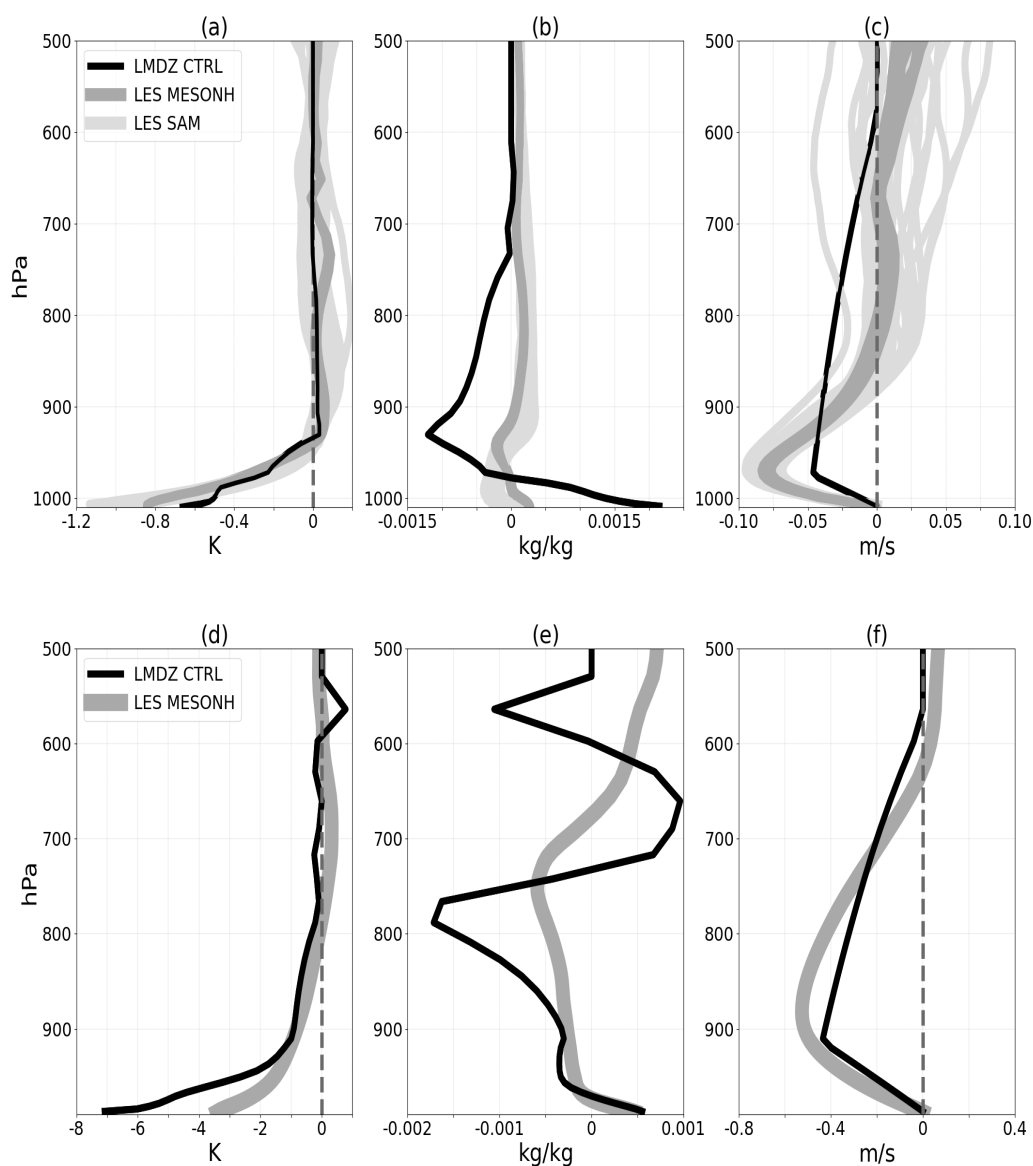


FIGURE 4.7 – Profils verticaux de  $\delta T$  (K),  $\delta q$  ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) et  $\delta w$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) calculés dans les LES (trait gris épais) et simulés dans LMDZ contrôle (trait noir, LMDZ CTRL) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

TABLEAU 4.2 – Comparaison des variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  échantillonnées dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas océanique en RCE et le cas continental AMMA

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg)	$C_*$ (m/s)	$ALP_{wk}$ (J/kg)
RCE				
LES SAM	7.962	10.460	2.228	0.054
LES MESONH	7.912	6.965	2.264	0.020
LMDZ CTRL	2.957	2.957	0.802	0.001
AMMA				
LES MESONH	62.110	66.960	4.762	2.304
LMDZ CTRL	71.300	75.170	3.941	0.103

telles que  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  sont globalement mal reproduites. Diverses modifications de la paramétrisation des poches froides sont explorées dans la section suivante afin d’améliorer le comportement du modèle.

### 4.6 Les améliorations du modèle des poches froides

Ici, nous commençons par corriger les écarts identifiés entre la LES et le modèle concernant la valeur du coefficient  $k$  et l’altitude  $h_m$ , afin d’évaluer leur impact sur les poches, avant d’explorer d’autres pistes.

#### 4.6.1 Coefficient $k$

Nous présentons ici l’impact de l’augmentation du coefficient  $k$  de 0.33 à 0.66 (simulation LMDZ V1) sur les profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$ ,  $\delta w$  ainsi que sur les variables  $C_*$ ,  $WAPE$ ,  $ALP_{wk}$  et  $ALE_{wk}$ .

Dans le cas RCE, cette modification améliore nettement le profil de  $\delta w$  sous  $h_{wk}$  (Fig. 4.8c). Elle permet également de mieux reproduire les profils de  $\delta w$  sous  $h_{wk}$  dans le cas AMMA. Ces améliorations sont directement liées à l’augmentation de  $C_*$  sur les deux cas (Tableau 4.4), car le profil de  $\delta w$  sous  $h_{wk}$  dépend de l’étalement des poches froides. L’augmentation de  $C_*$  pourrait être associée à une subsidence plus forte de la masse d’air dans la poche froide, ce qui contribuerait à un léger assèchement près de la surface sur les deux cas (Fig. 4.8b et Fig. 4.8e). Pour le cas AMMA, cet assèchement entraîne des poches légèrement plus sèches à la surface dans LMDZ V1 que dans les LES, mais reste globalement comparables avec ces dernières. L’augmentation de  $C_*$  dans les deux cas, RCE et AMMA, conduit également à une meilleure représentation de  $ALP_{wk}$  (augmentation au moins d’un facteur de 5

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

pour les deux cas), même si cette variable reste sous-estimée (Tableau 4.4). Nous constatons aussi un effet de réchauffement de cette modification aussi bien sur le cas RCE que sur le cas AMMA. L’impact sur les profils de  $\delta T$  dans les cas AMMA et RCE est à l’origine de la diminution des valeurs de  $WAPE$  et  $ALE_{wk}$  pour ces deux cas (Tableau 4.4).

Malgré cette modification de  $k$ , les poches froides restent trop sèches à leur sommet et plus humides en surface dans le cas RCE (Fig. 4.8b,e). Dans le cas RCE, elles restent également moins froides dans LMDZ V1 que dans les LES (Fig. 4.8a). Pour le cas AMMA, on observe un léger aplatissement du profil de  $\delta T$ , rapprochant davantage de la LES (Fig. 4.8d), mais les poches restent toujours plus froides à la surface. Ce biais dans la représentation de la température explique pourquoi  $C_*$  demeure sous-estimé dans le cas RCE et légèrement surestimé dans le cas AMMA, malgré la fixation de  $k$  à 0.66.

### 4.6.2 Altitude $h_m$

Dans les sections précédentes, nous avons constaté que l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle l’écart de la vitesse verticale ( $\delta w$ ) s’annule est observée dans les LES en dessous de 800 hPa pour le cas RCE et en dessous de 600 hPa pour le cas AMMA. Comme évoqué plus haut, cette altitude  $h_m$  était fixée arbitrairement à 600 hPa dans le modèle GL10. Dans la version V2, outre le changement de la valeur de  $k$  de 0.33 à 0.66, nous calculons  $h_m$  comme  $\alpha h_{wk}$  avec  $\alpha = 3$  ( $\alpha$  est considéré comme un nouveau paramètre libre dans la section suivante). Un léger ajustement de  $h_{wk}$  a également été réalisé grâce au nouveau schéma numérique proposé pour son calcul, dont les détails sont discutés en annexe. Cet ajustement n’a toutefois pas d’impact sur les profils verticaux de  $\delta q$  et  $\delta T$ .

Les comparaisons entre LMDZ V2 et LES montrent une meilleure représentation des profils  $\delta q$  au sommet des poches froides dans les cas RCE et AMMA (Fig. 4.8b et Fig. 4.8e). Ces résultats montrent que le biais sec au sommet des poches dans la version originale était dû à l’advection d’air sec provenant d’une altitude trop élevée. Le fait que le modèle soit capable de reproduire de manière cohérente le profil d’humidité au sommet des poches lors de l’ajustement de  $h_m$  valide la physique implémentée dans ce schéma des poches froides. Cela révèle qu’une limitation de ce schéma réside dans le choix de la valeur d’un paramètre (la hauteur au-dessus de 600 hPa) plutôt que dans la formulation elle-même. Cette modification modifie également légèrement l’humidité à la surface des poches dans les cas RCE et AMMA. Nous observons cependant que les poches restent toujours plus humides en surface

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

dans LMDZ V2 que dans la LES sur le cas RCE. À l'inverse, pour le cas AMMA, elles s'avèrent légèrement plus sèches. Concernant les profils  $\delta T$ , Fig. 4.8a et Fig. 4.8d indiquent que cette modification a un impact très limité dans les cas AMMA et RCE. Le Tableau 4.4 montre aussi que la modification de  $h_m$  affecte faiblement les variables  $WAPE$ ,  $C_*$ ,  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$  pour ces deux cas.

### 4.6.3 Activation des thermiques dans tout le domaine

Pour comprendre l'origine du biais humide en surface des poches dans LMDZ sur le cas RCE, nous testons le fait d'activer les thermiques dans tout le domaine. Dans la configuration standard de LMDZ, les thermiques n'interagissent qu'avec les profils de température et d'humidité en dehors des poches. Ce choix avait été fait à l'origine pour tenir compte du fait que l'atmosphère est plus stable à l'intérieur des poches, ce qui inhiberait la convection dans ces régions. La version V3 est identique à la version V2, à la différence près que les thermiques sont considérées comme interagissant avec les profils moyens de la maille, sans effet des thermiques sur les écarts de température et d'humidité des poches. Pour le cas RCE, les simulations LMDZ V3 montrent une nette diminution de l'humidité en surface des poches, se rapprochant mieux des LES (Fig. 4.8b). Dans le cas AMMA, l'effet est également présent bien que moins marqué (Fig. 4.8e). Ces résultats sont attendus car le transport vertical par les thermiques assèche systématiquement la surface (Diallo et al., 2017). Ils suggèrent un rôle clé des thermiques dans la régulation de l'humidité en surface, via le mélange de l'air humide avec l'air sec au-dessus. Pour représenter cet effet dans le modèle, on pourrait intégrer des thermiques peu profonds, non nuageux, assurant simplement ce mélange. Un effet d'assèchement au sommet des poches par les thermiques est également constatés dans les deux cas.

Des tests intermédiaires ont permis d'évaluer l'impact du flux d'évaporation en surface sur l'humidité des poches, en activant le *splitting*, qui différencie ce flux entre (w) et (x). Dans la configuration standard, ce flux est traité uniformément pour les deux régions. Les tests ont montré un effet limité de ce flux sur l'humidité des poches pour le cas RCE. Ce test n'a pas été réalisé pour le cas AMMA, car LMDZ ne le permet pas encore sur le continent. Il serait cependant pertinent de l'explorer.

On constate également un refroidissement des poches induit par les thermiques dans les cas RCE et AMMA (Fig. 4.8a et Fig. 4.8d). Dans le cas RCE, les poches demeurent toutefois moins froides que dans la LES malgré cet effet. Dans le cas AMMA, ce refroidissement accentue la surestimation de l'anomalie froide. Dans les

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

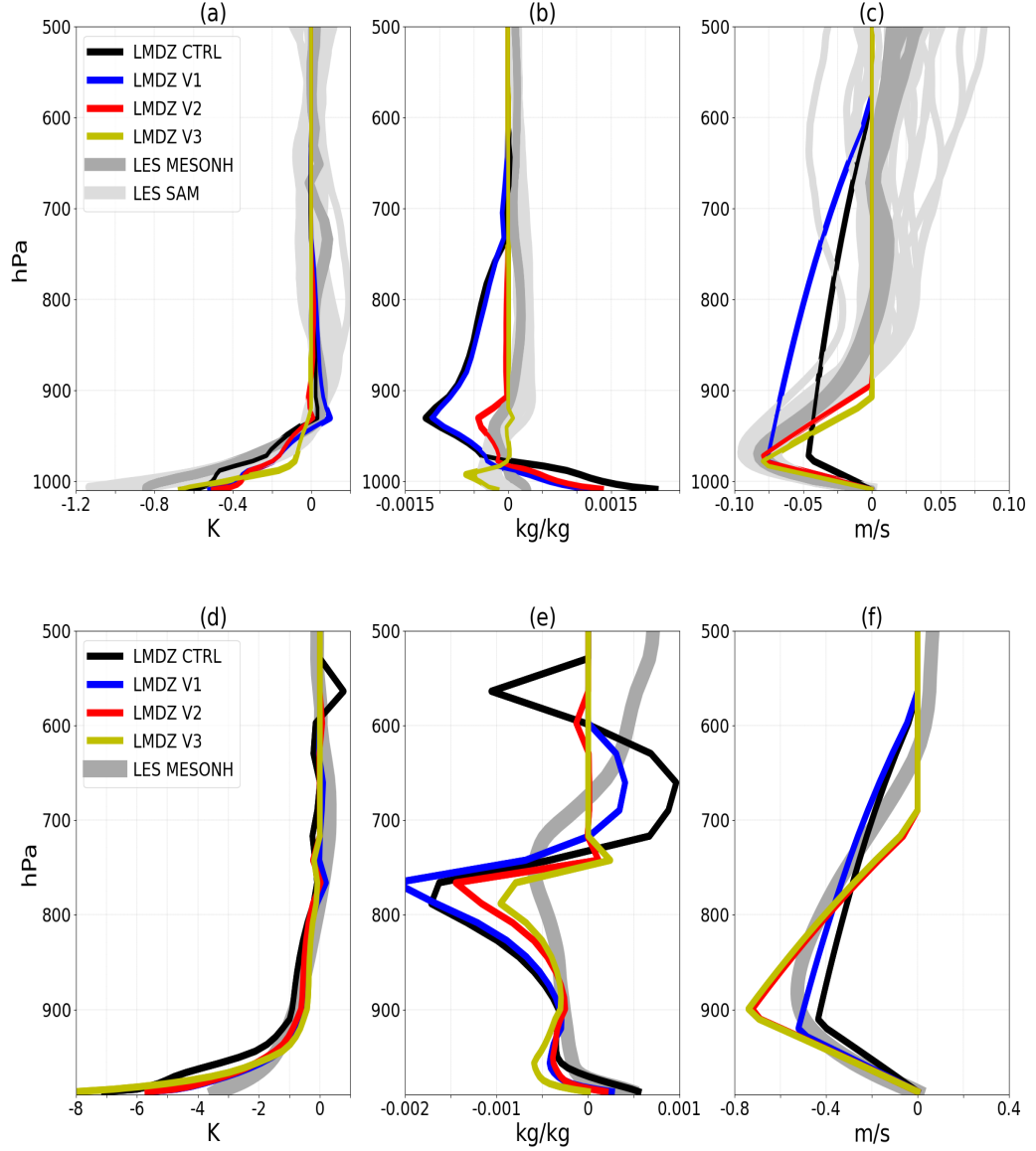


FIGURE 4.8 – Profils verticaux de  $\delta T$  (K),  $\delta q$  ( $\text{g.kg}^{-1}$ ) et  $\delta w$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient  $k$  à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

deux cas, ce refroidissement entraîne une augmentation des variables  $WAPE$ ,  $C_*$ ,  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$  (Tableau 4.4).

TABLEAU 4.3 – Description des simulations effectuées avec LMDZ dans la configuration standard et avec diverses modifications

Simulations	Protocoles
LMDZ CTRL	simulation de LMDZ avec la configuration standard en imposant $D_{wk}$ à $510^{-10}$
LMDZ V1	LMDZ CTRL + le changement de $k$ à 0.66
LMDZ V2	LMDZ V1 + la baisse de $h_m$
LMDZ V3	LMDZ V2 + activation des thermiques dans tout le domaine

TABLEAU 4.4 – Comparaison des variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  échantillonnées dans les LES, avec celles simulées dans la simulation de contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient  $k$  à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans les poches est nulles (V2) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE et sur le cas AMMA.

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg)	$C_*$ (m/s)	$ALP_{wk}$ (W/m <sup>2</sup> )
RCE				
LES SAM	7.962	10.460	2.228	0.054
LES MESONH	7.912	6.965	2.264	0.020
LMDZ CTRL	2.957	2.957	0.802	0.001
LMDZ V1	2.528	2.528	1.484	0.006
LMDZ V2	2.465	2.465	1.465	0.006
LMDZ V3	3.408	3.408	1.723	0.009
AMMA				
LES MESONH	62.110	66.960	4.762	2.304
LMDZ CTRL	71.300	75.170	3.941	0.103
LMDZ V1	51.550	51.100	6.701	0.538
LMDZ V2	54.940	53.550	6.918	0.732
LMDZ V3	55.450	53.260	6.951	0.756

### 4.7 Effet des modifications sur les variables de la grande échelle

Bien que les modifications présentées ci-dessus aient amélioré la représentation des poches froides dans le modèle, il est également essentiel d’examiner leur impact sur les variables à grande échelle. Dans cette section, nous analysons l’effet de ces modifications sur des variables telles que les profils de température potentielle ( $\theta$ )



## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

et d'humidité spécifique ( $qv$ ). Pour cela, les mêmes profils sont recalculés dans les LES pour les cas RCE et AMMA, puis comparés à ceux obtenus dans chaque version modifiée de LMDZ. Les profils de  $\theta$  et  $qv$  dans les LES sont calculés par une moyenne horizontale de ces variables sur le domaine.

Fig. 4.9 et Fig. 4.9c montrent que les modifications introduites dans les versions V1, V2 et V3 ont un faible impact sur les profils  $\theta$  dans les cas RCE et AMMA. Globalement, toutes les versions de LMDZ (CTRL, V1, V2 et V3) parviennent à bien reproduire les profils  $\theta$  sur les deux cas, bien qu'un léger biais chaud soit observé autour de 200 hPa dans le cas RCE. Dans le cas RCE, les versions V2 et V3 provoquent un assèchement de la moyenne troposphère (Fig. 4.9b), tandis que dans le cas AMMA, les versions V1, V2 et V3 ont peu d'effet sur les profils d'humidité (Fig. 4.9d). Dans le cas RCE, un biais sec est observé dans la couche limite, ainsi qu'entre 800 et 400 hPa, pour LMDZ CTRL, V1, V2 et V3 (Fig. 4.9b). Pour le cas AMMA, un biais humide est observé dans la couche limite, tandis qu'un biais sec est présent entre environ 700 et 500 hPa (Fig. 4.9d).

### 4.8 Tuning des paramètres libres

Les tests présentés ci-dessus montrent des pistes possibles pour améliorer la paramétrisation des poches froides. On voit cependant que les modifications ne jouent pas suffisamment sur les profils moyens pour réduire ces biais de façon significative. Tous les tests sous-estiment (pour le cas RCE) ou surestiment (pour le cas AMMA) l'anomalie froide de température à l'intérieur des poches, ainsi que  $WAP_E$ ,  $AL E_{wk}$ ,  $C_*$  et  $AL P_{wk}$ . On voit également des erreurs systématiques sur les profils moyens, avec notamment des profils beaucoup trop sec pour le cas RCE.

Dans le GCM, ces variables ne sont pas sensibles qu'aux paramètres ou à la formulation du modèle de poches. Elles sont influencées par toutes les autres paramétrisations et en particulier celle de la convection à laquelle celle des poches est fortement couplée. Afin de tenter de voir comment des modifications d'autres paramétrisations pourraient contribuer à réduire ces biais, nous avons réalisé des simulations de calibration automatique avec l'outil `htexplo`.

En pratique, on décide de partir d'un tuning réalisé pour la couche limite convective par Hourdin et al. (2021), pour une configuration à 95 niveaux plutôt que 79 et des versions plus récentes des codes que celles utilisées dans le reste du chapitre. C'est en effet la version qui sert de base à la préparation de la future version du modèle de climat pour la partie FastTrac du projet CMIP7 dont les simulations doivent être en machine début 2026. On suppose que les paramètres de la couche limite ont déjà

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

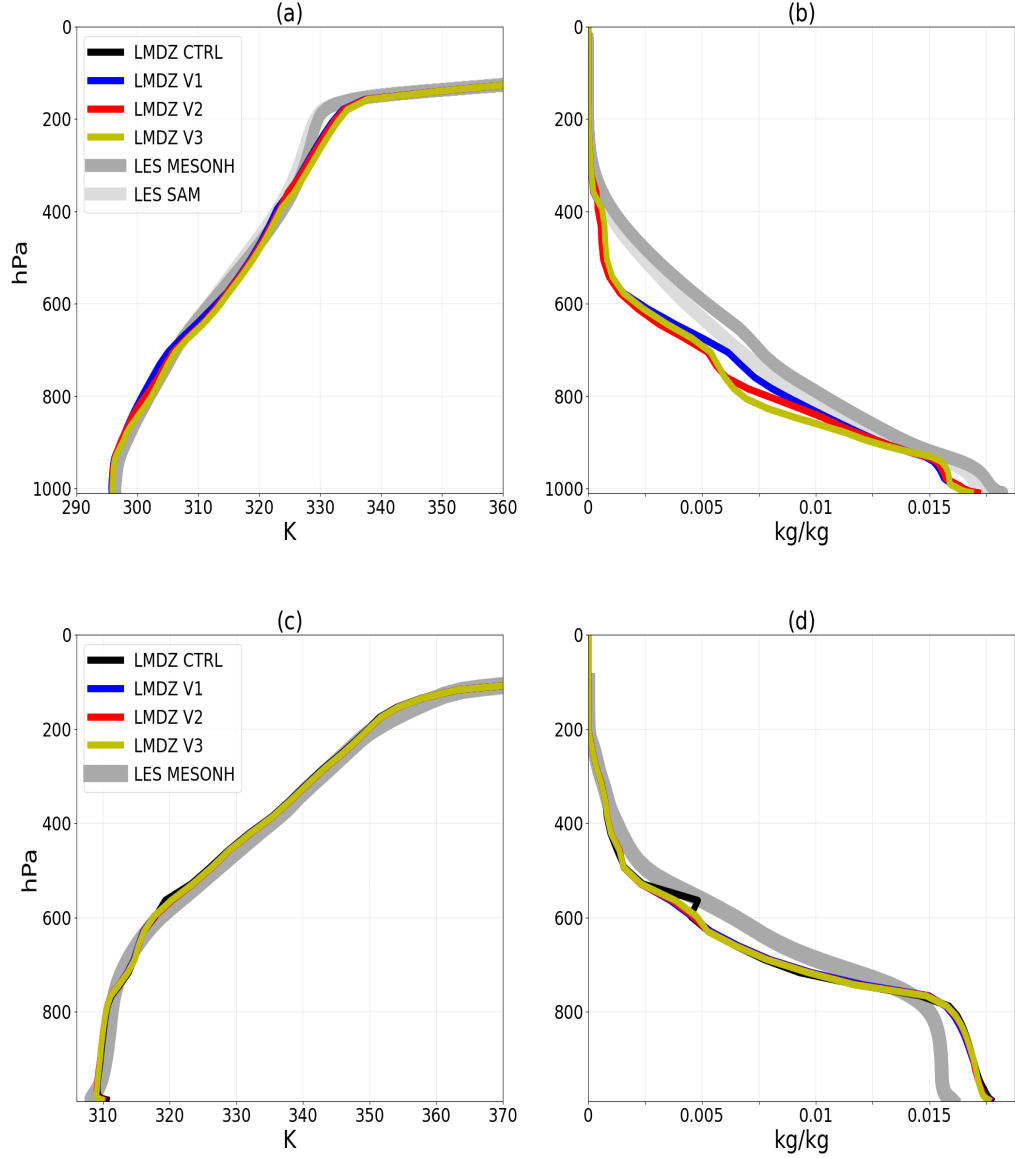


FIGURE 4.9 – Profils verticaux de la température potentielle ( $\theta$ , en K) et de l’humidité spécifique ( $q_v$ , en  $\text{kg.kg}^{-1}$ ) calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient  $k$  à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

---

métrique	unité	cible	tolérance
Cas RCE, moyenne jour 41 à 43			
WAPE	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	8	2
$C_*$	$\text{m s}^{-1}$	2.2	0.2
$\delta\theta_{0-50 \text{ m}}$	K	-0.83	0.045
$\delta\theta_{0-600 \text{ m}}$	K	-0.48	0.063
$qv_{0-500 \text{ m}}$	g/kg	14.1	0.45
$qv_{1-3 \text{ km}}$	g/kg	9.14	0.45
$qv_{5-6 \text{ km}}$	g/kg	2.55	0.33
$qv_{8-10 \text{ km}}$	g/kg	0.289	0.063
$\theta_{0-500 \text{ m}}$	K	296.5	1.47
$\theta_{1-3 \text{ km}}$	K	301.0	1.
$\theta_{5-6 \text{ km}}$	K	317.4	1.
$\theta_{8-10 \text{ km}}$	K	328.8	3.
Cas AMMA, moyenne heure 10 à 17			
WAPE	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	20	3

TABLEAU 4.5 – Métriques (cibles et tolérances  $1\text{-}\sigma$ ) utilisées pour le tuning. Pour le cas RCE, elles concernent les moyennes entre les jours 41 et 43 de la WAPE et la vitesse d'étalement des poches  $C_*$  ainsi que les profils verticaux de  $\delta\theta$ ,  $qv$  et  $\theta$  moyennés sur des tranches d'altitudes précisées dans la colonne de droite. Pour le cas AMMA seule la WAPE moyenne entre les heures 10 et 17 de la simulation est utilisée.

été optimisé pour bien représenter la couche limite convective et les nuages associés, cumulus et stratocumulus.

On cible des métriques préférentiellement sur le cas RCE. En effet, on souhaite éviter d'être trop tributaire d'erreurs sur le phasage du cycle diurne de la convection profonde. Pour le cas RCE, on cible la phase de quasi équilibre en considérant des moyennes entre les jours 41 et 43. Les métriques retenues pour ces exercices de calibration sont les profils de  $\delta T$ ,  $q_v$  et  $\theta$ , évalués à partir de moyennes verticales à différents niveaux et de moyennes temporelles entre les jours 41 et 43 comme indiquée dans le Tableau 4.5.

Concernant les modifications du modèle des poches, celles affectant le coefficient  $k$  et  $h_m$  ont été prises en compte, comme dans la configuration V2. Les ajustements liés aux thermiques (V3) ne sont pas pris en compte ici parce qu'ils posent autant de

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

Paramètre	unités	[min,max] prior	exploration	[ min , max ] après
Modèle de poches				
$\epsilon$ (équation 4.3.4)	-	[ 0.25 , 0.5 ]	linear	[ 0.26 , 0.46 ]
$h_m$	-	[ 3.5 , 5 ]	linear	[ 3.6 , 4.1 ]
$k$ (équation 4.2.2)	-	[ 0.33 , 0.66 ]	linear	[ 0.56 , 0.57 ]
$\sigma_{int}$	-	[ 0.75 , 0.99 ]	linear	[ 0.96 , 0.987 ]
Modèle de convection				
$wb_{srf}$	m/s	[ 0.5 , 1.2 ]	linear	[ 0.55 , 0.98 ]
$wb_{max}$	m/s	[ 2.8 , 6 ]	linear	[ 2.8 , 3.5 ]
$\sigma_{desc.}$	-	[ 0.015 , 0.05 ]	linear	[ 0.042 , 0.048 ]
$1-EP_{max}$	-	[ 0.05 , 0.1 ]	log	[ .93 , .95 ]
$k_{ALP,BL}$	-	[ 0.2 , 0.5 ]	linear	[ 0.33 , 0.47 ]

TABLEAU 4.6 – Paramètres libres impliqués dans l’exercice de tuning.

questions qu’ils n’en résolvent. Les paramètres ajustables retenus pour le modèle de poches sont :  $k$ ,  $h_m$ ,  $\sigma_{int}$  et  $\epsilon$ . On y adjoint également les paramètres suivants pour la convection profonde : des vitesse minimum  $wb_{srf}$  et maximum  $wb_{max}$  de la vitesse verticale à la base de la colonne convective ; la fraction de la surface de la maille dans laquelle ont lieu les descentes précipitantes ; l’efficacité de précipitation maximum du schéma d’Emmanuel ( $EP_{max}$ ). Cette efficacité est une efficacité maximum en haut des colonnes convectives. L’écart  $1-EP_{max}$  contrôle combien d’eau condensée sort des nuages convectifs, et donc la source d’humidité dans la haute atmosphère.

Le résultat de ce tuning est le fruit de beaucoup d’essais/erreurs sur les choix des paramètres, de leurs bornes, des métriques à ajuster et des tolérances associées. Nous présentons ici les 12 meilleures simulations issues de 13 vagues de tuning. Parmi elles, la simulation considérée comme la plus performante (TUNE BEST) est également identifiée.

L’analyse des résultats pour le cas RCE révèle que les simulations améliorent la représentation des variables qui étaient ciblées, et notamment les profils moyens d’humidité et l’amplitude des écarts de température potentielle  $\delta\theta$ . Ces écarts sont davantage négatifs en accord avec une WAPE et un coefficient  $C_*$  plus forts. De plus, les profils de  $\delta q$  au sommet des poches ainsi que ceux de  $\delta w$  restent bien représentés dans l’ensemble des 12 simulations.

En appliquant aux simulations du cas AMMA les paramètres issus du tuning réalisé sur le cas RCE, on constate une réduction significative du biais froid à la surface des poches (Fig. 4.10d), ainsi qu’une amélioration des profils moyens d’humidité dans l’ensemble des 12 simulations. Seuls les résultats de la simulation BEST TUNE reproduisent des profils de  $\delta q$  et  $\delta w$  cohérents avec les LES, les autres ayant tendance

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

à générer des poches trop sèches au sommet en raison de profils de  $\delta w$  légèrement surestimés (Fig. 4.10e et Fig. 4.10f). On observe également une amélioration des variables  $C_*$ . Néanmoins, un biais humide et un biais froid persistent dans la couche limite, tandis que les variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$  demeurent légèrement sous-estimées.

TABLEAU 4.7 – Même chose que le Tableau 4.4, mais incluant les 12 meilleures simulations du tuning.

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg)	$C_*$ (m/s)	$ALP_{wk}$ ( $W/m^2$ )
RCE				
LES SAM	7.962	10.460	2.228	0.054
LES MESONH	7.912	6.965	2.264	0.020
LMDZ CTRL	2.957	2.957	0.802	0.001
LMDZ V1	2.528	2.528	1.484	0.006
LMDZ V2	2.465	2.465	1.465	0.006
LMDZ V3	3.408	3.408	1.723	0.009
12 bests	[5.1,5.3]	[5.1,5.3]	[1.79,1.83]	[0.013,0.025]
AMMA				
LES MESONH	62.110	66.960	4.762	2.304
LMDZ CTRL	71.300	71.300	3.941	0.103
LMDZ V1	51.550	51.100	6.701	0.538
LMDZ V2	54.940	54.940	6.918	0.732
LMDZ V3	55.450	55.450	6.951	0.756
12 bests	[40,60]	[40,60]	[4.5,5.1]	[0.5,1.52]

## 4.9 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une évaluation détaillée du modèle des poches froides dans LMDZ, en nous appuyant sur des LES pour la première fois. Nous avons évalué la physique sous-jacente du modèle, ses variables internes ainsi que celles utilisées dans le couplage avec le schéma de convection profonde. Les analyses basées sur les LES confirment la pertinence des hypothèses à la base de cette paramétrisation. Nous montrons également que la version initiale du modèle représente bien, au premier ordre, les caractéristiques des poches froides, bien que certains biais aient été identifiés. Ces biais ont été en partie corrigés grâce à des modifications substantielles apportées sur le schéma des poches froides et à un réajustement de certains paramètres libres. On suspecte que les défauts persistant sur les poches froides peuvent être corrigés en introduisant un mélange vertical par les thermiques au sein des poches froides et en prenant en compte l'évolution de leur densité de manière plus physique. Ce dernier aspect est traité dans l'Annexe B.

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

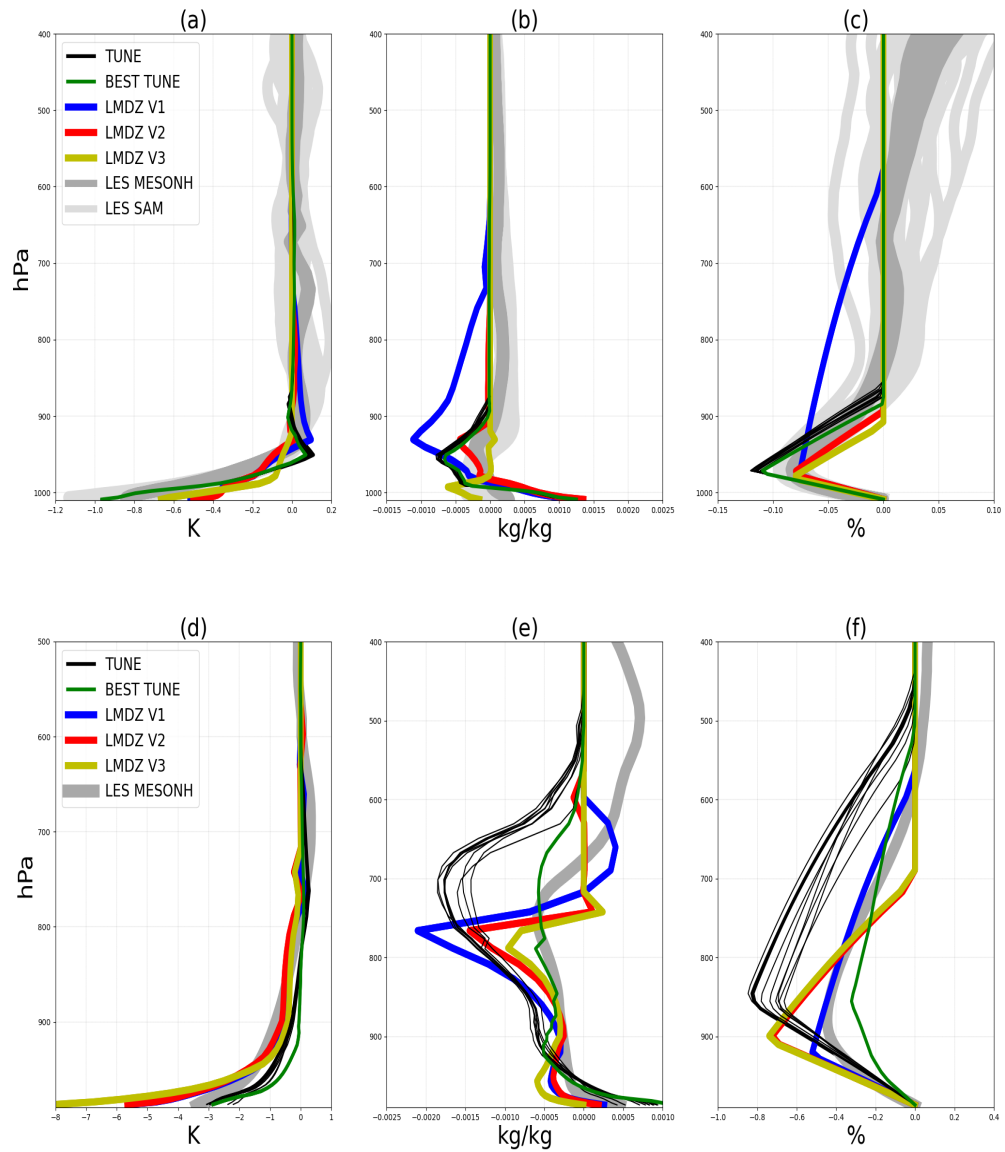


FIGURE 4.10 – Comme Fig. 4.8, mais incluant les 12 meilleures simulations issues du tuning (TUNE, en noir) ainsi que la meilleure d’entre elles (TUNE BEST, en vert)

## Chapitre 4. Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

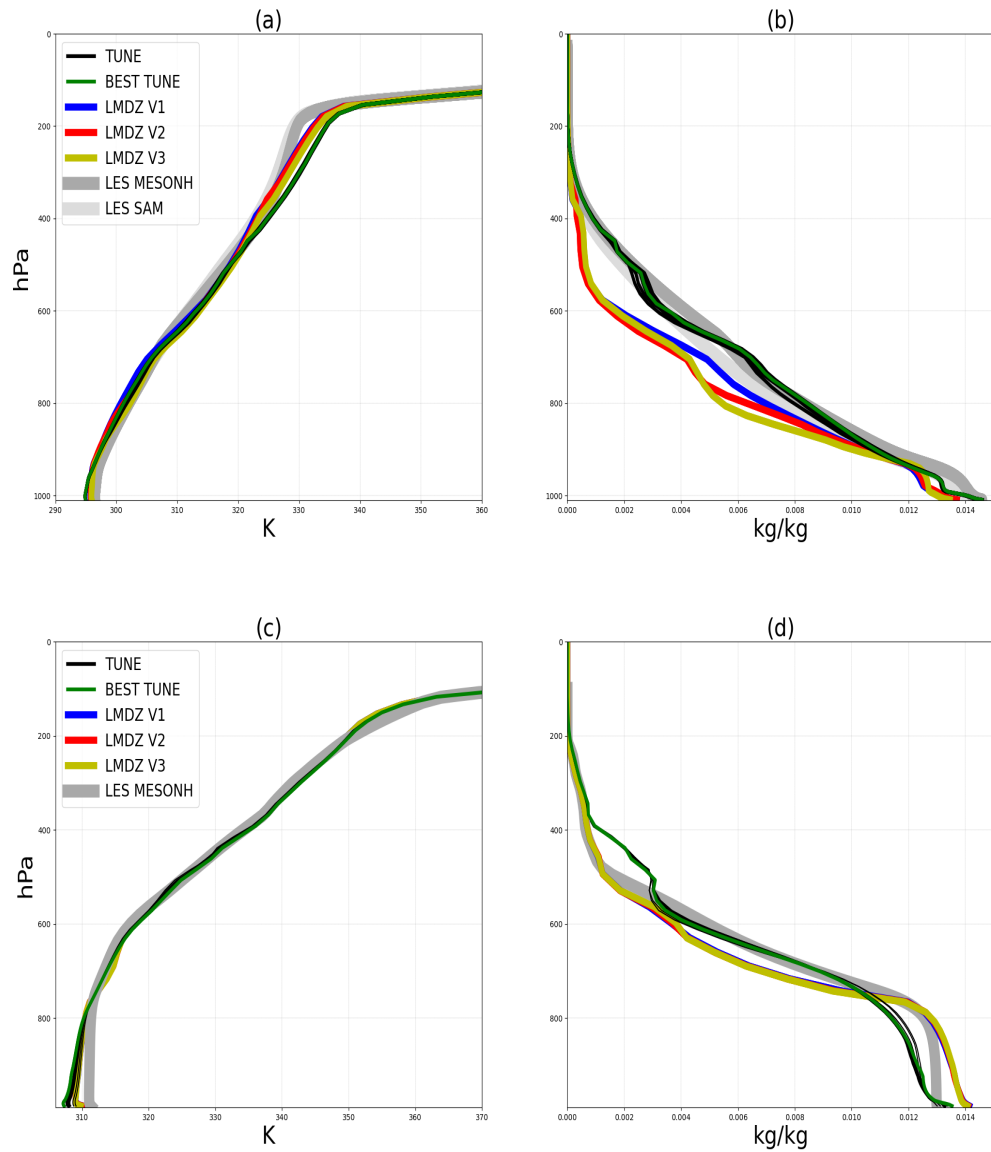


FIGURE 4.11 – Comme Fig. 4.9, mais incluant les 12 meilleures simulations issues du tuning (TUNE, en noir) ainsi que la meilleure d’entre elles (TUNE BEST, en vert)

## Chapitre 5

### Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides



### 5.1 Introduction

Le contenu physique du modèle LMDZ connaît une amélioration continue, notamment grâce au développement de nouvelles paramétrisations. L'intégration des processus sous-nuageux via les paramétrisations des thermiques (Rio and Hourdin, 2008), qui modélisent la convection peu profonde, et des poches froides (Grandpeix and Lafore, 2010), représentant les courants de densité issus des descentes d'air non saturé générées par la convection profonde ont permis, par exemple, une amélioration de la représentation de la convection dans le modèle. Ces travaux ont servi de base au développement d'une "Nouvelle Physique" qui ne cesse d'être améliorée depuis. On s'attache ici à la prise en compte des rafales de vent induites par les poches froides et de celles générées par les thermiques. Comme on l'a expliqué à la section 3.5.2, dans la configuration LMDZ6A, la représentation du vent de surface dans une maille pour le soulèvement des poussières reste très simplifiée. Elle repose sur une distribution de Weibull, dont la vitesse maximale est arbitrairement fixée à deux fois la vitesse moyenne du vent à grande échelle. Ce chapitre propose un modèle de distribution du vent de surface au sein des poches froides, conçu pour intégrer les effets des rafales associées. Ce modèle est ensuite couplé à un modèle complémentaire, développé en parallèle par Adriana Sima, qui décrit la distribution du vent à l'extérieur des poches en intégrant les rafales liées aux thermiques, afin d'obtenir une représentation complète du vent de surface dans la maille. L'ensemble est testé et validé dans la version 1D de LMDZ en comparaison avec les LES. L'outil HTEXPLO est également utilisé ici pour calibrer les paramètres libres du modèle.

### 5.2 Dérivation du modèle de vent

Le développement des paramétrisations physiques est un travail exigeant, qui nécessite une compréhension des phénomènes physiques à représenter. Aujourd'hui, cette compréhension peut s'appuyer sur une analyse approfondie des LES. Ce travail inclut ensuite la conceptualisation de ces phénomènes, leur traduction en équations mathématiques continues puis discrétisées, ainsi que le réglage des paramètres libres découlant de cette paramétrisation avant son intégration dans le modèle climatique global. Ici, nous développons une paramétrisation des rafales de vent liées à l'étalement des poches froides, en nous inspirant des LES. Au lieu de présenter directement la version finale du modèle, comme cela se fait souvent, nous exposons chaque étape du processus de conception de la nouvelle paramétrisation. Cela permet non seulement d'expliquer notre démarche de modélisation, mais aussi d'illustrer l'énorme

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

travail réalisé dans le développement des modèles. Nous détaillons ici les différentes tentatives de paramétrisation explorées avant d’aboutir à une version finale, présentée dans une autre section. Chaque tentative a représenté une avancée significative, permettant d’affiner notre compréhension des distributions du vent dans les poches et d’évoluer vers un modèle plus physique et plus pertinent.

### 5.2.1 Un premier modèle statistique

Nous avons commencé par utiliser les LES pour étudier le comportement du vent à l’intérieur des poches froides. Comme décrit dans le chapitre 3, les LES sont largement utilisées pour orienter le développement des paramétrisations des poches, car elles représentent bien les processus en jeu. Notre analyse s’est d’abord focalisée sur les distributions du vent zonal à 10 m ( $u_{10m}$ ) et du vent méridional à 10 m ( $v_{10m}$ ) à l’intérieur des poches froides, pour chaque instant de la LES du cas océanique réalisée avec le modèle SAM. Ces analyses montrent que la distribution de  $v_{10m}$  présente l’allure d’une distribution normale centrée sur zéro, tandis que la distribution de  $u_{10m}$  présente une forme d’asymétrie du côté des valeurs négatives. Il s’agit d’une asymétrie du vent dans la direction du vent à grande échelle imposée dans la LES ( $u = -5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $v = 0 \text{ m.s}^{-1}$ ). Cette asymétrie dans la distribution de  $u_{10m}$  suggère la présence de deux sous-distributions aux moyennes, variances et poids distincts. Ainsi, nous avons envisagé un premier modèle de distribution du vent au sein des poches, en supposant que la distribution de  $u_{10m}$  est la somme de deux lois gaussiennes, tandis que celle de  $v_{10m}$  suit une loi normale centrée sur 0 et de variance  $\sigma_v^2$ . Dans ce modèle, les deux distributions gaussiennes ( $G_1$  et  $G_2$ ) qui forment le vent zonal sont caractérisées respectivement par les moyennes  $\bar{u}_1$  et  $\bar{u}_2$  et des variances  $\sigma_{u_1}^2$  et  $\sigma_{u_2}^2$ . Nous faisons l’hypothèse que la distribution gaussienne dont les vitesses de vent zonales ont les valeurs absolues les plus élevées, notée ici  $G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u_1})$ , correspond au front de rafale. Nous lui associons un poids  $\alpha$  correspondant à la fraction de la poche couverte par les fronts de rafales ( $\alpha < 1$ ). La fonction de densité de probabilité (PDF pour Probability Density Function en anglais) de la somme de ces deux distributions gaussiennes ( $G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u_1})$  et  $G_2(\bar{u}_2, \sigma_{u_2})$ ) est alors donnée par la relation suivante.

$$P(u_{10m}) = \alpha G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u_1}) + (1 - \alpha) G_2(\bar{u}_2, \sigma_{u_2}) \quad (5.2.1)$$

La densité de probabilité de la distribution de  $v_{10m}$  est, quant à elle, donnée par la

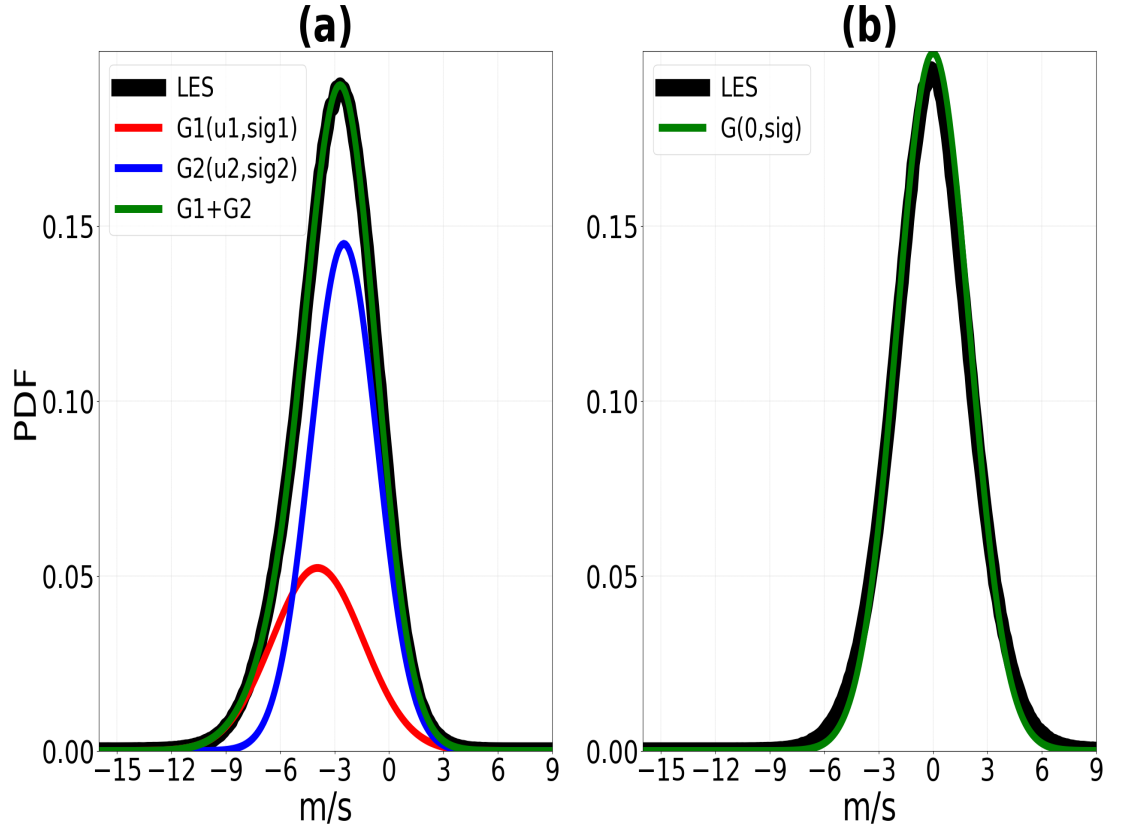


FIGURE 5.1 – Distributions de la vitesse du vent à 10 m à l'intérieur des poches froides calculées dans la LES SAM (courbe noire) et obtenues dans le modèle (courbe verte). Panneau (a) : composante zonale  $u_{10m}$  (en  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). La distribution de  $u_{10m}$  dans le modèle est décomposée en : distribution dans le front de rafales des poches  $G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u_1})$  (courbe rouge), distribution dans la partie restante  $G_2(\bar{u}_2, \sigma_{u_2})$  (courbe bleue), et somme des distributions  $G_1 + G_2$  (courbe verte). Panneau (b) : composante méridienne  $v_{10m}$  (en  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Les paramètres du modèle sont calculés à partir de la LES (Éq. 5.2.4) avec  $\alpha = 0.35$ .

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

relation suivante :

$$P(v_{10m}) = G(0, \sigma_v) \quad (5.2.2)$$

Nous arrivons ainsi à un modèle comportant six paramètres :  $\bar{u}_1$ ,  $\bar{u}_2$ ,  $\sigma_{u_1}$ ,  $\sigma_{u_2}$ ,  $\alpha$  et  $\sigma_v$ .

Une façon de contraindre ces paramètres est de s'appuyer sur différents moments de la distribution. Ici, on privilégie la moyenne ( $\bar{u}_{wk}$ ), la variance ( $\sigma_{u,wk}^2$ ) et le coefficient d'asymétrie ( $m_{3,wk}$ ) de la distribution globale de  $u$  dans les poches, ainsi que la variance ( $\sigma_{v,wk}^2$ ) de la distribution de  $v$  (de moyenne nulle et symétrique).

Si l'on note  $(u^{(i)}, v^{(i)})$  une réalisation aléatoire des variables  $u$  et  $v$ , en pratique les valeurs de  $u$  et  $v$  en un point tiré uniformément dans la poche, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}_{wk} = \sum_{i=1}^n u^{(i)} P(u^{(i)}) \\ \sigma_{u,wk}^2 = \sum_{i=1}^n (u^{(i)} - \bar{u}_{wk})^2 P(u^{(i)}) \\ \sigma_{v,wk}^2 = \sum_{i=1}^n (v^{(i)} - \bar{v}_{wk})^2 P(v^{(i)}) \\ m_{3,wk} = \sum_{i=1}^n (u^{(i)} - \bar{u}_{wk})^3 P(u^{(i)}) \end{array} \right. \quad (5.2.3)$$

En partant du système d'équations 5.2.3, et après quelques étapes de calcul, nous obtenons les expressions de  $\bar{u}_1$ ,  $\bar{u}_2$ ,  $\sigma_{u_1}$ ,  $\sigma_{u_2}$  et  $\alpha$  à travers les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}_1 = \bar{u}_{wk} - \alpha\delta \\ \bar{u}_2 = \bar{u}_{wk} + (1 - \alpha)\delta \\ \sigma_{u_1}^2 = \sigma_{u,wk}^2 + \frac{m_{3,wk}}{3\alpha\delta} + \frac{(\alpha-1)(\alpha+1)\delta^2}{3} \\ \sigma_{u_2}^2 = \sigma_{u,wk}^2 - \frac{m_{3,wk}}{3(1-\alpha)\delta} + \frac{\alpha(\alpha-2)\delta^2}{3} \end{array} \right. \quad (5.2.4)$$

où  $\delta^2 = \sqrt{\frac{\sigma_u^2 - \sigma_v^2}{\alpha(1-\alpha)}}$

Puisque  $\bar{u}_{wk}$ ,  $\sigma_{u,wk}^2$ ,  $\sigma_{v,wk}^2$  et  $m_{3,wk}$  peuvent être directement calculés dans les LES, le seul paramètre inconnu est  $\alpha$ . Dans le cadre de tests intermédiaires, nous avons

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

exploré plusieurs valeurs de  $\alpha$  comprises entre 0 et 1, afin d'identifier celles permettant d'obtenir les meilleures distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  par rapport à celles de la LES. Les résultats montrent que le modèle reproduit bien les distributions des LES lorsque  $\alpha$  est fixé à 0.35, aussi bien pour  $u_{10m}$  que pour  $v_{10m}$  (Fig. 5.1). L'analyse des distributions de  $u_{10m}$  montre que la sous-distribution  $(G_1(\bar{u}_1, \sigma_1))$ , qui donne les vents les plus forts selon la direction  $u$ , présente une largeur plus importante et un poids plus faible.

Bien que ces résultats soient satisfaisants, car le modèle reproduit bien les distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  calculées dans la LES, nous relevons deux limites majeures liées entre elles. D'une part, ce modèle repose uniquement sur des bases statistiques, sans fondement physique qui guide les modèles climatiques. D'autre part, aucun de ses paramètres n'est fourni directement par le modèle de poches. Cette contrainte nous a conduits à travailler sur un autre modèle fondé sur des principes physiques et dont certains paramètres seront directement issus du modèle de poches froides.

### 5.2.2 Deuxième modèle : introduction d'un vent radial

Nous analysons les cartes du module du vent à 10 m à un instant donné dans la LES du cas océanique réalisée avec SAM ainsi que pour le cas continental AMMA. Sur ces cartes, nous superposons les contours des anomalies de température de surface à -0.2 K et -1 K afin d'identifier respectivement les poches dans les cas RCE et AMMA, comme vu dans le chapitre 4. Cette analyse révèle la présence de vents forts à l'avant de la poche, correspondant au front de rafales, et de vents plus faibles à l'arrière, aussi bien pour le cas RCE (Fig. 5.2) que pour le cas AMMA (Fig. 5.3). Dans le cas RCE, le vent dominant est uniforme verticalement, et orienté vers l'Est, dirigeant ainsi le front de rafales dans cette direction. Dans le cas AMMA, le vent dominant est très cisailé et orienté vers le Nord, ce qui oriente sans doute la poche dans cette direction. La variation du vent à l'intérieur des poches peut-être vue comme la superposition de l'étalement avec le vent moyen dans la poche  $(\bar{u}_{wk}, \bar{v}_{wk})$ . A l'avant de la poche, l'étalement augmente son intensité, tandis qu'en arrière, cet étalement réduit la vitesse du vent. A noter que les LES montrent que le vent moyen au sein de la poche diffère sensiblement du vent à grande échelle. Ceci est cohérent avec les travaux de Pantillon et al. (2015), qui supposent que la vitesse du vent dirigeant la poche est proportionnelle à celle du vent environnemental, mesurée à l'altitude d'origine du flux descendant qui l'alimente, avec un coefficient de proportionnalité estimé à 0.65. Le fait que le vent moyen dans la poche soit plus faible que le vent à grande échelle suggère ainsi que la poche se déplace à une vitesse inférieure à celle

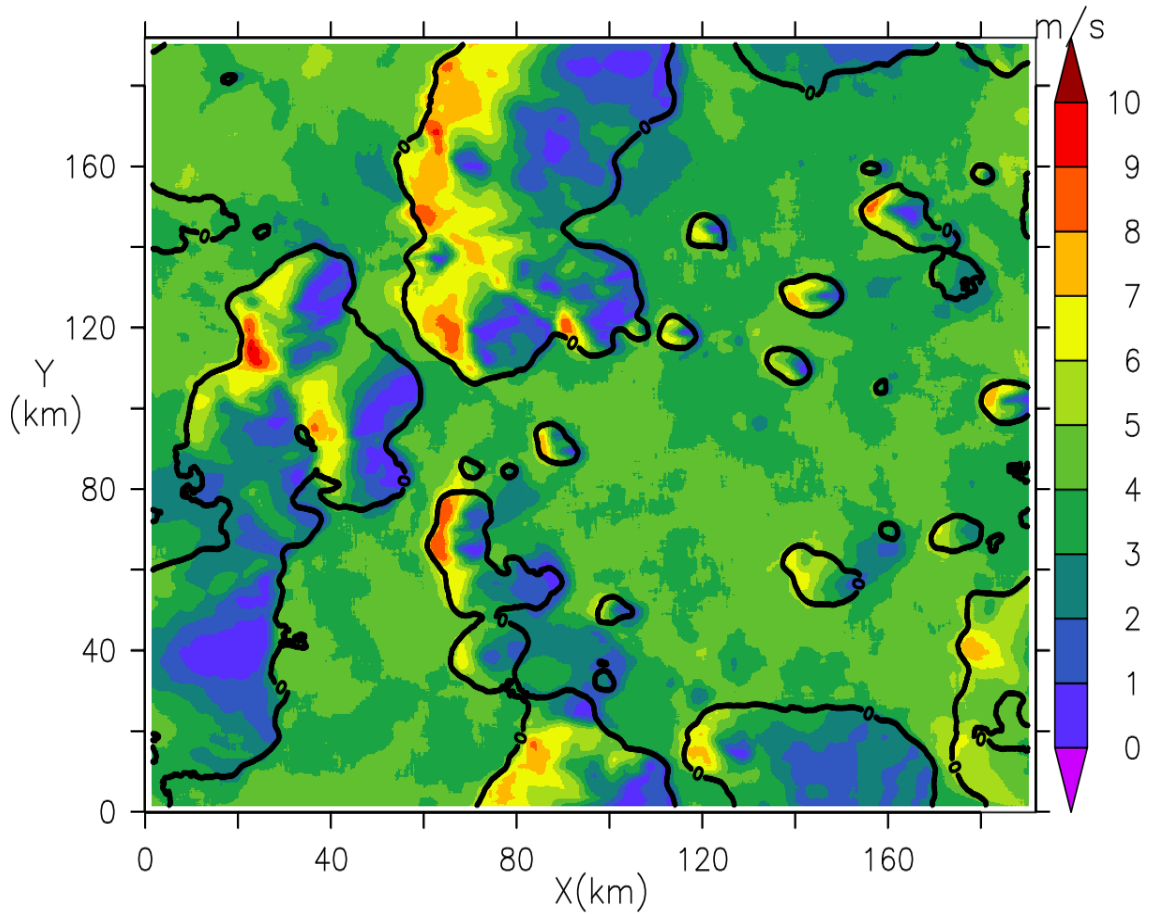


FIGURE 5.2 – Module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m lissé, sur une grille de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , à un instant de la LES océanique en RCE réalisée avec le modèle SAM. Les contours noirs représentent les anomalies de température à 10 m égales à 0.2 K, utilisées pour identifier les poches froides.

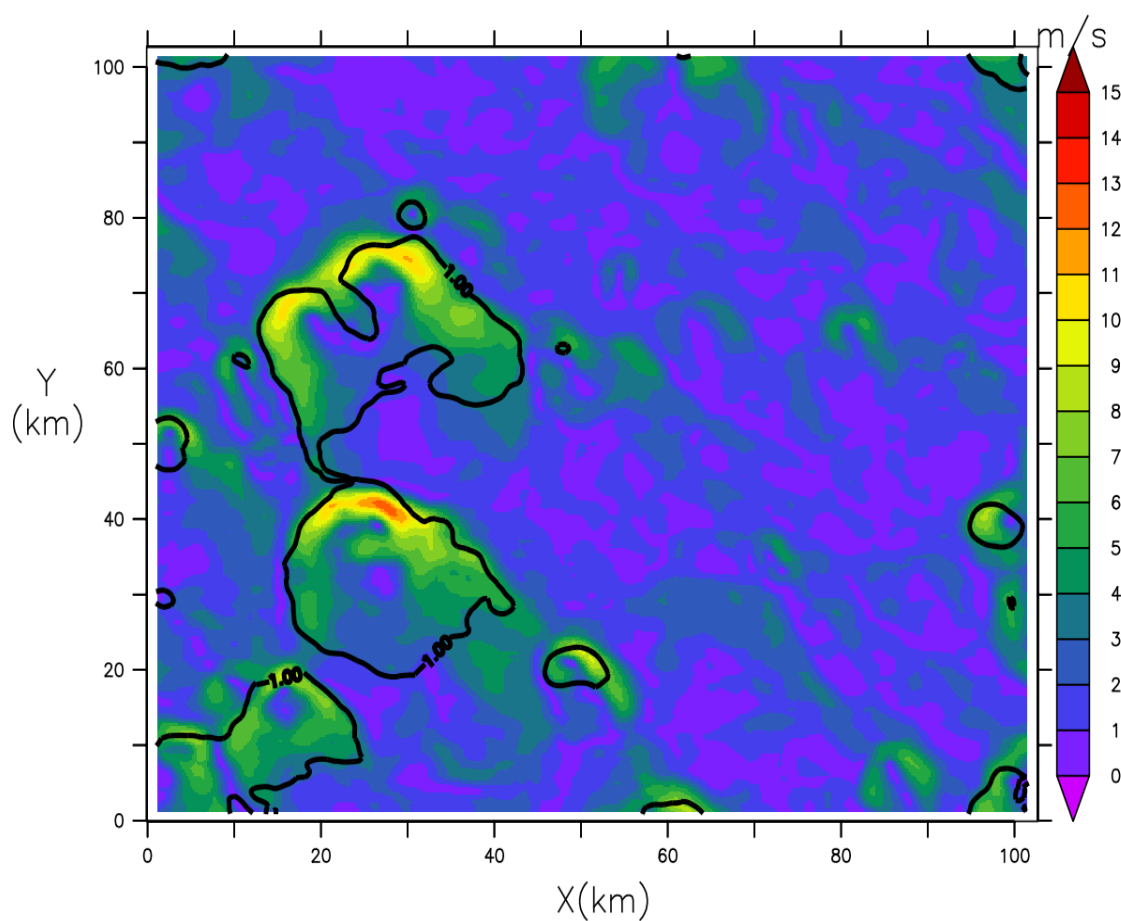


FIGURE 5.3 – Module du module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m, lissé sur une grille de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , à l’instant 18h de la LES continentale AMMA réalisée avec le modèle MesoNH. Les contours noirs représentent les anomalies de température à 10 m égales à  $-1 \text{ K}$ , utilisées pour identifier les poches froides.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

du vent environnemental.

Pour construire un modèle mathématique de cette distribution du vent, nous supposons que la poche est circulaire et que le vent responsable de son étalement est radial, avec une divergence horizontale uniforme. Il en résulte un vent radial croissant linéairement, atteignant sa vitesse maximale ( $C_*$ ) aux bords de la poche. A ce vent divergent vient s'ajouter une fluctuation de petite échelle, supposé de moyenne nulle et de distribution normale. La variance de la distribution associée à ces fluctuations turbulentes est différente et les analyses réalisées lors de la construction du modèle statistique montrent qu'elle est plus élevée dans le front de rafale que dans le reste de la poche (Fig. 5.1). On note respectivement les écarts-types associés  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ . Le vent total dans la poche est donc la somme du vent moyen dans la poche, d'un vent radial et de deux perturbations gaussiennes de variances  $\sigma_1^2$  et  $\sigma_2^2$ .

Selon la direction du front de rafales, le modèle divise la poche en deux zones distinctes, séparées par une ligne droite représentant les zones de vent fort (1) et de vent faible (2). Pour fixer les idées, on va supposer un vent dominant d'Est, le long de  $u$ , comme dans le cas RCE. Cela suppose un vent moyen nul dans les poches ( $\bar{v}_{wk} = 0$ ) dans la direction perpendiculaire à  $u$ , comme dans la section précédente. Dans la direction perpendiculaire, la poche est également scindée en deux parties égales, chaque partie incluant une section des zones (1) et (2), ce qui segmente la poche en quatre sous-parties. La figure 5.4 illustre ce modèle de vent : la poche est subdivisée en deux zones principales (1) et (2) en fonction de la direction  $u$  du front de rafales, puis en deux moitiés égales (nord (n) et sud (s)), chacune de ces moitiés étant ensuite divisée en deux sous-parties ( $n_1$ ,  $n_2$ ,  $s_1$  et  $s_2$ ) dans la direction perpendiculaire à  $u$ . Dans la direction du front de rafales, la distribution du vent est calculée comme la somme de deux distributions gaussiennes, chacune associée à une zone spécifique. La moyenne de chaque distribution gaussienne correspond à la somme du vent moyen ( $\bar{u}_{wk}$ ) dans la poche et du vent radial moyen ( $\bar{u}_r$ ) calculé dans la zone considérée. On retrouve, comme précédemment, une distribution de  $u$  calculée comme la somme pondérée de deux distributions gaussiennes  $G(\bar{u}_1; \sigma_1)$  et  $G(\bar{u}_2; \sigma_2)$ .

$\bar{u}_1$  et  $\bar{u}_2$  sont calculées par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \bar{u}_1 = \bar{u}_{wk} + \bar{u}_{r1} \\ \bar{u}_2 = \bar{u}_{wk} + \bar{u}_{r2} \end{cases} \quad (5.2.5)$$



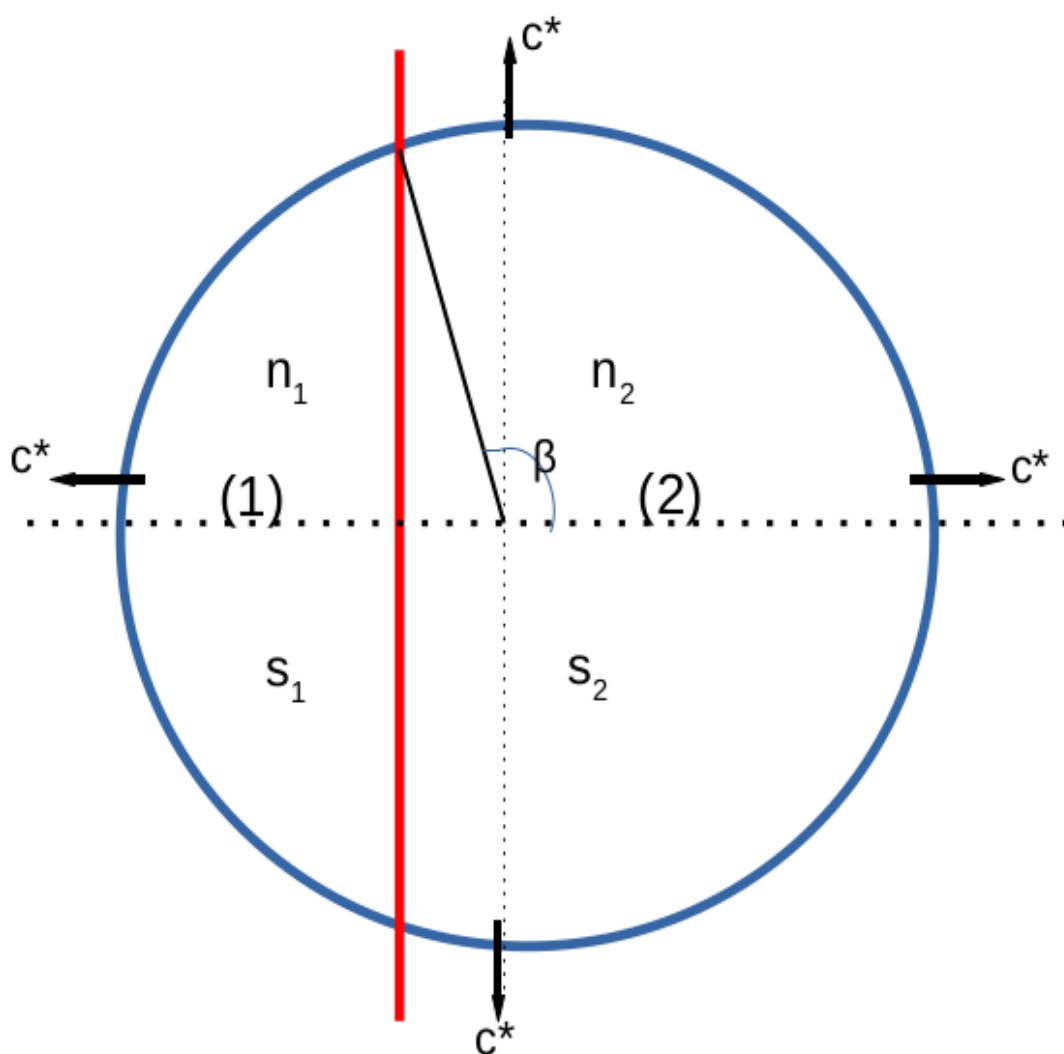


FIGURE 5.4 – Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches, distinguant le front de rafales (zone 1) et le reste de la poche (zone 2), séparés par une ligne droite (en rouge).  $C_*$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) représente la vitesse du vent radial, qui prend naissance au centre de la poche et est responsable de son étalement, au niveau des bords où elle atteint son maximum.  $\beta$  (rad) correspond à l'angle formé entre le centre de la poche et le point d'intersection du cercle avec le segment matérialisant le front de rafales.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

où  $\bar{u}_{r1}$  et  $\bar{u}_{r2}$  représentent les vents radiaux moyens calculés respectivement dans les zones 1 et 2 selon la direction du vent zonal ( $u$ ). Avec un peu de calculs trigonométriques, on peut montrer que ces vent radiaux moyens sont donnés par les expressions suivantes, proportionnelles à  $C_*$ .

$$\begin{cases} \bar{u}_{r1} = -\frac{4 \sin^3(\beta)}{3(2\pi - 2\beta + \sin(2\beta))} C_* \\ \bar{u}_{r2} = \frac{4 \sin^3(\beta)}{3(2\beta - \sin(2\beta))} C_* \end{cases} \quad (5.2.6)$$

où  $\beta$  est l'angle reliant le centre de la poche à l'intersection entre le cercle et le segment déterminant le front de rafales.

A noter que  $\bar{u}_1$  et  $\bar{u}_2$  de ce modèle sont formellement identiques à ceux définis dans l'équation 5.2.1 du modèle statistique, à savoir la somme du vent moyen dans la poche et d'un terme supplémentaire. La différence réside toutefois dans le fait que, ici, ce terme est physique, ce que n'était pas le cas dans le modèle statistique.

La PDF ( $P(u_{10m})$ ) de la distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches dans la direction  $u$  est donnée par la relation suivante :

$$P(u_{10m}) = \alpha G(\bar{u}_1; \sigma_1) + (1 - \alpha) G(\bar{u}_2; \sigma_2) \quad (5.2.7)$$

où  $\alpha$ , comme dans le modèle statistique, est la fraction surfacique couverte par la zone (1). Sa valeur est donnée en fonction de  $\beta$  par la relation suivante.

$$\alpha = \frac{2\beta - \sin(2\beta)}{2\pi} \quad (5.2.8)$$

Dans la direction perpendiculaire à  $u$ , la distribution du vent à 10 m résulte dans ce modèle de la somme de quatre distributions gaussiennes. La moyenne de chaque distributions est directement donnée par le vent radial moyen calculé dans la sous-partie considérée, puisque le vent moyen dans la poche est supposé nul dans la direction  $v$ . Les vents radiaux moyens, calculés dans ces quatre sous-parties, sont également proportionnels à  $C_*$  et sont définis par les relations suivantes.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{v}_{rn_1} = \frac{2(1+\cos(\beta))^2(2-\cos(\beta))}{3(2\pi-2\beta+\sin(2\beta))} C_* \\ \bar{v}_{rn_2} = \frac{2(1-\cos(\beta))^2(2+\cos(\beta))}{3(2\beta-\sin(2\beta))} C_* \\ \bar{v}_{rs_1} = -\bar{v}_{rn_1} \\ \bar{v}_{rs_2} = -\bar{v}_{rn_2} \end{array} \right. \quad (5.2.9)$$

La densité de probabilité ( $P(v_{10m})$ ) de la distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches dans la direction  $v$  est donnée par la relation suivante :

$$P(v_{10m}) = 0.5[\alpha G(\bar{v}_{rn_1}; \sigma_1) + (1-\alpha)G(\bar{v}_{rn_2}; \sigma_2)] + 0.5[\alpha G(\bar{v}_{rs_1}; \sigma_1) + (1-\alpha)G(\bar{v}_{rs_2}; \sigma_2)] \quad (5.2.10)$$

Le modèle ainsi défini dépend de cinq paramètres libres :  $\bar{u}_{wk}$ ,  $C_*$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\beta$ .

Ce modèle présente plusieurs avancées par rapport au modèle statistique. Les différents paramètres sont reliés à des caractéristiques physique de la poche et certains paramètres peuvent être fournis par le modèle de poche, et en particulier la vitesse d'étalement  $C_*$ . De plus, on observe que ce modèle repose désormais principalement sur des bases physiques.

Nous ajustons maintenant les paramètres du modèle en fonction des distributions des vents  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  calculés dans la LES SAM. Plus précisément, nous ajustons les paramètres  $C_*$  et  $\beta$  en utilisant le test du  $\chi^2$ , défini par la relation suivante.

$$\chi^2 = \frac{\sum (LES - MODELE)^2}{MODELE} \quad (5.2.11)$$

Afin de vérifier la pertinence du modèle, nous testons plusieurs valeurs de  $\beta$  et  $C_*$  pour déterminer celles qui permettent au modèle de mieux correspondre à la LES. Dans ces tests,  $\bar{u}_{wk}$  est fixé à la valeur calculée dans la LES. Quant aux paramètres  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ , nous avons retenu les valeurs obtenues dans la section 5.2.1.

Les résultats du test de  $\chi^2$  permettent d'identifier les valeurs de  $C_*$  et  $\beta$  (situées dans

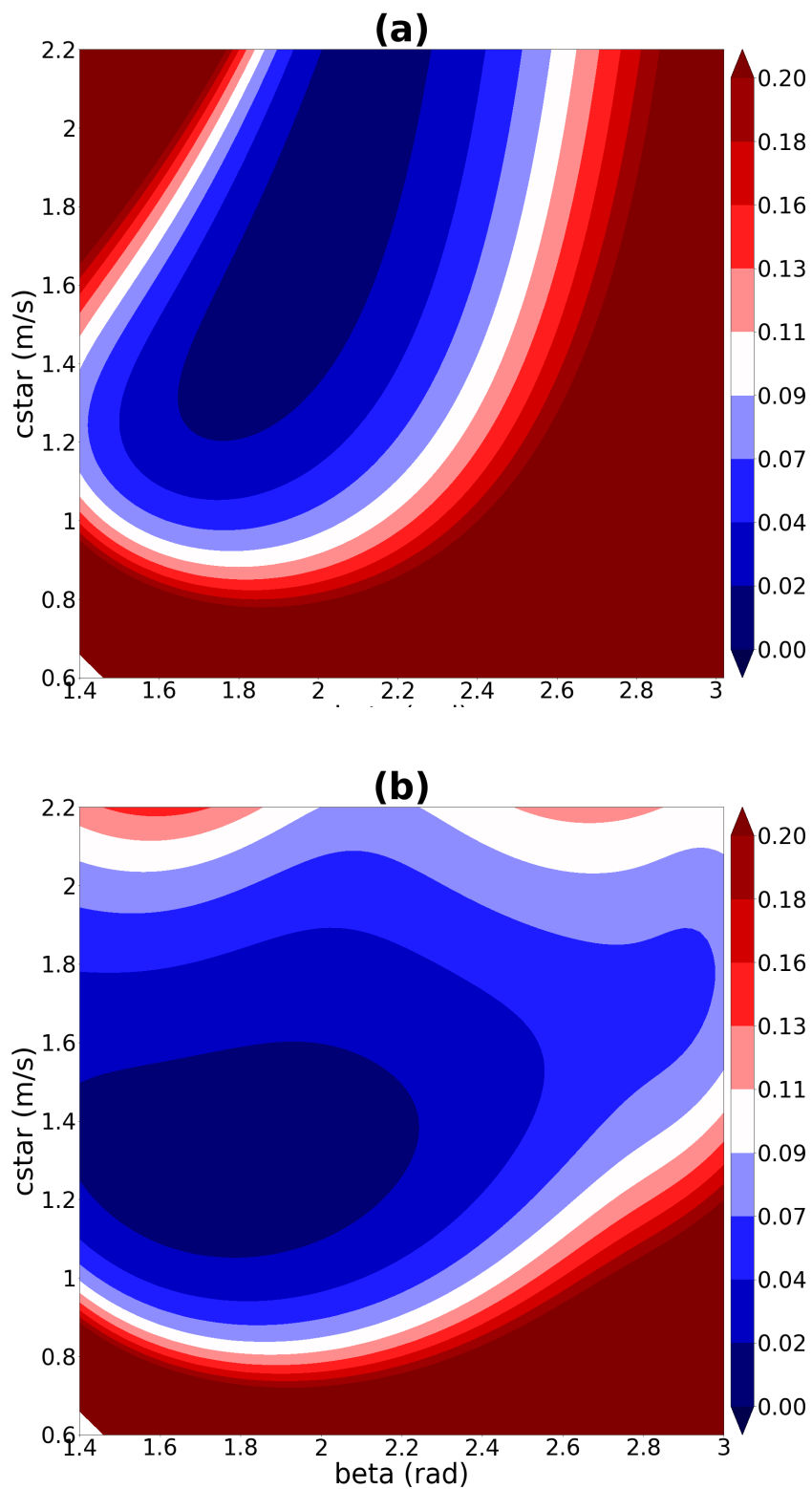


FIGURE 5.5 – Détermination des valeurs optimales de  $C_*$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) et  $\beta$  (rad), garantissant les meilleures distributions des composantes du vent  $u_{10m}$  (a) et  $v_{10m}$  (b) dans le modèle, en comparaison avec la LES SAM, selon le critère du test de  $\chi^2$ .

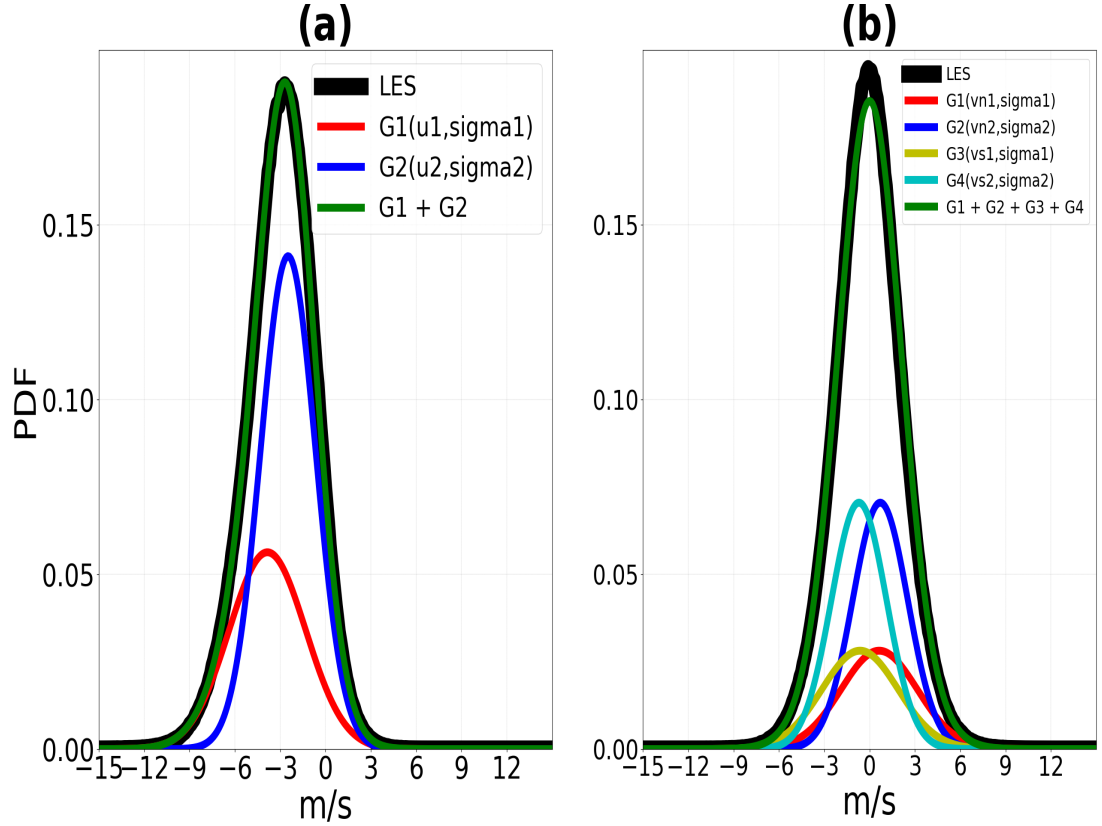


FIGURE 5.6 – Comparaison des distributions des composantes zonale ( $u_{10m}$ , à gauche) et méridionales ( $v_{10m}$ ), à droite) du vent à 10 m calculées dans la LES SAM et celles fournies par le modèle (en vert) de distribution du vent à 10 m dans les poches.

la région bleu foncé de la Figure 5.5) correspondant aux meilleures performances du test, conduisent aux distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  les plus proches des LES. En sélectionnant  $C_* = 1.2$  m/s et  $\beta = 1.8$  rad (équivalent d'une fraction du front de rafale  $\alpha = 0.35$ ) dans cette bande, nous obtenons des distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  qui reproduisent bien celles des LES (Fig. 5.6). Ces résultats sont en accord avec ceux du modèle statistique, où les zones de vents forts étaient également associées à une fraction surfacique plus faible, estimée à 35%.

Deux limitations persistent cependant. La première est que  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\bar{u}_{wk}$  ne sont toujours pas couplés au modèle de poches. On fait des propositions sur ce point dans les sections suivantes. La seconde limitation est plus fondamentale : le modèle ne fournit pas la PDF du module du vent. En effet, le modèle proposé ne fournit que les distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$ . Nous avons tenté d'en déduire la distribution du

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

module du vent à 10 m, mais cela a conduit à des calculs extrêmement complexes, laissant entrevoir également un coût numérique important. Face à la difficulté d'obtenir une expression analytique de la PDF du module du vent à 10 m, nous avons envisagé d'utiliser les techniques de Monte-Carlo. Avec cette méthode, on peut tirer aléatoirement des valeurs de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$ , puis calculer leur module pour en déduire sa distribution. Finalement, la simplicité de cette méthode nous a amené à travailler sur une autre version du modèle, où il n'est plus nécessaire d'avoir les expressions analytiques des distributions du vent  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  et du module.

La méthode de Monte Carlo est en effet largement reconnue pour sa capacité à fournir des solutions approchées à certains problèmes déterministes à partir d'un grand nombre de simulations. Si les domaines d'application peuvent varier, son principe reste le même : effectuer un grand nombre de simulations basées sur des tirages aléatoires afin d'obtenir une approximation numérique de calculs trop complexes pour être résolus analytiquement. Cette méthode statistique converge vers la solution exacte quand on augmente le nombre de tirage. Cette approche est utilisée dans de nombreux champs scientifiques (biologie, physique, finance, mathématique) où les méthodes classiques se confrontent à des limites. Comme déjà évoqué, on adapte cette technique afin de contourner la complexité de certains calculs mathématiques, bien qu'il s'agit d'une première tentative d'intégration de cette approche dans un modèle climatique.

### 5.2.3 Troisième modèle : introduction d'une approche Monte-Carlo

Ce modèle reprend la physique du modèle précédent, où la poche est supposée circulaire et où le vent total est défini par la somme d'un vent moyen ( $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$ ) dans la poche, d'un vent radial ( $u_r$ ,  $v_r$ ), et de deux perturbations gaussiennes de moyennes nulles et de variances respectives  $\sigma_1^2$  et  $\sigma_2^2$  selon qu'on est dans la zone du front de rafales (1) ou dans le reste de la poche (2). Cependant, une modification a été apportée à l'identification des zones (1) et (2). Dans cette version, le front de rafales et le reste de la poche ne sont plus séparés par une droite, mais par des iso-modules du vent non perturbé en forme d'arcs de cercle. Cette approche est plutôt plus cohérente avec les LES comme on peut le voir dans les figures 5.2 et 5.3. Elle permet entre autre d'avoir un front de rafale circulaire autour du centre de la poche en cas de vent moyen nul. Avec ce choix, les zones (1) et (2) sont désormais définies en fonction d'un seuil du module du vent ( $w_s$ ) non perturbé, qui correspond à la

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

somme du vent radial et du vent moyen, sans inclure les fluctuations gaussiennes. La figure 5.7 représente un schéma conceptuel de cette nouvelle version du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur d'une poche froide.

Comme mentionné plus haut, nous utilisons la méthode de Monte-Carlo pour obtenir les distributions approchées de  $u_{10m}$ ,  $v_{10m}$  et du module du vent à 10 m à l'intérieur des poches sans avoir à dériver les formulations. Ce calcul s'effectue en plusieurs étapes, détaillées ci-dessous :

**Calcul du vent non perturbé :** la première étape consiste à sélectionner un point  $m(x,y)$  de façon uniforme dans la poche. Pour cela, on effectue un tirage aléatoire uniforme en  $R^2$  (plutôt que sur  $R$  directement), afin d'obtenir une distribution uniforme sur la surface du disque. On tire également un angle  $\theta$  uniformément entre 0 et  $2\pi$ , pour éviter de privilégier aucune direction. A chaque réalisation, on tire donc uniformément deux nombres aléatoires  $n_i$  et  $m_i$ , entre 0 et 1. Ces tirages sont déterminés par les relations suivantes..

$$\begin{cases} r_i^2 = n_i R^2 \\ \theta_i = m_i 2\pi \end{cases} \quad (5.2.12)$$

.

Pour chaque tirage, les coordonnées cartésiennes du point  $m(x,y)$  dans la poche sont alors données par :

$$\begin{cases} x_m = \sqrt{r_i^2} \cos(\theta_i) \\ y_m = \sqrt{r_i^2} \sin(\theta_i) \end{cases} \quad (5.2.13)$$

.

On calcule ensuite le vent total non perturbé au point  $m(x,y)$  tiré, donné par la somme du vent moyen dans la poche ( $\bar{u}_{wk}$ ,  $\bar{v}_{wk}$ ) et d'un vent radial ( $x_m \frac{C_*}{R}$ ,  $y_m \frac{C_*}{R}$ ), sachant que  $\bar{v}_{wk}$  est supposé nul :

$$\begin{cases} u_{m,x} = \bar{u}_{wk} + x_m \frac{C_*}{R} \\ v_{m,y} = y_m \frac{C_*}{R} \\ w_m = \sqrt{u_{m,x}^2 + v_{m,y}^2} \end{cases} \quad (5.2.14)$$

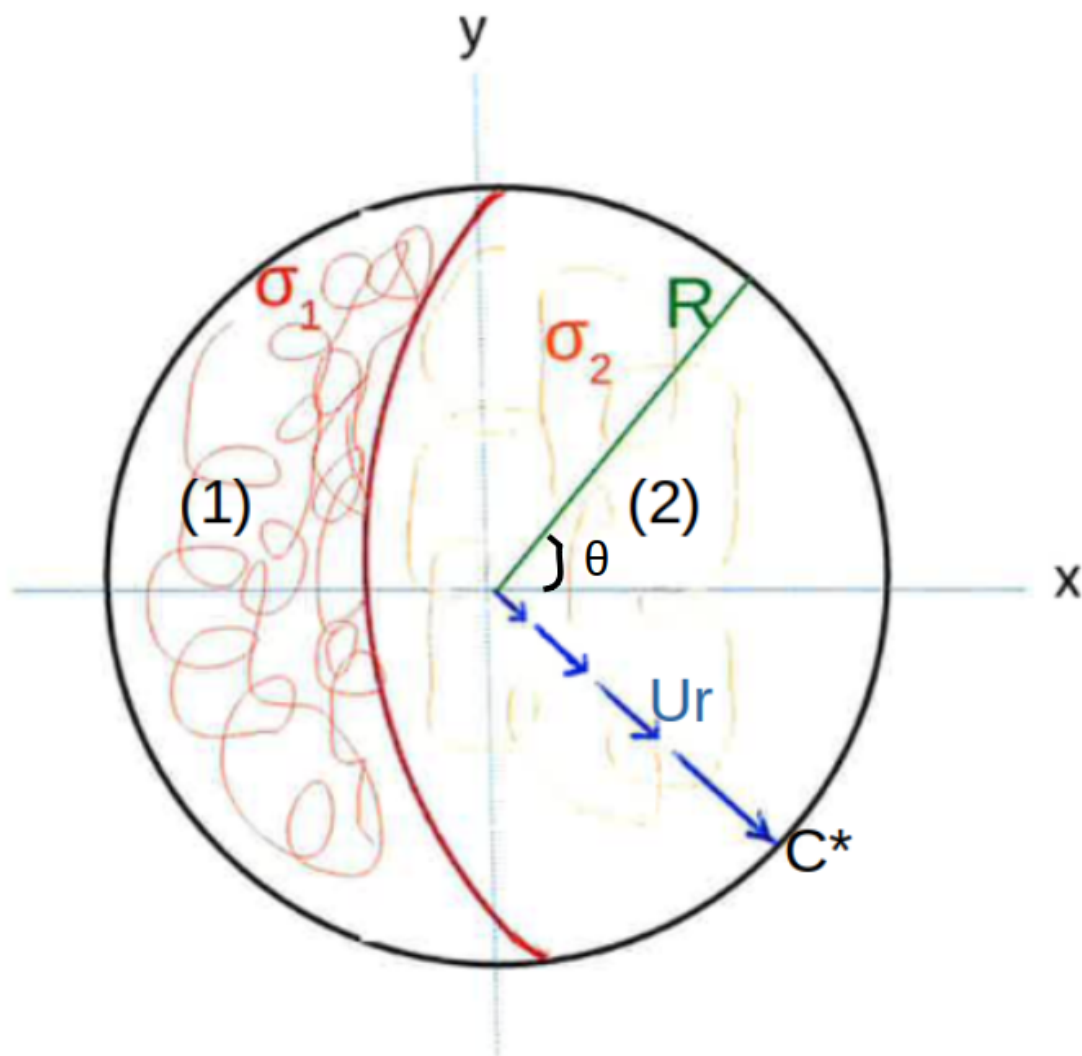


FIGURE 5.7 – Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur d'une poche froide, illustrant le front de rafales (zone 1) et le reste de la poche (zone 2), séparés par un iso-module de vent en arc de cercle (en rouge).  $C_*$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) représente la vitesse du vent radial ( $U_r$ ), qui prend naissance au centre de la poche et est responsable de son étalement, au niveau des bords où elle atteint son maximum.  $R$  (m) représente le rayon de la poche.  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  représentent l'écart-type de la variance du vent sur les régions (1) et (2), respectivement.  $\theta$  (rad) représente l'angle formé entre le centre de la poche et le rayon  $R$ .



## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

. **Calcul du vent turbulent** : nous déterminons ensuite le vent turbulent au point  $m(x, y)$  sélectionné. Pour cela, nous commençons par identifier si ce point appartient à la région des fronts de rafales (1) ou au reste de la poche (2), vu que la variance du vent est différente dans ces deux régions. Cette distinction est faite en comparant le module ( $w_m$ ) du vent non perturbé calculé en  $m(x,y)$  avec le seuil  $w_s$ . Si  $w_m > w_s$ , alors le point se situe dans la zone (1); dans le cas contraire ( $w_m < w_s$ ), il appartient à la zone (2).

On effectue alors un second tirage pour calculer le vent turbulent gaussien ( $u_{turbx}, v_{turby}$ ) selon les axes  $x$  et  $y$ . Ce calcul repose sur la transformation de Box-Muller, qui permet de produire des variables aléatoires suivant une distribution normale centrée réduite (moyenne 0, variance 1) à partir de variables aléatoires uniformes. La méthode utilise deux variables indépendantes ( $U_1$  et  $U_2$ ), uniformément distribuées entre 0 et 1, pour obtenir deux nouvelles variables indépendantes ( $Z_x$  et  $Z_y$ ) suivant toutes les deux une loi normale centrée réduite ( $Z_x, Z_y \stackrel{\text{i.i.d.}}{\sim} \mathcal{N}(0, 1)$ ), selon les relations suivantes.

$$\begin{cases} Z_x = \sqrt{-2 \ln U_1} \cos(2\pi U_2) \\ Z_y = \sqrt{-2 \ln U_1} \sin(2\pi U_2) \end{cases} \quad (5.2.15)$$

. Le vent turbulent ( $u_{turbx}, v_{turby}$ ) au point  $m(x,y)$ , selon qu'on est dans les régions (1) ou (2), est défini par :

$$\begin{cases} u_{turbx} = \sigma_R Z_x \\ v_{turby} = \sigma_R Z_y \end{cases} \quad (5.2.16)$$

. où  $R = 1$  ou  $2$

**Calcul du vent total** : enfin, nous additionnons les composantes du vent ( $u_{m,x}$  et  $v_{m,y}$ ) dans la poche avec les composantes du vent turbulent ( $u_{turbx}$  et  $v_{turby}$ ) pour obtenir le vent total au point  $m(x,y)$  sur chaque axe, puis nous calculons le module

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

du vent total en ce point.

$$\begin{cases} u_{mt,x} = u_{m,x} + u_{turbx} \\ v_{mt,y} = v_{m,y} + v_{turby} \\ w_{mt} = \sqrt{(u_{mt,x})^2 + (v_{mt,y})^2} \end{cases} \quad (5.2.17)$$

.

Le modèle ainsi défini dépend de six paramètres qui sont :  $\bar{u}_{wk}$ ,  $C_*$ ,  $w_s$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $R$

Des tests intermédiaires ont montré que le modèle reproduit bien les distributions de  $u_{10m}$ ,  $v_{10m}$  et du module du vent à 10 m par rapport aux LES, lorsque l'on impose  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  (calculées dans la section 5.1), ainsi que  $\bar{u}_{wk}$ ,  $C_*$  (estimés à partir des LES) et une valeur donnée de  $w_s$  et  $R$ . Ces résultats représentent une avancée majeure, car le modèle parvient désormais à donner les distributions de  $u_{10m}$ ,  $v_{10m}$  et aussi du module du vent à 10 m dans les poches. Le paramètre  $C_*$  correspondra à la vitesse d'étalement de la poche, calculée par le modèle des poches froides.  $R$  sera fixé à une valeur, car nos tests ont montré que sa variation n'affecte pas les distributions du vent. Il reste maintenant à déterminer  $w_s$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\bar{u}_{wk}$ .

### 5.2.4 Le modèle retenu

Une dernière sophistication est proposée pour le modèle décrit ci-dessus, rendue praticable facilement pour l'approche Monté-Carlo qui permet d'éviter d'avoir à dériver les distributions analytiquement. Plutôt que de spécifier deux écarts-types différents,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ , l'un dans le fronts de rafales et l'autre dans le reste de la poche, nous supposons ici que la variance du vent dépend du module ( $w_m$ ) du vent non perturbé calculé dans la poche au point  $m(x,y)$ . Cette dépendance est décrite de façon assez classique par :

$$\sigma = k_{twk} w_m \quad (5.2.18)$$

Ce choix s'inspire des travaux de Panofsky et al. (1977), qui ont établi une relation entre  $\sigma$  et la vitesse de friction ( $u^*$ ) dans des conditions de stabilité neutre, selon la formule suivante :

$$\sigma = 2.69 u^* \quad (5.2.19)$$

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

En appliquant la loi du profil logarithmique du vent sous conditions de stabilité neutre,  $u^*$  peut être exprimé en fonction du module de la vitesse du vent  $w$  :

$$u^* = \frac{k}{\ln(\frac{z}{z_0})} w \quad (5.2.20)$$

où  $k = 0.4$

La combinaison des équations 5.2.19 et 5.2.20 donne alors une expression de  $\sigma$  en fonction de  $w$  sous la forme  $\sigma = k_x w$ , ce qui correspond à l'équation 5.2.18, où  $k_x = k_{twk} = \frac{2.29k}{\ln(\frac{z}{z_0})}$ .

Ce coefficient dépend donc de la rugosité de surface, ce qui implique qu'il peut varier selon le type de sol ou de couverture de la zone considérée.

Avec ce calcul, la variance du vent varie en chaque point de la poche, alors que dans le modèle précédent, elle était considérée comme uniforme au sein des zones (1) et (2). Cette approche reste cohérente avec l'image physique selon laquelle la variance du vent est plus élevée dans le front de rafales que dans le reste de la poche, puisque le vent non perturbé augmente avec le rayon de la poche en direction du front de rafales. Nous précisons également qu'avec cette version du modèle, il n'est plus nécessaire de comparer  $w_m$  au seuil de vent  $w_s$  pour déterminer si l'on se trouve en zone (1) ou en zone (2). Désormais, les vents turbulents sont directement donnés par les relations suivantes, valables aussi bien pour la zone (1) que pour la zone (2).

$$\begin{cases} u_{turbx} = \sigma Z_x \\ v_{turby} = \sigma Z_y \end{cases} \quad (5.2.21)$$

où  $Z_x$  et  $Z_y$  sont deux variables indépendantes suivant toutes les deux une loi normale centrée réduite  $\mathcal{N}(0, 1)$ , comme détaillé à la section 5.2.3

Le calcul des distributions de  $u_{10m}$ ,  $v_{10m}$  et du module du vent à 10 m à l'intérieur des poches, pour chaque tirage Monte-Carlo au point  $m(x, y)$  dans cette dernière version du modèle, est résumé ci-dessous.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

### 1. calcul du vent non perturbé dans la poche

On tire uniformément un point  $m(x,y)$  dans la poche (la procédure de tirage uniforme étant décrite dans la section précédente), puis on y calcule le vent comme la somme du vent moyen dans la poche et d'un vent radial, selon les expressions suivantes :

$$\begin{cases} u_{m,x} = \bar{u}_{wk} + x_m \frac{C_*}{R} \\ v_{m,y} = y_m \frac{C_*}{R} \\ w_m = \sqrt{u_{m,x}^2 + v_{m,x}^2} \end{cases} \quad (5.2.22)$$

### 2. calcul de la variance du vent

$$\sigma = k_{twk} w_m \quad (5.2.23)$$

où  $k_{twk}$  est un réel

### 3. calcul du vent turbulent

On tire une réalisation de  $u_{turbx}$  et  $v_{turby}$  en suivant une loi normale.

$$\begin{cases} u_{turbx} = \sigma Z_x \\ v_{turby} = \sigma Z_y \end{cases} \quad (5.2.24)$$

. où  $Z_x$  et  $Z_y$  sont deux variables aléatoire indépendantes, suivant chacune une loi normale  $\mathcal{N}(0,1)$

### 4. calcul du vent total dans la poche

Le vent total au point  $m(x,y)$  est obtenu en additionnant le vent non perturbé

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

au vent turbulent.

$$\begin{cases} u_{mt,x} = u_{m,x} + u_{turbx} \\ v_{mt,y} = v_{m,y} + v_{turby} \\ w_{mt} = \sqrt{(u_{mt,x})^2 + (v_{mt,y})^2} \end{cases} \quad (5.2.25)$$

Cette dernière version du modèle repose sur trois paramètres :  $\bar{u}_{wk}$ ,  $C_*$  et le coefficient  $k_{twk}$ .

Le vent moyen dans les poches ( $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$ ), différent du vent moyen à l'échelle de la maille comme mentionné précédemment, nécessite une paramétrisation. Nous avons cherché à établir cette paramétrisation à partir des analyses des LES. Dans ces analyses, nous remarquons que le vent dans les poches est influencé par le vent à grande échelle présent dans les couches situées au-dessus du sommet des poches (non illustré ici), ce qui est cohérent avec l'approche de Pantillon et al. (2015). Nous estimons cependant qu'une analyse plus approfondie serait nécessaire pour mieux comprendre l'influence de ces vents supérieurs sur ceux à l'intérieur de la poche. Ce travail est donc reporté aux perspectives.

Cette dernière version du modèle, présentée ci-dessus, est finalement celle retenue pour intégrer les rafales associées aux poches dans LMDZ. Dans le GCM, les valeurs de  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  correspondront, à ce stade, au vent moyen du GCM sur la première couche du modèle ( $\bar{u}_{wk} = u_{k_1}$  ;  $\bar{v}_{wk} = v_{k_1}$ ). Nous vérifierons cependant la pertinence de ce choix dans les sections suivantes, avant de l'appliquer dans le GCM. Le paramètre  $C_*$  sera directement fourni par le modèle de poches froides, tandis que  $k_{twk}$  restera un paramètre libre.

La prochaine étape consiste à identifier les valeurs optimales de  $k_{twk}$  permettant au modèle de vent dans les poches de bien reproduire les distributions de  $u_{10m}$ ,  $v_{10m}$  et du module de vent à 10 m par rapport aux LES.

### 5.3 Tuning

#### 5.3.1 Tuning du modèle de vent dans les poches

Dans cette section, nous utilisons l’outil de calibration automatique `htexplo` pour ajuster les paramètres du modèle de distribution du vent à 10 m à l’intérieur des poches froides. Cet outil est généralement utilisé pour ajuster les paramètres libres des paramétrisations déjà intégrées dans le GCM, aussi bien en mode 1D (Couvreur et al., 2021) qu’en mode 3D (Hourdin et al., 2021). Cet ajustement repose sur la comparaison décrite plus haut et utilisée au chapitre précédent pour calibrer le modèle de poches.

Ici, l’ajustement est réalisé avant l’implémentation du modèle de vent dans le GCM. Il s’agit d’ajuster les relations utilisées dans la paramétrisation directement sur la LES. Nous précisons que, même si l’utilisation du vent moyen dans la maille est prévue dans le GCM, les relations de la paramétrisation considèrent bien le vent moyen dans les poches. Pour ce tuning, nous travaillons donc avec  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  plutôt qu’avec les valeurs moyennes du vent dans la maille ( $\bar{u}_{k1}$  et  $\bar{v}_{k1}$ ), afin de valider d’abord notre modèle. Au lieu de fixer  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  à leurs valeurs issues des LES, nous pouvons cependant les inclure parmi les paramètres à calibrer. Cela permet, en parallèle, d’évaluer la pertinence du choix d’utiliser le vent à grande échelle dans le GCM, en vérifiant si les intervalles de valeurs de  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  acceptables recouvrent les valeurs de  $\bar{u}_{k1}$  et  $\bar{v}_{k1}$ .  $C_*$  est, pour sa part, imposée à sa valeur calculée dans la LES.

Dans la LES, les distributions du vent à 10 m dans les poches sont obtenues en moyennant les résultats sur 24 instants pour le cas RCE. Pour le cas AMMA, elles sont calculées à l’instant de 18 h, lorsque les poches sont bien développées et que le front de rafales est plus marqué. Nous calibrons indépendamment sur ces deux cas, car  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  dépendent du cas considéré.

Nous avons choisi des métriques basées sur la fraction de la surface de la poche où le vent dépasse un certain seuil de vitesse, afin de mettre l’accent sur la bonne représentation des vents forts, essentielle pour le soulèvement de poussières. Pour le cas RCE, les seuils fixés sont de 3, 5, 7, 9, 10, 11 et 12 m/s. Dans le cas AMMA, où les vents sont plus forts, nous avons retenu les seuils de 3, 5, 7, 9, 11, 13, 14 et 15 m/s. Nous avons également inclus la moyenne et la variance des distributions des  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  dans les métriques. La tolérance à l’erreur fixée est de 0.01 pour toutes les métriques. Pour le paramètre  $k_{twk}$ , nous avons défini une plage de valeurs comprise

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

entre 0 et 1, aussi bien pour RCE que pour AMMA. Concernant les paramètres  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  : pour RCE, les plages de valeurs sont fixées à  $[-6, 1]$  m/s pour  $\bar{u}_{wk}$  et  $[-3, 3]$  m/s pour  $\bar{v}_{wk}$ . Pour AMMA, nous avons fixé une plage de  $[-2, 2]$  m/s pour ces deux paramètres. Enfin,  $C_*$  a été imposé à la valeur estimée dans les LES : 2.2 m/s pour RCE et 5 m/s pour AMMA.

Les Figures 5.8 et 5.9 présentent les résultats de l'ajustement des paramètres  $k_{twk}$ ,  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$ , obtenus à partir des neuf métriques définies pour le cas RCE. Elles montrent une seule des métriques :  $s7$  correspondant à la fraction de la surface de la poche où le vent dépasse 7 m/s. On observe une évolution entre la vague 1 (Fig. 5.8), où les valeurs des paramètres choisis sont réparties sur l'ensemble de leur intervalle initial, et la vague 5 (Fig. 5.8), où elles se concentrent sur un espace plus restreint. Pour le coefficient  $k_{twk}$ , les valeurs sont contraintes entre 0.3 et 0.7 à la vague 5, suggérant que l'optimum se situe dans cet intervalle. De même,  $\bar{u}_{wk}$  est contraint entre -3.5 et -2.5 m/s. Par contre,  $\bar{v}_{wk}$  ne figure plus parmi les paramètres retenus à la vague 5, parce qu'on a déjà réduit l'intervalle aux vagues précédentes. Nous avons pratiquement les mêmes résultats avec les autres métriques.

Les figures 5.10a, b et c montrent que, avec les plages de valeurs des paramètres fournies par la vague 5, le modèle reproduit bien les distributions du module du vent à 10 m, de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  par rapport aux LES dans le cas RCE, respectivement.

Le tuning sur le cas AMMA, basé sur les onze métriques définies plus haut, dont  $s9$ , correspondant à la fraction de surface de la poche où le vent dépassant 9 m/s (Fig. 5.11 et Fig. 5.12), atteint la convergence numérique un peu plus tôt que dans le cas RCE. Pour le cas AMMA, cette convergence est obtenue dès la vague 3. Le passage de la vague 1 à la vague 3 indique que les valeurs optimales de  $k_{twk}$  se situent entre 0.8 et 0.9 (Fig. 5.11 et Fig. 5.12). Pour  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$ , les valeurs optimales sont estimées respectivement dans les intervalles  $[0.5, 1]$  m/s ((Fig. 5.12) et  $[-1, 0.5]$  m/s (Fig. 5.12). Les tendances observées pour les autres métriques sont globalement similaires.

On observe que, avec les plages de valeurs fournies par la vague 3 pour les paramètres  $k_{twk}$ ,  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$ , le modèle parvient à bien reproduire la queue de la distribution du module du vent, correspondant aux vents forts (Fig. 5.13a). Par contre, il ne représente pas bien les vents faibles (Fig. 5.13a). Les figures 5.13b et c révèlent également que les distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$  ne sont pas aussi bien reproduites par le modèle. Ces limitations pourraient s'expliquer par l'absence de statistiques représentatives sur le cas AMMA. A l'instant choisi (18 h) dans la LES, seules trois poches sont

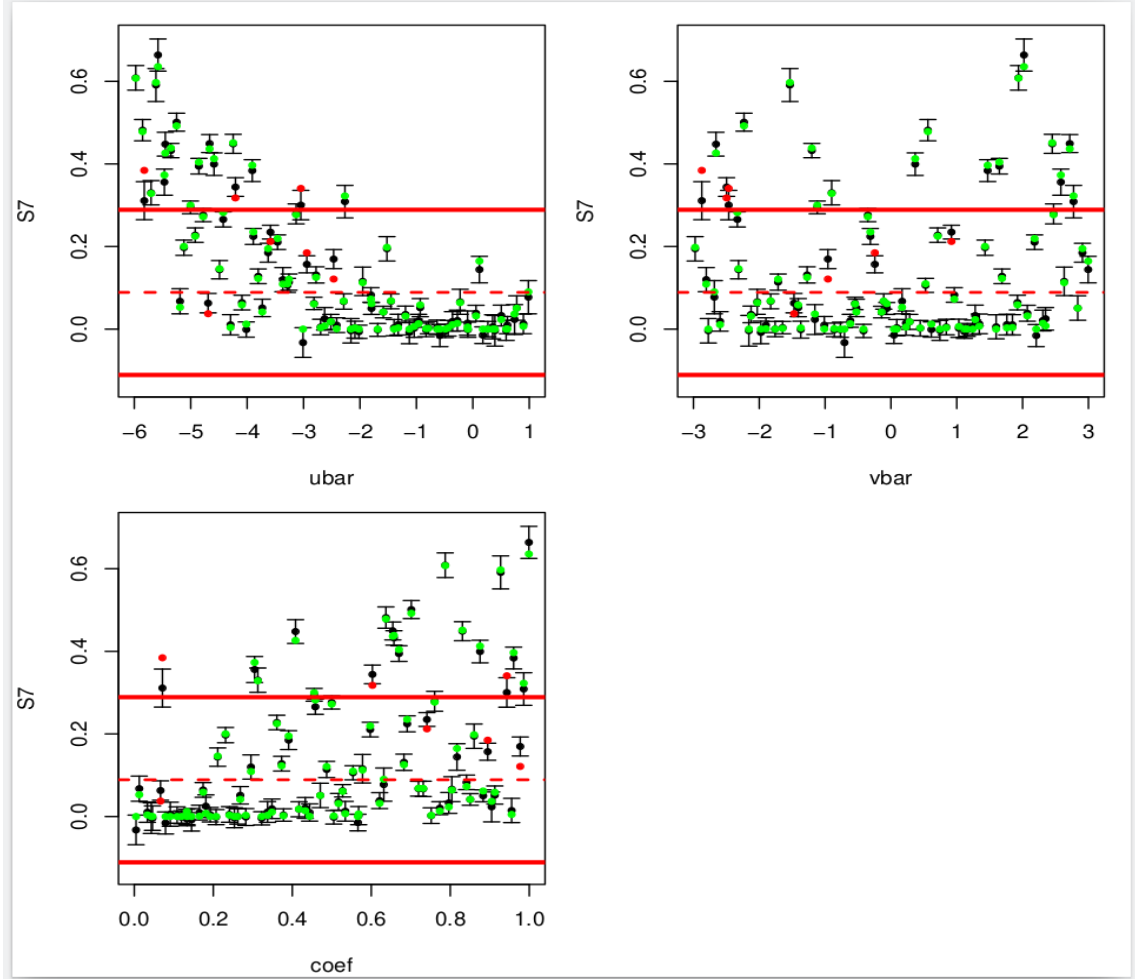


FIGURE 5.8 – Métrique  $s7$  (fraction de surface de la poche froide où le vent dépasse 7 m/s) en fonction des paramètres  $\bar{u}_{wk}$  (ubar),  $\bar{v}_{wk}$  (vbar) et le coefficient  $k_{twk}$  (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vagues 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes.



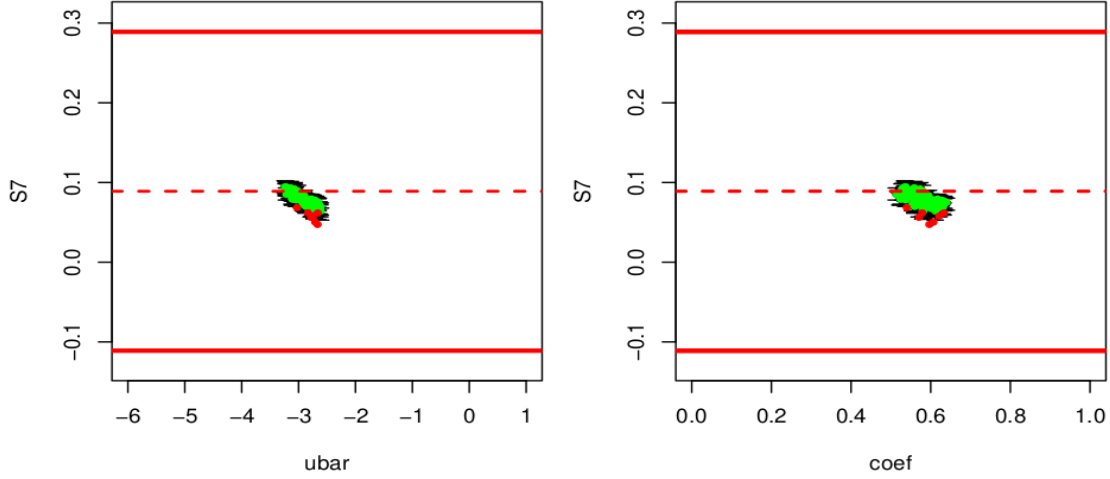


FIGURE 5.9 – Comme Fig 5.8 mais pour la vague 5 du cas RCE

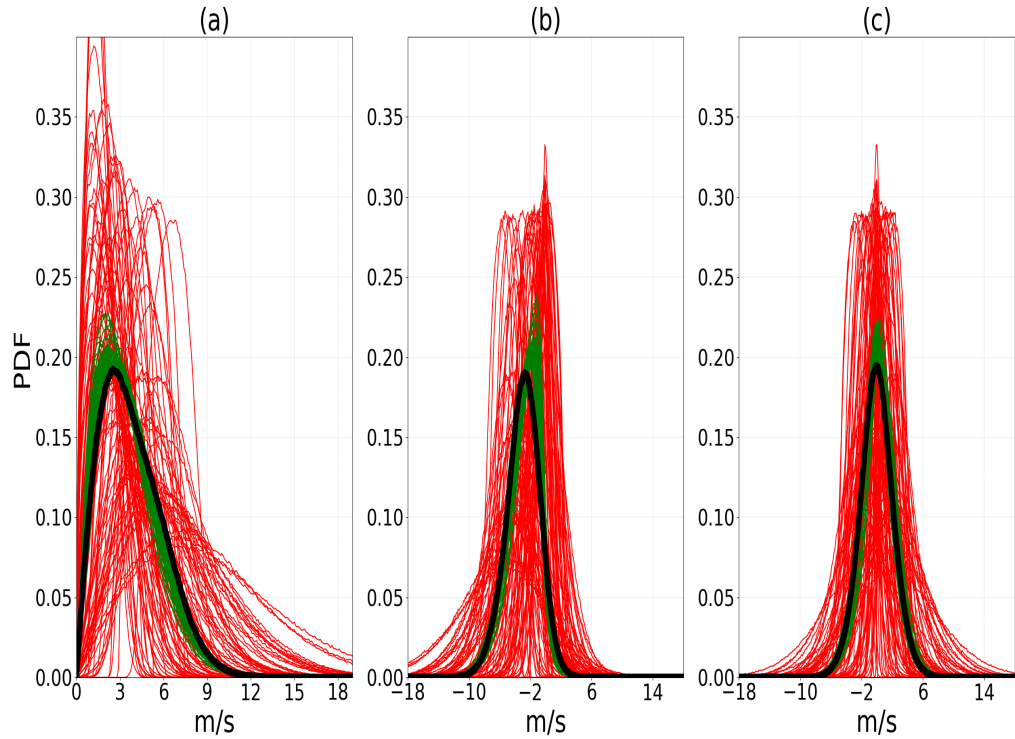


FIGURE 5.10 – Comparaison des distributions du module du vent à 10 m ( $\text{m.s}^{-1}$ , a) et des composantes  $u_{10m}$  ( $\text{m.s}^{-1}$ , b) et  $v_{10m}$  ( $\text{m.s}^{-1}$ , c) à l'intérieur des poches, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations. La LES correspond à une moyenne réalisée sur 24 instants.

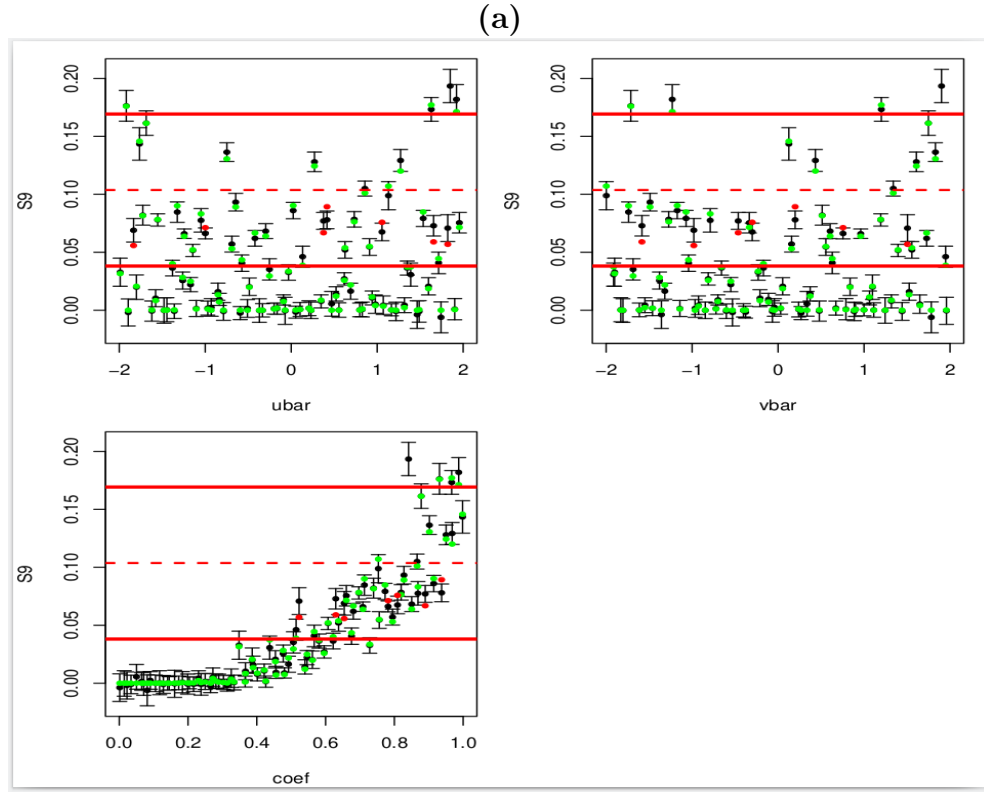


FIGURE 5.11 – Métrique  $s9$  (fraction de surface de la poche froide où le vent dépasse 9 m/s) en fonction des paramètres  $\bar{u}_{wk}$  ( $\bar{u}_{bar}$ ),  $\bar{v}_{wk}$  ( $\bar{v}_{bar}$ ) et le coefficient  $k_{twk}$  ( $coef$ ) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vagues 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes.

présentes, ce qui n'offre pas une base statistique robuste.

La capacité du modèle à bien représenter la queue de la distribution du module du vent demeure un résultat notable, puisque, comme évoqué précédemment, ce sont les vents forts qui jouent un rôle important dans le soulèvement des poussières.

Dans les résultats du tuning pour le cas RCE, nous constatons que la plage optimale de valeurs de  $\bar{u}_{wk}$  ( $[-3.5; -2.5]$ ), qui permet une bonne représentation du vent dans les poches par rapport aux LES, ne recouvre pas la valeur du vent moyen dans la maille ( $\bar{u}_{k_1} = -5 \text{ m.s}^{-1}$ ). La variation de  $\bar{v}_{wk}$  n'a pas d'effet notable sur les distributions du vent pour ce cas. Pour le cas AMMA, on observe également que la valeur de  $\bar{u}_{k_1}$  ( $0.34 \text{ m.s}^{-1}$ ) ne se situe pas dans la plage optimale de  $\bar{u}_{wk}$  ( $[0.5; 1]$ ). Sur la

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

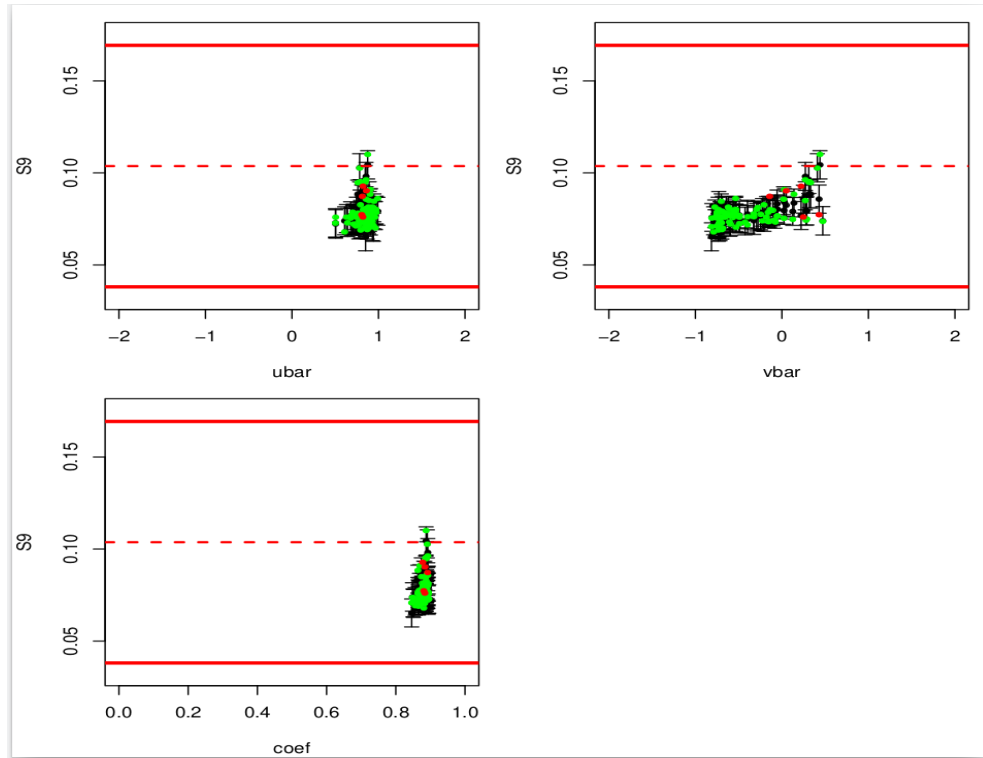


FIGURE 5.12 – Comme Fig 5.11 mais pour la vague 3 du cas AMMA

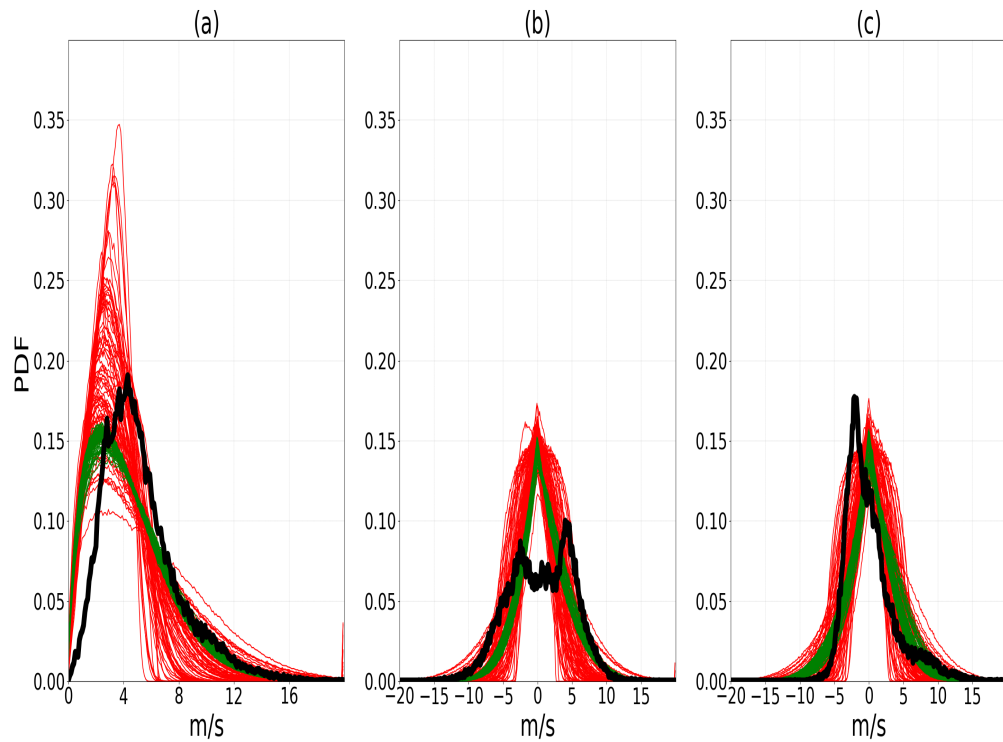


FIGURE 5.13 – Comme Fig. 5.10 mais pour le cas AMMA, avec la LES correspondant à l'instant 18h.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

composante  $v$ , la plage optimale  $[-1 ; 0.5]$  inclut la valeur moyenne obtenue ( $\bar{v}_{k_1} = 0.01 \text{ m.s}^{-1}$ ). On présente plus loin une analyse des erreurs faites sur les distributions en supposant que la poche se déplace à la vitesse du vent moyen dans la première couche.

### 5.3.2 Tuning du modèle de vent combiné

Le modèle de distribution du vent sous-maille présenté ci-dessus ne fournit que les distributions du vent à l'intérieur des poches. Or, dans le GCM, il faut fournir une distribution du vent sur l'ensemble de la maille. Pour y parvenir, nous avons combiné ce modèle avec un second modèle de distribution du vent sous-maille, applicable en dehors des poches froides et destiné à représenter les rafales générées par la turbulence de la petite échelle (comme dans la poche) et par les structures organisées de la couche limite convective : les thermiques. Comme discuté au chapitre 4, les thermiques sont généralement présentes en dehors des poches froides.

Un travail a été réalisé par Adriana Sima, en parallèle de ce travail de thèse, pour représenter les rafales de vent pour les couches limites convectives. Dans ce modèle, le vent est représenté comme la somme du vent moyen dans la maille et d'un vent turbulent gaussien (que nous ne détaillerons pas ici). La variance ( $\sigma_{th}^2$ ) du vent turbulent  $y$  est reliée à la vitesse de friction ( $u_*$ ) et à une vitesse de convection ( $w_*$ ) selon la relation suivante :

$$\sigma_{th}^2 = k_{tth}u_*^2 + k_{zth}w_*^2 \quad (5.3.1)$$

$w_*$  est, quant à elle, reliée avec l'énergie ( $ALE_{bl}$ ) de soulèvement due aux thermiques selon l'équation suivante.

$$w_* = \sqrt{2ALE_{bl}} \quad (5.3.2)$$

L'approche Monté Carlo permet à nouveau de combiner les deux modèles sans avoir à dériver analytiquement la PDF. La combinaison des deux modèles de distribution du vent s'effectue de la manière suivante : un nombre aléatoire  $p_i$  est tiré uniformément entre 0 et 1. Ce nombre est ensuite comparé à la fraction de surface ( $\sigma_{wk}$ , fournie par le modèle de poches froides) couverte par les poches froides. Si  $p_i \leq \sigma_{wk}$ , le modèle de distribution du vent à l'intérieur des poches est appliqué. Dans le cas contraire, c'est le modèle de distribution du vent en dehors des poches froides qui est utilisé.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

Le modèle combiné comporte trois paramètres libres : les coefficients  $k_{twk}$ ,  $k_{tth}$  et  $k_{zth}$ , puisque  $u_*$  et  $ALE_{bl}$  sont des variables du GCM.  $\bar{u}_{wk}$ ,  $\bar{v}_{wk}$  correspondront aussi au vent sur la première couche du GCM, comme expliqué plus haut.

Nous procédons ici à un tuning du modèle combiné afin d’optimiser les distributions de  $u_{10m}$ ,  $v_{10m}$  et du module du vent à 10 m dans le domaine données par le modèle par rapport à celles calculées dans les LES. Pour cela, nous utilisons les mêmes métriques que précédemment : la fraction de surface de la maille où le vent dépasse un seuil de vitesse pour le module et la moyenne et la variance des distributions de  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$ . Concernant le choix des paramètres, nous avons pris  $k_{twk}$ ,  $\sigma_{th}$ ,  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$ . Le choix de  $\sigma_{th}$ , plutôt que d’imposer directement  $u_*$  et  $ALE_{bl}$  et de calibrer ensuite sur  $k_{tth}$  et  $k_{zth}$ , s’explique par le fait que nous ne disposions pas des valeurs de  $u_*$  dans la LES. Au lieu donc de fixer seulement  $ALE_{bl}$ , nous avons choisi de calibrer directement  $\sigma_{th}$ . Une fois implémenté dans le GCM, nous pourrions alors sélectionner des valeurs de  $k_{tth}$  et  $k_{zth}$  permettant de rester dans la bonne plage de valeur de  $\sigma_{th}$  obtenue. L’inclusion de  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  dans les paramètres à ajuster répond à la même logique que précédemment : vérifier si, dans le modèle combiné, leurs valeurs optimales coïncident avec  $\bar{u}_{k_1}$  et  $\bar{v}_{k_1}$ .

Dans le tuning, nous avons défini les plages de valeurs suivantes pour chacun des paramètres :  $k_{twk}$  entre 0 et 3 ;  $\bar{u}_{wk}$  entre -6 et 1 m/s ;  $\bar{v}_{wk}$  entre -2 et 2 m/s ;  $\sigma_{th}$  entre 1 et 6. Comme précédemment, l’ajustement des paramètres du modèle combiné est réalisé indépendamment sur les cas RCE et AMMA. La valeur de  $\sigma_{wk}$  issue des LES est comparée ici au nombre aléatoire  $n_t$  tiré dans  $[0,1]$ , afin de vérifier si le point  $m(x, y)$ , obtenu par Monte Carlo, se trouve dans une poche froide ou non.  $\sigma_{wk}$  vaut 0.22 pour la LES du cas RCE (comme présenté au chapitre 4) et 0.12 la LES du cas AMMA utilisée dans ce chapitre.

Pour le cas RCE, avec la métrique  $s7$ , l’évolution entre la vague 1 et la vague 5 montre que les valeurs optimales de  $k_{twk}$  se situent entre 0.3 et 0.6 (Fig 5.14 et Fig 5.15). Concernant  $\bar{u}_{wk}$ , les valeurs les plus adaptées sont comprises entre -4.5 et -2 m/s.  $\bar{v}_{wk}$  est cependant faiblement contraint. Enfin, pour  $\sigma_{th}$ , les valeurs optimales se situent aux alentours de 1.3 à 2.

Pour le cas AMMA, l’analyse avec la métrique  $s10$  indique que les valeurs optimales du coefficient  $k_{twk}$  se situent entre 0.4 et 0.9 (Fig. 5.17 et Fig 5.18). Concernant  $\bar{u}_{wk}$ , le tuning révèle que les valeurs les plus adaptées se situent entre -3 et 0 m/s, tandis

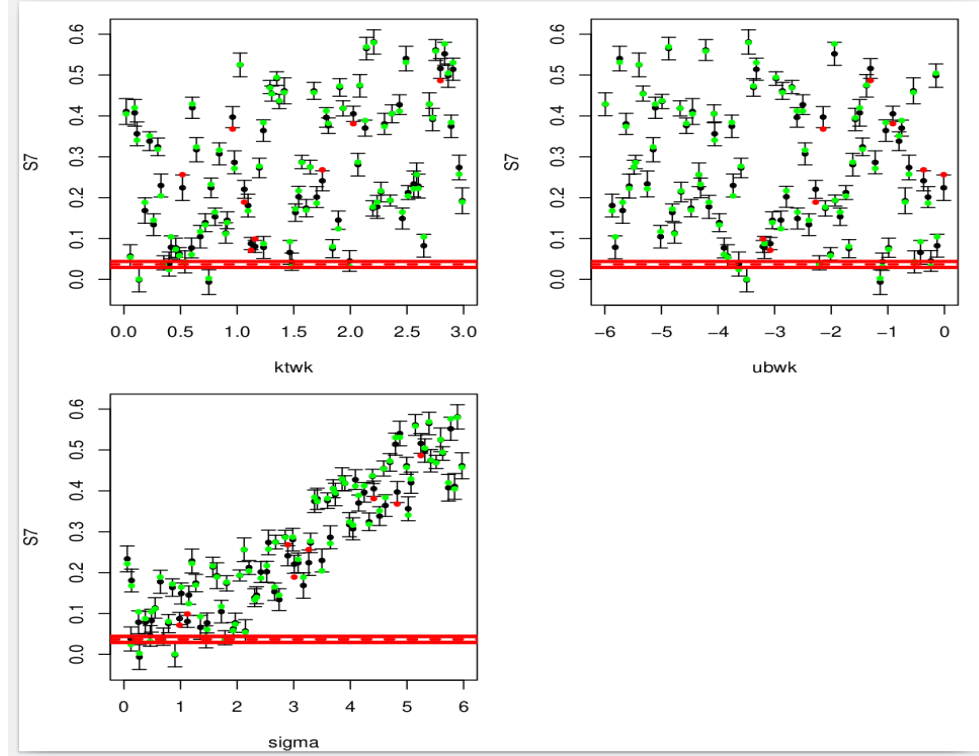


FIGURE 5.14 – Métrique  $s7$  (fraction de surface de la maille où le vent dépasse 7 m/s) en fonction des paramètres du coefficient  $k_{twk}$  ( $ktwk$ ),  $\bar{u}_{wk}$  ( $ubwk$ ) et  $\sigma_{th}$  ( $\sigma$ ) du modèle combiné pour la vague 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

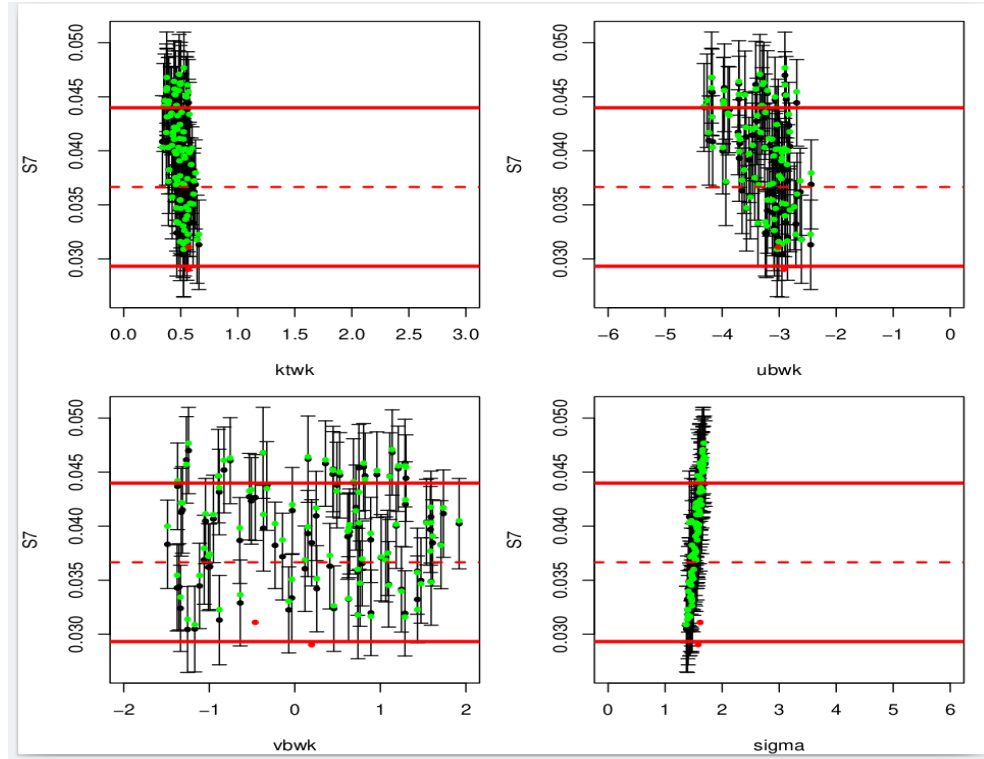


FIGURE 5.15 – Comme Fig 5.14 mais pour la vague 5 du cas RCE

que pour  $\sigma_{th}$ , elles varient entre 1.4 et 2. Comme dans le cas RCE,  $\bar{v}_{wk}$  est presque sans influence sur les distributions.

Les résultats montrent que le modèle reproduit bien les distributions du vent à 10 m, tant pour le module que pour les composantes  $u_{10m}$  et  $v_{10m}$ , lorsque les paramètres sont fixés dans la plage de valeurs déterminée par la vague 5 aussi bien pour AMMA (Fig. 5.19) que pour RCE (Fig. 5.16). On observe également que, dans le cas AMMA, les plages optimales de valeurs de  $\bar{u}_{wk}$  ( $[0.5; 1]$ ) et  $\bar{v}_{wk}$  ( $[-1; 0.5]$ ) permettant de bien reproduire la distribution du vent dans la maille incluent les valeurs de  $\bar{u}_{k_1}$  et  $\bar{v}_{wk}$ , qui valent respectivement 0.50 et 0.06  $\text{m.s}^{-1}$ . Dans le cas RCE, la valeur moyenne du vent ( $-5 \text{ m.s}^{-1}$ ) n'est pas incluse dans l'intervalle optimal de  $\bar{u}_{wk}$  :  $[-4.5; -2]$ , mais les valeurs restent très proches. Ces résultats suggèrent ainsi qu'avec le modèle combiné, l'utilisation du vent moyen pourrait fournir des distributions de vent dans la maille relativement proches de celles obtenues avec les LES. Cette hypothèse est vérifiée dans la section suivante.

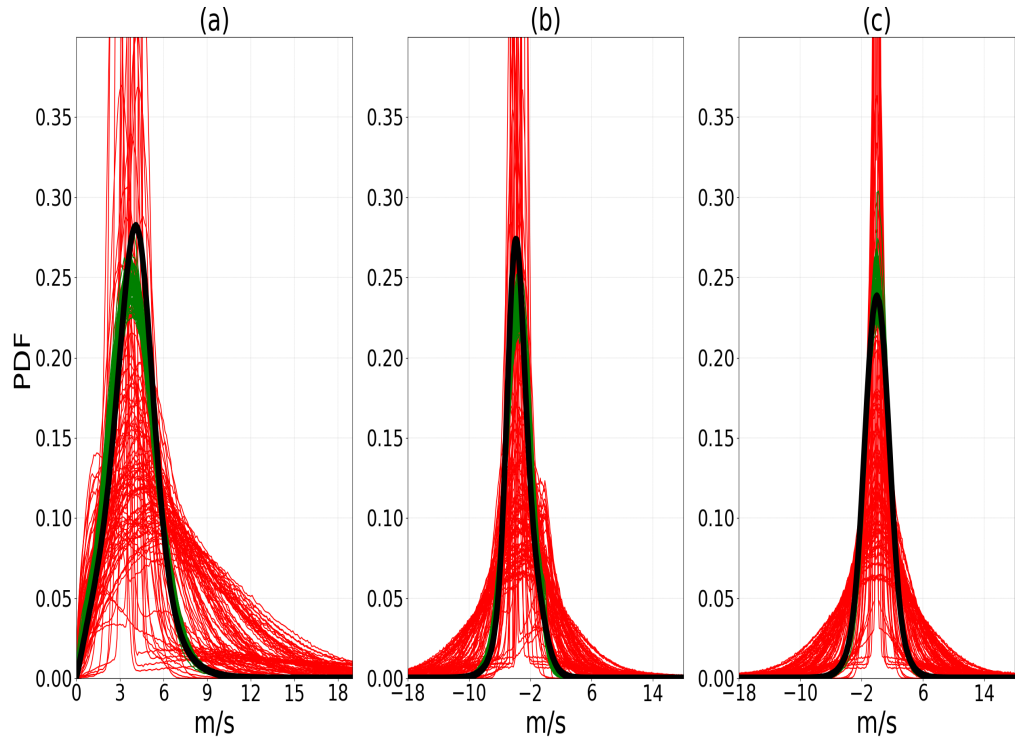


FIGURE 5.16 – Comparaison des distributions du module du vent à 10 m ( $\text{m.s}^{-1}$ , a) et des composantes  $u_{10m}$  ( $\text{m.s}^{-1}$ , b) et  $v_{10m}$  ( $\text{m.s}^{-1}$ , c) dans la maille, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle combiné, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations. La LES correspond à une moyenne réalisée sur 24 instants.



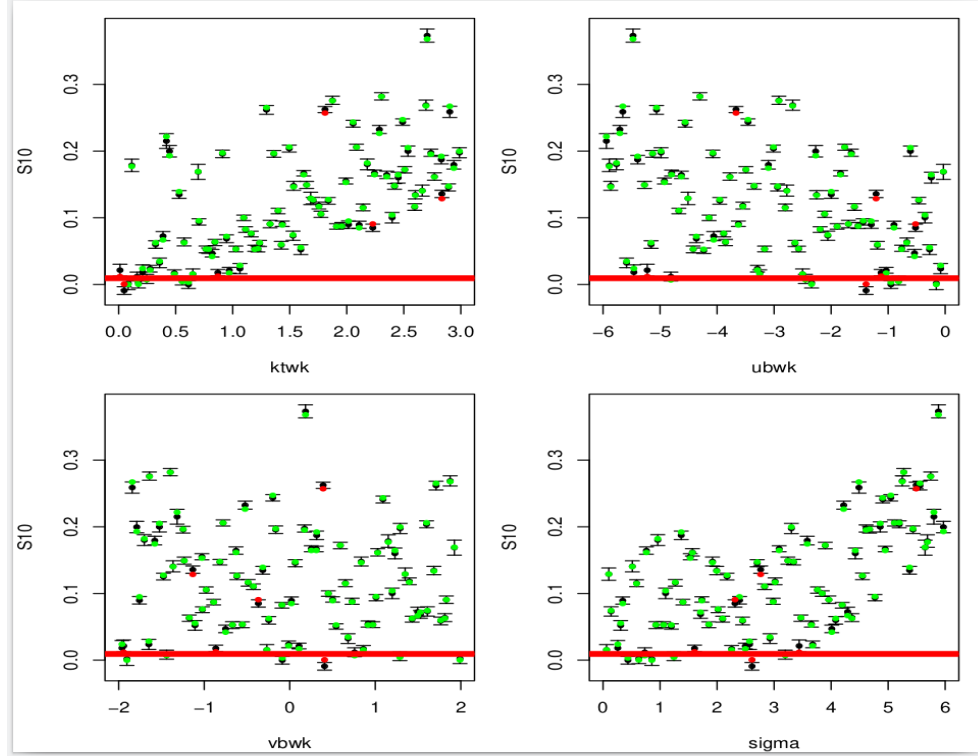


FIGURE 5.17 – Métrique  $s10$  (fraction de surface de la maille où le vent dépasse 10 m/s) en fonction des paramètres du coefficient  $k_{twk}$  ( $ktwk$ ),  $\bar{u}_{wk}$  ( $ubwk$ ) et  $\sigma_{th}$  ( $\sigma$ ) du modèle combiné pour la vague 1 du cas AMMA. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les lignes rouges pointillées indiquent la valeur de la métrique issue de la LES (cible), tandis que les lignes rouges continues représentent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les points noirs indiquent les estimations de la cible donné par l'émulateur statistique (processus gaussien), avec leurs barres d'erreur associées. Les points verts correspondent aux simulations jugées satisfaisantes par rapport aux estimations de l'émulateur, tandis que les points rouges correspondent aux simulations non satisfaisantes.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

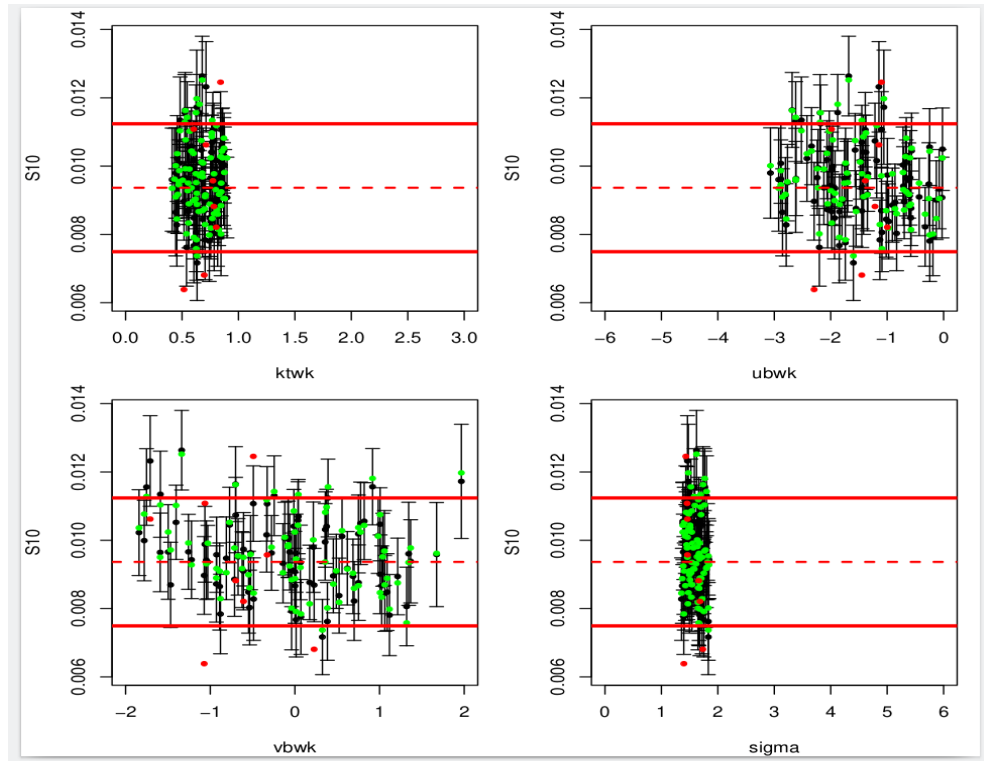


FIGURE 5.18 – Comme Fig 5.17 mais pour la vague 5 du cas AMMA

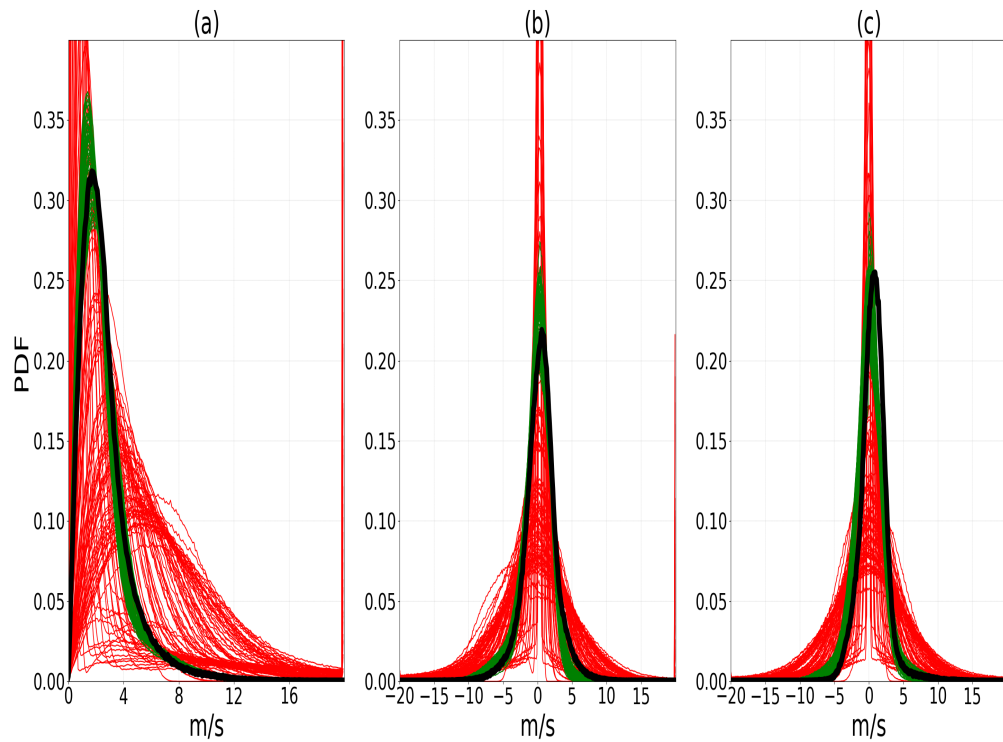


FIGURE 5.19 – Comme Fig 5.16 mais pour le cas AMMA, avec la LES correspondant à l'instant de 18h.

## 5.4 Vérification du choix d'utiliser le vent moyen de la maille

Ici, on vérifie, dans la LES, la pertinence du modèle de vent à l'intérieur des poches, ainsi que celle du modèle combiné, lorsque l'on considère la moyenne du vent  $(\bar{u}_{k_1}, \bar{v}_{k_1})$  dans la maille plutôt que la moyenne du vent  $(\bar{u}_{wk}, \bar{v}_{wk})$  dans les poches, comme prévue dans le GCM.

### 5.4.1 Vérification sur le modèle de vent dans les poches

Nous commençons cette vérification sur le modèle de vent dans les poches. Même si, dans le GCM, c'est le modèle combiné qui sera utilisé, cette étape vise à analyser le comportement du modèle de vent dans les poches lorsque nous considérons  $\bar{u}_{k_1}, \bar{v}_{k_1}$ . Pour cette analyse, deux simulations sont effectuées avec le modèle de vent dans les poches : WIND K1 qui utilise  $\bar{u}_{k_1}$  et  $\bar{v}_{k_1}$  calculés dans les LES ; WIND WK utilisant  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  calculés dans les LES. Dans le cas RCE :  $\bar{u}_{k_1} = -5 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $\bar{v}_{k_1} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $\bar{u}_{wk} = -3.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\bar{v}_{wk} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans le cas AMMA :  $\bar{u}_{k_1} = 0.50 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $\bar{v}_{k_1} = 0.06 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $\bar{u}_{wk} = 0.34 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\bar{v}_{wk} = 0.01 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans les deux simulations, le paramètre  $k_{twk}$  est fixé à une valeur dans l'intervalle optimal issu du tuning pour les cas RCE [0.3 ; 0.7] et AMMA [0.8 ; 0.9], soit 0.5 pour RCE et 0.8 pour AMMA. Pour le paramètre  $C_*$ , les valeurs estimées à partir des LES sont imposées pour les deux cas (voir section 5.3.1).

La Fig. 5.20a, b et c montrent que, pour le cas RCE, l'utilisation de  $\bar{u}_{k_1}$  et  $\bar{v}_{k_1}$  ne permet pas bien reproduire les distributions de vent à l'intérieur des poches, conformément à ce que suggéraient les résultats du tuning. En revanche, les simulations utilisant  $\bar{u}_{wk}$  donnent de bonnes distributions de vent dans les poches pour ce cas RCE, avec  $k_{twk} = 0.5$ , cohérent avec les résultats du tuning. Pour le cas AMMA, on constate que le fait de considérer le vent moyen dans la maille plutôt que  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  ne change quasiment rien (Fig. 5.20d,e,f). Cela s'explique par la faible différence entre le vent moyen dans les poches et celui dans la maille pour ce cas. Dans les deux simulations, sur ce cas AMMA, le modèle ne parvient à reproduire que la queue de la distribution du module du vent issu des LES, pour les raisons déjà évoquées plus haut. Comme déjà mentionné aussi, ce cas de convection profonde AMMA est très localisé et sporadique.

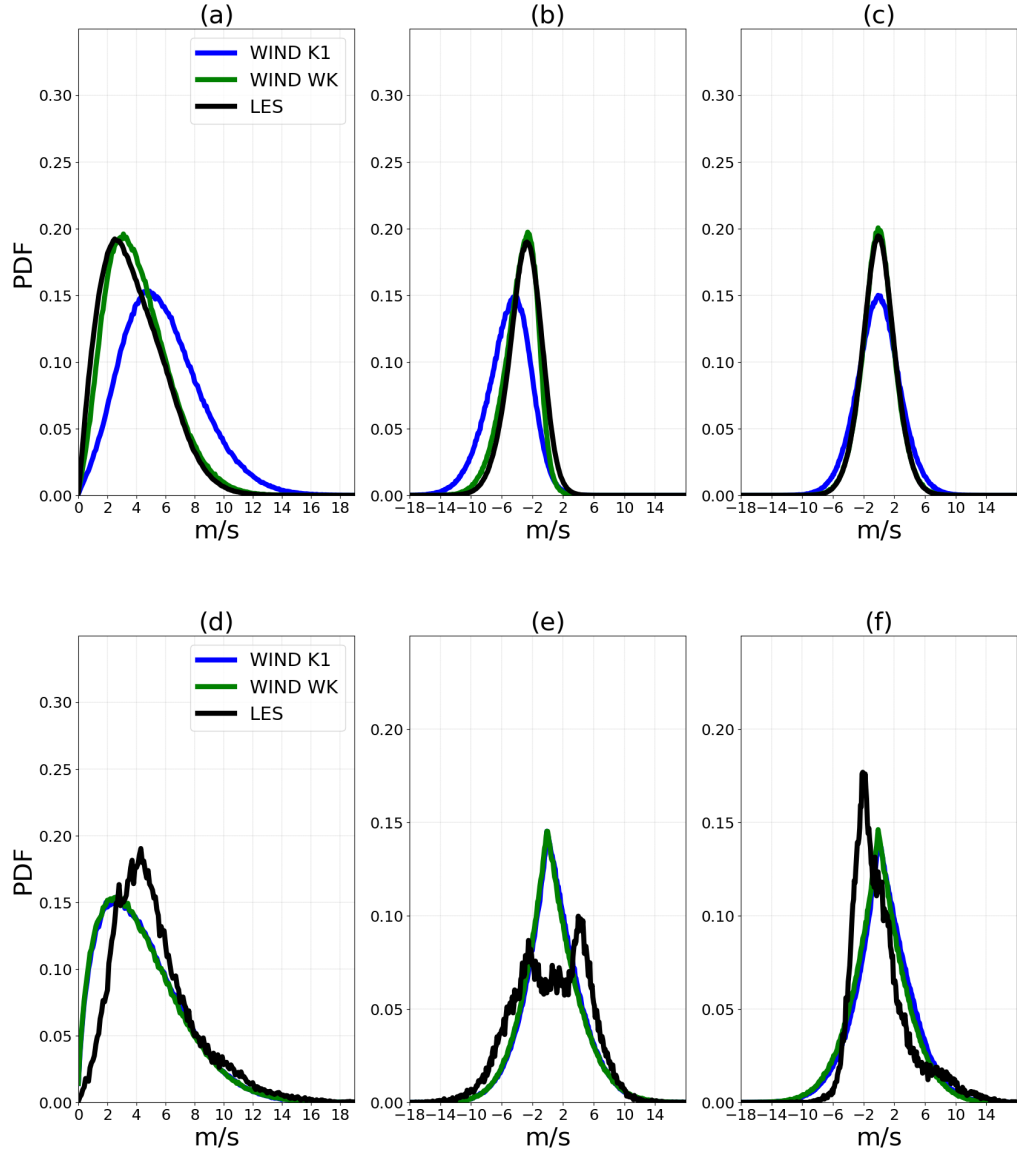


FIGURE 5.20 – Distributions du vent à 10 m ( $\text{m.s}^{-1}$ ) issues des LES et obtenues avec le modèle de vent dans les poches (WIND K1 et WIND WK) pour les cas RCE (panneaux supérieurs) et AMMA (panneaux inférieurs) : (a) module du vent à 10 m, (b) composante  $u_{10m}$  et (c) composante  $v_{10m}$ . Dans WIND K1,  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  sont fixés à la valeur moyenne du vent dans la maille calculée dans les LES. Pour le cas RCE :  $\bar{u}_{wk} = -3.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\bar{v}_{wk} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour le cas AMMA :  $\bar{u}_{wk} = 0.34 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\bar{v}_{wk} = 0.01 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans WIND WK, ils sont fixés à la valeur moyenne du vent dans les poches calculée dans les LES ( $\bar{u}_{wk} = \bar{u}_{k1}$  ;  $\bar{v}_{wk} = \bar{v}_{k1}$ ). Pour le cas RCE :  $\bar{u}_{k1} = -5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\bar{v}_{k1} = 0 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour le cas AMMA :  $\bar{u}_{k1} = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\bar{v}_{k1} = 0.06 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans WIND K1 et WIND WK,  $C_*$  est fixée à la valeur calculée dans les LES. Elle vaut  $2.2 \text{ m.s}^{-1}$  pour le cas RCE et  $5 \text{ m.s}^{-1}$  pour le cas AMMA.  $k_{thw}$  est fixé à 0.5 pour le cas RCE et 0.8 pour le cas AMMA.

### 5.4.2 Vérification sur le modèle de vent combiné

Les vérifications sont effectuées de la même manière que la section précédente, mais cette fois appliquées au modèle combiné. Le paramètre  $k_{twk}$  est fixé à la même valeur que pour les cas RCE et AMMA ( $k_{twk} = 0.5$ ). Cette valeur se situe dans les intervalles optimaux déterminés lors du tuning du modèle combiné par rapport aux LES :  $[0.3 ; 0.6]$  pour le cas RCE et  $[0.4 ; 0.9]$  pour AMMA. Le choix d'une valeur unique de  $k_{twk}$  est important ici, car le modèle combiné est celui qui sera utilisé dans le GCM. Dans ce cadre, une seule valeur de  $k_{twk}$  doit être appliquée sur l'océan et sur le continent. Nous avons pu obtenir une valeur adaptée à ces deux régions. Le paramètre  $\sigma_{th}$ , spécifique au modèle combiné, est quant à lui fixé à 1.8 pour les cas AMMA et RCE, étant donné que les intervalles optimaux issus du tuning sont respectivement  $[1.3 ; 2]$  pour RCE et  $[1.4 ; 2]$  pour AMMA.

Les analyses montrent qu'avec le modèle combiné, malgré les décalages encore présents dans le cas RCE entre les distributions de vent de WIND K1 et celles des LES (Fig. 5.21a,b,c), l'utilisation du vent moyen dans la maille reste acceptable. Pour le cas AMMA, WIND K1 reproduit des distributions relativement proches de celles observées dans les LES (Fig. 5.21d,e,f).

En attendant de paramétrer le vent moyen dans les poches, c'est ce modèle qui sera utilisé. L'intégration dans LMDZ est réalisée dans la section suivante et testée d'abord en configuration 1D, avant de passer aux simulations de poussières.

## 5.5 Test et validation dans la version uni-colonne de LMDZ

Jusque là, l'évaluation par rapport à la LES du modèle de distribution du vent à 10 m dans les poches, ainsi que de sa version combinée avec la distribution du vent sous maille à l'extérieur des poches, est réalisée en dehors du GCM. Dans cette section, nous avons intégré ce modèle au sein du GCM et réalisé des tests sur la version 1D de LMDZ afin de le valider dans les cas RCE et AMMA, avant d'entamer les simulations de poussières. L'utilisation du 1D est particulièrement efficace pour tester et valider de nouvelles paramétrisations physiques, grâce à son faible coût de calcul qui permet d'effectuer de nombreux tests, comme déjà expliqué au chapitre 3. Les comparaisons sont ici plus exigeantes, car plusieurs paramétrisations interagissent et influencent les résultats. Nous procédons à la validation aussi bien du modèle de

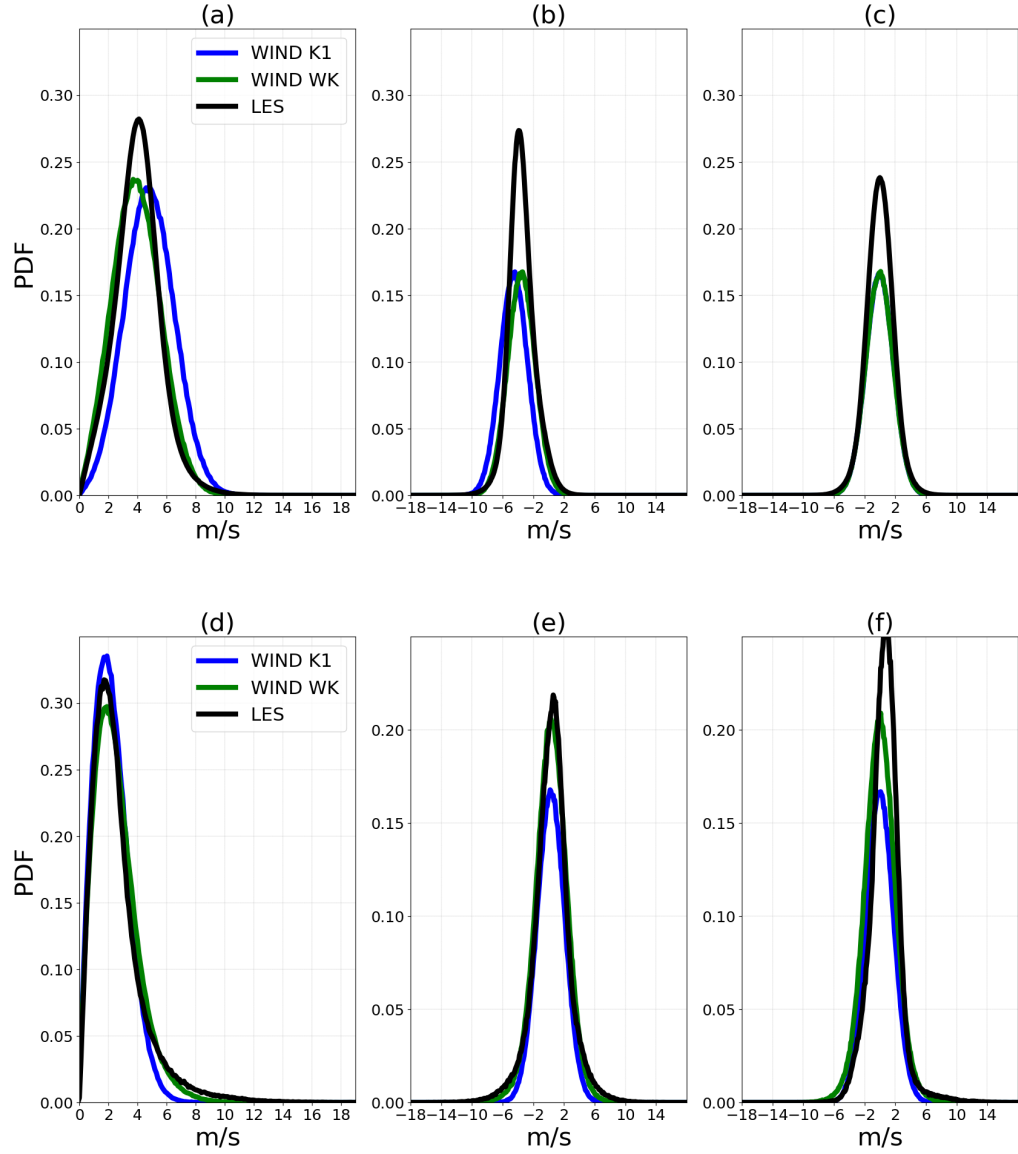


FIGURE 5.21 – Comme la Fig. 5.20, mais appliquée au modèle combiné, avec  $k_{twk}$  fixé ici à 0.5 pour les cas RCE et AMMA. Le paramètre  $\sigma_{th}$ , spécifique au modèle combiné, est fixé à 1.8 pour les deux cas.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

distribution du vent dans les poches que de sa version combinée, bien que l’objectif final soit d’utiliser cette dernière. Cela permet de vérifier, à part, la pertinence du modèle de distribution du vent dans les poches une fois intégré au GCM.

### 5.5.1 Validation du modèle de vent dans les poches

Nous effectuons une simulation avec LMDZ1D pour les cas AMMA et RCE, en appliquant le modèle de distribution du vent dans les poches à l’ensemble de la maille. Pour ce faire, au lieu d’utiliser la valeur de  $\sigma_{wk}$  issue du GCM, nous fixons  $\sigma_{wk}$  à 1 ( $\sigma_{wk} = 1$ ). La valeur  $p_i$ , tirée aléatoirement entre 0 et 1, reste donc toujours inférieure à  $\sigma_{wk}$ , ce qui permet d’utiliser exclusivement le modèle de vent dans les poches. Ce principe, consistant à choisir entre le modèle de vent dans les poches ou celui à l’extérieur en comparant  $p_i$  et  $\sigma_{wk}$ , est déjà décrit dans la section 5.3.2. Dans ces simulations LMDZ1D,  $C_*$  est directement fournis par le le modèle des poches froides.  $\bar{u}_{wk}$  et  $\bar{v}_{wk}$  correspondent au vent moyen sur la première couche du GCM. Pour le coefficient  $k_{twk}$ , nous avons imposé les valeurs 0.5 pour RCE et 0.8 pour AMMA. Comme mentionné dans la section 5.4.1, nous utilisons ici deux valeurs distinctes  $k_{twk}$  puisqu’il s’agit de simplement test de vérification. C’est plutôt dans le modèle combiné, qui sera utilisé par le GCM, où il faudrait fixé une seule valeur de  $k_{twk}$  pour tous les cas.

La comparaison entre LMDZ et LES dans le cas RCE repose sur l’analyse de la moyenne des instants après l’équilibre, c’est-à-dire entre les jours 41 et 43 de simulation. Pour le cas AMMA, la comparaison est effectuée sur une moyenne des instants entre 17h et 18h.

Les distributions du module du vent à 10 m dans les poches simulées par LMDZ présentent des écarts assez important par rapport aux LES, aussi bien pour le cas RCE (Fig 5.22a) que pour le cas AMMA (Fig 5.22b), ce qui cohérent avec la Figure 5.20. Ces écarts seraient liés à l’utilisation du vent à grande échelle, ce qui, comme déjà signalé à la section 5.4.1, ne permet pas une représentation optimale du vent dans les poches. L’implémentation d’une paramétrisation du vent moyen dans les poches pourrait corriger ces biais.

Dans le cas AMMA, fixer le coefficient  $k$  (qui relie la vitesse d’étalement des poches  $C_*$  à leur énergie d’affaissement  $WAFE$ ) à 0.66 améliore significativement la représentation des vents forts dans le modèle. Ce résultat confirme une nouvelle fois les conclusions du chapitre 4, où nous suggérions d’adopter une valeur de 0.66 plutôt que 0.33. Nous constatons aussi que l’augmentation de  $k$  de 0.33 à 0.66 a peu d’impact sur les distributions du vent dans le cas RCE. Cela pourrait s’expliquer par le

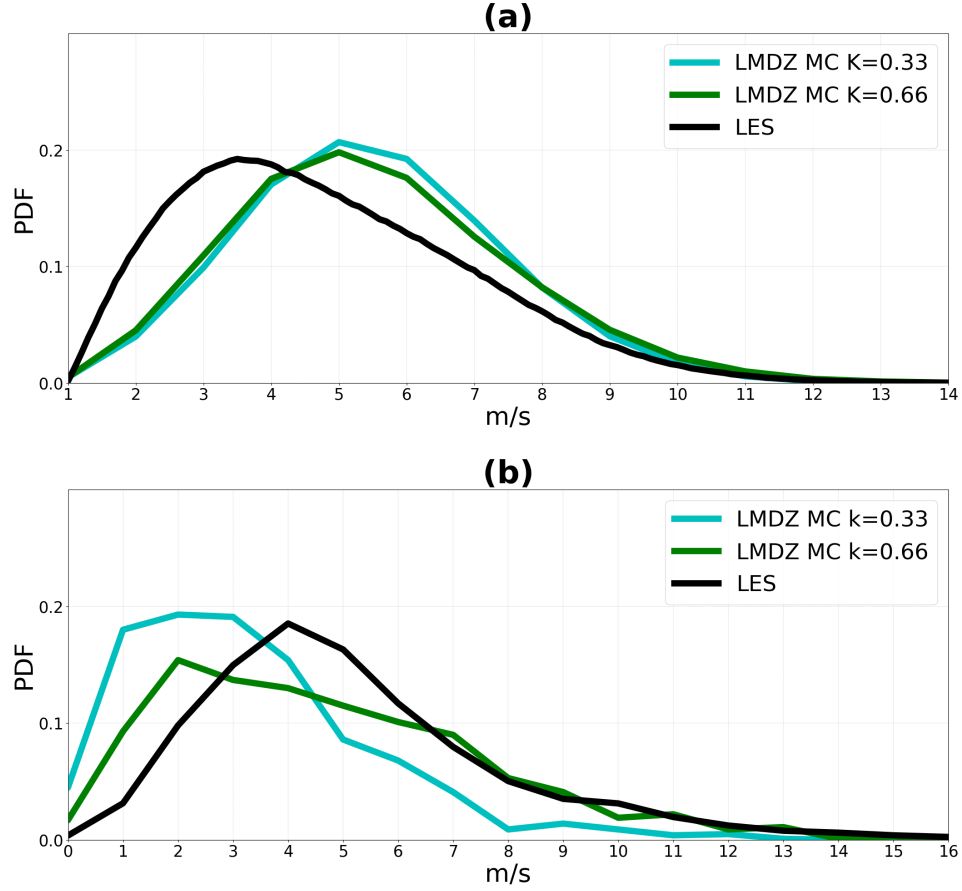


FIGURE 5.22 – Comparaison des distributions du module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m à l’intérieur des poches, obtenues à partir des LES et simulées par le modèle LMDZ utilisant le schéma des rafales basé sur une approche Monte Carlo (LMDZ-MC), avec le coefficient  $k$  (reliant la vitesse d’étalement  $C_*$  en  $\text{m.s}^{-1}$  à l’énergie d’affaissement  $W_{APE}$  en  $\text{J.kg}^{-1}$  fixé à 0.33 et 0.66 sur les cas RCE (a) et AMMA (b). Dans le cas AMMA, les distributions sont calculées sur une moyenne entre les instants 17h et 18h. Pour le cas RCE, elles sont moyennées sur les jours 41, 42 et 43.

fait que la variation de  $C_*$  entre ces deux valeurs de  $k$  est de l’ordre de 1  $\text{m/s}$ , ce qui semble insuffisant pour affecter significativement les distributions du vent.

Dans l’ensemble, ces résultats montrent que le modèle de rafales de vent associées aux poches fournit des résultats satisfaisants, bien qu’il reste des améliorations à apporter pour mieux représenter les vents faibles.

### 5.5.2 Validation du modèle combiné

Nous validons ici le modèle combiné de distribution du vent à 10 m, qui prend en compte à la fois les vents dans les poches et ceux à l’extérieur, dans LMDZ1D



## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

sur les cas RCE et AMMA. Ici, nous réalisons deux simulations avec LMDZ : une première avec la version standard où la distribution du vent à 10 m dans la maille suit une distribution de Weibull (LMDZ WEIB). Une seconde simulation où le modèle combiné est activé (LMDZ MC). Dans ces simulations, les variables  $\bar{u}_{wk} = u_{k1}$ ,  $\bar{v}_{wk} = v_{k1}$ ,  $C_*$ ,  $u_*$ ,  $AL E_{bl}$  et  $\sigma_{wk}$  sont fournies par le GCM. Pour le paramètre libre  $k_{twk}$ , nous avons fixé une valeur commune de 0.5 pour les cas RCE et AMMA, comme dans précédemment. Nous avons également fixé  $k_{zth}$  et  $k_{tth}$  respectivement à 1 et 2 pour les deux cas. Ces valeurs sont choisies de manière à ce que  $\sigma_{th}$  (défini par  $\sigma_{th} = \sqrt{k_{tth}u_*^2 + k_{zth}(\sqrt{2AL E_{bl}})^2}$ ) reste dans l'intervalle  $[1.3; 2]$ . Aussi, nous avons directement fixé le coefficient  $k$  de  $C_*$  à 0.66 dans ces simulations. Les comparaisons entre LMDZ et LES sont effectuées sur les mêmes périodes que précédemment : en moyenne sur les jours 41, 42 et 43 pour RCE, et sur une moyenne entre les instants 17h et 18h pour AMMA.

L'analyse des résultats révèle que, pour le cas AMMA, LMDZ WEIB surestime fortement les vents faibles et ne parvient pas à reproduire les vents forts, tandis que LMDZ MC offre une bonne correspondance avec la distribution du vent simulée par la LES (Fig. 5.23b). Sur le cas RCE, on observe également de meilleurs résultats avec LMDZ MC (Fig. 5.23a). On retrouve ainsi une meilleure comparaison avec le cas AMMA, comme dans la section 5.4.2 où la validation du modèle combiné utilisant de  $u_{k1}$  était effectuée en dehors du GCM. Ces tests dans la version 1D de LMDZ à nouveau l'idée d'utiliser le vent moyen dans le GCM dans nos simulations de poussières, en attendant de développer une paramétrisation spécifique de la vitesse de déplacement des poches.

### 5.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle de distribution du vent sous-maille qui intègre les rafales générées à la fois par les poches froides et par les thermiques. Le schéma des rafales associées aux poches, développé au cours de cette thèse à partir des LES, utilise une approche Monte Carlo pour calculer les distributions de vent à l'intérieur des poches froides. Cette méthode a été privilégiée face à la complexité des calculs analytiques requis pour déterminer la PDF du module de vent. Le schéma des rafales des thermiques, quant à lui, a été développé parallèlement par Adriana Sima, et s'applique spécifiquement à l'extérieur des poches froides. Ces deux schémas sont ainsi combinés pour obtenir une distribution du vent complète au sein de la maille. La combinaison des deux schémas est également à

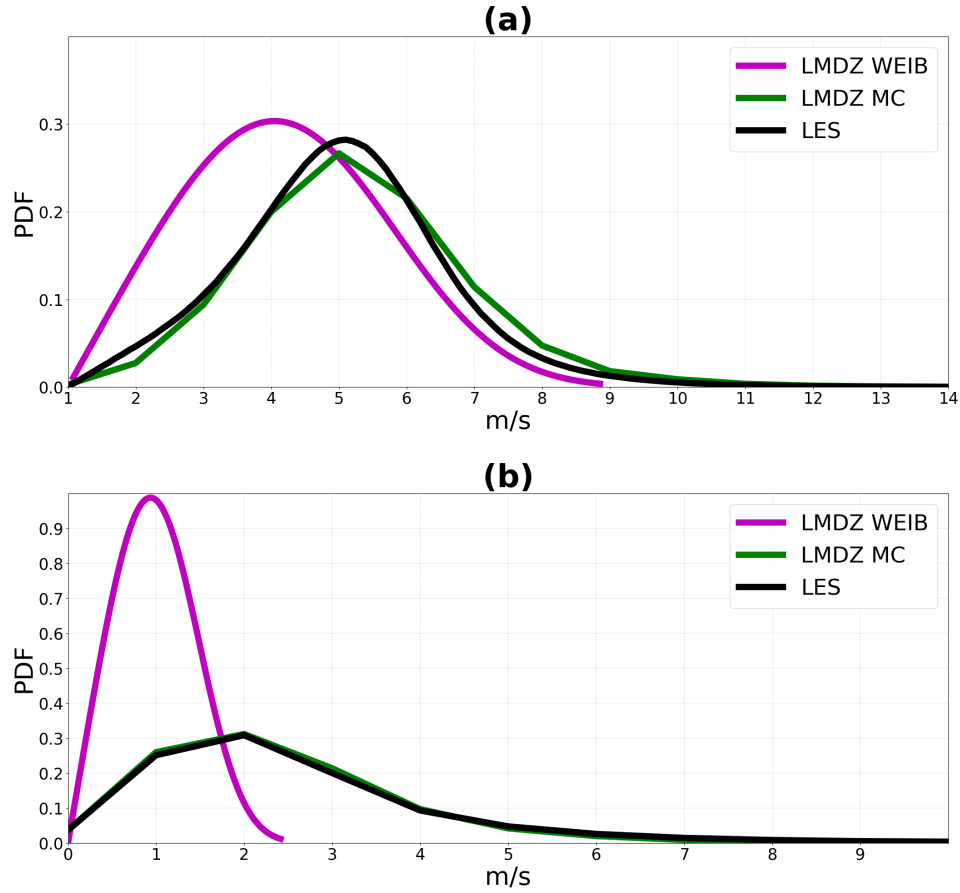


FIGURE 5.23 – Comparaison des distributions du module du vent ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à 10 m dans la maille, issues des LES et simulées par la version standard de LMDZ utilisant une loi de Weibull (LMDZ-WEIB) ainsi que par la version intégrant le schéma de rafales basé sur une approche Monte Carlo (LMDZ-MC), pour les cas RCE (a) et AMMA (b). Dans le cas AMMA, les distributions sont calculées sur une moyenne entre les instants 17h et 18h. Pour le cas RCE, elles sont moyennées sur les jours 41, 42 et 43.

## Chapitre 5. Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

---

nouveau rendu facile grâce à l’approche Monte Carlo, qui évite les formules analytiques complexes. Ce travail montre la pertinence de cette méthode, qui contribue à alléger le travail des modélisateurs. Elle évite les difficultés des calculs mathématiques complexes et long, permettant de recentrer les efforts sur la physique du modèle. Le calibrage des paramètres libres du modèle de rafales combiné a été réalisé à l’aide de l’outil HTExplo. Le modèle des rafales ainsi développé a été implémenté dans LMDZ et couplé avec les schémas des poches froides et des thermiques. Les tests de cette paramétrisation, effectués dans la version uni-colonne de LMDZ sur les cas RCE et AMMA, montrent une meilleure représentation de la distribution du vent de surface par rapport aux LES, en comparaison avec la version standard de LMDZ qui utilise une distribution de Weibull, dans laquelle le vent maximal est arbitrairement défini deux fois du vent à grande échelle. Cette nouvelle paramétrisation permet donc de reproduire une distribution du vent de surface plus réaliste. Contrairement à l’ancienne distribution, exclusivement utilisée pour le soulèvement des poussières, ce nouveau schéma pourrait également être appliqué à d’autres phénomènes, tels que le soulèvement des vagues en milieu océanique, une perspective particulièrement intéressante pour les études de couplage océan-atmosphère. Dans le cadre de cette thèse, nous nous concentrerons uniquement sur son application au soulèvement des poussières, présentée dans la section suivante.

## Chapitre 6

### Les simulations de poussières

### 6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'évaluation de la performance du modèle de rafales de vent présenté dans le chapitre précédent, dans sa capacité à représenter les émissions de poussières. Nous commençons par une description des simulations de poussières réalisées. L'analyse se concentre d'abord sur la saison des pluies, afin d'examiner l'effet des rafales des poches et des thermiques sur les émissions. Le lien entre ces émissions d'origine convective et les précipitations sont ensuite analysé. L'attention se porte ensuite sur le cycle saisonnier des poussières, en profitant de cette partie pour discuter de l'effet des rafales liées aux thermiques en saison sèche. Nous étudions également la distribution verticale des poussières en saisons sèche et humide, avant d'évaluer l'impact des rétroactions entre poussières et rayonnement, tant sur leur distribution que sur les précipitations. Enfin, une comparaison des simulations est effectuée à partir des données d'épaisseur optique des aérosols (AOT) et des concentrations en  $PM_{10}$  mesurées sur trois stations situées au Sahel. Le chapitre se termine par une conclusion et des perspectives pour la suite.

### 6.2 Description des simulations de poussières

Dans un premier temps, nous avons réalisé deux simulations de poussières avec LMDZ sans interaction poussières-rayonnement : la première utilise une distribution de Weibull (WEIB) pour représenter le vent sous-maille de surface, tandis que la seconde repose sur le modèle de rafales de vent avec approche Monte Carlo (MC). Ce choix de désactiver le couplage entre les poussières et le rayonnement permet de conserver la même météorologie dans les deux configurations, de façon à s'assurer que les différences simulées en termes de poussières proviennent uniquement au calcul distinct du vent de surface, évitant d'avoir en plus l'impact d'un changement de circulation. Dans la suite, ces simulations sans interaction poussières-rayonnement seront désignées respectivement par WEIBNO et MCNO. Dans un second temps, nous avons activé l'interaction poussières-rayonnement, offrant la possibilité d'étudier l'effet radiatif des poussières sur le climat. Dans ce cadre, deux simulations supplémentaires ont ainsi été réalisées : WEIBINT et MCINT. Elles permettent d'analyser dans quelle mesure les poussières, en modifiant la circulation globale, influencent leur propre distribution ainsi que la convection.

Les simulations sont réalisées avec un zoom régional englobant l'Afrique de l'Ouest et une partie de l'océan Atlantique, défini par la zone  $[70^{\circ}\text{W}-70^{\circ}\text{E}; 0-40^{\circ}\text{N}]$  (Fig.

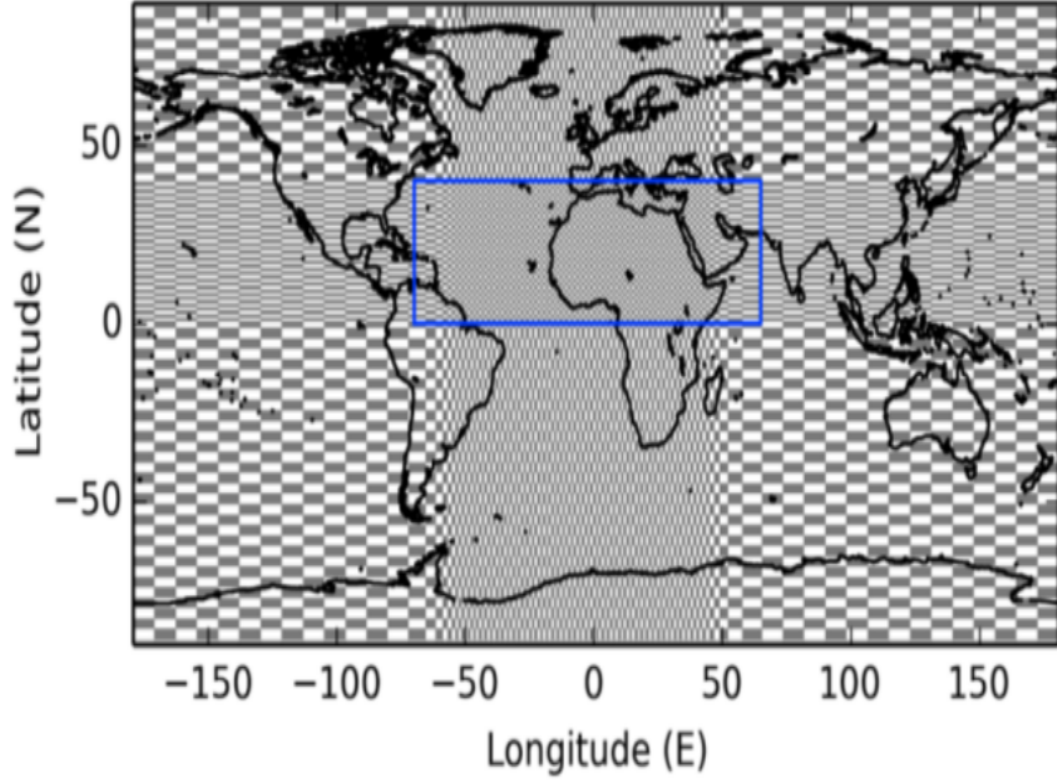


FIGURE 6.1 – Représentation de la grille de LMDZ avec la partie zoomée en rectangle bleu (Escribano et al., 2016).

6.1). Ce zoom est centré sur la position  $[5^\circ\text{W}, 19^\circ\text{N}]$ . Nous avons effectués 3 ans de spin-up pour ORCHEDEE suivi de 2 années, dont la première, 2005, sert de spin-up pour les poussières. Les simulations ainsi étudiées dans ce travail couvrent seulement l'année 2006. Le spin-up correspond à la période nécessaire au modèle, qui démarre généralement d'un état artificiel ou simplifié, pour atteindre une situation plus réaliste et stable.

Les simulations de poussières sont guidées par les vents issus des réanalyses ERA-Interim. Cette technique de guidage, appelée nudging en anglais, consiste à contraindre les champs météorologiques simulés à rester proches de ceux des réanalyses. Il repose sur l'équation suivante :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = F(X) + \frac{X^a - X}{\tau} \quad (6.2.1)$$

où  $X$  désigne le vecteur contenant les composantes  $u$  et  $v$  du vent en chaque point de la grille du modèle.  $X^a$  correspond aux composantes  $u$  et  $v$  du vent issues des réanalyses, interpolées sur la grille du modèle.  $F$  représente l'opérateur décrivant

l'ensemble des processus physiques et dynamiques du modèle qui régissent l'évolution de  $X$ , et  $\tau$  est la constante de temps associée au guidage. Dans les simulations présentées ici,  $\tau$  vaut 48 heures à l'intérieur du zoom et 3 heures en dehors, comme dans Hourdin et al. (2015).

Les simulations sont réalisées avec une configuration comportant 79 niveaux verticaux et une grille horizontale composée de 88 points en latitude et 128 en longitude (Escribano et al., 2016). Le schéma de transport et de lessivage des aérosols par la convection profonde (Pilon et al., 2015) ainsi que celui lié à la condensation à grande échelle (Pilon et al., 2015) sont activés dans nos simulations de poussières. Dans ces simulations, nous avons également intégré les modifications du schéma des poches froides présentées au chapitre 4, notamment la baisse de  $h_m$  ( $h_m = \alpha h_{wk}$  avec  $\alpha = 3.5$ ), l'ajustement du coefficient  $k$  à 0.66, ainsi que le nouveau schéma numérique de  $h_{wk}$ . En revanche, nous avons conservé la valeur par défaut pour la densité des poches, correspondant à une estimation de 8 poches sur un domaine continental de  $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$ .

Pour le choix du nombre de tirages ( $n_t$ ) Monte Carlo, nous avons d'abord réalisé plusieurs tests avec différentes valeurs de  $n_t$  afin d'évaluer son impact sur le temps de calcul. Les analyses menées sur une machine locale montrent que l'augmentation de  $n_t$  entraîne une variation très faible, de l'ordre de quelques secondes par jour entre deux valeurs successives de  $n_t$ . Le temps de calcul peut devenir cependant significatif en local lorsque  $n_t$  est élevé. Par exemple, pour  $n_t = 12$  et  $n_t = 25$ , les simulations de poussières nécessitaient respectivement 420 et 480 minutes de calcul par mois. Nous observons également que le choix de  $n_t$  n'influence que très faiblement les résultats des simulations de poussières.

Pour les simulations de poussières présentées ici, nous avons fixé  $n_t$  à 100. Celles-ci étant réalisées sur un serveur, le coût en temps de calcul y est beaucoup moins contraignant. Le temps de calcul, ici, vaut environ 50 minutes par mois.

### 6.3 Effet du schéma des rafales sur les émissions en saison humide

Ici, on s'attache à examiner la pertinence du schéma des rafales liées aux poches froides et de celle des rafales des thermiques dans la représentation des émissions de poussières en saison des pluies. L'effet du schéma des rafales sur les émissions en saison sèche sera discuté dans les sections suivantes. L'évaluation de la pertinence

du schéma des rafales liées aux poches est réalisée dans un contexte convectif, marqué par la formation de poches froides au-dessus des zones sources de poussières. L'évaluation de la pertinence du schéma des rafales thermiques en saison humide est conduite dans un contexte non convectif, où aucune poche ne se développe au-dessus des zones d'émission. Dans ce cas, les émissions peuvent être attribuées aux rafales thermiques, la contribution des rafales liées à la turbulence mécanique restant secondaire. Les analyses sont effectuées ici avec les configurations WEIBNO et MCNO. Le recours aux configurations sans interaction poussières-rayonnement (WEIBNO et MCNO) permet, comme indiqué dans la section précédente, d'éviter d'avoir l'impact d'un changement de circulation.

### 6.3.1 Effet des rafales des poches

L'analyse est effectuée sur la journée convective du 11 juillet 2006. Cette date, choisie arbitrairement, correspond par coïncidence au lendemain du cas AMMA, au cours duquel un système convectif s'était développé au-dessus du Niger. Comme discuté au chapitre 4, l'épisode de convection profonde du cas AMMA relevait d'un phénomène local, sans preuve évidente de sa propagation le jour suivant.

La Figure 6.2 illustre les émissions et la WAPE simulées par les configurations WEIBNO et MCNO. Comme expliqué au chapitre 4, la WAPE représente l'énergie d'affaissement des poches froides et permet d'identifier leur présence et leur intensité dans le modèle. La différence des émissions simulées avec les deux versions du modèle est également présentée pour mieux observer les écarts.

La WAPE est identique dans les deux configurations du fait de l'absence de rétroaction des poussières sur le rayonnement. Dans WEIBNO, des émissions apparaissent au sud de l'Algérie et dans le Sahara occidental (Fig. 6.2b). La configuration MCNO présente des émissions dans les mêmes régions que WEIBNO, mais également dans d'autres zones, notamment à l'est de la Mauritanie, dans le désert Nubien et au nord de la Libye (Fig. 6.2c). Ces écarts sont plus visibles dans la Figure 6.2d, qui montre la différence des émissions entre MCNO et WEIBNO. On constate que les émissions supplémentaires dans MCNO coïncident précisément avec les régions où sont présentes les poches froides (Fig. 6.2a). Cela suggère que, dans la configuration MCNO, les rafales générées par ces poches créent un vent suffisant pour soulever les poussières, un mécanisme absent de la configuration WEIBNO. Ces résultats confirment ainsi la pertinence du schéma des rafales à simuler les émissions associées aux poches froides.



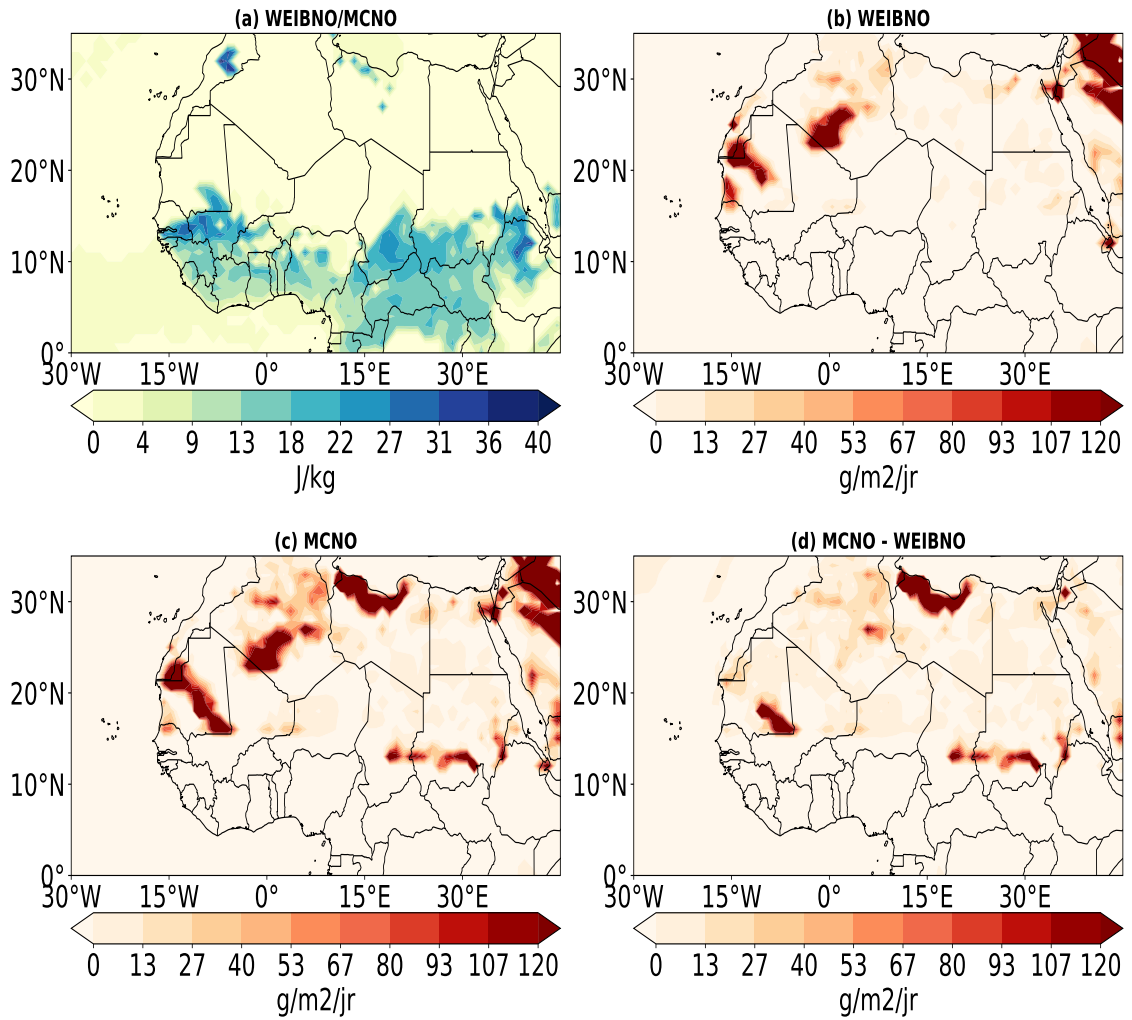


FIGURE 6.2 – Distribution spatiale de l'énergie d'affaissement, WAPE, (J/Kg) des poches (a) et des émissions de poussières ( $\text{g.m}^{-2}.\text{jr}^{-1}$ ) simulées le 11 juillet 2006 par les versions du modèle LMDZ sans interaction poussières-rayonnement : WEIB, basé sur une distribution de Weibull (b), et MC, utilisant un schéma de rafales avec approche Monte Carlo (c). Le panneau (d) montre l'écart des émissions de poussières entre MC et WEIB.

### 6.3.2 Effet des rafales des thermiques

La figure 6.3 présente les mêmes variables que la Figure 6.2, mais pour la journée du 1er juillet 2006, caractérisée par une absence de convections et de formation de poches froides sur le Sahel.

La distribution spatiale de la WAPE ne montre pratiquement aucune présence de poches froides au Sahel, notamment au dessus des zones sources de poussières, dans WEIBNO et MCNO (Fig. 6.3a). Dans ce contexte, les différences d'émissions notées entre MCNO et WEIBNO sur le Sahel peuvent être attribuées globalement à l'effet des rafales thermiques. On note des écarts d'émissions en Mauritanie, au Mali et en Algérie (Fig. 6.3d), mais ceux-ci restent nettement moins marqués que dans les situations où des poches froides se développent au-dessus de ces régions. Dans le désert Nubien, on y observe des différences d'émissions très marqués entre les deux versions du modèle (Fig. 6.3d), mais coïncident avec la présence de poches froides dans cette région (Fig. 6.3a).

Les rafales thermiques induisent donc une augmentation des émissions de poussières en saison des pluies, mais leur impact demeure nettement moins marqué que celui des rafales associées aux poches froides.

### 6.3.3 Relations entre pluies, poches et émissions

Dans cette section, nous analysons l'influence des précipitations sur les émissions de poussières associées aux poches froides, elles-mêmes générées par l'évaporation des précipitations. Nous faisons l'analyse sur la journée du 21 juillet choisi arbitrairement, en représentant les précipitations, les différences d'émissions entre MCNO et WEIBNO ainsi la WAPE.

Les simulations WEIBNO et MCNO affichent des précipitations et une WAPE identiques, car elles ne prennent pas en compte la rétroaction entre les poussières et le rayonnement (Fig. 6.4a et c). La Fig. 6.4b, qui montre l'écart d'émissions entre MCO et WEIBNO (MCNO - WEIBNO), révèle de fortes émissions de poussières se produisant spécifiquement dans la simulation MCNO. Ces émissions, localisées au nord du Sénégal, à l'est de la Mauritanie, au centre du Mali, à l'est du Niger et dans le désert Nubien, sont attribuables aux poches froides présentes au dessus de ces zones ( Fig. 6.4c). Cependant, dans les zones d'émission du Mali, du Niger et même celle à l'est de la Mauritanie, les précipitations au sol sont quasi nulles (Fig. 6.4a). Or, les poches froides, responsable de ces émissions, sont censées être créées

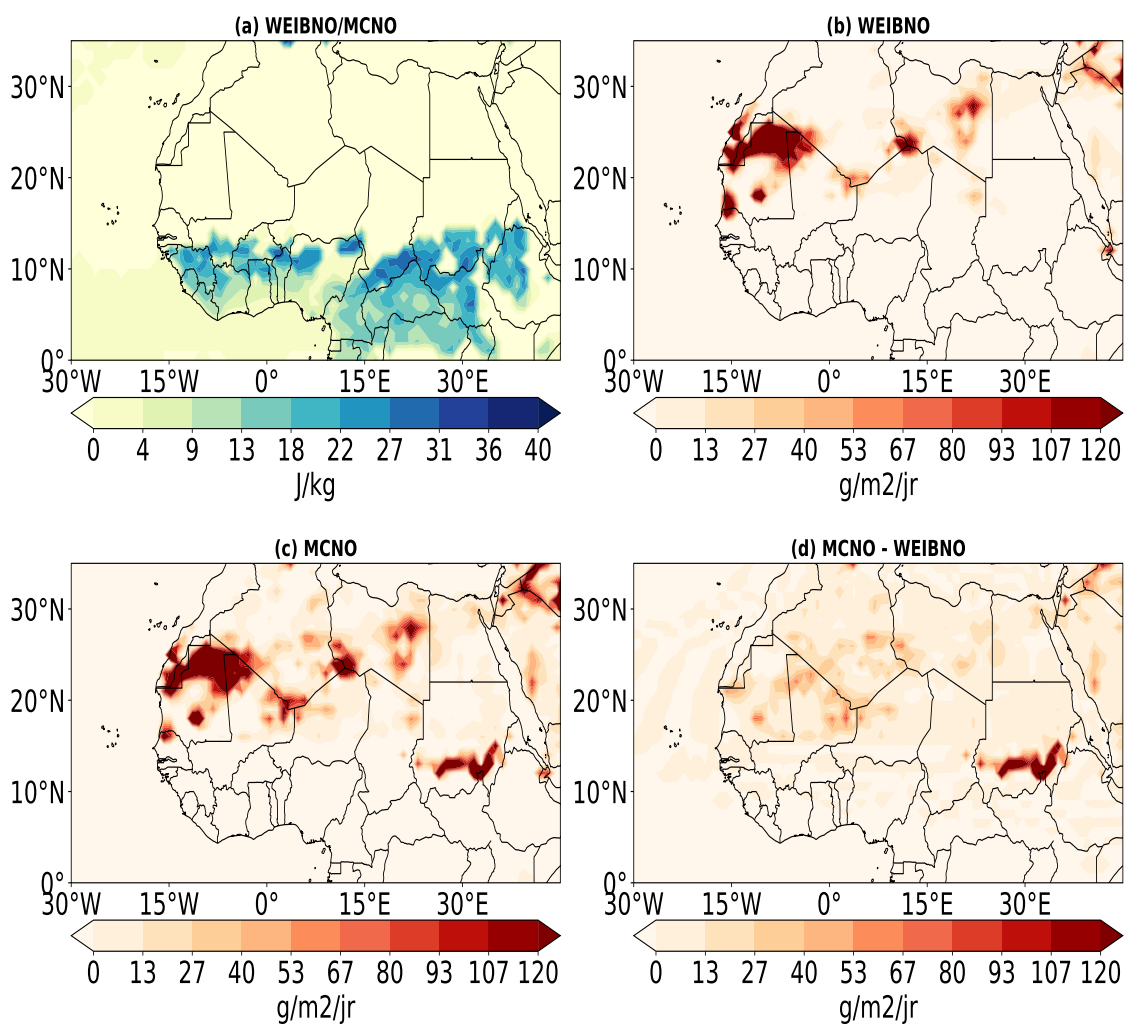


FIGURE 6.3 – Comme Fi. 6.2 mais pour la journée du 1er juillet 2006.

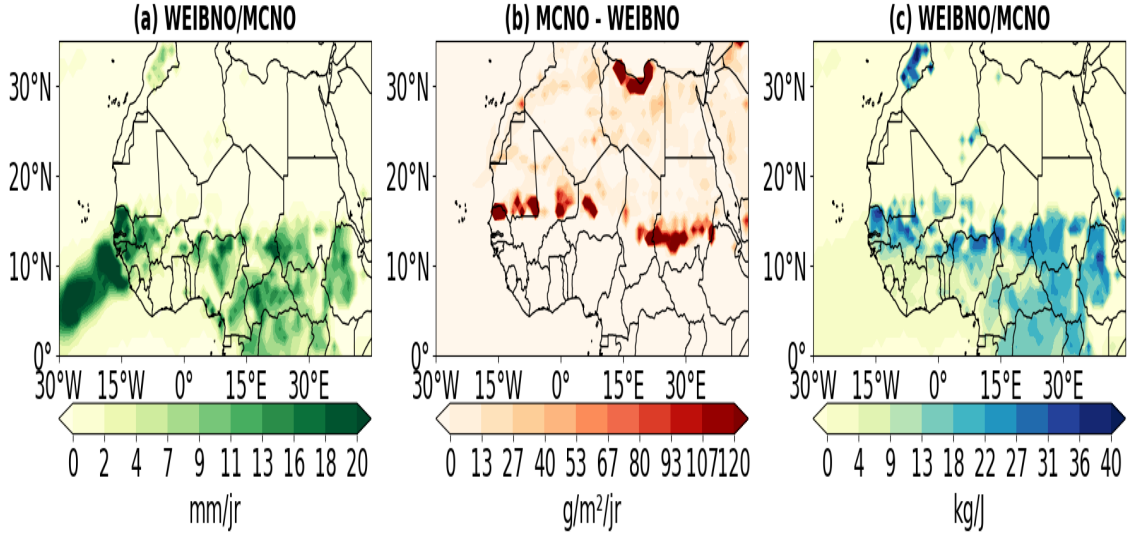


FIGURE 6.4 – Résultats des simulations de LMDZ avec les configurations WEIBNO et MCNO pour la date du 21 juillet 2006. Le panneau (a) représente les précipitations ( $\text{mm.jr}^{-1}$ ) simulées dans les deux configurations. Le panneau (b) présente les différences d'émissions de poussières ( $\text{g.m}^{-2}.\text{jr}^{-1}$ ) entre MCNO et WEIBNO (MCNO - WEIBNO). Le panneau (c) montre la WAPE ( $\text{J.kg}^{-1}$ ) simulée dans les deux configurations.

par la pluie. Dans les autres régions émettrices, notamment au nord du Sénégal et le désert Nubien, on observe de fortes précipitations au sol (Fig. 6.4a), comme on pourrait s'y attendre.

Pour mieux comprendre les cas où des émissions surviennent presque sans pluie au sol, nous analysons le profil vertical des précipitations en un point de ces situations, situé à  $0^\circ$  de longitude et  $16^\circ\text{N}$  de latitude, au centre de la zone d'émission du Mali. Ce profil montre bien la présence de précipitations dans l'atmosphère, avec un maximum d'environ 2 mm/jour. Cette quantité de pluie diminue progressivement vers la surface, indiquant une évaporation des gouttes au cours de leur chute. Ainsi, la pluie qui atteint le sol est presque inexistante ( $< 0.5 \text{ mm/jour}$ ). Cette évaporation quasi complète génère alors des poches froides suffisamment intenses pour soulever la poussière, bien qu'aucune précipitation significative ne soit enregistrée en surface. Ces résultats sont cohérent avec ceux de Bergametti et al. (2022) qui ont également constaté une augmentation des concentrations de poussières dans des stations sahéliennes lors du passage d'un MCS, sans précipitation enregistrée au sol.

Un second profil a été examiné au point ( $15^\circ\text{W}$ ,  $15^\circ\text{N}$ ), dans la zone d'émission du

nord du Sénégal. Celui-ci montre également une évaporation partielle des précipitations durant leur chute, responsable de la formation de poches au dessus de cette zone. Une forte quantité de pluie ( $> 20$  mm/jour) atteint cependant le sol, malgré cette évaporation, en raison de l'abondance initiale de précipitations dans l'atmosphère (maximum  $> 23$  mm/jour). Dans ce cas, on pourrait s'attendre naturellement à ce que la pluie qui arrive au sol humidifie le sol et limite le soulèvement mais cet effet n'est pas encore prise en compte dans le modèle. Bien qu'une paramétrisation de cet effet d'humidité existe déjà dans LMDZ, elle n'a pas encore pu être testée par faute de temps.

Les analyses, effectuées ici, montreraient que l'évaporation complète des précipitations avant leur arrivée au sol survient lorsque les quantités présentes dans l'atmosphère sont relativement faibles, facilitant leur disparition totale au cours de la chute. Malgré ces faibles quantités, cette évaporation est cependant capable de générer des poches froides produisant des rafales suffisamment intenses pour déclencher des émissions de poussières.

### 6.4 Cycle saisonnier des poussières

Dans cette section, nous étudions le cycle saisonnier des poussières en analysant la saison sèche (moyenne de janvier à avril) et la saison des pluies (moyenne de juin à septembre). L'objectif est, d'une part, d'évaluer l'effet des rafales thermiques sur les émissions et leur contribution au bilan saisonnier des poussières en saison sèche, et d'autre part, d'analyser la contribution des poches froides au bilan saisonnier pendant la saison des pluies. Les analyses sont réalisées avec les configurations sans interaction rayonnement-poussières (WEIBNO et MCNO), pour les mêmes raisons que celles exposées précédemment. Elles s'appuient ici sur l'AOT, qui fournit une mesure intégrée des aérosols sur l'ensemble de la colonne atmosphérique.

Les analyses indiquent qu'en saison sèche, les valeurs d'AOT sont globalement plus faibles dans MCNO que dans WEIBNO (Fig. 6.6a et Fig. 6.6b). Cette différence apparaît plus clairement dans la Fig. 6.6c, qui illustre l'écart entre les deux configurations. Cette réduction suggère des vents de surface moins intenses dans MCNO par rapport WEIBNO en saison sèche. Cela pourrait s'expliquer par le fait que la distribution du vent dans le schéma des rafales thermiques présenterait une largeur plus étroite que celle du schéma de Weibull, ce qui diminue la probabilité d'obtenir des vents forts dans MCNO. De plus, en saison sèche, les thermiques favorisent le

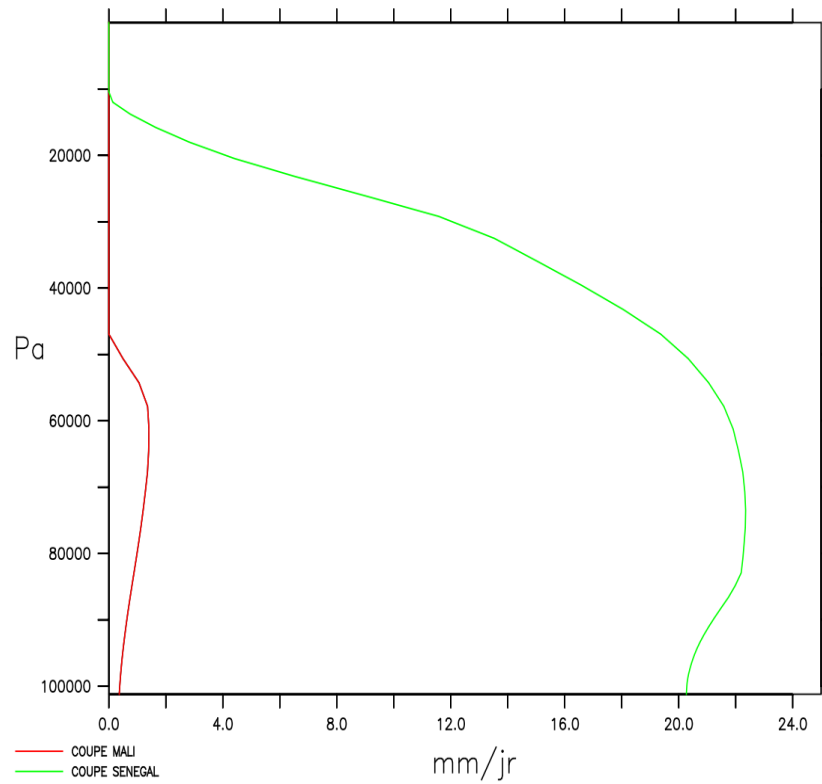


FIGURE 6.5 – Distribution verticale des précipitations ( $\text{mm jr}^{-1}$ ) simulées par la configuration de LMDZ avec MCNO pour le 21 juillet 2006. La courbe rouge correspond au profil situé à  $0^\circ$  de longitude et  $16^\circ\text{N}$  de latitude, au centre de la zone d'émission de poussière au Mali. La courbe verte représente le profil au point  $15^\circ\text{W}$ ,  $15^\circ\text{N}$ , au centre de la zone d'émission du nord du Sénégal.

rabattement des jets nocturnes vers la surface, renforçant ainsi le vent moyen et augmentant la fréquence des vents forts dans WEIBNO.

Nous constatons cependant qu'à la différence de la saison des pluies, où les thermiques, plus profonds, favorisent une légère augmentation des poussières, ceux-ci exercent en saison sèche un effet inverse en contribuant à leur réduction.

En saison des pluies, les valeurs d'AOT sont systématiquement plus importantes dans MCNO que dans WEIBNO (Fig. 6.6d et Fig. 6.6e). Ce résultat est attendu car il y'a la contribution des émissions par les poches dans MCNO. On voit que l'augmentation des AOT dans MCNO est plus marquée dans le centre du Mali, à l'est de la Mauritanie, à l'ouest du Niger et dans le désert Nubien (Fig. 6.6f). Cela suggère une contribution importante des poches sur les émissions dans ces régions. Les résultats obtenus sur les sources sahéliennes sont en accord avec ceux de Caton Harrison et al. (2019) et Pantillon et al. (2015) qui soulignent également une forte fréquence des haboobs à l'est de la Mauritanie et au Mali. Selon Pantillon et al. (2015), la fréquence élevée des haboobs dans ces régions est liée aux flux de mousson, qui apportent l'humidité nécessaire au déclenchement de la convection. Les fortes valeurs d'AOT constatés à l'est du Tchad (Fig. 6.6f) proviendraient du désert Nubien.

Ces analyses révèlent l'importante contribution des poches aux émissions de poussières durant la saison des pluies. Bien que les thermiques interviennent également au cours de cette saison, les analyses présentées plus haut montrent que leur influence sur les émissions reste nettement plus faible que celles poches.

### 6.5 Distribution verticale des poussières

Nous nous attachons ici à analyser l'influence de la convection profonde sur la distribution verticale des poussières. Pour ce faire, nous comparons deux cas d'émission en saison des pluies : un cas où les émissions sont associées à des poches froides, indicateur de la convection profonde et un cas sans lien avec les poches froides, donc sans convection profonde. Étant donné que la production des poussières dans LMDZ est intégrée au sein du schéma de la couche limite turbulente (Mellor and Yamada, 1974) et que leur transport vertical est géré par le schéma des thermiques Rio and Hourdin (2008), cette analyse permet également, en quelques sortes, d'évaluer la profondeur de la couche limite représentée par le modèle. La couche limite convective est en effet représentée dans LMDZ par la combinaison de ces deux schémas, comme déjà expliqué au chapitre 3. L'analyse du transport vertical est ensuite étendue à un cas de saison sèche, permettant une comparaison de la profondeur de la couche limite

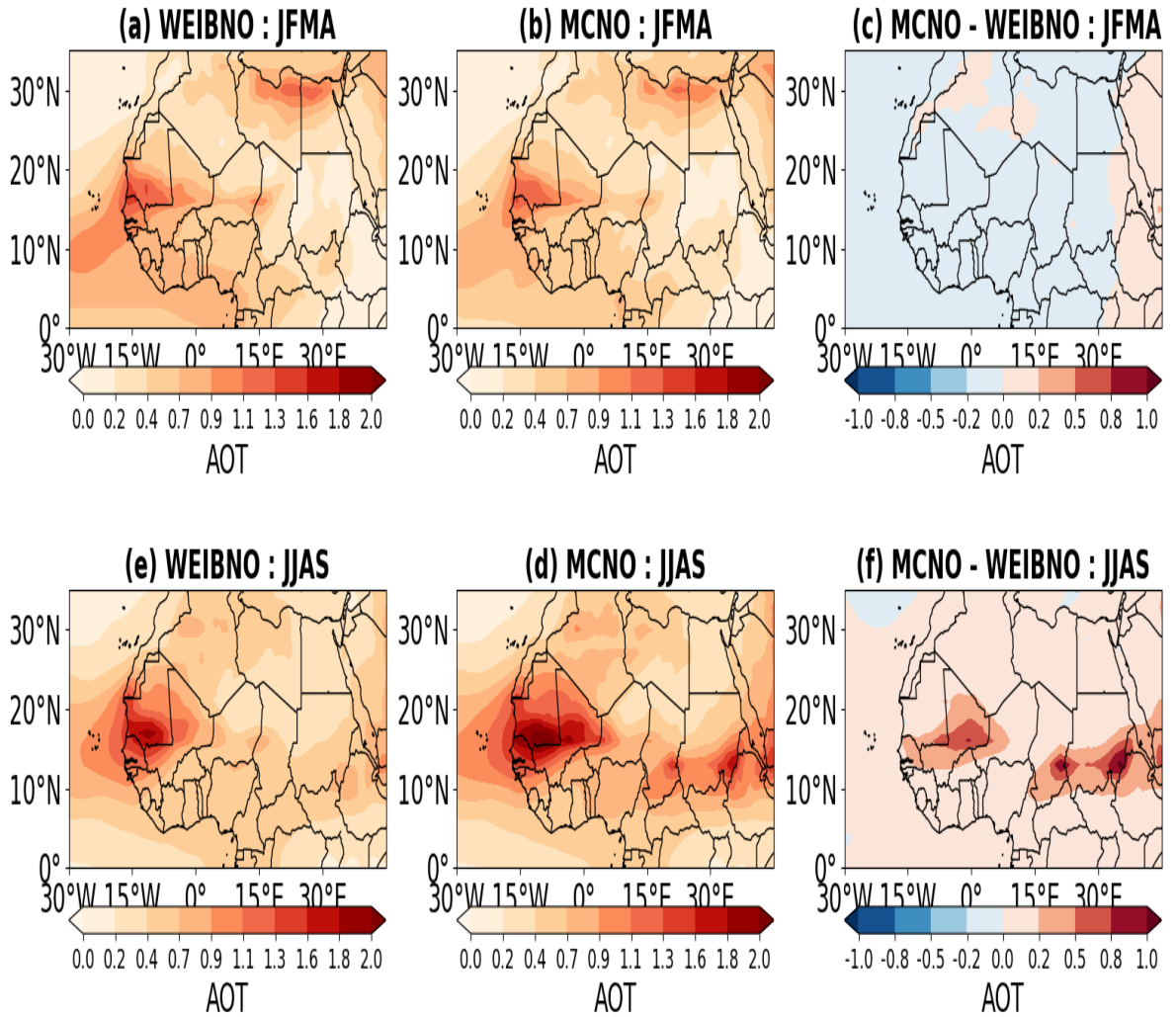


FIGURE 6.6 – Moyennes saisonnières de l'épaisseur optique des aérosols (AOT) pour l'année 2006, simulées par le modèle LMDZ selon deux configurations sans interaction poussières-rayonnement (NO) : l'une basée sur une distribution de Weibull pour le vent de surface (WEIBNO), l'autre sur le schéma des rafales avec une approche Monte Carlo (MCNO). La saison sèche (panneaux du haut) correspond à la moyenne des mois de janvier à avril (JFMA) et la saison des pluies (panneaux du bas) couvre la période de juin à septembre (JJAS)



entre les deux saisons. Dans ces analyses, nous utilisons la configuration MCNO, où les émissions liées aux poches sont prise en compte. Nous utilisons les concentrations de poussières (regroupant les particules fines, grossières et supergrossières), dont les valeurs sont disponibles à tous les niveaux verticaux du modèle.

### 6.5.1 Saison humide

Les deux cas analysés sont ceux présentés dans la section 6.3. Pour les émissions associées à une poche froide, nous avons étudié celui du 11 juillet 2006, situé à l’est de la Mauritanie, à partir d’une coupe verticale à la latitude 15°N, passant au centre de l’événement. En ce qui concerne l’émission non liée à une poche froide, nous avons choisi celui du 1er juillet 2006, au nord de la Mauritanie, avec une coupe verticale effectuée à 23°N.

À l’est de la Mauritanie, où l’on a des émissions associées à des poches, les concentrations de poussières atteignent des altitudes correspondant à 100 hPa (environ 16 km), notamment aux alentours de la zone d’émissions située entre 20°W et 5°W (Fig. 6.7a). Des concentrations de poussières situées à des altitudes élevées sont également observées entre 20°E et 30°E (Fig. 6.7a), correspondant à une partie du désert Nubien, où des émissions liées à des poches froides ont été identifiées le 11 juillet. Pour l’émission non associée à une poche froide, les poussières atteignent une altitude maximale d’environ 600 hPa, soit entre 5 et 6 km (Fig. 6.7b). Cette altitude maximale correspond à la profondeur de la couche limite convective en saison des pluies dans le modèle, ce qui est cohérent avec certaines études qui l’estiment également à environ 6 km pendant cette saison (Tsamalis et al., 2013; Senghor et al., 2017).

Dans les cas où les émissions sont associées à des poches froides, les poussières sont transportées vers la haute troposphère par les courants ascendants de la convection profonde. Les concentrations mesurées à ces altitudes restent cependant faibles ( $< 0.12 \text{ mg.kg}^{-1}$ ). Cela s’explique par le fait qu’une grande partie des poussières transportées est ensuite éliminée par lessivage à grande échelle. Ce résultat est cohérent avec les travaux de Senghor et al. (2024), qui ont montré que les ascendances convectives injectent effectivement d’importantes quantités de poussière en haute altitude, mais elles sont suivies d’un processus de nettoyage qui élimine une grande partie ces poussières dans l’atmosphère.

Lors de l’événement non associés aux poches, les poussières restent confinées dans la couche limite, en l’absence de courants ascendants suffisamment intenses pour les élever vers les hautes altitudes. On constate par ailleurs que les concentrations

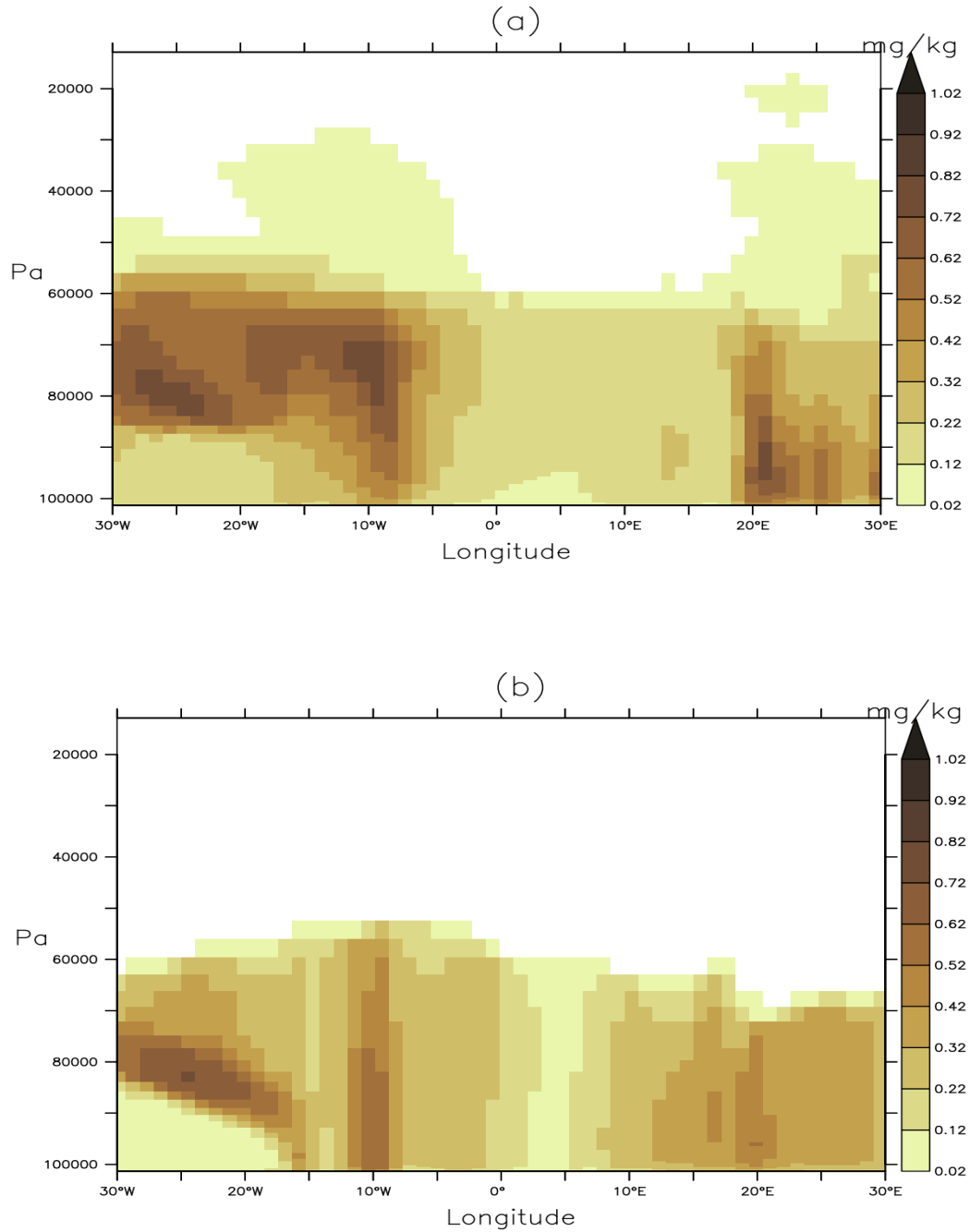


FIGURE 6.7 – Distribution verticale des concentrations de poussières ( $\text{mg.kg}^{-1}$ ) simulées par la configuration MCNO pour les journées du 11 juillet (a) et du 1er juillet (b) 2006. La coupe verticale du 11 juillet est effectuée le long de la latitude  $15^\circ\text{N}$ , au centre d'un événement de poussières associé à des poches froides. Celle du 1er juillet est réalisée selon la latitude  $23^\circ\text{N}$ , traversant une zone d'émission de poussières non liée à des poches froides.

de poussières dans la couche limite sont plus élevées dans les cas liés aux poches. Ce renforcement s’explique à la fois par l’injection supplémentaire de poussières par les poches et par la libération d’aérosols engendrée par la convection profonde. En effet, les particules ayant servi de noyaux de condensation à grande échelle sont ré-introduites dans la couche limite lors de l’évaporation des gouttes de pluie qui les contiennent (Senghor et al., 2024), ce qui contribue à accroître la charge en aérosols dans ce cas d’émission associée à la convection profonde.

### 6.5.2 Saison sèche

L’analyse de la distribution verticale des poussières durant la saison sèche est effectuée à partir d’un épisode de poussières du 3 Février 2006, identifié à travers des analyses intermédiaires. Une coupe verticale est réalisée le long de la latitude 17°N, traversant le centre de la zone émettrice.

La Figure 6.8 montre que, lors de cet événement, les poussières ont été transportées jusqu’à une altitude correspondant à environ 700 hPa, soit près de 3 km, montrant une profondeur de la couche limite convective à cette hauteur en saison sèche. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Senghor et al. (2017), qui, à partir de données Lidar, ont également mis en évidence un transport vertical compris entre 1 et 3 km en hiver, correspondant à la hauteur de la couche limite pendant cette saison. De même, Tsamalis et al. (2013) estiment l’épaisseur de la couche limite à environ 3 km en saison sèche.

Nos analyses révèlent ainsi que le modèle parvient à reproduire la différence de hauteur de la couche limite entre la saison des pluies et la saison sèche, plus faible en saison sèche.

## 6.6 Rétroaction entre poussières et rayonnement

Dans cette section, nous examinons l’impact de la rétroaction entre les poussières et le rayonnement sur la distribution des poussières elles-mêmes et sur les précipitations. Nous analysons les différences entre les simulations avec (INT) et sans (NO) interaction poussières-rayonnement, dans les configurations WEIB et MC.

### 6.6.1 Effet sur la distribution des poussières

Ici, l’analyse est réalisée pour la saison sèche (représentée en moyenne par le mois de mars) et pour la saison des pluies (représentée en moyenne par le mois de juillet),

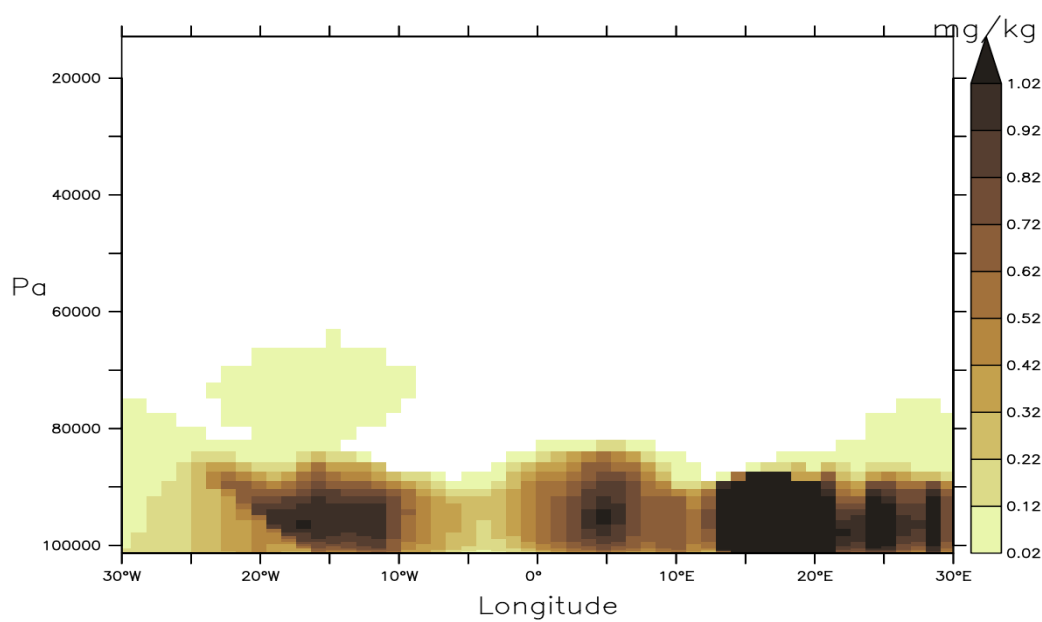


FIGURE 6.8 – Distribution verticale des concentrations de poussières ( $\text{mg.kg}^{-1}$ ) simulées par le modèle LMDZ-MC NOINTER pour la journée du 3 février 2006. La coupe verticale est effectuée le long de la latitude  $17^\circ\text{N}$ , au centre d'un événement de poussières.

à partir de l'étude des AOT.

Les Fig. 6.9 et Fig. 6.10 présentent la distribution horizontale de l'AOT simulée par WEIBNO, WEIBINT, MCNO et MCINT, respectivement en moyenne sur les mois de mars et juillet 2006.

En mars, la comparaison des simulations NO et INT révèle que la rétroaction des poussières tend à réduire l'AOT globalement (Fig. 6.9) dans les configurations WEIB et MC. Dans MC, où les rafales des thermiques sont incluses, la diminution des valeurs d'AOT notée en mars dans INT par rapport à NO peut être attribuée à l'effet stabilisant de l'atmosphère par les poussières, durant la saison sèche, via leur absorption radiative. Ce réchauffement des couches atmosphériques induit une stabilisation de la colonne d'air, limitant la convection et réduisant la turbulence verticale. Cette baisse de l'instabilité atmosphérique limite la formation des rafales des thermiques dans MCINT, entraînant ainsi une diminution des émissions par rapport à MCNO, où cet effet radiatif est absent. Dans les versions WEIB, où les émissions sont directement liées au vent moyen du GCM, la diminution des poussières dans INT par rapport à NO pourrait s'expliquer par les modifications de la dynamique, liées au réchauffement radiatif des poussières. En effet, le vent moyen dans les GCM, est calculé par la dynamique du modèle, et donc sensible aux changements induits par la présence des poussières.

En juillet, l'effet principal de la rétroaction des poussières est une augmentation significative de l'AOT, particulièrement prononcée sur les régions Mauritanie et Mali dans les configurations WEIB et MC (Fig. 6.10c et Fig. 6.10f). Cette augmentation de la charge en poussières dans ces régions pourrait s'expliquer par l'effet de réchauffement atmosphérique par les poussières qui renforcerait la convergence des vents au sein de la ZCIT. Ce renforcement de la convergence accélère la circulation et augmente l'intensité des vents de surface, ce qui, en retour, augmente les émissions de poussières dans WEIBINT et MCINT (Fig. 6.10b et Fig. 6.10e). On note cependant que l'augmentation des émissions est plus marquée dans la configuration WEIBINT que dans MCINT (Fig. 6.10c et Fig. 6.10f). Cela s'explique par le fait que le schéma d'émission WEIB est plus sensible à la vitesse du vent moyen. Ainsi, le renforcement du vent moyen génère plus de vents forts dans WEIB que dans MC. Cela entraîne donc une plus forte augmentation des émissions dans WEIBINT que dans MCINT.

Une diminution des poussières au-dessus de l'Atlantique Est est également notée lorsque les rétroactions radiatives des poussières sont activées. Cette réduction pour-

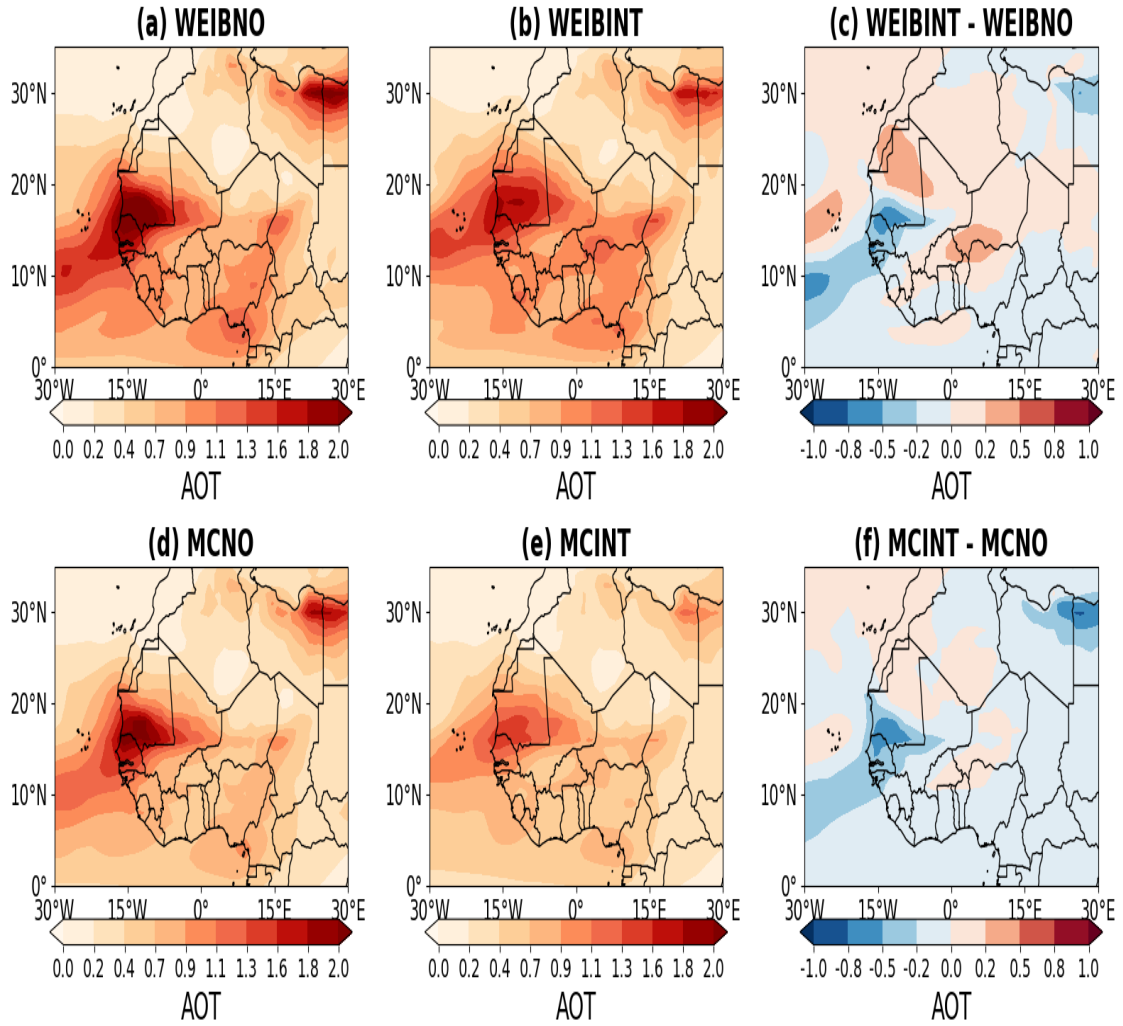


FIGURE 6.9 – Moyenne mensuelle de l'épaisseur optique des aérosols (AOT) en mars 2006, simulée avec le modèle LMDZ dans quatre configurations : l'une utilisant une distribution de Weibull (WEIB) pour la représentation du vent de surface, l'autre sur le modèle de bourrasques de vent avec approche Monté Carlo (MC), chacune avec (INT) et sans (NO) interaction entre poussières et rayonnement. Les panneaux du haut indiquent les simulations avec WEIBNO (a), WEIBINT (b) et WEIBINT - WEIBNO (c). Les panneaux du bas représentent les simulations avec MCNO (d), MCINT (e) et MCINT - MCNO (f)

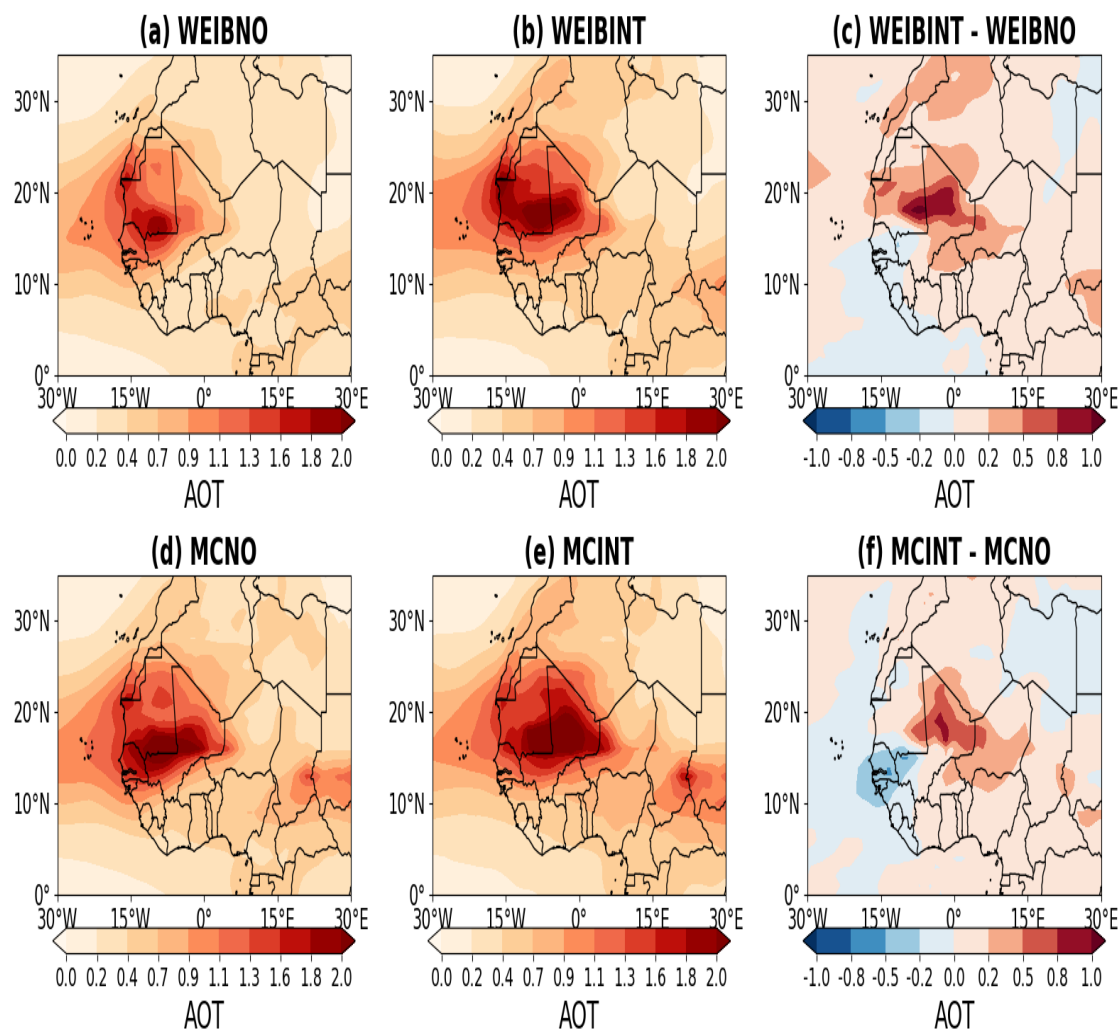


FIGURE 6.10 – Comme Fig 6.9 mais pour le mois de juillet 2006.

rait s'expliquer par une modification de la circulation à grande échelle induite par l'effet radiatif des aérosols qui limiteraient le transport des poussières vers l'océan Atlantique.

Nous soulignons que les explications avancées concernant les différences entre INT et NO en saisons sèche et humide reflètent notre compréhension actuelle, mais elles pourraient être vérifiées dans le modèle. Faute de temps, nous n'avons pas pu approfondir davantage ces analyses, qui nécessitent toutefois un examen plus détaillé.

### 6.6.2 Effet sur les précipitations

La figure 6.11 présente une comparaison des précipitations moyennes simulées pour le mois de juillet 2006 entre les différentes configurations du modèle : WEIBNO, WEIBINT, MCINT et MCINT.

Les différences de précipitations entre les configurations INT et NO (WEIBINT - WEIBNO et MCINT - MCNO) mettent en évidence un déplacement des pluies vers le nord lorsque la rétroaction des poussières est activée. On observe notamment une augmentation des précipitations au-delà de 10°N, en particulier sur la Mauritanie, le Mali, l'Algérie, le Niger et le Tchad. Comme l'illustre la Figure 6.11, ces régions correspondent également à des zones où la charge en poussières s'accroît lorsque les interactions radiatives sont prises en compte. L'augmentation des pluies pourrait ainsi s'expliquer par le fait que les poussières, en réchauffant l'atmosphère et en accentuant le contraste thermique, renforcent le flux de mousson et donc l'apport d'humidité dans ces régions. En effet, les différences des vents zonaux moyens entre INT et NO mettent en évidence un renforcement du vent dans les basses couches, correspondant au flux de mousson, précisément dans les zones où les précipitations augmentent dans les simulations INT pour WEIB et MC (Fig. 6.12a et b).

Une augmentation des précipitations est également constatée au-dessus de l'Atlantique, en particulier dans la région du golfe de Guinée. Ces résultats peuvent être expliqués par l'effet radiatif des poussières, qui tend à accroître la nébulosité au sein de la ZCIT dans l'Atlantique Est et renforcer les précipitations dans cette région, comme le suggèrent Lau et al. (2009).



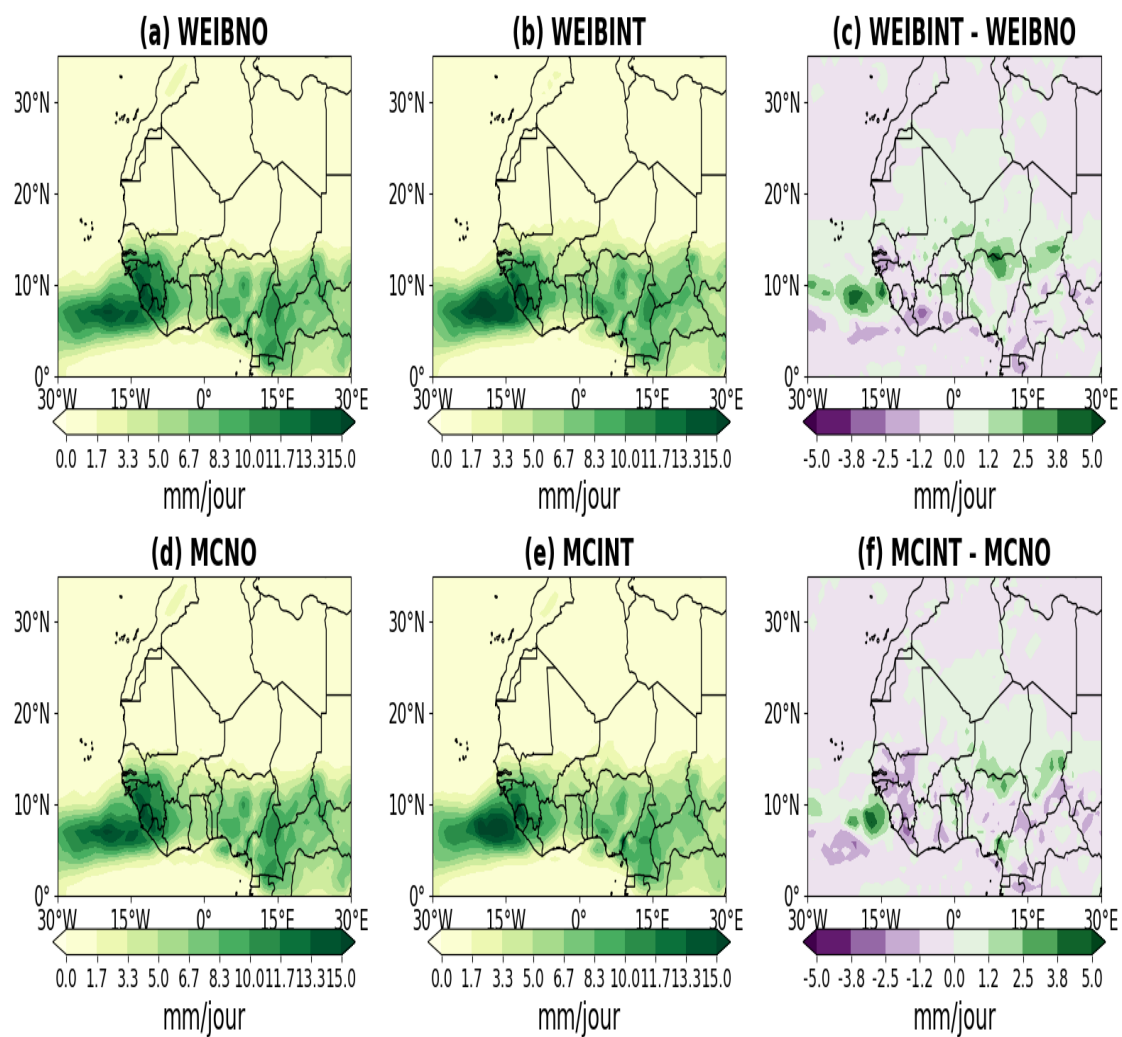


FIGURE 6.11 – Même chose que Fig. 6.9 mais pour la moyenne des précipitations ( $\text{mm.jr}^{-1}$ ) sur le mois de juillet 2006

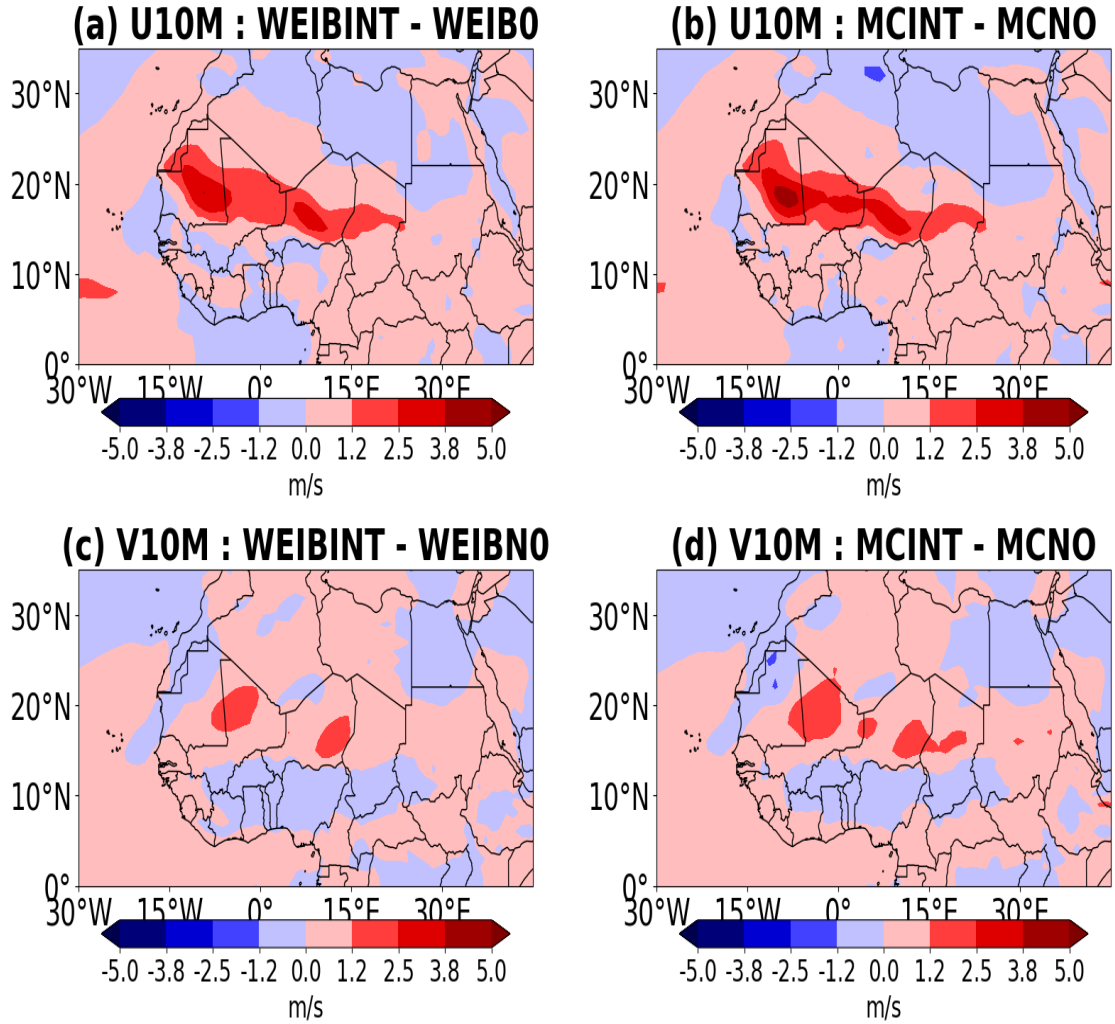


FIGURE 6.12 – Différences des moyennes des composantes zonale (U10M en  $\text{m.s}^{-1}$ , panneaux du haut) et méridionale (V10M en  $\text{m.s}^{-1}$ , panneaux du bas) du vent entre les simulations avec rétroactions poussières-rayonnement (INT) et sans rétroactions (NO), pour les configurations WEIB et MC.

### 6.7 Comparaisons par rapport aux observations

Ici, nous procédons à la validation des simulations de poussières à l'aide des observations d'AOT et de  $PM_{10}$  sur quelques sites sahéliens. L'intérêt de considérer ces deux variables réside dans le fait qu'elles renseignent sur des aspects distincts du cycle des poussières. L'AOT fournit une estimation de la charge totale d'aérosols intégrée sur la colonne atmosphérique, tandis que les  $PM_{10}$  représentent uniquement ce qui est transporté à la surface. Chacun de ses deux composantes doit ainsi être bien représenté dans le modèle.

#### 6.7.1 Comparaison des AOT

Les figure 6.13 et 6.14 présentent les comparaisons entre les AOT journalières observées et simulées par les configurations MCNO, WEIBNO, MCINT et WEIBINT, respectivement sur la saison sèche (janvier-mai) et la saison humide (juin-octobre) de 2006. Ces comparaisons sont effectuées sur trois stations du réseau AERONET, situées à Dakar (Sénégal), Cinzana (Mali) et Banizoumbou (Niger).

On observe globalement une bonne représentation de la charge de poussières durant les mois de saison sèche dans l'ensemble des configurations de LMDZ, malgré une surestimation des AOT à Dakar (Fig. 6.13). La simulation MCNO montre que la réduction des émissions de poussières durant la saison sèche, grâce à la prise en compte des rafales thermiques, améliore le modèle. L'activation du couplage poussières-rayonnement permet, quant à elle, d'améliorer encore davantage la simulation des AOT pendant cette période. En saison des pluies, toutes les différentes configurations de LMDZ surestiment les AOT sur les trois stations, en particulier au cœur de la saison, entre mi-juillet et fin septembre (Fig. 6.14). Cette surestimation pourrait s'expliquer par le fait que, durant cette période de la saison des pluies, le sol est généralement humide et recouvert de végétation. Ces conditions limitent les émissions en saison humide, un effet qui n'est actuellement pas représenté dans le modèle. Il faudrait cependant représenter ce mécanisme dans le modèle.

#### 6.7.2 Comparaison avec les $PM_{10}$

Les comparaisons entre le modèle et les données de  $PM_{10}$  sont réalisées sur les stations de Mbour (Sénégal), Cinzana et Banizoumbou. Dans le modèle, les  $PM_{10}$  ne sont pas directement disponibles. Nous avons cependant considéré la somme des

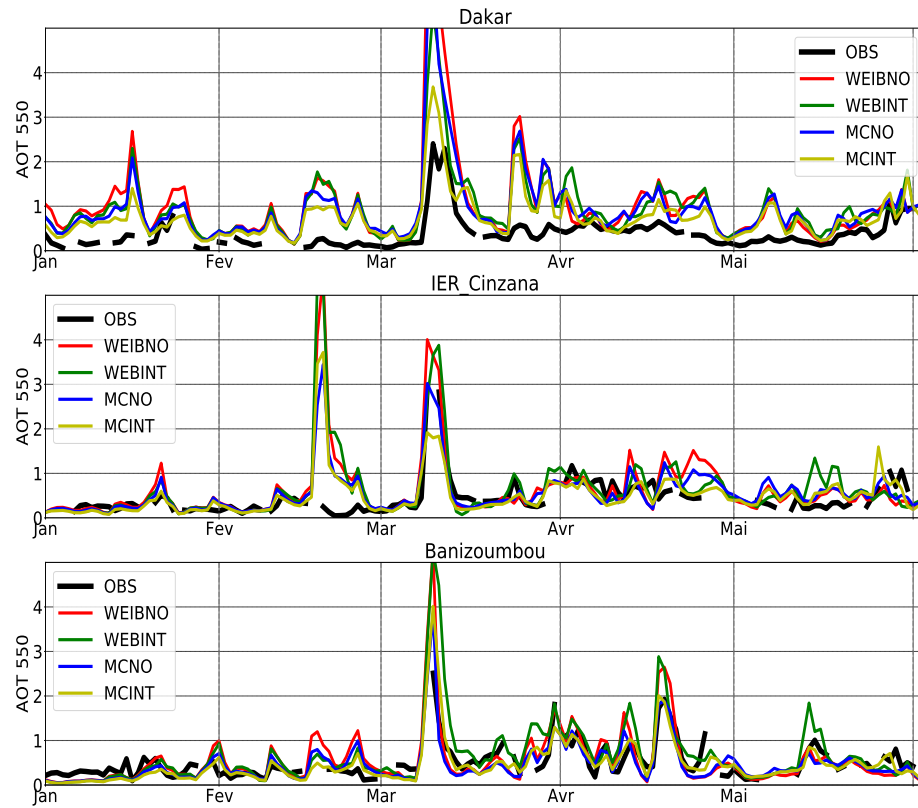


FIGURE 6.13 – Comparaison entre l'épaisseur optique des aérosols (AOT) observée et celle simulée par le modèle LMDZ selon quatre configurations : une utilisant une distribution de Weibull (WEIB) pour le vent de surface, l'autre basée sur le modèle de bourrasques de vent avec approche Monte Carlo (MC), chacune avec (INT) et sans (NO) interaction entre les poussières et le rayonnement. Les comparaisons sont effectuées sur les stations de Dakar (Sénégal), Cinzana (Mali) et Banizoumbou (Niger) pour la saison sèche (Janvier à Mai) de 2006.

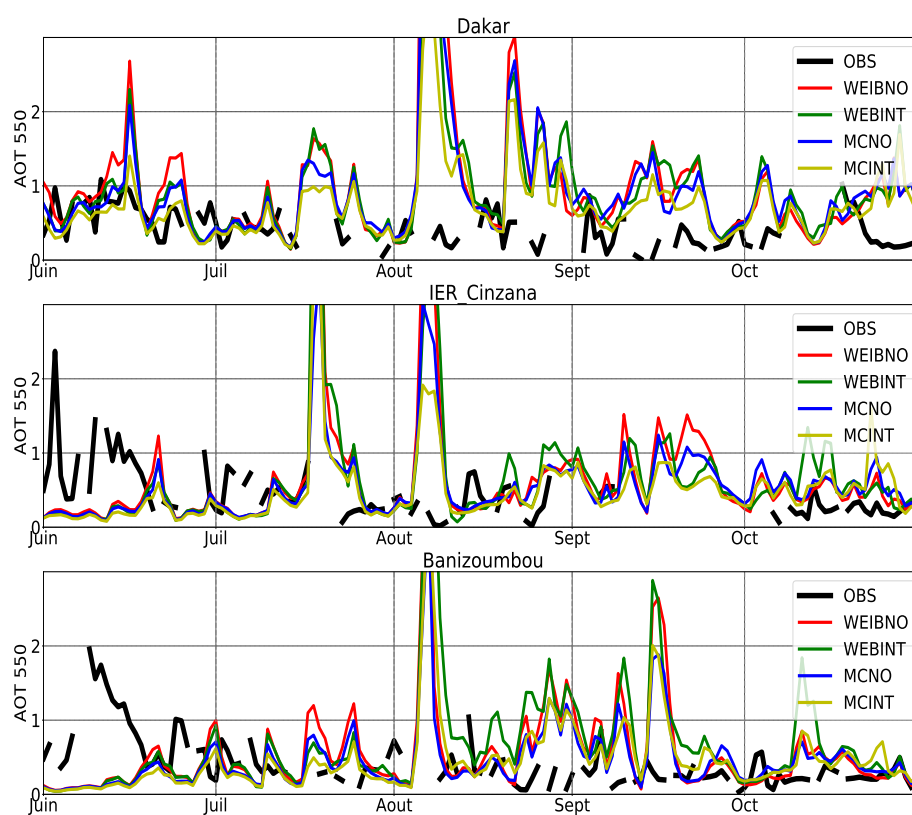


FIGURE 6.14 – Comme Fig. 6.13 mais pour la saison des pluies (Juin à Octobre) de 2006

fractions FINE (particules de diamètre  $< 1 \mu\text{m}$ ) et CODU (particules de diamètre compris entre 1 et  $6 \mu\text{m}$ ) dans la première couche du modèle, de façon à obtenir une variable approchant du  $PM_{10}$  mesuré au sol. Comme rappelé au chapitre 3, le modèle distingue trois classes granulométriques pour les poussières : FINE, CODU et SCDU (particules de diamètre compris entre 6 et  $30 \mu\text{m}$ ).

Les résultats obtenus sont similaires à ceux de la comparaison avec les AOT. En saison sèche, l'ensemble des simulations de LMDZ reproduit globalement bien les concentrations de poussières de surface, bien qu'une surestimation marquée soit observée sur la station de Mbour (Fig. 6.15). L'intégration des rafales des thermiques améliore la représentation des concentrations des particules de surface en saison sèche, avec un effet encore plus marqué lorsque ce le couplage entre poussières et rayonnement est activé. Une surestimation des poussières de surface apparaît aussi dans toutes les simulations de LMDZ en saison des pluies (Fig. 6.15). Comme expliqué dans la section précédente, cette surestimation est probablement liée à l'absence, dans le modèle, de la prise en compte des effets d'humidification du sol et de la couverture végétale, qui limitent les émissions en saison des pluies.

Ces analyses mettent en évidence la capacité du modèle à reproduire les concentrations de poussières en surface durant la saison sèche, ce qui en fait un outil pertinent pour les études d'impact sur la qualité de l'air et la santé humaine. Ce sont en effet les poussières présentes en surface qui sont importantes pour les études sur la qualité de l'air et la santé, car ce sont elles qui sont directement inhalées par les populations.

### 6.8 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons évalué l'efficacité du schéma de bourrasques dans la représentation des émissions de poussières dans LMDZ. À cette fin, des simulations ont été effectuées pour l'année 2006, en comparant la configuration de LMDZ intégrant le schéma des rafales à celle utilisant une distribution de Weibull. Les analyses des émissions de poussières réalisées sur des cas convectifs montrent qu'avec ce schéma, les poches dans LMDZ génèrent des vents suffisamment intenses pour produire des émissions lorsqu'elles se situent au-dessus des zones sources, ce qui confirme la pertinence du modèle. Le schéma des bourrasques de poches conduit ainsi à une augmentation des émissions de poussières en saison humide, renforcée en configuration interactive, probablement en raison d'une intensification de la convergence des

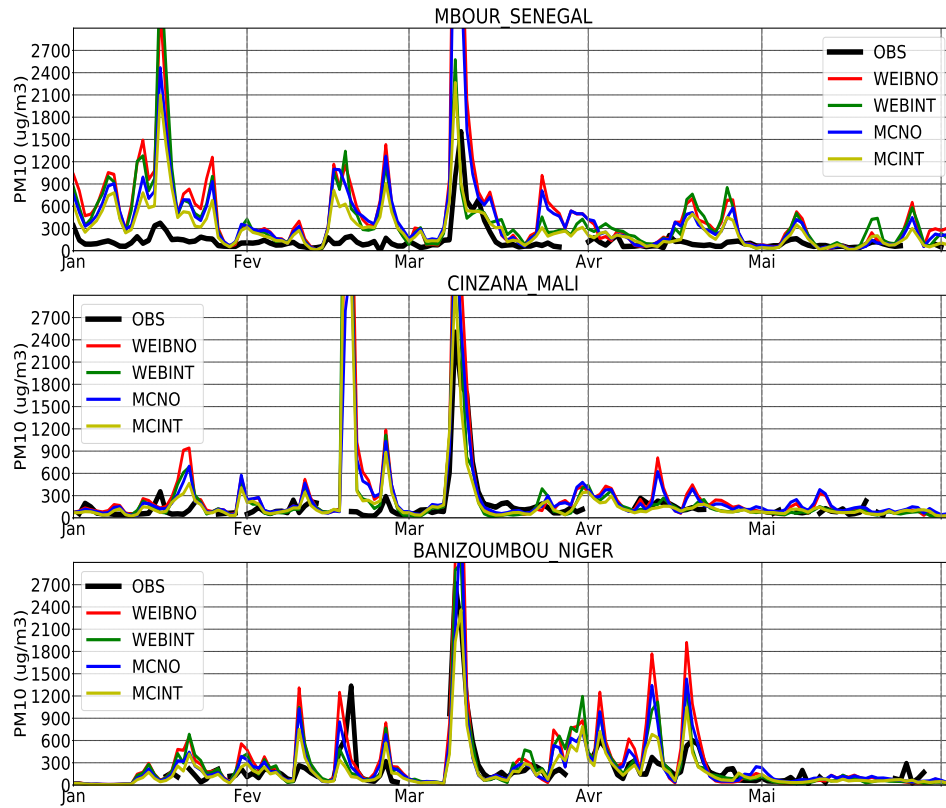


FIGURE 6.15 – Comparaison entre les concentration ( $\mu g.m^{-3}$ ) de  $PM_{10}$  observées et celle simulées par le modèle LMDZ selon quatre configurations : une utilisant une distribution de Weibull (WEIB) pour le vent de surface, l'autre basée sur le modèle de bourrasques de vent avec approche Monte Carlo (MC), chacune avec (INT) et sans (NO) interaction entre les poussières et le rayonnement. Les comparaisons sont effectuées sur les stations de Dakar (Sénégal), Cinzana (Mali) et Banizoumbou (Niger) pour la saison sèche (Janvier à Mai) de 2006.

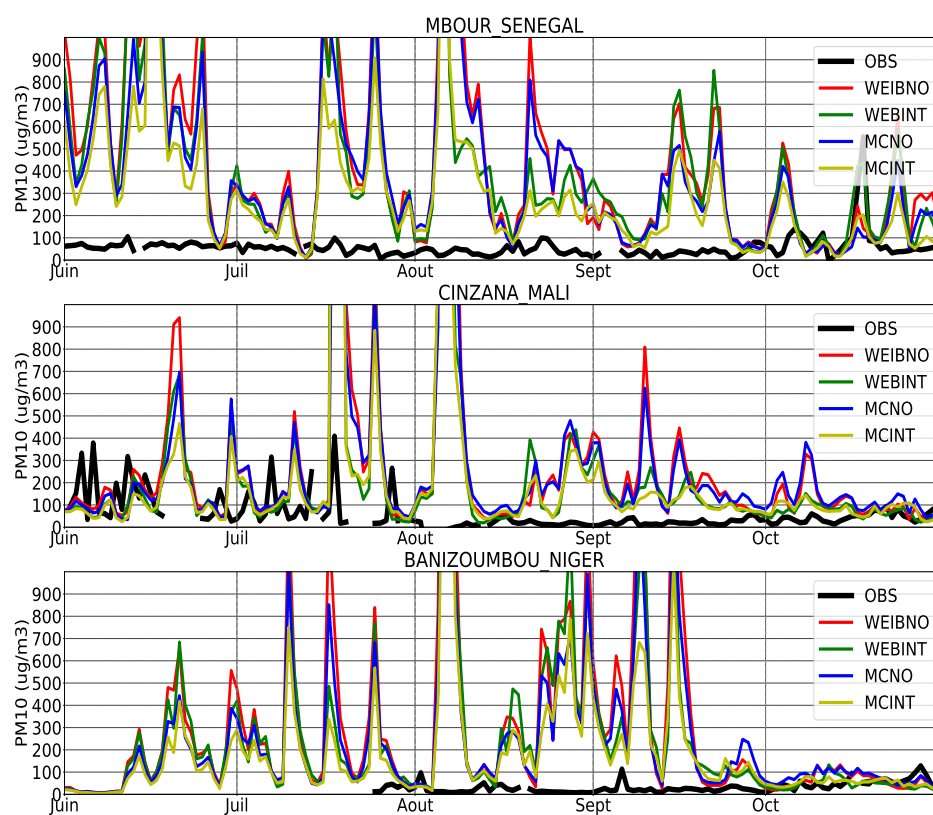


FIGURE 6.16 – Comme Fig. 6.15 mais pour la saison des pluies (Juin à Octobre) de 2006



vents et de la convection dans la région de l'ITCZ. Cependant, cette hausse des poussières constitue une dégradation du modèle, accentuant un biais déjà présent, à savoir une surestimation des émissions en saison humide, même sans les rafales des poches. Nous attribuons ce défaut à l'absence de prise en compte des effets de l'humidité du sol et de la végétation qui limitent normalement les émissions. Leur intégration pourrait contribuer à corriger ce biais. En saison sèche, le schéma des bourrasques émet moins de poussières, car la distribution paramétrisée avec les thermiques est davantage centrée autour de la moyenne du vent que celle de Weibull, générant moins d'événements de vents forts. Ce phénomène est encore accentué par la rétroaction, du fait de la stabilisation de la couche limite par le chauffage atmosphérique. Cela rapproche le modèle des observations, avec une très bonne simulation, sauf à Dakar sans doute à cause d'une surestimation des émissions à la côte.

## Chapitre 7

### Conclusions générales et perspectives

### 7.1 Conclusions générales

Dans cette thèse, nous avons cherché à améliorer la représentation du soulèvement de poussières dans les modèles climatiques globaux (GCM). Notre contribution consiste à proposer une paramétrisation des rafales de vent permettant d'intégrer les émissions de poussières liées à l'étalement des poches froides, créées sous les nuages par évaporation des précipitations, dans les GCM où ces émissions sont généralement absentes. Pour atteindre cet objectif, nous avons eu recours à deux outils récemment adoptés par la communauté scientifique afin d'accélérer l'amélioration des modèles et de renforcer la fiabilité des simulations climatiques face à l'intensification du dérèglement climatique. Le premier outil représente les Large Eddy Simulations (LES), qui offrent une compréhension plus fine des processus atmosphériques et permettent de développer des paramétrisations physiques plus réalistes et originales. Le second est HighTune Explorer (htexplo), un outil de calibration automatique des paramètres libres issus de la conception des paramétrisations. Cet outil permet d'ajuster les paramètres libres tout en améliorant le réalisme physique du modèle, corrigeant ainsi une calibration antérieure inappropriée qui pouvait compromettre la fiabilité des simulations climatiques. Étant donné que notre schéma de rafales de vent devait être couplé au schéma des poches froides dans le modèle climatique LMDZ, développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique, nous avons d'abord procédé à une évaluation détaillée du schéma des poches sur la base des LES, ce qui n'ait jamais été fait auparavant. Par la suite, nous avons développé la paramétrisation des rafales de vent associées aux poches, en nous appuyant sur des LES. Des simulations de poussières ont ensuite été réalisées avec le modèle LMDZ afin d'évaluer la capacité de ce nouveau schéma des rafales à représenter le soulèvement de poussières. Nous avons également profité de ce travail pour tester et valider, sur la base des LES, une paramétrisation de la dynamique de population des poches, permettant de décrire de manière plus physique l'évolution de leur densité, qui est arbitrairement imposée. Cette partie est présentée en Annexe B.

**Concernant l'évaluation du modèle des poches** , désigné ici sous le nom de modèle GL10, deux LES du cas océanique en régime d'équilibre radiatif-convectif (RCE) et une LES du cas continental correspondant à un cas de la campagne AMMA ont été utilisées. Toutes les LES sont réalisées sur un domaine de  $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$  avec une résolution horizontale de 200 m. Nous avons évalué la physique du modèle, ses variables internes, ainsi que les variables intervenant dans le couplage avec le schéma de convection profonde. Pour ce faire, nous avons d'abord réalisé un échantillonnage afin de calculer l'ensemble des variables internes du modèle GL10

dans les LES. Dans ces calculs, les poches sont définies comme les zones du domaine où l'anomalie de température à 10 m ( $T_{10m}$ ) est inférieure à un seuil, sans utiliser des algorithmes d'identification d'objets de poches, compte tenu du caractère idéalisé des LES utilisées. Ces seuils ont été fixés à -0.2 K pour le cas RCE et à -1 K pour le cas AMMA, sur la base d'une analyse de la divergence du vent à 10 m, qui montre les fronts de rafales et le centre des poches via les minima et maxima respectivement. La validation de la physique du modèle GL10 s'est essentiellement basée sur des comparaisons entre LES. Les variables de poches, déduites dans les LES selon la formulation de la paramétrisation, ont été confrontées à celles obtenues directement par échantillonnage sur ces mêmes LES. Les résultats confirment les hypothèses de base du modèle. Ces comparaisons montrent cependant la nécessité d'ajuster certains paramètres libres, notamment le coefficient  $k$ , qui relie la vitesse d'étalement des poches ( $C_*$ ) à leur énergie d'affaissement (WAPE). Alors que le modèle GL10 fixait  $k$  à 0.33, les LES suggèrent une valeur de 0.66, ce qui est plus cohérent avec les estimations de Lafore and Moncrieff (1989) ( $k=0.68$ ) et Bryan (2005) ( $k=0.5$ ).

La validation s'est ensuite effectuée dans la version uni-colonne du modèle LMDZ sur les cas AMMA et RCE. Dans ce cadre, la validation est beaucoup plus exigeante du fait de l'influence des autres paramétrisations. Les simulations LMDZ1D ont été réalisées avec des conditions initiales et aux limites strictement identiques à celles des LES. La densité des poches, c'est-à-dire le nombre de poches par unité de surface, estimée dans les LES, a été imposée dans les simulations LMDZ afin de permettre des comparaisons plus précises. Les comparaisons montrent globalement la pertinence du modèle, bien que certaines divergences subsistent. Les origines de ces écarts ont pu être identifiées et des améliorations ont été apportées. Le biais sec observé sous le sommet ( $h_{wk}$ ) des poches dans le modèle a été attribué à une altitude ( $h_m$ ) de subsidence des masses d'air fixée trop haut (600 hPa sur l'océan et le continent) dans la paramétrisation initiale. Dans les LES,  $h_m$  est observée à des altitudes plus basses (en dessous de 800 hPa pour RCE et en dessous de 600 hPa pour AMMA). En faisant dépendre  $h_m$  à  $h_{wk}$ , pour tenir compte de sa variation régionale, et en la baissant à une valeur proche de celle observée dans les LES, l'humidité simulée au  $h_{wk}$  s'est nettement améliorée. Ces résultats montrent que cette limitation du schéma tient principalement au choix de la valeur d'un paramètre, en particulier  $h_m$ , et non à la formulation physique du modèle. Un nouveau schéma numérique pour le calcul de  $h_{wk}$ , présenté en annexe A, a été proposé et s'est révélé plus robuste en réduisant significativement les plantages lors des simulations 3D. Un biais humide à la surface des poches a également été identifié. Il est attribué à l'absence de prise en compte de l'effet des thermiques sur la variation de l'humidité au sein des poches.

Nous suggérons qu'un travail complémentaire de paramétrisation des thermiques peu profonds, non nuageux, serait pertinent afin de favoriser le mélange entre l'air humide en surface et l'air plus sec situé au dessus. L'imposition du coefficient  $k$  à 0.66 dans le modèle, comme suggéré par les LES, a permis d'améliorer la représentation des profils de  $\delta w$  sous  $h_{wk}$ . Cette modification contribue aussi significativement à une meilleure simulation de  $C_*$  ainsi que la puissance de soulèvement liée aux poches, même si cette dernière reste encore sous-estimée. Des biais chaud et froid des poches ont été respectivement constatés sur les cas RCE et AMMA. Ceux-ci ont pu être amélioré grâce au réajustement de certains paramètres libres des schémas de poches et de convection via l'outil htexplo. Les biais persistants pourraient être corrigés en intégrant une représentation plus physique de la densité des poches froides.

**Pour le développement de la paramétrisation des rafales de vent liées à l'étalement des poches** , nous nous sommes principalement appuyés sur les LES des cas RCE et AMMA. Plusieurs tentatives ont été menées afin d'aboutir à un schéma fonctionnel et physiquement plus réaliste. Dans ce modèle, les poches sont supposées circulaires, et le vent qui dirige leur étalement est considéré comme radial. Ce vent radial prend naissance au centre de la poche et diverge uniformément jusqu'à atteindre une vitesse maximale ( $C_*$ ) sur les bords. Le vent total au sein d'une poche est représenté comme la somme du vent moyen dans la poche ( $u_{wk}$ ), un vent radial ( $u_r$ ), et une composante turbulente gaussienne, dont la variance dépend du module du vent non perturbé ( $u_{wk} + u_r$ ). Un tirage Monte Carlo est utilisé pour obtenir les distributions des composantes zonale, méridienne et du module du vent de surface, sans avoir à calculer l'expression analytique de ces distributions. Cette approche pourrait considérablement faciliter la tâche des modélisateurs, en les libérant de la contrainte des calculs mathématiques complexes et en leur permettant de se concentrer davantage sur les aspects physiques, plus déterminants pour l'amélioration des modèles climatique.

Comme ce modèle des rafales ne fournit que les distributions du vent de surface à l'intérieur des poches, il est combiné à un second modèle décrivant le vent de surface hors des poches, prenant en compte les rafales associées aux thermiques. Ce second modèle a été développé par Adriana Sima en parallèle de ce travail de thèse. L'approche Monté Carlo a rendu à nouveau facile la combinaison de ces deux modèles, sans avoir à dériver des formules analytiques. Cette combinaison s'effectue en comparant une valeur aléatoire, tirée uniformément entre 0 et 1, à la fraction ( $\sigma_{wk}$ ) de surface occupée par les poches. Si la valeur tirée est inférieure à  $\sigma_{wk}$ , le modèle de distribution du vent dans les poches est utilisé. Sinon, celui hors des poches est

appliqué.

Les paramètres libres du modèle combiné ont été ajustés à l'aide de l'outil htexplo, en se basant sur les distributions de vent de surface calculées dans les LES sur les cas AMMA et RCE. Le modèle de rafales, couplé au schéma des poches froides et à celui des thermiques, a été intégré dans LMDZ et testé sur les cas AMMA et RCE de la version 1D. Dans ce cadre,  $C_*$  et  $\sigma_{wk}$  sont fournis par le schéma des poches froides (modèle GCL10). La vitesse  $u_{wk}$  est considérée comme le vent moyen dans la première couche du GCM ( $u_{wk} = u_{k_1}$ ), mais elle devrait être reliée au vent des couches supérieures au sommet des poches. Cette paramétrisation est laissée aux perspectives. Des comparaisons ont ensuite été réalisées entre les distributions du module du vent obtenues avec LMDZ1D utilisant : la nouvelle paramétrisation des rafales avec approche Monté Carlo (LMDZ-MC), la version standard basée sur la distribution de Weibull (LMDZ-WEIB), et les distributions issues des LES pour les cas AMMA et RCE. Les résultats montrent que LMDZ-MC reproduit mieux les vents de surface calculés dans les LES pour les deux cas. Ces résultats offrent à LMDZ une distribution du vent de surface plus réaliste, utilisable non seulement pour étudier les émissions, comme c'est le cas avec l'approche Weibull, mais aussi pour d'autres phénomènes atmosphériques comme le soulèvement des vagues. Cela serait particulièrement important pour l'étude du couplage atmosphère-océan. Ce nouveau modèle de distribution du vent sous-maille, fondé sur des principes physiques plutôt que sur une approche statistique comme celle de Weibull, constitue également un apport important pour améliorer le réalisme des simulations climatiques.

**Concernant l'évaluation de l'efficacité du schéma des rafales dans la représentation des émissions de poussières dans LMDZ** , des simulations ont été réalisées sur l'année 2006, en comparant les configurations LMDZ-MC et LMDZ-WEIB. Une première série de simulations, dans laquelle l'interaction poussières-rayonnement a été désactivée (NO), a permis d'isoler l'impact spécifique du schéma de rafales. Les résultats montrent que, durant les phases de convection où se forment des poches au-dessus des zones sources, la configuration MCNO simule des émissions alors que WEIBNO n'en simule pas. Cela indique que les poches engendrent désormais des vents suffisamment forts pour soulever les poussières, confirmant ainsi la pertinence du nouveau schéma. L'effet des thermiques a également été étudié à travers le cycle saisonnier. En saison sèche, la version MC simule des émissions légèrement plus faibles que celles de WEIBNO. Cette différence s'explique par la distribution plus étroite des vitesses de vent dans MC par rapport à la loi de Weibull, mais aussi par le rôle des thermiques qui renforcent le vent moyen en saison sèche en

ramenant les jets nocturnes vers la surface, ce qui accentue les vitesses fortes dans WEIBNO. En saison des pluies, l'impact des rafales thermiques sur les émissions apparaît plus marqué, en raison d'une convection de couche limite plus intense durant cette période. L'analyse du cycle saisonnier met en évidence une contribution très importante des poches aux émissions de poussières pendant la saison des pluies. L'étude de la distribution verticale montre également que le modèle reproduit bien les différences de profondeur de la couche limite convective entre les saisons, avec une profondeur plus réduite en saison sèche qu'en saison humide.

Nous avons également réalisé des simulations incluant l'interaction entre poussières et rayonnement (INT) pour les versions MCNO et WEIBNO, afin d'étudier l'effet radiatif des poussières sur leur propre distribution ainsi que sur les précipitations. Ces configurations sont respectivement notées MCINT et WEIBINT. La comparaison entre MC et MCINT montre une diminution des poussières en saison sèche et une augmentation en saison humide dans MCINT. En saison sèche, le réchauffement atmosphérique induit par les poussières tend à stabiliser la colonne, ce qui réduit les vitesses de vent de surface et donc les émissions. En saison humide, l'apport d'humidité lié à la mousson, combiné au réchauffement radiatif, renforce au contraire l'instabilité atmosphérique, ce qui favorise les émissions. L'augmentation observée dans MCINT pendant la saison des pluies pourrait également s'expliquer par un renforcement des rafales associées aux poches, probablement lié à l'influence des poussières sur la convection. Il serait cependant important d'effectuer des analyses plus détaillées pour séparer la contribution des poches et des thermiques sur cette élévation des poussières en saison des pluies. Les comparaisons entre WEIBNO et WEIBINT indiquent également une diminution des poussières en saison sèche et une augmentation des poussières en saisons, sans doute en raison de l'effet des poussières sur la circulation globale et, par conséquent, sur le vent moyen. Concernant les précipitations, les simulations révèlent une augmentation des pluies au-dessus de l'Atlantique Est, notamment dans le golfe de Guinée, aussi bien dans MCINT que dans WEIBINT. De plus, dans ces deux configurations, les précipitations sont déplacées vers le nord par rapport à MCNO et WEIBNO, probablement en lien avec l'influence des poussières sur la modulation de la ZCIT. Enfin, les quatre configurations (WEIBNO, MCNO, WEIBINT et MCINT) ont été confrontées à des observations de poussières. Les résultats montrent que l'intégration des rafales thermiques améliore les simulations en saison sèche, avec un gain plus marqué lorsque l'interaction poussières-rayonnement est activée. En revanche, en saison des pluies, toutes les configurations présentent une surestimation des concentrations. Si l'intégration des rafales de poches augmente cette surestimation, elle permet néanmoins une repré-

sensation plus réaliste du processus physique de soulèvement. Cette surestimation pourrait être liée à l'absence, dans le modèle, de la prise en compte des effets de l'humidité du sol et de la végétation, qui limitent le soulèvement durant cette saison. L'intégration de ces processus pourrait ainsi améliorer la représentation des poussières dans le modèle.

### 7.2 Perspectives

Les résultats intéressants obtenus dans le cadre de ce travail de thèse ouvrent la voie à de nouvelles perspectives et encouragent à poursuivre les efforts visant à améliorer la représentation de la convection, des poches et des poussières désertiques dans les modèles climatiques, où plusieurs défis subsistent encore.

S'agissant particulièrement de la convection et des poches, des efforts sont entrain d'être menés dans LMDZ. Cette thèse a apporté une contribution importante à ces avancées, notamment grâce aux modifications du schéma des poches froides et à l'intégration des rafales de vent liées à leur étalement. Néanmoins, plusieurs défis restent encore à relever. Nous présentons d'abord les perspectives à court terme directement liées à cette thèse, avant de souligner des grands manquements du modèle qui devront être pris en compte dans les futurs travaux.

Nos résultats révèlent par exemple des poches froides très humides en surface, probablement liées à l'absence de prise en compte de la convection sèche de la couche limite sur la variation de l'humidité dans les poches. Une paramétrisation simplifiée du transport convectif, inspirée d'un modèle de panache thermique, pourrait être introduite pour mieux représenter le mélange vertical à l'intérieur des poches froides, sans activer ce schéma de manière uniforme sur toute la maille.

Une autre amélioration nécessaire à court terme concerne la représentation du vent moyen à l'intérieur des poches. Comme déjà suggéré, ce vent devrait être relié aux vents des couches supérieures, situées au-dessus du sommet des poches. Au cours de cette thèse, nous avons tenté une paramétrisation en essayant de s'appuyer les LES, mais une analyse plus approfondie est encore nécessaire pour mieux comprendre le lien entre ce vent et la circulation de grande échelle. Ce développement, laissé pour les perspectives, constitue une priorité à finaliser prochainement.

Il y'a également la densité des poches froides, jusque là imposée, qui devrait devenir une variable interne du modèle. On sait en effet qu'elle varie fortement entre une convection de type « popcorn » sur l'océan ou les continents, et des systèmes bien organisés et durables comme les lignes de grains. Les poches peuvent également in-



## Chapitre 7. Conclusions générales et perspectives

---

teragir lors de leur étalement, par fusion ou par collision, cette dernière ayant un rôle important dans le déclenchement de la convection. Une paramétrisation de cette densité, basée sur un modèle de dynamique de population, est actuellement en cours de test. Ce modèle, présenté en annexe B, nécessite encore des tests et ajustements avant de pouvoir être activé dans les simulations climatiques.

Plusieurs perspectives devront également être considérées dans les futurs travaux. Par exemple, dans LMDZ, le flux d'évaporation de surface est actuellement calculé de manière homogène à l'intérieur et à l'extérieur des poches froides. Un schéma existe déjà pour effectuer ce calcul de manière distincte sur l'océan, mais il n'a pas encore été implémenté sur le continent. L'intégration d'un tel schéma pour les surfaces continentales permettrait une meilleure représentation des processus physiques. L'organisation de la convection profonde, ainsi que sa propagation, doivent également être intégrées dans le modèle. Dans ce contexte, le schéma des rafales associé aux poches froides, développé dans cette thèse, constitue une avancée importante. Une fois le vent moyen dans les poches relié au vent environnemental situé au-dessus d'elles, le modèle pourrait représenter l'interaction entre les poches froides et le cisaillement du vent, processus important dans l'organisation et la propagation des orages. Le cisaillement permet en effet de maintenir la structure convective en séparant les courants ascendants des courants descendants. Cette séparation empêche les courants descendants froids de retomber directement dans les ascendances, ce tuerait l'orage. De leur côté, les poches froides contribuent au renouvellement des cellules convectives en soulevant l'air chaud et humide à l'avant du système. L'association de ces deux mécanismes favorise à la fois l'organisation de la convection et sa propagation, même si d'autres processus peuvent intervenir.

La représentation de la transition entre la convection peu profonde et la convection profonde n'est pas très bien représentée dans le modèle. Ce passage s'effectue par une phase intermédiaire, où les nuages atteignent des altitudes de l'ordre de la mi-troposphère sans encore percer la tropopause. Or, dans le modèle, la transition de la convection peu profonde vers la profonde est actuellement déclenchée à partir d'une taille de cumulus fixée. Il est sans doute nécessaire de mieux paramétriser cette étape intermédiaire, correspondant aux cumulus congestus, afin de mieux représenter le processus.

Dans les futurs développement de paramétrisations, nous encourageons l'utilisation des LES afin de valider en amont la cohérence du cadre physique retenu. Cette étape de validation peut être effectuée avant toute implémentation dans un GCM, en vérifiant directement dans les LES les relations établies. À partir de cette première

image physique, il est ensuite possible d'échantillonner les variables internes de la paramétrisation et de contrôler la validité des relations fondamentales entre elles. Une telle validation par LES garantit ainsi une représentation physique solide avant d'envisager toute implémentation dans un GCM.

Concernant les poussières désertiques, des efforts sont également entrain d'être fait pour améliorer leur représentation dans LMDZ. Grâce à ces travaux, le modèle reproduit bien les émissions en saison sèche. Cependant, défis persistent encore, en particulier durant la saison des pluies. Cette thèse a contribué à ce domaine en intégrant les émissions liées aux poches froides. Néanmoins, plusieurs limitations demeurent.

En saison humide, l'humidité du sol et la végétation réduisent fortement le soulèvement des poussières. Après les précipitations, la cohésion entre les grains de sable augmente, ce qui rend leur mobilisation plus difficile, tandis que la végétation agit comme une barrière mécanique limitant l'action du vent. Ces deux processus, encore absents du modèle, devraient être paramétrés afin de corriger la surestimation des émissions de poussières observée en saison des pluies. Concernant l'effet de l'humidité, des paramétrisations existent déjà dans LMDZ, mais n'ont pas encore été testées faute de temps. Une première étape consisterait donc à les évaluer pour analyser leur impact sur les émissions en saison humide, puis à développer une paramétrisation adaptée pour représenter l'effet de la végétation.

Un autre défi réside dans la représentation l'effet des poussières sur la microphysique des nuages. En agissant comme noyaux de condensation, les poussières favorisent la formation de petites gouttelettes qui peinent à grossir suffisamment pour précipiter, entraînant ainsi une suppression des pluies. Ce processus, qui peut influencer la convection, la formation et l'intensité des poches froides ainsi que les émissions de poussières elles-mêmes via des rétroactions, n'est pas encore pris en compte dans LMDZ et devrait être paramétrisé.

Également, le schéma de lessivage convectifs et de grande échelle implémenté dans LMDZ ne permet pas de distinguer les particules retombant dans les poches froides de celles déposées en dehors de ces poches. Il serait ainsi nécessaire de développer une paramétrisation permettant de séparer ces deux contributions, car les poussières réintroduites dans les poches peuvent influencer leur intensité, comme l'ont montré Bukowski and van den Heever (2021).

Pour progresser ces questions, l'utilisation de simulations à haute résolution, intégrant les poussières, serait pertinente afin de mieux comprendre les processus physiques impliqués et d'élaborer des paramétrisations pertinentes. Il faudrait définir

un domaine couvrant à la fois une zone source de poussières et une zone en aval, afin d’avoir aussi leur transport et leur dépôt.

Nous soulignons également que le manque de données d’observation, notamment à proximité des zones sources, reste une limite majeure à l’évaluation des simulations de poussières. Le renforcement des réseaux d’observation apparaît donc important pour améliorer leur représentation afin de mieux intégrer leurs effets dans les modèles climatiques.

Dans cette thèse, nous nous sommes focalisés uniquement sur l’effet des rafales de poches froides sur le soulèvement de poussières. Il serait également intéressant d’examiner leur rôle dans le soulèvement des vagues, une perspective particulièrement pertinente pour les études de couplage océan-atmosphère. Les poches froides peuvent en effet générer des vagues au dessus de l’océan, lesquelles jouent un rôle clé dans les échanges d’énergie, de quantité de mouvement et de matière entre l’océan et l’atmosphère.

Les performances de LMDZ dans la représentation des concentrations de poussières en surface durant la saison sèche ouvrent des perspectives prometteuses pour les études d’impact, notamment sur la qualité de l’air et la santé publique. En effet, au cours de cette saison, les populations ouest-africaines sont particulièrement exposées à de fortes concentrations de poussières, évoluant ainsi dans un environnement fortement pollué. Il serait donc pertinent, dans de futurs travaux, de recourir à des modèles tels que LMDZ afin d’évaluer l’exposition actuelle des populations à la pollution liée aux poussières désertiques et d’en projeter l’évolution à l’avenir.

# Annexes

## Annexe A

# Nouveau schéma numérique du calcul de la hauteur des poches

Au cours des investigations présentées dans le chapitre 4, nous avons mis en évidence des oscillations numériques des propriétés des poches que nous avons pu attribuer au calcul de la hauteur ( $h_{wk}$ ) des poches. Nous avons pu proposer une correction de la méthode numérique employée pour déterminer  $h_{wk}$ , sans changer la définition de cette hauteur dans le modèle. En modélisation numérique, il est en effet important de distinguer le monde des équations du monde numérique, où les équations du modèle doivent être reformulées dans un format adapté au traitement informatique. Les cinq mondes de la modélisation numérique sont bien décrits dans le document sur la modélisation du climat de F. Hourdin et H. Guillemot pour l'Encyclopædia Universalis (2021).

L'analyse de la série temporelle de  $h_{wk}$  dans les simulations de LMDZ CTRL (où on a imposée la densité de la LES,  $D_{wk} = 5.10^{-10}$ ) avant cette correction montre des oscillations  $h_{wk}$  dans le cas RCE au cours des 10 premiers jours de la simulation (Fig. A.1a). Ces oscillations augmentent encore si on augmente la densité des poches de  $10.10^{-10}$  et  $15.10^{-10}$ . Ces oscillations s'amplifient également avec la diminution du pas de temps (Fig. A.1b). Cela révèle une instabilité de ce schéma dans le calcul de  $h_{wk}$ , causée par un bruit numérique et non par un problème de type CFL (Courant-Friedrichs-Lewy), car dans le cas d'un problème CFL, le schéma se stabiliserait avec la réduction du pas de temps. Dans la version originale du modèle, le calcul numérique de  $h_{wk}$  est effectué de la manière suivante : on calcule l'intégrale de la courbe de  $\delta T$  sur la verticale de 0 jusqu'à la hauteur où  $\delta T$  atteint -0.2 K (valeur choisie arbitrairement), cette intégrale étant notée  $I_{h-0.2}$ . Ensuite, on construit un triangle rectangle dont la hauteur est  $h_{wk}$  et la base correspond à la valeur minimale

## Annexe A. Nouveau schéma numérique du calcul de la hauteur des poches

---

de  $\delta T$ .  $h_{wk}$  est alors déterminée de sorte que l'aire de ce triangle rectangle soit égale à  $I_{h-0.2}$ .

On observe sur les figures A.1a et A.1b que la modification de la densité des poches entraîne des changements sur les oscillations de  $h_{wk}$ . Ces oscillations deviennent plus importantes quand la densité des poches augmente.

On analyse les profils de  $\delta T$  dans ses simulations de LMDZ CTRL avec différentes  $D_{wk}$  pour identifier l'origine de ces sauts de  $h_{wk}$ . Les analyses révèlent que les oscillations de  $h_{wk}$  sont causées par les sauts de  $I_{h-0.2}$ , elles-mêmes dues aux discontinuités dans la couche où  $\delta T$  atteint -0.2 K.

Afin de corriger ces oscillations de  $h_{wk}$ , nous proposons une méthode numérique plus robuste pour déterminer cette hauteur. L'idée est de calculer  $h_{wk}$  à partir de la pression où l'intégrale verticale (négative) du profil de  $\delta T$  atteint une fraction ( $\sigma_{int}$ ) de sa valeur maximale. Le paramètre  $\sigma_{int}$  est fixé ici arbitrairement à 90%. Nous calculons cette intégrale en s'arrêtant au dessus de la première valeur non négative de  $\delta T$ , ce qui permet d'avoir un calcul continue de l'intégrale. Ce nouveau calcul de  $h_{wk}$  n'est pas dépendant de la valeur minimale de  $\delta T$ .

Pour tester ce nouveau schéma, nous réalisons une simulation de LMDZ sur le cas RCE océanique en utilisant ce nouveau schéma (LMDZ NEW), avec des valeurs de  $D_{wk}$  imposées à  $5.10^{-10}$ ,  $10.10^{-10}$  et  $15.10^{-10}$ . Les simulations de LMDZ NEW montrent que ce nouveau schéma de  $h_{wk}$  améliore nettement la représentation de la hauteur des poches dans le cas cas RCE (Fig. A.1a et Fig A.1b). Les sauts de  $h_{wk}$  généralement observés dans les simulations de LMDZ CTRL ont majoritairement disparu avec LMDZ NEW. Nous constatons seulement de faibles oscillations de  $h_{wk}$  au début des simulations avec LMDZ NEW lorsque la densité est fixée à  $10.10^{-10}$  et  $15.10^{-10}$  (Fig. A.1a). Cependant, ces oscillations disparaissent lorsque le pas de temps est réduit (Fig. A.1b). Ces résultats montrent la stabilité de ce nouveau schéma numérique de  $h_{wk}$ . Ils montrent également que  $h_{wk}$  est moins sensible à la densité des poches avec ce nouveau schéma, ce qui est important, car un modèle visant à calculer l'évolution de la densité des poches dans LMDZ est en cours de développement.

L'utilisation de ce nouveau schéma de  $h_{wk}$  a permis de résoudre des plantages récurrents dans les simulations globales (3D) LMDZ en  $288 \times 289 \times 95$  et dynamico *nb80* (Les deux à une centaine de km de résolution horizontale). Comme dans les simulation 1D, ces plantages, causés par les oscillations de  $h_{wk}$  générées par l'ancien schéma, s'aggravaient avec la diminution du pas de temps. Ces résultats avec le 3D confirmeraient donc la robustesse de ce nouveau schéma pour le calcul de  $h_{wk}$ .

## Annexe A. Nouveau schéma numérique du calcul de la hauteur des poches

---

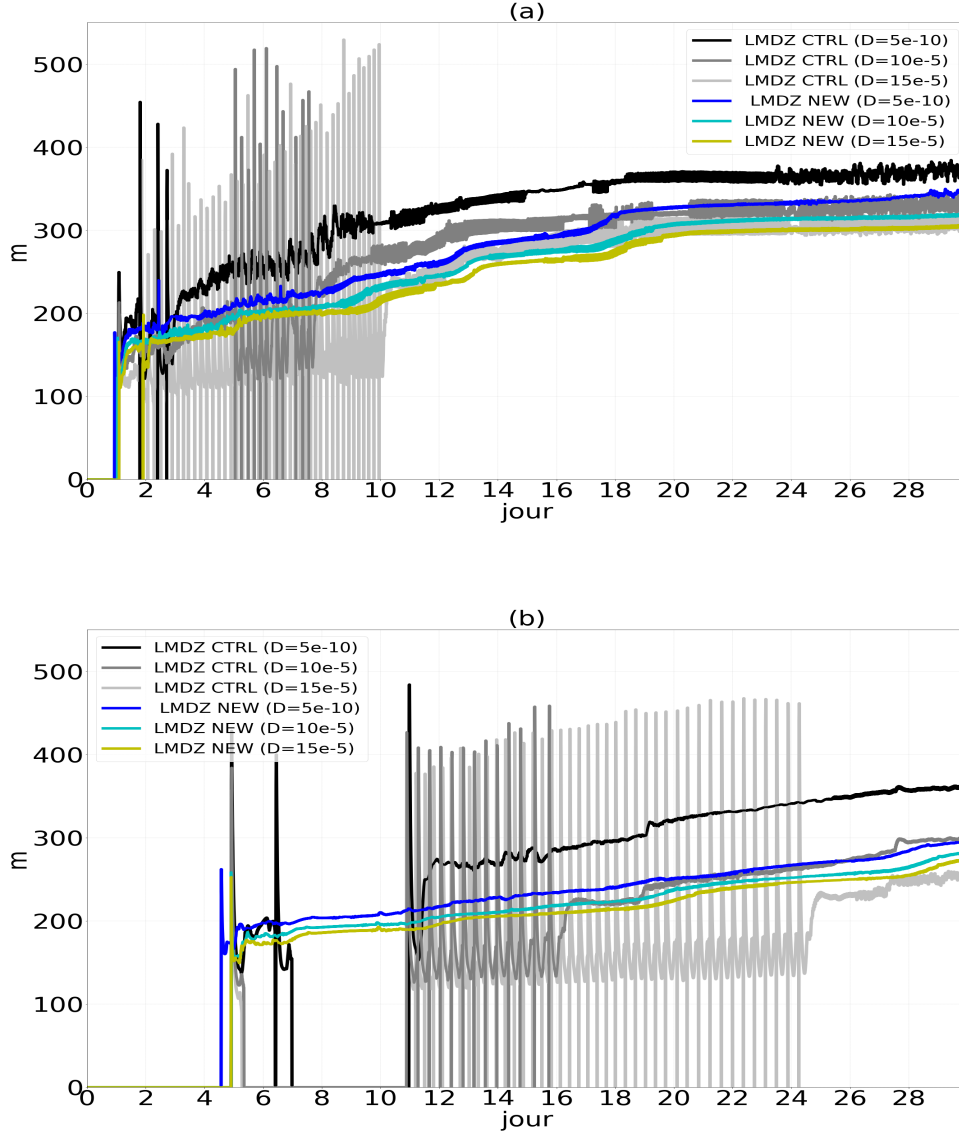


FIGURE A.1 – Comparaison de la hauteur des poches ( $h_{wk}$ ) dans LMDZ selon l'ancien et le nouveau schéma numérique pour le calcul de  $h_{wk}$  (correspondant respectivement à LMDZ CTRL et LMDZ NEW), avec une densité fixée à  $D_{wk} = 5.10^{-10}$ ,  $D_{wk} = 10.10^{-10}$  et  $D_{wk} = 15.10^{-10}$ , pour des pas de temps de 10 minutes (a) et de 5 minutes (b).

## Annexe A. Nouveau schéma numérique du calcul de la hauteur des poches

---

Comme évoqué dans la section 4.6.2 du chapitre 4,  $h_{wk}$  a été légèrement abaissée dans les simulations de LMDZ CTRL ainsi que dans les différentes configurations modifiées. Dans le modèle,  $h_{wk}$  représente l'altitude où le profil de l'écart de température ( $\delta T$ ) entre l'intérieur et l'extérieur s'annule, ce qui correspond à un  $\sigma_{int}$  d'environ 99 % dans ce nouveau calcul numérique. Cependant, nous avons observé que l'altitude où le minimum de  $\delta\omega$  (là où la subsidence dans la poche est plus forte) se situe est bien plus élevée dans le modèle que dans les LES lorsque  $\sigma_{int}$  est fixé à 99 %. Cette divergence a conduit l'ajustement de  $h_{wk}$  en fixant une valeur de  $\sigma_{int}$  de 75 %. Nous soulignons que cette modification sort du monde numérique, car elle concerne directement le modèle, mais son impact sur les résultats est limitée. Par ailleurs, nous montrons ici que  $\sigma_{int}$  peut être utilisé pour ajuster la hauteur des poches.



## Annexe B

# Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

On présente ici des tests d'un modèle en cours de développement avec Jean-Yves Grandpeix pour calculer la densité surfacique des poches froides (nombre de poches par unité de surface) qui était imposée jusque là.

### B.1 Présentation du modèle

Le modèle décrit une population de poches (wakes) circulaires ayant toutes la même hauteur, les mêmes profils de température et d'humidité et la même vitesse d'étalement, les rayons, quant à eux, pouvant prendre deux valeurs, selon que les poches sont alimentées par des colonnes convectives ou non (auquel cas, elles s'effondrent simplement). Il s'agit de représenter, à l'aide de ce schéma très simple, une population de poches d'âges et de tailles variées, dont certaines sont alimentées par des colonnes convectives pendant que d'autre sont simplement en train de s'effondrer. En outre ces poches peuvent entrer en collision ou fusionner. Il s'agit de la troisième version de ce modèle ; c'est une sophistication de la version précédente (non présentée ici) dans laquelle tous les wakes avaient la même taille.

#### B.1.1 Principes

Le modèle suppose que les poches naissent à partir des Cumulonimbus issus des cumulus avec un taux de naissance  $B$ . Ces poches meurent par effondrement lorsque la convection ne les alimente plus. Elles peuvent également disparaître à l'occasion de leur rencontre : soit elles fusionnent, ce qui réduit leur nombre d'une unité, soit leur collision entraîne la disparition des deux poches initiales et la création d'une

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

nouvelle, ce qui conduit également à une diminution d'une unité.

Le modèle décrit deux catégories de poches froides : les poches actives, alimentées par des colonnes convectives, et les poches inactives, lesquelles s'effondrent. Chaque catégorie de poche est caractérisé par un rayon spécifique :  $r_A$  pour les poches actives et  $r_I$  pour les poches inactives. La population des poches froides est ainsi décrite par trois variables :  $D$ , la densité totale des poches ;  $A$ , la densité des poches actives ; et  $I$ , la densité des poches inactives, avec la relation  $D = A + I$ .

Le modèle suppose que les processus de rencontre mènent à un changement de rayon des poches concernés. Comme le rayon des poches du modèle ne peut prendre que deux valeurs, ces changement discontinus locaux du rayon moyen des poches vont être représentés par une évolution continue. Et, bien sur,  $\partial_t r_A$  et  $\partial_t r_I$  seront différents de  $C_*$ .

Il existe trois types de rencontres : entre deux poches actives, entre deux poches inactives et entre une poche active et une poche inactive. Les trois taux de rencontres par unité de surface seront respectivement désignés par  $[A^2]_{col}$ ,  $[I^2]_{col}$  et  $[IA]_{col}$ .

Il est supposé que les rencontres de types  $[I^2]$  sont collisionnelle : les deux poches entrant en collisions meurent alors qu'une nouvelle colonne convective apparaît engendrant une nouvelle poche active. Les rencontres de type  $[A^2]$  et  $[AI]$ , au contraire, sont de nature fusionnelle, amenant à une nouvelle poche active à la place des deux poches incidentes. La densité des poches actives évolue donc sous l'effet des naissances, des morts (temps de vie  $\tau_A$  à paramétrer), des collisions  $I^2$  (qui apportent chacune une nouvelle poche active) et des collisions  $A^2$  (qui diminuent chacune le nombre de poches actives d'une unité). Cette dynamique est décrite par la relation suivante :

$$\partial_t A = B - \frac{1}{\tau_A} A + [I^2]_{col} - [A^2]_{col} \quad (\text{B.1.1})$$

Les poches inactives évoluent sous l'effet des morts des poches actives (lorsqu'une poche active meurt, elle devient une poche inactive), des morts des poches inactives (temps de vie  $\tau_I$  à paramétrer), des collisions  $[I^2]$  et des collisions  $AI$ . Chaque collision  $[I^2]$  entraîne la disparition de deux poches inactives et une collision  $AI$  fait

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

disparaître une poche inactive. Cette dynamique est donnée par la relation suivante :

$$\partial_t I = \frac{1}{\tau_A} A - \frac{1}{\tau_I} I - 2[I^2]_{col} - [AI]_{col} \quad (\text{B.1.2})$$

L'évolution de la densité totale est alors donnée par la relation suivante :

$$\partial_t D = B - \frac{D - A}{\tau_I} - ([I^2]_{col} + [A^2]_{col} + [IA]_{col}) \quad (\text{B.1.3})$$

Mais  $[I^2]_{col} + [A^2]_{col} + [IA]_{col}$  est égal au taux total de collisions, sans distinction du type de poche ; on l'écrira  $[D^2]_{col}$  :

$$\partial_t D = B - \frac{D - A}{\tau_I} - [D^2]_{col} \quad (\text{B.1.4})$$

La géométrie de ces rencontres est illustrée sur la Figure B.1.

Pour estimer les taux de rencontre  $[A^2]_{col}$ ,  $[I^2]_{col}$  et  $[AI]_{col}$  (et par conséquent,  $[D^2]_{col}$ ), nous nous plaçons dans l'hypothèse diluée, c'est-à-dire que la densité surfacique de poches ne dépend pas de la présence des poches.

Pour commencer, le cas des rencontres  $[AI]$  est considéré. Pour une poche active  $\mathcal{A}$  de centre  $C_A$  et de rayon  $r_A$ , les poches inactives (de rayon  $r_I$  et de centre  $C_I$ ) qui vont rencontrer  $\mathcal{A}$  pendant l'intervalle de temps  $\delta t$  sont celles vérifiant deux conditions :

1. elles n'ont pas de point commun avec  $\mathcal{A}$  pendant l'instant initial, c'est-à-dire :

$$||C_A C_I|| > r_A + r_I \quad (\text{B.1.5})$$

2. elles présentent un recouvrement non vide avec  $\mathcal{A}$  après que les rayons ont crû de par étalement à la vitesse  $C_*$  (supposée identique pour les poches actives et inactives) pendant le temps  $\delta t$  :

$$||C_A C_I|| > (r_A + C_* \delta t) + (r_I + C_* \delta t) \quad (\text{B.1.6})$$

L'ensemble des centres des poches inactives qui vont rencontrer  $\mathcal{A}$  pendant  $\delta t$  est donc la couronne de centre  $C_A$ , de rayon intérieur  $r_A + r_I$  et de rayon extérieur  $r_A + r_I + 2C_* \delta t$ . L'aire de cette couronne est approximativement  $2\pi(r_A + r_I)2C_* \delta t$ . Dans l'hypothèse diluée, le nombre de centres de poches inactives située dans cette

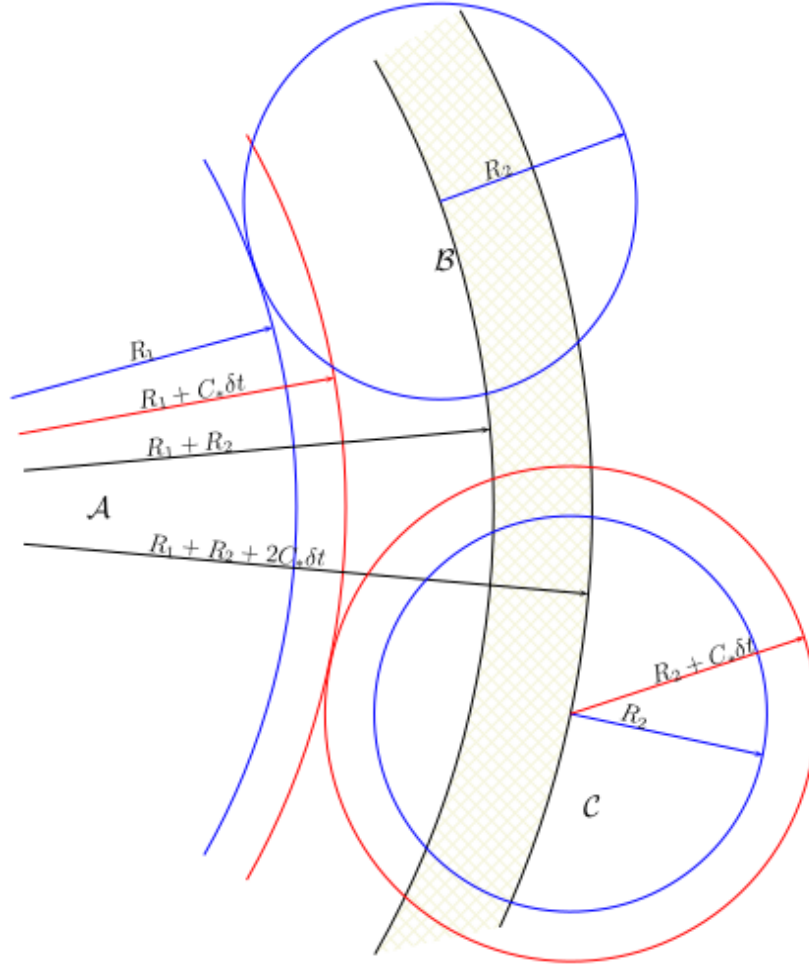


FIGURE B.1 – Schéma de la couronne des centres des poches de rayon  $R_2$  qui vont toucher la poche  $\mathcal{A}$  de rayon  $R_1$  pendant un intervalle de temps  $\delta t$ . La poche  $\mathcal{A}$  est de rayon  $R_1$  au début de l'intervalle temporel (bord de  $\mathcal{A}$  représenté en bleu) et de rayon  $R_1 + C_*\delta t$  à la fin de l'intervalle (bord de  $\mathcal{A}$  représenté en rouge). Les poches  $\mathcal{B}$  et  $\mathcal{C}$  sont de rayon  $R_2$  au début de l'intervalle temporel (bord dessinés en bleu) et de rayon  $R_2 + C_*\delta t$  à la fin de l'intervalle (bords dessinés en rouge).  $\mathcal{B}$  est la poche la plus proche de  $\mathcal{A}$  rencontrant  $\mathcal{A}$  pendant l'intervalle temporel ; la distance entre les centres de  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$  est  $R_1 + R_2$ .  $\mathcal{C}$  est la poche la plus éloignées de  $\mathcal{A}$  rencontrant  $\mathcal{A}$  pendant l'intervalle temporel ; la distance entre les centres de  $\mathcal{A}$  et de  $\mathcal{C}$  est de  $R_1 + R_2 + 2C_*\delta t$ . L'ensemble des centres des poches de rayon  $R_2$  rencontrant  $\mathcal{A}$  pendant  $\delta t$  est la couronne hachurée comprise entre les cercles concentriques de  $\mathcal{A}$  de rayon  $R_1 + R_2$  et  $R_1 + R_2 + 2C_*\delta t$ . Son aire est  $4 \pi (R_1 + R_2) C_*\delta t$

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

couronne est  $4I\pi(r_A + r_I)C_*\delta t$ . Et comme il y'a A poches actives par unité de surface, le nombre  $[IA]_{col}$  de rencontres  $[IA]$  par unité de surface et par unité de temps est :

$$[AI]_{col} = 4IA\pi(r_A + r_I)C_* \quad (\text{B.1.7})$$

Le dénombrement des rencontres  $[AA]$  se fait de la même façon que le dénombrement des rencontres  $[IA]$ , à ceci près que les deux poches qui se rencontrent sont indiscernables : la rencontre de deux poches actives  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$  va être comptée deux fois, une première fois lorsque, considérant les poches qui vont rencontrer  $\mathcal{A}$ , on trouve  $\mathcal{B}$  puis, lorsque, considérant les poches qui vont rencontrer  $\mathcal{B}$ , on trouve  $\mathcal{A}$ . Il faut donc diviser le résultat du dénombrement par deux :

$$[A^2]_{col} = 4A^2\pi r_A C_* \quad (\text{B.1.8})$$

De même :

$$[I^2]_{col} = 4I^2\pi r_I C_* \quad (\text{B.1.9})$$

Finalement, le taux de rencontre  $[D^2]_{col}$  s'écrit :

$$[D^2]_{col} = 4\pi C_* [r_I I^2 a_0 + r_A A^2 + (r_A + r_I)IA] \quad (\text{B.1.10})$$

où l'on a substitué  $\sigma_I$  à  $\pi r_I I^2 a_0$

Mais  $r_I I^2 + r_A A^2 + (r_A + r_I)IA = (A + I)(Ar_A + Ir_I)$ . En notant que  $A + I = D$  et que  $Ar_A + Ir_I = D\bar{r}$  où  $\bar{r}$  désigne le rayon moyen, le terme général de collision s'écrit :

$$[D^2]_{col} = 4\pi C_* D^2 \bar{r} \quad (\text{B.1.11})$$

Les équations d'évolution de  $D$  et de  $A$  s'écrivent alors :

$$\partial_t D = B - \frac{I}{\tau_I} - 4\pi C_* D^2 \bar{r} \quad (\text{B.1.12})$$

et :

$$\partial_t A = B - \frac{A}{\tau_A} + 4\pi C_* [I^2 r_I - A^2 r_A] \quad (\text{B.1.13})$$

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

La fraction surfacique ( $\sigma_A$ ) couverte par les poches actives augmente par la naissance des poches (chaque nouvelle poche a une aire  $a_o = \pi r_o^2$ , où  $r_o^2$  est un paramètre libre), par les rencontres de type  $[I^2]$  (chaque collision entraîne la création d'une poche active d'aire  $a_o$ ), par les rencontres de types  $AI$  (chaque rencontre ajoute  $\pi r_I^2$  à l'aire des poches actives, où  $r_I$  est le rayon des poches inactives) et par étalement ; elle diminue par inactivation des poches (chaque inactivation fait disparaître une aire  $\pi r_A^2$  où  $r_A$  est le rayon des poches actives) :

$$\partial_t \sigma_A = B a_o + [I^2]_{col} a_o + \pi r_I^2 [IA]_{col} + 2\pi r_A A C_* - \frac{1}{\tau_A} A \pi r_A^2 \quad (\text{B.1.14})$$

soit :

$$\partial_t \sigma_A = B a_o + 4\pi C_*(r_A + r_I) \sigma_I A + 4\pi C_* r_I I^2 a_o + 2\pi C_* r_A A - \frac{\sigma_A}{\tau_A} \quad (\text{B.1.15})$$

La fraction surfacique ( $\sigma_I$ ) couverte par les poches inactives augmente par l'inactivation des poches actives (chaque inactivation apporte une aire  $\pi r_A^2$  aux poches inactives) et par étalement ; elle diminue par mort des poches (chaque mort fait disparaître une aire  $\pi r_I^2$ ), par les rencontres de type  $[IA]$  (chaque rencontre entraîne la disparition d'une aire  $\pi r_I^2$ ) et par les rencontres de type  $[I^2]$  (chaque collision entraîne la disparition d'une aire  $2\pi r_I^2$ ) :

$$\partial_t \sigma_I = \frac{1}{\tau_A} A \pi r_A^2 + 2\pi C_* r_I I - \frac{1}{\tau_I} I \pi r_I^2 - 2\pi r_I [I^2]_{col} - \pi r_I^2 [IA]_{col} \quad (\text{B.1.16})$$

En utilisant  $\sigma_I = \pi r_I^2 I$ , il vient :

$$\partial_t \sigma_I = \frac{1}{\tau_A} \sigma_A + 2\pi C_* r_I I - \frac{1}{\tau_I} \sigma_I - 4\pi C_* [2r_I \sigma_I I + (r_A + r_I) \sigma_I A] \quad (\text{B.1.17})$$

La fraction surfacique totale ( $\sigma$ ) des poches est affectée par des rencontres de type  $[I^2]$  : chaque collision entraîne la création d'une aire  $a_o$  pendant que les deux poches incidentes disparaissent (disparition d'une aire  $2\pi r_I^2$ ). Les rencontres de type  $[A^2]$  et  $[AI]$ , qui sont de type fusionnel, laissent au contraire la fraction  $\sigma$  invariante.

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

L'équation d'évolution de  $\sigma$  s'écrit alors :

$$\partial_t \sigma = Ba_o - \frac{\sigma_I}{\tau_I} + 2\pi\bar{r}DC_* - [I^2]_{col}(2\pi r_I^2 - a_o) \quad (\text{B.1.18})$$

soit :

$$\partial_t \sigma = Ba_o - \frac{\sigma_I}{\tau_I} + 2\pi\bar{r}DC_* - 4\pi I^2 C_* r_I (2\pi r_I^2 - a_o) \quad (\text{B.1.19})$$

**Récapitulation :** il faut choisir deux variables d'état parmi les densités  $A$ ,  $I$  et  $D$ , et deux variables d'état parmi les fractions surfaciques  $\sigma_A$ ,  $\sigma_I$  et  $\sigma$ .  $A$  et  $D$  sont choisis pour les densités et  $\sigma_A$  et  $\sigma$  pour les fractions surfaciques.

Les équations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_t D = B - \frac{I}{\tau_I} - 4\pi C_* D^2 \bar{r} \\ \partial_t A = B - \frac{A}{\tau_A} + 4\pi C_* [I^2 r_I - A^2 r_A] \\ \partial_t \sigma = Ba_o - \frac{\sigma_I}{\tau_I} + 2\pi\bar{r}DC_* - 4\pi I^2 C_* r_I (2\pi r_I^2 - a_o) \\ \partial_t \sigma_A = Ba_o + 4\pi C_* (r_A + r_I) \sigma_I A + 4\pi C_* r_I I a_o + 2\pi C_* r_A A - \frac{\sigma_A}{\tau_A} \end{array} \right. \quad (\text{B.1.20})$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} I = D - A \\ \sigma_I = \sigma - \sigma_A \\ \sigma_I = \pi r_I^2 I \\ \sigma_A = \pi r_A^2 A \end{array} \right. \quad (\text{B.1.21})$$

### B.1.2 Aspects techniques

#### Paramétrisation de $\tau_I$

Considérons une poche inactive ayant pour rayon et hauteur initiales  $r_o$  et  $h_o$ . En supposant que la poche s'effondre adiabatiquement en gardant un volume constant (en négligeant la variation de la masse volumique et en supposant la masse constante),

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

on obtient ( $V$  est le volume de la poche) :

$$\begin{cases} r = \sqrt{\frac{V}{\pi h}} \\ \partial_t h = -2C_* \sqrt{\frac{\pi h^3}{V}} \end{cases} \quad (\text{B.1.22})$$

$$\begin{cases} Wape = \frac{1}{2} h \delta \theta_{surf} \\ C_* = \sqrt{Wape} \end{cases} \quad (\text{B.1.23})$$

$$\begin{aligned} \frac{C_*}{C_{*0}} &= \sqrt{\frac{h}{h_0}} \\ \partial_t h &= -2h^2 \sqrt{\frac{\pi}{V h_0}} C_{*0} \end{aligned}$$

La formule de  $\partial_t h$  s'intègre facilement. En exprimant tout en fonction de  $C_*$ , on obtient :

$$\left(\frac{C_{*0}}{C_*}\right)^2 = 1 + 2 \frac{C_{*0}}{r_0} t \quad (\text{B.1.24})$$

Il est supposé que la poche est morte lorsque la vitesse d'expansion devient inférieure à une vitesse seuil  $C_{*t}$ . Cette vitesse seuil est atteinte au bout d'un temps  $t_I$  donné par :

$$\left(\frac{C_{*0}}{C_{*t}}\right)^2 = 1 + 2 \frac{C_{*0}}{r_0} t_I \quad (\text{B.1.25})$$

ce qui donne :

$$t_I = \frac{r_0}{2C_{*0}} \left[ \left(\frac{C_{*0}}{C_{*t}}\right)^2 - 1 \right] \quad (\text{B.1.26})$$

**Application** : à chaque instant, nous connaissons le rayon  $r$  et la vitesse d'expansion  $C_*$  de la poche représentative. Nous connaissons donc la durée  $t_I$  qu'il lui reste à vivre :

$$t_I = \frac{r}{2C_*} \left[ \left(\frac{C_{*0}}{C_{*t}}\right)^2 - 1 \right] \quad (\text{B.1.27})$$

Supposant un régime permanent ( $D - A$ ,  $r$  et  $C_*$  constants), le nombre de poches qui meurent dans l'intervalle  $[t, t + \delta t]$  est égal au nombre de poches inactives ayant un âge compris entre  $t_l - \delta t$  et  $t_l$ , doit  $(D - A) \frac{\delta t}{t_l}$ . En prenant,  $\tau_I = t_l$  nous retrouvons le terme de mortalité de l'équation.



## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

Le paramètre  $\tau_A$  est actuellement imposé dans le modèle, mais il doit être également paramétré.

Les paramètres libres du modèle sont donc : le rayon de naissance des poches ( $r_0$ ) et la durée de vie des poches actives ( $\tau_A$ )

### B.2 Validations de quelques hypothèses du modèle dans les LES

Dans cette section, nous validons quelques hypothèses de base du modèle de densité à partir d'une simple analyse des poches dans les LES. La figure B.2 présente les cartes des anomalies de température à 10 m ( $T_{10m}$ ), sur lesquelles sont superposées les ascendances associées aux thermiques et aux poches froides, ainsi que les nuages bas, les nuages moyens et les précipitations pour les cas AMMA et RCE. Comme dans les sections précédentes, les poches sont identifiées par des anomalies de  $T_{10m}$  inférieures à -0.2 K pour RCE, et à -1 K pour AMMA. Les nuages bas sont identifiés comme les points de grille où l'eau condensée dépasse  $10^{-5}$  kg/kg, moyennée entre 0 et 4 km d'altitude. Les nuages moyens sont aussi calculés de façon similaire, mais moyennée entre 4 et 8 km d'altitude.

On observe que la plupart des nuages bas se forment en dehors des poches, aussi bien dans RCE que dans AMMA. On note également une forte présence de nuages bas au niveau des fronts de rafales des poches dans les deux cas. Cela s'explique par les fortes ascendances générées à ces endroits. Comme expliqué dans les sections précédentes, lorsque les poches s'étalent, elles soulèvent l'air chaud à partir de leurs fronts de rafales, déclenchant ainsi de nouvelles cellules convectives. Les nuages moyens, quant à eux, se situent généralement au-dessus des poches. Bien qu'ils précipitent souvent à l'intérieur de celles-ci, on observe également des poches où ces nuages ne produisent pas de précipitations, un constat particulièrement visible dans le cas RCE. Les poches associées à des précipitations sont en général celles présentant de fortes ascendances sur les bords et une présence assez forte de nuages bas autour. Dans les rares cas sans pluie, les ascendances sont faibles ou absentes sur les bords des poches, et ne sont pas associées à la formation de nuages. Cette observation est cohérente avec l'hypothèse du modèle, selon laquelle seules les poches alimentées par la convection, dites « poches actives », peuvent déclencher de nouvelles cellules convectives et entretenir la convection. Les poches inactives, c'est-à-dire non alimentées par la

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

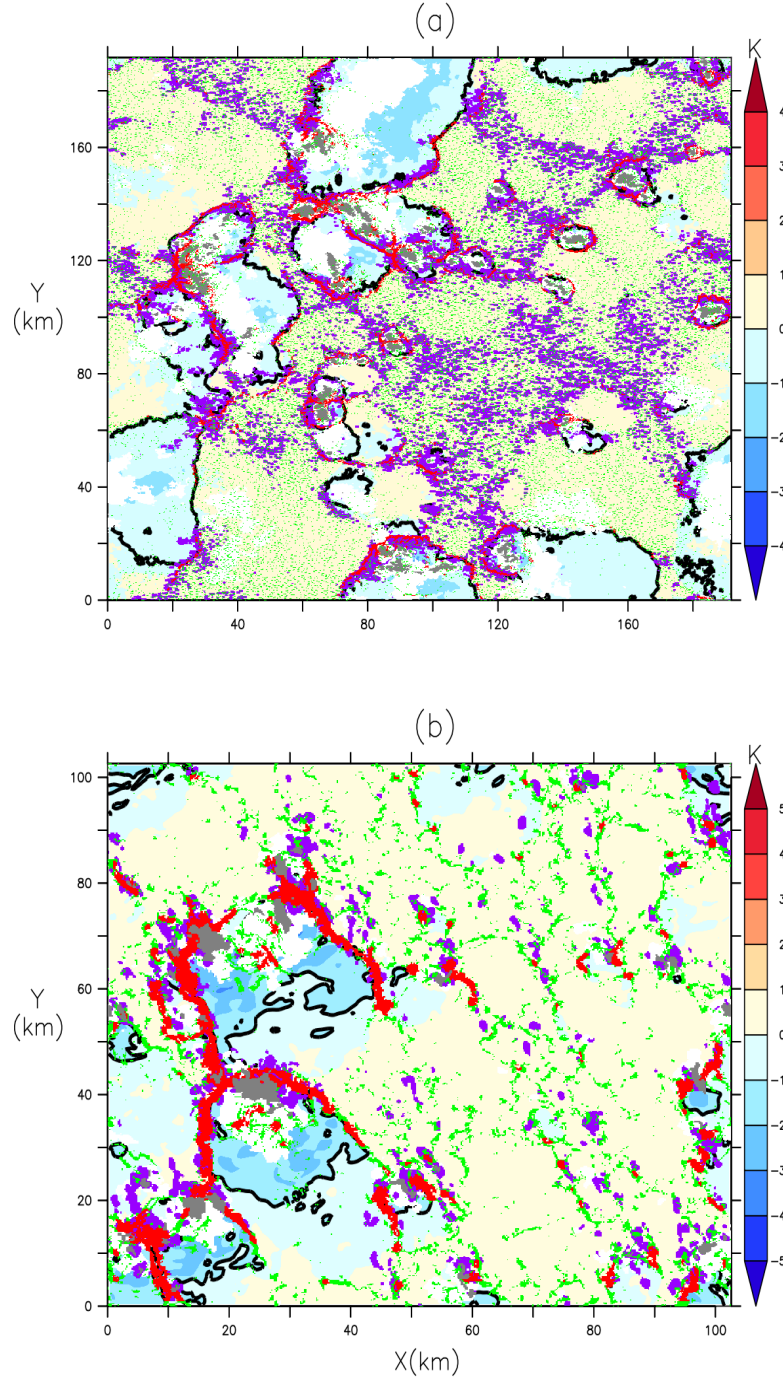


FIGURE B.2 – Même chose que la Fig.4.6 du chapitre 4, mais avec l'ajout des nuages bas (en violet), des nuages moyens (en blanc) et des précipitations (en gris). Les nuages bas et moyens sont calculés aux points de grille où l'eau condensée dépasse  $10^{-5}$  kg/kg, sur des moyennes d'altitudes respectives de 0 à 4 km et de 4 à 8 km.

## Annexe B. Test d’une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

convection, s’étalent simplement puis disparaissent. Dans le cas RCE, on remarque également que ce sont les poches de petite taille qui sont souvent associées à des précipitations, tandis que les poches sans pluie tendent à être plus grandes. Cela soutient deux hypothèses du modèle : d’une part, que les poches naissent toujours actives avec un rayon initial réduit ; d’autre part, que les poches actives possèdent un rayon moyen plus petit que les poches inactives. Même pour les grandes poches contenant de la pluie, les fortes ascendances ne sont localisées que sur les bords, là où les précipitations ont lieu. Cela suggère que ces poches étaient peut-être à l’origine de petites poches actives, qui se seraient fusionnées avec une ou d’autres poches inactives, augmentant ainsi leur taille. Il serait pertinent d’utiliser les outils de détection automatique des poches afin de pouvoir suivre leur évolution temporelle, ce qui permettrait une meilleure compréhension des processus de rencontre entre poches.

### B.3 Évaluations des variables internes

Ici, nous testons le modèle de densité des poches dans LMDZ1D sur les cas AMMA et RCE et évaluons ses variables internes par rapport aux LES. Les figures B.3 et B.4 présentent à la fois les valeurs de densité, de fraction surfacique et de rayon issues de LMDZ avec la dynamique des poches activée (LMDZ-POPDYN), LMDZ avec la version standard où la densité des poches est fixée (LMDZ-STAND) ainsi que celles estimées dans LES pour les deux cas. Nous profitons aussi de cette section pour analyser les variables de  $WAP_E$  et  $ALP_{wk}$  simulées par LMDZ-POPDYN et LMDZ-STAND pour les deux cas. Les simulations LMDZ-POPDYN et LMDZ-STAND intègrent les modifications apportées au schéma des poches, notamment la réduction de  $h_m$ , du coefficient  $k$  et le nouveau schéma numérique de  $h_{wk}$ . Des expériences de calibration automatique de htexplo ont aussi été menées afin d’ajuster certains paramètres libres, mais nous présentons ici directement les résultats, sans détailler ces étapes de calibration.

Les simulations RCE sont réalisées sur 60 jours et celle de AMMA sur la journée du 10 juillet 2006. Pour la LES, nous représentons simplement la valeur obtenue sur une moyenne calculée sur tous les instants disponible pour chacun des deux cas.

Dans le cas RCE, LMDZ-POPDYN simule en moyenne une densité totale ( $D_{wk,tot}$ ) des poches de l’ordre de  $4.10^{-10}$ , ce qui correspond environ à 4 poche sur  $100\text{ km} \times 100\text{ km}$ , très proche de celle estimée dans LES (Fig. B.3a). La densité ( $D_{wk,A}$ ) des poches actives est légèrement inférieure mais reste proche de cette valeur (Fig.

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

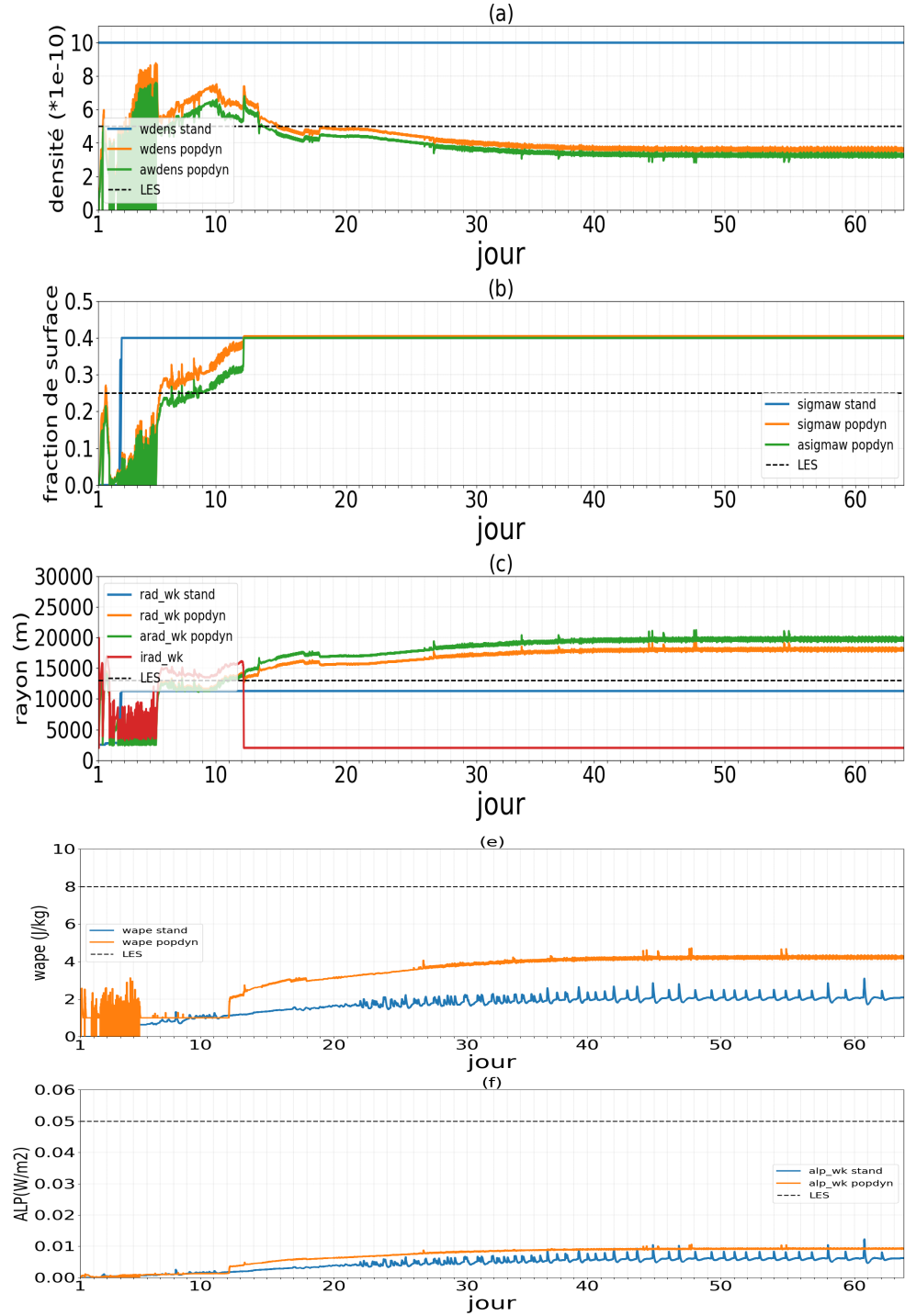


FIGURE B.3 – Densité totale des poches froides (wdens, en  $\text{m}^{-2}$ ) et densité des poches actives (awdens,  $\text{m}^{-2}$ ) (a), fraction de surface totale (sigmaw) et fraction de surface des poches actives (asigmaw) (b), rayon moyen des poches (radwk, en m), incluant celles actives (aradwk, en m) et inactives (iradwk, en m) (c), ainsi l'énergie d'affaissement (WAPE, en J/kg) et la puissance de soulèvement ( $ALP_{wk}$ , en  $\text{W.m}^{-2}$ ) des poches simulés dans LMDZ avec la paramétrisation de la dynamique de population des poches (LMDZ-POPDYN) et dans LMDZ la version standard où la densité de poches est fixée (LMDZ STAND) sur le cas RCE. Les lignes noires en pointillés représentent les valeurs correspondantes estimées dans la LES.

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

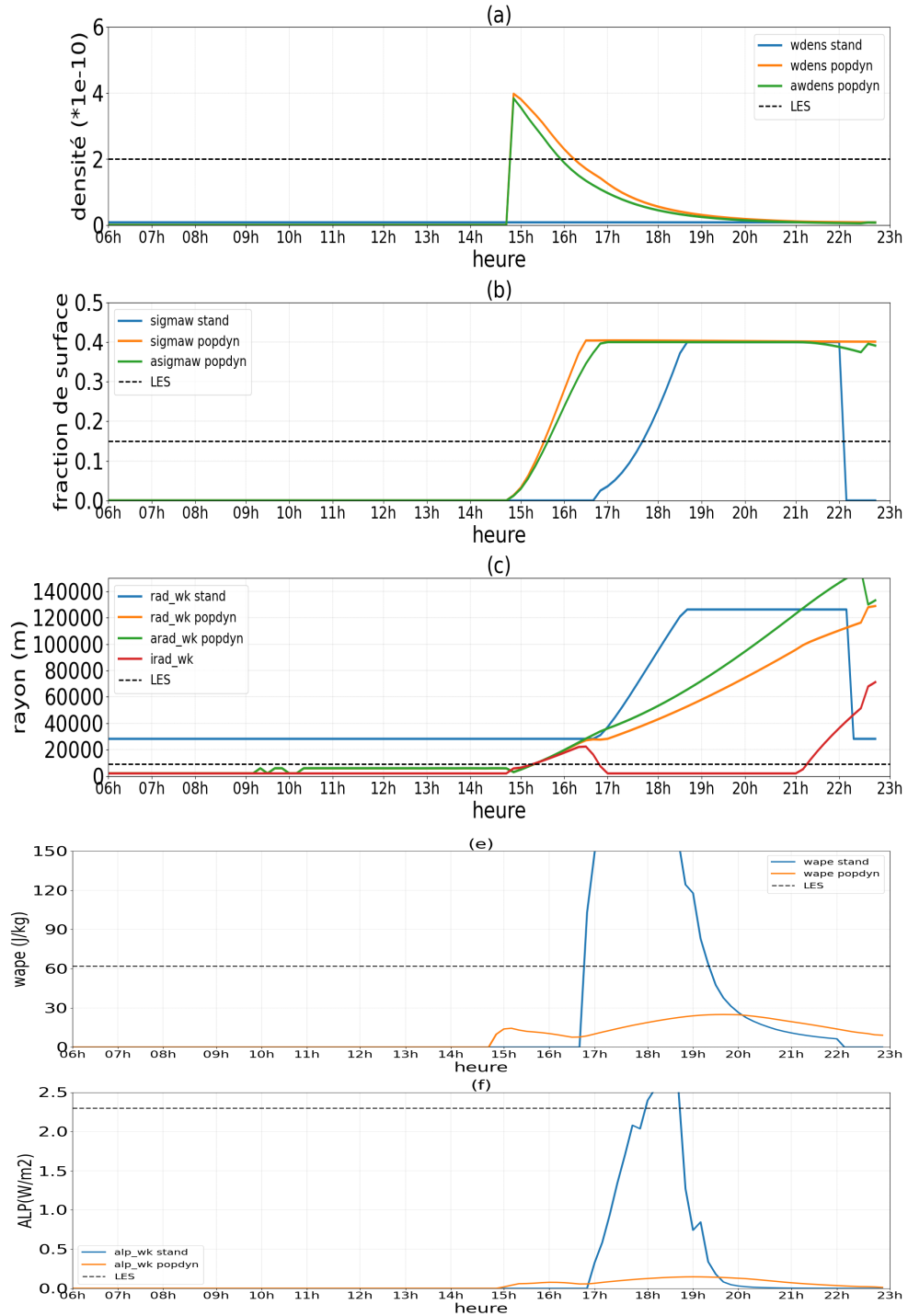


FIGURE B.4 – Comme Fig. B.3 mais pour le cas AMMA. Le pointillé est pris, ici, sur un instant de la LES (analysé dans la première LES) où les poches sont particulièrement actives

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

---

B.3a). Pour le cas AMMA, LMDZ-POPDYN fournit également des valeurs de  $D_{wk,tot}$  proches de celles des LES, avec une moyenne autour de  $2.10^{-10}$  (Fig. B.4a). L'évolution temporelle de  $D_{wk,tot}$  est cohérente avec les LES : de nombreuses petites poches apparaissent puis fusionnent progressivement, entraînant une diminution de la densité et la formation de poches plus larges. Dans les deux cas,  $D_{wk,A}$  reste légèrement inférieur à  $D_{wk,tot}$  mais très proche (Fig. B.3a et Fig. B.4a), suggérant une présence de poches actives plus importantes. Cette remarque est cohérente avec les analyses des LES de la section précédente, où l'on constatait la présence de pluie dans la majorité des poches, traduisant une densité des poches actives plus élevée que celle des poches inactives.

Pour la fraction surfacique totale ( $\sigma_{wk,tot}$ ), LMDZ-POPDYN simule dans les deux cas une augmentation progressive jusqu'à atteindre 0.4, valeur à partir de laquelle elle est contrainte à rester fixe (Fig. B.3b et Fig. B.4b). En effet, le modèle impose une limite de 0.4 afin d'éviter une fusion généralisée des poches lorsque leur surface devient trop importante. Le résultat de  $\sigma_{wk,tot}$  obtenus avec LMDZ-POPDYN constitue une amélioration notable par rapport à la version standard, où  $\sigma_{wk,tot}$  atteint directement la valeur limite dès l'apparition des poches, notamment sur le cas RCE, ce qui n'est pas réaliste. La fraction surfacique des poches actives reste par ailleurs très proche de  $\sigma_{wk,tot}$ , ce qui traduit la faible contribution des poches inactives.

L'évolution du rayon simulé par LMDZ-POPDYN apparaît également réaliste, avec des valeurs comparables à celles des LES pour les cas RCE et AMMA (Fig. B.3c et Fig. B.4c). Dans les deux cas, le rayon des poches inactives reste inférieur à celui des poches actives. Dans le cas AMMA, on constate cependant une augmentation du rayon des poches inactives à partir de 21h, probablement liée à la dissipation de certaines poches actives.

Enfin, concernant la variable  $WAPE$ , LMDZ-POPDYN reproduit des valeurs de proches de celles des LES, bien qu'elles restent légèrement sous-estimées (Fig. B.3e et Fig. B.4e). En revanche,  $ALP_{wk}$  demeure fortement sous-estimé dans les deux cas (Fig. B.3f et Fig. B.4f).

Comme suggéré plus haut, l'utilisation des outils de détection d'objets de poches serait intéressant afin d'obtenir automatiquement la densité et le rayon moyen des poches dans les LES. Jusqu'ici, ces valeurs ont été estimées manuellement dans les LES, ce qui limite la précision. Une telle approche permettrait une validation plus rigoureuse. Il serait également pertinent de trouver une méthode permettant d'échantillonner les poches actives et inactives à partir des précipitations observées en leur sein, afin de mieux caractériser leurs propriétés géométriques respectives.

### B.4 Effets sur les profils $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$

L'impact de la paramétrisation de la densité des poches sur les profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  est examiné dans cette section. Les analyses sont menées à la fois dans LMDZ-POPDYN et LMDZ-STAND.

La figure B.5 illustre les profils simulés de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  dans LMDZ-POPDYN et LMDZ-STAND, comparés à ceux obtenus par les LES. On constate que LMDZ-POPDYN offre une meilleure représentation du profil de  $\delta T$  dans les cas RCE et AMMA (Fig. B.5a et Fig. B.5d). Dans le cas RCE, les profils de  $\delta q$  et  $\delta w$  sont également bien reproduits (Fig. B.5b et Fig. B.5c), malgré une surestimation de l'humidité en surface des poches associées. En revanche, dans le cas AMMA, LMDZ-POPDYN sur-estime le profil de  $\delta q$  au sommet des poches, et le profil de  $\delta w$  traduit une subsidence trop faible dans les poches froides (Fig. B.5e et Fig. B.5f). Ces écarts pourraient être liés à l'absence de certains processus physiques, mais des diagnostics plus approfondis restent nécessaires.

Il convient de préciser que les nouvelles simulations LES du cas AMMA n'ont été disponibles qu'à la fin de la thèse, ce qui n'a pas permis d'effectuer des analyses détaillées. Les biais obtenus pourraient donc aussi être dus à une manque d'analyses de ces nouvelles LES. Des diagnostics plus fines seront réalisées ultérieurement.

Dans l'ensemble, les résultats mettent en évidence de bonnes performances de la paramétrisation de la densité des poches. Bien que des améliorations soient encore possibles, cette paramétrisation constitue désormais une base solide pour une prise en compte plus physique de l'évolution des poches froides dans LMDZ, avec une représentation plus robuste et réaliste de leur densité.

## Annexe B. Test d'une paramétrisation de la dynamique de population des poches

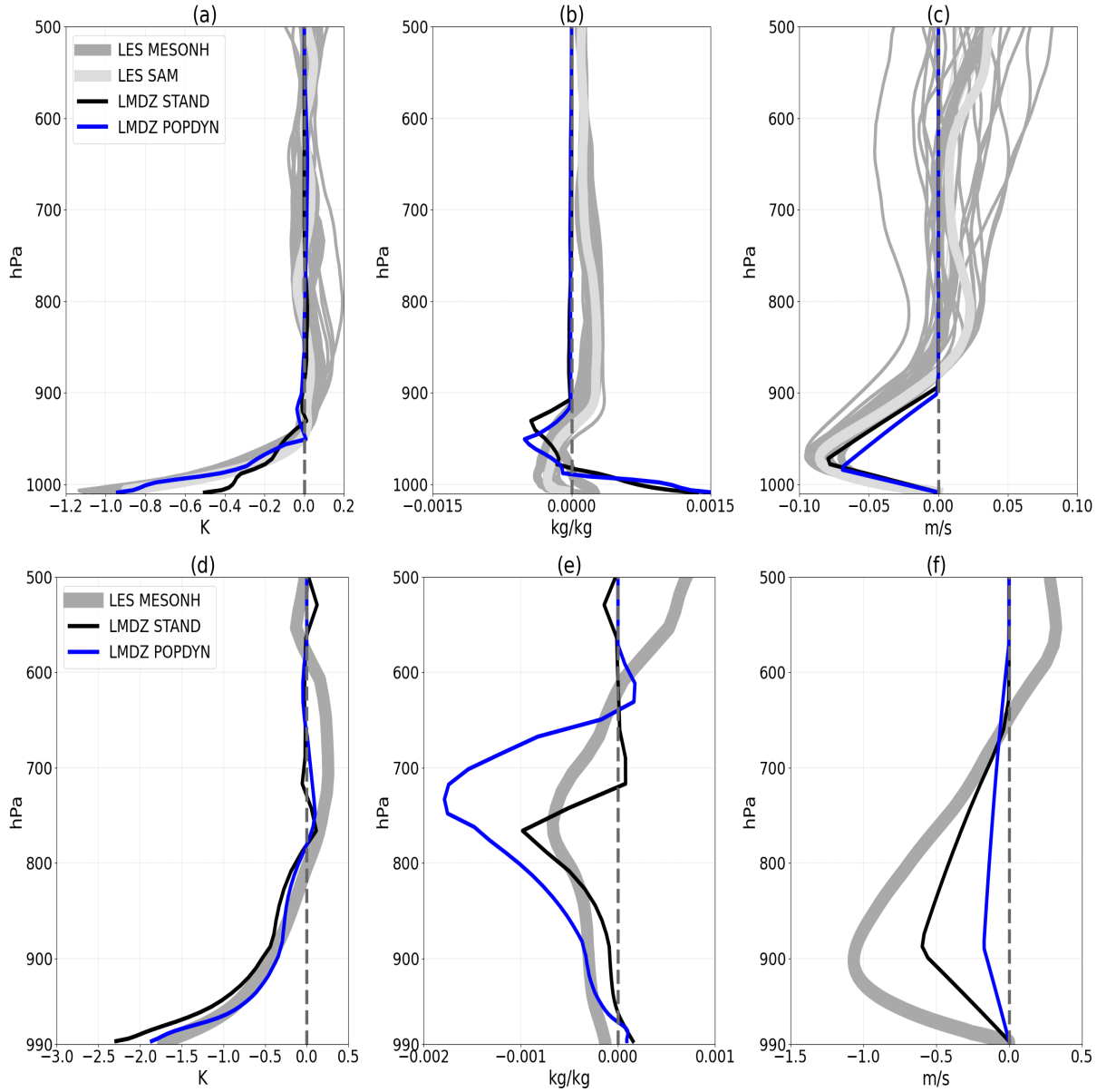


FIGURE B.5 – Profils verticaux de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  issus des LES, comparés aux simulations LMDZ avec la paramétrisation de la dynamique de populations activée (LMDZ-POPDYN) et avec la version standard à densité de poches imposée (LMDZ-STAND), pour les cas RCE (a, b, c) et AMMA (d, e, f).



# Annexe C

## Liste des Acronymes

**GCM** : Global Climate Model  
**SPLA** : SimPLified Aerosol  
**LMD** : Laboratoire de Météorologie Dynamique  
**FIT** : Front InterTropical  
**AEJ** : African Easterly Jet  
**TEJ** : Tropical Easterly Jet  
**MCS** : Mesoscale Convective System  
**AMMA** : African Monsoon Multidisciplinary Analysis  
**MCS** : Mesoscale Convective System  
**MJO** : Madden-Julian Oscillation  
**NAO** : North Atlantic Oscillation  
**LLJ** : Low Level Jet  
**LPAO-SF** : Laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan Siméon Fongang  
**ALE** : Available Lifting Energy  
**ALP** : Available Lifting Power  
**CIN** : Convective Inhibition  
**RCE** : Radiative-Convective Equilibrium  
**ALP** : Available Lifting Power  
**AOT** : Aerosol Optical Thickness  
**PM10** : particules de diamètre inférieur à 10 micromètres  
**WAPE** : Wake Available Potential Energy  
**SCM** : Single Column Model  
**LMDZ-WEIB** : LMDZ utilisant une distribution de weibull pour le vent de surface

**LMDZ-MC** : LMDZ utilisant la paramétrisation des rafales de vent avec approche Monté Carlo

**NOINTER** : sans interaction entre poussières et rayonnement

**INTER** : avec interaction entre poussières et rayonnement

**ZCIT** : Zone de Convergence Inter-tropicale

**EP** : Emissions de Poussières

# Bibliographie

- Alfaro, S. C., Gaudichet, A., Gomes, L., and Maillé, M. (1997). Modeling the size distribution of a soil aerosol produced by sandblasting. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D10) :11239–11249.
- Alfaro, S. C., Gaudichet, A., Gomes, L., and Maillé, M. (1998). Mineral aerosol production by wind erosion : aerosol particle sizes and binding energies. *Geophysical Research Letters*, 25(7) :991–994.
- Alfaro, S. C. and Gomes, L. (2001). Modeling mineral aerosol production by wind erosion : Emission intensities and aerosol size distributions in source areas. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D16) :18075–18084.
- Allen, C. J., Washington, R., and Engelstaedter, S. (2013). Dust emission and transport mechanisms in the central sahara : Fennec ground-based observations from bordj badji mokhtar, june 2011. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(12) :6212–6232.
- Allen, C. J., Washington, R., and Saci, A. (2015). Dust detection from ground-based observations in the summer global dust maximum : Results from fennec 2011 and 2012 and implications for modeling and field observations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(3) :897–916.
- Aragnou, E., Watt, S., Nguyen Duc, H., Cheeseman, C., Riley, M., Leys, J., White, S., Salter, D., Azzi, M., Tzu-Chi Chang, L., et al. (2021). Dust transport from inland australia and its impact on air quality and health on the eastern coast of australia during the february 2019 dust storm. *Atmosphere*, 12(2) :141.
- Bagnold, R. (1941). The effect of sand movement on the surface wind. In *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*, pages 57–76. Springer.
- Banta, R. M., Pichugina, Y. L., and Brewer, W. A. (2006). Turbulent velocity-variance profiles in the stable boundary layer generated by a nocturnal low-level jet. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(11) :2700–2719.

- Barnes, G. M. and Garstang, M. (1982). Subcloud layer energetics of precipitating convection. *Monthly Weather Review*, 110(2) :102–117.
- Bergametti, G., Rajot, J.-L., Marticorena, B., Féron, A., Gaimoz, C., Chatenet, B., Coulibaly, M., Koné, I., Maman, A., and Zakou, A. (2022). Rain, wind, and dust connections in the sahel. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 127(3) :e2021JD035802.
- Blackadar, A. K. (1957). Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 38(5) :283–290.
- Bou Karam, D., Flamant, C., Knippertz, P., Reitebuch, O., Pelon, J., Chong, M., and Dabas, A. (2008). Dust emissions over the sahel associated with the west african monsoon intertropical discontinuity region : A representative case-study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 134(632) :621–634.
- Brooks, N. and Legrand, M. (2000). Dust variability over northern africa and rainfall in the sahel. *Linking climate change to land surface change*, pages 1–25.
- Brown, A., Cederwall, R. T., Chlond, A., Duynkerke, P. G., Golaz, J.-C., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Lock, A., MacVean, M., Moeng, C.-H., et al. (2002). Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 128(582) :1075–1093.
- Bryan, G. H. (2005). Spurious convective organization in simulated squall lines owing to moist absolutely unstable layers. *Monthly weather review*, 133(7) :1978–1997.
- Bukowski, J. and van den Heever, S. (2021). Direct radiative effects in haboobs. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 126(21) :e2021JD034814.
- Cadet, D. and Nnoli, N. (1987). Water vapour transport over africa and the atlantic ocean during summer 1979. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 113(476) :581–602.
- Cakmur, R., Miller, R., and Torres, O. (2004). Incorporating the effect of small-scale circulations upon dust emission in an atmospheric general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 109(D7).

- Camara, M. et al. (2010). Interactive comment on “impacts of dust on west african climate during 2005 and 2006” by m. camara et al.
- Carslaw, K., Boucher, O., Spracklen, D., Mann, G., Rae, J., Woodward, S., and Kulmala, M. (2010). A review of natural aerosol interactions and feedbacks within the earth system. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(4) :1701–1737.
- Caton Harrison, T., Washington, R., and Engelstaedter, S. (2019). A 14-year climatology of saharan dust emission mechanisms inferred from automatically tracked plumes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 124(16) :9665–9690.
- Caton Harrison, T., Washington, R., and Engelstaedter, S. (2021). Satellite-derived characteristics of saharan cold pool outflows during boreal summer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 126(3) :e2020JD033387.
- Chen, W. and Fryrear, D. (2002). Sedimentary characteristics of a haboob dust storm. *Atmospheric Research*, 61(1) :75–85.
- Chiapello, I. and Moulin, C. (2002). Toms and meteosat satellite records of the variability of saharan dust transport over the atlantic during the last two decades (1979–1997). *Geophysical Research Letters*, 29(8) :17–1.
- Couvreur, F., Hourdin, F., Williamson, D., Roehrig, R., Volodina, V., Villefranque, N., Rio, C., Audouin, O., Salter, J., Bazile, E., et al. (2021). Process-based climate model development harnessing machine learning : I. a calibration tool for parameterization improvement. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(3) :e2020MS002217.
- Couvreur, F., Rio, C., Guichard, F., Lothon, M., Canut, G., Bouniol, D., and Gounou, A. (2012). Initiation of daytime local convection in a semi-arid region analysed with high-resolution simulations and amma observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 138(662) :56–71.
- Daleu, C. L., Plant, R., Woolnough, S. J., Sessions, S., Herman, M., Sobel, A., Wang, S., Kim, D., Cheng, A., Bellon, G., et al. (2015). Intercomparison of methods of coupling between convection and large-scale circulation : 1. comparison over uniform surface conditions. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(4) :1576–1601.
- d’Almeida, G. A. and Schütz, L. (1983). Number, mass and volume distributions of mineral aerosol and soils of the sahara. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 22(2) :233–243.

- D'amato, N. and Lebel, T. (1998). On the characteristics of the rainfall events in the sahel with a view to the analysis of climatic variability. *International Journal of Climatology : A Journal of the Royal Meteorological Society*, 18(9) :955–974.
- De la Cámara, A. and Lott, F. (2015). A parameterization of gravity waves emitted by fronts and jets. *Geophysical Research Letters*, 42(6) :2071–2078.
- De Longueville, F., Hountondji, Y.-C., Henry, S., and Ozer, P. (2010). What do we know about effects of desert dust on air quality and human health in west africa compared to other regions? *Science of the total environment*, 409(1) :1–8.
- Dhital, S., Kaplan, M. L., Orza, J., and Fiedler, S. (2020). Atmospheric dynamics of a saharan dust outbreak over mindelo, cape verde islands, preceded by rossby wave breaking : Multiscale observational analyses and simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 125(18) :e2020JD032975.
- Dhital, S., Kaplan, M. L., Orza, J., and Fiedler, S. (2021). Poleward transport of african dust to the iberian peninsula organized by a barrier jet and hydraulic jumps : Observations and high-resolution simulation analyses. *Atmospheric Environment*, 261 :118574.
- Diallo, F., Hourdin, F., Rio, C., Traore, A.-K., Mellul, L., Guichard, F., and Kergoat, L. (2017). The surface energy budget computed at the grid-scale of a climate model challenged by station data in west africa. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9(7) :2710–2738.
- Diokhane, A. M., Jenkins, G. S., Manga, N., Drame, M. S., and Mbodji, B. (2016). Linkages between observed, modeled saharan dust loading and meningitis in senegal during 2012 and 2013. *International journal of biometeorology*, 60 :557–575.
- Dorrestijn, J., Crommelin, D. T., Siebesma, A. P., and Jonker, H. J. (2013). Stochastic parameterization of shallow cumulus convection estimated from high-resolution model data. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 27 :133–148.
- Drager, A. J. and van den Heever, S. C. (2017). Characterizing convective cold pools. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9(2) :1091–1115.
- Droegemeier, K. K. and Wilhelmson, R. B. (1985). Three-dimensional numerical modeling of convection produced by interacting thunderstorm outflows. part i : Control simulation and low-level moisture variations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 42(22) :2381–2403.

- Dubovik, O., Smirnov, A., Holben, B., King, M., Kaufman, Y., Eck, T., and Slutsker, I. (2000). Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from aerosol robotic network (aeronet) sun and sky radiance measurements. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D8) :9791–9806.
- Emanuel, K. A. (1991). A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 48(21) :2313–2329.
- Emmel, C., Knippertz, P., and Schulz, O. (2010). Climatology of convective density currents in the southern foothills of the atlas mountains. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 115(D11).
- Engelstaedter, S., Tegen, I., and Washington, R. (2006). North african dust emissions and transport. *Earth-Science Reviews*, 79(1-2) :73–100.
- Escribano, J., Boucher, O., Chevallier, F., and Huneeus, N. (2016). Subregional inversion of north african dust sources. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(14) :8549–8566.
- Evan, A., Walkowiak, B., and Frouin, R. (2022). On the misclassification of dust as cloud at an aeronet site in the sonoran desert. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 39(2) :181–191.
- Evan, A. T., Flamant, C., Gaetani, M., and Guichard, F. (2016). The past, present and future of african dust. *Nature*, 531(7595) :493–495.
- Farmer, D. K., Boedicker, E. K., and DeBolt, H. M. (2021). Dry deposition of atmospheric aerosols : Approaches, observations, and mechanisms. *Annual review of physical chemistry*, 72(1) :375–397.
- Feng, Z., Hagos, S., Rowe, A. K., Burleyson, C. D., Martini, M. N., and de Szoeke, S. P. (2015). Mechanisms of convective cloud organization by cold pools over tropical warm ocean during the amie/dynamo field campaign. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(2) :357–381.
- Fiedler, S., Kaplan, M. L., and Knippertz, P. (2015). What is the impact of harmattan surges on desert dust emission in north africa ? In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, page 8913.
- Fouquart, Y. (1980). Computations of solar heating of the earth’s atmosphere : A new parameterization. *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 53 :35.

- Fujita, T. T. (1990). Downbursts : Meteorological features and wind field characteristics. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 36 :75–86.
- Gamo, M. (1996). Thickness of the dry convection and large-scale subsidence above deserts. *Boundary-Layer Meteorology*, 79(3) :265–278.
- Gettelman, A., Truesdale, J., Bacmeister, J., Caldwell, P., Neale, R., Bogenschutz, P., and Simpson, I. (2019). The single column atmosphere model version 6 (scam6) : Not a scam but a tool for model evaluation and development. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11(5) :1381–1401.
- Ginoux, P., Prospero, J. M., Torres, O., and Chin, M. (2004). Long-term simulation of global dust distribution with the gocart model : correlation with north atlantic oscillation. *Environmental Modelling & Software*, 19(2) :113–128.
- Goff, R. C. (1976). Vertical structure of thunderstorm outflows. *Monthly Weather Review*, 104(11) :1429–1440.
- Grandpeix, J.-Y. and Lafore, J.-P. (2010). A density current parameterization coupled with emanuel’s convection scheme. part i : The models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :881–897.
- Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P., and Cheruy, F. (2010). A density current parameterization coupled with emanuel’s convection scheme. part ii : 1d simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :898–922.
- Grandpeix, J.-Y., Phillips, V., and Tailleux, R. (2004). Improved mixing representation in emanuel’s convection scheme. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 130(604) :3207–3222.
- Gueye, M. and Jenkins, G. (2019). Investigating the sensitivity of the wrf-chem horizontal grid spacing on pm10 concentration during 2012 over west africa. *Atmospheric Environment*, 196 :152–163.
- Haerter, J. O. and Schlemmer, L. (2018). Intensified cold pool dynamics under stronger surface heating. *Geophysical Research Letters*, 45(12) :6299–6310.
- Heinold, B., Knippertz, P., Marsham, J., Fiedler, S., Dixon, N., Schepanski, K., Laurent, B., and Tegen, I. (2013). The role of deep convection and nocturnal low-level jets for dust emission in summertime west africa : Estimates from convection-permitting simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(10) :4385–4400.



- Heinold, B., Tegen, I., Schepanski, K., and Hellmuth, O. (2008). Dust radiative feedback on saharan boundary layer dynamics and dust mobilization. *Geophysical Research Letters*, 35(20).
- Herbener, S. R., Saleeby, S. M., van den Heever, S. C., and Twohy, C. H. (2016). Tropical storm redistribution of saharan dust to the upper troposphere and ocean surface. *Geophysical Research Letters*, 43(19) :10–463.
- Herman, J. and Celarier, E. (1997). Earth surface reflectivity climatology at 340–380 nm from toms data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D23) :28003–28011.
- Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I. a., Tanre, D., Buis, J., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y., Nakajima, T., et al. (1998). Aeronet—a federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote sensing of environment*, 66(1) :1–16.
- Hourdin, F., Foujols, M.-A., Codron, F., Guemas, V., Dufresne, J.-L., Bony, S., Denvil, S., Guez, L., Lott, F., Ghattas, J., et al. (2013). Impact of the lmdz atmospheric grid configuration on the climate and sensitivity of the ipsl-cm5a coupled model. *Climate Dynamics*, 40 :2167–2192.
- Hourdin, F., Gueye, M., Diallo, B., Dufresne, J.-L., Escribano, J., Menut, L., Marticoréna, B., Siour, G., and Guichard, F. (2015). Parameterization of convective transport in the boundary layer and its impact on the representation of the diurnal cycle of wind and dust emissions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15(12) :6775–6788.
- Hourdin, F., Mauritsen, T., Gettelman, A., Golaz, J.-C., Balaji, V., Duan, Q., Folini, D., Ji, D., Klocke, D., Qian, Y., et al. (2017). The art and science of climate model tuning. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 98(3) :589–602.
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., et al. (2006). The lmdz4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27 :787–813.
- Hourdin, F., Williamson, D., Rio, C., Couvreux, F., Roehrig, R., Villefranque, N., Musat, I., Fairhead, L., Diallo, F. B., and Volodina, V. (2021). Process-based climate model development harnessing machine learning : II. model calibration

- from single column to global. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(6) :e2020MS002225.
- Houze Jr, R. A. (2004). Mesoscale convective systems. *Reviews of Geophysics*, 42(4).
- Houze Jr, R. A. and Betts, A. K. (1981). Convection in gate. *Reviews of Geophysics*, 19(4) :541–576.
- Hoxit, L. R. (1975). Diurnal variations in planetary boundary-layer winds over land. *Boundary-Layer Meteorology*, 8 :21–38.
- Huneus, N., Boucher, O., and Chevallier, F. (2009). Simplified aerosol modeling for variational data assimilation. *Geoscientific Model Development*, 2(2) :213–229.
- Hurrell, J. W. (1995). Decadal trends in the north atlantic oscillation : Regional temperatures and precipitation. *Science*, 269(5224) :676–679.
- Jabouille, P., Redelsperger, J., and Lafore, J. (1996). Modification of surface fluxes by atmospheric convection in the toga coare region. *Monthly Weather Review*, 124(5) :816–837.
- Jam, A., Hourdin, F., Rio, C., and Couvreux, F. (2013). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part iii : Derivation of a statistical scheme for cumulus clouds. *Boundary-layer meteorology*, 147(3) :421–441.
- Janicot, S., Thorncroft, C. D., Ali, A., Asencio, N., Berry, G., Bock, O., Bourlès, B., Caniaux, G., Chauvin, F., Deme, A., et al. (2008). Large-scale overview of the summer monsoon over west africa during the amma field experiment in 2006. In *Annales Geophysicae*, volume 26, pages 2569–2595. Copernicus Publications Göttingen, Germany.
- Jenkins, G. S. and Gueye, M. (2018). Wrf 1960–2014 winter season simulations of particulate matter in the sahel : Implications for air quality and respiratory health. *GeoHealth*, 2(8) :248–260.
- Karle, N. N., Sakai, R. K., Fitzgerald, R. M., Ichoku, C., Mercado, F., and Stockwell, W. R. (2023). Systematic analysis of virga and its impact on surface particulate matter observations. *Atmospheric Measurement Techniques*, 16(4) :1073–1085.
- Khairoutdinov, M. and Randall, D. (2006). High-resolution simulation of shallow-to-deep convection transition over land. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(12) :3421–3436.

- Khairoutdinov, M. F. and Randall, D. A. (2003). Cloud resolving modeling of the arm summer 1997 iop : Model formulation, results, uncertainties, and sensitivities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(4) :607–625.
- Knippertz, P., Deutscher, C., Kandler, K., Müller, T., Schulz, O., and Schütz, L. (2007). Dust mobilization due to density currents in the atlas region : Observations from the saharan mineral dust experiment 2006 field campaign. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D21).
- Knippertz, P. and Stuut, J.-B. W. (2014). Mineral dust. *Mineral dust—A key player in the Earth system*, pages 121–147.
- Knippertz, P. and Todd, M. C. (2010). The central west saharan dust hot spot and its relation to african easterly waves and extratropical disturbances. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 115(D12).
- Knippertz, P. and Todd, M. C. (2012). Mineral dust aerosols over the sahara : Meteorological controls on emission and transport and implications for modeling. *Reviews of Geophysics*, 50(1).
- Kocha, C., Lafore, J.-P., Tulet, P., and Seity, Y. (2012). High-resolution simulation of a major west african dust-storm : comparison with observations and investigation of dust impact. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 138(663) :455–470.
- Kok, J. F., Storelvmo, T., Karydis, V. A., Adebiyi, A. A., Mahowald, N. M., Evan, A. T., He, C., and Leung, D. M. (2023). Mineral dust aerosol impacts on global climate and climate change. *Nature Reviews Earth & Environment*, 4(2) :71–86.
- Konare, A., Zakey, A., Solomon, F., Giorgi, F., Rauscher, S., Ibrah, S., and Bi, X. (2008). A regional climate modeling study of the effect of desert dust on the west african monsoon. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D12).
- Krueger, S. K., Morrison, H., and Fridlind, A. M. (2016). Cloud-resolving modeling : Arm and the gcss story. *Meteorological Monographs*, 57 :25–1.
- Kurowski, M. J., Suselj, K., Grabowski, W. W., and Teixeira, J. (2018). Shallow-to-deep transition of continental moist convection : Cold pools, surface fluxes, and mesoscale organization. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 75(12) :4071–4090.
- Lac, C., Chaboureaud, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., et al. (2018). Overview of the

- meso-nh model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5) :1929–1969.
- Lafore, J.-P. and Moncrieff, M. W. (1989). A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. *Journal of Atmospheric Sciences*, 46(4) :521–544.
- Lau, K., Kim, K., Sud, Y., and Walker, G. (2009). A gcm study of the response of the atmospheric water cycle of west africa and the atlantic to saharan dust radiative forcing. In *Annales Geophysicae*, volume 27, pages 4023–4037. Copernicus GmbH.
- Lavaysse, C., Flamant, C., Janicot, S., Parker, D. J., Lafore, J.-P., Sultan, B., and Pelon, J. (2009). Seasonal evolution of the west african heat low : a climatological perspective. *Climate Dynamics*, 33 :313–330.
- Le Barbé, L., Lebel, T., and Tapsoba, D. (2002). Rainfall variability in west africa during the years 1950–90. *Journal of climate*, 15(2) :187–202.
- Legay, A., Deremble, B., and Burchard, H. (2025). Derivation and implementation of a non-local term to improve the oceanic convection representation within the k- parameterization. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 17(1) :e2024MS004243.
- Legrand, M., Plana-Fattori, A., and N’doumé, C. (2001). Satellite detection of dust using the ir imagery of meteosat : 1. infrared difference dust index. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D16) :18251–18274.
- Léon, J.-F., Derimian, Y., Chiapello, I., Tanré, D., Podvin, T., Chatenet, B., Diallo, A., and Deroo, C. (2009). Aerosol vertical distribution and optical properties over m’bour (16.96° w ; 14.39° n), senegal from 2006 to 2008. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9(23) :9249–9261.
- Leys, J. F., Heidenreich, S. K., Strong, C. L., McTainsh, G. H., and Quigley, S. (2011). Pm10 concentrations and mass transport during “red dawn”–sydney 23 september 2009. *Aeolian Research*, 3(3) :327–342.
- Lilly, D. K. (1979). The dynamical structure and evolution of thunderstorms and squall lines. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, Vol. 7, p. 117, 7 :117.
- Lochbihler, K., Lenderink, G., and Siebesma, A. P. (2021). Cold pool dynamics shape the response of extreme rainfall events to climate change. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(2) :e2020MS002306.

- Lothon, M., Campistron, B., Chong, M., Couvreur, F., Guichard, F., Rio, C., and Williams, E. (2011). Life cycle of a mesoscale circular gust front observed by a c-band doppler radar in west africa. *Monthly weather review*, 139(5) :1370–1388.
- Lott, F. and Guez, L. (2013). A stochastic parameterization of the gravity waves due to convection and its impact on the equatorial stratosphere. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(16) :8897–8909.
- Lott, F. and Miller, M. J. (1997). A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(537) :101–127.
- Ma, M., Yang, X., He, Q., Zhou, C., Mamtimin, A., Huo, W., and Yang, F. (2020). Characteristics of dust devil and its dust emission in northern margin of the taklimakan desert. *Aeolian Research*, 44 :100579.
- Mahowald, N., Kohfeld, K., Hansson, M., Balkanski, Y., Harrison, S. P., Prentice, I. C., Schulz, M., and Rodhe, H. (1999). Dust sources and deposition during the last glacial maximum and current climate : A comparison of model results with paleodata from ice cores and marine sediments. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 104(D13) :15895–15916.
- Marsham, J. H., Hobby, M., Allen, C., Banks, J., Bart, M., Brooks, B., Cavazos-Guerra, C., Engelstaedter, S., Gascoyne, M., Lima, A., et al. (2013). Meteorology and dust in the central sahara : Observations from fennec supersite-1 during the june 2011 intensive observation period. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(10) :4069–4089.
- Marsham, J. H., Knippertz, P., Dixon, N. S., Parker, D. J., and Lister, G. M. (2011). The importance of the representation of deep convection for modeled dust-generating winds over west africa during summer. *Geophysical Research Letters*, 38(16).
- Marsham, J. H., Parker, D. J., Grams, C. M., Johnson, B. T., Grey, W. M., and Ross, A. N. (2008). Observations of mesoscale and boundary-layer scale circulations affecting dust transport and uplift over the sahara. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(23) :6979–6993.
- Marticorena, B. and Bergametti, G. (1995). Modeling the atmospheric dust cycle : 1. design of a soil-derived dust emission scheme. *Journal of geophysical research : atmospheres*, 100(D8) :16415–16430.

- Marticorena, B., Chatenet, B., Rajot, J.-L., Bergametti, G., Deroubaix, A., Vincent, J., Kouoi, A., Schmechtig, C., Coulibaly, M., Diallo, A., et al. (2017). Mineral dust over west and central sahel : Seasonal patterns of dry and wet deposition fluxes from a pluriannual sampling (2006–2012). *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 122(2) :1338–1364.
- Marticorena, B., Chatenet, B., Rajot, J.-L., Traoré, S., Coulibaly, M., Diallo, A., Koné, I., Maman, A., NDiaye, T., and Zakou, A. (2010). Temporal variability of mineral dust concentrations over west africa : analyses of a pluriannual monitoring from the amma sahelian dust transect. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(18) :8899–8915.
- Mathon, V. and Laurent, H. (2001). Life cycle of sahelian mesoscale convective cloud systems. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(572) :377–406.
- Maurer, V., Bischoff-Gauß, I., Kalthoff, N., Gantner, L., Roca, R., and Panitz, H.-J. (2017). Initiation of deep convection in the sahel in a convection-permitting climate simulation for northern africa. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(703) :806–816.
- McCarthy, J., Wilson, J. W., and Fujita, T. T. (1982). The joint airport weather studies project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 63(1) :15–22.
- McDonald, J. M. and Weiss, C. C. (2021). Cold pool characteristics of tornadic quasi-linear convective systems and other convective modes observed during vortex-se. *Monthly Weather Review*, 149(3) :821–840.
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31(7) :1791–1806.
- Meyer, B. and Haerter, J. O. (2020). Mechanical forcing of convection by cold pools : Collisions and energy scaling. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(11) :e2020MS002281.
- Miller, S. D., Kuciauskas, A. P., Liu, M., Ji, Q., Reid, J. S., Breed, D. W., Walker, A. L., and Mandoos, A. A. (2008). Haboob dust storms of the southern arabian peninsula. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D1).
- Mohr, K. I. (2004). Interannual, monthly, and regional variability in the wet season diurnal cycle of precipitation in sub-saharan africa. *Journal of climate*, 17(12) :2441–2453.

- Morcrette, J.-J. and Fouquart, Y. (1985). On systematic errors in parametrized calculations of longwave radiation transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111(469) :691–708.
- Moulin, C., Lambert, C. E., Dulac, F., and Dayan, U. (1997). Control of atmospheric export of dust from north africa by the north atlantic oscillation. *Nature*, 387(6634) :691–694.
- Orza, J., Dhital, S., Fiedler, S., and Kaplan, M. (2020). Large scale upper-level precursors for dust storm formation over north africa and poleward transport to the iberian peninsula. part i : An observational analysis. *Atmospheric Environment*, 237 :117688.
- Owen, W. G. (1964). Diffuse mesothelioma and exposure to asbestos dust in the merseyside area. *British Medical Journal*, 2(5403) :214.
- Panofsky, H. A., Tennekes, H., Lenschow, D. H., and Wyngaard, J. (1977). The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, 11 :355–361.
- Pantillon, F., Knippertz, P., Marsham, J. H., and Birch, C. E. (2015). A parametrization of convective dust storms for models with mass-flux convection schemes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(6) :2545–2561.
- Parker, D. J. (1996). Cold pools in shear. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122(535) :1655–1674.
- Pavia, E. G. and O’Brien, J. J. (1986). Weibull statistics of wind speed over the ocean. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 25(10) :1324–1332.
- Peyrille, P. (2006). *Etude idéalisée de la mousson ouest-africain à partir d’un modèle numérique bi-dimensionnel*. PhD thesis, Toulouse 3.
- Pilon, R., Grandpeix, J.-Y., and Heinrich, P. (2015). Representation of transport and scavenging of trace particles in the emanuel moist convection scheme. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(689) :1244–1258.
- Polcher, J., McAvaney, B., Viterbo, P., Gaertner, M.-A., Hahmann, A., Mahfouf, J.-F., Noilhan, J., Phillips, T., Pitman, A., Schlosser, C., et al. (1998). A proposal for a general interface between land surface schemes and general circulation models. *Global and Planetary Change*, 19(1-4) :261–276.

- Provod, M., Marsham, J., Parker, D., and Birch, C. (2016). A characterization of cold pools in the west african sahel. *Monthly Weather Review*, 144(5) :1923–1934.
- Pye, K. and Tsoar, H. (1987). The mechanics and geological implications of dust transport and deposition in deserts with particular reference to loess formation and dune sand diagenesis in the northern negev, israel. *Geological Society, London, Special Publications*, 35(1) :139–156.
- Raich, R., Alpert, P., and Messer, H. (2018). Vertical precipitation estimation using microwave links in conjunction with weather radar. *Environments*, 5(7) :74.
- Redelsperger, J.-L., Diedhiou, A., Flamant, C., Janicot, S., Lafore, J.-P., Lebel, T., Polcher, J., Bourlès, B., Caniaux, G., de Rosnay, P., et al. (2006). Amma, une étude multidisciplinaire de la mousson ouest-africaine. *La meteorologie*, 54 :22–32.
- Redelsperger, J.-L., Guichard, F., and Mondon, S. (2000). A parameterization of mesoscale enhancement of surface fluxes for large-scale models. *Journal of Climate*, 13(2) :402–421.
- Rio, C. and Hourdin, F. (2008). A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 65(2) :407–425.
- Rio, C., Hourdin, F., Couvreux, F., and Jam, A. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part ii : continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes. *Boundary-layer meteorology*, 135 :469–483.
- Rio, C., Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., and Lafore, J.-P. (2009). Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *Geophysical Research Letters*, 36(7).
- Roberts, A. and Knippertz, P. (2014). The formation of a large summertime saharan dust plume : Convective and synoptic-scale analysis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(4) :1766–1785.
- Roberts, A. J., Woodage, M. J., Marsham, J. H., Highwood, E. J., Ryder, C. L., McGinty, W., Wilson, S., and Crook, J. (2018). Can explicit convection improve modelled dust in summertime west africa? *Atmospheric Chemistry and Physics*, 18(12) :9025–9048.
- Rochetin, N., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., and Couvreux, F. (2014). Deep convection triggering by boundary layer thermals. part ii : Stochastic triggering parameterization for the lmdz gcm. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(2) :515–538.



- Rochetin, N., Hohenegger, C., Touzé-Peiffer, L., and Villefranque, N. (2021). A physically based definition of convectively generated density currents : Detection and characterization in convection-permitting simulations. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(7) :e2020MS002402.
- Rodwell, M. J. and Jung, T. (2008). Understanding the local and global impacts of model physics changes : An aerosol example. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(635) :1479–1497.
- Rotunno, R., Klemp, J. B., and Weisman, M. L. (1988). A theory for strong, long-lived squall lines. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45(3) :463–485.
- Sadourny, R. (1984). January and july performances of the lmd general circulation model. *New perspectives in climate modeling*.
- Schepanski, K., Tegen, I., Laurent, B., Heinold, B., and Macke, A. (2007). A new saharan dust source activation frequency map derived from msg-seviri ir-channels. *Geophysical Research Letters*, 34(18).
- Schlemmer, L. and Hohenegger, C. (2014). The formation of wider and deeper clouds as a result of cold-pool dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(8) :2842–2858.
- Senghor, H., Dieng, A. L., Gueye, M., Diop, C. A., Kane, M. D., and Gaye, A. T. (2023). Formation and transport of a saharan dust plume in early summer. *Journal of Atmospheric Science Research/ Volume*, 6(02).
- Senghor, H., Machu, É., Hourdin, F., and Gaye, A. T. (2017). Seasonal cycle of desert aerosols in western africa : analysis of the coastal transition with passive and active sensors. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 17(13) :8395–8410.
- Senghor, H., Pilon, R., Diallo, B., Escribano, J., Hourdin, F., Grandpeix, J., Boucher, O., Gueye, M., Gaye, A., and Machu, E. (2024). Control of the dust vertical distribution over western africa by convection and scavenging. *Journal of Atmospheric Science Research/ Volume*, 7(01).
- Senghor, H., Roberts, A. J., Dieng, A. L., Wane, D., Dione, C., Fall, M., Diop, A., Gaye, A. T., and Marsham, J. (2021). Transport and deposition of saharan dust observed from satellite images and ground measurements. *Journal of Atmospheric Science Research*, 4(2).

- Shao, Y. (2001). A model for mineral dust emission. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D17) :20239–20254.
- Shao, Y. and Lu, H. (2000). A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D17) :22437–22443.
- Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., et al. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(10) :1201–1219.
- Sokolik, I. N., Winker, D., Bergametti, G., Gillette, D., Carmichael, G., Kaufman, Y., Gomes, L., Schuetz, L., and Penner, J. (2001). Introduction to special section : Outstanding problems in quantifying the radiative impacts of mineral dust. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D16) :18015–18027.
- Solomos, S., Kallos, G., Mavromatidis, E., and Kushta, J. (2012). Density currents as a desert dust mobilization mechanism. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(22) :11199–11211.
- Song, Z., Wang, J., and Wang, S. (2007). Quantitative classification of northeast asian dust events. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D4).
- Strauss, C., Ricard, D., Lac, C., and Verrelle, A. (2019). Evaluation of turbulence parametrizations in convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 145(724) :3195–3217.
- Strong, C., Parsons, K., McTainsh, G., and Sheehan, A. (2011). Dust transporting wind systems in the lower lake eyre basin, australia : A preliminary study. *Aeolian Research*, 2(4) :205–214.
- Stuut, J.-B., Zabel, M., Ratmeyer, V., Helmke, P., Schefuß, E., Lavik, G., and Schneider, R. (2005). Provenance of present-day eolian dust collected off nw africa. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D4).
- Sultan, B. and Janicot, S. (2000). Abrupt shift of the itcz over west africa and intra-seasonal variability. *Geophysical Research Letters*, 27(20) :3353–3356.
- Sutton, L. (1925). Haboobs. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 51(213) :25–30.

- Taheri, F., Forouzani, M., Yazdanpanah, M., and Ajili, A. (2020). How farmers perceive the impact of dust phenomenon on agricultural production activities : A q-methodology study. *Journal of Arid Environments*, 173 :104028.
- Takemi, T. (1999). Studies on the structure, evolution, and maintenance mechanism of a severe squall line in an arid region.
- Tanaka, T. Y. and Chiba, M. (2006). A numerical study of the contributions of dust source regions to the global dust budget. *Global and Planetary Change*, 52(1-4) :88–104.
- Tang, M., Torri, G., and Sakaeda, N. (2024). The role of cold pools in modulating convective organization during the mjo. *Geophysical Research Letters*, 51(13) :e2023GL108050.
- Tegen, I. (2003). Modeling the mineral dust aerosol cycle in the climate system. *Quaternary Science Reviews*, 22(18-19) :1821–1834.
- Tegen, I. and Lacis, A. A. (1996). Modeling of particle size distribution and its influence on the radiative properties of mineral dust aerosol. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 101(D14) :19237–19244.
- Todd, M. C., Washington, R., Martins, J. V., Dubovik, O., Lizcano, G., M’bainayel, S., and Engelstaedter, S. (2007). Mineral dust emission from the bodélé depression, northern chad, during bodex 2005. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D6).
- Tompkins, A. M. (2001). Organization of tropical convection in low vertical wind shears : The role of cold pools. *Journal of the atmospheric sciences*, 58(13) :1650–1672.
- Torri, G. and Kuang, Z. (2019). On cold pool collisions in tropical boundary layers. *Geophysical Research Letters*, 46(1) :399–407.
- Toure, N. O., Gueye, N. R. D., Mbow-Diokhane, A., Jenkins, G. S., Li, M., Drame, M. S., Coker, K. A. R., and Thiam, K. (2019). Observed and modeled seasonal air quality and respiratory health in senegal during 2015 and 2016. *GeoHealth*, 3(12) :423–442.
- Touzé-Peiffer, L., Vogel, R., and Rochetin, N. (2022). Cold pools observed during eurec 4 a : Detection and characterization from atmospheric soundings. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 61(5) :593–610.

- Tsamalis, C., Chédin, A., Pelon, J., and Capelle, V. (2013). The seasonal vertical distribution of the saharan air layer and its modulation by the wind. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13(22) :11235–11257.
- Tulet, P., Crahan-Kaku, K., Leriche, M., Aouizerats, B., and Crumeyrolle, S. (2010). Mixing of dust aerosols into a mesoscale convective system : Generation, filtering and possible feedbacks on ice anvils. *Atmospheric Research*, 96(2-3) :302–314.
- Vogel, R., Konow, H., Schulz, H., and Zuidema, P. (2021). A climatology of trade-wind cumulus cold pools and their link to mesoscale cloud organization. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 21(21) :16609–16630.
- Wakimoto, R. M. (1982). The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with doppler radar and rawinsonde data. *Monthly weather review*, 110(8) :1060–1082.
- Wang, X. and Zhang, C. (2021). Field observations of sand flux and dust emission above a gobi desert surface. *Journal of Soils and Sediments*, 21 :1815–1825.
- Washington, R. and Todd, M. C. (2005). Atmospheric controls on mineral dust emission from the bodélé depression, chad : The role of the low level jet. *Geophysical Research Letters*, 32(17).
- Weaver, J. F. and Nelson, S. P. (1982). Multiscale aspects of thunderstorm gust fronts and their effects on subsequent storm development. *Monthly Weather Review*, 110(7) :707–718.
- Weinzierl, B., Ansmann, A., Prospero, J. M., Althausen, D., Benker, N., Chouza, F., Dollner, M., Farrell, D., Fomba, W., Freudenthaler, V., et al. (2017). The saharan aerosol long-range transport and aerosol–cloud–interaction experiment : overview and selected highlights. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 98(7) :1427–1451.
- Weisman, M. L. and Rotunno, R. (2004). “a theory for strong long-lived squall lines” revisited. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(4) :361–382.
- White, B. R. (1979). Soil transport by winds on mars. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B9) :4643–4651.
- Williamson, D., Goldstein, M., Allison, L., Blaker, A., Challenor, P., Jackson, L., and Yamazaki, K. (2013). History matching for exploring and reducing climate model parameter space using observations and a large perturbed physics ensemble. *Climate dynamics*, 41 :1703–1729.

- Wilson, J. W., Roberts, R. D., Kessinger, C., and McCarthy, J. (1984). Microburst wind structure and evaluation of doppler radar for airport wind shear detection. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 23(6) :898–915.
- Young, G. S., Perugini, S. M., and Fairall, C. (1995). Convective wakes in the equatorial western pacific during toga. *Monthly Weather Review*, 123(1) :110–123.
- Zender, C. S., Bian, H., and Newman, D. (2003). Mineral dust entrainment and deposition (dead) model : Description and 1990s dust climatology. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D14).
- Zhang, J. and Shao, Y. (2014). A new parameterization of particle dry deposition over rough surfaces. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14(22) :12429–12440.
- Zhang, M., Somerville, R. C., and Xie, S. (2016). The scm concept and creation of arm forcing datasets. *Meteorological Monographs*, 57 :24–1.
- Zhang, Y. and Klein, S. A. (2010). Mechanisms affecting the transition from shallow to deep convection over land : Inferences from observations of the diurnal cycle collected at the arm southern great plains site. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(9) :2943–2959.
- Zuidema, P., Torri, G., Muller, C., and Chandra, A. (2017). A survey of precipitation-induced atmospheric cold pools over oceans and their interactions with the larger-scale environment. *Surveys in Geophysics*, 38(6) :1283–1305.