



HAL
open science

Amélioration de la représentation des nuages bas dans le modèle de circulation générale LMDz

Jean Jouhaud

► **To cite this version:**

Jean Jouhaud. Amélioration de la représentation des nuages bas dans le modèle de circulation générale LMDz. Modélisation et simulation. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS627 . tel-02066819v2

HAL Id: tel-02066819

<https://theses.hal.science/tel-02066819v2>

Submitted on 27 Sep 2022

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

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

École doctorale n° 129 : Sciences de l'Environnement

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Sorbonne Université

Spécialité doctorale “Sciences de l'Environnement”

présentée et soutenue publiquement par

Jean JOUHAUD

le 14 décembre 2018

Amélioration de la représentation des nuages bas dans le modèle de circulation générale LMDz

Directeur de thèse : **Jean-Louis DUFRESNE**
Co-Directeur de thèse : **Jean-Baptiste MADELEINE**

Jury

Hélène CHEPFER,	Professeur, Sorbonne Université	Présidente
Dominique BOUNIOL,	Chercheuse CNRS (HDR), CNRM	Rapporteur
Johannes QUAAS,	Professeur, Université de Leipzig	Rapporteur
Céline CORNET,	Professeur, Université de Lille	Examinatrice
Catherine RIO,	Chercheuse CNRS, CNRM	Examinatrice
Romain ROEHRIG,	Chercheur CNRM	Examinateur
Jean-Louis DUFRESNE,	Chercheur CNRS (HDR), Sorbonne Université	Directeur
Jean-Baptiste MADELEINE,	Maître de conférence, Sorbonne Université	Co-Directeur

Remerciements

Ce travail de thèse n'aurait pas été possible sans l'aide et la participation de plusieurs personnes que j'aimerais remercier ici-même.

Je pense tout d'abord à mes encadrants Jean-Louis et Jean-Baptiste, toujours présents, prêts à aider et pleins de bons conseils. En plus de l'aide matérielle et des discussions inspirantes et intéressantes que nous avons pu partager, c'est la simplicité et la bonne humeur générale qui ont régné pendant ces 3 années qui m'ont toujours marqué. Je garderai toujours un souvenir extraordinaire de cette ambiance qui à mon sens favorise énormément la qualité du travail.

Le personnel du laboratoire m'a également apporté un soutien extraordinaire à de nombreuses reprises, que ce soit au niveau informatique avec Karine et Ehouarn, maîtres dans l'art de faire disparaître d'incompréhensibles messages d'erreur, ou bien sur l'utilisation du modèle LMDz avec Marie-Pierre, Abderrahmane ou encore Ionela. Je suis toujours émerveillé par la disponibilité dont ils ont tous fait preuve au moindre problème que j'aie pu rencontrer, mettant parfois leur propre travail de côté à l'improviste pendant plusieurs heures.

J'ai une pensée pour mes autres collègues et amis avec dans le désordre David, Hélène, Margaux, Max, Florentin, Maxence, Jan, Ludo, Annaléa, Vladimir, Martin, Binta, Addisu, Tanguy and co, pour tous les bons moments passés ensemble. On se reverra !

Enfin, je tiens à remercier mon entourage proche pour les 3 merveilleuses années de cette thèse, qui ont été si agréables également grâce à une vie riche en dehors du laboratoire. Le fait de me sentir compris dans mon travail et soutenu pendant ce défi m'a beaucoup aidé à le relever dans les meilleures conditions. Place désormais à de nouvelles aventures !

Table des matières

1	Introduction : Structure et organisation des cumulus tropicaux	5
1.1	Les cumulus tropicaux dans la nature	6
1.1.1	Caractéristiques générales	6
1.1.2	Formation et cycle de vie	7
1.1.3	Impacts des cumulus sur le climat	10
1.2	La représentation des cumulus dans les Modèles de Circulation Générale (GCM)	11
1.2.1	Description générale et évolution des GCMs	11
1.2.2	Paramétrisation des cumulus dans un GCM	13
1.3	Problématiques liées à la représentation verticale des cumulus dans LMDz6 . . .	14
1.3.1	La représentation de la structure nuageuse verticale sous-maille	15
1.3.2	L'organisation nuageuse verticale inter-maille	16
1.4	Organisation de la thèse	17
2	Couche limite turbulente : moyens d'étude et paramétrisation	19
2.1	Utilité d'un modèle haute résolution : l'apport des LES	20
2.1.1	Intérêt et caractéristiques générales des LES	20
2.1.2	Le modèle Méso-NH	22
2.1.3	Cas de cumulus étudiés	24
2.2	Paramétrisation de la couche limite turbulente	26
2.2.1	Le schéma diffusif classique	27
2.2.2	Schéma en flux de masse : le modèle du thermique	29
2.2.3	Paramétrisation des taux de mélange	30
2.2.4	Les LES comme moyen de calibrer les paramétrisations	33
3	Le schéma de nuage : vers une meilleure représentation de la structure nuageuse sous-maille	37
3.1	Les schémas de nuage	37
3.1.1	Les schémas en RH :	38
3.1.2	Les schémas statistiques :	39
3.2	Une nouvelle évaluation des propriétés nuageuses	43
3.2.1	Article : Accounting for vertical subgrid-scale heterogeneity in low-level cloud fraction parameterizations	43
3.2.2	Vers une meilleure paramétrisation de CF_{surf}	64
4	L'organisation verticale inter-mailles	66
4.1	Échelle inter-mailles	66
4.1.1	Organisation du chapitre	69
4.2	Choix du modèle de recouvrement	70
4.2.1	Schémas Maximum et/ou Aléatoires	71
4.2.2	Schéma Exponentiel-Aléatoire	71
4.3	Paramétrisation de la longueur de décorrélation $\Delta z_0(t)$	76

4.3.1	Comparaison de CF_{tot} par les approches SM et IM	77
4.3.2	Une équation générale de $\Delta z_0(t)$	80
4.4	Évaluation de la paramétrisation de $\Delta z_0(t)$ sur CF_{tot}	81
4.4.1	Sensibilité au cisaillement de vent	82
4.4.2	Sensibilité à l'estimation des couvertures nuageuses par le schéma sous-maille	84
4.4.3	Sensibilité à la discrétisation verticale	85
4.5	Résultats des simulations SCM	87
5	Impacts radiatifs et Résultats du GCM	90
5.1	Moyens d'études des effets radiatifs	90
5.1.1	L'intérêt du simulateur COSP/COSP2	90
5.1.2	Présentation de COSP/COSP2	91
5.1.3	Compatibilité entre COSP2 et ECRad	92
5.2	Effets radiatifs dans la version SCM de LMDz6	95
5.3	Effets de nos paramétrisations dans le GCM LMDz6	96
5.3.1	Effets de nos paramétrisations sur les couvertures totales	98
5.3.2	Effets radiatifs	100
6	Conclusions	102
6.1	Conclusions des nouvelles paramétrisations	102
6.2	Discussions et perspectives	103
7	Annexes	105
7.1	Équations primitives atmosphériques	105
7.2	Grandeurs physiques	107
7.3	Effets Radiatifs SCM	107
7.4	Compatibilité entre COSP2 et ECRad dans le GCM 3D	110

Chapitre 1

Introduction : Structure et organisation des cumulus tropicaux

Contents

1.1 Les cumulus tropicaux dans la nature	6
1.1.1 Caractéristiques générales	6
1.1.2 Formation et cycle de vie	7
1.1.3 Impacts des cumulus sur le climat	10
1.2 La représentation des cumulus dans les Modèles de Circulation Générale (GCM)	11
1.2.1 Description générale et évolution des GCMs	11
1.2.2 Paramétrisation des cumulus dans un GCM	13
1.3 Problématiques liées à la représentation verticale des cumulus dans LMDz6	14
1.3.1 La représentation de la structure nuageuse verticale sous-maille	15
1.3.2 L'organisation nuageuse verticale inter-maille	16
1.4 Organisation de la thèse	17

L'intérêt pour la météorologie est ancien. Des phénomènes intrigant se produisent depuis toujours et laissent libre cours à l'imagination des Hommes. "Le ciel va nous tomber sur la tête" auraient même pensé certains en observant de gros nuages noirs à l'horizon. La météorologie est ancrée dans nos cultures et alimente nombre de dictons et de discussions du quotidien. Quoi de plus banal que de parler de la pluie et du beau temps ? Malgré tout, elle est longtemps restée composée de phénomènes assez peu connus, manquant significativement de moyens d'études.

C'est uniquement avec la révolution scientifique récente que l'on s'est mis à l'étudier systématiquement. Au cours du $XX^{ème}$ siècle, les connaissances géographiques, biologiques, physiques, mathématiques et enfin informatiques ont permis d'envisager le climat dans son ensemble, et non plus comme une combinaison d'événements aléatoires, locaux et indépendants les uns des autres. De l'étude empirique de phénomènes météorologiques pris individuellement, nous sommes passés à l'étude globale du climat sur Terre.

Avec des modèles à leurs débuts et devant un nombre incalculable de phénomènes couplés à prendre en compte, un débat caractéristique de la transition rapide qui a lieu opère. Si la météorologie est chaotique et donc par nature imprévisible à long terme, est-il vraiment possible de prédire de manière statistiquement fiable l'évolution du climat ? Tellement de phénomènes sont en interaction, et ces interactions sont parfois si complexe, que certains scientifiques doutent de ce fait. Dans son ouvrage *Science et Méthode*, Henri Poincaré explique :

"Pourquoi les météorologistes ont-ils tant de mal à prédire le temps avec quelque certitude ?

Pourquoi les chutes de pluies, les tempêtes elles-mêmes nous semblent-elles arriver au hasard, de sorte que bien des gens trouvent naturel de prier pour avoir la pluie ou le beau temps, alors qu'ils jugeraient ridicule de demander une éclipse par une prière ? [...] un dixième de degré en plus ou en moins en un point quelconque, le cyclone éclate ici et non pas là, et il étend ses ravages sur des contrées qu'il aurait épargnées. Si on avait connu ce dixième de degré, on aurait pu le savoir d'avance, mais les observations n'étaient ni assez serrées, ni assez précises, et c'est pour cela que tout semble dû à l'intervention du hasard."

(Henri Poincaré, *Science et Méthode*, Paris, 1908)

Avec le temps, une meilleure compréhension de phénomènes complexes, et des prévisions à très court terme désormais quasi-exactes, tout semble démontrer la faisabilité de l'exercice. Il apparaît finalement concevable de prédire l'évolution du climat à long terme, du moins d'un point de vue statistique.

Plusieurs composantes fondamentales sont indispensables à cette prévision. On compte parmi elles l'étude couplée de l'atmosphère, de l'océan et des surfaces terrestres. Ce couplage est indispensable lorsqu'on considère les interactions permanentes qui existent entre ces systèmes. Si, comme dans cette thèse, on s'intéresse de plus près à la partie "atmosphère" de ce trio, on constate que plusieurs points critiques sont encore à améliorer.

Le premier concerne les échanges de matière et d'énergie qui ont lieu dans la couche limite atmosphérique, c'est à dire la partie basse de l'atmosphère, rapidement et directement influencée par la surface terrestre.

Le second rassemble tout ce qui a trait au cycle de l'eau et aux échanges d'énergie et de matière associés.

Au sein de ce cycle long de plusieurs milliers d'années, les nuages, volatiles et très éphémères, jouent un rôle crucial, notamment de part leur omniprésence sur l'ensemble du globe. Ils impactent les échanges énergétiques dans l'atmosphère plus que n'importe quel autre système, autant au travers de leur interaction avec le rayonnement solaire visible et terrestre infrarouge, qu'au travers de la création et dissipation de chaleur latente qu'ils engendrent.

Les nuages sont aujourd'hui classés en 3 catégories :

- Les nuages hauts, dont la base se situe au delà de $5km$ en moyenne, comme les cirrus ou les nuages d'enclume.
- Les nuages moyen, dont la base se situe entre $2km$ et $5km$ en moyenne, comme les altocumulus ou les altostratus.
- Les nuages bas, situés entièrement dans la couche limite atmosphérique, comme les stratocumulus ou les cumulus.

Ces catégories ont été réalisées aux vues des propriétés caractéristiques de ces nuages influençant notamment le rayonnement, comme leur épaisseur optique, leur proportion d'eau et de glace ou encore leur température.

Dans une étude aujourd'hui bien connue, Bony and Dufresne (2005) démontrent que les nuages bas tropicaux sont une source majeure d'incertitude sur les prévisions climatiques à moyen et long terme. C'est pourquoi, dans cette thèse, nous portons principalement notre attention sur une catégorie de nuages appartenant à ce groupe : les cumulus tropicaux.

1.1 Les cumulus tropicaux dans la nature

1.1.1 Caractéristiques générales

Les cumulus appartiennent à la catégorie des nuages bas de couche limite. Ils ont une forme boursoufflée et, sur les continents, bourgeonnent souvent dans l'après-midi suite à la mise en place de cellules convectives par un échauffement du sol, formant des champs clairsemés et

éparses. Leur base se situe entre $400m$ et $2000m$ et ils ont une extension verticale caractéristique de quelques centaines de mètres. Ils engendrent occasionnellement de la pluie, mais sont plus généralement qualifiés de nuages de beau temps. On peut les classer en 3 catégories (Figure 1.1) :

- Cumulus humilis : Plus larges que hauts, nombreux et associés au beau temps.
- Cumulus mediocris : Aussi grands que hauts et mélangés à d'autres types de cumulus.
- Cumulus congestus : Plus hauts que larges et capables de produire de fortes précipitations.

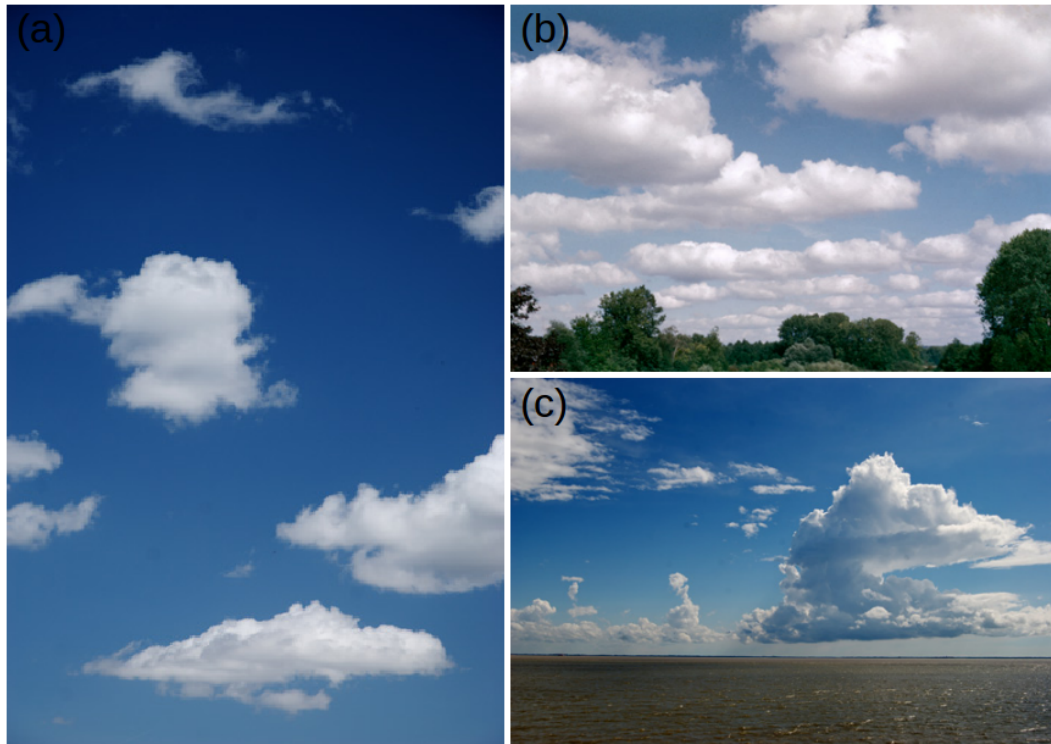


FIGURE 1.1 – (a) Cumulus humilis, (b) Cumulus mediocris et (c) Cumulus congestus. Issue du site internet de Météo-France.

S'ils existent largement sous des latitudes moyennes, Norris (1998a) et Norris (1998b) montrent leur prépondérance dans les zones tropicales, entre $30^{\circ}S$ et $30^{\circ}N$. Comme nous allons le voir, c'est sous ces latitudes que les conditions atmosphériques sont le plus propice à leur formation et qu'ils ont l'impact sur le climat le plus fort tout au long de l'année.

1.1.2 Formation et cycle de vie

Les cumulus prennent vie dans la couche limite atmosphérique suite à la mise en route, sous l'effet du chauffage solaire, de la convection peu profonde. Si les plus gros systèmes nuageux s'organisent sur des échelles de $100km$ à $1000km$, la convection peu profonde générant les cumulus relève, elle, de l'échelle kilométrique.

La convection peu profonde : Elle se déclenche suite à des instabilités de flottabilité entre des masses d'air voisines ; instabilités que l'on retrouve très fréquemment dans la couche limite terrestre. L'atmosphère, quasi-transparente, laisse passer en moyenne 70% du rayonnement solaire, le reste étant renvoyé par effet d'albédo dans l'espace. Sur ces 70%, un tiers est absorbé par les gaz présents dans l'atmosphère, tandis que le reste arrive à la surface et la chauffe. Lorsque le rayonnement infrarouge émit par la Terre n'est pas suffisamment efficace pour évacuer l'énergie solaire incidemment absorbée, la température au sol augmente et le gradient vertical de température engendré peut dépasser un gradient critique, appelé gradient adiabatique. Ce gradient

adiabatique représente le refroidissement que subit une parcelle d'air ascendante, sous la diminution seule de la pression, et donc sans aucun échange de chaleur. Il est d'environ $-10 K.km^{-1}$ pour l'air sec et $-6.5 K.km^{-1}$ pour l'air humide. Ainsi, sous l'effet d'un chauffage solaire fort et plus efficace que le refroidissement infrarouge terrestre, des instabilités de flottabilité se forment à la surface et se propagent dans les strates supérieures de la couche limite, vers la couche de mélange et la couche d'inversion (Figure 1.2).

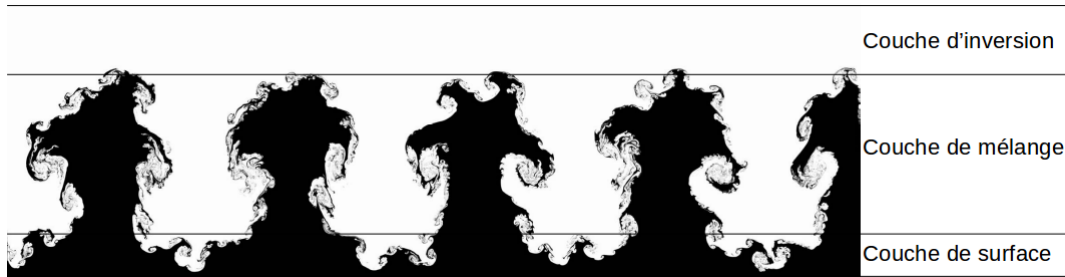


FIGURE 1.2 – Représentation de panaches d'air ascendant induits par des instabilités de flottabilité à la surface. Couche de surface : $\Delta z \sim 100m$, couche de mélange : $\Delta z \sim 300 - 800m$.

Le nombre de Rayleigh : Le nombre de Rayleigh permet de caractériser le déclenchement de ce phénomène en mesurant le rapport entre ces forces de flottabilité, qui tendent à faire monter ou descendre les parcelles d'air, indiquant leur instabilité intrinsèque, et les forces de diffusion thermique, qui tendent à égaliser les températures et à ainsi stabiliser les parcelles. Si l'on considère deux parcelles d'air dont la différence de température est $\Delta T [K]$ et séparées par une distance $L [m]$, le nombre de Rayleigh est défini par :

$$R_a = \frac{g\alpha\Delta TL^3}{\kappa\nu} \quad (1.1)$$

où $g [m.s^{-2}]$ est l'accélération de la pesanteur, $\alpha [K^{-1}]$ le coefficient de dilatation thermique volumétrique de l'air, $\kappa [m^2.s^{-1}]$ sa diffusivité thermique et $\nu [m^2.s^{-1}]$ sa viscosité cinématique. Pour un nombre de Rayleigh R_a supérieur au nombre de Rayleigh critique $R_{ac} \simeq 1700$, des cellules convectives se forment dans la couche de surface. Ce seuil est très souvent atteint dans des zones fortement chauffées par le soleil, sous les tropiques ou en été aux moyennes latitudes par exemple.

La couche limite convective : On peut caractériser la couche limite convective par trois couches superposées : la couche de surface, la couche de mélange et l'existence d'une couche d'inversion (Figure 1.2).

La couche de surface, d'une épaisseur caractéristique de $100m$, est très turbulente, ce qui assure un transport vertical de matière et d'énergie plutôt uniforme. L'humidité spécifique q_t et la température potentielle θ y décroissent de manière logarithmique. Les cellules convectives qui se forment sont alimentées par l'énergie dans cette couche de surface et s'organisent en panaches plus imposants appelés "thermiques".

Ces thermiques évoluent principalement dans la couche de mélange, s'étendant sur plusieurs centaines de mètres au dessus de la couche de surface. Ils sont responsables d'une majeure partie du transport vertical d'énergie et de matière et engendrent des profils de températures potentiels et d'humidité spécifique relativement constants.

Au delà de cette zone fortement convective, l'existence d'une couche d'inversion, caractéristique de la convection peu profonde, freine systématiquement les parcelles ascendantes en générant une flottabilité négative (Emanuel (1997)). L'air de cette couche, plus sec, plus chaud et moins

turbulent que dans les couches inférieures, peut provenir de subsidences ou de déplacements globaux des masses d'air alentours.

Lorsque des parcelles d'air humide sont transportées depuis le sol par les thermiques et se

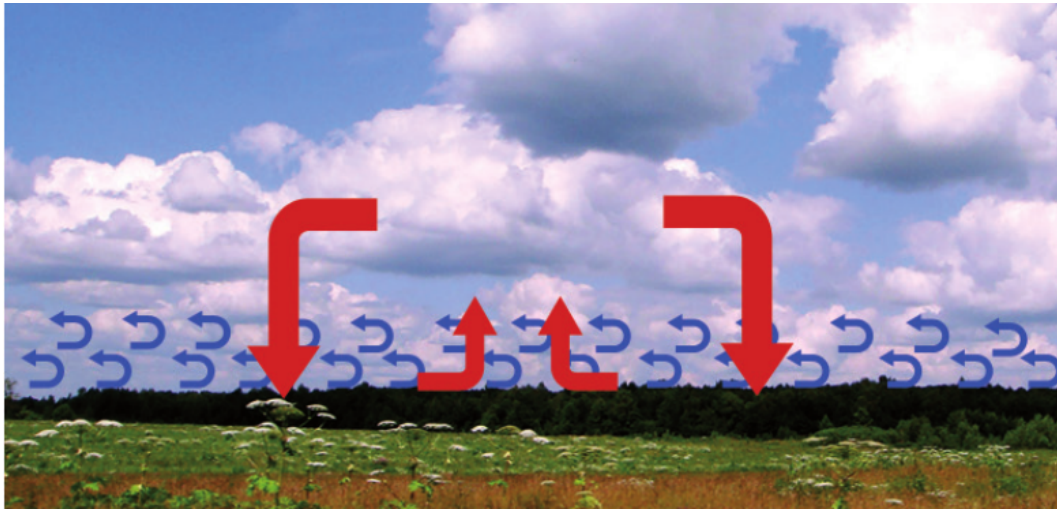


FIGURE 1.3 – Champs de cumulus sur lequel on représente la turbulence de petite échelle dans la couche de surface (en bleu) et l'organisation des thermiques et de zones de subsidence locales dans la couche de mélange (en rouge). Issu du chapitre 7 “Les paramétrisations physiques” de Jeandel (2017).

refroidissent sous l'effet de la détente adiabatique, elles saturent et forment des cumulus (Figure 1.3) (LeMone and Pennell (1976)). Les conditions optimales pour obtenir cette formation de cumulus sont réunies principalement en été, période à laquelle le déclenchement de la convection est facilité par un fort échauffement solaire, et dans les zones de subsidence, où on a la présence de couches limites d'inversion. Les cellules de Hadley (Figure 1.4) induisant de fortes subsidences dans les tropiques, elles en font un terrain idéal pour la convection peu profonde et la formation des cumulus.

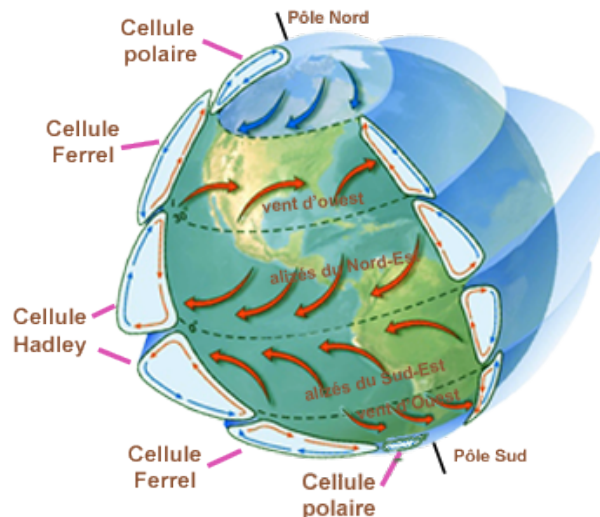


FIGURE 1.4 – Circulation générale atmosphérique (www.lavionnaire.fr).

1.1.3 Impacts des cumulus sur le climat

De part les conditions favorables mentionnées précédemment, les cumulus couvrent des surfaces conséquentes sur de grandes périodes de temps dans les tropiques. Leur présence a des conséquences fortes sur le bilan radiatif au sein de l’atmosphère.

Rayonnement SW et LW : Deux rayonnements principaux sont à considérer dans l’atmosphère terrestre. Le premier est le rayonnement solaire reçu par la Terre. Il s’agit d’un rayonnement dans le spectre visible, à courtes longueurs d’ondes, d’où son appellation de “Short Waves” (SW) en anglais. Le second est le rayonnement émis par la Terre vers l’espace, sous l’effet de sa température. Il s’agit d’un rayonnement infrarouge à grandes longueurs d’ondes, et est ainsi nommé “Long Waves” (LW) en anglais. Ces deux rayonnements se recouvrent peu, c’est à dire qu’ils opèrent en majorité dans des gammes de longueurs d’ondes disjointes. Il est donc aisé de mesurer les contributions SW issues du soleil et LW issues de la Terre lorsque l’on réalise un bilan radiatif dans l’atmosphère.

Bilan radiatif instantané : Les nuages ont un fort impact sur ce bilan radiatif, bien qu’il varie grandement selon les situations. Des nuages hauts comme les cirrus, composés principalement de glace, sont généralement peu couvrants et très froids. Leur albédo est donc faible et leur effet de serre très important : ils laissent en grande partie passer le rayonnement solaire SW et n’émettent qu’un rayonnement LW très faible vers l’espace comparé à celui qu’aurait émit la surface. Ils contribuent ainsi à réchauffer la Terre, avec un bilan radiatif en moyenne positif. Les nuages bas en revanche, stratocumulus en tête, suivis par les cumulus, sont couvrants et relativement chauds. Leur albédo est ainsi élevé et leur effet de serre faible : ils renvoient vers l’espace une grande partie du rayonnement solaire SW et, de part leur température, émettent un rayonnement LW vers l’espace peu différent de celui émit par la surface. Ils ont donc tendance à refroidir l’atmosphère de part un bilan radiatif globalement négatif.

Évolution du bilan radiatif : Au delà de ces bilans évalués à des instants donnés, ce qui intéresse la communauté scientifique est leur évolution au cours du temps dans un climat changeant. On parle alors de rétroactions nuageuses. La question est par exemple d’évaluer si un réchauffement de l’atmosphère verra l’effet refroidissant des nuages bas s’accroître, réduisant le changement en cours, ou à l’inverse s’affaiblir, risquant d’entraîner un accroissement des températures. Les nuages bas tropicaux sont à ce sujet très problématiques car leur formation est particulièrement liée à des phénomènes de turbulence de petite échelle difficilement simulés par les modèles. Bretherton (2015) suggère que, pour ces types de nuages, quatre mécanismes contribuent à modifier le bilan radiatif :

- Une réduction “thermodynamique” de la couverture nuageuse suite à un réchauffement de la colonne océan-atmosphère,
- Une réduction “radiative” de la couverture nuageuse suite à l’augmentation de l’émissivité du CO_2 et de l’ H_2O atmosphérique,
- Une augmentation de la couverture nuageuse suite à une stratification plus “stable” de la basse troposphère,
- Une augmentation “dynamique” de la couverture nuageuse suite à une diminution des subsidences.

Si ces mécanismes entrent constamment en compétition, la réduction de la couverture nuageuse domine dans l’ensemble, indiquant une rétroaction positive dans le rayonnement SW : dans une atmosphère en réchauffement, les nuages bas tropicaux ne feront qu’accroître les températures. Ce résultat est cohérent avec ce que suggéraient Tselioudis and Rossow (1994) et Bony et al. (1997) suite à des observations satellite.

La complexité et le nombre de processus à prendre en compte fait de l'étude de la rétroaction nuageuse un défi conséquent, au cœur des préoccupations actuelles. D'autant que les modèles climatiques de prévision peinent encore à représenter correctement tous ces processus avec précision, comme en témoigne la variabilité des prévisions dans le temps d'un modèle à l'autre mentionnée par Bony and Dufresne (2005). Pour comprendre cette sensibilité critique, il faut se plonger dans la manière dont sont représentés les nuages, principalement ici les nuages bas, dans les Modèles de Circulation Générale (GCM).

1.2 La représentation des cumulus dans les Modèles de Circulation Générale (GCM)

1.2.1 Description générale et évolution des GCMs

L'idée de simuler l'évolution du climat par des modèles mathématiques et de prévoir le temps remonte aux années 1920 et au travail de Lewis Fry Richardson. Cependant, les moyens technologiques de l'époque, notamment l'absence d'ordinateur, limitaient grandement les recherches. Suite à un échec d'une de ses tentatives de prévision, on raconte que Richardson aurait un jour estimé que la tâche nécessiterait environ 30000 "calculateurs", c'est à dire 30000 personnes formés au calcul (à la main), travaillant nuit et jour, pour pouvoir réaliser une prédiction en temps réelle du temps du lendemain.

Naissance et évolution des GCMs : C'est seulement dans les années 1960 que Manabe et al. (1965) réalisèrent les toutes premières simulations numériques globales du climat. A ce moment là, seule l'atmosphère était prise en compte dans les simulations. Cependant, la simulation de son évolution sur quelques dizaines voire centaines d'années posa dès le début de nombreux problèmes techniques. A ces échelles de temps, la forte capacité calorifique de l'océan influe largement sur l'évolution de l'état de l'atmosphère, et les modèles climatiques atmosphériques (AGCM) durent inclure une composante représentant la circulation océanique (OAGCM) et prendre en compte les interactions de ces deux milieux (Manabe et al. (1975)). Petit à petit, grâce à des observations plus nombreuses et précises combinées à une volonté de complexifier les modèles et à une puissance informatique croissante, d'autres phénomènes physiques importants furent inclus dans ces modèles. On y retrouve à titre d'exemple les paramétrisations de Smagorinsky (1963) et Deardorff (1972a) sur la turbulence de couche limite et ses interactions sur les surfaces continentales et océaniques ; celles de Arakawa and Schubert (1974), qui développèrent un code permettant la prise en compte de la convection, de la formation des nuages et des interactions avec la grande échelle ; de Young (1974) et Lin et al. (1983), qui travaillèrent sur des schémas de microphysiques prenant en compte notamment les différents états de l'eau dans la représentation des précipitations ; ou encore de Morcrette (1991), qui améliora le code radiatif.

Une organisation internationale : Alors que les chercheurs s'organisaient dans différents pays pour développer des modèles toujours plus performants, les alertes continues sur l'élévation de la concentration en CO_2 atmosphérique, comme celle de Keeling (1960), poussèrent les institutions internationales à se pencher sur l'attitude à adopter face au changement climatique. En 1980, le Programme Mondial de Recherche sur le Climat (PMRC) fut créé pour coordonner les travaux de recherche sur les principes fondamentaux et le fonctionnement du climat, et quantifier les impacts des activités humaines. Il fait partie de l'Organisation Météorologique Mondiale et se veut purement scientifique. Quelques années plus tard en 1988, le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) fut créé dans un

cadre plus politique, et a pour objectif de produire de manière régulière des rapports collectifs scientifiques sur le changement climatique en cours. Depuis, il en a fourni successivement 5 à raison de un tout les 6 ou 7 ans en moyenne, chacun divisés en 3 parties, traitant :

- (1) des principes physiques sous-jacents au changement climatique.
- (2) des impacts, de la vulnérabilité et de l'adaptation à avoir face à ces changements.
- (3) des moyens de les atténuer.

Ces différentes composantes du 6^{ème} et prochain rapport du GIEC doivent paraître successivement entre 2020 et 2022.

Le projet CMIP : Pour donner plus de poids aux prévisions des scientifiques, en augmentant sensiblement leur qualité, des exercices de comparaisons des résultats des différents modèles climatiques furent instaurés à partir de 1995 sous le nom de CMIP (Coupled Model Inter-comparison Project) (Meehl et al. (2000)). Les quelques dizaines de GCM développés autour du monde étant développés plus ou moins indépendamment les uns des autres, ils représentent la dynamique climatique et les phénomènes physiques associés parfois très différemment. Les résultats issus de ces modèles sont donc en grande partie décorrélés. Ainsi, les simulations réalisées à chaque phase du projet CMIP permettent à la fois de quantifier la dispersion sur les tendances observées, mais aussi de distinguer les tendances robustes, qui sont invariantes ou presque entre les modèles, des tendances plus incertaines.

Des tendances incertaines : L'une de ces tendances incertaines concerne la Sensibilité Climatique à l'Équilibre (ECS), définie par Manabe and Wetherald (1967) comme le changement de température moyenne de surface consécutive à un doublement de la concentration en CO_2 atmosphérique. Lors du dernier rapport du GIEC publié en 2013, la plage de variation de ces températures s'étalait de $+2^{\circ}C$ à $+4.8^{\circ}C$, avec une moyenne à $+3.1^{\circ}C$ (Figure 1.5 (a)). Cette plage de variation n'a que peu évolué depuis le précédent rapport du GIEC (Figure 1.5 (b)), bien que Boucher et al. (2013) aient montré que des améliorations ont eu lieu sur la compréhension de certaines rétroactions nuageuses (Figure 1.6).

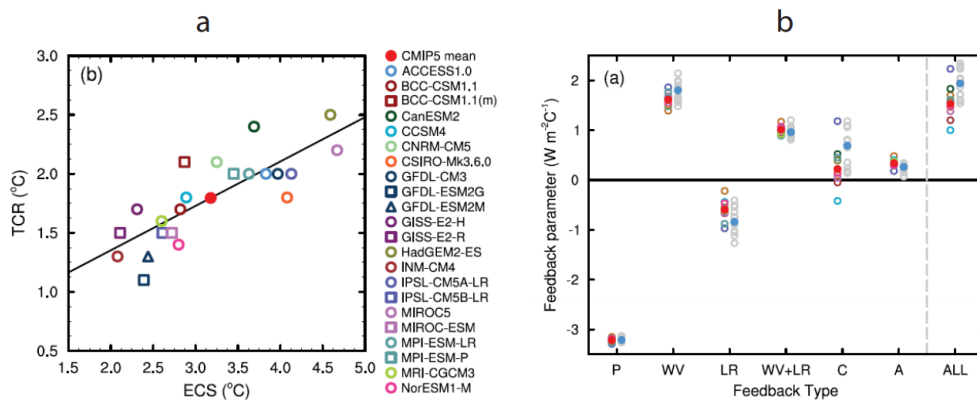


FIGURE 1.5 – (a) Réponse Climatique Transitoire (TCS) en fonction de l'ECS pour les modèles CMIP5. (b) Amplitude des différents types de rétroactions nuageuses pour un scénario $4 * CO_2$ dans les modèles CMIP3 (gris) et CMIP5 (couleurs) : Rayonnement de Planck (P), Vapeur d'eau (WV), Gradient vertical de température (LR), WV+LR, Nuages (C), Albédo (A), Total sans le rayonnement de Planck (ALL) (Flato et al. (2013)).

Ainsi, comme nous l'avons déjà mentionné, les processus nuageux sont bien centraux dans les incertitudes constatées lors les exercices CMIP, et mentionnées dans les rapports du GIEC. Or, si dans les modèles climatique actuels il est assez largement admis que la dynamique de l'atmosphère est représentée de manière fiable, certains aspects ayant trait aux paramétrisations

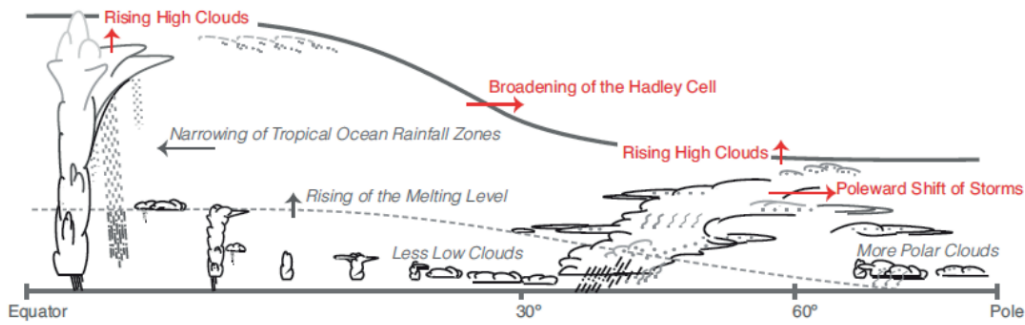


FIGURE 1.6 – Coupe latitudinale illustrant les rétroactions nuageuses robustes (rouge) et plus incertaines (grises) consécutives à un réchauffement. Issu du chapitre 7 du Groupe de Travail 1 du GIEC (Boucher et al. (2013)).

des processus physiques sont plus communément remis en cause. Il convient donc de comprendre ce qu’est une paramétrisation, et comment sont paramétrisés les processus permettant la représentation des nuages bas, plus particulièrement ici des cumulus, dans les GCMs.

1.2.2 Paramétrisation des cumulus dans un GCM

Comme exposé précédemment, les cumulus résultent de la condensation d’eau au sommet des thermiques, initiés dans la couche limite atmosphérique par la convection peu profonde (Figure 1.3). Ils se forment et évoluent typiquement à une échelle kilométrique et leur cycle de vie est de l’ordre de quelques heures. Pour comprendre la manière dont on les représente dans les GCMs, il convient de comprendre comment fonctionnent les modèles climatiques et la manière dont ils prennent en compte les différentes échelles spatiales et temporelles.

Les échelles d’un GCM : Dans les GCMs, la méthode utilisée pour prévoir l’évolution du climat est d’intégrer dans l’espace et dans le temps les équations décrivant l’état de l’écoulement atmosphérique. Grâce à ces équations dites primitives, renseignées et développées dans l’Annexe 7.1, il est possible d’évaluer les variables d’états du modèle, comme la température T , la pression P , le vent \vec{u} ou encore l’humidité spécifique q_t , à chaque pas de temps, dans des volumes ou des “mailles” de contrôle couvrant l’ensemble de l’atmosphère. A l’intérieur de ces mailles, seule une valeur moyenne des variables d’état est connue, censée être représentative de l’état de l’atmosphère au moment considéré. Les ordinateurs ayant une capacité de mémoire finie, les échelles spatiales (la taille des mailles) et temporelles (le pas de temps du modèle) qu’ils peuvent représenter sont nécessairement limitées.

En ce qui concerne le GCM utilisé dans ce travail de thèse, il est développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) à Paris et est appelé LMDz. La version actuelle de ce modèle faisant partie de l’exercice d’inter-comparaison CMIP6, on le note LMDz6. A noter qu’au début de cette thèse, cette version n’était pas encore finalisée, et que le travail était réalisé sur LMDz β 6, une version améliorée de LMDz5B présenté dans Hourdin et al. (2013). Tout comme bon nombre de modèles actuels, LMDz6 a une résolution temporelle typique d’environ 10mn, des mailles de 50km à 300km de côté selon la résolution choisie et la latitude, et une épaisseur variable selon l’altitude allant de 50m à 5km (Figure 1.7).

Paramétrisations et Cumulus : On constate que les cumulus sont, eux, entièrement contenus dans les mailles de GCM, et qu’ils ne sont donc pas explicitement résolus. Pour malgré tout obtenir une bonne représentation de leurs propriétés, on paramétrise les processus “sous-maille”

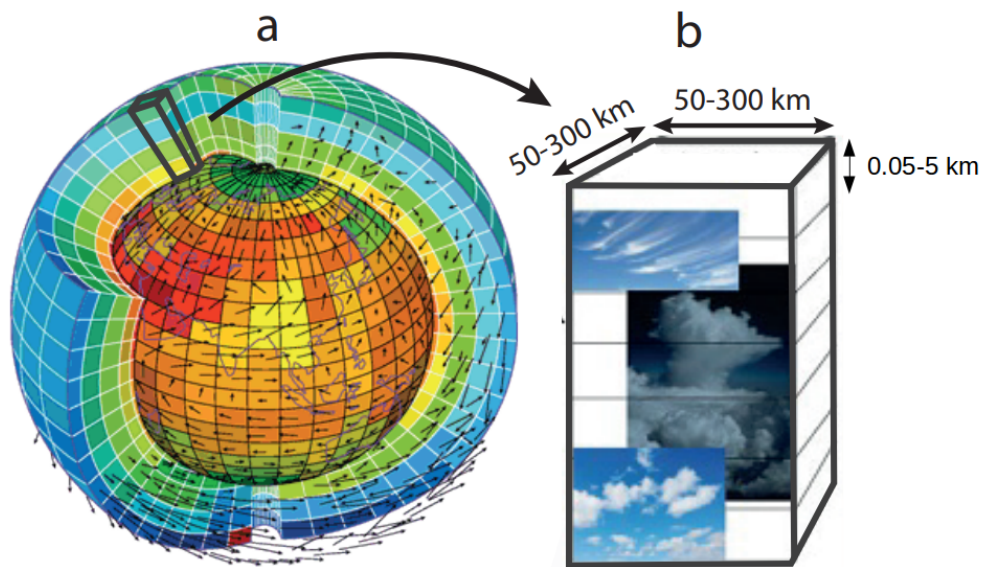


FIGURE 1.7 – (a) Représentation de l’atmosphère découpée en mailles latitude-longitude (Laurent Fairhead, IPSL). (b) Maille typique d’un GCM avec ses processus sous-maille associés. Figure inspirée de la thèse de David Coppin (LMD).

essentiels à leur existence, comme la turbulence de petite échelle ou la convection peu profonde. Ainsi, comme mentionné par *F.Hourdin* dans le chapitre 7 de Jeandel (2017) :

“L’objet d’une paramétrisation physique est de représenter l’impact d’un processus particulier sur l’évolution temporelle des variables d’état du modèle, à savoir les valeurs moyennes de la température, de l’humidité ou du vent. Cette paramétrisation repose sur une description approximative des caractéristiques moyennes de ce processus au sein d’une colonne du modèle.

Cette description fait intervenir de nouvelles équations mathématiques qui font elle-même intervenir de nouvelles variables internes à la paramétrisation, qui caractérisent l’état du processus : intensité de la turbulence dans une maille du modèle, fraction de la maille couverte par des nuages...”

Ainsi, pour représenter les propriétés sous-mailles non-résolues des cumulus, résultant du processus de condensation d’eau en sommet des thermiques, des paramétrisations physiques évaluent dans le temps des grandeurs comme la fraction des thermiques α au sein d’une maille, le taux d’entraînement d’air ϵ à la base des thermiques, le taux de déentraînement δ au sommet des thermiques, la quantité d’eau q_c qui condense sous-maille ou encore la fraction nuageuse CF . Toutes ces nouvelles variables, internes aux paramétrisations, sont à différencier des variables d’état du modèle dans le sens où elles résultent d’approximations statistiques faites à l’échelle des mailles, et ont une portée généralement plus limitée dans le GCM.

1.3 Problématiques liées à la représentation verticale des cumulus dans LMDz6

Au moment de débiter cette thèse, plusieurs paramétrisations sous-mailles de différents processus physiques permettaient de représenter les cumulus dans le GCM LMDz. On compte parmi elles la paramétrisation de la diffusion turbulente de petite échelle (10m à 100m), la paramétrisation des thermiques (400m à 4km) ou encore le schéma de nuages évaluant la quantité d’eau qui condense ainsi que la fraction nuageuse sous-maille. Si toutes ces paramétrisations

concourent à une représentation fidèle des cumulus, elles se basent également sur certaines hypothèses et négligent nécessairement certains aspects physiques. Des études comme celles de Zhang et al. (2005) ou de Nam et al. (2012), qui se basent sur des observations satellites et des simulations de plusieurs GCMs ayant participé au projet CMIP5, montrent que la plupart des GCMs actuels partagent deux erreurs qui tendent à se compenser. Les schémas de nuages sous-estiment globalement la fraction des nuages bas, et les schémas de rayonnements sur-estiment leur épaisseur optique ou leur réflectance. Ce biais général est connu sous le nom de “Too Few, Too Bright”, et on peut l’observer sur la Figure 1.8 obtenue grâce à des observations issues des satellites MODIS et CALIPSO de l’A-Train, la constellation de satellites Franco-Américains dédiés à l’observation de la Terre, et à des versions successives du GCM LMDz.

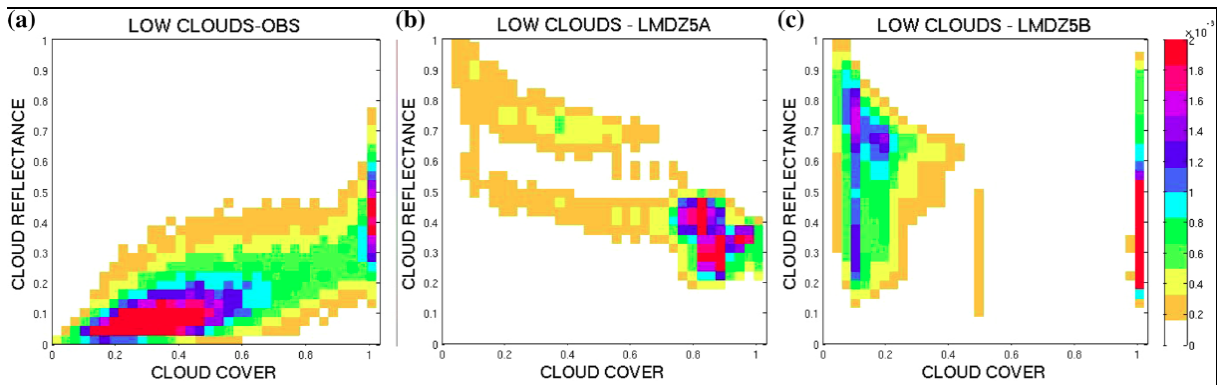


FIGURE 1.8 – Histogrammes 2D de valeurs instantanées de couvertures nuageuses totales versus de cloud-reflectances pour des nuages bas au dessus des océans tropicaux. Les couleurs représentent des fréquences d’occurrence. (a) Données issues d’observations satellites (Réflectance nuageuse=MODIS-250m et Fraction nuageuse=CALIPSO-GOCCP) regroupées en mailles de $2^\circ \times 2^\circ$, proches de la taille des mailles de GCM. Issu de Konsta et al. (2016). (b) Données issues du GCM LMDz5A. (c) Données issues du GCM LMDz5B.

On voit sur les histogrammes (b) et (c) Figure 1.8 que les deux versions LMDz5A et LMDz5B génèrent :

- Trop de zones faiblement couvertes et à forte cloud-réflectance ($0 < cloudcover < 0.2$ et $0.2 < cloud - reflectance < 1$)
- Pas du tout de zones faiblement couvertes et à faible cloud-réflectance ($0 < cloudcover < 0.2$ et $0 < cloud - reflectance < 0.2$)
- Peu ou pas de zones à couverture et cloud-réflectance intermédiaire ($0.2 < cloudcover < 0.8$ et $0.1 < cloud - reflectance < 0.5$)

Par la suite, Konsta et al. (2012) met en évidence à travers des observations satellites un lien étroit entre l’épaisseur optique (ou la réflectance), la fraction et l’altitude du sommet des nuages de couche limite : la réflectance des nuages bas augmente en premier lieu lorsque ceux-ci se développent verticalement et en second lieu lorsqu’ils se développent horizontalement. Il apparaît donc primordial de représenter avec le moins d’approximations possibles la structure 3D des nuages à toutes les échelles possibles tant cette structure conditionne fortement les propriétés nuageuses et impacte les prévisions.

1.3.1 La représentation de la structure nuageuse verticale sous-maille

Nous nous sommes donc penchés sur les hypothèses faites dans la manière dont est représentée la structure nuageuse à différentes échelles, en commençant par l’échelle sous-maille.

On rappelle qu'à cette échelle, aucune géométrie n'existe dans le GCM. La structure nuageuse sous-maille est donc étudiée sur des champs nuageux observés ou modélisés avec des modèles plus fins, et le schéma de nuage du GCM a pour objectif de synthétiser ces informations et de prédire des fractions nuageuses et des contenus en eau réalistes.

L'une des hypothèses réalisées jusqu'alors est de négliger l'épaisseur des mailles du modèle dans le schéma de nuage, c'est à dire de considérer les champs de nuages sous-maille comme hétérogènes uniquement horizontalement. Cette hypothèse découle de l'une des hypothèses générales faites en modélisation de l'atmosphère, dite "hypothèse d'atmosphère fine", dont les implications sont présentée en Annexe 7.1, et qui stipule que :

*“Le fluide [écoulement atmosphérique] est contenu dans une surface sphérique de rayon a et d'épaisseur nulle. Cela n'empêche pas qu'il existe, à l'intérieur du fluide, une coordonnée verticale qui, du fait de l'hypothèse hydrostatique, peut être choisie comme étant la pression.
(Olivier Talagrand, ENS).”*

Si l'on s'autorise à considérer l'atmosphère comme infiniment fine pour simplifier les équations primitives de l'écoulement et être capables de les résoudre, pourquoi ne pas en faire de même avec les mailles du GCM et négliger leur épaisseur ? D'autant plus que si l'on se penche plus précisément sur ces mailles, on remarque que leur extension horizontale excède leur extension verticale d'un facteur 100 environ (voir Figure 1.7).

Or, comme le fait remarquer Del Genio et al. (1996), cette hypothèse simplificatrice a des conséquences sur la représentation de la structure verticale sous-maille des nuages dans les GCMs, qui est ainsi supposée implicitement homogène. Une maille de GCM est alors considérée par les paramétrisations physiques comme étant soit entièrement nuageuse soit entièrement claire verticalement, sans qu'aucun entre-deux n'existe (voir Figure 1.9).

Pourtant, des études portant sur des scènes nuageuses variées, comme celle de Brooks et al. (2005), ou plus spécifiquement sur les cumulus celle de Neggers et al. (2011), montrent qu'à l'échelle d'une maille de GCM, la structure des cumulus peut présenter de fortes hétérogénéités verticales. Ainsi, la couverture nuageuse projetée verticalement peut être jusqu'à 30% supérieure à la fraction nuageuse calculée volumiquement au sein d'une maille de GCM.

Nous nous sommes alors demandés s'il était possible de prendre en compte cette hétérogénéité verticale sous-maille des nuages dans LMDz6, et les impacts que cela aurait sur le bilan radiatif.

1.3.2 L'organisation nuageuse verticale inter-maille

Par ailleurs, si les cumulus ne sont pas les nuages les plus étendus verticalement, leur extension verticale peut quand-même avoisiner les quelques kilomètres et alors surpasser nettement la dimension verticale des mailles de GCM (voir Figure 1.7). Modéliser ces cumulus nécessite donc d'imposer un recouvrement le plus réaliste possible des fractions nuageuses calculées dans des mailles d'une même colonne atmosphérique.

Sur la base d'observations, Geleyn and Hollingsworth (1979) et par la suite Hogan and Illingworth (2000) ont proposé différentes paramétrisations de ce processus de recouvrement, des "schémas de recouvrements", qui permettent d'évaluer la manière optimale de faire se chevaucher les fractions nuageuses de mailles verticalement successives dans différentes conditions (voir Figure 1.9). Si le schéma de Hogan and Illingworth (2000) est aujourd'hui le plus couramment utilisé, il repose sur la prescription d'un paramètre d'ajustement déduit d'observations qui est très dépendant des conditions atmosphériques locales. Un des enjeux actuels à ce sujet est donc de prescrire la valeur de ce paramètre permettant le recouvrement nuageux le plus réaliste en chaque point du globe et à chaque instant.

Or, avec la représentation sous-maille verticalement hétérogène que nous souhaitons mettre en

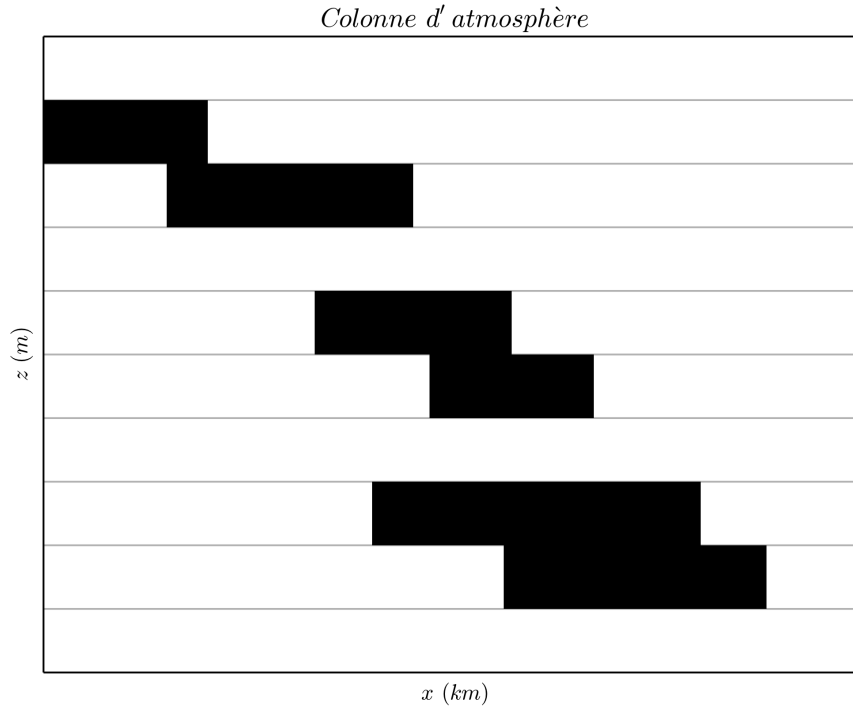


FIGURE 1.9 – Représentation des mailles d’une colonne d’atmosphère dans un GCM. Les nuages sont représentés en noir. Sous-maille : homogénéité verticale des nuages et de leur propriétés. Inter-maille : recouvrement des fractions nuageuses à déterminer.

place en première partie, nous verrons qu’il devient possible d’ajuster ce paramètre en tout point du globe, à tout instant et de manière interactive. Pour ce qui concerne les nuages bas, les fractions nuageuses sous-maille doivent ainsi pouvoir se recouvrir de manière optimale par rapport à la configuration atmosphérique locale.

Reste alors à vérifier la faisabilité d’implémenter ce schéma dans la pratique, et à évaluer quels seraient alors les impacts de ce modèle de recouvrement dans la représentation des cumulus de LMDz6.

1.4 Organisation de la thèse

Afin d’aborder les deux thèmes majeurs de cette thèse, comme introduit dans les sections 1.3.1, et 1.3.2, nous allons tout d’abord présenter en détails dans le chapitre 2 la manière dont est paramétrée la couche limite turbulente et les moyens que nous utilisons pour l’étudier. Nous introduisons en section 2.1 ce que sont les modèles à haute résolution appelés “LES”, qui nous servent dans cette thèse de moyens d’études de la basse atmosphère, avant de présenter en section 2.2 la paramétrisation de la couche limite turbulente actuellement en place dans LMDz6.

Par la suite, le chapitre 3 porte sur l’amélioration de la représentation de la structure nuageuse sous-maille dans le LMDz6. En section 3.1, nous détaillons le fonctionnement du schéma statistique de nuage actuel, qui, couplé à la paramétrisation de la couche limite turbulente, permet d’évaluer les fractions nuageuses et l’eau condensée sous-maille. En section 3.2, nous présentons les améliorations faites à ce schéma de nuage afin qu’il prenne en compte l’hétérogénéité verticale sous-maille des fractions nuageuses pour les nuages bas.

Enfin, le chapitre 4 expose le travail réalisé sur l’amélioration du schéma de recouvrement des

fractions nuageuses inter-maïlles. La section 4.2 introduit les schémas proposés jusqu'alors par différents auteurs, les compare et justifie le choix que nous faisons d'en privilégier un en particulier. En partie 4.3, nous expliquons la manière dont nous utilisons la cohérence entre le schéma de nuage sous-maille et ce schéma de recouvrement, qui œuvrent a priori à des échelles différentes, pour améliorer ce schéma. Enfin, les sections suivantes de ce chapitre testent la sensibilité de notre paramétrisation à différents paramètres et offrent des pistes de réflexion sur les résultats obtenus.

Chapitre 2

Couche limite turbulente : moyens d'étude et paramétrisation

Contents

2.1	Utilité d'un modèle haute résolution : l'apport des LES	20
2.1.1	Intérêt et caractéristiques générales des LES	20
	L'énergie turbulente aux petites échelles spatiales	20
	DNS : une méthode trop coûteuse	21
	LES : un compromis multi-échelle	22
2.1.2	Le modèle Méso-NH	22
2.1.3	Cas de cumulus étudiés	24
2.2	Paramétrisation de la couche limite turbulente	26
2.2.1	Le schéma diffusif classique	27
2.2.2	Schéma en flux de masse : le modèle du thermique	29
2.2.3	Paramétrisation des taux de mélange	30
	Paramétrisation du taux d'entraînement ϵ	31
	Paramétrisation du taux de déentraînement δ	32
2.2.4	Les LES comme moyen de calibrer les paramétrisations	33
	Caractérisation des thermiques dans les LES	33
	Calibration du modèle du thermique	35

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, les cumulus prennent vie dans la couche limite atmosphérique. L'échauffement du sol par le rayonnement solaire induit des instabilités dans la couche de surface, les masses d'air s'élèvent sous forme de panaches thermiques dans la couche de mélange puis freinent dans la couche d'inversion. L'humidité transportée depuis le sol condense en arrivant dans un environnement plus froid, ce qui crée des cumulus.

Pour comprendre comment améliorer la représentation des cumulus dans le GCM LMDz6, il est important de comprendre la manière dont est représentée la couche limite turbulente, qui est l'environnement dans lequel ils se forment. Pour cela, nous allons dans un premier temps, en section 2.1, introduire les moyens d'étude utilisés pour développer les paramétrisations dans la couche limite, avant dans un second temps, en section 2.2, de détailler ce qu'est le modèle du thermique, paramétrisation clé au sein de cette couche limite.

2.1 Utilité d'un modèle haute résolution : l'apport des LES

Pour apprendre à connaître de manière fine des processus méso-échelle comme le cycle de vie des thermiques, et ainsi être capable de les modéliser, plusieurs options sont possibles.

La première méthode, la plus naturelle, est l'observation de ces processus in-situ. Diverses grandeurs physiques peuvent être mesurées par radar, lidar, satellites, avion, lâché de ballons ou encore radio-sondages, et être analysées dans l'objectif de comprendre les mécanismes en jeu. Cette méthode est coûteuse mais nécessaire, car elle est la base de notre connaissance du fonctionnement du climat en général.

D'autres méthodes existent pour aider au développement des paramétrisations dans les GCMs. Elles consistent à utiliser des modèles à plus haute résolution spatiale que celle des GCMs, bien que sur des domaines plus restreints, et à ainsi simuler de manière fine les phénomènes entrant en jeu dans les processus étudiés. Ces modèles "petite-échelle" ou "méso-échelle" sont nombreux et variés, et ont eux-mêmes été calibrés sur des modèles plus fins ou directement sur des observations.

Les modèles régionaux, comme le modèle AROME développé par Météo France pour les prévisions à court terme, fonctionnent aujourd'hui avec des résolutions de l'ordre du kilomètre. A cette résolution, les processus générant la convection peu profonde ne sont pas tous explicitement résolus et doivent, tout comme dans les GCMs, être paramétrés. Bien qu'ils puissent apporter une aide pour le développement des paramétrisations dans les GCMs, ce n'est pas vers ce genre de modèle que l'on se tourne ici afin de calibrer nos paramétrisations.

En regardant vers les modèles les plus précis, on pourrait envisager de réaliser des simulations directes ("Direct Numerical Simulation" en anglais (DNS)) qui résolvent explicitement les équations primitives de l'écoulement atmosphérique, présentées en Annexe 7.1. Avec ces méthodes, l'ensemble de l'écoulement est calculé explicitement, ce qui assure de simuler tous les phénomènes d'un processus particulier, dont l'entraînement et le déentraînement dans les thermiques par exemple. Ce type de simulation est cependant inenvisageable aujourd'hui sur des domaines méso-échelles, car bien trop coûteux en mémoire et en temps de calcul. Nous détaillerons pourquoi dans la section suivante (2.1.1).

Nous allons donc nous tourner vers un type de simulation intermédiaire : la simulation des grands tourbillons, "Large Eddy Simulation" en anglais (LES). Il s'agit d'une méthode de simulation numérique qui permet le calcul d'écoulements sur des domaines méso-échelle ($10km - 100km$) avec une résolution suffisante pour capturer les subtilités qui nous intéressent ($10m - 50m$), le tout à un coût informatique raisonnable.

2.1.1 Intérêt et caractéristiques générales des LES

L'énergie turbulente aux petites échelles spatiales

Selon la théorie de Richardson (1922) formalisée par Kolmogorov (1941), l'énergie cinétique turbulente massique $e [m^2.s^{-2}]$ dans un fluide est apportée par des forces extérieures agissant sur le fluide. Cela crée de la turbulence grande échelle et forme des "grands tourbillons" (domaine de production de la turbulence). Par des processus dynamiques, ces grands tourbillons se brisent en tourbillons plus petits, qui eux-mêmes se brisent à leur tour. L'énergie des grands tourbillons se transmet donc vers les plus petits de manière auto-similaire, c'est à dire de manière identique à chaque échelle considérée (domaine inertiel). En arrivant aux tourbillons les plus petits, le frottement visqueux devient prépondérant devant la perte dynamique, et l'énergie restante finit de se dissiper (domaine de dissipation). Ces processus et échelles caractéristiques sont représentés sur la Figure 2.1.

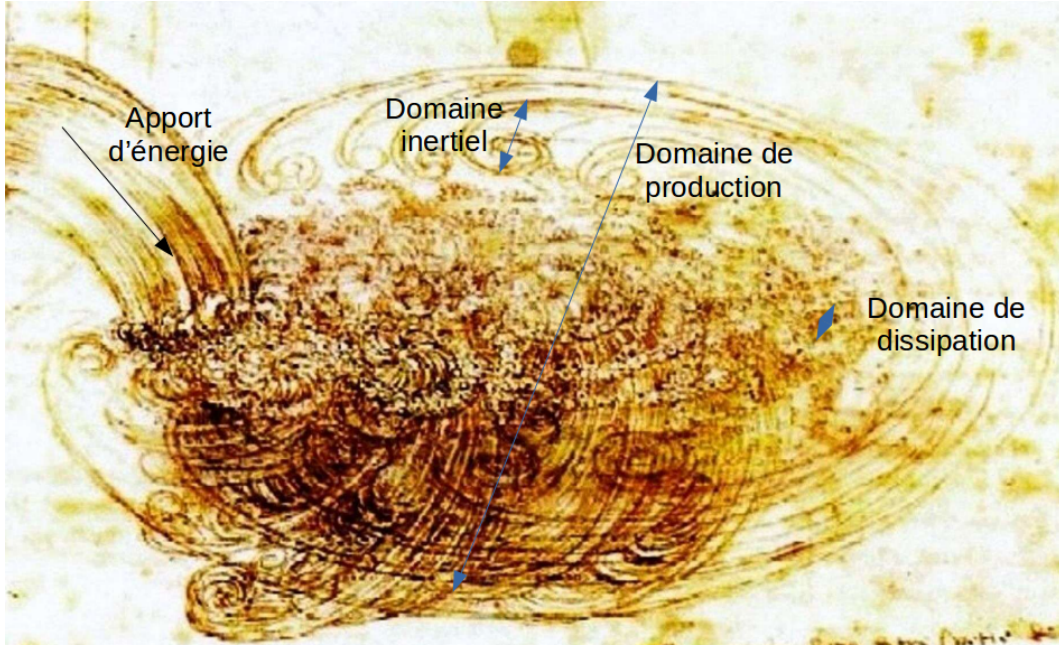


FIGURE 2.1 – Processus et échelles caractéristiques des tourbillons selon la théorie de Kolmogorov (1941). Dessin original de Léonard De Vinci réalisé aux alentours de 1500.

Si l'on formalise ces processus de turbulence, on peut écrire le taux de dissipation d'énergie $\tau [m^2.s^{-3}]$ dans un fluide incompressible (souvent noté ϵ dans la littérature) selon la relation suivante :

$$\tau = 2\nu \int_0^{\infty} \kappa^2 e_{\kappa}(\kappa) d\kappa \quad (2.1)$$

où $\nu [m^2.s^{-1}]$ est la viscosité cinématique du fluide, $\kappa [m^{-1}]$ le nombre d'onde et $e_{\kappa} [m.s^{-2}]$ l'énergie cinétique turbulente de cette échelle spatiale $\frac{1}{\kappa}$. On remarque alors que les petits tourbillons, caractérisés par des nombres d'onde κ grands, contribuent fortement à la dissipation d'énergie, et qu'ils ne peuvent pas être négligés sous prétexte que leur taille est restreinte.

DNS : une méthode trop coûteuse

En se référant toujours à la théorie de Richardson, le domaine de dissipation commence pour un nombre de Reynolds voisin de l'unité : $R_e = \frac{L_c u_c}{\nu} \sim 1$, où $u_c [m.s^{-1}]$ est la vitesse caractéristique du fluide et $L_c [m]$ la taille caractéristique des tourbillons dans ce domaine de dissipation. Pour une viscosité cinématique de l'air estimée à $\nu = 10^{-5} m^2.s^{-1}$ et une vitesse du fluide de $u_c = 10^{-2} m.s^{-1}$, on obtient alors une taille caractéristique des tourbillons de $L_c = 10^{-3} m$. Il faut donc résoudre explicitement des tourbillons d'une taille caractéristique approximative de $L_c = 1 mm$ pour représenter exactement les propriétés turbulentes de l'air atmosphérique. En considérant que les structures cohérentes méso-échelle comme les thermiques jouent un rôle sur toute la hauteur de la couche limite, c'est à dire sur les 4 ou 5 premiers kilomètres de l'atmosphère, il faudrait alors envisager un maillage composé de $N = (4.10^6)^3 = 64.10^{18}$ points de grille pour effectuer une DNS physiquement réaliste. C'est actuellement impossible compte tenu de la capacité de mémoire et de calcul des ordinateurs.

LES : un compromis multi-échelle

Les LES contournent ce problème de résolution des très petites échelles de l'écoulement en les filtrant, c'est-à-dire en ne simulant de manière explicite que des échelles de l'ordre de la dizaine de mètres au minimum, et en représentant de manière statistique les phénomènes de taille inférieure. Pour notre étude, nous avons utilisé des LES d'une résolution tridimensionnelle de $(25m)^3$. Avec une telle discrétisation de l'espace, le domaine précédant s'étendant sur un cube de $(4km)^3$ est résolu par $\sim 4.10^6$ cellules LES. Ce nombre, à mettre en relief avec les 64.10^{18} cellules nécessaires à une DNS, est aujourd'hui acceptable pour de bons calculateurs. Ainsi, bien que moins fines que les DNS, les LES restent malgré tout des simulations à haute résolution spatiale, et permettent d'avoir accès à la représentation explicite souhaitée des propriétés méso-échelles de domaines kilométriques. On peut voir sur la Figure 2.2 à quoi ressemble la différence entre la simulation d'un écoulement par une DNS et par une LES. On voit, comme expliqué précédemment, que bien que les petites structures ne soient pas explicitement résolues, les grands tourbillons sont bien représentés.

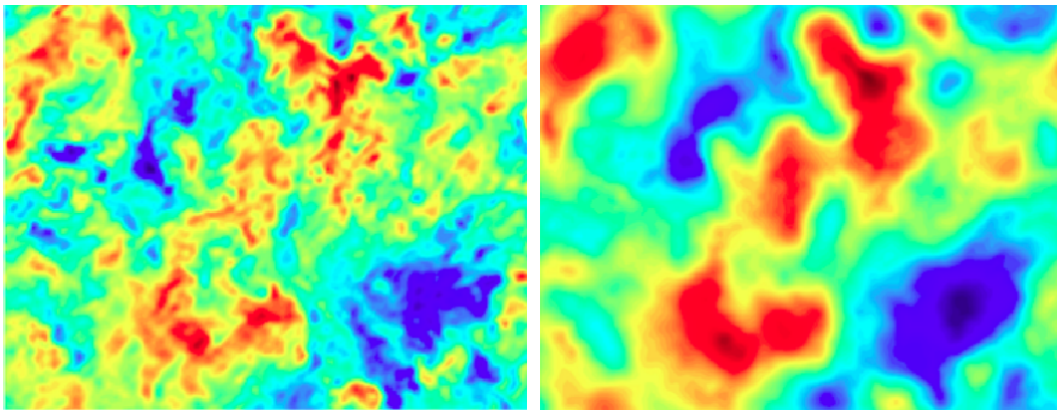


FIGURE 2.2 – Simulation de l'énergie cinétique turbulente d'un même écoulement turbulent sur un domaine de $10m$ par $10m$ par une DNS (à gauche) et par une LES (à droite).

Pour revenir à notre étude, les tourbillons sous-maille, c'est à dire ici de taille inférieure à $(25m)^3$, sont supposés homogènes et correctement représentés par la théorie formalisée par Kolmogorov, dont nous n'avons présenté qu'une partie en section 2.1.1. Leurs caractéristiques importantes, comme la dissipation d'énergie turbulente par viscosité, font l'objet de nombreuses paramétrisations. Ces dernières peuvent alors être rassemblées dans un modèle numérique, comme le modèle Méso-NH (“Méso” pour “Méso-échelle”, “NH” pour “Non-Hydrostatique”), co-développé par le Météo France (CNRM) et le Laboratoire d'Aérodynamique (LA).

2.1.2 Le modèle Méso-NH

Le modèle Méso-NH (Lafore et al. (1997)) est un modèle atmosphérique multi-échelle, qui, avec différentes configurations, permet tantôt la simulation de phénomènes très fins comme la turbulence, tantôt celle de phénomènes très imposants comme les fronts. Les LES que nous utilisons dans cette thèse sont réalisées avec ce modèle configuré dans sa version “LES”, présenté par Lac et al. (2018).

Les phénomènes sous-maille non-résolus, inférieurs ici à $(25m)^3$, sont pris en compte dans Méso-NH par un schéma microphysique à un moment, le schéma *ICE3*, présenté par Caniaux et al. (1994) et Pinty and Jabouille (1998). Il permet la représentation sous-maille de processus comme la turbulence, la condensation, l'évaporation, l'auto-conversion (transformation de l'eau nuageuse en gouttes de pluie) ou les précipitations. Pour cela, ce schéma évalue le rapport de masse des 5 hydrométéores présentés dans la table suivante :

Hydrométéores	Traduction	Description
Eau nuageuse	Cloud droplets	Gouttelettes d'eau liquide en suspension de diamètre $d \sim 1\mu m$
Gouttes de pluie	Raindrops	Gouttes d'eau précipitantes de diamètre $d \geq 1mm$
Cristaux de glace	Pristine/Ice crystals	Cristaux de glace solide
Neige agglomérée	Snow/Aggregates	Agglomérats de cristaux de neige
Neige roulée	Graupels	Cristaux de neige recouverts d'eau surfondue gelée

Dans notre étude, basée principalement sur des nuages bas et “chauds”, on remarquera que seules l'eau nuageuse et les gouttes de pluie sont effectivement formées. Pour ce qui est des paramétrisations des processus LES sous-maille, seules les informations pertinentes à notre étude sont mentionnées ci-après.

Paramétrisation de la turbulence : Le modèle Méso-NH possède un schéma de turbulence basé sur un système d'équations évaluant les moments d'ordre 2 des flux turbulents, comme présenté par Deardorff (1972b). Il comporte une équation prognostique de l'énergie cinétique turbulente e écrite ci-dessous :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta'_v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho u_k e}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-C_e \rho L \sqrt{e} \frac{\partial e}{\partial x_j} \right) - C_\epsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{L} \quad (2.2)$$

où $e [m^2.s^{-2}]$ est l'énergie cinétique turbulente, $(u, v, w) [m.s^{-1}]$ les vitesses du fluide dans les directions (x, y, z) , $(u', v', w') [m.s^{-1}]$ leurs composantes turbulentes, $\theta_v [K]$ la température potentielle virtuelle, $\theta'_v [K]$ sa composante turbulente, $g [m.s^{-2}]$ l'accélération de la pesanteur, $\rho [kg.m^{-3}]$ la densité du fluide, $L [m]$ une longueur de mélange et C_e et C_ϵ de constantes de fermeture.

Cette équation, détaillée et expliquée dans Cuxart et al. (2000), permet de garder la mémoire de la turbulence au cours du temps, assure la prise en compte de la stratification thermique dans l'évolution des flux de quantité de mouvement, et permet de représenter correctement la plupart du transport par les phénomènes turbulents.

Si l'on regarde les deux derniers termes, qui représentent le transport de l'énergie turbulente et la dissipation par les forces de viscosité, on remarque qu'ils dépendent tous les deux d'une longueur de mélange L évaluée par Deardorff (1980) comme :

$$L = \sqrt{2e} \left(\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Avec cette paramétrisation, la longueur de mélange L est plus faible dans les zones ascendantes où $\frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z} \geq 0$ que dans la couche d'inversion, caractérisée par un niveau de turbulence réduit, où $\frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z} \leq 0$ et dans laquelle il est imposé $L = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}}$.

Paramétrisation de la condensation : Pour ce qui est du processus de condensation de l'eau dans les mailles LES, une condition “tout-ou-rien” est appliquée. Cela impose que les cellules LES sont soit entièrement saturées, soit entièrement non-saturées, et ainsi qu'aucune condensation partielle sous-maille ne se produise. Cette manière de représenter la condensation sous-maille LES est relativement simple, et d'autres schémas plus réalistes de condensation partielle existent aujourd'hui, comme discuté dans Zhang et al. (2017).

Caractère non-hydrostatique : Enfin, une caractéristique importante du modèle Méso-NH est son caractère non-hydrostatique. On rappelle que l’approximation hydrostatique consiste à considérer que le gradient de pression dans l’atmosphère contrebalance les forces de gravitation, de telle sorte que $\frac{dP}{dz} = -\rho g$. Cette approximation est justifiable sur de très grandes échelles et est encore aujourd’hui largement utilisée dans les GCMs. Elle est cependant fautive sur des échelles plus petites où des phénomènes de convection ou de turbulence se produisent. Afin d’assurer une bonne représentation des processus de petite échelle, il est donc primordial de lever cette hypothèse dans un modèle comme Méso-NH.

2.1.3 Cas de cumulus étudiés

Dans cette thèse, nous avons travaillé sur 3 cas de cumulus peu couvrants, formés suite à de la convection peu profonde dans différentes couches limites atmosphériques. Dans les 3 cas, nous avons utilisé des LES fournies par *F.Couvreur* et le CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques, basé à Toulouse, France) s’étendant sur des domaines de $(6.4km*6.4km*4km)$ discrétisés à $(25m * 25m * 25m)$ dans les 3 directions de l’espace. Le pas de temps de calcul des champs météorologiques est de 1 seconde et leur fréquence de sortie de 5 minutes, pour des simulation de 15h à 20h selon les cas. Enfin, les LES ont été réalisées avec le modèle Méso-NH présenté dans la section précédente (2.1.2). La Figure 2.3 représente l’évolution temporelle du profil vertical des nuages de ces 3 cas moyennés en (x, y) .

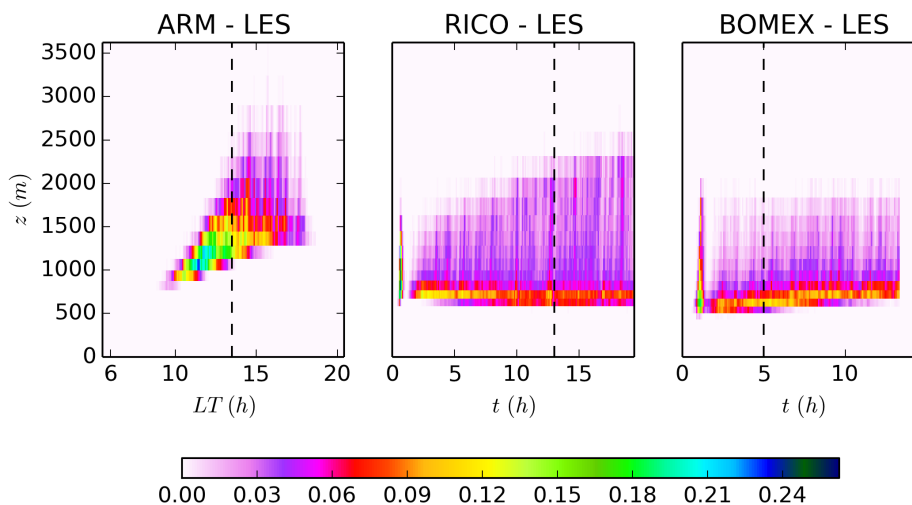


FIGURE 2.3 – Évolution temporelle des profils verticaux de la fraction nuageuse des cas ARM, RICO et BOMEX, calculés grâce à des LES. Les lignes verticales en pointillées indiquent les heures auxquelles les profils verticaux sont principalement étudiés dans la suite de cette thèse.

Cas ARM : Le premier cas représente une couche limite convective observée le 21 Juin 1997 sur le site ARM, situé dans les grandes plaines du sud des États-Unis. Ce cas, nommé “ARM” de

par sa localisation, est décrit dans Brown et al. (2002). Les nuages simulés par Méso-NH sont représentés en 3D à différents instants sur la Figure 2.4. Ce cas met en relief un cycle diurne

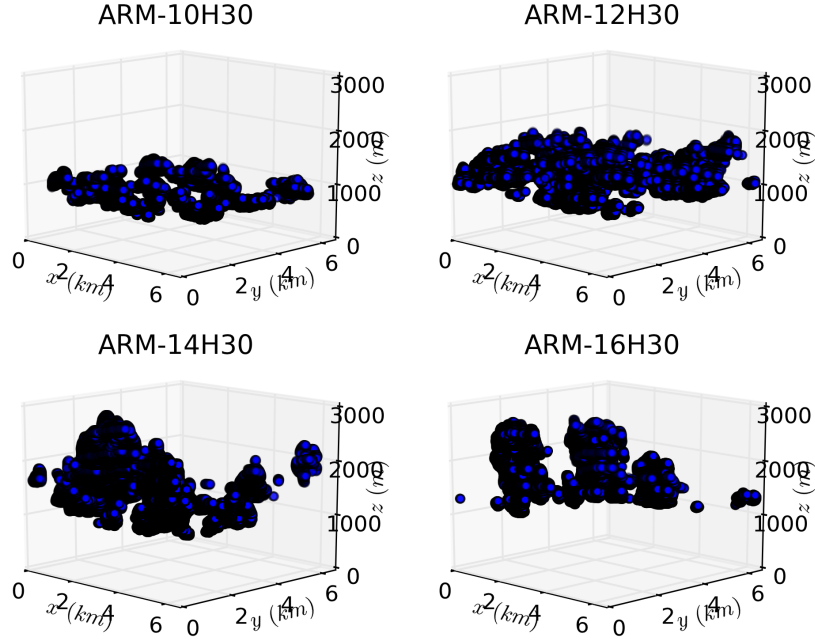


FIGURE 2.4 – Représentation 3D des nuages du cas ARM à différents instants, tels que calculés par le modèle Méso-NH dans sa configuration LES. Chaque point bleu correspond à une maille LES dont l’eau condensée q_c dépasse $q_{seuil} = 10^{-6} kg/kg$.

de convection peu profonde sur 15 heures, de 5h30 le matin à 20h30 le soir (voir Figure 2.3). Les premiers cumulus apparaissent à 9h30 et le champ de nuages se dissipe entièrement vers 18h30. Au cours de la journée, la base des nuages monte de 800m à 1200m alors que le sommet des nuages évolue entre 1100m et 2700m. Pendant longtemps, ce cas a été considéré comme représentatif d’une convection peu profonde purement locale, et utilisé comme tel pour développer des schémas de convection (Neggers et al. (2004), Rio and Hourdin (2008), Bogenschutz et al. (2012), Jam et al. (2013), Cheng and Xu (2015)). Une étude récente de Zhang et al. (2017) a cependant suggéré que cette journée du 21 Juin 1997 a été sujette à des influences de grande échelle, et que le cas “ARM” n’était pas si idéal qu’on le pensait dans un but de développement de schémas convectifs. Notre objectif dans cette thèse étant l’étude de nuages convectifs, le fait qu’ils aient été créés par de la convection purement locale ou qu’ils aient subi des influences grande échelle n’est pas de première importance. Nous conserverons ainsi ce cas.

Cas RICO : Le second cas représente un champ de cumulus marins, siège de précipitations, au dessus de l’Atlantique Ouest. Ce champ a été étudié lors de la campagne RICO (“Rain In shallow Cumulus over the Ocean”) décrite par VanZanten et al. (2011). Contrairement au cas précédent qui présente un cycle diurne marqué, le cas RICO est quasi-stationnaire et les nuages présents tout au long de la simulation (voir Figure 2.3). La base des nuages est constamment située à environ 500m et le sommet évolue de 1000m à 2500m pendant les 20 heures simulées. Nous noterons que comme ce cas est quasi-stationnaire, nous n’indiquons pas ici l’heure locale mais uniquement le temps après le début de la simulation. Les champs 3D de nuages sont re-

présentés à différents instants sur la Figure 2.5..

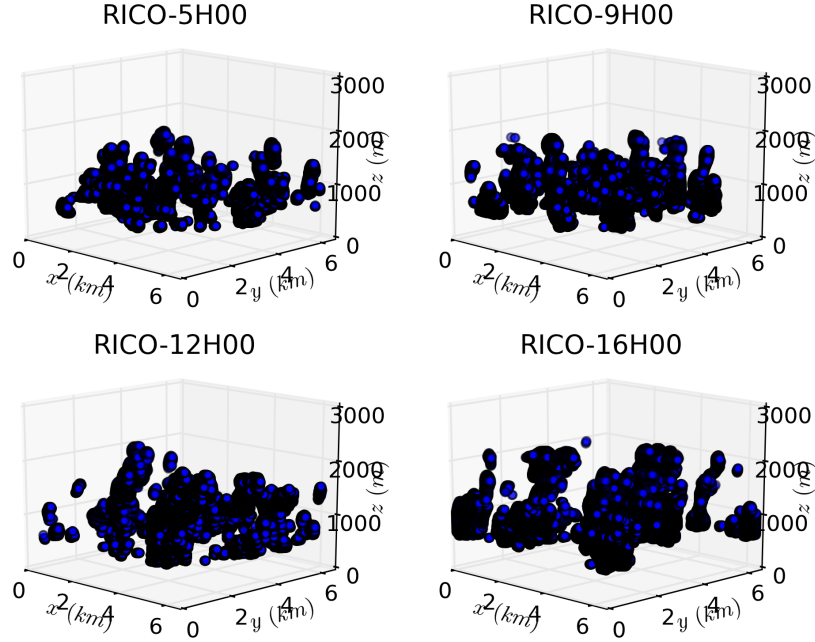


FIGURE 2.5 – Représentation 3D des nuages du cas RICO à différents instants, tels que calculés par le modèle Méso-NH dans sa configuration LES. Chaque point bleu correspond à une maille LES dont l’eau condensée q_c dépasse $q_{seuil} = 10^{-6}kg/kg$.

Cas BOMEX : Enfin, le troisième cas utilisé pour notre étude est un cas de convection non-précipitante, également sur océan. Les champs ont été étudiés lors de la campagne BOMEX (“Barbados Oceanographic Meteorological EXperiment”), décrite par Siebesma et al. (2003). La base des nuages se situe constamment à environ $500m$ et le sommet à environ $2000m$, sur les 15 heures simulées (voir Figure 2.3). On notera que le cas est également quasi-stationnaire, et que cette simulation LES est plus longue que celle de 6 heures utilisée pour le projet d’inter-comparaison LES présenté dans Siebesma et al. (2003). Tout comme pour les cas précédant, les champs 3D sont représentés Figure 2.6.

2.2 Paramétrisation de la couche limite turbulente

Les LES présentées dans la partie précédente ont servi en grande partie à développer et calibrer les paramétrisations physiques sous-mailles dans des GCMs comme LMDz. Dans la version LMDz6, qui participe au projet d’inter-comparaison CMIP6, on modélise le transport vertical de matière et d’énergie avec 3 paramétrisations distinctes, bien que couplées. Chacune d’entre elles a vocation à représenter des phénomènes ayant des échelles caractéristiques différentes :

- De $10m$ à $100m$: On trouve à ces dimensions la turbulence de petite échelle, importante principalement dans la couche de surface. Ce sont à ces échelles que l’énergie de l’écoulement est dissipée par viscosité (voir l’équation 2.1). Pour paramétrer ce processus, on se base sur le schéma diffusif présenté dans Mellor and Yamada (1982), Yamada (1983), Bougeault (1985) ou encore Bechtold et al. (1995).

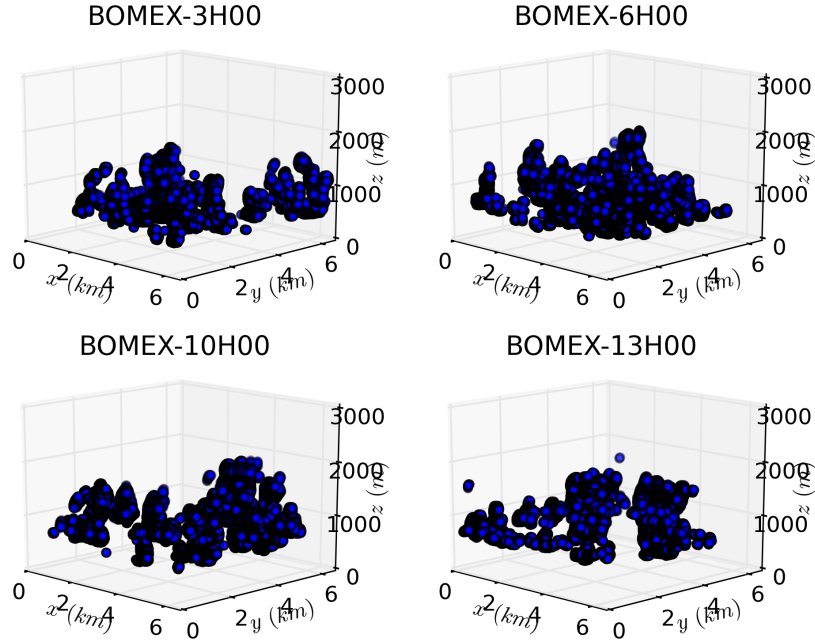


FIGURE 2.6 – Représentation 3D des nuages du cas BOMEX à différents instants, tels que calculés par le modèle Méso-NH dans sa configuration LES. Chaque point bleu correspond à une maille LES dont l’eau condensée q_c dépasse $q_{seuil} = 10^{-6} kg/kg$.

- De $400m$ à $4000m$: Ces échelles sont le siège de la convection peu profonde, agissant sur toute l’épaisseur de la couche limite atmosphérique. On retrouve ici les panaches thermiques, structures cohérentes et organisées créées par l’organisation de la convection en surface. On les paramétrise par le biais d’un schéma en flux de masse présenté dans Teixeira and Siebesma (2000) et Soares et al. (2004), puis adapté au modèle LMDz et couplé au schéma diffusif par Hourdin et al. (2002) ou Rio and Hourdin (2008), qui se sont grandement basés sur l’analyse des simulations LES dans leurs études.
- De $5km$ à $20km$: Ces grandes dimensions spatiales voient se développer la convection profonde, s’étendant sur toute la hauteur de la troposphère. Ces échelles correspondent au développement des cumulonimbus ou des systèmes nuageux convectifs les plus imposants. On paramétrise cette convection profonde par le schéma de Emanuel (1993), modifié par Grandpeix and Lafore (2010) pour prendre en compte la formation de poches froides.

Pour appréhender la modélisation de la couche limite turbulente, dans laquelle se forment les cumulus, nous détaillons dans les paragraphes 2.2.1 et 2.2.2 les schémas diffusifs, permettant la représentation de la turbulence de petite échelle, et les schémas en flux de masse, représentant la convection peu profonde.

2.2.1 Le schéma diffusif classique

L’objectif du schéma diffusif est de modéliser, par une équation de transport, l’évolution dans le temps de l’énergie aux petites échelles spatiales. Il se base pour cela sur l’étude de l’énergie cinétique turbulente de l’écoulement (TKE pour “Turbulent Kinetic Energy” en anglais).

On considère le vecteur vitesse du fluide sous la forme $\vec{u} = (\bar{u} + u')\vec{e}_x + (\bar{v} + v')\vec{e}_y + (\bar{w} + w')\vec{e}_z$, où $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ sont les composantes moyennes de la vitesse de l’écoulement dans les 3 directions

de l'espace $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$, et (u', v', w') les fluctuations "petite-échelle" de l'écoulement. Alors, en multipliant les équations de quantité de mouvement de l'écoulement par la vitesse du fluide et en moyennant le résultat, on en déduit que l'énergie cinétique turbulente massique $e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ évolue selon l'équation suivante :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\overline{w'u'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{w'v'}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v}\overline{w'\theta'_v} - \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{w'P'}}{\partial z} - \tau \quad (2.4)$$

Dans cette équation, les deux premiers termes du membre de droite $-\overline{w'u'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ et $-\overline{w'v'}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$ représentent la modification de l'énergie cinétique turbulente sous l'effet du cisaillement de vent. Comme on pourra le voir plus tard Figure 4.9, ils tendent à être maximum à la surface et au sommet de la couche limite atmosphérique. Le terme $\frac{g}{\theta_v}\overline{w'\theta'_v}$ représente l'apport de turbulence par les forces de flottabilité, et joue un rôle principalement dans les deux premiers tiers inférieurs de la couche limite. Le terme $-\frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z}$ représente le transport vertical d'énergie cinétique turbulente alors que $-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{w'P'}}{\partial z}$ correspond à la redistribution de cette énergie par les forces de pression. Enfin, $-\tau$ (souvent noté ϵ dans la littérature) représente la dissipation par viscosité de l'énergie cinétique turbulente aux petites échelles, comme présenté équation 2.1.

On remarquera que la forme de l'équation 2.4 est proche de celle de l'équation 2.2, ce qui est attendu compte tenu du fait que les deux doivent représenter l'évolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente, bien qu'elles le fassent à des échelles différentes. Ce qui change principalement de l'une à l'autre sont les choix de fermeture et les hypothèses comme l'isotropie de la turbulence à petite échelle. On remarque par exemple que dans l'équation 2.4, pour la paramétrisation dans LMDz, les termes $-\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}$ et $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho u_k e}}{\partial x_k}$ de l'équation 2.2 sont limités à des gradients verticaux.

Pour résoudre cette équation dans LDMZ, on néglige le transport vertical de TKE ainsi que la redistribution due aux forces de pression. Ainsi, l'équation 2.4 devient :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\overline{w'u'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{w'v'}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v}\overline{w'\theta'_v} - \tau \quad (2.5)$$

Dans cette équation, on remarque que les 3 premiers termes du membre de droite sont proportionnels à $\overline{w'\psi'}$, c'est à dire à des flux verticaux turbulents de différentes grandeurs physiques ψ . L'approche diffusive, ou K-diffusion, consiste alors à modéliser ces flux selon une manière similaire à ce qui est fait en diffusion moléculaire, c'est à dire proportionnellement aux gradients verticaux des grandeurs ψ , tel que :

$$\overline{w'\psi'} = -K_\psi \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} \quad (2.6)$$

où $K_\psi [m.s^{-2}]$ est un coefficient de diffusion. On peut alors réécrire l'équation 2.5 comme suit :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = K_c \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + K_c \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{\theta_v} K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} - \tau \quad (2.7)$$

Yamada (1983) propose une paramétrisation des coefficients K_ψ , ici K_c et K_θ comme :

$$K_\psi = l\sqrt{2e}S_\psi(R_i) \quad (2.8)$$

où l et $\sqrt{2e}$ sont respectivement une longueur de mélange et une vitesse caractéristique de l'écoulement et S_ψ une fonction de stabilité dépendant de la grandeur physique ψ considérée et fonction du nombre de Richardson R_i . Ce nombre évalue le rapport entre la création d'énergie cinétique turbulente par les forces de flottabilité et par celles de cisaillement, tel que :

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2} \quad (2.9)$$

Enfin, on paramétrise la dissipation par viscosité de l'énergie cinétique turbulente aux petites échelles $\tau [m^2.s^{-3}]$ comme :

$$\tau = \frac{e^3}{\Lambda} \quad (2.10)$$

où $\Lambda [m]$ est un coefficient constant.

2.2.2 Schéma en flux de masse : le modèle du thermique

Le schéma diffusif présenté précédemment permet de représenter le transport localement, c'est à dire sur des petites échelles caractéristiques de l'ordre de $10m$ à $100m$. Or, comme mentionné par Lemone (1973), le mélange vertical dans la couche limite est produit autant par de la turbulence de petite échelle, principalement à la surface, que par des structures méso-échelle organisées. Stull (1984), Teixeira and Siebesma (2000) ou encore Soares et al. (2004) suggèrent alors de modéliser le transport réalisé par ces structures non-locales dans la couche limite, par un schéma dit "en flux de masse" ou "modèle du thermique". La Figure 2.7, issue de Rio and Hourdin (2008), représente le schéma conceptuel utilisé pour la paramétrisation du modèle du thermique dans LMDz6.

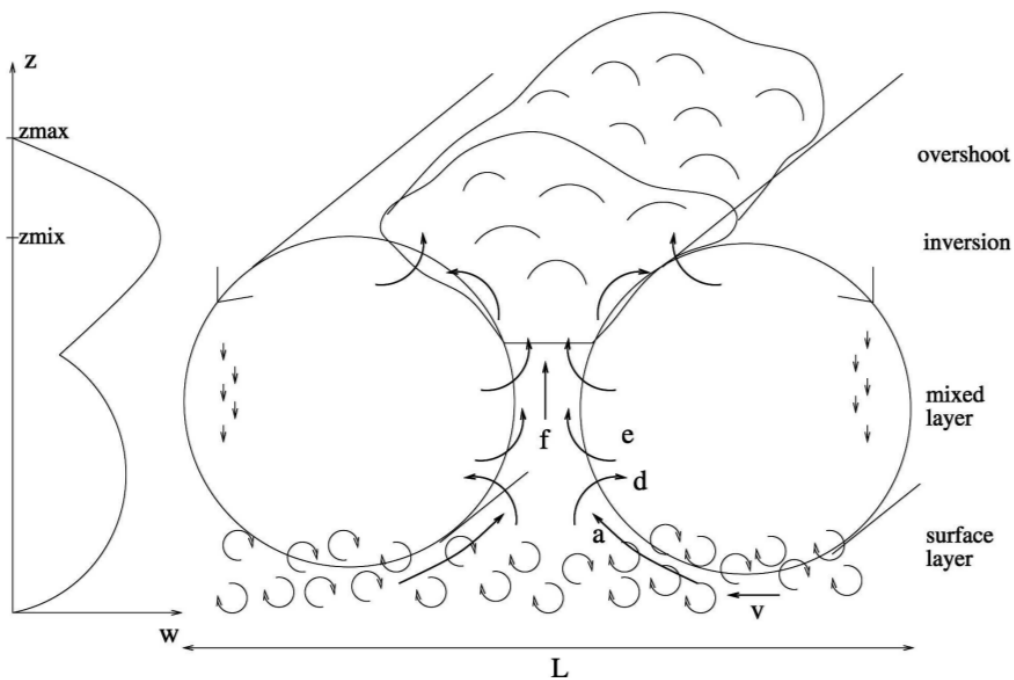


FIGURE 2.7 – Schéma du thermique associé à la vitesse verticale w_{th} : représentation de la turbulence diffusive dans la couche de surface et des structures organisées dans la couche de mélange. Le flux de masse f dépend de l'entraînement d'air a à la base du thermique puis e dans le thermique, et du déentraînement d . Figure issue de Rio and Hourdin (2008).

Dans ce modèle, on partitionne les mailles en 2 sous-ensembles complémentaires :

Le thermique : C'est un panache unique d'air ascendant, statistiquement représentatif de l'ensemble des panaches de tailles et d'intensités différentes au sein de la colonne atmosphérique. Ce thermique occupe une fraction α dans chaque maille et est caractérisé par des grandeurs physiques notées ψ_{th} . Il naît dans la couche de surface et se développe verticalement en entraînant de l'air jusqu'à atteindre une altitude z_{min} de flottabilité nulle, altitude à laquelle la vitesse

vertical w_{max} est maximale. En plus de l'air entraîné principalement dans les basses couches, de l'air est détraîné au cours de la montée. Au delà de l'altitude z_{min} , les ascendances continuent par inertie malgré des flottabilités négatives, jusqu'à une altitude z_{max} où la vitesse verticale s'annule totalement. Au sein du thermique, le flux de masse vertical ascendant est $f = \alpha\rho w_{th}$, exprimé en $kg.m^{-2}.s^{-1}$.

L'environnement : Autour de ce thermique unique, "l'environnement" occupe une fraction $1 - \alpha$ des mailles de la colonne atmosphérique et est caractérisé par des grandeurs physiques ψ_{env} . En pratique, $\alpha \ll 1$ et on considère que les grandeurs physiques évaluées dans l'environnement peuvent être assimilées aux grandeurs moyennes sur la maille, de telle sorte que $\psi_{env} \sim \psi$. L'environnement est parcouru de subsidences de valeur globale $-f$ entourant le panache central, caractérisant une divergence nulle du flux de masse.

L'idée de coupler le schéma diffusif présenté en section 2.2.1 et le schéma en flux de masse présenté ici consiste à calculer le transport vertical non-plus uniquement par une équation de diffusion moléculaire comme dans l'équation 2.6, mais par l'équation suivante :

$$\overline{w'\psi'} = -K_\psi \frac{\partial \overline{\psi}}{\partial z} + \frac{f}{\rho} (\overline{\psi}_{th} - \overline{\psi}_{env}) \quad (2.11)$$

Pour évaluer les grandeurs physiques conservatives ψ_{th} dans l'ascendance, une méthode utilisée est d'effectuer un bilan local dans une approximation quasi-stationnaire, et d'exprimer la conservation de la variable ψ_{th} tel que :

$$\frac{\partial f \psi_{th}}{\partial z} = e \psi_{env} - d \psi_{th} \quad (2.12)$$

où $e [kg.m^{-3}.s^{-1}]$ est l'air entraîné de l'environnement vers le thermique et $d [kg.m^{-3}.s^{-1}]$ l'air détraîné hors du thermique.

La variation verticale du flux de masse seule, traduisant la conservation de la masse dans l'ascendance, est donnée par :

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (2.13)$$

En introduisant le taux d'entraînement $\epsilon = \frac{e}{f} [m^{-1}]$ et le taux de détraînement $\delta = \frac{d}{f} [m^{-1}]$, comme définis par Tiedtke (1989), et en utilisant les équations 2.12 et 2.13, on peut écrire :

$$\epsilon = \frac{1}{\psi_{env} - \psi_{th}} \frac{\partial \psi_{th}}{\partial z} \quad (2.14)$$

et :

$$\delta = \epsilon - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial z} \quad (2.15)$$

Pour fermer ce schéma diffusif-convectif couplé, il faut alors paramétrer le taux d'entraînement ϵ et le taux de détraînement δ , appelés également "taux de mélange".

2.2.3 Paramétrisation des taux de mélange

La paramétrisation des taux de mélange utilisée dans LMDz6 est basée sur les travaux de Rio et al. (2010), qui ont été repris et continués dans la thèse de A. Jam (2012). Elle se base sur une vision simplifiée des échanges de matière et d'énergie entre le thermique et son environnement.

Paramétrisation du taux d'entraînement ϵ

Pour paramétrer le taux d'entraînement ϵ , Siebesma (1998) propose de considérer deux cas extrêmes.

Le premier est de supposer nuls à la fois le taux d'entraînement ($\epsilon = 0$) et le taux de déentraînement ($\delta = 0$). D'après l'équation 2.13, on en déduit que $\frac{\partial f}{\partial z} = 0$, c'est à dire que le flux de masse $f = \alpha \rho w_{th}$ est constant. Dans ce cas, en supposant une densité ρ constante, toute accélération de l'air ascendant se traduit par une réduction du diamètre α du panache thermique.

Dans un second cas, à l'opposé, on considère un déentraînement nul ($\delta = 0$) mais un taux d'entraînement qui compense exactement les variations verticales du flux de masse ($\epsilon = \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial z}$), de telle sorte que le diamètre du panache thermique α reste constant. Toujours en supposant une densité ρ constante, on peut alors exprimer le taux d'entraînement uniquement en fonction de la vitesse verticale w_{th} dans le thermique, tel que $\epsilon = \frac{1}{w_{th}} \frac{\partial w_{th}}{\partial z}$.

Ces deux situations extrêmes et idéalisées ont servi de base à la paramétrisation de l'entraînement. Rio et al. (2010) ont considéré que la réalité se situait quelque part entre ces bornes, et ont proposé l'équation suivante :

$$\epsilon = \max \left(0, \frac{\beta_1}{w_{th}} \frac{\partial w_{th}}{\partial z} \right) \quad (2.16)$$

où $0 \leq \beta \leq 1$ est un scalaire réel. Pour paramétrer le taux d'entraînement dans ce cadre là, il faut ainsi paramétrer la vitesse verticale w_{th} dans le panache thermique.

Paramétrisation de w_{th} : On reprend l'équation 2.12 et on l'applique à la quantité de mouvement $\psi_{th} = \rho w_{th}$ dans un cas non-stationnaire, c'est à dire sans négliger les accélérations verticales. On obtient alors dans une forme générale :

$$\frac{\partial f w_{th}}{\partial z} = \epsilon w_{env} - d w_{th} + \alpha \rho \Gamma \quad (2.17)$$

où $\Gamma [m.s^{-2}]$ est l'accélération verticale de l'air dans le thermique. En combinant cette équation avec l'équation 2.13 de conservation de la masse, on en déduit une équation différentielle pour la vitesse verticale dans le thermique :

$$w_{th} \frac{\partial w_{th}}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial w_{th}^2}{\partial z} = -\epsilon w_{th}^2 + \Gamma \quad (2.18)$$

On peut alors injecter cette équation 2.18 dans l'équation 2.16, pour trouver une formule assez générale décrivant le taux d'entraînement :

$$\epsilon = \max \left(0, \frac{1}{1 + \beta_1} \frac{\Gamma}{w_{th}^2} \right) \quad (2.19)$$

Cette dernière équation reste dépendante du terme d'accélération vertical des parcelles d'air dans le thermique Γ , qu'il faut évaluer afin d'aller plus loin.

Paramétrisation de Γ : Simpson and Wiggert (1969), Gregory (2001) ou encore Siebesma et al. (2003) ont proposé une forme générale et certaines approximations pour modéliser cette accélération Γ . La formulation retenue par Rio et al. (2010), qui fut utilisée dans LMDz5 pour le projet CMIP5, est la suivante :

$$\Gamma = a_1 B - b w_{th}^2 \quad (2.20)$$

Dans cette équation, a_1 et b sont des constantes adimensionnelles et $B = g \frac{\bar{\theta}_{v_{th}} - \bar{\theta}_v}{\bar{\theta}_v} [m.s^{-2}]$ est la flottabilité des parcelles thermiques. Pour obtenir ce résultat, la création d'énergie cinétique turbulente dans le thermique a été supposée proportionnelle à la flottabilité B , et les perturbations de pression proportionnelles à ϵ . On remarque que l'équation 2.20 injectée dans l'équation 2.18 permet de déterminer la vitesse verticale w_{th} dans le thermique par une intégration simple.

Ces approximations faites, le taux d'entraînement ϵ est paramétré selon la formulation de Rio et al. (2010), utilisée dans LMDz5, comme :

$$\epsilon = \max \left(0, \frac{\beta_1}{1 + \beta_1} \left(a_1 \frac{B}{w_{th}^2} - b \right) \right) \quad (2.21)$$

où les constantes β_1 , a_1 et $b [m^{-1}]$ sont à déterminer.

Par la suite, A. Jam (2012) a proposé de prendre explicitement en compte le phénomène de création d'énergie cinétique turbulente, tel que $\epsilon_{turb} = \frac{c}{z_{max}} \sqrt{\frac{e}{w_{th}^2}}$, où z_{max} est la hauteur du thermique (Figure 2.7). Le ratio $\frac{e}{w_{th}^2}$ représente la compétition entre la turbulence locale désorganisée et les mouvements verticaux d'ensemble. En ajoutant ce terme ϵ_{turb} dans l'équation 2.21, on arrive à la formulation actuelle de la paramétrisation du taux d'entraînement dans LMDz6, telle que proposée dans la thèse de A. Jam (2012) :

$$\epsilon = \max \left(0, \frac{\beta_1}{1 + \beta_1} \left(a_1 \frac{B}{w_{th}^2} - b \right) + \frac{c}{z_{max}} \sqrt{\frac{e}{w_{th}^2}} \right) \quad (2.22)$$

où les constantes β_1 , a_1 , $b [m^{-1}]$ et c sont à déterminer.

Paramétrisation du taux de déentraînement δ

L'équation 2.15 exprime le taux de déentraînement δ en fonction du taux d'entraînement ϵ et du flux de masse vertical $f = \alpha \rho w_{th}$. Or, si l'on vient de décrire des paramétrisations pour ϵ et w_{th} , il manque des informations sur le profil vertical de α pour en déduire une relation sur δ . Ainsi, Rio et al. (2010) ont proposé, tout comme pour la paramétrisation du taux d'entraînement ϵ , de reprendre dans le détail les phénomènes physiques de la couche limite pour paramétrer δ .

Dans un premier temps, des observations issues de Bretherton and Smolarkiewicz (1989) ont montré que le déentraînement était corrélé avec des flottabilités négatives, ou du moins décroissantes verticalement. Cela peut s'expliquer par le fait que les parcelles d'air qui atteignent le haut du panache thermique ont tendance à en sortir, là où justement les flottabilités sont négatives. Le taux de déentraînement est donc supposé proportionnel à l'opposé du rapport flottabilité sur vitesse vertical au carré : $\delta \propto -\frac{B}{w_{th}^2}$.

Par la suite, des études comme celle de Heus and Jonker (2008) ont montré le rôle non-négligeable de l'évaporation dans le déentraînement des parcelles d'air en périphérie de nuage. δ a ainsi été supposé proportionnel à l'écart relatif entre l'humidité spécifique dans le thermique q_{th} et celle dans l'environnement q_{env} , de telle sorte que : $\delta \propto \frac{1}{w_{th}} \sqrt{\frac{\Delta q_t}{q_t}}$, avec $\Delta q_t = q_{th} - q_{env}$. Ce terme permet notamment de prendre en compte un déentraînement non-nul dans des zones ascendantes, où la flottabilité B est positive.

Ces hypothèses faites, le taux de déentraînement δ est paramétré selon la formulation de Rio et al. (2010), utilisée dans LMDz5, comme :

$$\delta = \max \left(0, -\frac{\beta_1 a_1}{1 + \beta_1} \frac{B}{w_{th}^2} + \frac{c_1}{w_{th}} \sqrt{\frac{\Delta q_t}{q_t}} \right) \quad (2.23)$$

où les constantes β_1 , a_1 et c_1 [s^{-1}] sont à déterminer.

Par la suite, A. Jam (2012) a proposé trois améliorations à cette expression. La première consiste à revisiter l'influence du processus d'évaporation et modifier la dépendance de δ en $\frac{\Delta q_t}{q_t}$. L'idée sous-jacente à cette amélioration est de considérer que le taux de déentraînement ne dépend en réalité pas que de la flottabilité B des parcelles du thermique, mais de celle B_m d'un mélange d'air provenant du thermique et de l'environnement. Cette différence reflète l'importance du mélange qui se produit aux abords des contours du thermique. Selon les expressions de Duynkerke (1993), on peut exprimer cette flottabilité de mélange B_m en fonction à la fois de la flottabilité thermique B et de l'écart Δq_t comme : $B_m = m(B - c_1 w_{th} \Delta q_t)$.

La seconde amélioration vient de l'expression même de la flottabilité $B = g \frac{\bar{\theta}_{v_{th}} - \bar{\theta}_{v_{env}}}{\bar{\theta}_{v_{env}}}$ utilisée dans l'expression de δ . Certains nuages comme les stratocumulus sont pilotés par une inversion de température potentielle très forte à leur sommet. Cette inversion se produit en quelques dizaines de mètres seulement et impose un gradient vertical de flottabilité très fort. L'air ascendant des thermiques est abruptement entraîné et cela crée un "plafond" nuageux très caractéristique. Un problème de résolution numérique se pose alors : si l'inversion se produit, comme cela peut arriver souvent, au milieu d'une couche de GCM, l'air ascendant n'est entraîné qu'en arrivant dans la couche supérieure, parfois quelques centaines de mètres plus haut. Le sommet des stratocumulus se retrouve brisé, et leurs propriétés radiatives ou microphysiques faussées. Pour palier à cela, l'idée est de modifier l'expression de la flottabilité B , en faisant comme si l'air ascendant du thermique était freiné par de l'air environnant, non pas à la même altitude, mais provenant d'une altitude plus élevée. Ainsi, A. Jam (2012) propose comme nouvelle expression de la flottabilité utilisée dans le déentraînement : $B = g \frac{\bar{\theta}_{v_{th}}(z) - \bar{\theta}_{v_{env}}(z + \delta z)}{\bar{\theta}_{v_{env}}(z + \delta z)}$.

Enfin, la troisième amélioration consiste, comme présenté précédemment en section 2.2.3 pour le taux d'entraînement, à prendre explicitement en compte le phénomène de création d'énergie cinétique turbulente e dans l'expression de δ , tel que $\delta_{turb} = \frac{c}{z_{max}} \sqrt{\frac{e}{w_{th}^2}}$. On obtient finalement comme expression du taux de déentraînement δ dans LMDz6, telle que proposée dans la thèse de A. Jam (2012) :

$$\delta = \max \left(0, -\frac{\beta_1 a_1 m}{(1 + \beta_1) w_{th}^2} (B - c_1 w_{th} \Delta q_t) + \frac{c}{z_{max}} \sqrt{\frac{e}{w_{th}^2}} \right) \quad (2.24)$$

où les constantes β_1 , a_1 , m , c_1 [s^{-1}] et c sont à déterminer.

Comme on peut le voir dans les équations 2.22 et 2.24, bon nombre de constantes sont à déterminer afin de calibrer les paramétrisations des taux de mélange ϵ et δ dans LMDz6.

2.2.4 Les LES comme moyen de calibrer les paramétrisations

Comme on a pu le voir tout au long de la section 2.2.3, plusieurs constantes sont à déterminer afin de calibrer les paramétrisations des taux de mélange ϵ et δ dans LMDz6. Les LES présentées de manière générales dans la section 2.1 sont, comme l'avons vu, un moyen de modéliser finement les processus en jeu, et d'évaluer non-seulement la pertinence de ces paramétrisations mais également ces constantes manquantes.

La première étape a donc été de caractériser les thermiques au sein des LES à partir des variables d'état de l'écoulement, avant de pouvoir vérifier la cohérence entre la théorie de ce modèle et la réalité statistique sur plusieurs cas nuageux.

Caractérisation des thermiques dans les LES

Des LES sont utilisées pour simuler les cas ARM et BOMEX, c'est à dire des cas de couches limites atmosphériques dans lesquelles des processus de convection et de condensation se produisent. A chaque point de grille de ces domaines LES, les variables d'état de l'écoulement

comme la température T , la pression P ou l’humidité spécifique q_t sont calculées. C’est à partir de ces grandeurs physiques qu’il faut déterminer si une maille LES appartient à un thermique ou non. Pour ce faire, différentes méthodes, d’ailleurs pas toujours basées sur l’étude de LES, ont été mises en avant.

Grossman (1984) proposa par exemple de caractériser les thermiques en étudiant de manière couplée l’humidité spécifique q_t et la vitesse verticale w . Berg and Stull (2004) démontrèrent que l’utilisation de la vitesse verticale w comme unique variable de caractérisation des thermiques n’était pas judicieuse, en s’appuyant sur le fait que la fluctuation verticale w' pouvait être bien supérieure à la vitesse verticale w moyenne. Pour la partie basse de la couche limite, typiquement jusqu’à $\frac{1}{4}$ de sa hauteur caractéristique, Williams and Hacker (1992) montrèrent qu’une méthode efficace est d’échantillonner conjointement en température potentielle virtuelle ($\theta'_v > \sigma_{\theta_v} \theta_v$) et en fluctuation de vitesse verticale $w' > 0$. Siebesma and Cuijpers (1995) proposèrent, eux, deux types d’échantillonnages dits “cloud” et “core”, pour caractériser la partie nuageuse de la couche limite. Selon l’échantillonnage “cloud”, les points nuageux définissent à eux seuls les thermiques, alors que selon l’échantillonnage “core”, les points nuageux ayant conjointement une vitesse verticale w positive et une flottabilité B positive les définissent. Enfin, Miao et al. (2006) se basa sur des mesures radar et sur des relevés de vols avion pour déterminer qu’une manière efficace de caractériser les thermiques jusqu’à environ $\frac{4}{5}$ de la hauteur de la couche limite était d’échantillonner en vitesse verticale w , et en une combinaison de différentes variables thermodynamiques comme la température potentielle θ , la température potentielle virtuelle θ_v ou encore l’humidité spécifique q_t .

Ce qui ressort de ces différentes études et qui fut formalisé par Berg and Stull (2004), est que pour une paramétrisation efficace des structures cohérentes telles que les thermiques dans la couche limite, l’échantillonnage conditionnel doit reposer sur l’étude combinée de trois grandeurs :

- (1) Une ou deux variables dynamiques et/ou thermodynamiques comme la température potentielle θ , l’humidité spécifique q_t ou la vitesse verticale w .
- (2) L’écart type σ de l’une ou l’autre de ces variables.
- (3) Une distance caractéristique, souvent prise comme étant la hauteur de la couche limite atmosphérique.

Ce qui manquait alors était une manière d’échantillonner continûment les thermiques de la surface, à la couche limite convective sèche sous-nuageuse et enfin au nuage.

Couvreux et al. (2010) proposèrent alors de revisiter ces études en réalisant cet échantillonnage conditionnel continue sur toute la hauteur de la couche limite. Il est basé sur l’analyse, au sein de LES, de la concentration dans l’atmosphère d’un traceur passif émit continûment à la surface, qui suit les mouvements convectifs ascendants tout en subissant une décroissance de type radioactive d’un temps caractéristique de $\tau_0 = 15mn$:

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{C}{\tau_0} \quad (2.25)$$

où C est la concentration en traceur.

L’air constituant les thermiques est ainsi plus concentré en traceur, ce qui permet de le discriminer de l’air environnant. Cependant, cet air est constamment entraîné au cours de l’ascension, ce qui charge également l’environnement en traceur. Une condition seule sur la concentration en traceur ne suffit donc pas, et est couplée à des critères plus classiques comme le repérage de fluctuations positives de vitesses verticales ou la présence d’eau condensée.

Les conditions retenues par Couvreux et al. (2010) pour considérer qu’un point de la grille LES appartient à un thermique sont les suivants :

- (a) L’anomalie positive de concentration en traceur C' dans la maille doit être supérieure à l’écart type de la concentration en traceur à l’altitude considérée σ_C , ou supérieure à

une valeur seuil minimum dépendant de cette altitude $\sigma_{min} : C' > m.max(\sigma_C, \sigma_{min})$, où m est choisi égal à 1.

- (b) la fluctuation de la vitesse verticale dans la maille doit être positive : $w' > 0$.
- (c) si la maille est dans les trois quarts supérieurs de la couche nuageuse, elle doit présenter une quantité non-nulle d'eau condensée q_c : si $z > z_l = (z_b + \frac{z_h - z_b}{4})$, $q_c > 0$, où z_b est la base des nuages, z_h leur sommet.

Par la suite, quelques modifications ont été apportées à cet échantillonnage par A. Jam(2012). La première concerne la condition (a), qui se révèle très abrupte près de la surface. Dans cette zone, des processus turbulents de petite échelle agissent et diffusent parfois fortement le traceur en dehors des zones convectives ascendantes, augmentant la concentration en traceur dans l'environnement. En plus de cela, l'entraînement de l'air y est très fort, ce qui apporte de l'air non concentré en traceur au sein des thermiques. Pour remédier à cela, le paramètre est choisi variable, tel que $m = \frac{z}{z_l}$.

La seconde amélioration concerne la condition (b), qui n'est pas en accord avec les suggestions de Berg and Stull (2004) sur le fait de ne pas utiliser l'anomalie de vitesse verticale w' qui peut se révéler supérieur à la vitesse moyenne w . Cette caractérisation se révèle particulièrement délicate proche du sommet des nuages, où w est spécialement faible et où des zones du panache thermique peuvent voir localement leur vitesse verticale devenir négative. Ainsi, dans la partie nuageuse supérieure, où $z > z_l$, les conditions (a) et (b) pour qu'une parcelle d'air appartienne aux thermiques sont réécrites comme suit. $x \in$ thermique si :

$$\begin{cases} C' > m.max(\sigma_C, \sigma_{min}) \text{ et } w' > 0 \\ \text{ou} \\ C' > 2.m.max(\sigma_C, \sigma_{min}) \end{cases} \quad (2.26)$$

Ces deux modifications améliorent encore l'échantillonnage conditionnel de Couvreur et al. (2010), principalement au sol et dans la partie haute des nuages où la quasi-totalité du transport est désormais pris en compte par les structures cohérentes.

A titre indicatif, on observe sur la Figure 2.8 une représentation en coupe des thermiques réalisée grâce à cet échantillonnage conditionnel dans la LES du cas ARM (présenté en section 2.1.3). Cette méthode a été développée dans l'idée de donner un outil d'évaluation numérique des paramétrisations dans la couche limite. Grâce à cet échantillonnage conditionnel, il est ainsi possible d'évaluer la pertinence et de calibrer des paramétrisations comme le modèle du thermique.

Calibration du modèle du thermique

Le modèle du thermique utilisé dans LMDz6, qui a été présenté en section 2.2, a été validé et calibré grâce à des LES pour les cas ARM et BOMEX.

Dans l'équation 2.22 donnant le taux d'entraînement ϵ , les constantes sont évaluées à : $\beta_1 = 0.9$, $a_1 = \frac{2}{3}$, $b = 0.002 m^{-1}$, $c = 5$

Dans l'équation 2.24 donnant le taux de déentraînement δ , les autres constantes sont évaluées à : $m = 0.5$ et $c_1 = 20 s^{-1}$

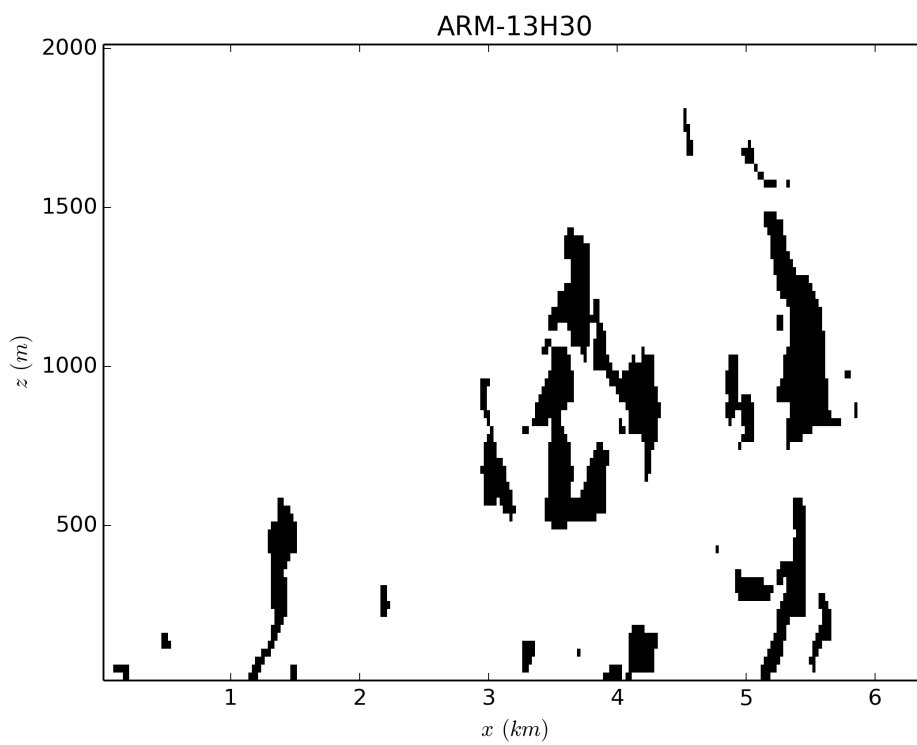


FIGURE 2.8 – Représentation en coupe x, z ($y = 3.25km$) des thermiques du cas ARM grâce aux LES présentées section 2.1.3 et avec la méthode d'échantillonnage conditionnel.

Chapitre 3

Le schéma de nuage : vers une meilleure représentation de la structure nuageuse sous-maille

Contents

3.1	Les schémas de nuage	37
3.1.1	Les schémas en RH	38
3.1.2	Les schémas statistiques	39
	Déficit à la saturation s	39
	PDF bi-Gaussienne	40
3.2	Une nouvelle évaluation des propriétés nuageuses	43
3.2.1	Article : Accounting for vertical subgrid-scale heterogeneity in low-level cloud fraction parameterizations	43
3.2.2	Vers une meilleure paramétrisation de CF_{surf}	64
	Premier schéma sous-maille	64
	Schéma sous-maille de petits cumulus	64
	Schéma sous-maille général	64
	Lien entre schémas sous-maille général et de petit cumulus	65

On a présenté dans le chapitre précédent la paramétrisation de la couche limite turbulente dans LMDz6. Pour permettre la représentation des nuages bas étudiés dans cette thèse, on associe cette paramétrisation à un schéma numérique appelé “schéma de nuage”, qui évalue la quantité d’eau qui condense dans l’atmosphère et la quantité de nuages qui se forment.

3.1 Les schémas de nuage

L’objectif des schémas de nuage est d’évaluer le plus fidèlement possible certaines propriétés comme le taux de précipitations ou la fraction nuageuse CF au sein des mailles d’un GCM. Pour cela, plusieurs méthodes sont possibles. La plus basique, qui fut utilisée dans les premiers GCMs, est la paramétrisation “tout-ou-rien”. Elle se base sur l’étude des valeurs moyennes d’humidité et de température au sein des mailles et n’est ainsi capable de diagnostiquer que des fractions nulles $CF = 0$, ou des fractions totales $CF = 1$.

Pour diagnostiquer des fraction nuageuses partielles $0 < CF < 1$ et ainsi raffiner la représentation des nuages dans les GCMs, il est nécessaire de tenir compte de l’hétérogénéité spatiale sous-maille de l’humidité spécifique q_t , de l’humidité relative RH (RH pour “Relative Humidity” en anglais) et/ou de la température T . On observe cela sur la Figure 3.1, sur laquelle les zones

en rouge représentent les endroits d’une maille de GCM où $q_t > q_{sat}(T)$ et où l’eau présente sous forme de vapeur condensée pour former un nuage. La fraction de ces zones condensées dans la maille est la fraction nuageuse CF . Deux grandes catégories de schémas de nuage permettant

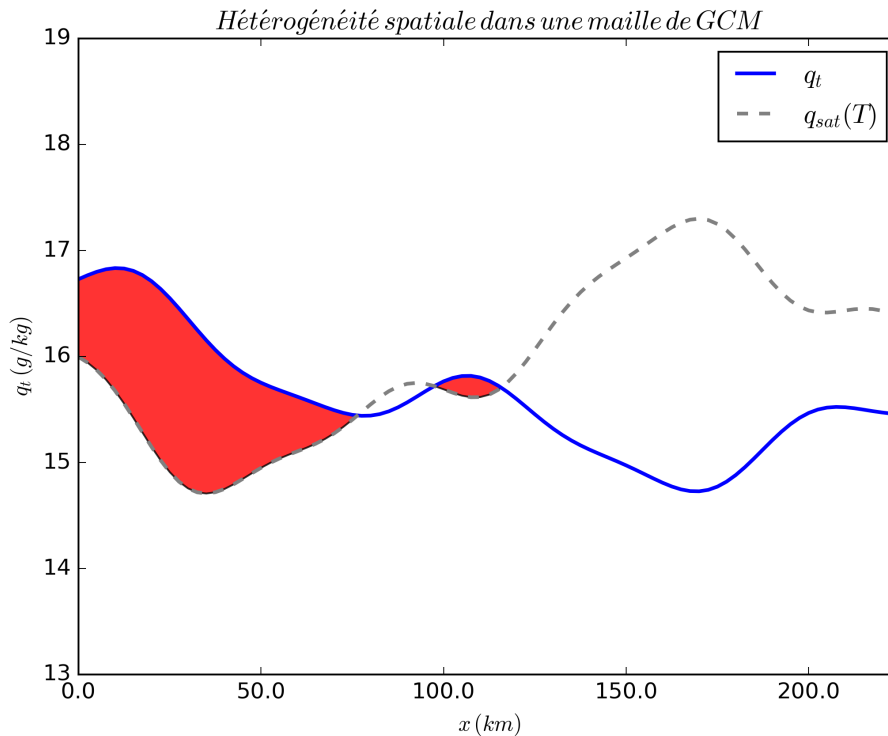


FIGURE 3.1 – représentation idéalisée des variations spatiales (selon x) de l’humidité spécifique totale q_t et du seuil de saturation de l’eau q_{sat} dans une maille de GCM. Les zones en rouge représentent les parties de la maille où l’eau condense et forme un nuage.

de calculer des fractions nuageuses sous-mailles partielles existent aujourd’hui : les schémas semi-empiriques en RH et les schémas statistiques (Mellor (1977), Sommeria and Deardorff (1977)).

3.1.1 Les schémas en RH :

Les schémas de nuage en RH évaluent la fraction nuageuse CF à partir de fonctions semi-empiriques de variables grande-échelle. Les premiers de ces schémas fonctionnaient avec l’humidité relative moyenne comme variable diagnostique (Sundqvist (1978), Slingo (1980)), avec comme idée que des fonctions semi-empiriques de cette seule variable donnaient une information suffisamment pertinente pour déterminer la fraction nuageuse sous-maille.

Randall (1989) démontre cependant qu’utiliser l’humidité relative moyenne comme seule variable diagnostique n’est pas suffisant pour évaluer la fraction nuageuse de manière fiable, en étudiant particulièrement des nuages stratiformes de haute troposphère formés autour des régions de convection profonde. Xu and Randall (1996) proposent alors d’utiliser l’eau condensée moyenne q_c dans la maille comme prédicteur principal dans les fonctions semi-empiriques, en parallèle de l’humidité relative moyenne RH comme prédicteur secondaire, avec des conditions jointes sur ces deux variables pour le calcul de la fraction nuageuse au sein des mailles.

Tiedtke (1993), Ose (1993), Zender and Kiehl (1994), Del Genio et al. (1996) ou encore Fowler and Randall (1996) se basent, eux, sur des équations prognostiques de l’eau condensée moyenne

q_c dans lesquelles sont rajoutés des termes sources et des termes de dissipation liés au taux de déentraînement δ dans les cumulus afin d'évaluer CF dans les mailles d'un GCM.

3.1.2 Les schémas statistiques :

Le schéma de nuage développé dans LMDz et connecté à la paramétrisation de la couche limite turbulente présentée dans le chapitre 2 est un schéma statistique. Nous nous intéressons donc principalement à ce type de schéma de nuage par la suite, et présentons précisément les caractéristiques du schéma de LMDz6 sur lequel nous avons travaillé pour cette thèse.

À la différence des schémas en RH , les schémas statistiques de nuage représentent l'hétérogénéité sous-maille des variables conservatives comme l'humidité spécifique q_t ou le déficit à la saturation s par leurs fonctions densité de probabilité (PDF pour "Probability Density function" en anglais). Ainsi, si la PDF de l'eau totale sous-maille q_t est connue, on peut évaluer la fraction nuageuse CF comme étant la probabilité que q_t excède le seuil de saturation q_{sat} moyen de la maille. On représente cela sur la Figure 3.2.

Afin de mettre en place ce genre de schéma de nuage, il faut déterminer la ou les variables avec lesquelles travailler, ainsi que la forme et les moments des PDFs associées.

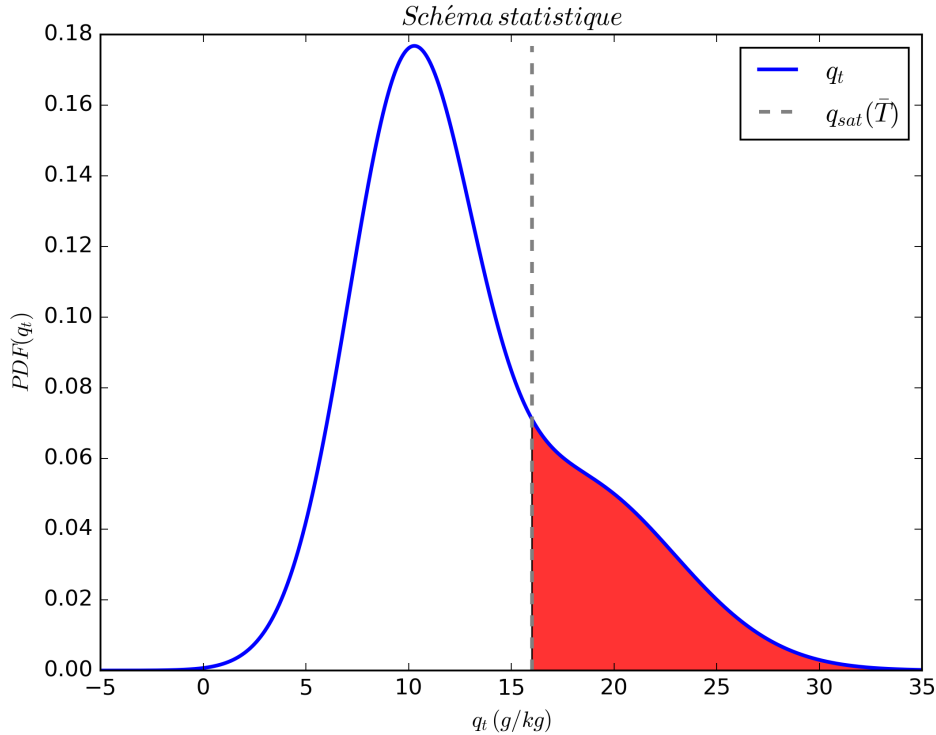


FIGURE 3.2 – Principe de fonctionnement des schémas statistiques de nuage. La PDF normalisée de l'humidité spécifique q_t , en bleu, est représentée ici par une double Gaussienne. La zone en rouge représente la probabilité normalisée que q_t excède q_{sat} et donne ainsi la fraction nuageuse CF de la maille.

Déficit à la saturation s

Dans le développement des schémas statistiques de nuage, l'un des choix clé est celui des variables conservatives avec lesquelles travailler. Pour recueillir des données de ces grandeurs au sein de la couche limite atmosphérique, plusieurs campagnes d'observations ont eu lieu que ce soit par des vols avions (Banta (1979), Grossman (1984), Ek and Mahrt (1991)), des survols

de satellites (Wielicki and Parker (1994), Barker et al. (1996)) ou encore des envois de ballons sondes (Wood and Field (2000), Price (2001)).

Initialement, la variable préférentiellement utilisée dans la prédiction de la nébulosité sous-maille CF fut l'humidité spécifique q_t (Le Treut and Li (1991), Wood and Field (2000), Bony and Emanuel (2001), Tompkins (2002)). Cependant, Sommeria and Deardorff (1977), Lewellen and Yoh (1993) ou encore Larson et al. (2001) font remarquer que ce choix de variable unique n'est pas idéal. En effet, dans l'atmosphère, une parcelle d'air humide condense lorsque sa quantité d'eau totale q_t dépasse un certain seuil q_{sat} , mais ce seuil n'est pas constant et dépend fortement de la température T . Pour une bonne représentation de la fraction nuageuse sous-maille, il est alors indispensable de prendre en compte les corrélations entre ces différentes variables.

Pour tenir compte de ce fait, Golaz et al. (2002) et Neggers (2009) combinent à la PDF de l'humidité spécifique q_t des PDFs de plusieurs autres variables conservatives comme la température potentielle liquide θ_l ou encore la vitesse verticale w . La PDF résultante permet alors une approximation plus fiable de la fraction nuageuse sous-maille CF .

Une autre méthode tout autant valable consiste à étudier une variable unique qui tient intrinsèquement compte de ces corrélations. Le déficit à la saturation s , défini comme suit, est la plus couramment utilisée :

$$s = a_l(q_t - q_{sat}(T_l)) \quad (3.1)$$

où a_l est une constante adimensionnelle (voir Annexe 7.2), q_{sat} [kg/kg] le seuil de saturation de l'air humide et T_l [K] la température liquide (voir Annexe 7.2).

Larson et al. (2001) et Perraud et al. (2011) font usage de cette variable et notent de nettes améliorations dans la représentation des fractions nuageuses CF dans la couche limite. On observe cela sur la Figure 3.3, issue de Perraud et al. (2011), sur laquelle différents profils verticaux de fractions nuageuses sont évalués dans les cas de cumulus de couche limite ARM et BOMEX. Sur cette figure, les zones nuageuses sont repérées comme :

- Calcul de CF direct (en rouge) : $CF = P(q_c > 10^{-6} kg/kg)$
- Calcul de CF par s (en bleu) : $CF = P(s > 0)$
- Calcul de CF par q_t (en vert) : $CF = P(q_t > q_{sat}(\bar{T}))$

Comme on peut le voir, dans ces cas là, les fractions nuageuses CF sont sous-évaluées de moitié environ lorsqu'elles sont calculées à partir de q_t , alors qu'elles s'accordent extrêmement bien aux calculs directs lorsqu'elles sont évaluées à partir de l'étude du déficit à la saturation s . Pour ce qui est du calcul de l'eau condensé q_c , les inexactitudes sont toujours présentes avec l'utilisation de q_t , bien que moins flagrantes.

Ainsi, les conclusions de ces différentes études ont conduit à choisir le déficit à la saturation s comme variable pronostique dans le schéma statistique de nuage du GCM LMDz.

PDF bi-Gaussienne

Afin de compléter la mise en place de ce schéma de nuage, une dernière étape importante est d'étudier la distribution statistique du déficit à la saturation s , afin de déterminer une forme adéquate pour la PDF le représentant. Plusieurs études ont successivement proposé différentes formes de PDF. Le Treut and Li (1991) ont d'abord proposé une distribution uniforme et Bony and Emanuel (2001) une distribution log-normale, mais leurs schémas statistiques étaient basés sur la variable q_t et donc légèrement différent du nôtre. Pour ce qui est des schémas basés sur le déficit à la saturation s , Tompkins (2002) propose une distribution bêta, alors que Jam et al. (2013) expose les avantages d'une bi-Gaussienne.

Cette dernière forme de PDF est inspirée de plusieurs études antérieures comme celles de Lewellen and Yoh (1993), Larson et al. (2001), Golaz et al. (2002), Larson et al. (2002), Neggers (2009), Bogenschutz et al. (2010) ou encore Perraud et al. (2011), et a pour vocation de représen-

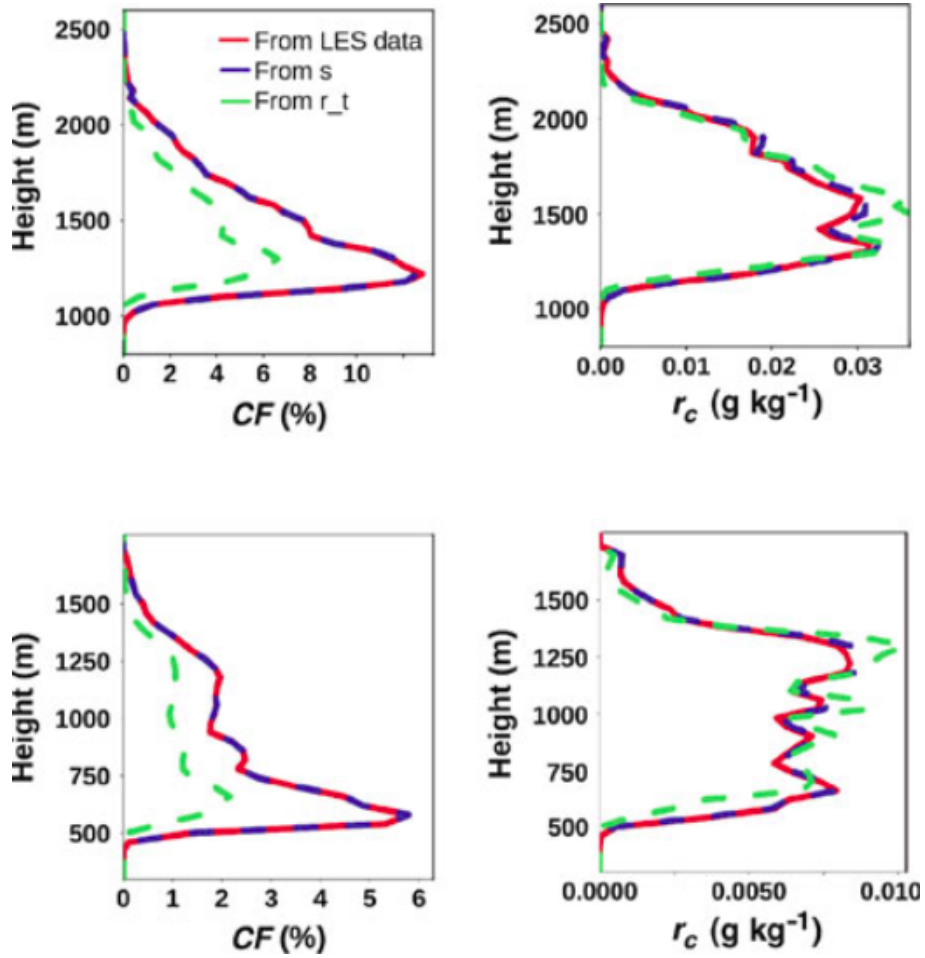


FIGURE 3.3 – Profils verticaux de fractions nuageuses CF et de contenu en eau nuageuse r_c (noté q_c dans cette thèse) dans les cas ARM (en haut) et BOMEX (en bas), directement calculés dans des LES (rouge), ou reconstruits par l'étude du déficit à la saturation $s > 0$ (bleu) ou de l'humidité spécifique $r_t > q_{sat}(\bar{T})$ (noté q_t dans cette thèse) (vert). Figure issue de Perraud et al. (2011).

ter explicitement la bi-modalité observée dans la distribution de vapeur d'eau, principalement dans les tropiques. L'un des modes de la bi-Gaussienne doit ainsi permettre une bonne représentation de la distribution d'humidité dans les thermiques, l'autre dans l'environnement. La forme générale de cette PDF bi-Gaussienne de déficit à la saturation est la suivante :

$$P(s) = \alpha \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{s-\bar{s}_{th}}{\sigma_{th}}\right)^2}}{\sigma_{th}\sqrt{2\pi}} + (1-\alpha) \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{s-\bar{s}_{env}}{\sigma_{env}}\right)^2}}{\sigma_{env}\sqrt{2\pi}}, \quad (3.2)$$

où \bar{s}_{th} [kg/kg] et \bar{s}_{env} [kg/kg] sont les déficits à la saturation moyens dans les thermiques et dans l'environnement au sein des mailles, σ_{th} [kg/kg] et σ_{env} [kg/kg] les écart types de chacune de ces Gaussiennes et α la fraction des mailles occupées par les thermiques. On représente ces différents modes sur la Figure 3.4.

On peut noter que \bar{s}_{th} , \bar{s}_{env} et α sont directement calculés dans la paramétrisation de la couche

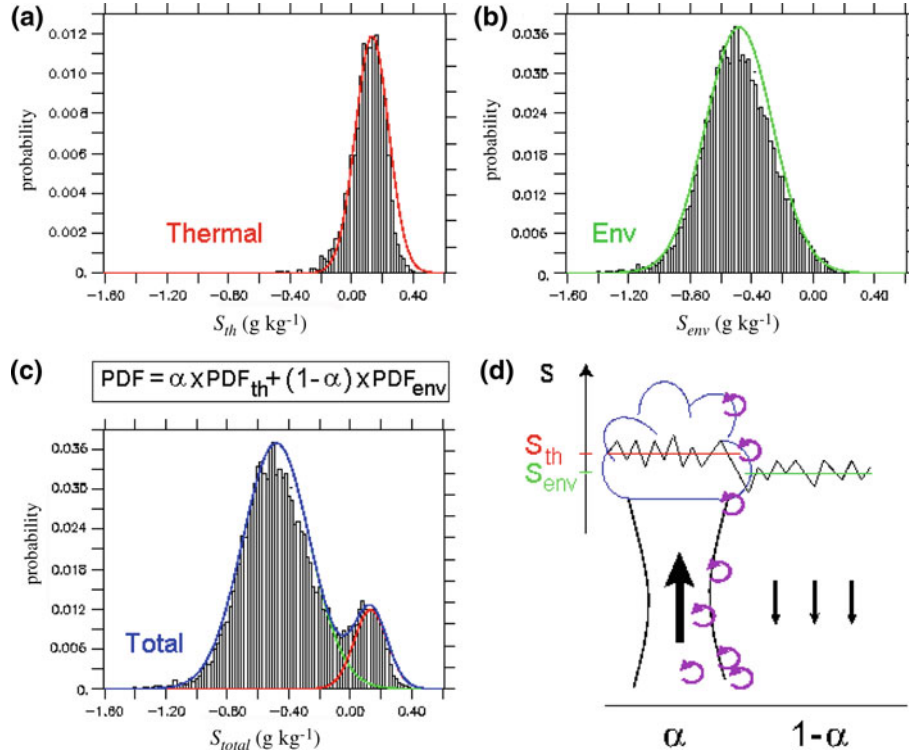


FIGURE 3.4 – Distributions de déficit à la saturation s dans la LES du cas ARM à 8 heures et 1200m, (a) dans les thermiques uniquement, (b) dans l'environnement uniquement et (c) dans le domaine complet. Les courbes rouges et vertes sont des ajustements Gaussiens des distributions en (a) et (b). La courbe bleue est une combinaison des deux précédentes, donnée par l'équation 3.2. La partie (d) est une représentation schématique du modèle du thermique avec les variations de s au sein des thermiques et de l'environnement. La figure est issue de Jam et al. (2013).

limite turbulente présenté en section 2.2.4 et sont transmis au schéma statistique de nuage présenté ici, d'où la notion de couplage mentionné entre ces différentes paramétrisations. Les variables σ_{th} et σ_{env} doivent, elles, être paramétrisées en fonction d'autres variables du modèle. Pour conclure, les équations du schéma statistique de nuage de LMDz6 permettant d'évaluer la fraction nuageuse CF et la quantité d'eau condensée sous-maille q_c , basées sur le déficit à la saturation s et sur une PDF bi-Gaussienne P comme celle présentée équation 3.2, sont les

suivantes :

$$\begin{cases} q_c = \int_0^{+\infty} s.P(s)ds \\ CF = \int_0^{+\infty} P(s)ds \end{cases} \quad (3.3)$$

où s [kg/kg] est présenté équation 3.1 et P équation 3.2.

3.2 Une nouvelle évaluation des propriétés nuageuses

Ainsi que mentionné dans l'introduction au paragraphe 1.3.1, une approximation faite dans le GCM LMDz et dans la plupart des GCMs actuels est que les propriétés nuageuses sous-maillages sont considérées comme étant verticalement homogènes. Les fractions nuageuses CF et l'eau condensée sous-maille q_c sont ainsi traitées comme telles dans le modèle ce qui pourrait être une des causes du biais "too few, too bright". On rappelle que ce biais, mentionné par Zhang et al. (2005) ou Nam et al. (2012), stipule que les scènes nuageuses peu couvrantes sont trop rarement simulées par les modèles et que leur réflectance est trop importante. Pour tenter de le résoudre, nous avons développé deux paramétrisations permettant une prise en compte de l'hétérogénéité verticale sous-maille dans les GCMs, que nous présentons dans la section suivante sous forme d'article.

3.2.1 Article : Accounting for vertical subgrid-scale heterogeneity in low-level cloud fraction parameterizations



RESEARCH ARTICLE

10.1029/2018MS001379

Accounting for Vertical Subgrid-Scale Heterogeneity in Low-Level Cloud Fraction Parameterizations

Key Points:

- Most cloud schemes assume vertically homogeneous cloud fractions in GCM grid boxes
- This approximation may induce an underestimation of cloud cover and overestimation of reflectance
- We parameterize 3-D subgrid-scale heterogeneities for low-level clouds and reduce these biases

Correspondence to:

J. Jouhaud,
jean.jouhaud@gmail.com

Citation:

Jouhaud, J., Dufresne, J.-L., Madeleine, J.-B., Hourdin, F., Couvreux, F., Villefranque, N., & Jam, A. (2018). Accounting for vertical subgrid-scale heterogeneity in low-level cloud fraction parameterizations. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 10. <https://doi.org/10.1029/2018MS001379>

Received 18 MAY 2018

Accepted 21 SEP 2018

Accepted article online 2 OCT 2018

J. Jouhaud¹, J.-L. Dufresne¹, J.-B. Madeleine¹, F. Hourdin¹, F. Couvreux², N. Villefranque², and A. Jam¹

¹Laboratoire de Météorologie Dynamique/IPSL, CNRS, Sorbonne Université, École Normale Supérieure, PSL Research University, École polytechnique, Paris, France, ²CNRM, Université de Toulouse, Météo-France, CNRS, Toulouse, France

Abstract Many general circulation models (GCMs) assume some heterogeneity of water amounts in their grid boxes and use probability density functions to parameterize cloud fractions CF and amounts of condensed water q_c . Most GCM cloud schemes calculate the CF as the volume of the grid box that contains clouds (CF_{vol}), whereas radiative fluxes primarily depend on the CF by surface (CF_{surf}), that is, the surface of the grid box covered by clouds when looking from above. This discrepancy matters as previous findings suggest that CF_{surf} is typically greater than CF_{vol} by about 30%. In this paper we modify the single column model version of the LMDz GCM cloud scheme by introducing the vertical subgrid-scale heterogeneity of water content. This allows to distinctly compute the two fractions, CF_{vol} and CF_{surf} , as well as the amount of condensed water q_c . This study is one of the first to take into account such vertical subgrid-scale heterogeneity in a GCM cloud scheme. Three large eddy simulation cases of cumuliform boundary layer clouds are used to test and calibrate two different parameterizations. These new developments increase cloud cover by about 10% for the oceanic cases RICO and Barbados Oceanographic Meteorological Experiment and by up to 50% for the continental case ARM. The change in condensed water reduces the liquid water path by 10–20% and therefore the cloud opacity by 5–50%. These results show the potential of the new scheme to reduce the *too few, too bright* bias by increasing low-level CF and decreasing cloud reflectance.

1. Introduction

Clouds have a large impact on the radiative budget of the Earth and are the major source of spread in climate sensitivity estimates (Bony & Dufresne, 2005; Vial et al., 2013; Zelinka et al., 2017). Low-level clouds are ubiquitous over the globe and strongly impact shortwave (SW) radiative fluxes and, to a lesser extent, long-wave (LW) radiative fluxes at the top of atmosphere. As a result, their representation in climate models is particularly critical. Many models share two compensating errors by underestimating low-level cloud fraction (CF) and overestimating reflectance (Nam et al., 2012; Zhang et al., 2005). Konsta et al. (2016) hypothesized that neglecting the vertical heterogeneity of cloud properties may partly explain this widespread model bias. Using large eddy simulations (LES), Neggers et al. (2011) found that neglecting the subgrid-scale (SGS) vertical heterogeneity of cumulus clouds resulted in biases of 50% to 100% on the top of atmosphere SW cloud radiative forcing. Del Genio et al. (1996) also pointed out that although the total water distribution can be used to estimate CF by volume CF_{vol} in a model grid box, radiative transfer schemes need as input the CF by surface CF_{surf} , that is, the surface of the grid box that is covered by clouds when looking from above. The difference between the two CF , by volume and by surface, is a way to characterize this vertical heterogeneity. Brooks et al. (2005) demonstrated using radar and lidar observations that the difference between the two can be significant and that CF_{surf} is typically greater than CF_{vol} by about 30%.

Boundary layer clouds are not explicitly resolved in general circulation model (GCM) and must be parameterized. A widely used family of cloudiness parameterization, referred to as statistical schemes, represents the SGS horizontal heterogeneity of total water content by a probability density function (PDF) (Mellor, 1977; Sommeria & Deardorff, 1977). In their general form, the following equations are used to compute the condensed water q_c and CF :

©2018. The Authors.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs License, which permits use and distribution in any medium, provided the original work is properly cited, the use is non-commercial and no modifications or adaptations are made.

$$\begin{cases} s = a_l(q_t - q_{\text{sat}}(T_l)) \\ q_c = \int_0^{+\infty} s.P(s)ds \\ CF = \int_0^{+\infty} P(s)ds \end{cases} \quad (1)$$

where s is the water saturation deficit, a_l is a thermodynamic constant (see Appendix A1), q_t the total water (condensed q_c + vapor q_v), q_{sat} the saturation mixing ratio, T_l the liquid temperature (see Appendix A1), and P a PDF. Various PDF schemes have been proposed, from a uniform PDF (Le Treut & Li, 1991) to a unimodal lognormal (Bony & Emanuel, 2001), a beta (Tompkins, 2002), or a bi-Gaussian PDF (Jam et al., 2013). This last distribution (which is based on previous studies by Bogenschutz et al., 2010; Golaz et al., 2002; Larson et al., 2002, 2001; Lewellen & Yoh, 1993; Neggers, 2009; Perraud et al., 2011) aims at representing explicitly the bimodality in tropical water vapor distributions by introducing a moister mode that corresponds to boundary layer thermals and a drier mode that corresponds to the surrounding air (later called the *environment*). Some models try to explicitly connect this bi-Gaussian distribution to a mass flux representation of the boundary layer convection that splits the horizontal grid into updrafts and their environment (Neggers, 2009). It is the case of the LMDz GCM that couples the *thermal plumes* model of Rio et al. (2010) with the bi-Gaussian cloud scheme of Jam et al. (2013).

If the choice of a better PDF may improve the evaluation of the CF defined by equation (1), the problem mentioned by Del Genio et al. (1996) that stipulates that CF is calculated by volume but is directly used as a fraction defined by surface by the radiative code remains. Therefore, an implicit assumption of the models using the statistical schemes is that CF defined by volume and by surface are equal, which is far from what is observed (Brooks et al., 2005) or computed by LES models (Neggers et al., 2011).

In general, Pincus and Klein (2000) suggest that SGS water content heterogeneity is not only important in the assessment of CF by volume and by surface but also affects many other processes such as the interaction of clouds with radiation (Barker & Wielicki, 1997; Li et al., 2005) or autoconversion rates (Boutle et al., 2014; Kawai & Teixeira, 2012; Pincus & Klein, 2000). We choose here to focus on the computation of CF only, all things otherwise being equal, as the coupling with other processes deserves a dedicated study.

The aim of this study is therefore to develop a parameterization of the SGS water content heterogeneity in the SCM version of the LMDz GCM that allows the computation of (1) the CF by volume CF_{vol} , which is the CF computed over a layer of a given thickness Δz and (2) the CF by surface CF_{surf} , which is the projected cloud area. To develop and calibrate this parameterization in LMDz, we use LES simulations of boundary layer clouds. We have based our work on the LMDz β 6 version of LMDz, an improved version of LMDz5B presented in Hourdin et al. (2013).

In section 2, we present the methodology we follow to explore and constrain two parameterizations, which are then presented in detail in section 3: a first one that combines a vertical and a horizontal PDF (section 3.1) and a second one that is based on a single 3-D PDF (section 3.2). In section 4, we compare the two parameterizations to LES direct calculations in order to define the most accurate (section 4.1). We finally discuss the sensitivity to the vertical resolution (section 4.2) and explore the results of the SCM version of the LMDz β 6 GCM (section 4.3).

2. Methods and Models

2.1. Models and Test Cases

In order to develop and constrain the two parameterizations, we considered three test cases of shallow cumulus clouds that are represented in Figure 1.

The first case, ARM, represents the growing of the continental boundary layer on 21 June 1997 over the U.S. Southern Great Plains ARM site (Brown et al., 2002). It highlights the diurnal cycle of shallow convection over 15 hr, from 5h30 to 20h30 LT. Clouds appear at 9h30 LT and dissipate by 18h30 LT. The cloud base increases from 800 to 1,200 m and the cloud top from 1,100 to 2,700 m. This case has been for long recognized as representative of purely local continental shallow convection and used by many authors to develop shallow convection schemes (Bogenschutz et al., 2012; Cheng & Xu, 2015; Jam et al., 2013; Neggers et al., 2004; Rio & Hourdin, 2008). However, a recent study from Zhang et al. (2017) suggests that it is subject to some large-scale influence, with a relatively large surface latent heat flux compared to the values derived from the composite

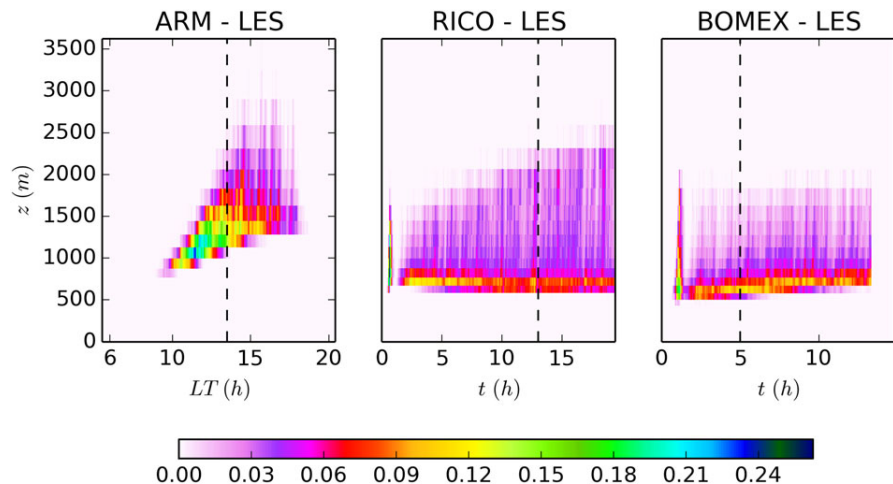


Figure 1. Time evolution of the cloud fraction vertical profiles for the ARM, RICO, and BOMEX LES simulations. The black dashed vertical lines show the times when vertical profiles are represented in the rest of the paper. Note that unlike the RICO and BOMEX cases that are quasi-stationary, the ARM case has a diurnal cycle and local time (LT) is therefore shown on the x axis. LES = large eddy simulation; BOMEX = Barbados Oceanographic Meteorological Experiment.

of all the cumulus days over more than 10 years. As our study aims at testing impacts of the SGS water content heterogeneity on low-level clouds and does not specifically focus on local surface-driven shallow convection processes, we kept working on this version of the ARM case.

The second case represents a field of rainy shallow cumulus clouds over the western Atlantic ocean, derived from the RICO campaign described in VanZanten et al. (2011). Clouds cover the whole duration of the simulation. The cloud base remains at the same level (~ 500 m) and the cloud top increases from 1,000 to 2,500 m.

The last case represents an oceanic cloudy boundary layer derived from the Barbados Oceanographic Meteorological Experiment (BOMEX) and described in Siebesma et al. (2003). The cloud base and cloud top remain at the same level (~ 500 and 2,000 m, respectively), and the simulation lasts 15 hr, which is longer than the 6-hr runs used for the LES intercomparison of Siebesma et al. (2003).

The three cases used here have been shown to reproduce observations (Brown et al., 2002; Siebesma et al., 2003; VanZanten et al., 2011), and our LES compare well with others from different intercomparison exercises.

LES are performed using the LES version of the nonhydrostatic model Meso-NH (Lac et al., 2018). In this model, a bulk one-moment microphysics scheme called the mixed ICE3 scheme (Caniaux et al., 1994; Pinty & Jabouille, 1998) is used to reproduce the different processes such as condensation, evaporation, precipitation, and auto-conversion. It predicts the mass mixing ratio of five water species (among which only two, cloud droplets and raindrops, are present here) and is close to a Kessler scheme as far as warm clouds are concerned. An all-or-nothing cloud scheme is used assuming that any grid can only be either totally saturated or unsaturated, and no SGS condensation scheme is allowed. Although the computation of SGS CF could provide a better agreement with observations, especially in terms of cloud size, we decided not to use any SGS cloud scheme in the LES. Indeed, we want to ensure that clouds are explicitly resolved by the LES. The turbulence scheme uses a prognostic equation of the turbulent kinetic energy using a Deardorff mixing length scale (Cuxart et al., 2000).

To characterize the thermals, we use the conditional sampling presented in Couvreux et al. (2010). This sampling allows a continuous characterization of convective updrafts from the surface to the cloud tops. It uses the concentration in the atmosphere of a passive tracer emitted at the surface. The tracer is emitted homogeneously with a constant vertical flux and undergoes a radioactive decay of 15 mn. A LES grid point then belongs to a thermal if the following criteria are satisfied simultaneously: (a) the tracer concentration anomaly at this point is superior to the standard deviation of the tracer concentration at this level or to a minimum threshold, (b) its vertical velocity is positive, and (c) in the presence of clouds, the condensed water is nonnull in the three upper quarters of the cloud.

Finally, the domain size of all three LES shallow cumulus cloud cases is 6.4 km by 6.4 km, with a 4-km height and 25-m resolution in the three directions. Our domain is rather small compared to recent LES whose domain size reaches typically 10 km by 10 km and sometimes more. Therefore, our simulations tend to slightly overestimate CF by a few percent.

The SCM simulations are performed using LMDzβ6, an improved version of LMDz5B presented in Hourdin et al. (2013) and close to the new LMDz6 model. It runs with a time step of 10 mn, and we checked the sensitivity of our results to three different vertical resolutions (see Figure 14 in Appendix A2). As far as the radiative transfer scheme is concerned, the heating rates are prescribed at each level, independently from the different parameterizations we test. However, the radiative fluxes are computed for diagnostic purposes as we will see later in Figure 13. Further details relevant to this work are presented in the next section.

2.2. LMDz Boundary Layer and Cloudiness Parameterization

In the cloudy boundary layer turbulence occurs at various scales. Small-scale turbulence dominates the total vertical transport in the unstable surface layer while coherent structures as thermal plumes play a key role in the mixed layer. Observations show that in the cloudy boundary layer, the major part of vertical transport is carried out by those coherent structures and that cumulus clouds are the saturated part of these thermals (LeMone & Pennell, 1976).

In our model, the vertical SGS transport is obtained by modeling both the mass flux and small-scale turbulence. The mass flux scheme, called the *thermal plume* model (Rio & Hourdin, 2008), describes the nonlocal transport induced by the boundary layer thermals, whereas the small-scale turbulence is computed by a diffusivity model. The thermal plume model is coupled to a statistical cloud scheme based on a bi-Gaussian distribution of saturation deficit s (Jam et al., 2013) which can be written as follows:

$$P(s) = \alpha \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{s - \bar{s}_{th}}{\sigma_{h_{th}}} \right)^2}}{\sigma_{h_{th}} \sqrt{2\pi}} + (1 - \alpha) \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{s - \bar{s}_{env}}{\sigma_{h_{env}}} \right)^2}}{\sigma_{h_{env}} \sqrt{2\pi}}, \quad (2)$$

where α is the fraction of the thermal plumes in the layer, \bar{s}_{th} and \bar{s}_{env} the mean values of the saturation deficits in the thermals and in the environment, respectively, and $\sigma_{h_{th}}$ and $\sigma_{h_{env}}$ the standard deviations of the distributions in the thermals and in the environment, respectively.

The LMDzβ6 statistical cloud scheme, based on this bi-Gaussian distribution of saturation deficit, is coupled to the mass flux scheme from Rio et al. (2010) that provides directly s_{th} , s_{env} , and α . The only variables of equation (2) that need to be parameterized are then the standard deviations $\sigma_{h_{th}}$ and $\sigma_{h_{env}}$. They control the SGS saturation deficit heterogeneity. This heterogeneity is mainly driven by the difference between the saturation deficit in the thermal plumes and that in their surrounding environment. The higher the difference, the higher the saturation deficit heterogeneity in these regions. For a given difference in saturation deficit between the plumes and the environment, $\sigma_{h_{th}}$ is expected to scale with the ratio of the lateral area of mixing to the volume of the thermal plumes. Let us call A the horizontal surface of any individual thermal plume and its surrounding environment. αA is the surface of this plume in this domain, and $(1 - \alpha)A$ is the surface of the environment. The radius of the plume is $R = \sqrt{\frac{\alpha A}{\pi}}$, and its lateral mixing surface is $S = 2\pi \sqrt{\frac{\alpha A}{\pi}} \Delta z$. The volume of the plume is $V = \alpha A \Delta z$. Consequently, for a given contrast in the saturation deficit, $\sigma_{h_{th}}$ scales as $\frac{S}{V} = 2\sqrt{\frac{\pi}{\alpha A}}$ and $\sigma_{h_{th}} \propto \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$. Applying the same reasoning to $\sigma_{h_{env}}$, we get $\sigma_{h_{env}} \propto \frac{\sqrt{\alpha}}{(1 - \alpha)}$. This is why Jam et al. (2013) proposed that the standard deviations of the saturation deficits should take the following form:

$$\begin{cases} \sigma_{h_{th}} = c_{th} \frac{1}{\sqrt{\alpha}} (\bar{s}_{th} - \bar{s}_{env}) + b \bar{q}_{t_{th}} \\ \sigma_{h_{env}} = c_{env} \frac{\sqrt{\alpha}}{1 - \alpha} (\bar{s}_{th} - \bar{s}_{env}) + b \bar{q}_{t_{env}} \end{cases} \quad (3)$$

where c_{th} , c_{env} , and b are tunable parameters.

The ARM and BOMEX cases were used as a basis for the calibration of this parameterization. The LES have been postprocessed using the conditional sampling presented above. The five parameters of the bi-Gaussian PDF (\bar{s}_{th} , \bar{s}_{env} , $\sigma_{h_{th}}$, $\sigma_{h_{env}}$, and α) were calculated at each LES level, thus creating PDFs that represent the horizontal heterogeneity in the LES. The same was done in each SCM layer on the LMDzβ6 vertical discretization (red dots in Figure 14), and the SCM vertical profiles of $\sigma_{h_{th}}$ and $\sigma_{h_{env}}$ (equation (3)) were then adjusted to the LES

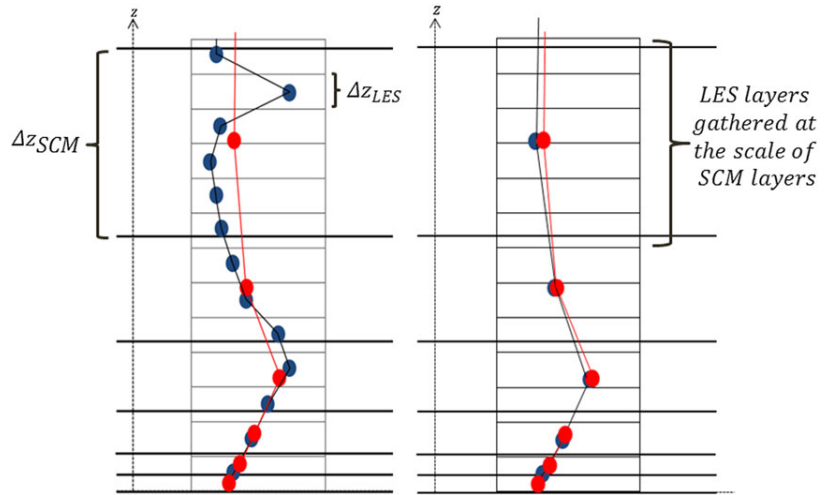


Figure 2. Idealized vertical profiles of $\sigma_{h_{env}}$ on different vertical grids. (left) Blue dots are obtained with LES data on the LES-refined vertical grid ($\Delta z_{LES} = 25$ m); red dots are obtained with SCM data on the SCM LMDz β 6 vertical grid ($\Delta z_{SCM} \in [20;150$ m] here). This panel shows how the SCM vertical profile of $\sigma_{h_{env}}$ is compared to the LES one in Jam et al. (2013) when tuning the c_{env} and b coefficients. (Right) Blue dots are obtained by gathering LES levels to match the SCM ones, so that the tuning process is based on quantities computed on the same scale. LES = large eddy simulations; SCM = single column model.

vertical profiles by adjusting the tunable parameters c_{th} , c_{env} , and b (Figure 2, left). The PDFs obtained in the SCM then represent the horizontal SGS saturation deficit heterogeneities of each SCM layer. This tuning process can present a discrepancy because the SCM vertical profiles of $\sigma_{h_{th}}$ and $\sigma_{h_{env}}$ are not evaluated on the same vertical grid as the LES vertical profiles (Figure 2, left). To solve this discrepancy, we tune the model by gathering data on multiple LES levels to match the SCM levels, as shown in Figure 2.

3. Including Vertical SGS Heterogeneity of CF

In sections 3 to section 4.2, we use LES only to explore parameterizations; even if as shown in the right panel of Figure 2, we will often alter the LES vertical resolution to match the SCM one.

To develop a parameterization of cloudiness that accounts for vertical heterogeneity of water content at a subgrid scale, we consider different options. The first option consists in combining a vertical PDF of saturation deficit s to the horizontal one of Jam et al. (2013), thereby assuming that the vertical and the horizontal SGS heterogeneities are statistically independent. The second option is to create a PDF of saturation deficit directly based on 3-D statistics of LES data gathered at the scale of the SCM grid boxes (Figure 2, right) and then to parameterize CF_{surf} from CF_{vol} . In sections 3.1 and 3.2, we will present and discuss the results obtained using these two methods.

3.1. Method 1: Combining a Vertical PDF With the Horizontal PDF

In equation (1) that define condensed water and CF in the cloudiness parameterization, it is implicitly assumed that $s(x, y, z) = s(x, y)$. Said differently, it is assumed that the saturation deficit has a constant value along the vertical axis at a SCM subgrid scale, that is, that clouds homogeneously fill the layers vertically (as mentioned in Del Genio et al., 1996). We therefore introduce the saturation deficit $\bar{s}_z(x, y)$ which is vertically averaged over each layer of thickness Δz and rewrite equation (1) as follows:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{s}_z(x, y) = \frac{1}{\Delta z} \int_{\Delta z} s(x, y, z) dz \\ q_c = \int_{\bar{s}_z=0}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} \bar{s}_z \cdot P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \\ CF = \int_{\bar{s}_z=0}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \end{array} \right. \quad (4)$$

To illustrate our method, we show in Figure 3 a layer whose size is typical of a SCM and which is filled by three different rearrangements of the same LES results. The top panel shows the real cloud organization of

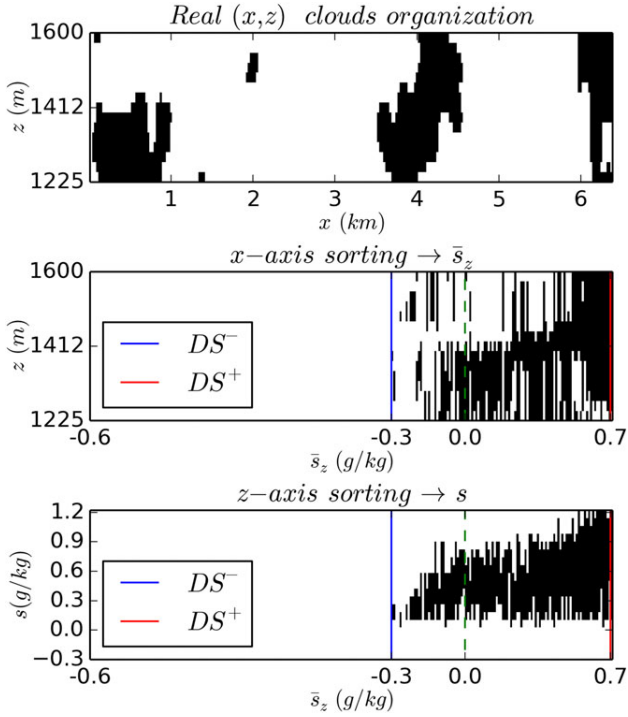


Figure 3. Vertical cross section of cloudy points (in black) in a large eddy simulation (LES) domain whose size is typical of single column model simulations. (top) LES cloud scene, for which $CF_{vol} = 0.22$ and $CF_{surf} = 0.42$. (middle) Rearrangement of the LES cloud scene by sorting the horizontal x axis in order of increasing \bar{s}_z . (bottom) Sorting of the vertical z axis by order of increasing saturation deficit s . The three cloud scenes are statistically equivalent for a general circulation model. The parameters DS^- and DS^+ show the limits of the transition zone from fully clear to fully cloudy conditions over the vertical at a subgrid scale. Data from the LES of the ARM case at 13h30 LT.

relevant for our approach is then $\mathcal{H}(s > 0)$ instead of $\mathcal{H}(\bar{s}_z > 0)$ and should be placed inside the integral over s in the expression of q_c . The equation can then be simplified by removing the Heaviside function and setting the lower bound of the integral to 0. As for the CF, we introduce the difference between CF_{vol} and CF_{surf} . For the CF by volume CF_{vol} , we follow the same steps as for the condensed water q_c , add $\mathcal{H}(s > 0)$ inside the integral over s , and then remove it by changing the bound to $s = 0$. For the CF by surface CF_{surf} , we introduce the following:

$$Q_{surf}(\bar{s}_z) = \mathcal{H}\left(\int_{s=0}^{s \rightarrow \infty} Q_{vol}(s) ds > 0\right) \quad (6)$$

This formulation accounts for every condensate that is present in the vertical of a subcolumn in the calculation of CF_{surf} , even if $\bar{s}_z < 0$ in this subcolumn. The final expressions of condensed water and CF at a subgrid scale can then be summarized as follows:

$$\begin{cases} q_c = \int_{\bar{s}_z \rightarrow -\infty}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} \left(\int_{s=0}^{s \rightarrow \infty} s Q_{vol}(s) ds \right) P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \\ CF_{vol} = \int_{\bar{s}_z \rightarrow -\infty}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} \left(\int_{s=0}^{s \rightarrow \infty} Q_{vol}(s) ds \right) P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \\ CF_{surf} = \int_{\bar{s}_z \rightarrow -\infty}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} Q_{surf}(\bar{s}_z) P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \end{cases} \quad (7)$$

this layer. We rearrange it by first sorting the horizontal xy coordinates (only the x coordinate is represented here) by order of increasing \bar{s}_z (the vertically averaged saturation deficit; see the middle panel of Figure 3). We then rearrange it by sorting the vertical z coordinate by order of increasing saturation deficit s (bottom panel). The cloud scene shown in the bottom panel is, statistically speaking, the same as the one in the top panel for the SCM, because no geometry exists at a subgrid scale. That statistical rearrangement reveals a parameter $DS = DS^+ - DS^-$ that highlights the transition from fully clear to fully cloudy conditions due to the vertical sub-layer heterogeneity. Indeed, for $\bar{s}_z \leq DS^-$, no clouds are present, and for $\bar{s}_z \geq DS^+$, the vertical layer is entirely filled by clouds. We also note that in the bottom panel, clouds are present over a significant interval of negative \bar{s}_z values, between $\bar{s}_z = DS^-$ and $\bar{s}_z = 0$. This interval where clouds are present for negative values of \bar{s}_z is not taken into account in the calculation of CF by equation (4).

Knowing that, we introduce Q_{vol} , the normalized PDFs of $s(x, y, z)$ along the vertical axis inside a SCM layer, so we can make a variable change and replace the integral over the layer volume by an integral over s . Note that $\int_{s \rightarrow -\infty}^{s \rightarrow +\infty} Q_{vol}(s) ds = 1$. We also introduce a Heaviside function $\mathcal{H}(\bar{s}_z > 0)$ to rewrite the limits of the integrals over \bar{s}_z in the expressions of q_c and CF . Equation (4) then become as follows:

$$\begin{cases} \bar{s}_z = \int_{s \rightarrow -\infty}^{s \rightarrow +\infty} s Q_{vol}(s) ds \\ q_c = \int_{\bar{s}_z \rightarrow -\infty}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} \mathcal{H}(\bar{s}_z > 0) \left(\int_{s \rightarrow -\infty}^{s \rightarrow +\infty} s Q_{vol}(s) ds \right) P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \\ CF = \int_{\bar{s}_z \rightarrow -\infty}^{\bar{s}_z \rightarrow +\infty} \mathcal{H}(\bar{s}_z > 0) \left(\int_{s \rightarrow -\infty}^{s \rightarrow +\infty} Q_{vol}(s) ds \right) P(\bar{s}_z) d\bar{s}_z \end{cases} \quad (5)$$

Here the saturation deficit has not the same value along the vertical axis at a subgrid scale anymore, and the condition $\bar{s}_z(x, y) > 0$ used as condensation threshold should be replaced by $s(x, y, z) > 0$. The Heaviside function

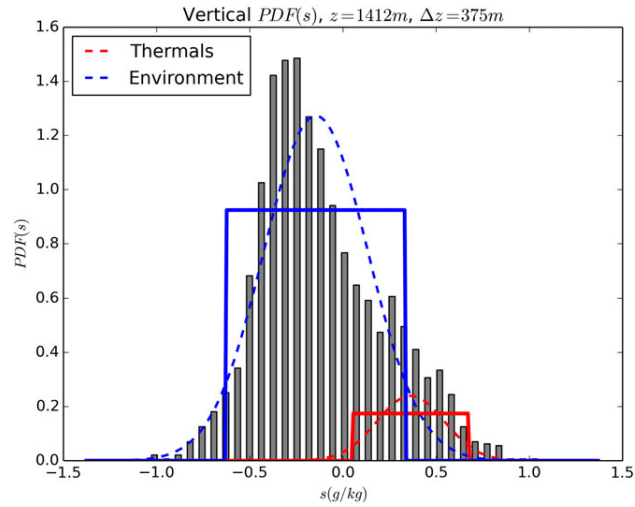


Figure 4. Gray bars: 1-D histograms of saturation deficit s , obtained from each LES subcolumns for which $\bar{s}_z \in [DS^-; DS^+]$ (see Figure 3). The colored lines represent different vertical PDFs Q_{vol} , estimated by different fits of this histogram. The vertical PDFs are sampled in thermal plumes and environment regions according to Couvreux et al. (2010). Red lines fit the thermal regions with squared (solid line) or Gaussian (dashed line) distributions. Blue lines fit the environment regions with squared (solid line) or Gaussian (dashed line) distributions. Data come from the LES of the ARM case at 13H30 LT. We create SGS heterogeneity by weighting on the horizontal PDF of Jam et al. (2013) with the vertical PDF. LES = large eddy simulations; PDF = probability density function; SGS = subgrid scale.

where s is the saturation deficit, \bar{s}_z the SCM SGS vertically averaged saturation deficit, P the horizontal PDF, and Q_{surf} and Q_{vol} the vertical PDFs. The integral over \bar{s}_z is done from $-\infty$ to $+\infty$ as negative values of \bar{s}_z do not strictly imply that s is negative throughout the LES subcolumns. Indeed, as mentioned just above, we observe in Figure 3 unsaturated columns ($\bar{s}_z < 0$) that are nevertheless partially cloudy ($s > 0$). The integral over s is done from 0 to $+\infty$ in order to gather positive values of saturation deficit in the calculations of condensed water or CF. We also introduce the indices *vol* and *surf* now that the distinction between CF by volume and CF by surface explicitly exists in the cloudiness parameterization. The radiative transfer code that computes the vertical LW and SW fluxes will use the CF by surface CF_{surf} , whereas the physical parameterizations that compute 3-D mass fluxes and cloud physical properties will use the CF by volume CF_{vol} . In these equations the SGS total heterogeneity is the product of the vertical and horizontal SGS heterogeneities considered independently.

Our method presents similarities with the parameterization of Larson and Schanen (2013) that links specific points in the horizontal SGS PDFs of hydrometeors at multiple levels through vertical profiles. However, this study does not refer to vertical heterogeneity at a subgrid scale and only focuses on it at multiple vertical levels.

3.1.1. Evaluation of the Vertical PDFs Q_{vol} and Q_{surf} Using LES Data

To evaluate the shape of Q_{vol} and Q_{surf} , we use the LES layers gathered to match the SCM ones and calculate vertical distributions of saturation deficit $s(x, y, z)$. We only consider verticals for which $\bar{s}_z \in [DS^-; DS^+]$, which corresponds to the interval for which the LES subcolumns are either totally covered or completely cloud free but partially covered (Figure 3, bottom). The 1-D histogram in Figure 4 displays the values of s for each grid points of each subcolumns for which $\bar{s}_z \in [DS^-; DS^+]$. This 1-D histogram is then a representation of the vertical SGS heterogeneity of saturation deficit in the SCM-like layer. The vertical PDF Q_{vol} is a fit of this 1-D histogram. To be consistent with Jam et al. (2013), we split the distribution into two normal distributions that correspond to the thermal and environment regions, as we do for the horizontal PDF and following the same conditional sampling of Couvreux et al. (2010). The PDF could be approximated by a Bi-Gaussian distribution. However, to allow the analytical calculation of Q_{vol} , we choose to approximate this vertical PDF by two uniform distributions centered on \bar{s}_{th} and \bar{s}_{env} , with standard deviations $\sigma_{z_{th}}$ and $\sigma_{z_{env}}$. The spans of these uniform distributions are $\Delta s_{th} = \sqrt{12} \cdot \sigma_{z_{th}}$ and $\Delta s_{env} = \sqrt{12} \cdot \sigma_{z_{env}}$, and the functions Q_{vol} and Q_{surf} mentioned earlier

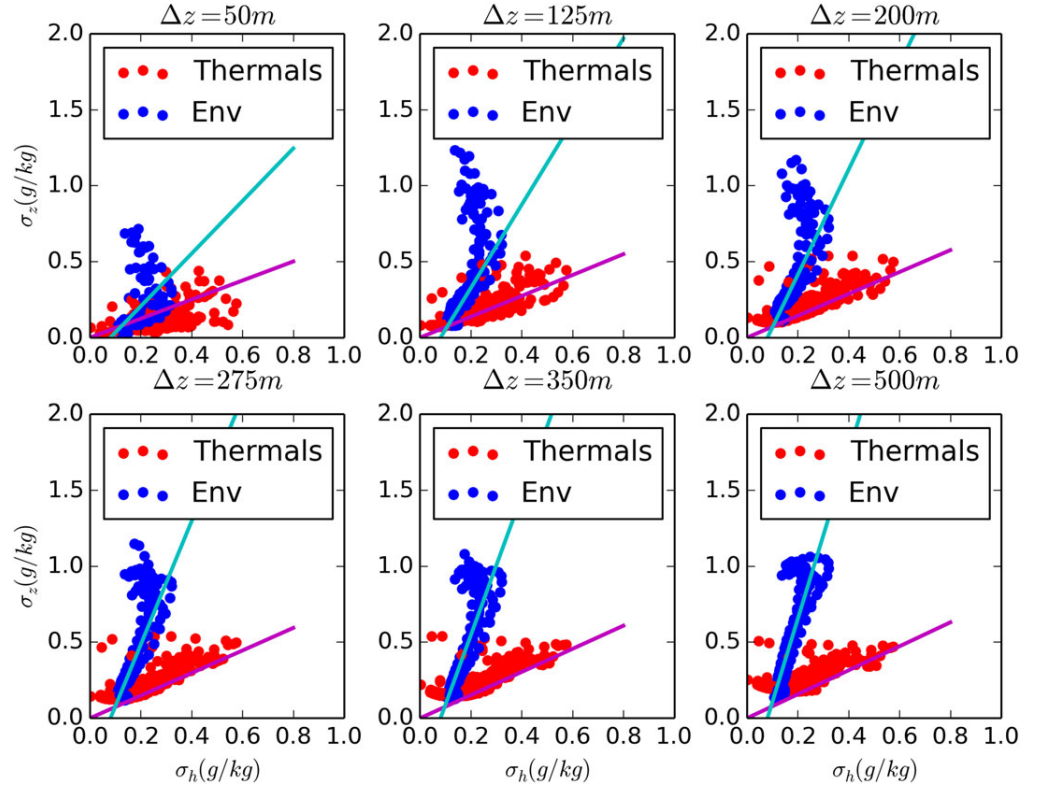


Figure 5. Scatter plots of the standard deviations $\sigma_{z_{th}}$ and $\sigma_{z_{env}}$ of the vertical distributions against the standard deviations $\sigma_{h_{th}}$ and $\sigma_{h_{env}}$ of the horizontal distributions, plotted for six different layer thicknesses $\Delta z \in [50;500]$ m. Purple and cyan lines are the linear fits we propose for the thermal and environment regions, respectively (see equation (9)). Data originate from the large eddy simulations of the Barbados Oceanographic Meteorological Experiment case over the whole duration of the simulation.

then take the following form:

$$\begin{cases} Q_{vol}(s) = \alpha Q_{v_{th}}(s) + (1 - \alpha) Q_{v_{env}}(s) \\ Q_{v_{th,env}}(s) = \begin{cases} 0 & \text{if } s \leq \left(\bar{s}_z - \frac{\Delta s_{th,env}}{2}\right) \\ \frac{1}{\sqrt{12} \cdot \sigma_{z_{th,env}}} & \text{if } \left(\bar{s}_z - \frac{\Delta s_{th,env}}{2}\right) \leq s \leq \left(\bar{s}_z + \frac{\Delta s_{th,env}}{2}\right) \\ 0 & \text{if } \left(\bar{s}_z + \frac{\Delta s_{th,env}}{2}\right) \leq s \end{cases} \\ Q_{surf}(\bar{s}_z) = \mathcal{H}\left(\bar{s}_z > -\frac{\Delta s_{env}}{2}\right) \end{cases} \quad (8)$$

where \mathcal{H} is the Heaviside function. It is worth reminding that parameterizing Q_{surf} using a Heaviside function that starts from $\bar{s}_z = -\frac{\Delta s_{env}}{2} = -\sqrt{3} \cdot \sigma_{z_{env}}$ accounts for the fact that as far as radiation is concerned, any condensate on a vertical sublayer axis is considered as a cloud that should increase CF_{surf} , even when $\bar{s}_z \leq 0$.

The standard deviation $\sigma_{z_{env}}$ and $\sigma_{z_{th}}$ now need to be parameterized and implemented in a GCM. Figure 5 shows the relation that exists between the horizontal and vertical standard deviations in the LES for SCM-like layers of thickness Δz . The linear fits that we propose for $\sigma_{z_{th,env}}$ based on the values of $\sigma_{h_{th,env}}$ (see Figure 5) are as follows:

$$\begin{cases} \sigma_{z_{th}} = 0.8 \left(\frac{\Delta z}{150}\right)^{0.1} \sigma_{h_{th}} \\ \sigma_{z_{env}} = 3. \left(\frac{\Delta z}{150}\right)^{0.5} \sigma_{h_{env}} - 0.08 \left(3. \left(\frac{\Delta z}{150}\right)^{0.5}\right) \end{cases} \quad (9)$$

Figure 5 also shows that the fits for the environment regions are not valid in all configurations. Typically, we can see that for $\Delta z = 125$ m, this parameterization underestimates the value of $\sigma_{z_{env}}$ by a factor of 2 in some

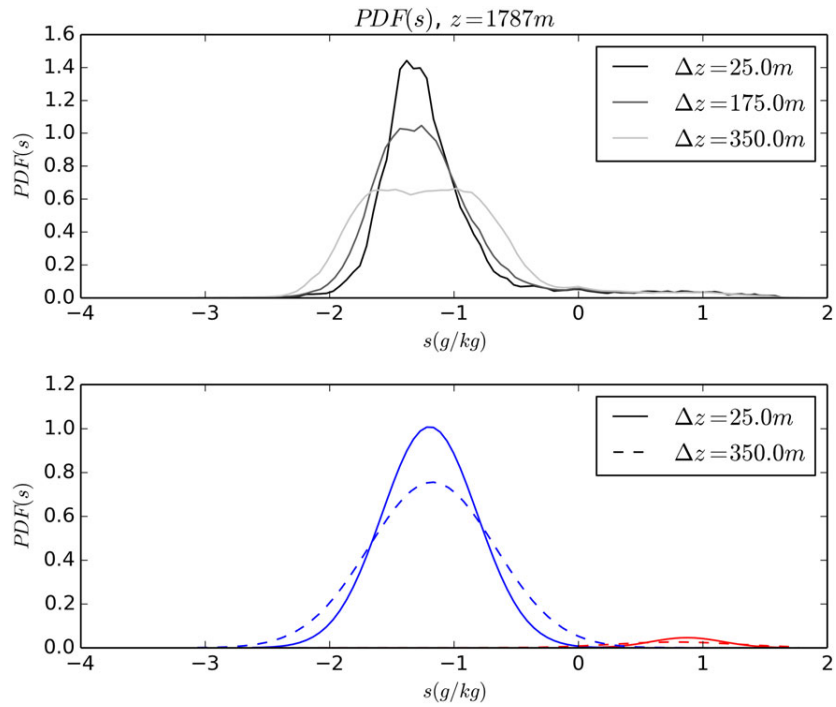


Figure 6. The 1-D histograms (top) and PDFs (bottom) of the 3-D distributions of saturation deficit s in SCM-like layers, with thicknesses varying from $\Delta z = \Delta z_{LES} = 25$ m (1 LES layer) to $\Delta z = 350$ m (14 LES layers). All the SCM-like layers are centered on the same median altitude. In the top plot, thermals and their environment are not distinguished. In the bottom plot, red lines represent a Gaussian fit of the PDFs of the thermals and blue lines of the environment, for different layer thicknesses Δz . Data originate from the LES of the ARM case at 13h30 LT. PDF = probability density function; SCM = single column model; LES = large eddy simulations.

grid boxes where $\sigma_{h_{env}} = 0.2$. These regions where $\sigma_{z_{env}} \geq 0.6$ mainly correspond to grid boxes located above the top of the clouds. In these boxes the thermal fraction is often close to zero, which tends to reduce the horizontal SGS heterogeneity $\sigma_{h_{env}}$ (see equation (3)), whereas the vertical SGS heterogeneity is still significant. Equations (2), (8), and (9) are used to solve equation (7) of the condensed water and CF calculated by volume and by surface. The detailed solution of this set of equations, as implemented in LMDzβ6, is described in Appendix A3.

3.2. Method 2: Considering Directly a 3-D PDF

We now present the second parameterization that consists in creating a PDF of saturation deficit s directly from the 3-D statistics of LES data gathered at the scale of a SCM grid box (see Figure 2, right) in order to establish a relationship between CF_{vol} and CF_{surf} .

Figure 6 shows some examples of PDFs of saturation deficit s obtained using LES data gathered at the scale of layers of different thicknesses Δz but at the same median altitude. As we can see, a change in the thickness Δz leads to some changes in the PDFs. If the mean values \bar{s}_{th} and \bar{s}_{env} do not change much when Δz changes, the standard deviations σ_{th} and σ_{env} , on the other hand, tend to increase as Δz increases. A slightly regular vertical gradient of σ_{th} and σ_{env} at these vertical scales may explain this behavior. Thicker layers contain air from more various regions, which tends to slightly increase the dispersion of s without necessarily changing \bar{s}_{th} and \bar{s}_{env} . To take into account the thickness Δz of the layers, we thus decide to model the PDF as follows.

3.2.1. CF by Volume and Condensed Water

We keep the bi-Gaussian model proposed by Jam et al. (2013) and its approximation of the plumes as vertical cylinders. We neglect the thinning of the plumes within SCM-like layers and thus consider that the thermal plumes fraction α does not change with the layer thickness Δz . As suggested by Figure 6 we also consider that the mean values \bar{s}_{th} and \bar{s}_{env} do not change with Δz . However, we take into account the variations of the standard deviations σ_{th} and σ_{env} of the PDF with the layer thickness. To do so, we adapt equation (3) by introducing a dependency on the thickness of the layer in the parameters c_{th} and c_{env} .

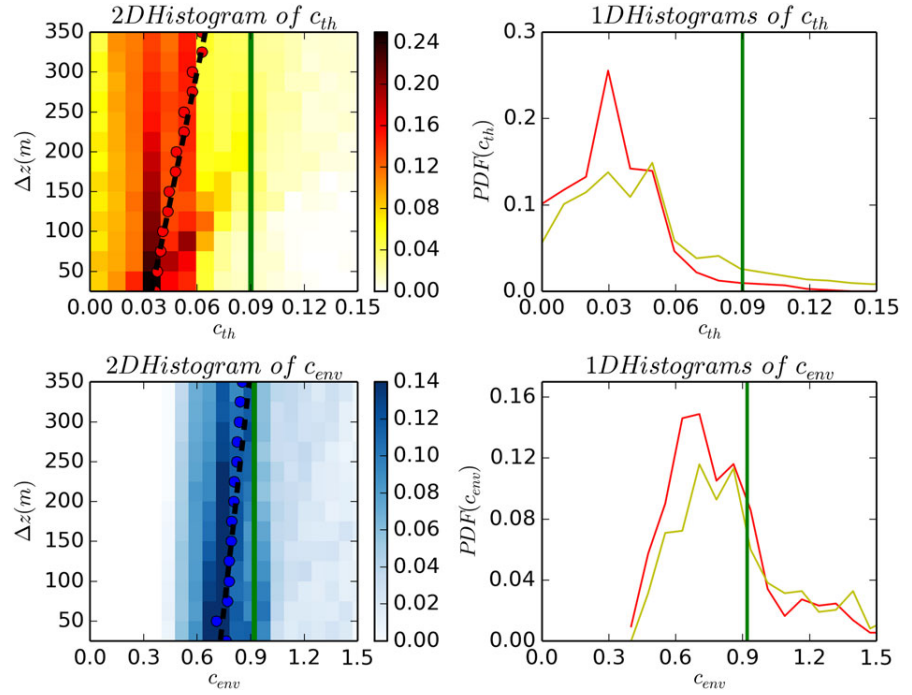


Figure 7. Left panel: 2D Histograms of the frequencies of occurrence of the coefficients c_{th} (top) and c_{env} (bottom) as computed using equation (3) in SCM-like layers of thicknesses Δz . Red and blue dots are the mean values of the histograms for each Δz . Black dashed lines represent the least squares linear fits of these dots and green solid lines are the constant values from Jam et al. (2013): $c_{th, Jam} = 0.09$ and $c_{env, Jam} = 0.92$. Right panel: 1D version of these histograms plotted for the extremes values $\Delta z = 25m$ (red lines) and $\Delta z = 350m$ (yellow lines). Data originate from the LES of the ARM, RICO and BOMEX cases at all times and altitudes from cloud bases to cloud tops.

To determine this dependency, we evaluate the standard deviations σ_{th} and σ_{env} in the LES data of our three test cases ARM, RICO, and BOMEX at all times and altitudes from cloud bases to cloud tops in layers of different thicknesses Δz and use it to retune the parameters c_{th} and c_{env} from equation (3). Figure 7 shows the 2-D histograms of the frequencies of occurrence of these tuned coefficients c_{th} and c_{env} for different thicknesses Δz . The least squares linear fits are given in equation (10). An increase in the layer thickness from $\Delta z = 25$ m (LES scale) to $\Delta z = 350$ m (SCM scale) results in a SGS dispersion 88% higher in the thermals and 22% higher in the environment.

$$\begin{cases} c_{th}(\Delta z) = 0.032 + 9.3 * 10^{-5} \Delta z \\ c_{env}(\Delta z) = 0.718 + 4.98 * 10^{-4} \Delta z \end{cases} \quad (10)$$

To compute the CF by volume CF_{vol} and the condensed water q_c using this parameterization, we rely on the sets of equations (1), (2), and (3) and on the adjusted coefficients c_{th} and c_{env} from equation (10).

3.2.2. CF by Surface

The other important feature that needs to be parameterized is the CF calculated by surface CF_{surf} . Neggers et al. (2011) proposed a parameterization of this CF by surface by weighting the CF by volume by a coefficient that depends only on the layer thickness Δz :

$$CF_{surf} = CF_{vol}(1 + \beta \cdot \Delta z) \quad (11)$$

where $\beta = 0.0064 \text{ m}^{-1}$ has been estimated from a calibration on their LES results on the BOMEX case. This value depends on atmospheric conditions and has been found to vary in the range $[0.0039 \text{ m}^{-1}; 0.0480 \text{ m}^{-1}]$ for the different tested cases (see Table 2 from Neggers et al., 2011). To implement this parameterization in the LMDz β 6 GCM, we follow the same method and gather results from different test cases. We group LES layers to obtain SCM-like grid boxes and compute the inverse of the overlap ratio: $\frac{1}{\rho} = \frac{CF_{surf}}{CF_{vol}}$ for each $\Delta z \in [25 \text{ m}; 350 \text{ m}]$ at various times and altitudes where clouds appear, typically between $z = 400 \text{ m}$ and $z = 2, 200 \text{ m}$. We plot in Figure 8 the 2-D histograms of frequencies of occurrence of ρ and $\frac{1}{\rho}$ for layers of different thicknesses

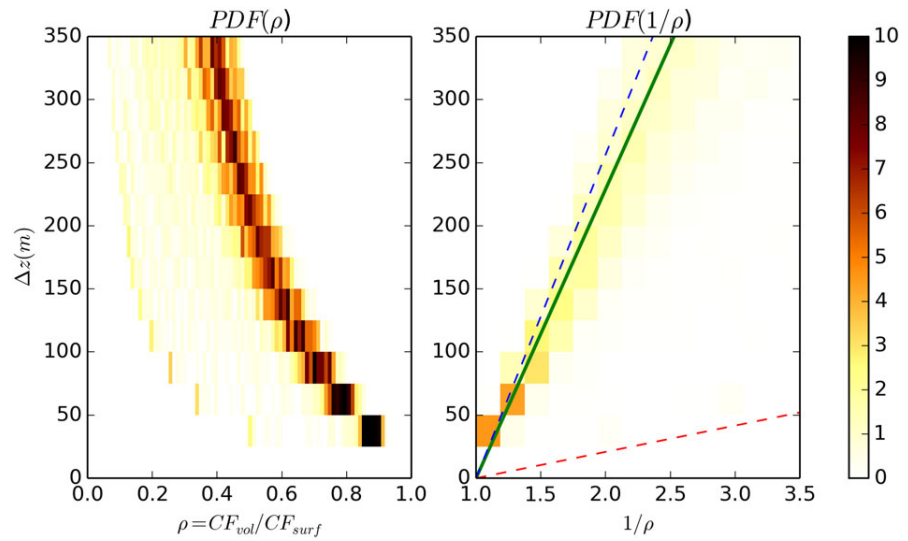


Figure 8. The 2-D histograms of the frequencies of occurrence of the overlap ratio $\rho = \frac{CF_{vol}}{CF_{surf}}$ (left) and of $\frac{1}{\rho}$ (right) in SCM-like layers of thicknesses Δz . Data originate from the LES of the ARM, RICO, and BOMEX cases at all times of the simulations. The solid green line represents the least squares fit of the function $\frac{1}{\rho} = (1 + \beta \cdot \Delta z)$. The dashed blue and red lines are the fits using the lowest and highest values of β found by Neggers et al., 2011 (2011; $\beta = 0.0039 \text{ m}^{-1}$ and $\beta = 0.0480 \text{ m}^{-1}$, respectively). SCM = single column model; LES = large eddy simulations; BOMEX = Barbados Oceanographic Meteorological Experiment.

Δz . The least squares fits that we show in this figure are obtained for $\Delta z \leq 350 \text{ m}$, which correspond to typical values of layer thicknesses in current GCMs. The slope of the solid green line shown in Figure 8 is $\beta = 0.0044 \text{ m}^{-1}$. We may note that this value, obtained by gathering data from the whole of the LES data set (ARM, RICO, and BOMEX), is in the range $[0.0039 \text{ m}^{-1}; 0.0480 \text{ m}^{-1}]$ presented in Table 2 of Neggers et al. (2011). It shows a certain consistency between the results of the two studies. Our value of β is quite low in this range, which might be partly explained by its dependency to the vertical resolution: we use LES with a less refined vertical grid than that of the control grid from Neggers et al. (2011). This tends to decrease β ($\Delta z_{LES} = 25 \text{ m}$ in our case, whereas $\Delta z_{LES, Neggers} = 10 \text{ m}$).

Note that in some cases, clouds might fill an entire SCM-like grid box ($CF_{vol} = 1$). This parameterization would then estimate $CF_{surf} > 1$ which is absurd. To address that problem, we specifically impose $CF_{surf} \leq 1$.

4. Discussion

In this section we first compare the two parameterizations introduced in section 3 using LES data only, in order to determine which is the most suitable for an implementation in the LMDz β 6 SCM. Second, we assess the results we obtain using the best parameterization when it is implemented in the LMDz β 6 SCM. In the rest of the paper, the first parameterization from section 3.1, in which we combine a vertical PDF and a horizontal PDF, is referred to as *Method 1*. The second parameterization from section 3.2, in which we create a 3-D PDF and parameterize CF_{surf} from CF_{vol} , is referred to as *Method 2*.

4.1. Comparison of the Two Parameterizations

Figure 9 shows the CF by volume CF_{vol} and CF_{surf} obtained using the two parameterizations presented in the previous sections as well as by direct calculations. These plots are based on LES data only, gathered at the scale of the LMDz β 6 SCM grid boxes. We display vertical profiles of the CF at the times shown in Figure 1 by red lines. Method 1 shows a good ability to reproduce the CF by volume on the RICO and BOMEX cases. The main features on these curves are the following: the cloud bases and the maximum of CF appear at the right altitudes, and the vertical profiles generally match the LES profiles. For the ARM case, however, this parameterization largely overestimate CF. It may come from the parameterization we chose for $\sigma_{z_{env}}$ (section 3.1). We may see in Figure 5 that the linear fit is valid for the BOMEX case. The fit for the RICO case is extremely similar (the slope differs by 4%, not shown) whereas the fit for the ARM case is quite different, typically showing a slope twice as large (not shown). The parameterization we propose then overestimates $\sigma_{z_{env}}$ for the ARM

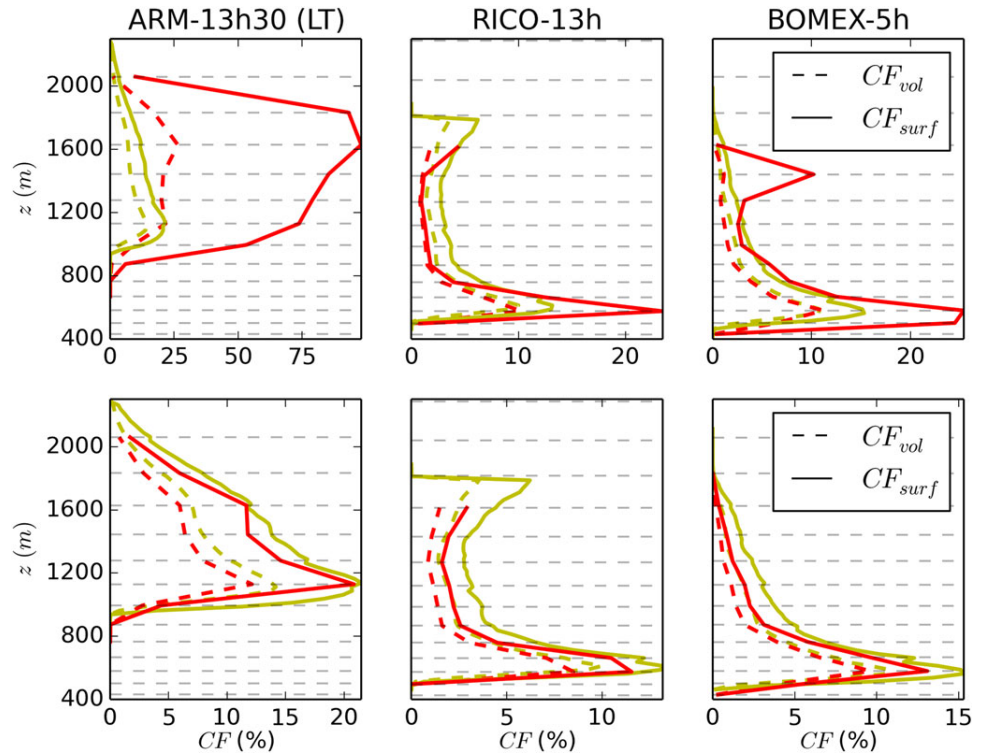


Figure 9. Vertical profiles of the cloud fractions CF_{vol} (dashed lines) and CF_{surf} (solid lines) obtained with LES data gathered at the scale of the LMDz6 SCM grid boxes. Yellow lines represent the direct calculations of the cloud fractions in the LES and red lines the parameterization of the cloud fractions. First row: Method 1. Second row: Method 2. The second parameterization shows the best results and is therefore the focus of our discussion.

case, which directly impacts on the CF_{vol} . On the same Figure 9, CF_{surf} shows two other discrepancies. While the large overestimation for the ARM case can be explained by the previous explanations, the fractions for the RICO and BOMEX cases are well estimated except on specific altitudes close to the cloud bases (RICO and BOMEX, 600 m) and just below the cloud top (BOMEX, 1,500 m). At these altitudes, the horizontal PDF naturally widens due to the mixing in one layer of wet air from the clouds and dry air from the surrounding environment. This increases the horizontal standard deviation. Method 1 then computes too large vertical standard deviations leading to an overestimation of the CF. To conclude on this parameterization, the assumption we made that horizontal and vertical saturation deficit standard deviations $\sigma_{h,th,env}$ and $\sigma_{z,th,env}$ are directly proportional seems to be too strong. Therefore, the sensitivity to the coefficients we introduce makes it difficult to tune the parameterization for all cases.

Method 2 shows less biases. Two important features appear on Figure 9. First, all the cloud bases and tops are simulated at the right altitudes. Second, all the CF by volume and by surface reproduce accurately the vertical profiles even though the parameterization slightly underestimates their values. This parameterization does not introduce large biases as the Method 1 does when the atmosphere presents strong vertical SGS gradients that are uncorrelated with horizontal SGS heterogeneity. Therefore, we focus on Method 2 in the rest of the discussion.

4.2. Sensitivity to the Vertical Discretization

Figure 10 shows the estimated errors made by Method 2 on the CF_{vol} , CF_{surf} and on the condensed water q_c for different vertical grids. We used LES data only, gathered at the scale of the three vertical discretizations presented in Figure 14. All the other parameters of this parameterization remain unchanged. The model slightly underestimates the CF by volume by 1 to 2 percent, the CF by surface by 1 to 5 percent, and the condensed water by up to $7 \cdot 10^{-3} (g/kg)$, quasi independently of the vertical grid. The Root Mean Squared Error (RMSE) calculated as $RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n (X(i) - X_{param}(i))^2}$ with $X \in [CF_{vol}, CF_{surf}, q_c]$, is then not systematically improved

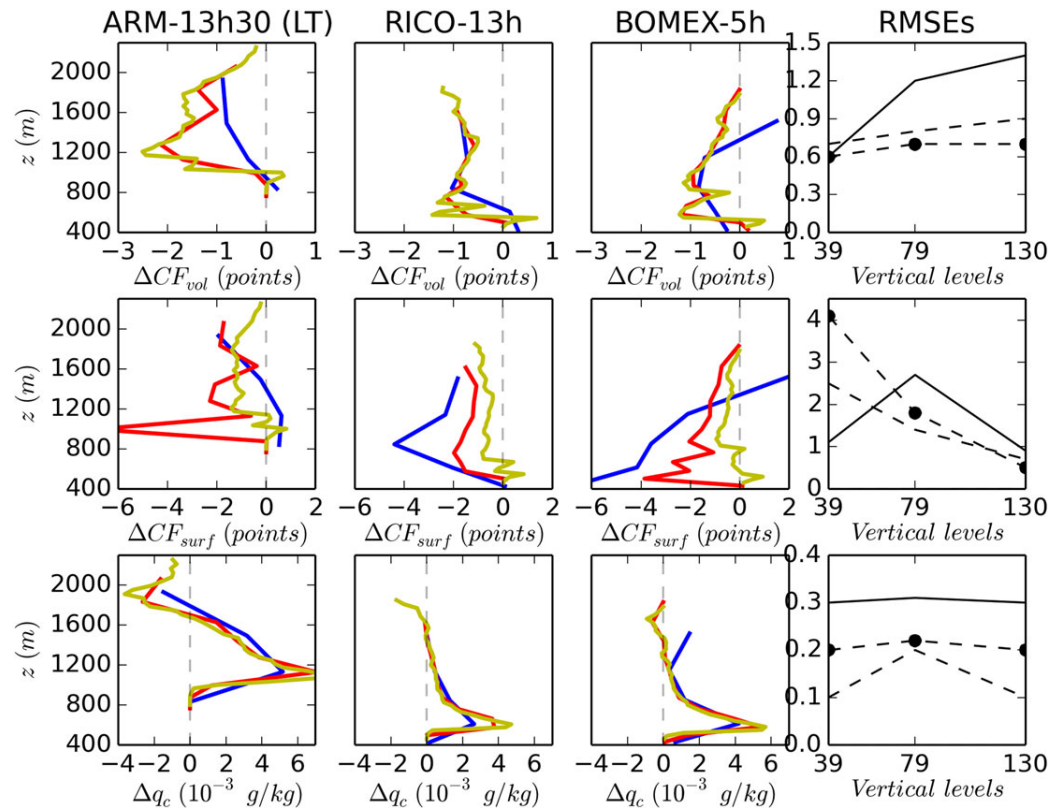


Figure 10. Sensitivity of layer properties to the vertical resolution: differences between the cloud fractions by volume CF_{vol} (first row), the cloud fractions by surface CF_{surf} (second row), and the condensed water q_c (third row) obtained by direct calculation and using Method 2 from LES data gathered at the scale of SCM grid boxes. Blue, red, and yellow lines show the calculations on the LMDz5B 39 levels, LMDz β 6 79 levels, and LMDz β 6 130 levels vertical grids, respectively. The right column represents the RMSE of CF_{vol} (first row), of CF_{surf} (second row), and of q_c (third row) as functions of the three vertical grids. Solid lines represent the RMSE for the ARM case, dashed lines for the RICO case, and dash-dotted lines for the BOMEX case. The parameterization tends to perform well regardless of the vertical grid being used. LES = large eddy simulations; BOMEX = Barbados Oceanographic Meteorological Experiment.

with the vertical resolution. The insensitivity of this parameterization to vertical resolution results from the explicit dependency of CF_{vol} , CF_{surf} or q_c to the layer thickness Δz .

4.3. Results From LMDz β 6 SCM Simulations

Until now in this paper, only LES have been used to develop and constrain the parameterizations, even if we may have degraded their vertical resolution to match the SCM vertical resolution.

In this section, we now implement the chosen Method 2 in the LMDz β 6 SCM and present its results on the 79 levels vertical grid (LMDz β 6*). Figure 11 shows the vertical profiles of the CF_{vol} , CF_{surf} , and q_c in LMDz β 6* SCM simulations obtained using this new Method 2. Results from LES data obtained with direct calculations and from the LMDz β 6 SCM without this parameterization are also shown for comparison. Note that the control LMDz β 6 parameterization (blue lines) was calibrated on an older LES version in the ARM and BOMEX cases only (see Jam et al., 2013). The clouds generated by LMDz β 6* and LMDz β 6 interact in the same way with their environment, via autoconversion into precipitation, for example, as CF_{surf} is for now just used as a diagnostic variable.

Regarding results from LMDz β 6 (blue lines), we notice on the ARM case a general underestimation of the CF by 5% to 10%, on the RICO case a 400-m negative shift in the position of the cloud top (1,800 m in the LES and 1,400 m in the SCM), and on the BOMEX case both a general underestimation of the CF by up to 4% and a 200-m positive shift in the position of the cloud base (500 m in the LES and 700 m in the SCM). It is working noting that this simulation does not include the parameterization yet, and the CF by volume and by surface

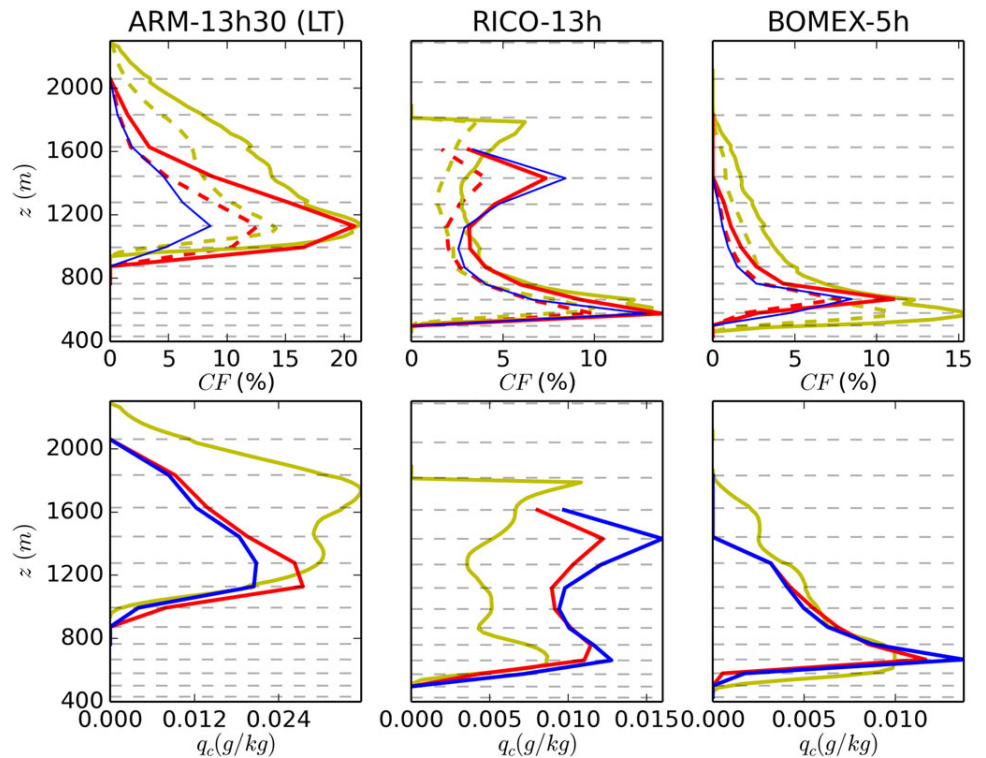


Figure 11. Vertical profiles of CF_{vol} , CF_{surf} , and q_c obtained using Method 2 in the LMDz $\beta 6^*$ SCM and compared to LES data and LMDz $\beta 6$. (top row) Dashed lines represent cloud fractions by volume CF_{vol} and solid lines cloud fractions by surface CF_{surf} . Yellow lines are the direct calculations using LES data gathered at the scale of the LMDz $\beta 6$ SCM grid boxes, red lines the results from the LMDz $\beta 6^*$ SCM based on Method 2, and blue lines the results from the LMDz $\beta 6$ SCM without the parameterization. We remind that no distinction is made between cloud fractions by volume and by surface in LMDz $\beta 6$. (bottom row) Condensed water q_c , same color code. LES = large eddy simulations; SCM = single column model; BOMEX = Barbados Oceanographic Meteorological Experiment.

are therefore equal by construction. We observe similar discrepancies on the condensed water q_c (bottom row) as can be expected by the strong dependency of q_c on CF.

Now switching to the LMDz $\beta 6^*$ results based on Method 2, we observe the same biased positions of the cloud base and top for the BOMEX and RICO cases, which we may be explained by the fact that the parameterization modifies the cloud structure at a subgrid scale only and only has minor effects on the macroscale. We also notice that CF_{surf} is well reproduced only when CF_{vol} is accurately estimated by the cloud scheme. Since CF_{surf} is a function of CF_{vol} in this parameterization, this behavior is expected. A general improvement appears in the ARM case up to 1,500 m and in the RICO case up to 1,100 m, where both CF_{vol} and CF_{surf} are simulated with an error of less than 1%. Method 2 explicitly distinguishes CF_{vol} from CF_{surf} and in general reduces the biases in q_c by about 20%.

Figure 12 shows the temporal evolution of the ARM CF by volume CF_{vol} and by surface CF_{surf} as simulated by the LMDz $\beta 6^*$ SCM and with LES data where layers are gathered at the scale of the SCM vertical ones. The LMDz $\beta 6^*$ SCM tends to overestimate the fractions both by volume and by surface between 11 and 13 hr, when the clouds start forming. After 13 hr, the fractions above 1,500 m are underestimated by up to 10%. We notice that this phenomenon that appears at 13h30, as shown in Figure 11, is present until the end of the simulation. It is also present in simulations performed using LMDz $\beta 6$ without Method 2 (not shown), which suggests that it comes from other aspects of the GCM.

4.3.1. Impacts on Radiation

In this section we analyze the radiative impacts of Method 2 on the LMDz $\beta 6^*$ SCM results. We remind that the heating rates are prescribed at each level independently from the parameterizations we test and that the radiative fluxes are computed for diagnostic purposes. A key variable for radiation is the cloud cover CF_{tot} . In LMDz $\beta 6$, it is computed using a maximum random overlap scheme, as mentioned in Geleyn and

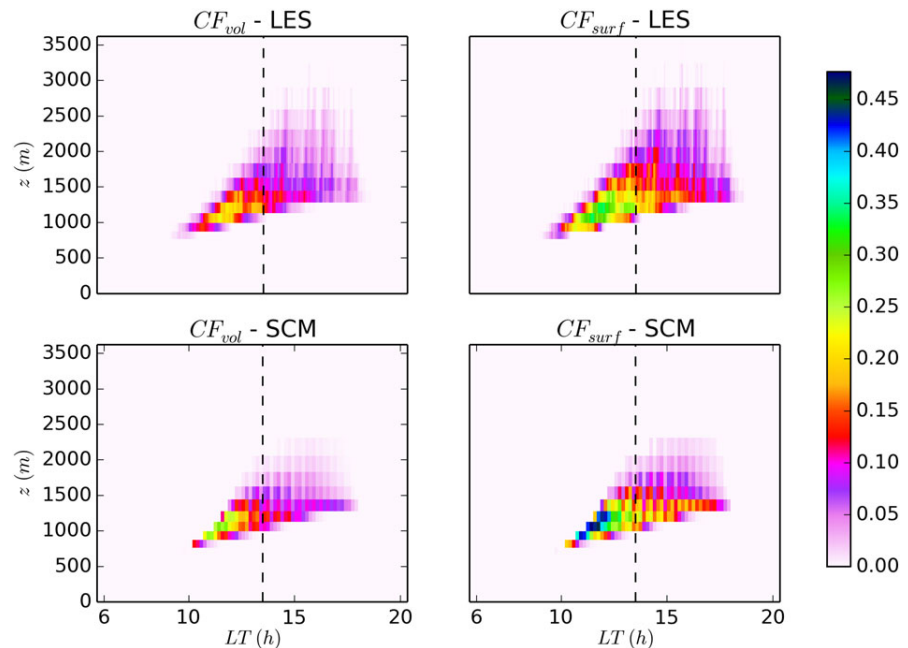


Figure 12. Temporal evolution of the cloud fractions by volume CF_{vol} (left column) and by surface CF_{surf} (right column) in the ARM case. Comparison between the LES (top row) and the LMDz β 6* SCM (bottom row). The black dashed vertical lines indicate the time when vertical profiles of cloud fractions and condensed water are shown in the rest of the paper. LES = large eddy simulations; SCM = single column model.

Hollingsworth (1979), Tian and Curry (1989), Barker et al. (1999), or Hogan and Illingworth (2000). Figure 13 shows the change in cloud cover at the surface CF_{tot} , the change in SW CRE (raw and normalized by the cloud cover), and the change in the liquid water path when the CF and condensed water are parameterized differently. Method 2 (in red) tends to increase the total cloud cover over the whole simulations by about 10% for RICO and BOMEX cases and by up to 50% for the ARM case when compared to the control simulation LMDz β 6 (blue lines). This is expected as the overlap scheme uses a CF_{surf} at each level which is mathematically greater or equal to the CF of the LMDz β 6 simulation. The liquid water path is globally reduced by 10–20% in the RICO and BOMEX cases. This is consistent with Figure 11 and due to a decrease in q_c of up to 20% when Method 2 is used.

The third row of Figure 13 shows a general decrease of the SW cloud radiative effect when normalized by CF_{tot} . Considering only cloud cover, these plots highlight the decrease of cloud opacities in the SW when using Method 2. This decrease in cloud cover is expected based on the general decrease in liquid water path which goes from less than 10% in the RICO case, to 25% in the ARM case and up to 70% in the BOMEX case. The bottom row of Figure 13 represents the raw SW CRE and shows that the larger cloud covers CF_{tot} are partly compensated by the decrease of cloud opacities. It still reduces the opacities of the atmospheric columns over the whole grid boxes for the three test cases. The mean decrease in SW CRE range from less than 5% in the ARM and RICO cases to 30–50% in the BOMEX case. Note that no SGS heterogeneity of condensed water q_c is taken into account in the radiative transfer scheme in this study. As mentioned by Cahalan et al. (1994), considering this effect could reduce even more the value of the SW CRE. Generally, these features obtained using Method 2 show a decrease of the too few, too bright bias by simulating larger low-level cloud covers and a generally lower opacity of the atmospheric column.

5. Conclusions

In this paper we aim at improving the representation of low-level clouds in the LMDz β 6 SCM with a focus on the continental and oceanic shallow cumulus cases ARM, RICO, and BOMEX. We develop and compare two parameterizations of the vertical SGS heterogeneity of cloud properties. We start from the cloud scheme presented in Jam et al. (2013) that is based on a horizontal SGS heterogeneity of saturation deficit s and propose two methods to also include vertical heterogeneity. Method 1 combines a vertical PDF of saturation deficit s to

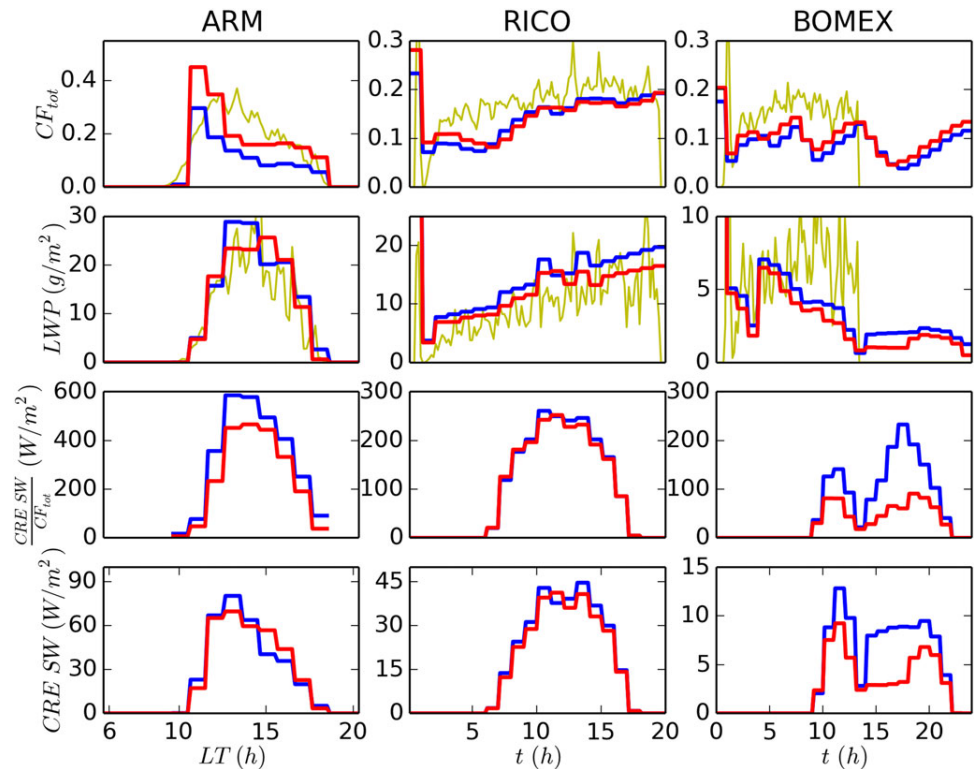


Figure 13. Temporal evolutions of the cloud cover CF_{tot} in the atmospheric column (first row), of the liquid water path LWP (second row), of the SW CRE normalized by the cloud cover $\frac{CRE_{SW}}{CF_{tot}}$ (third row), and of the SW CRE (fourth row) for LMDz β 6* (red lines, with the Method 2), LMDz β 6 (blue lines, without the parameterization) and LES data (yellow lines). Note that for the stationary cases RICO and BOMEX, we impose an artificial diurnal cycle of the SW radiation in the SCM that impacts on the CRE diagnostics but not on the simulation itself. The Sun is up between 6 a.m. and 6 p.m. in the RICO case and between 9 a.m. and 10 p.m. in the BOMEX case. The BOMEX case is simulated over 24 hr, whereas the BOMEX LES lasts only 15 hr. Method 2 increases the cloud cover and reduces the liquid water path as well as the normalized SW CRE for all cases. It produces larger cloud fractions and less opaque clouds, resulting in a reduction of the *too few, too bright* bias. SW = shortwave; LES = large eddy simulations; BOMEX = Barbados Oceanographic Meteorological Experiment.

the horizontal existing one. The variances of the vertical PDF are parameterized as functions of the moments of the horizontal PDF and of the thickness of the layer Δz . The CF by volume CF_{vol} and the condensed water q_c are estimated by this combination of PDFs. The CF by surface CF_{surf} is estimated from the horizontal PDF only. Method 2 changes the horizontal PDF to a PDF based on three-dimensional statistics of saturation deficit s . It relies on the Jam et al. (2013) parameterization but introduces a dependency of the tunable parameters to the thickness of the layer. The quantities are calculated by volume as the condensed water q_c , and the CF_{vol} are directly estimated by this PDF. The CF by surface CF_{surf} is based on an adapted version of the Neggers et al. (2011) model and depends on CF_{vol} as well as on the thickness of the layers Δz .

Considering LES only, when using an altered vertical resolution to match that of LMDz β 6, Method 1 performs reasonably well and CF by volume and by surface are in good agreement with the LES when the SCM is specifically calibrated for a given cloud scene. However, it is hardly applicable to a GCM as it is very case sensitive and thus hardly tunable on a large variety of cloud scenes. Method 2 creates better CF and allows a solid distinction between CF_{vol} and CF_{surf} in the SCM for various cloud scenes.

When implemented in the LMDz β 6 SCM, simulations using Method 2 show a general improvement in the CF and a decrease in the bias of condensed water of about 20% when verified against the same data sets used to tune the parameterizations. When considering the whole atmospheric column, we observe a general increase of the cloud cover by 10–80% on the different cumulus cases. This parameterization also reduces the SW cloud radiative effect at the surface by 5–50% and does not impact significantly the LW radiation (decrease of 2–5%, not shown). These trends tend to validate the hypothesis made by Konsta et al. (2016) that stipulates

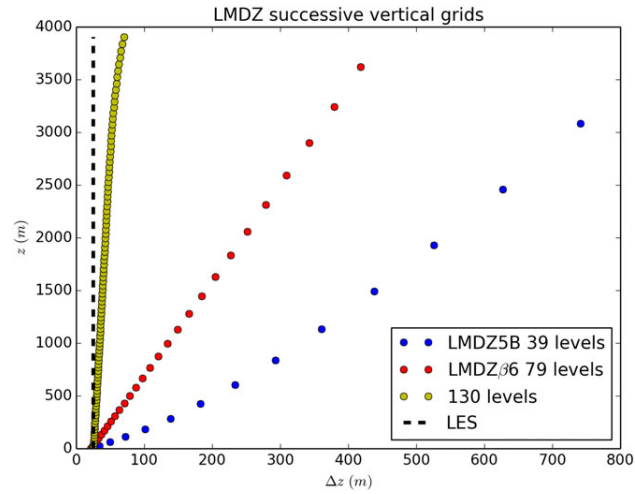


Figure 14. Layer height z as a function of layer depth Δz for successive versions of LMDz and for the LES, represented over the first 4,000 m of the atmosphere. LMDZ5B 39 levels grid: $\frac{\Delta z}{z} \sim 0.3$. LMDZ β 6 79 levels grid: $\frac{\Delta z}{z} \sim 0.1$. Testing 130 levels grid: $\frac{\Delta z}{z} \sim 0.01$. LES grid: $\Delta z = 25$ m, independent from altitude z . LES = large eddy simulations.

that taking into account vertical SGS heterogeneity in a GCM cloud scheme could reduce the too few, too bright bias by increasing the cloud cover and reducing the reflectance and opacity of such cloud scenes.

The next step is to implement Method 2 in the LMDz GCM, to tune the relevant parameters, and to analyze the results obtained at a global scale. At this stage, other well documented-parameterizations should also be coupled to Method 2 in order to assess their effects. First, in the radiation scheme of the LMDz GCM, the clouds are considered to be horizontally homogeneous. This leads to an overestimation of the emissivity and albedo by 2–18 W/m². Correcting this approximation that impacts the SW CRE by taking into account the heterogeneity of clouds would interact with Method 2, and this deserves further analysis. Second, the LMDz GCM uses a *maximum random* overlap scheme and does not include the more realistic *exponential random* overlap scheme from Hogan and Illingworth (2000). Such an overlap scheme would tend to again increase the cloud cover compared to what is done in this study. This global analysis is the subject of ongoing research by the authors.

Appendix A : Appendix

A1. Thermodynamic Constant a_l

Definition of the thermodynamic constant a_l from equation (1):

$$\begin{cases} T_l = T \cdot e^{-\frac{q_l \cdot L_v}{c_{pm} \cdot T}} \\ q_{sl} = 0.622 \frac{q_{sat} \cdot L_v}{R_d \cdot T_l^2} \\ a_l = \frac{1}{1 + \frac{q_{sl} \cdot L_v}{c_{pm}}} \end{cases} \quad (A1)$$

where q_l (kg/kg) is the liquid water content, L_v (J/kg) the latent heat of vaporization, C_{pm} (J/K) the heat capacity of moist air, q_{sat} (kg/kg) the saturation mixing ratio, and R_d (J/K/kg) the perfect gas constant for dry air.

A2. Vertical Resolutions of Successive Versions of LMDz in the Lower Atmosphere

Figure 14 presents vertical resolutions used in successive versions of LMDz.

A3. Developments of Equation (7) With the Parameterizations From Equations (2), (8), and (9)

Some constants:

$$\begin{cases} S_{1th,env} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\bar{s}_{th,env} + \sigma_{zth,env}}{\sigma_{hth,env}} \right) \\ S_{2th,env} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\bar{s}_{th,env} - \sigma_{zth,env}}{\sigma_{hth,env}} \right) \end{cases} \quad (A2)$$

Development of the condensed water q_c :

$$q_c = \alpha q_{c_{th}} + (1 - \alpha) q_{c_{env}} \quad (A3)$$

$$\begin{cases} q_{c_{th,env}} = q_{\Delta_{th1,env1}} + q_{\Delta_{th2,env2}} + q_{\Delta_{th3,env3}} + q_{\infty_{th,env}} \\ q_{\Delta_{th1,env1}} = \frac{(\bar{s}_{th,env} + \sigma_{z_{th,env}})^2 + \sigma_{h_{th,env}}^2}{8\sigma_{z_{th,env}}} \left(erf S_{2_{th,env}} - erf S_{1_{th,env}} \right) \\ q_{\Delta_{th2,env2}} = \frac{\sigma_{h_{th,env}}^2}{4\sigma_{z_{th,env}} \sqrt{\pi}} \left(S_{1_{th,env}} e^{-S_{1_{th,env}}^2} - S_{2_{th,env}} e^{-S_{2_{th,env}}^2} \right) \\ q_{\Delta_{th3,env3}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma_{h_{th,env}} (\bar{s}_{th,env} + \Delta z)}{4\sigma_{z_{th,env}}} \left(e^{-S_{1_{th,env}}^2} - e^{-S_{2_{th,env}}^2} \right) \\ q_{\infty_{th,env}} = \frac{\bar{s}_{th,env}}{2} \left(1 - erf \left(S_{2_{th,env}} \right) \right) + \frac{\sigma_{h_{th,env}}}{\sqrt{2\pi}} e^{-S_{2_{th,env}}^2} \end{cases} \quad (A4)$$

Development of the CF by volume CF_{vol} :

$$CF_{vol} = \alpha CF_{vol_{th}} + (1 - \alpha) CF_{vol_{env}} \quad (A5)$$

$$\begin{cases} CF_{vol_{th,env}} = CF_{\Delta_{th,env}} + CF_{\infty_{th,env}} \\ CF_{\Delta_{th,env}} = \frac{(\bar{s}_{th,env} + \sigma_{z_{th,env}})}{4\sigma_{z_{th,env}}} \left(erf S_{2_{th,env}} - erf S_{1_{th,env}} \right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma_{h_{th,env}}}{4\sigma_{z_{th,env}}} \left(e^{-S_{1_{th,env}}^2} - e^{-S_{2_{th,env}}^2} \right) \\ CF_{\infty_{th,env}} = \frac{1}{2} \left(1 - erf \left(S_{2_{th,env}} \right) \right) \end{cases} \quad (A6)$$

Development of the CF by surface CF_{surf} :

$$CF_{surf} = \alpha \left(\frac{1}{2} \left(1 - erf(S_{1_{th}}) \right) \right) + (1 - \alpha) \left(\frac{1}{2} \left(1 - erf(S_{1_{env}}) \right) \right) \quad (A7)$$

Acronyms

GCM General circulation model

SCM Single column model

LES Large eddy simulation

SGS Subgrid scale

PDF Probability density function

CF Cloud fraction

SW Shortwave

LW Longwave

References

- Barker, H. W., Stephens, G. L., & Fu, Q. (1999). The sensitivity of domain-averaged solar fluxes to assumptions about cloud geometry. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 125(558), 2127–2152.
- Barker, H. W., & Wielicki, B. A. (1997). Parameterizing grid-averaged longwave fluxes for inhomogeneous marine boundary layer clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 54(24), 2785–2798.
- Bogenschutz, P. A., Gettelman, A., Morrison, H., Larson, V. E., Schanen, D. P., Meyer, N. R., & Craig, C. (2012). Unified parameterization of the planetary boundary layer and shallow convection with a higher-order turbulence closure in the Community Atmosphere Model: Single-column experiments. *Geoscientific Model Development*, 5(6), 1407–1423.
- Bogenschutz, P. A., Krueger, S. K., & Khairoutdinov, M. (2010). Assumed probability density functions for shallow and deep convection. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 2, 24. <https://doi.org/10.3894/JAMES.2010.2.10>
- Bony, S., & Dufresne, J.-L. (2005). Marine boundary layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models. *Geophysical Research Letters*, 32, L20806. <https://doi.org/10.1029/2005GL023851>
- Bony, S., & Emanuel, K. A. (2001). A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection: Evaluation using TOGA COARE data. *Journal of the atmospheric sciences*, 58(21), 3158–3183.
- Bougeault, P. (1982). Cloud-ensemble relations based on the gamma probability distribution for the higher-order models of the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(12), 2691–2700.
- Boutle, I. A., Abel, S. J., Hill, P. G., & Morcrette, C. J. (2014). Spatial variability of liquid cloud and rain: Observations and microphysical effects. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 140(679), 583–594.
- Brooks, M. E., Hogan, R. J., & Illingworth, A. J. (2005). Parameterizing the difference in cloud fraction defined by area and by volume as observed with radar and lidar. *Journal of the atmospheric sciences*, 62(7), 2248–2260.

Acknowledgments

We acknowledge support from Agence Nationale de la Recherche (ANR) (grant HIGH-TUNE ANR-16-CE01-0010). This study benefited from the IPSL Prodiguer-Ciclad facility, which is supported by CNRS, UPMC, Labex L-IPSL, which is funded by the ANR (grant ANR-10-LABX-0018) and by the European FP7 IS-ENES2 project (grant 312979). We thank C. Rio, R. Roehrig, and M.P. Lefebvre for helpful discussions, comments, and suggestions. We thank the reviewers for the different comments they raised that helped improving the manuscript. No new data were used in producing this manuscript.

- Brown, A. R., Cederwall, R. T., Chlond, A., Duynkerke, P. G., Golaz, J.-C., Khairoutdinov, M., et al. (2002). Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *128*(582), 1075–1093.
- Cahalan, R. F., Ridgway, W., Wiscombe, W. J., Bell, T. L., & Snider, J. B. (1994). The albedo of fractal stratocumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *51*(16), 2434–2455.
- Caniaux, G., Redelsperger, J. L., & Lafore, P. J. (1994). A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. Part I: General description and water and heat budgets. *Journal of the atmospheric sciences*, *51*(14), 2046–2074.
- Cheng, A., & Xu, K.-M. (2015). Improved low-cloud simulation from the Community Atmosphere Model with an advanced third-order turbulence closure. *Journal of Climate*, *28*(14), 5737–5762.
- Couvreur, F., Hourdin, F., & Rio, C. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part I: A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations. *Boundary-layer meteorology*, *134*(3), 441–458.
- Cuxart, J., Bougeault, P., & Redelsperger, J.-L. (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *126*(562), 1–30.
- Del Genio, A. D., Yao, M.-S., Kovari, W., & Lo, K. K. (1996). A prognostic cloud water parameterization for global climate models. *Journal of Climate*, *9*(2), 270–304.
- Geleyn, J. F., & Hollingsworth, A. (1979). An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Contributions to Atmospheric Physics*, *52*, 1–16.
- Golaz, J.-C., Larson, V. E., & Cotton, W. R. (2002). A PDF-based model for boundary layer clouds. Part I: Method and model description. *Journal of the atmospheric sciences*, *59*(24), 3540–3551.
- Hogan, R. J., & Illingworth, A. J. (2000). Deriving cloud overlap statistics from radar. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *126*(569), 2903–2909.
- Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A., Cheruy, F., et al. (2013). LMDZ5B: the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, *40*(9–10), 2193–2222.
- Jam, A., Hourdin, F., Rio, C., & Couvreur, 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.
- Kawai, H., & Teixeira, J. (2012). Probability density functions of liquid water path and total water content of marine boundary layer clouds: Implications for cloud parameterization. *Journal of Climate*, *25*(6), 2162–2177.
- Konsta, D., Dufresne, J.-L., Chepfer, H., Idelkadi, A., & Cesana, G. (2016). Use of a-train satellite observations (calipso—parasol) to evaluate tropical cloud properties in the Imdz5 gcm. *Climate Dynamics*, *47*(3–4), 1263–1284.
- Lac, C., Chaboureaud, P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., et al. (2018). Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development Discussions*, *11*, 1929–1969.
- Larson, V. E., Golaz, J.-C., & Cotton, W. R. (2002). Small-scale and mesoscale variability in cloudy boundary layers: Joint probability density functions. *Journal of the atmospheric sciences*, *59*(24), 3519–3539.
- Larson, V. E., & Schanen, D. P. (2013). The subgrid importance latin hypercube sampler (SILHS): A multivariate subcolumn generator. *Geoscientific Model Development*, *6*(5), 1813–1829.
- Larson, V. E., Wood, R., Field, P. R., Golaz, J.-C., Haar, T. H. V., & Cotton, W. R. (2001). Small-scale and mesoscale variability of scalars in cloudy boundary layers: One-dimensional probability density functions. *Journal of the atmospheric sciences*, *58*(14), 1978–1994.
- Le Treut, H., & Li, Z.-X. (1991). Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes: Feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dynamics*, *5*(3), 175–187.
- LeMone, M. A., & Pennell, W. T. (1976). The relationship of trade wind cumulus distribution to subcloud layer fluxes and structure. *Monthly Weather Review*, *104*(5), 524–539.
- Lewellen, W. S., & Yoh, S. (1993). Binormal model of ensemble partial cloudiness. *Journal of the atmospheric sciences*, *50*(9), 1228–1237.
- Li, J., Dobbie, S., Räisänen, P., & Min, Q. (2005). Accounting for unresolved clouds in a 1-D solar radiative-transfer model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society: A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, *131*(608), 1607–1629.
- Mellor, G. L. (1977). The Gaussian cloud model relations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *34*(2), 356–358.
- Nam, C., Bony, S., Dufresne, J.-L., & Chepfer, H. (2012). The ‘too few, too bright’ tropical low-cloud problem in CMIP5 models. *Geophysical Research Letters*, *39*, L21801. <https://doi.org/10.1029/2012GL053421>
- Negggers, R. A. J. (2009). A dual mass flux framework for boundary layer convection. Part II: Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *66*(6), 1489–1506.
- Negggers, R. A. J., Heus, T., & Siebesma, A. P. (2011). Overlap statistics of cumuliform boundary-layer cloud fields in large-eddy simulations. *Journal of Geophysical Research*, *116*, D21202. <https://doi.org/10.1029/2011JD015650>
- Negggers, R. A. J., Siebesma, A. P., Lenderink, G., & Holtslag, A. A. M. (2004). An evaluation of mass flux closures for diurnal cycles of shallow cumulus. *Monthly weather review*, *132*(11), 2525–2538.
- Perraud, E., Couvreur, F., Malardel, S., Lac, C., Masson, V., & Thouron, O. (2011). Evaluation of statistical distributions for the parametrization of subgrid boundary-layer clouds. *Boundary-layer meteorology*, *140*(2), 263–294.
- Pincus, R., & Klein, S. A. (2000). Unresolved spatial variability and microphysical process rates in large-scale models. *Journal of Geophysical Research*, *105*(D22), 27059–27065.
- Pinty, J.-P., & Jabouille, P. (1998). 6B. A mixed-phased cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: Simulations of a squall line and of orographic precipitation. In *Conference on Cloud Physics: 14th Conference on Planned and Inadvertent Weather Modification* 17–21 August, Everett, WA. .
- Rio, C., & 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., Couvreur, F., & Jam, A. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part II: Continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes. *Boundary-layer meteorology*, *135*(3), 469–483.
- Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., et al. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *60*(10), 1201–1219.
- Sommeria, G., & Deardorff, J. W. (1977). Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *34*(2), 344–355.
- Tian, L., & Curry, J. A. (1989). Cloud overlap statistics. *Journal of Geophysical Research*, *94*(D7), 9925–9935.
- Tompkins, A. M. (2002). A prognostic parameterization for the subgrid-scale variability of water vapor and clouds in large-scale models and its use to diagnose cloud cover. *Journal of the atmospheric sciences*, *59*(12), 1917–1942.

- VanZanten, M. C., Stevens, B., Nuijens, L., Siebesma, A. P., Ackerman, A. S., Burnet, F., et al. (2011). Controls on precipitation and cloudiness in simulations of trade-wind cumulus as observed during RICO. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 3, M06001. <https://doi.org/10.1029/2011MS000056>
- Vial, J., Dufresne, J.-L., & Bony, S. (2013). On the interpretation of inter-model spread in CMIP5 climate sensitivity estimates. *Climate Dynamics*, 41(11-12), 3339–3362.
- Zelinka, M. D., Randall, D. A., Webb, M. J., & Klein, S. A. (2017). Clearing clouds of uncertainty. *Nature Climate Change*, 7(10), 674–678.
- Zhang, Y., Klein, S. A., Fan, J., Chandra, A. S., Kollias, P., Xie, S., & Tang, S. (2017). Large-eddy simulation of shallow cumulus over land: A composite case based on ARM long-term observations at its Southern Great Plains site. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 74(10), 3229–3251.
- Zhang, M. H., Lin, W. Y., Klein, S. A., Bacmeister, J. T., Bony, S., Cederwall, R. T., et al. (2005). Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements. *Journal of Geophysical Research*, 110(D15S02). <https://doi.org/10.1029/2004JD005021>

3.2.2 Vers une meilleure paramétrisation de CF_{surf}

Comme nous l’avons vu dans l’article précédent, la prise en compte de l’hétérogénéité verticale sous-maille du déficit à la saturation s et l’adaptation de sa PDF en PDF 3D permet d’améliorer le calcul de l’eau condensée q_c et des fractions nuageuses en introduisant notamment une différence entre CF_{vol} et CF_{surf} . Ces améliorations permettent, dans une certaine mesure, de réduire le biais “too few, too bright”.

Afin de pouvoir implémenter ces modifications dans le modèle LMDz global et ainsi de sortir du domaine exclusif du modèle uni-colonne (SCM) présenté dans l’article précédent, quelques ajustements sont nécessaires. L’étude précédente a été réalisée uniquement sur des champs de cumulus, qui ont comme caractéristique d’avoir des fractions nuageuses CF_{vol} ou CF_{surf} n’excédant pas 20 – 25%. Ce n’est pas le cas d’autres types de nuages comme les stratocumulus, dont la présence dans certaines régions comme les bord Est des océans engendre des mailles entièrement couvertes ou presque, telles que $CF_{vol} \simeq 1$.

Or, en se référant à l’équation 11 en page 14 de l’article, on observe que $CF_{vol} = 1$ donne des fractions surfaciques $CF_{surf} > 1$ irréalistes. Ce problème, qui n’en était pas un dans le cas de champs de cumulus peu couvrants étudiés, doit être désormais résolu pour passer dans un cadre plus général et permettre notamment la simulation correcte des champs de stratocumulus. Pour cela, on se propose de faire un tour des différentes paramétrisations de fractions nuageuses surfaciques proposées dans la littérature, afin de travailler avec la plus pertinente.

Premier schéma sous-maille

A l’échelle sous-maille d’un GCM, Del Genio et al. (1996) remarquent les premiers que les fractions nuageuses sont calculées par les schémas de nuage comme les fractions volumiques des mailles dans lesquelles l’eau condense CF_{vol} , alors que les schémas radiatifs nécessitent des couvertures nuageuses surfaciques CF_{surf} . Ils proposent ainsi une paramétrisation de CF_{surf} , en l’estimant comme étant proportionnelle à la fraction volumique élevée à la puissance $2/3$.

$$CF_{surf} = CF_{vol}^{\frac{2}{3}} \quad (3.4)$$

Par la suite, d’autres schémas sous-maille plus réalistes ont été introduits, basés sur des observations ou des études de LES à haute résolution et pour différents types de nuages.

Schéma sous-maille de petits cumulus

En étudiant des LES de cumulus tropicaux océaniques, Neggers et al. (2011) proposent la relation 3.5 permettant d’évaluer CF_{surf} dans des cas de petit cumulus peu couvrant. Dans des mailles d’épaisseurs Δz , les fractions volumiques considérées sont ici de l’ordre de $CF_{vol} \sim 0.1$.

$$CF_{surf} = (1 + \beta \Delta z) CF_{vol} \quad (3.5)$$

Dans l’article (Jouhaud et al. (2018)), présenté à la section précédente, nous avons détaillé l’adaptation de ce schéma pour une utilisation dans le SCM de LMDz6, en calibrant le paramètres de recouvrement sous-maille β sur des LES de cumulus tropicaux continentaux et océaniques ARM, RICO et BOMEX, tel que $\beta = 0.0044m^{-1}$. Bien qu’adapté à la modélisation des cumulus peu couvrants, un inconvénient de ce modèle est qu’il est explicitement faux dans les cas de fractions nuageuses élevées.

Schéma sous-maille général

La paramétrisation de Brooks et al. (2005) est basée sur une étude par radar et lidar de nuages principalement stratiformes et a pour avantage d’être à priori valide tant pour des

mailles entièrement claires que couvertes. Elle permet une représentation adaptée dans un grand nombre de cas de nuages et n'est pas limitée à des scènes exclusivement peu couvrantes. La paramétrisation est résumée par l'équation 3.6, dans laquelle $\Delta z [m]$ est l'épaisseur de la couche considérée, $\Delta x [m]$ son extension horizontale et $s [m.s^{-1}.m^{-1}]$ le cisaillement de vent, calculé comme la norme de la variation verticale du vecteur horizontal de vent.

$$\begin{cases} CF_{surf} = \frac{1}{\left(1 + e^{-f} \left(\frac{1}{CF_{vol}} - 1\right)\right)} \\ f = A(s)\Delta z^{0.6694}\Delta x^{-0.1882} \\ A(s) = 0.1105 + 1.1906s^{0.5112} \end{cases} \quad (3.6)$$

On notera qu'une approximation proposée par Brooks et al. (2005) consiste à négliger le cisaillement dans cette expression et à supposer $A = 0.1635$ constant.

Pour avoir une compréhension plus approfondie des schémas sous-maille de Neggers et al. (2011), utilisé dans l'article précédent, et de Brooks et al. (2005), nous nous sommes posés la question de leur cohérence mutuelle.

Lien entre schémas sous-maille général et de petit cumulus

Le schéma sous-maille de Brooks et al. (2005) a l'avantage d'être a priori valide sur toute la gamme de fractions nuageuses. On étudie ici le comportement asymptotique de ce schéma dans ces cas de cumulus peu couvrant, et la façon dont il converge ou non avec le schéma sous-maille de Neggers et al. (2011). Pour cela, on réalise un développement limité de CF_{surf} dans l'équation 3.6 au voisinage de $CF_{vol} = 0$. Après quelques développements et en notant que $\frac{1}{1-x} \underset{x \rightarrow 0}{=} 1 + x + O(x^2)$, on en déduit l'équation suivante :

$$CF_{surf} = e^f CF_{vol} + o(CF_{vol}^2) \quad (3.7)$$

où f est le coefficient explicité équations 3.6. Ce schéma sous-maille linéarisé présente des similitudes avec celui de Neggers et al. (2011), référencé équation 3.5. En effet, dans les deux schémas la fraction surfacique est proportionnelle à la fraction volumique et le coefficient de proportionnalité dépend directement de l'épaisseur Δz de mailles du modèle.

Pour une utilisation dans LMDz6, dont l'ordre de grandeur de l'épaisseur des mailles dans la couche limite est $\Delta z \simeq 150m$, on peut rapprocher encore les deux schémas en observant la valeur du facteur f . Les coefficients dans cette équation valent typiquement $\Delta x^{-0.1882} \simeq 0.10$ pour des mailles de résolution horizontale $\Delta x \simeq 100km$ et $A = 0.1635$. On peut ainsi donner comme ordre de grandeur à ce coefficient $f \simeq 0.53$. Constatant la faible valeur de f , on réalise un développement limité de CF_{surf} dans l'équation 3.7 au voisinage de $f = 0$. En notant que $e^x \underset{x \rightarrow 0}{=} 1 + x + O(x^2)$, on en déduit :

$$CF_{surf} = (1 + f) CF_{vol} + o(f^2) + o(CF_{vol}^2) \quad (3.8)$$

Ces développements limités nous permettent de déduire une relation simple entre les coefficients β de Neggers et al. (2011) et f : $\beta \simeq \frac{f}{\Delta z}$. Avec cette relation, on évalue $\beta \in [0.0013m^{-1}, 0.0079m^{-1}]$ en prenant comme plages de variations des coefficients $A \in [0.11, 0.25]$ (pour un cisaillement $s \leq 0.015m.s^{-1}.m^{-1}$), $\Delta x \in [50km, 300km]$ et $\Delta z \in [50m, 500m]$. On rappelle que Neggers et al. (2011) avait mentionné comme plage de variation $\beta \in [0.0039; 0.0480] m^{-1}$ sur les différents cas étudiés, en notant une variabilité non-négligeable de ce paramètre aux résolutions horizontales et verticales. Dans l'article que l'on a présenté précédemment (Jouhaud et al. (2018)), on avait estimé $\beta = 0.0044m^{-1}$ sur l'étude groupée des 3 cas de cumulus ARM, RICO et BOMEX. Ces évaluations, relativement proches les unes des autres et faites indépendamment des équations de Brooks et al. (2005), montrent une certaine cohérence entre les résultats des différents schémas sous-maille.

Chapitre 4

L'organisation verticale inter-maïlles

Contents

4.1	Échelle inter-maïlles	66
4.1.1	Organisation du chapitre	69
4.2	Choix du modèle de recouvrement	70
4.2.1	Schémas Maximum et/ou Aléatoires	71
	Dépendance à la discrétisation verticale	71
	Non-adaptabilité	71
4.2.2	Schéma Exponentiel-Aléatoire	71
	Quasi-indépendance à la discrétisation verticale	71
	Adaptabilité spatiale	72
	Adaptabilité temporelle :	75
4.3	Paramétrisation de la longueur de décorrélation $\Delta z_0(t)$	76
4.3.1	Comparaison de CF_{tot} par les approches SM et IM	77
	Principe de la méthode	77
	Résultats de la méthode	78
4.3.2	Une équation générale de $\Delta z_0(t)$	80
4.4	Évaluation de la paramétrisation de $\Delta z_0(t)$ sur CF_{tot}	81
4.4.1	Sensibilité au cisaillement de vent	82
4.4.2	Sensibilité à l'estimation des couvertures nuageuses par le schéma sous-maïlle	84
4.4.3	Sensibilité à la discrétisation verticale	85
4.5	Résultats des simulations SCM	87

4.1 Échelle inter-maïlles

Si une bonne représentation de la structure nuageuse sous-maïlle est importante, l'organisation nuageuse à l'échelle de plusieurs maïlle, notamment le recouvrement des fractions nuageuses surfaciques CF_{surf} entre des maïlles successives verticalement, est tout aussi déterminante. Morcrette and Fouquart (1986) prouvent en effet que la manière de faire se chevaucher les fractions nuageuses impacte fortement le bilan radiatif dans les GCMs. Randall et al. (1989) montrent également qu'elle affecte la circulation atmosphérique générale, alors que Jakob and Klein (1999) démontrent qu'elle joue un rôle non-négligeable sur l'efficacité des précipitations. Devant ce constat unanime de l'importance de la bonne représentation de la macro-structure nuageuse, plusieurs schémas de recouvrement ont été successivement introduits (Figure 4.1).

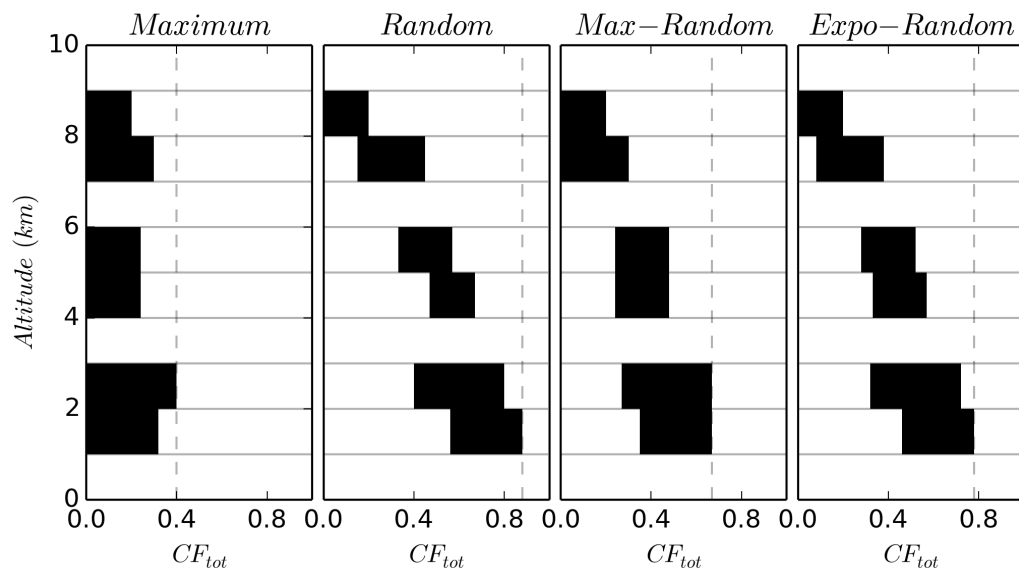


FIGURE 4.1 – Couverture nuageuse CF_{tot} représentée schématiquement en pointillé selon les différents schémas de recouvrement introduits dans ce chapitre. On suppose ici, pour simplifier la représentation, qu'un seul nuage au maximum est simulé à chaque niveau et qu'il remplit la maille de manière homogène verticalement. Figure inspirée de Hogan and Illingworth (2000).

Schéma Maximum et Aléatoire : Geleyn and Hollingsworth (1979) introduisent les premiers les deux schémas de recouvrement “Maximum” et “Aléatoire”. Lorsque les fractions nuageuses surfaciques $CF_{surf}(i)$ et $CF_{surf}(j)$ de deux couches i et j appartenant à la même colonne atmosphérique se recouvrent de façon maximum, leur couverture totale s’écrit :

$$CF_{max}(i, j) = \max(CF_{surf_i}, CF_{surf_j}) \quad (4.1)$$

Lorsqu’elles se recouvrent de manière aléatoire, leur couverture totale s’écrit :

$$CF_{rand}(i, j) = CF_{surf_i} + CF_{surf_j} - CF_{surf_i}CF_{surf_j} \quad (4.2)$$

Les estimations des couvertures nuageuses totales CF_{tot} diffèrent grandement par l’utilisation de l’un ou l’autre de ces schémas. Ainsi, Morcrette and Jakob (2000) obtiennent avec le GCM de l’ECMWF (Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen-terme) une couverture moyenne globale de 71.4% en utilisant un schéma aléatoire, pour seulement 60.9% en utilisant un schéma maximum.

Schéma Maximum-Aléatoire : À ce jour, beaucoup de GCM utilisent un schéma maximum-aléatoire qui combine tantôt le schéma maximum pour des nuages verticalement continus, tantôt le schéma aléatoires pour des mailles séparées par au moins une couche de ciel clair. L’idée sous-jacente à ce schéma est que si une maille de ciel clair sépare deux mailles comportant des nuages, les deux nuages simulés sont distincts et ils se recouvrent de manière aléatoire.

Schéma Exponentiel-Aléatoire : Hogan and Illingworth (2000) proposent par la suite un autre schéma, de type “Exponentiel-Aléatoire”, en s’appuyant sur des données radar à Chilbolton, en Angleterre. Selon ce schéma, les mailles comportant des nuages faisant parti d’un nuage verticalement continu se décorrèlent petit à petit de manière exponentielle alors que leur séparation croit, pour finalement se recouvrir de manière aléatoire. Deux couches séparées par du ciel clair se recouvrent, elles, toujours de manière aléatoire. Lorsque les fractions nuageuses surfaciques $CF_{surf}(i)$ et $CF_{surf}(j)$ de deux couches i et j appartenant à la même colonne atmosphérique se recouvrent selon le schéma exponentiel-aléatoire, leur couverture totale s’écrit :

$$\begin{cases} CF_{tot}(i, j) = \alpha(i, j)CF_{max}(i, j) + (1 - \alpha(i, j))CF_{rand}(i, j) \\ \alpha(i, j) = e^{-\frac{\delta z(i, j)}{\Delta z_0}} \end{cases} \quad (4.3)$$

où CF_{max} et CF_{rand} sont les fonctions maximums et aléatoires présentées équations 4.1 et 4.2, δz la distance séparant le milieu de ces couches et Δz_0 un paramètre appelé “Longueur de décorrélation”.

Ce paramètre Δz_0 permet l’ajustement entre les schémas maximums et aléatoires : une valeur élevée de la longueur de décorrélation correspond à une scène nuageuse corrélée, dans laquelle les mailles comportant des nuages se recouvrent de manière plutôt maximum ; une valeur faible correspond à une scène nuageuse décorrélée, dans laquelle les mailles comportant des nuages se recouvrent de manière aléatoire.

Pour différentes scènes nuageuses, avec des épaisseurs de mailles variant de 360m à 1440m et des intégrations temporelles de 20 minutes à 3 heures, Hogan and Illingworth (2000) calculent des longueurs de décorrélations variant de $\Delta z_0 = 1400m$ à $\Delta z_0 = 2930m$. Mace and Benson-Troth (2002) reprennent cette approche en la testant avec les radars ARM sur 4 sites différents, dans les tropiques, aux moyennes latitudes et dans les régions arctiques, avec des intégrations temporelles variant de 20 minutes à 2 heures. La plage de variation de la longueur de décorrélation est alors accrue entre $\Delta z_0 = 800m$ et $\Delta z_0 = 6900m$. Pour synthétiser ces divergences, Shonk et al. (2010) propose une paramétrisation simple de Δz_0 en fonction de la latitude absolue φ

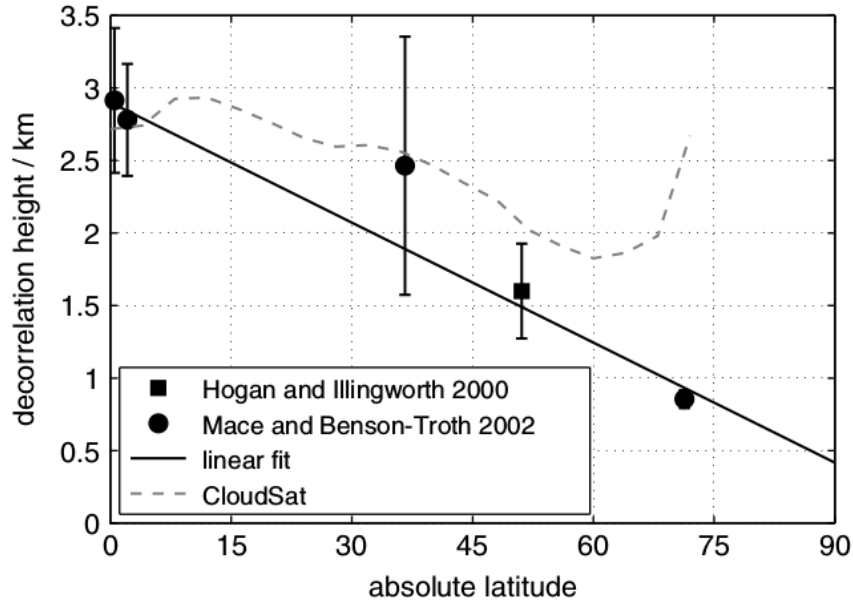


FIGURE 4.2 – Paramétrisation de la longueur de décorrélation Δz_0 en fonction de la latitude absolue φ : $\Delta z_0 = 2899 - 27.59\varphi$. Figure tirée de Shonk et al. (2010).

exprimée en degrés, représentée Figure 4.2.

Plusieurs caractéristiques importantes ne sont cependant pas explicitement prises en compte par cette paramétrisation. Barker (2008a) montre tout d’abord que l’exclusion des nuages-bas précipitant dans la colonne atmosphérique réduit la valeur mesurée de Δz_0 d’environ 500m. Par ailleurs, des mesures combinées par radar et lidar révèlent un cycle diurne marqué de la longueur de décorrélation, cycle pourtant quasi-inexistant à l’étude des données radar seules. Ces deux constatations suggèrent qu’une attention particulière doit donc être portée au critère de détection des nuages et au seuil des précipitations ; critères auxquels les longueurs de décorrélation Δz_0 semblent être très sensible. Or, ces critères ne sont pas explicitement pris en compte dans l’équation de Shonk et al. (2010).

Par ailleurs, Barker (2008b) obtient à partir de données satellites issues de CALIPSO et CloudSat une relation bien moins évidente entre Δz_0 et la latitude φ .

4.1.1 Organisation du chapitre

L’objectif de ce chapitre est double. D’une part, il s’agit d’assurer la cohérence entre le schéma de nuage sous-maille et le schéma de recouvrement inter-mailles du modèle, c’est à dire de s’assurer que le GCM évalue les couvertures nuageuses CF_{tot} de manière identique, quel que soit le choix de discrétisation verticale de la colonne d’atmosphère. Nous verrons alors qu’aux échelles typiques des mailles d’un GCM, seul le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire permet cette continuité parmi les schémas introduits ici.

D’autre part, l’objectif est de prendre en compte les caractéristiques locales des nuages dans l’évaluation de la longueur de décorrélation Δz_0 . Pour cela, on se base sur cette cohérence entre les schémas sous-maille (SM) et inter-maille (IM) dans l’évaluation de CF_{tot} , afin de proposer une équation de Δz_0 à partir des variables du schéma sous-maille.

Dans la section 4.2 nous expliquons notre choix de modèle de recouvrement. La section 4.3 présente notre paramétrisation de Δz_0 . En section 4.4 nous testons la sensibilité de cette paramétrisation à différents paramètres comme le cisaillement de vent ou la résolution verticale.

4.2 Choix du modèle de recouvrement

Dans cette section, nous étudions la continuité et l’adaptabilité des schémas de recouvrement en analysant l’influence de la discrétisation verticale sur l’évaluation de CF_{tot} par différents schémas de recouvrement inter-maille.

Pour cela nous utilisons des sorties de LES pour les cas ARM, RICO et BOMEX, sur un domaine de $6.5km * 6.5km * 3.5km$ à $25m$ de résolution dans les trois directions de l’espace. Nous notons $\Delta z_{tot} = 3500m$ l’épaisseur des colonnes atmosphériques du domaine LES. Pour nous comparer aux sorties d’un SCM, nous regroupons les couches LES d’épaisseur $\Delta z_{LES} = 25m$ en couches “type-SCM” de différentes épaisseurs $\Delta z \in [25m; 400m]$. On se focalise ici sur $\Delta z \in [25m, 400m]$ car c’est typiquement la gamme des épaisseurs des couches de la CBL dans LMDz6. Nous évaluons les fractions nuageuses CF_{surf} dans chacune de ces couches “type-SCM” par un calcul direct sur les mailles LES. La couverture totale CF_{tot} d’une colonne atmosphérique est ensuite calculée en faisant se recouvrir les fractions surfaciques CF_{surf} de chacune de ces couches de différentes manières, suivant les schémas maximum, aléatoire, et exponentiel-aléatoire (Figure 4.3).

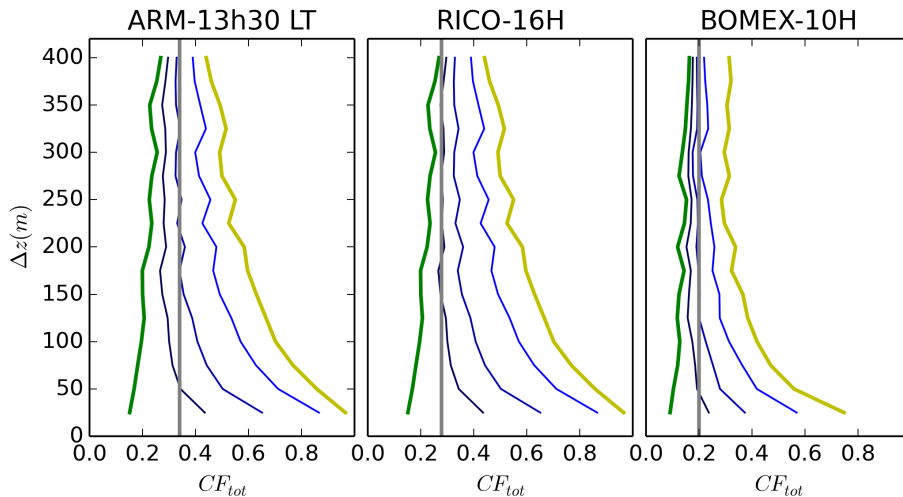


FIGURE 4.3 – Évolution de la couverture nuageuse totale CF_{tot} en fonction de la discrétisation verticale (couches “type-SCM” d’épaisseur Δz) des colonnes atmosphériques d’extension verticale totale $\Delta z_{tot} = 3500m$. Résultats issus de LES dans les cas de ARM à 13h30, RICO à 16h00 et BOMEX à 10h00. Dans les couches “type-SCM”, les fractions nuageuses CF_{surf} sont obtenues par un calcul direct sur les mailles LES. Les courbes jaunes représentent les couvertures CF_{tot} obtenues en recouvrant les fractions surfaciques CF_{surf} selon un schéma de recouvrement aléatoires, les courbes vertes selon un schéma maximum, et les courbes bleues selon un schéma exponentiel-aléatoire et des longueurs de décorrélation Δz_0 valant successivement de la gauche vers la droite [$3000m, 1200m, 400m$]. Les lignes grises représentent les couvertures nuageuses totales CF_{tot} obtenues en calcul direct dans le LES.

4.2.1 Schémas Maximum et/ou Aléatoires

Dépendance à la discrétisation verticale

Ainsi qu'on peut le voir Figure 4.3, pour des schémas maximum et aléatoire (courbes vertes et jaunes respectivement), le choix de la discrétisation verticale de la colonne atmosphérique influe sur la couverture totale. Dans le cas du recouvrement aléatoire, un découpage vertical en couches de faible extension verticale $\Delta z = 50m$ crée une couverture totale plus grande qu'un découpage de forte extension verticale $\Delta z = 400m$. L'opposé se produit pour un recouvrement type maximum. L'estimation de CF_{tot} est donc ici très dépendante de la manière de discrétiser verticalement les colonnes atmosphériques. On pourra ainsi s'attendre à des couvertures CF_{tot} variant suite à un changement de résolution verticale du GCM, même si toutes les variables atmosphériques restaient inchangées.

Non-adaptabilité

Ces schémas inter-maillages ne disposent en plus d'aucun paramètre d'ajustement : un recouvrement maximum traite toujours les nuages de la même manière, à savoir en les superposant de manière à minimiser leur couverture totale. Pour une discrétisation verticale déterminée, la seule latitude que possède le modélisateur pour obtenir une couverture totale réaliste est donc l'ajustement des paramètres du schéma de nuage sous-maille. Ces paramètres gouvernant la représentation nuageuse sous-maille ont cependant vocation à bien estimer les fractions nuageuses à l'échelle de mailles individuelles (CF_{vol_i} , CF_{surf_i}), chose éventuellement très différente que de bien estimer les couvertures CF_{tot} à l'échelle de colonnes atmosphériques entière. Les schémas maximum et/ou aléatoires sont donc d'une précision intrinsèquement limitée dans leurs estimations des couvertures nuageuses CF_{tot} .

4.2.2 Schéma Exponentiel-Aléatoire

Quasi-indépendance à la discrétisation verticale

On peut voir Figure 4.3 que pour les trois cas étudiés, il existe une longueur de décorrélation Δz_0 "optimale", telle que quelle que soit l'épaisseur $\Delta z \in [100m, 400m]$ des couches "type-SCM" de la colonne atmosphérique, l'estimation de la couverture nuageuse totale CF_{tot} par le schéma exponentiel-aléatoire est à peu près constante. Le choix de discrétisation verticale n'est donc pas limitant pour une bonne estimation de CF_{tot} . Le schéma de recouvrement inter-maillages, moyennant un choix judicieux de longueur de décorrélation Δz_0 , permet de compenser des changements de fractions nuageuses sous-maille CF_{surf} lors d'un changement de discrétisation verticale. Autrement dit, pour un Δz_0 bien choisi, une estimation de CF_{tot} est indépendante de la discrétisation verticale, pour $\Delta z \in [100m, 400m]$.

Ce résultat est à mettre en relief par rapport à ceux de Hogan and Illingworth (2000) et Shonk et al. (2010), qui montrent grâce à des observations radar et lidar que l'épaisseur Δz des mailles "type-SCM" influe sur la longueur de décorrélation Δz_0 optimale d'une colonne nuageuse ; des mailles plus épaisses nécessitant des valeurs de Δz_0 plus importantes pour une bonne estimation de la couverture totale. Cette dépendance à la discrétisation verticale n'apparaît cependant dans leurs études que pour des épaisseurs variant de $\Delta z = 360m$ à $\Delta z = 1440m$ par pas de $360m$, bien supérieures aux variations d'épaisseur considérées ici. Les deux analyses ne sont donc pas en contradiction : on peut trouver un Δz_0 optimal tel que l'estimation de CF_{tot} soit exacte quelle que soit l'épaisseur des couches dans la gamme $\Delta z \in [100m, 400m]$, mais il faut ré-estimer ce Δz_0 (probablement à la hausse) si l'épaisseur Δz sort de cette plage de variation.

Adaptabilité spatiale

Par ailleurs, le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire est capable de s'adapter, permettant une représentation de CF_{tot} dans une large gamme de configurations atmosphériques. Puisque le modélisateur peut choisir la longueur de décorrélation Δz_0 , il est envisageable de la définir pour chaque endroit du globe de manière à ce que la couverture nuageuse CF_{tot} simulée par le schéma de recouvrement soit le plus proche possible des observations (dans notre cas des LES). La 1^{ère} ligne de la Figure 4.4 représente cela, en montrant l'évolution temporelle des couvertures nuageuses dans nos 3 cas d'étude évaluée avec des longueurs de décorrélation optimisées et constantes sur chaque cas. Ces Δz_0 optimaux sont évalués comme les longueurs de décorrélation qui minimisent $rmse = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=0}^n (CF_{tot,param}(k) - CF_{tot,calcul}(k))^2}$ où n est le nombre de pas de temps dans chaque simulation, $CF_{tot,calcul}$ la couverture nuageuse évaluée en calcul direct dans les LES, et $CF_{tot,param}$ la couverture donnée par l'équation 4.3. Les longueurs de décorrélation optimales sont évaluées ici à $\Delta z_{0_{ARM}} = 1550m$, $\Delta z_{0_{RICO}} = 1600m$ et $\Delta z_{0_{BOMEX}} = 1250m$.

Ces valeurs sont plus faibles que celle proposées par le fit de Shonk et al. (2010) Figure 4.2. Nous effectuons plusieurs hypothèses pour expliquer cela.

Hypothèse 1 : Tout d'abord, Barker (2008a) montre que le fait d'inclure des précipitations dans les scènes étudiées a tendance à augmenter Δz_0 d'environ $500m$. Cet aspect a donc un impact non-négligeable. En particulier, le critère de détection des nuages joue un rôle important et complique les comparaisons entre notre étude basée sur des LES et les études mentionnées plus haut qui sont basées sur des observations radar et lidar. Ces instruments, notamment les radars, peuvent en effet ne pas détecter des zones où la quantité de condensat est très faible, ce qui risque de biaiser la comparaison que nous effectuons. Nous avons réalisé quelques tests de sensibilité au critère de détection des nuages dans les LES pour évaluer ce phénomène. Le critère de base que nous retenons dans cette étude est de considérer qu'un nuage se forme lorsque la quantité d'eau condensée dans une maille dépasse $q_{c_{seuil}} = 10^{-3}g.kg^{-1}$. En doublant ce seuil, nous constatons, comme attendu, que moins de nuages sont détectés. Cela affecte l'évaluation de la longueur de décorrélation Δz_0 de la colonne, dont la valeur augmente d'environ 10%. Notre seuil de base $q_{c_{seuil}}$ de détection des nuages dans les LES peut donc avoir tendance à réduire la valeur de Δz_0 estimée, en comparaison des valeurs proposées dans des études tirées d'observations radars et lidars.

Hypothèse 2 : Une seconde hypothèse est que ces différences viennent des résolutions spatiales horizontales et temporelles considérées. Les études de Hogan and Illingworth (2000) et Shonk et al. (2010) étant basées sur des observations radar et lidar, les résolutions spatiales horizontales sont évaluées approximativement en fonction des résolutions temporelles et de vitesses moyennes du vent dans les colonnes atmosphériques. Par exemple, pour un pas de temps de $20mn$ et un vent moyen horizontal estimé à $20m.s^{-1}$, les nuages couvrent une distance horizontale de $34km$. Cette résolution horizontale est bien inférieure à celle des mailles typiques d'un GCM, et également inférieure à la taille de certains systèmes nuageux tropicaux. Or, Tompkins and Di Giuseppe (2015) montrent que l'échelle spatiale horizontale à laquelle est échantillonnée une scène nuageuse influe sur l'évaluation de la longueur de décorrélation associée. Si l'échantillonnage spatial est trop petit comparé à la taille du système nuageux, le recouvrement observé se trouve biaisé. Plus précisément, si le recouvrement réel est plutôt maximum (Δz_0 grand), le biais est positif et le recouvrement évalué tend à être complètement maximum ; si le recouvrement réel est plutôt aléatoire (Δz_0 petit), le biais est négatif et le recouvrement évalué tend à

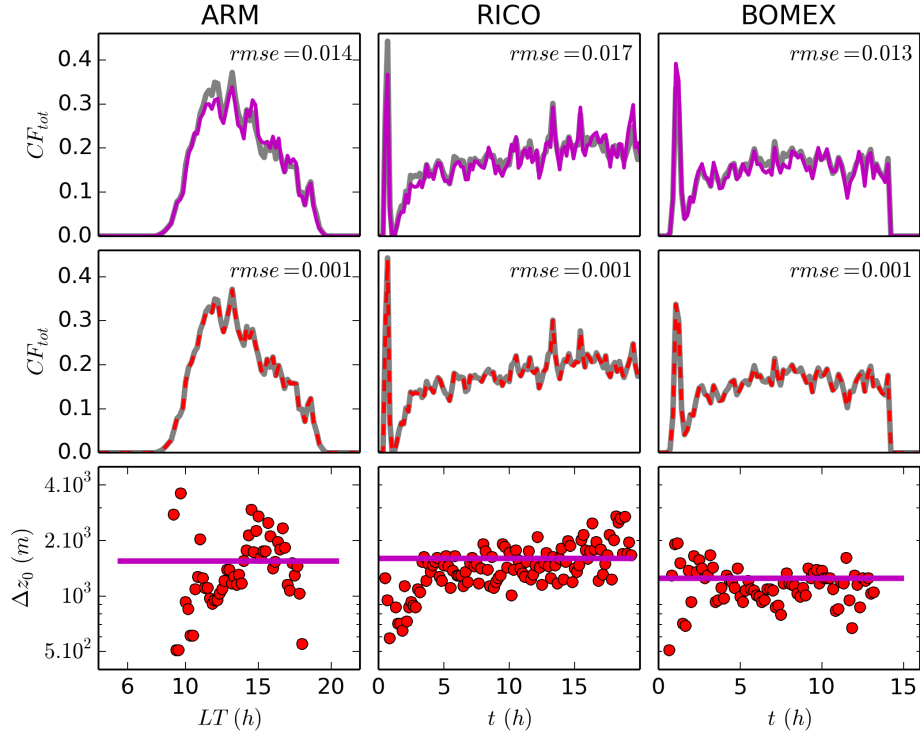


FIGURE 4.4 – Deux premières lignes : Évolution temporelle (pas de temps = $10mn$) des couvertures totales CF_{tot} dans la LES pour les cas ARM, RICO et BOMEX. Les courbes grises représentent les couvertures CF_{tot} évaluées par des calculs directs dans les LES. Les courbes magentas et rouges pointillé représentent les couvertures CF_{tot} évaluées par des schémas de recouvrements exponentiels-aléatoires (équation 4.3). Pour ce recouvrement, les mailles de la LES sont regroupés en mailles “type-SCM” à l’échelle verticale de celles de LMDz6 et les fractions sous-mailles CF_{surf} recouvertes sont évaluées en calcul direct. 1^{ère} ligne : les longueurs de décorrélation Δz_0 optimales sont évaluées par minimisation de la rmse globale dans chaque cas. On trouve les valeurs : $\Delta z_{0_{ARM}} = 1550m$, $\Delta z_{0_{RICO}} = 1600m$ et $\Delta z_{0_{BOMEX}} = 1250m$. 2^{ème} ligne : Même chose, mais en évaluant les longueurs de décorrélation $\Delta z_0(t)$ optimales à chaque pas de temps. 3^{ème} ligne : Évolution temporelle des longueurs de décorrélation $\Delta z_0(t)$ trouvées à la ligne précédente (points rouges). Les lignes magentas représentent les Δz_0 constants trouvés à la 1^{ère} ligne.

être totalement minimum (Figure 6, Tompkins and Di Giuseppe (2015)).

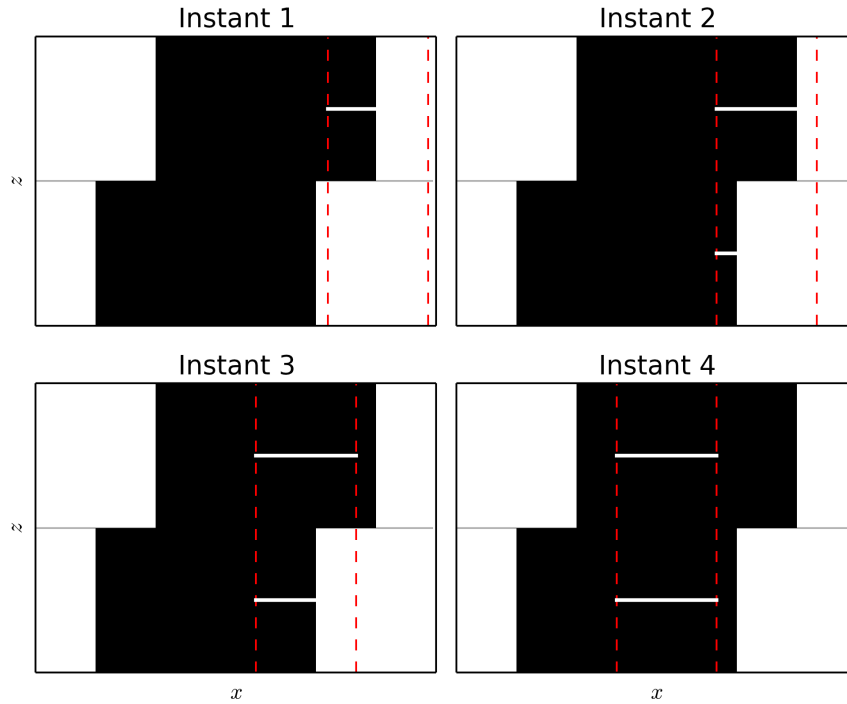


FIGURE 4.5 – Recouvrement de 2 fractions nuageuses adjacentes en noir, observées à 4 instants successifs. Les lignes verticales rouges délimitent l'étendue horizontale observée par le radar en un pas de temps donné, en supposant un vent horizontal moyen invariant verticalement. Les lignes horizontales blanches représentent les fractions nuageuses mesurées dans chaque couche pendant ces périodes d'observations.

On observe ce phénomène sur la Figure 4.5. À l'échelle globale, les 2 couches représentées à différents instants d'observation sont recouvertes de manière quasi-maximum (Δz_0 grand). Pour une échelle d'échantillonnage horizontale plus petite que l'échelle globale, comme ici délimité par les lignes rouges, le recouvrement observé diffère. À l'instant 1, le recouvrement n'est pas défini car il n'y a pas de fraction nuageuse dans la couche du bas. Aux instants 3 et 4, l'une des deux couches au moins est entièrement couverte : quel que soit le recouvrement que l'on choisirait pour représenter la scène (maximum, aléatoire, etc.) la couverture resterait totale. Ces deux moments ne donnent donc aucune information sur le type de recouvrement. Les instants 1, 3 et 4 sont donc ignorés dans l'estimation de Δz_0 . À l'instant 2 en revanche, le recouvrement mesuré est entièrement maximum ($\Delta z_0 \rightarrow \infty$), ce qui n'est pas le cas lorsqu'on observe la scène dans son ensemble. On voit donc qu'un biais systématique sur les scènes nuageuses recouvertes de manière quasi-maximum apparaît pour un échantillonnage spatial horizontal trop petit comparé à la taille du système, et tend à surévaluer Δz_0 . Dans les cas ARM, RICO et BOMEX étudiés ici, les nuages sont tous entièrement contenus dans les domaines LES. Ce biais positif lié à la résolution d'échantillonnage des observations n'apparaît donc pas et pourrait participer à expliquer les valeurs plus faibles de Δz_0 que nous trouvons.

Hypothèse 3 : Enfin, on peut également évoquer le fait que nous considérons ici uniquement des nuages bas de type cumulus, alors que les études mentionnées incluent des nuages à la fois bas, moyen et haut, ce qui peut compliquer la comparaison entre les longueurs de décorrélation

Δz_0 que nous trouvons et celles trouvées par Shonk et al. (2010).

Pour revenir au caractère d’adaptabilité spatiale du schéma exponentiel-aléatoire, un corollaire est que l’on peut envisager de prescrire des Δz_0 différents pour chaque régimes nuageux. Park (2018) modélise par exemple les cumulus et les stratus avec des longueurs de décorrélation $\Delta z_{0,cumulus}$ et $\Delta z_{0,stratus}$ différentes, en appliquant un masque contenant la valeur $\Delta z_{0,cumulus}$ dans les régions de cumulus et un autre contenant la valeur $\Delta z_{0,stratus}$ dans les zones de prédiction de ces nuages, comme les bords Est des océans.

Adaptabilité temporelle :

Une autre possibilité, qui fait l’originalité de cette étude, est d’évaluer les longueurs de décorrélation non seulement à chaque endroit mais également à chaque pas de temps de sortie, selon les conditions atmosphériques locales.

La 2^{nde} ligne de la figure 4.4 nous montre à quoi ressemblent les couvertures nuageuses CF_{tot} évaluées sur les cas ARM, RICO et BOMEX en ré-estimant Δz_0 par un calcul direct dans les LES à chaque sortie, toutes les 10mn ici. On observe sur cette 2^{nde} ligne une diminution systématique des erreurs faites sur l’évaluation des couvertures nuageuses CF_{tot} par rapport à la ligne précédente. Cette méthode d’adaptation temporelle de Δz_0 donne de meilleurs résultats pour l’estimation des couvertures nuageuses CF_{tot} , ce qui n’est pas surprenant compte tenu de l’évolution, même légère, du chevauchement des nuages entre deux pas de temps des modèles. On observe cela sur la 3^{ème} ligne de cette même Figure 4.4, qui montre les évolutions temporelles des $\Delta z_0(t)$ comparées aux Δz_0 moyens calculés pour chaque cas globalement. Sur les cas RICO et BOMEX, qui sont quasi-stationnaires, la dispersion autour de ces valeurs moyennes est relativement constante au cours du temps. En revanche, pour le cas ARM, qui présente un cycle diurne net, on note un cycle marqué des valeurs $\Delta z_0(t)$. Dans la phase de croissance des nuages, entre 9h30 et 14h30, $\Delta z_0(t) \leq \Delta z_{0,ARM}$. On remarque Figure 2.3 qu’à ces moments là, les mailles possèdent des fractions nuageuses $CF_{surf_i} \sim 0.18$ plutôt fortes, mais sur une extension verticale faible $\Delta z_{tot} \sim 500m$. Un recouvrement plutôt aléatoire (Δz_0 faible) permet de simuler correctement la couverture totale. Au contraire, dans la fin de la phase de croissance et pendant la phase de dissipation des nuages, entre 15h00 et 18h30, $\Delta z_0(t) \geq \Delta z_{0,ARM}$. Pendant ces instants, les fractions nuageuses sous-mailles $CF_{surf_i} \sim 0.06$ sont plus faibles d’un facteur 3, mais l’extension nuageuse verticale $\Delta z_{tot} \sim 2000m$ est plus grande d’un facteur environ 4. Pour simuler correctement la couverture totale, on doit ainsi fournir au schéma de recouvrement des valeurs de $\Delta z_0(t)$ supérieures.

Le fait de choisir un $\Delta z_{0,ARM}$ moyen, comme sur la 1^{ère} ligne de la Figure 4.4, biaise donc l’estimation de CF_{tot} , qui est légèrement sous-évaluée pendant la croissance des nuages (Δz_0 trop grand, recouvrement trop maximum) et sur-évaluée pendant la dissipation (Δz_0 trop faible, recouvrement trop aléatoire).

Pour conclure cette partie, nous retiendrons que le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire possède des propriétés plus avantageuses que les schémas maximum et/ou aléatoires. Au delà de permettre la simulation de CF_{tot} relativement indépendamment de la discrétisation verticale aux échelles que nous considérons ici, il peut générer des couvertures réalistes dans de nombreux cas grâce à son adaptabilité aux conditions atmosphériques. Pour réaliser l’ajustement du paramètre $\Delta z_0(t)$ à la fois à l’endroit et à l’instant considéré, nous proposons de mettre en place une paramétrisation de cette longueur de décorrélation. Nous nous basons pour cela sur la cohérence entre les prévisions du schéma de nuage sous-maille et du schéma inter-mailles exponentiel-aléatoire.

4.3 Paramétrisation de la longueur de décorrélation $\Delta z_0(t)$

Nous proposons ici une méthode afin d'évaluer la longueur de décorrélation $\Delta z_0(t)$ du schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire à chaque endroit et à chaque pas de temps, pour une utilisation dans le GCM LMDz6 et dans sa version SCM. Pour cela, nous sommes partis d'une idée : un modèle numérique comme un GCM doit pouvoir simuler des couvertures nuageuses totale CF_{tot} indépendamment du choix de la discrétisation verticale des colonnes atmosphériques. Pour assurer cette indépendance, les schémas de nuages sous-maillages et inter-maillages doivent donc être cohérents. Pour mettre cela en place, nous mesurons la couverture totale CF_{tot} d'une colonne nuageuse avec deux approches différentes : d'une part sans discrétiser la colonne et en utilisant le schéma sous-maille (Figure 4.6, à gauche), et d'autre part en discrétisant la colonne et en utilisant le schéma de recouvrement inter-maille (Figure 4.6, à droite). Nous combinons ensuite les résultats de ces deux approches, ce qui, comme nous allons le montrer, nous permet d'en déduire une équation d'évolution de la longueur de décorrélation $\Delta z_0(t)$.

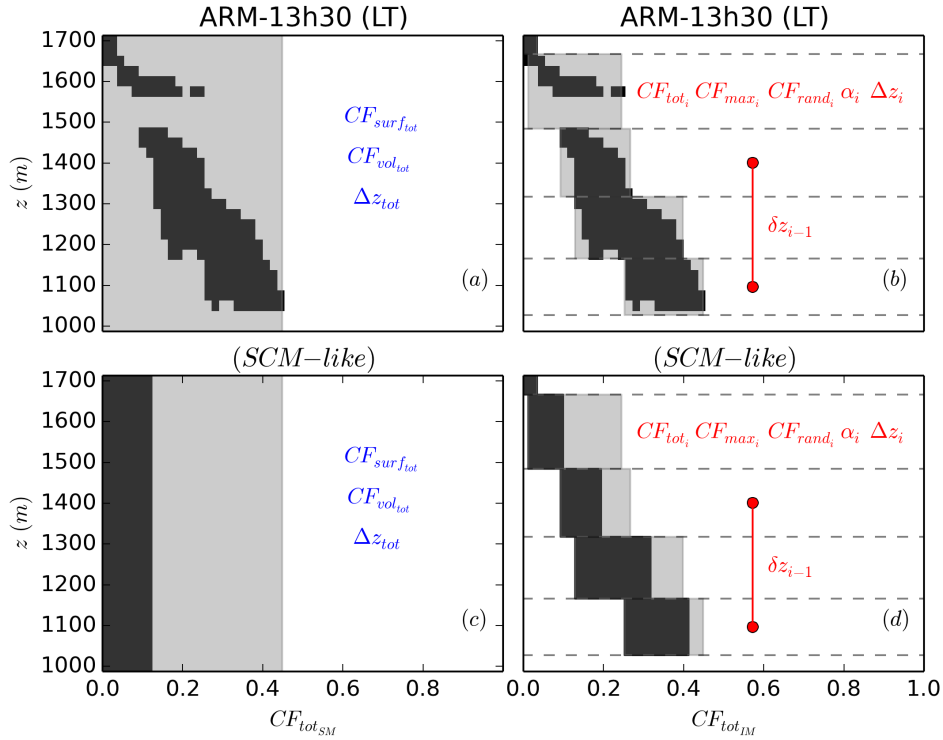


FIGURE 4.6 – (a) : Représentation d'une coupe d'atmosphère d'épaisseur $\Delta z_{tot} = 700m$, au milieu du domaine LES dans le cas ARM à 13h30 (LT). La résolution LES est de $\Delta z_{LES} = 25m$. Les nuages sont représentés en noir et sont "sous-maillages" dans ce domaine non-discrétisé à l'échelle d'un SCM, c'est à dire composé d'une unique maille "type-SCM" de $700m$ d'épaisseur. La zone en surbrillance grise représente la fraction surfacique des nuages dans cette maille unique. (b) : représentation de la même coupe d'atmosphère, discrétisée selon les niveaux verticaux de LMDz6 d'épaisseurs $\Delta z_i \in [100m, 400m]$ (traits horizontaux en pointillés). Les nuages sont représentés en noir et sont à la fois "sous-maille" et "inter-maille" dans ce domaine discrétisé, c'est à dire composé de plusieurs mailles "type-SCM". Les zones en surbrillances grises représentent les fractions surfaciques des nuages dans les mailles "type-SCM". (c) et (d) : représentation schématique des scènes nuageuses (a) et (b) telles que vues par le GCM LMDz6.

4.3.1 Comparaison de CF_{tot} par les approches SM et IM

Cette section est toujours entièrement basée sur des données issues de LES et que pour tester nos paramétrisations nous regroupons les mailles LES (résolution verticale $\Delta z_{LES} = 25m$) à l'échelle verticale des mailles de LMDz6 (résolution verticale $\Delta z_i \in [100m, 400m]$) pour créer ce que nous appelons des mailles "type-SCM".

Pour ce qui est du recouvrement inter-mailles (noté IM) des mailles "type-SCM", nous travaillons avec le schéma exponentiel-aléatoire de Hogan and Illingworth (2000) présenté précédemment équation 4.3. En ce qui concerne les propriétés sous-mailles (noté SM) à l'échelle de ces mailles "type-SCM", nous optons pour le schéma proposé par Brooks et al. (2005) présenté dans le chapitre précédent équation 3.6.

Principe de la méthode

On considère une colonne atmosphérique nuageuse s'étendant verticalement sur une hauteur Δz_{tot} . On évalue la couverture totale CF_{tot} de cette colonne de deux manières différentes, en utilisant les propriétés respectives des schémas sous-maille et inter-mailles, comme représenté sur la Figure 4.6.

Évaluation de $CF_{tot_{SM}}$: Dans un premier temps, comme illustré sur la partie gauche de la Figure 4.6, on considère une sous-partie de la colonne atmosphérique sans la discrétiser, c'est à dire en la voyant comme une maille "type-SCM" unique, et on calcule la couverture totale $CF_{tot_{SM}}$ grâce au schéma de nuage sous-maille de Brooks et al. (2005) :

$$\begin{cases} CF_{tot_{SM}} = \frac{1}{\left(1 + e^{-f} \left(\frac{1}{CF_{vol_{tot}}} - 1\right)\right)} \\ f = A(s)\Delta z_{tot}^{0.6694} \Delta x^{-0.1882} \\ A(s) = 0.1635 \end{cases} \quad (4.4)$$

où $CF_{vol_{tot}}$ est la fraction volumique de nuage dans cette sous-partie de la colonne atmosphérique, $s [m.s^{-1}.m^{-1}]$ le cisaillement de vent supposé constant dans un premier temps, $\Delta z_{tot} [m]$ l'épaisseur totale de cette sous-partie et $\Delta x [m]$ son extension horizontale.

Évaluation de $CF_{tot_{IM}}$: Dans un second temps, comme illustré sur la partie droite de la Figure 4.6, on discrétise la colonne en n mailles "type-SCM" d'épaisseurs $\Delta z_i \in [100m, 400m]$, tel que $\Delta z_{tot} = \sum_{i=1}^n \Delta z_i$. On évalue à l'intérieur de chacune de ces mailles les fractions volumiques CF_{vol_i} puis les fractions surfaciques CF_{surf_i} grâce au schéma de nuage sous-maille de Neggers et al. (2011). Enfin, on calcule la couverture totale $CF_{tot_{IM}}$ de cette colonne discrétisée grâce au schéma de nuage inter-maille de Hogan and Illingworth (2000) appliqué aux fractions surfaciques sous-maille :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\left\{ \begin{array}{l}
CF_{tot_{IM}} = CF_{tot_n} = \alpha_n CF_{max_n} + (1 - \alpha_n) CF_{rand_n} \\
\alpha_n = e^{-\frac{(\Delta z_{tot} - \frac{\Delta z_1 + \Delta z_n}{2})}{\Delta z_0}}
\end{array} \right. \\
\dots \\
\left\{ \begin{array}{l}
CF_{tot_i} = \alpha_i CF_{max_i} + (1 - \alpha_i) CF_{rand_i} \\
CF_{max_i} = CF_{max}(CF_{tot_{i-1}}, CF_{surf_i}) \\
CF_{rand_i} = CF_{rand}(CF_{tot_{i-1}}, CF_{surf_i}) \\
\alpha_i = e^{-\frac{\delta z_i}{\Delta z_0}} \\
\delta z_i = \delta z_{i-1} + \left(\frac{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i}{2} \right)
\end{array} \right. \\
\dots \\
\left\{ \begin{array}{l}
CF_{tot_1} = CF_{surf_1} \\
\delta z_1 = 0
\end{array} \right.
\end{array} \right. \quad (4.5)$$

où CF_{max_i} et CF_{rand_i} sont les fonctions décrites équations 4.1 et 4.2, $\delta z_i [m]$ est la distance séparant le milieu des mailles 1 et i , et $\Delta z_0 [m]$ la longueur de décorrélation de la colonne.

Résultats de la méthode

La Figure 4.7 montre l'évolution des couvertures nuageuses $CF_{tot_{SM}}$ (courbes bleu ciel pointillé) et $CF_{tot_{IM}}$ (courbes bleues) évaluées par les équations 4.4 et 4.5, en fonction de l'épaisseur Δz_{tot} des colonnes d'atmosphère, obtenues par une LES dans les cas ARM, RICO et BOMEX. Voici quelques caractéristiques choisies pour obtenir cette figure :

- Les bases des colonnes d'atmosphère sont prises dans chaque cas à l'altitude de la base des nuages et les épaisseurs maximales sont limitées à $\Delta z_{tot_{max}} = 1500m$.
- Pour le schéma inter-maille, les longueurs de décorrélation sont choisies comme étant optimales aux instants considérés, comme présenté en bas de la Figure 4.4. Ainsi, $\Delta z_{0_{ARM}}(t = 13h30) = 1150m$, $\Delta z_{0_{RICO}}(t = 16h00) = 1590m$ et $\Delta z_{0_{BOMEX}}(t = 10h00) = 1370m$.
- Toujours en ce qui concerne le schéma inter-maille, nous testons trois discrétisations différentes des colonnes atmosphériques, c'est à dire différentes épaisseurs de mailles "type-SCM". Sur la première ligne de la Figure 4.7 les mailles "type-SCM" ont une épaisseur $\Delta z_{IM} = 100m$, sur la seconde ligne une épaisseur $\Delta z_{IM} = 250m$ et sur la troisième ligne une épaisseur $\Delta z_{IM} = \Delta z_{LMDz6}$. On notera que ces discrétisation ne concernent pas les courbes bleu ciel pointillé représentant $CF_{tot_{SM}}$.
- Pour le schéma sous-maille, nous considérons un cisaillement de vent moyen dans les colonnes et faisons ainsi l'hypothèse $A = 0.1635$ constant dans l'équation 4.4 (voir Brooks et al. (2005)).
- Enfin, on ajoute sur cette Figure 4.7 les couvertures totales CF_{max_n} et CF_{rand_n} (voir équation 4.5) calculées par les schémas de recouvrement maximum (en vert) et aléatoire (en jaune) dans les mêmes conditions que $CF_{tot_{IM}}$.

L'information principale de cette figure est qu'avec des paramètres adaptés des schémas sous-maille et inter-maille (cisaillement s , longueur de décorrélation Δz_0 , etc.), il est possible de réaliser des estimations des couvertures nuageuses $CF_{tot_{IM}}$ et $CF_{tot_{SM}}$ très proches, malgré des approches très différentes. On voit cela en observant les similitudes entre les courbes bleues et bleues ciel pointillés dans toutes les configurations testées ici. Ces similitudes sont d'autant plus fortes pour des colonnes atmosphériques d'épaisseurs $\Delta z_{tot} \geq 400m$. Pour ces épaisseurs et pour les trois discrétisations verticale Δz_{IM} représentées, on observe des différences entre

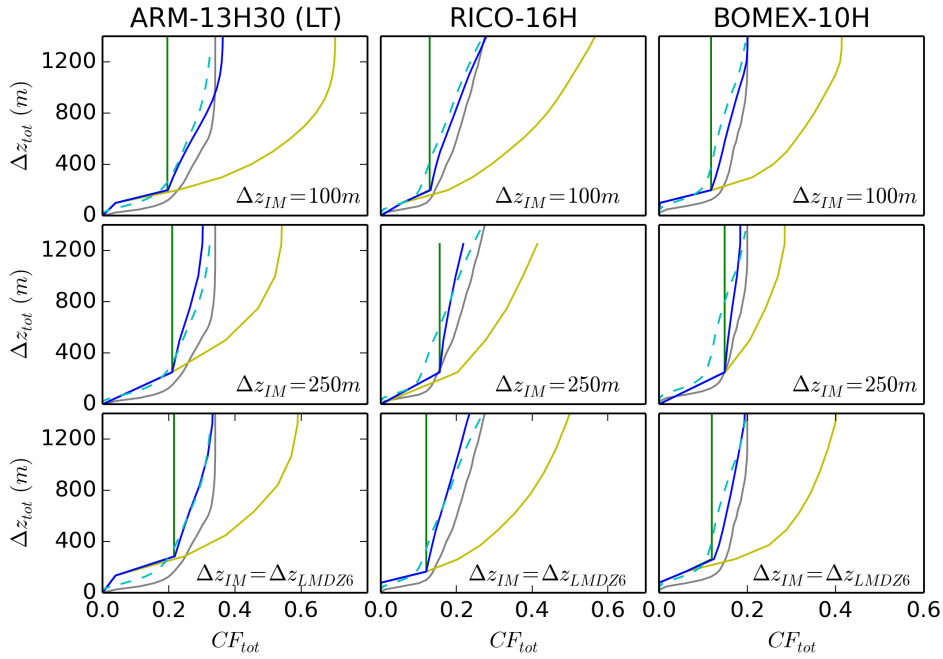


FIGURE 4.7 – Évolution des couverture nuageuse $CF_{tot_{SM}}$ (courbes bleu ciel pointillé, voir équation 4.4), $CF_{tot_{IM}}$ (courbes bleu, voir équation 4.5), CF_{max_n} et CF_{rand_n} (courbes vertes et jaunes, voir équation 4.5), en fonction de l'épaisseur Δz_{tot} des colonnes atmosphériques. Résultats issus de LES dans les cas ARM, RICO et BOMEX. Les courbes grises sont les références obtenues en calculs directs dans la LES. Pour les schémas inter-mailles (courbes bleues, vertes et jaunes), les colonnes d'épaisseur Δz_{tot} sont discrétisées en couches d'épaisseurs $\Delta z_{IM} = 100m$ (1^{ère} ligne), $\Delta z_{IM} = 250m$ (2^{ème} ligne) et $\Delta z_{IM} \in [100m, 400m]$ variable, correspondant à la discrétisation verticale de LMDz6 (3^{ème} ligne).

$CF_{tot_{IM}}$ et $CF_{tot_{SM}}$ inférieures à 2%.

En revanche, pour des épaisseurs de colonne $\Delta z_{tot} \leq 400m$, les différences constatées peuvent atteindre jusqu'à 5% : par exemple, dans le cas BOMEX à une résolution constante de $\Delta z_{IM} = 250m$ (*2^{ème} ligne*), pour $\Delta z_{tot} = 300m$ on calcule $CF_{tot_{SM}} = 0.1$ (courbe pointillée bleue ciel) alors que $CF_{tot_{IM}} = 0.15$ (courbe bleue). Nous retenons deux hypothèses pour expliquer ces différences pour des petites colonnes.

Hypothèse 1 : La première hypothèse est que ces différences pourraient être expliquées par un ratio $\frac{\Delta z}{\Delta z_{tot}}$ trop proche de 1. Dans ces cas là, les colonnes sont discrétisées de manière très grossières, ce qui réduit la précision du schéma inter-maille. Nous suggérons donc de discrétiser une colonne atmosphérique en un minimum de 5 mailles "type-SCM" pour obtenir une précision suffisante avec cette méthode.

Hypothèse 2 : La seconde hypothèse est que le paramètre A du schéma sous-maille, qui normalement dépend du cisaillement de vent s , est ici pris constant dans un premier temps. Nous aborderons ce point de dépendance au cisaillement en section 4.4.1.

Dans cette partie, nous avons ainsi montré que les calculs des couvertures totales CF_{tot} de colonnes atmosphériques réalisées d'une part par un schéma sous-maille sans que la colonne ne soit discrétisée ($CF_{tot_{SM}}$), et d'autre part par un schéma inter-mailles exponentiel-aléatoire avec une colonne discrétisée ($CF_{tot_{IM}}$), peuvent, sous certaines conditions, être quasi-identiques. Nous avons testé cela pour des colonnes atmosphériques d'épaisseurs totales $\Delta z_{tot} \in [0m, 1500m]$ et différentes discrétisations de ces colonnes $\Delta z \in [100m, 400m]$. Nous obtenons une meilleure similitude entre $CF_{tot_{SM}}$ et $CF_{tot_{IM}}$ pour les colonnes atmosphériques d'extension $\Delta z_{tot} \geq 400m$. En nous basant sur cette analyse, nous allons ainsi proposer une équation des longueurs de décorrélation $\Delta z_0(t)$ à chaque instant, dans un cadre adapté à LMDz6.

4.3.2 Une équation générale de $\Delta z_0(t)$

Ainsi que nous l'avons montré dans la section précédente, les deux méthodes sous-maille et inter-mailles permettent d'obtenir différemment mais avec des résultats remarquablement proches une estimation de la couverture nuageuse totale CF_{tot} d'une sous-partie de la colonne atmosphérique. Suite à cette analyse, nous décidons alors de poser $CF_{tot_{SM}} = CF_{tot_{IM}}$.

L'équation 4.5 nous permet alors d'écrire : $CF_{tot_{SM}} = \alpha_n CF_{max_n} + (1 - \alpha_n) CF_{rand_n}$, dans laquelle $\alpha_n = e^{-\frac{(\Delta z_{tot} - (\frac{\Delta z_1 + \Delta z_n}{2}))}{\Delta z_0}}$.

En remarquant alors que la fraction nuageuse volumique totale de la colonne peut être exprimée simplement en fonction des fractions volumiques des sous-couches le composant, tel que $CF_{vol_{tot}} = \frac{1}{\Delta z_{tot}} \sum_{i=1}^n (\Delta z_i CF_{vol_i})$, on en déduit une équation de la longueur de décorrélation Δz_0 de cette sous-partie de la colonne atmosphérique :

$$\begin{cases} \Delta z_0 = \frac{-(\Delta z_{tot} - (\frac{\Delta z_1 + \Delta z_n}{2}))}{\ln \left(\frac{CF_{tot_{SM}} - CF_{rand_n}}{CF_{max_n} - CF_{rand_n}} \right)} \\ CF_{tot_{SM}} \stackrel{ici}{=} \frac{1}{\left(1 + e^{-f \left(\frac{\Delta z_{tot}}{\sum_{i=1}^n \Delta z_i CF_{vol_i}} - 1 \right)} \right)} \end{cases} \quad (4.6)$$

où $\Delta z_0 [m]$ la longueur de décorrélation associée à la scène nuageuse de cette sous-partie de la colonne atmosphérique, $\Delta z_{tot} [m]$ l'épaisseur de cette sous-partie de la colonne atmosphérique, $CF_{tot_{SM}}$ la couverture nuageuse de cette scène calculée selon l'équation 4.4 et CF_{max_n} et CF_{rand_n}

les couvertures calculées selon l'équation 4.5. On peut noter plusieurs choses à propos de cette équation :

Δz_0 est défini si le logarithme est défini et non nul : Le schéma de recouvrement maximum crée toujours les couvertures nuageuse les plus faibles et le schéma aléatoire les plus grandes, tel que $CF_{max_n} \leq CF_{tot_{IM}} \leq CF_{rand_n}$. Si $CF_{tot_{IM}} = CF_{max_n}$ ou bien si $CF_{tot_{IM}} = CF_{rand_n}$, comme on a fait l'hypothèse $CF_{tot_{IM}} = CF_{tot_{SM}}$ pour obtenir l'équation 4.6, alors le logarithme s'annule ou n'est pas défini. Nous analysons donc les cas $CF_{tot_{IM}} = CF_{max_n}$ et $CF_{tot_{IM}} = CF_{rand_n}$ pour voir s'ils sont susceptibles de se produire.

Le cas $CF_{tot_{IM}} = CF_{max_n}$ ne peut arriver que lorsque l'épaisseur de la colonne est nulle ($\Delta z_{tot} = 0$), cas particulier que l'on peut facilement ne pas prendre en considération car il ne présente pas d'intérêt. Pour le cas $CF_{tot_{IM}} = CF_{rand_n}$, il a été établi par Hogan and Illingworth (2000) que, pour des nuages continus, seuls certains nuages dont l'épaisseur excède $5km$ et qui sont très inclinés engendrent des couvertures nuageuses supérieures ou égales à celles calculées par un schéma inter-maïlles aléatoire, telles que $CF_{tot_{IM}} \geq CF_{rand_n}$. En nous limitant alors à des colonnes atmosphériques d'extension verticale $\Delta z_{tot} < 4 - 5km$, on évite ce cas particulier. Ces deux remarques nous permettent de conclure que dans notre cadre, l'inégalité précédente est en fait une inégalité stricte, tel que $CF_{max_n} < CF_{tot_{IM}} < CF_{rand_n}$. Ainsi, on peut en déduire que le dénominateur de l'équation 4.6 est défini et non nul ($0 < \frac{CF_{tot_{SM}} - CF_{rand_n}}{CF_{max_n} - CF_{rand_n}} < 1$) et que $\Delta z_0 \geq 0$.

Cas limite : Une attention particulière doit cependant être apportée ici, car dans un sens mathématique strict, il n'y a pas égalité entre $CF_{tot_{SM}}$ et $CF_{tot_{IM}}$, comme on peut le voir Figure 4.7 en observant les écarts entre les courbes bleues et bleues ciel pointillés. Ces écarts proviennent simplement du fait que les schémas sous-maïlles et inter-maïlles sont des schémas statistiques et que même s'ils sont réglés pour représenter le plus fidèlement possible la couverture nuageuse, ils ne sont pas rigoureusement identiques. Pour utiliser l'équation 4.6 dans un GCM, il faut donc s'assurer de son comportement dans ces cas particuliers où $CF_{tot_{SM}} \neq CF_{tot_{IM}}$.

Si l'on observe sur la Figure 4.7 le cas BOMEX à la discrétisation $\Delta z_{IM} = 250m$ (2^{ème} ligne à droite), pour $\Delta z_{tot} = 400m$, le schéma sous-maïlle évalue $CF_{tot_{SM}} < CF_{max_n}$, alors que $CF_{tot_{IM}} > CF_{max_n}$. Dans ce cas là, l'équation 4.6 évalue $\Delta z_0 < 0$, ce qui sort du cadre du schéma exponentiel-aléatoire. Dans le cas où le schéma sous-maïlle évalue $CF_{tot_{SM}} > CF_{rand_n}$, comme dans le cas ARM pour $\Delta z_{tot} = 200m$ à une discrétisation $\Delta z_{IM} = \Delta z_{LMDz6}$ (3^{ème} ligne à gauche), alors le logarithme de l'équation 4.6 n'est même pas défini. Pour palier à ces cas spécifiques, mais tout de même occasionnellement présents, on impose numériquement $\Delta z_0 = \Delta z_{0_{max}}$ si $CF_{tot_{SM}} < CF_{max_n}$, et $\Delta z_0 = \Delta z_{0_{min}}$ si $CF_{tot_{SM}} > CF_{rand_n}$. Ainsi, dans ces cas violant l'hypothèse $CF_{tot_{SM}} = CF_{tot_{IM}}$, l'équation 4.6 permet tout de même une estimation plausible de CF_{tot} . Comme on l'a observé Figure 4.7, on s'attend avec cette limitation à des biais maximaux sur les couvertures nuageuses de l'ordre de quelques pourcent.

Pour conclure, l'équation 4.6 est basée sur l'hypothèse que $CF_{tot_{SM}} = CF_{tot_{IM}}$ et on s'attend à ce qu'elle permette une estimation correcte de CF_{tot} même dans les cas où cette égalité n'est plus vraie. Étant basée sur le schéma sous-maïlle de Brooks et al. (2005), elle est valide pour tous les couverts nuageux.

4.4 Évaluation de la paramétrisation de $\Delta z_0(t)$ sur CF_{tot}

Dans cette section, nous étudions les paramètres qui influent sur CF_{tot} suite à notre ajustement de $\Delta z_0(t)$ grâce à l'équation 4.6. Différentes paramétrisations des couvertures nuageuses CF_{tot} sont représentées Figure 4.8, grâce aux LES de ARM, RICO et BOMEX. Plusieurs points

importants sont remarquables sur cette figure.

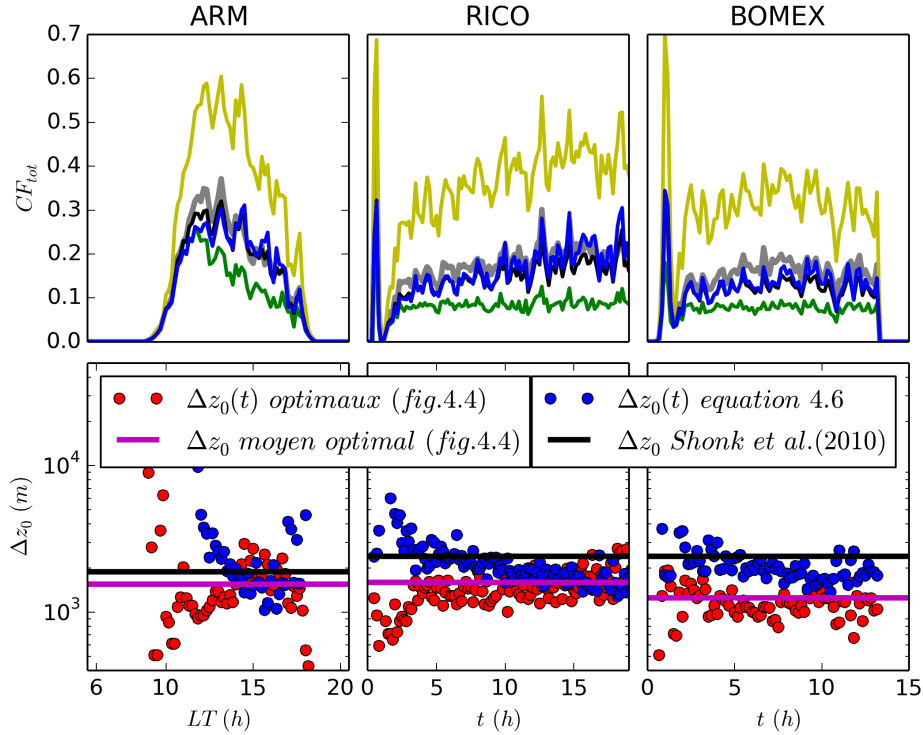


FIGURE 4.8 – 1^{ère} ligne : Évolution temporelle des couvertures nuageuses CF_{tot} obtenues avec un LES dans les cas ARM, RICO et BOMEX. Les courbes grises sont les couvertures de référence évaluées par des calculs directs. Les autres courbes sont obtenues avec des schémas de recouvrement : les mailles de la LES sont regroupés verticalement en mailles “type-SCM” à l’échelle de celles de LMDz6 (79 niveaux) et les fractions sous-mailles CF_{surfi} recouvertes sont évaluées en calcul direct. Les courbes jaunes sont obtenues avec le schéma de recouvrement aléatoire ; les vertes avec le schéma maximum ; les bleues avec le schéma exponentiel-aléatoire et $\Delta z_0(t)$ paramétrisé selon l’équation 4.6 ; et les noires avec le schéma exponentiel-aléatoire et Δz_0 paramétrisé selon l’équation de Shonk et al. (2010). 2^{nde} ligne : Évolution temporelle de différents $\Delta z_0(t)$

On peut d’ores et déjà noter qu’à tout instant sur les 3 simulations, le schéma exponentiel-aléatoire pour lequel on a calculé $\Delta z_0(t)$ avec l’équation 4.6 (courbes bleues) donne de meilleures évaluations de CF_{tot} que le schéma maximum (courbes vertes), qui est strictement équivalent à un schéma maximum-aléatoire pour des nuages continus comme ceux présentés ici, et utilisé actuellement dans LMDz6.

On observe également que la tendance générale est à une sous-estimation des couvertures CF_{tot} (courbes bleues), induite par une sur-estimation moyenne des $\Delta z_0(t)$ évaluées par l’équation 4.6 (points bleus). Cependant, ce phénomène varie plus ou moins dans le temps dans les 3 cas considérés. Nous avons retenu plusieurs hypothèses pour expliquer ces comportements.

4.4.1 Sensibilité au cisaillement de vent

La première hypothèse vient de l’étude du cisaillement de vent $s = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$, calculé comme la norme du gradient vertical du vecteur horizontal de vent, représenté Figure 4.9. Sur cette figure, la partie haute représente l’évolution temporelle du cisaillement s obtenus avec un LES dans les cas ARM, RICO et BOMEX. Tout comme précédemment, on a regroupé

verticalement les mailles LES en mailles “type-SCM”. La partie basse de cette figure montre l’évolution temporelle du cisaillement moyenné dans les parties nuageuses.

On rappelle que pour évaluer $\Delta z_0(t)$ équation 4.6, on utilise le coefficient f paramétrisé avec $A = 0.1635$ constant, alors que Brooks et al. (2005) propose un paramétrisation plus générale qui prend en compte le cisaillement : $A = 0.1105 + 1.1906s^{0.5112}$. Nous avons implémenté cette paramétrisation plus complète dans le GCM LMDz6 et montrons son effet sur les couvertures nuageuses CF_{tot} dans la section suivante, Figure 4.14. L’approximation de cisaillement constant que nous avons faite ici présuppose donc que le cisaillement vaille $s_m = 0.0023m.s^{-1}.m^{-1}$ partout et à tout instant. On le représente par des lignes bleues pointillées Figure 4.9.

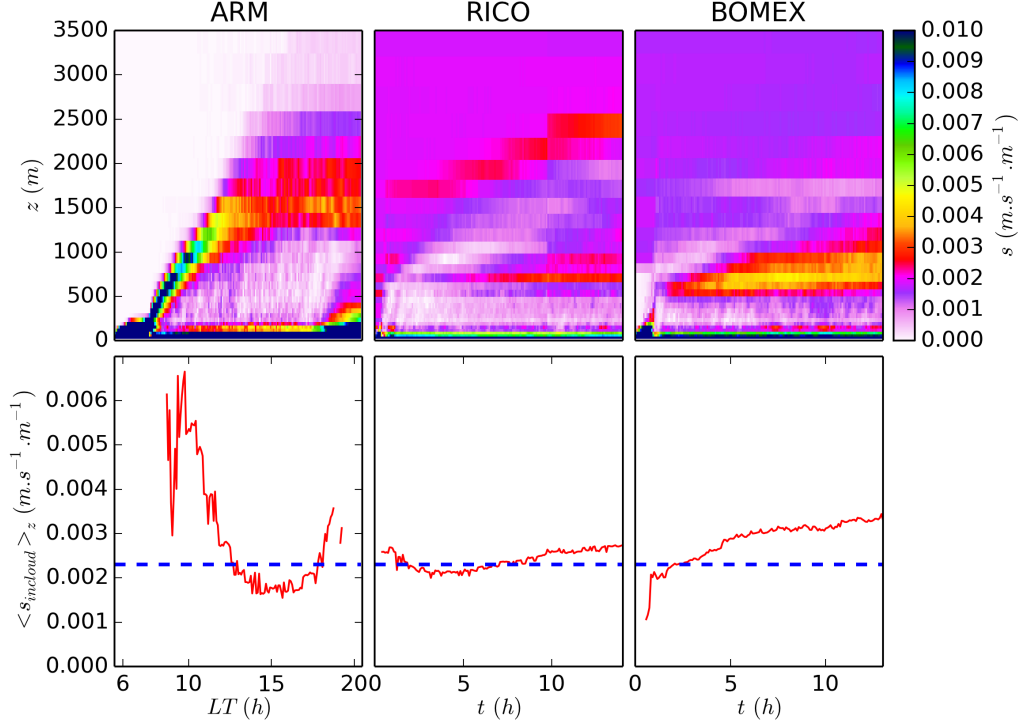


FIGURE 4.9 – 1^{ère} ligne : évolution temporelle du cisaillement de vente $s = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$ obtenu avec un LES dans les cas ARM, RICO et BOMEX, avec des mailles “type-SCM” regroupées à la discrétisation verticale de LMDz6. 2^{ème} ligne : évolution temporelle du cisaillement moyenné dans les parties nuageuses (courbes rouges) et du cisaillement moyen $s_m = 0.0023m.s^{-1}.m^{-1}$ tel qu’introduit par Brooks et al. (2005) (lignes bleues pointillées).

Pour le cas ARM, qui n’est pas stationnaire, le cisaillement moyenné verticalement dans le nuage (courbes rouges Figure 4.9) est plus fort en début de journée, jusque vers 12h30, que dans l’après-midi. Une approximation de cisaillement moyen s_m est donc peu réaliste et peut expliquer une partie des erreurs constatées sur les prévisions de CF_{tot} jusqu’à cette heure-ci. Pour les cas RICO et BOMEX, qui sont quasi-stationnaires, cette approximation semble plus justifiée. La valeur moyenne s_m retenue apparaît néanmoins trop faible pour le cas BOMEX, ce qui peut expliquer la légère sous-évaluation des valeurs de CF_{tot} tout au long de la simulation. En observant le cas RICO, on constate cependant que, bien qu’étant quasi-stationnaire et supportant l’hypothèse $s = s_m$, une valeur relativement correcte du cisaillement moyen choisi ne permet pas une estimation idéale de CF_{tot} tout au long de la simulation (courbes bleus, Figure 4.8). En effet, malgré une bonne précision sur l’évaluation de CF_{tot} après 12h, on constate une sous-évaluation des couvertures de 3% à 5% sur toute la première partie de la simulation. Un phénomène autre que la dépendance au cisaillement semble donc entrer en jeu dans ces

erreurs observées.

4.4.2 Sensibilité à l'estimation des couvertures nuageuses par le schéma sous-maille

Une seconde hypothèse qui pourrait expliquer certaines imprécisions de $\Delta z_0(t)$ et de CF_{tot} au cours du temps est la sensibilité à l'estimation des couvertures nuageuses des mailles "type-SCM" par la paramétrisation de Brooks et al. (2005).

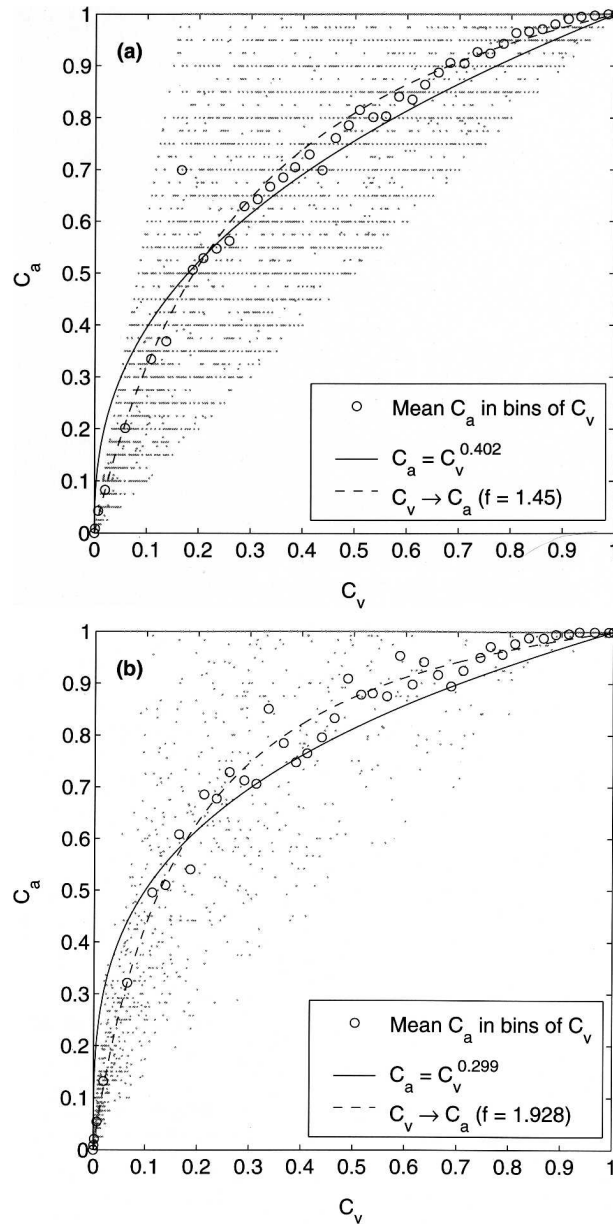


FIGURE 4.10 – Nuages de points des fractions surfaciques C_a en fonction des fractions volumiques C_v , comme observées par radar (a) et lidar (b). Les cercles représentent les valeurs moyennes de C_a sur les bins de C_v , et les courbes, les résultats de 2 paramétrisations (en légende). Figure issue de Brooks et al. (2005)

Lorsqu'on observe la Figure 4.10, sur laquelle est basée l'équation sous-maille 4.4 donnant la fraction surfacique d'une maille "type-SCM" (C_a sur la figure) à partir de sa fraction volumique (C_v), on remarque que la dispersion des valeurs de fraction surfaciques observées $C_{a_{obs}}$ pour une fraction volumique donnée C_v relativement faible, augmente fortement quand C_v

augmente. Typiquement, pour une fraction nuageuse volumique faible $C_v = 0.03$, les valeurs de fractions surfaciques observées sont dans l'intervalle $0.05 \leq C_{a_{obs}} \leq 0.30$, alors que pour $C_v = 0.1$, $0.12 \leq C_{a_{obs}} \leq 0.65$. L'intervalle observé est deux fois plus grand dans le second cas. Le risque d'erreur sur l'estimation de C_a pour des mailles très peu couvertes prises individuellement est donc bien supérieur lorsque C_v augmente.

Dans le cas RICO, on observe Figure 2.3 que l'épaisseur des colonnes nuageuses augmente avec le temps, mais que la proportion de couches faiblement couvertes dans ces colonnes augmente également. Cela a donc tendance à diminuer les fractions volumiques totales $CF_{vol_{tot}}$ des colonnes nuageuses au cours du temps. Ainsi, à 5h00 on calcule $CF_{vol_{tot}} = 0.035$ alors qu'à 15h $CF_{vol_{tot}} = 0.02$. L'incertitude sur les fractions surfaciques des colonnes $CF_{surf_{tot}} = CF_{tot_{SM}}$ estimées par l'équation 4.4 est donc bien plus grande au début de la simulation qu'à la fin. Ainsi, bien qu'étant quasi-stationnaire, supportant l'hypothèse de cisaillement moyen $s = s_m$, et ayant à priori une valeur appropriée de s_m , les incertitudes intrinsèques de la paramétrisation de $CF_{tot_{SM}}$ semblent se propager dans l'équation 4.6 et induire des erreurs allant jusqu'à 5% sur les prévisions de CF_{tot} dans le cas RICO .

On peut noter que le même phénomène est susceptible de se produire sur le cas ARM, pour lequel on estime $CF_{vol_{tot}} = 0.08$ à 12h30, alors qu'à 16h, $CF_{vol_{tot}} = 0.04$. À noter cependant que, si cette seconde hypothèse semble justifier de légères inexactitudes des prévisions dans certains cas pris individuellement, cette paramétrisation reste valable en moyenne et devrait donner des résultats satisfaisants à l'échelle globale dans le GCM.

4.4.3 Sensibilité à la discrétisation verticale

Dans cette section, on observe la sensibilité des résultats précédents à des changements de résolution verticale. Les résultats montrés sont toujours basés uniquement sur des données LES, dont les cellules sont regroupées ici d'une part selon la grille verticale de LMDz5 composée de 39 niveaux verticaux, et d'autre part selon une grille test composée de 130 niveaux verticaux (voir Figure 14 dans l'article au chapitre 3).

On observe tout d'abord Figures 4.11 et 4.12 une tendance déjà mentionnée au début de ce chapitre, qui est que les couvertures évaluées avec les schémas maximum (courbes vertes) et aléatoire (courbes jaunes) sont très dépendantes de la résolution verticale.

Un phénomène moins intuitif au vu de ce qu'on a mentionné précédemment est la dépendance à la résolution verticale du schéma exponentiel-aléatoire quand la longueur de décorrélation est paramétrisée avec l'équation de Shonk et al. (2010) (courbes noires). Avec un Δz_0 constant comme ici, le schéma ne s'adapte pas à un changement de résolution aussi brutal qu'un passage de 39 à 130 niveaux et calcule des couvertures CF_{tot} différentes. Si l'on se réfère à la Figure 14 dans l'article au chapitre 3, on voit qu'avec une grille à 39 niveaux l'épaisseur moyenne des niveaux dans la CBL est de l'ordre de $\Delta z_{CBL,39} = 500m$, alors qu'avec une grille à 130 niveaux cette épaisseur est de l'ordre de $\Delta z_{CBL,130} = 50m$. En observant la Figure 4.3, on voit donc que l'écart de résolution est tel que même le schéma exponentiel-aléatoire n'est pas capable de l'absorber totalement et qu'il surévalue CF_{tot} à la résolution la plus fine.

En revanche, on constate la robustesse des prévisions de CF_{tot} à différentes résolutions lorsque $\Delta z_0(t)$ est évalué avec l'équation 4.6. Les problèmes mentionnés précédemment sont, eux, toujours globalement présents : cette configuration sous-estime CF_{tot} aux débuts des simulations de ARM et RICO et sur l'ensemble de la simulation BOMEX, à cause semble-t-il de l'approximation de cisaillement moyen $s = s_m$ et de l'incertitude sur la prévision de $CF_{tot_{SM}}$. Cependant, aucun des problèmes n'a drastiquement augmenté ni diminué, malgré des résolutions modifiant l'épaisseur des mailles d'un facteur 10.

Ces conclusions sont visibles sur la Figure 4.13, où l'on observe les erreurs faites aux différentes

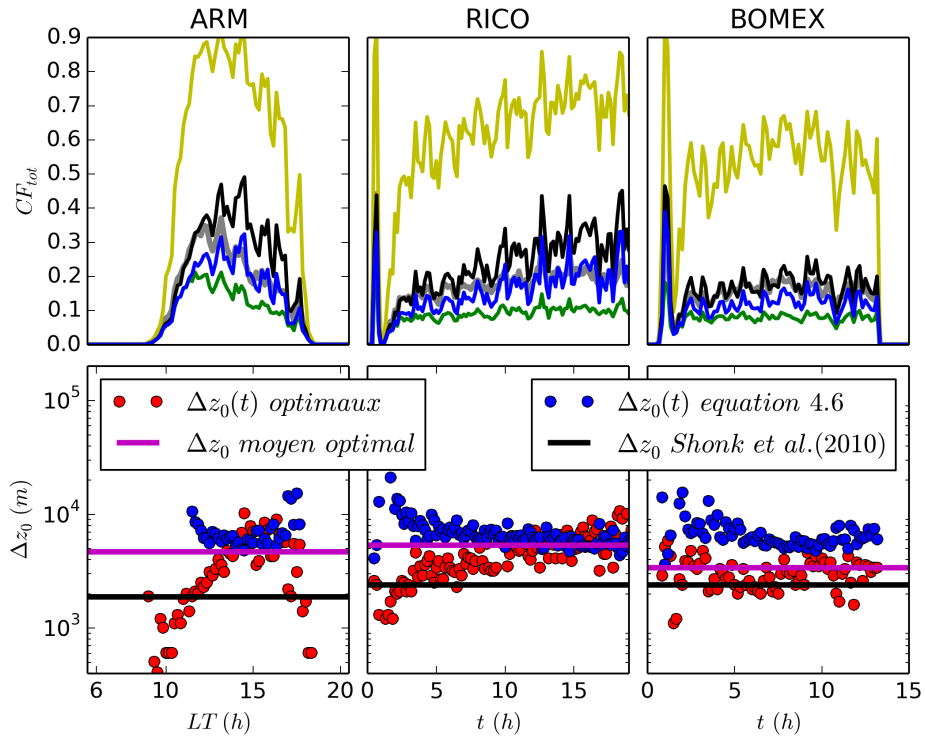


FIGURE 4.11 – Même légende que Figure 4.8, mais avec une discrétisation verticale de 130 niveaux SCM au lieu de 79 (points jaunes, Figure 14 dans l'article au chapitre 3).

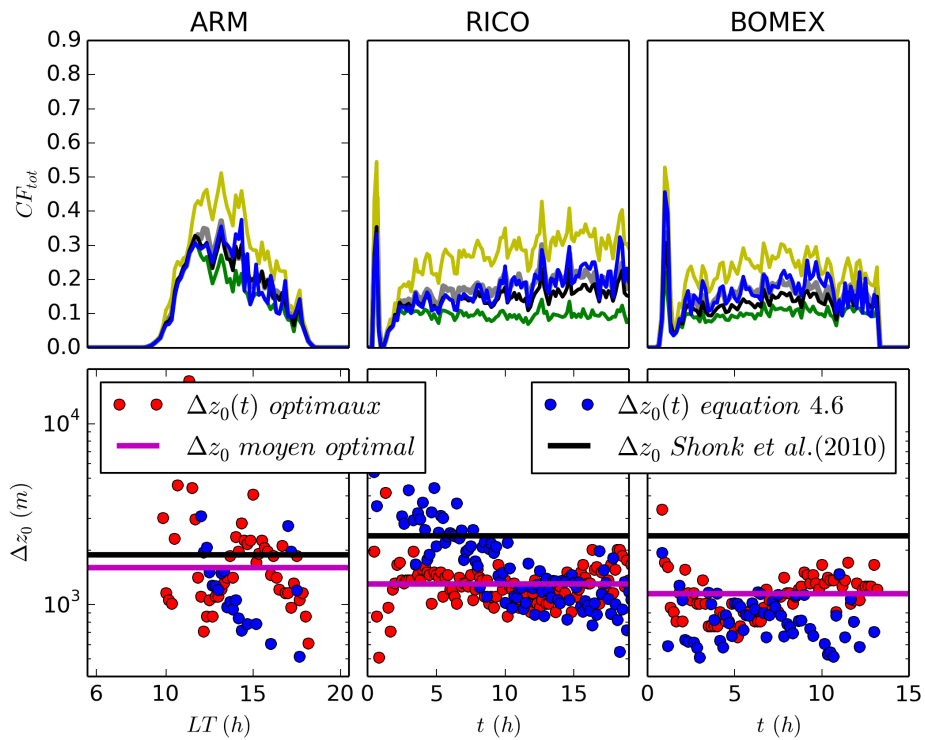


FIGURE 4.12 – Même légende que Figure 4.8, mais avec une discrétisation verticale de 39 niveaux SCM au lieu de 79 (points bleus, Figure 14 dans l'article au chapitre 3).

résolutions verticales. La rmse est calculée comme $rmse = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=0}^n (CF_{tot,param}(k) - CF_{tot,calcul}(k))^2}$, où n est le nombre de pas de temps dans chaque simulation et $CF_{tot,calcul}$ la fraction évaluée en calcul direct dans les LES (courbes grises dans les figures précédentes).

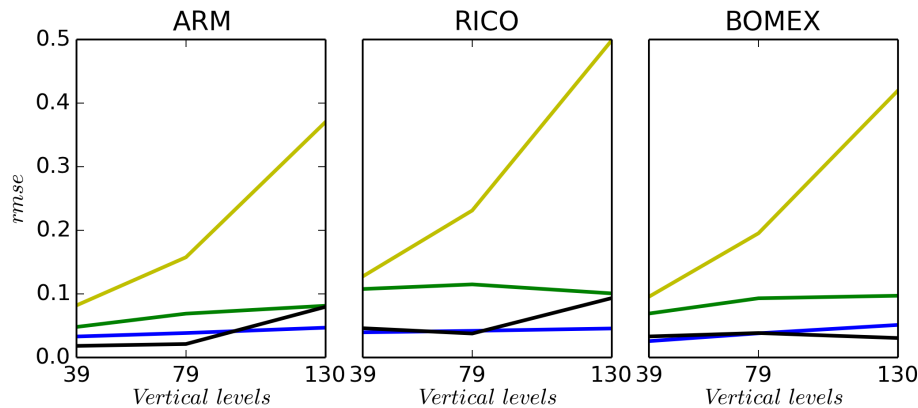


FIGURE 4.13 – RMSEs des prévisions de CF_{tot} par les différents schémas de recouvrement calculées pour différentes discrétisations verticales. Courbes jaunes : schéma aléatoire, courbes vertes : schéma maximum, courbes bleues : schéma exponentiel-aléatoire et $\Delta z_0(t)$ pronostiqués équation 4.6, courbes noires : schéma exponentiel-aléatoire et Δz_0 évalués selon Shonk et al. (2010).

En conclusion, on pourra donc s’attendre à ce que la résolution verticale ne pose pas de problèmes pour un fonctionnement correct de cette paramétrisation dans un GCM, où les nuages apparaissent à des altitudes très différentes, et donc dans des mailles d’épaisseurs souvent très différentes. On rappelle que plusieurs GCM comme LMDz discrétisent l’atmosphère plus finement proche du sol qu’à des altitudes élevées, notamment pour une meilleure représentation des processus de surface.

4.5 Résultats des simulations SCM

Dans cette section, on implémente la paramétrisation de la longueur de décorrélation $\Delta z_0(t)$ présentée équation 4.6 dans la version SCM du GCM LMDz6. Contrairement aux résultats des sections précédentes, ceux montrés ici ne sont donc pas uniquement issus de LES. Nous proposons de vérifier le comportement de cette paramétrisation une fois implémentée dans le SCM LMDz6 suite à la modification de différents facteurs mentionnés plus haut, comme le cisaillement de vent, testée soit en configuration moyenne avec $s = s_m$ et donc $A = 0.1635$ (voir équation 4.4), soit en configuration interactive avec $A(s) = 0.1105 + 1.1906s^{0.5112}$.

Comme on peut le voir sur la Figure 4.14, on remarque que les conclusions de la section 4.4.1

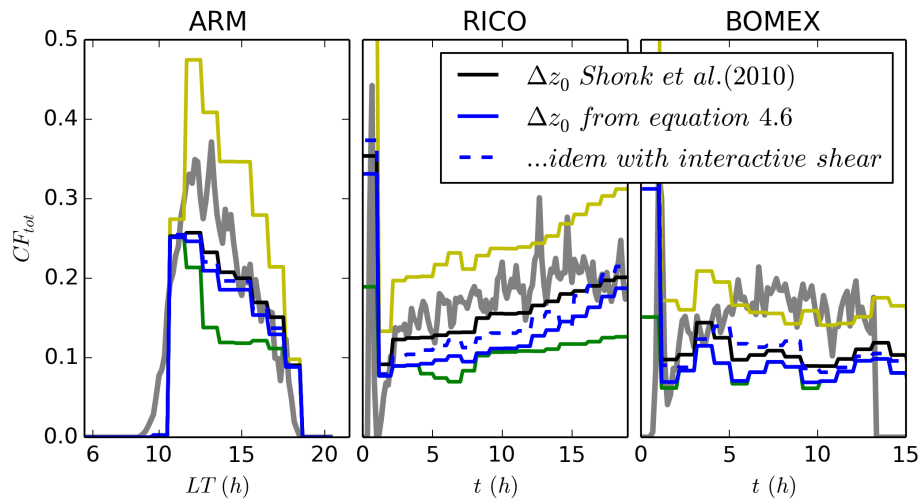


FIGURE 4.14 – Même légende que pour la Figure 4.8, à ceci près que toutes les courbes proviennent des sorties du SCM LMDz6. Seules les courbes grises restent issues de LES et servent de références. Les courbes bleues en traits pleins sont obtenues avec un schéma de recouvrement IM exponentiel-aléatoire et $\Delta z_0(t)$ paramétrisé selon l'équation 4.6 avec un cisaillement moyen s_m ($A = 0.1635$). Les courbes bleues en pointillés sont obtenues avec un cisaillement calculé de manière interactive ($A = 0.1105 + 1.1906s^{0.5112}$).

sur la dépendance au cisaillement de vent sont également valables pour les résultats SCM. Le fait de prendre en compte le cisaillement de manière interactive dans le coefficient A de l'équation 4.4 permet un meilleur ajustement des couvertures nuageuses du schéma exponentiel-aléatoire (courbes bleues pointillées).

On remarque par ailleurs que, contrairement à la section 4.4.3, nous n'avons pas représenté de résultats SCM réalisés avec différentes discrétisations verticales. Les résultats obtenus Figure 4.14 sont réalisés sur une grille verticale à 79 niveaux verticaux. Le GCM LMDz6 et sa version SCM reposent en effet sur un nombre important de paramétrisations et de forçages qui sont calibrés spécifiquement pour une résolution verticale donnée. S'il est possible de modifier les réglages de certaines paramétrisations pour les adapter à une résolution à 39 niveaux verticaux par exemple, ce travail de "tuning" à l'appréciation du modélisateur (voir Hourdin et al. (2017)) rendrait la comparaison avec les résultats issus de la grille à 79 niveaux difficile.

En conclusion, on peut donc dire que le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire dont on évalue la longueur de décorrélation Δz_0 de manière interactive avec l'équation 4.6 permet une bonne représentation des couvertures nuageuses CF_{tot} dans la version SCM du GCM LMDz6. Ces couvertures sont systématiquement plus réalistes que celle calculées par un schéma maximum-aléatoire, équivalent à un schéma maximum dans les cas de nuages verticalement continus considérés ici. Enfin, les couvertures calculées sont plus réalistes lorsque le cisaillement de vent est pris en compte.

Chapitre 5

Impacts radiatifs et Résultats du GCM

Contents

5.1	Moyens d'études des effets radiatifs	90
5.1.1	L'intérêt du simulateur COSP/COSP2	90
5.1.2	Présentation de COSP/COSP2	91
5.1.3	Compatibilité entre COSP2 et ECRad	92
5.2	Effets radiatifs dans la version SCM de LMDz6	95
5.3	Effets de nos paramétrisations dans le GCM LMDz6	96
5.3.1	Effets de nos paramétrisations sur les couvertures totales	98
5.3.2	Effets radiatifs	100

Dans ce chapitre, nous analysons les effets radiatifs des paramétrisations présentées dans les chapitres précédents. On rappelle que ces dernières consistent en l'amélioration du schéma de nuage sous-maille par l'introduction notamment de CF_{vol} et de CF_{surf} (chapitre 3, section 3.2) et à la mise en place d'un schéma de recouvrement nuageux inter-maille de type exponentiel-aléatoire avec une nouvelle paramétrisation de la longueur de décorrélation Δz_0 (chapitre 4, section 4.3.2). Contrairement aux chapitres précédents, nous n'utilisons pas de LES dans ce chapitre. Nous étudions les effets de ces paramétrisations d'abord dans la version SCM du GCM LMDz6 puis dans le GCM LMDz6.

5.1 Moyens d'études des effets radiatifs

On introduit dans cette section les outils numériques qui nous permettent d'étudier les effets radiatifs des nuages dans LMDz.

5.1.1 L'intérêt du simulateur COSP/COSP2

Le schéma de rayonnement du GCM LMDz permet de simuler tous les champs radiatifs que nous cherchons à analyser, comme par exemple le CRE SW. En revanche, il est basé sur certaines hypothèses fortes (car réalisées à l'échelle des mailles de GCM) comme l'approximation plan-parallèle, qui considère les mailles d'une colonne atmosphérique comme infiniment étendues horizontalement et néglige tout effet de bord dans les flux radiatifs. Pour contourner en partie ce problème, et pour d'autres raisons exposées plus loin, nous nous sommes intéressés au simulateur d'observable COSP (pour "CFMIP Observation Simulator Package"), présenté dans Bodas-Salcedo et al. (2011), et plus précisément à sa version la plus récente, modulaire et standardisée COSP2, exposée dans Swales et al. (2018), dont nous introduisons les principales caractéristiques dans la section suivante.

5.1.2 Présentation de COSP/COSP2

À l'origine, COSP et COSP2 ont été développés avec comme objectif de permettre la comparaison entre les variables de sortie des modèles numériques et celles mesurées par satellite. En effet, les grandeurs géophysiques observées par satellites sont rarement les mêmes que celles calculées par les modèles et des méthodologies spécifiques sont nécessaires pour passer des unes aux autres.

Le principe premier des simulateurs COSP et COSP2 est ainsi de simuler certains champs physiques à la manière dont les mesureraient des satellites comme CALIPSO (voir Winker et al. (2007)) ou PARASOL (voir Parol et al. (2004)), à partir des profils verticaux de température, d'humidité, d'épaisseurs optiques, etc., issus de modèles numériques comme les GCMs. La Figure 5.1 expose ce schéma de fonctionnement.

L'un des problèmes auxquels est confronté ce simulateur est la différence entre la taille des

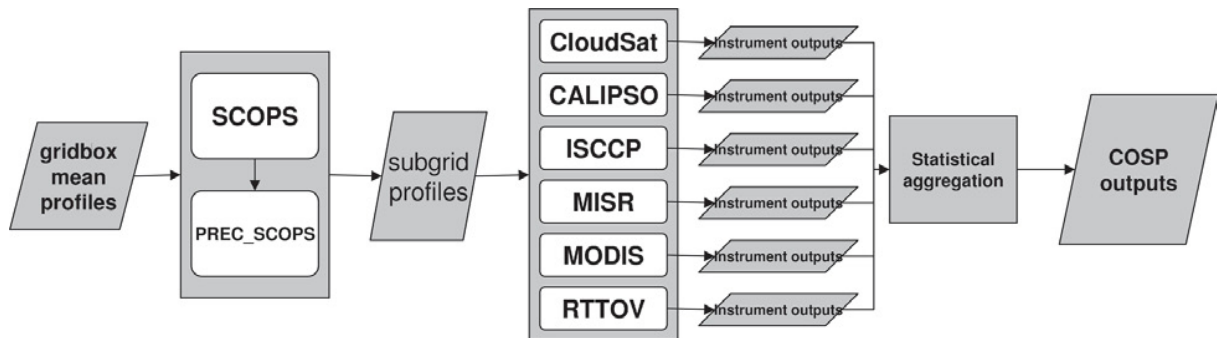


FIGURE 5.1 – Schéma de principe du fonctionnement du simulateur d'observable COSP2. Les champs géophysiques d'un modèle type GCM sont donnés en entrée. Le simulateur COSP2 simule d'autres champs, tels que différents satellites auraient vu ces champs d'entrée. Schéma issu de Bodas-Salcedo et al. (2011).

mailles du GCM d'où proviennent les champs d'entrée et la taille, bien inférieure, des champs observés par le satellite à un instant donné. Pour résoudre cela, les colonnes atmosphériques du GCM sont décomposées en sous-colonnes selon la "Monte Carlo Independent Column Approximation" (McICA, voir Klein and Jakob (1999), Räisänen et al. (2004) ou Pincus et al. (2006)), à l'intérieur desquelles les champs physiques sont considérés comme homogènes. Un nombre de sous-colonnes par colonne atmosphérique suffisant permet de bien représenter les inhomogénéités sous-mailles comme les fractions nuageuses, et de traiter correctement les corrélations verticales comme les différents types de recouvrement nuageux. Le simulateur COSP2 génère directement des sous-colonnes grâce au "Subgrid Cloud Overlap Profile Sampler" (SCOPS) présenté par Webb et al. (2001). Les profils verticaux dans chaque sous-colonnes ("subgrid profiles" Figure 5.1) sont ensuite traités pour reconstituer les champs normalement observés par chaque satellite, puis agrégés pour produire des statistiques utilisables.

Si le fait de permettre la comparaison des sorties d'un modèle à des observations est le but premier du simulateur COSP2, nous l'utilisons dans cette thèse plutôt comme un moyen d'accéder à des champs radiatifs par un autre biais que celui du schéma radiatif du GCM LMDz. Le simulateur COSP2 possède en effet deux caractéristiques qui nous intéressent pour ce travail.

- D'une part, le fait qu'il soit un module extérieur au code de LMDz le rend purement diagnostique, ce qui nous permet de quantifier les impacts radiatifs de nos paramétrisations sans interagir avec l'atmosphère simulée. Nous évitons par ce biais-là de créer des effets compensatoires issus de l'interaction entre les nuages et le rayonnement, qui sont particulièrement difficiles à analyser.
- D'autre part, il possède une architecture différente de celle du schéma radiatif de LMDz

et repose sur la création de sous-colonnes selon l’approximation McICA, ce qui le rend plus apte à évaluer les impacts de nos paramétrisations.

En revanche, malgré les avantages que présente ce simulateur pour notre travail, certaines limitations existent encore dans COSP2. On y retrouve par exemple le fait que le recouvrement exponentiel-aléatoire n’y soit pas optionnel, c’est à dire qu’il n’est actuellement pas possible de générer les propriétés nuageuses dans les sous-colonnes à la manière dont le ferait ce type de schéma de recouvrement.

5.1.3 Compatibilité entre COSP2 et ECRad

Pour résoudre ce problème, nous nous sommes intéressés au schéma radiatif “ECRad” (pour “ECMWF Radiation Scheme”) introduit récemment par Hogan and Bozzo (2018). Ce dernier inclut plusieurs modules indépendants comme un “cloud-generator” basé sur l’approximation McICA, le générateur “Tripleclouds” (voir Shonk and Hogan (2008)) qui permet de tenir compte de l’hétérogénéité sous-maille horizontale d’eau condensée nuageuse et le “Speedy Algorithm for Radiative Transfer through Cloud Sides” (SPARTACUS, voir Schäfer et al. (2016)) qui permet de représenter l’effet radiatif 3D des nuages.

L’indépendance de ces 3 différents modules nous permet d’implémenter uniquement le module “cloud-generator” issu de ECRad directement dans COSP2, les deux étant a priori compatibles car basés sur la même approche en sous-colonnes McICA. La différence principale entre le cloud-generator de ECRad et celui de COSP2 réside dans le fait que celui de ECRad ne découpe en sous-colonne que la partie couverte des colonnes atmosphériques, celle dans laquelle se trouvent les fractions nuageuses. L’idée derrière cette approche est que beaucoup de colonnes atmosphériques sont peu ou pas du tout couvertes par des nuages, et qu’il est donc inutile de consacrer du temps de calcul à générer des sous-colonnes et à les faire se recouvrir d’une manière ou d’une autre si elles sont de toute façon claires.

Au contraire, le cloud-generator original de COSP2 crée des sous-colonnes de surface identique dans chaque colonne atmosphérique, sans distinction préalable des zones nuageuses. La conséquence est la suivante : travailler avec 80 sous-colonnes par colonne atmosphérique, comme nous l’avons fait dans ce travail, a un sens très différent si l’on utilise la version “COSP2” ou la version “COSP2+ECRad”. Prenons l’exemple d’une colonne atmosphérique couverte à 10%, cas que l’on rencontre fréquemment dans les régions de cumulus que nous étudions. Avec le cloud-generator de COSP2 uniquement, 8 sous-colonnes échantillonnent la partie nuageuse tandis que 72 sous-colonnes échantillonnent la partie ciel claire, inutiles pour calculer le recouvrement. Dans le cas du cloud-generator de ECRad implémenté dans COSP2, les 80 sous-colonnes servent à échantillonner la partie nuageuse. On s’attend donc à une précision plus grande dans l’évaluation de CF_{tot} avec le cloud-generator de ECRad (voir Figure 5.2).

Le second avantage dans le fait d’utiliser COSP2+ECRad est, comme nous le mentionnions précédemment, que le cloud-generator de ECRad possède comme option de générer les propriétés nuageuses selon le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire. Notre nouvelle version de COSP2 incluant ce cloud-generator de ECRad nous permet ainsi de simuler les propriétés radiatives de nos paramétrisations dans toutes les configurations inter-mailles étudiées dans cette thèse.

Vérification de la compatibilité COSP2-ECRad : Si, à la différence de COSP2, le cloud-generator du code ECRad permet de simuler les propriétés nuageuses selon le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire, il a également comme option de les simuler selon les autres schémas de recouvrement, notamment le schéma maximum-aléatoire. Nous pouvons ainsi nous assurer que l’implémentation de ce cloud-generator dans COSP2 soit faite de manière satisfaisante en traçant les couvertures nuageuses totales CF_{tot} obtenues avec un schéma de recou-

vrement maximum-aléatoire, avant et après l'introduction de ce cloud-generator dans COSP2. Comme on peut le voir sur la Figure 5.2, les couvertures totales diagnostiquées par COSP2 avec et sans l'implémentation du cloud-generator de ECRad sont proches entre-elles et proches de celles simulées par LMDz6, ce qui montre que l'implémentation dans COSP2 est bien possible et donne des résultats cohérents.

Pour compléter ces résultats, on trace Figure 5.3 les couvertures totales CF_{tot} calculées avec

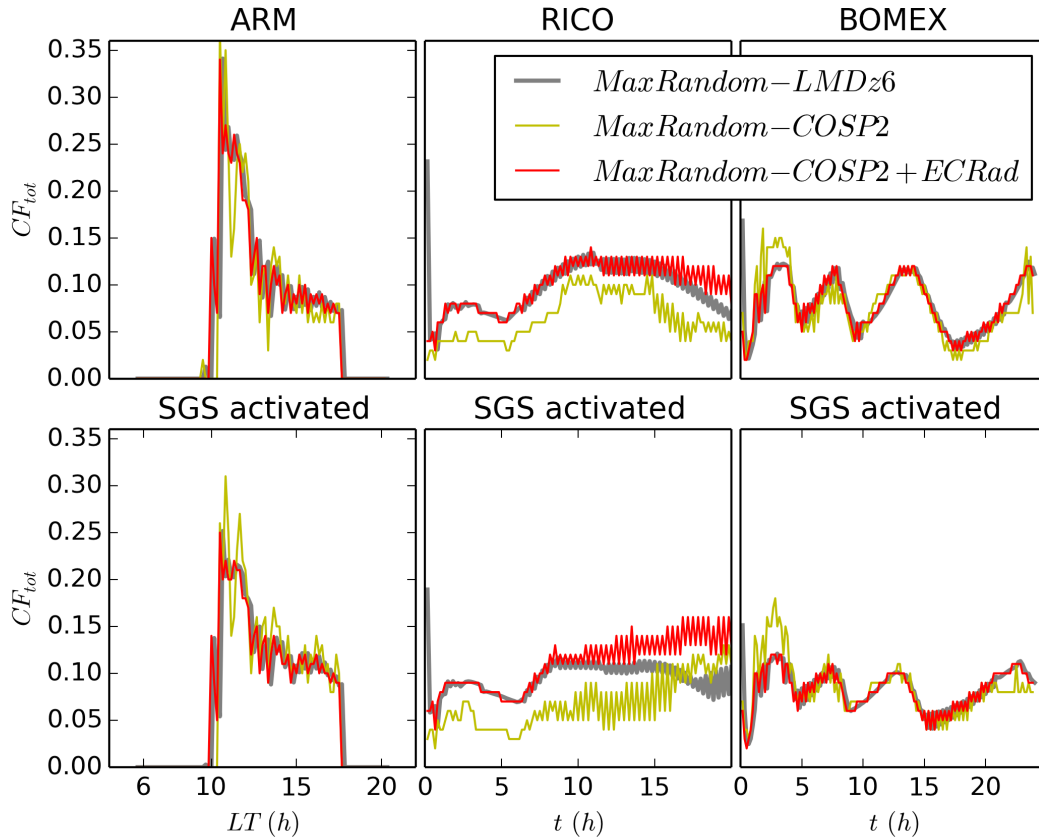


FIGURE 5.2 – Évolution temporelle des couvertures nuageuses totales CF_{tot} calculées avec un schéma maximum-aléatoire pour les cas ARM, RICO et BOMEX. Les courbes grises proviennent de la version SCM de LMDz6, les courbes jaunes sont les couvertures diagnostiquées par le simulateur COSP2 activé lors de ces simulations et les courbes rouges celles diagnostiquées par COSP2 lorsqu'on y inclut le cloud-generator de ECRad. Le schéma sous-maille (voir équation 3.6) n'est pas activé sur la première ligne et activé sur la seconde ligne (SGS="Sub-Grid Scale").

des schémas de recouvrement maximum, aléatoires et exponentiel-aléatoires par cette version COSP2+ECRad et par LMDz6 (voir section 4.5). On peut ainsi vérifier que les couvertures totales diagnostiquées par COSP2+ECRad sont plausibles et cohérentes avec celles produites par LMDz6, et ce quelque soit le recouvrement choisi. On rappelle que pour les trois cas étudiés ARM, RICO et BOMEX, le schéma maximum et le schéma maximum-aléatoire sont strictement identiques. Cela est dû au fait que les scènes nuageuses sont continues de la base au sommet des nuages.

Ayant validé l'implémentation de COSP2+ECRad dans LMDz6, on utilise cette version COSP2+ECRad pour évaluer les effets radiatifs de nos paramétrisations présentées dans les chapitres précédents. On se concentre sur la version SCM de LMDz6 en section 5.2 avant

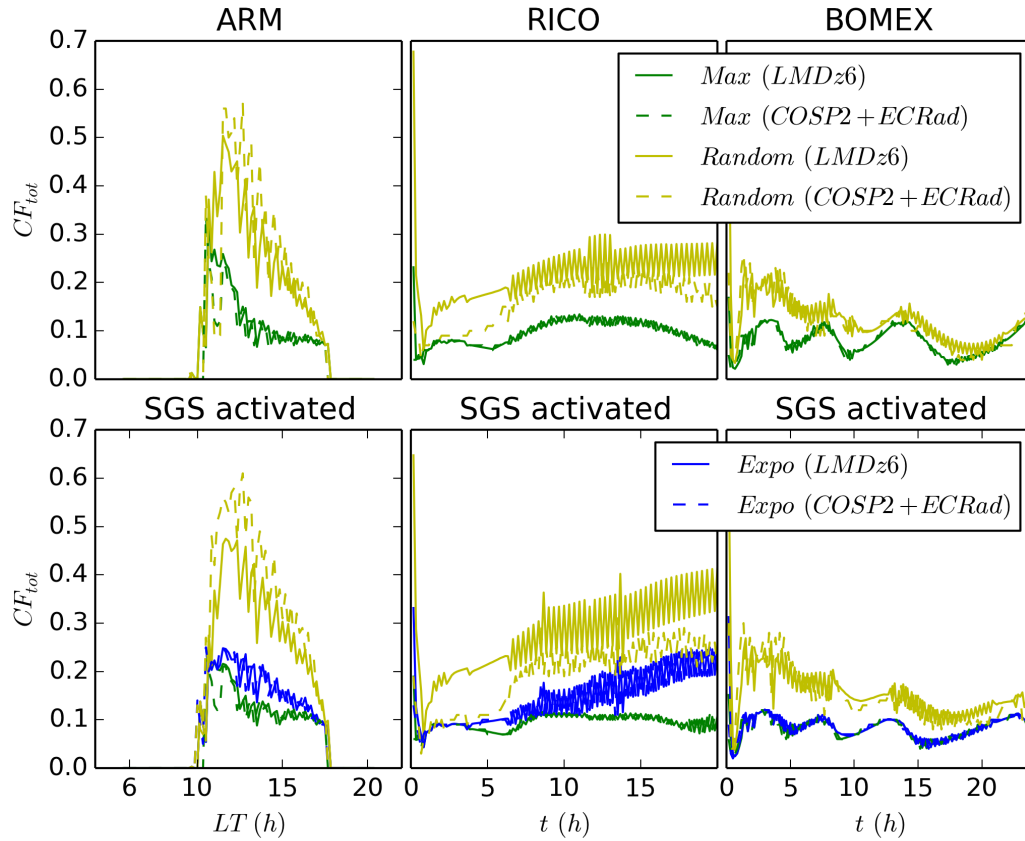


FIGURE 5.3 – Évolution temporelle des couvertures nuageuses totales CF_{tot} calculées avec différents schémas de recouvrement pour les cas ARM, RICO et BOMEX. Les courbes en traits pleins proviennent de la version SCM de LMDz6 et les courbes en pointillés sont les couvertures diagnostiquées par le simulateur COSP2 lorsqu'on y inclut le cloud-generator de ECRad. Les courbes vertes sont obtenues avec un schéma de recouvrement maximum, les jaunes un schéma aléatoire, et les bleues un schéma exponentiel-aléatoire et la paramétrisation de Δz_0 présentée équation 4.6, qui nécessite l'activation du schéma sous-maille (voir équation 3.6). Ce dernier n'est pas activé sur la première ligne et est activé sur la seconde (SGS activated).

d'observer les effets sur le GCM 3D en section 5.3.

5.2 Effets radiatifs dans la version SCM de LMDz6

Pour étudier les effets radiatifs de nos paramétrisations sous-maille (voir équation 3.6) et inter-mailles (voir équation 4.6), nous traçons Figure 5.4 la réflectance des mailles telles que simulées par COSP2+ECRad ainsi que la réflectance des nuages au sein de ces mailles (ratio entre réflectance et couvertures nuageuses totales), appelé ici cloud-reflectance, et qui nous permet d'obtenir une grandeur comparable à l'albédo de ces nuages.

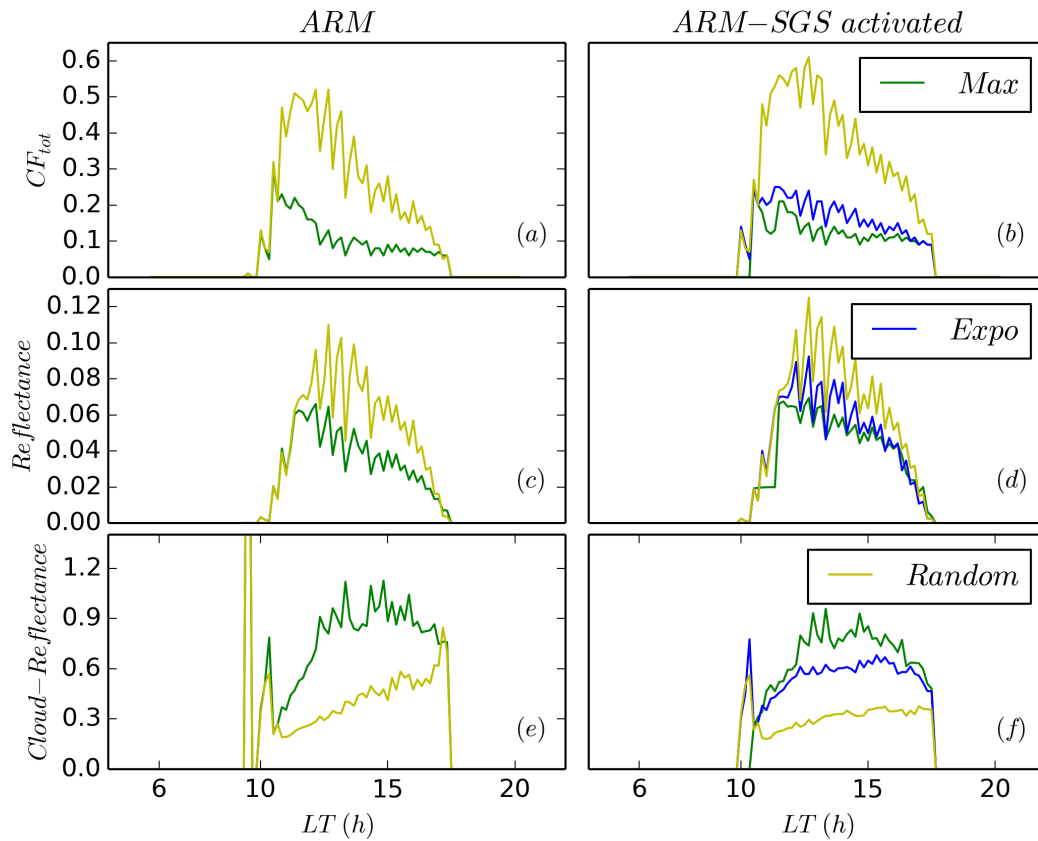


FIGURE 5.4 – Évolution temporelle des couvertures nuageuses totales CF_{tot} (1^{ère} ligne), des réflectances des mailles (2^{ème} ligne) et des cloud-reflectance au sein des mailles (3^{ème} ligne) calculées par COSP2+ECRad avec différents schémas de recouvrement pour le cas ARM. Les courbes vertes sont obtenues avec un schéma de recouvrement maximum, les jaunes un schéma aléatoire, et les bleues un schéma exponentiel-aléatoire et la paramétrisation de Δz_0 présentée équation 4.6, qui nécessite l'activation du schéma sous-maille (voir équation 3.6). Ce dernier n'est pas activé sur la colonne de gauche et est activé sur celle de droite (SGS activated).

On observe plusieurs tendances sur la Figure 5.4 :

Influence du schéma sous-maille :

- sur CF_{tot} (comparaison (a) – (b)) : l'activation du schéma sous-maille augmente systématiquement les couvertures totales CF_{tot} quelque soit le schéma de recouvrement utilisé. Cela est dû au fait que la variable CF_{surf} calculée au sein de chaque couche par le schéma sous-maille est supérieure à la variable CF telle que calculée par LMDz6

sans l’activation du schéma sous-maille. Ce résultat est cohérent avec celui montré dans l’article au chapitre 3, Figure 13.

- sur la réflectance des mailles (comparaison (c) – (d)) : on constate la même tendance que pour les couvertures nuageuses totale mais avec des différences moins marquées. Les scènes nuageuses dans leur ensemble sont donc plus réfléchissantes lorsqu’on active le schéma sous-maille.
- sur les cloud-reflectances (comparaison (e) – (f)) : l’activation du schéma sous-maille a tendance à diminuer la cloud-reflectance quelque soit le schéma de recouvrement utilisé. Cela est dû au fait que l’activation du schéma sous-maille augmente plus fortement les couvertures totales CF_{tot} que les réflectances. La réflectance par unité de surface couverte est donc diminuée, et les colonnes nuageuses sont donc moins réfléchissantes. Ce résultat est également cohérent avec celui montré dans l’article au chapitre 3, Figure 13.

Influence du schéma inter-maille :

- sur les cloud-reflectances (schémas (e) et (f)) : le schéma de recouvrement maximum (ou maximum-aléatoire ici étant donné que l’on considère des scènes nuageuses verticalement continues) produit des cloud-reflectances constamment plus élevées que le schéma exponentiel-aléatoire, elles-mêmes plus élevées que le schéma aléatoire. Autrement dit, l’albédo des colonnes nuageuses (et non pas des mailles) est réduit si l’on utilise un schéma exponentiel-aléatoire à la place d’un schéma maximum-aléatoire comme c’est le cas actuellement dans LMDz6. Cela est dû au fait que le schéma de recouvrement exponentiel-aléatoire augmente plus fortement les couvertures totales CF_{tot} que la réflectance des mailles. La réflectance par unité de surface couverte est donc diminuée, et les colonnes nuageuses sont donc moins réfléchissantes.

On montre les mêmes courbes que celles de la Figure 5.4 pour les cas RICO et BOMEX en Annexe 7.3.

À partir de ces constatations, on peut conclure que pour les trois cas de cumulus étudiés ARM, RICO et BOMEX, le fait d’activer le schéma sous-maille et de passer d’un schéma maximum-aléatoire à un schéma exponentiel-aléatoire avec notre paramétrisation de Δz_0 a au moins deux effets. D’une part les couvertures totales CF_{tot} sont plus élevées, et d’autre part l’albédo des colonnes nuageuses est réduite. Nous créons donc des colonnes atmosphériques plus couvrantes, mais dont la partie nuageuse est moins réfléchissante. La Figure 5.5 résume cela avec les deux configurations extrêmes : la configuration “Référence”, sans schéma SM et avec un schéma IM maximum-aléatoire (en vert) ; et la configuration “Après-thèse-SM-IM”, avec le schéma SM (voir équation 3.6) et avec un schéma IM exponentiel-aléatoire et notre paramétrisation de Δz_0 (voir équation 4.6) (en bleu).

5.3 Effets de nos paramétrisations dans le GCM LMDz6

Dans cette section, nous présentons les effets des paramétrisations réalisées dans cette thèse sur les couvertures CF_{tot} et les réflectances dans le GCM LMDz6. Les cartes qui suivent sont obtenues avec des simulations climatiques d’une année, et une grille latitude-longitude à 142×144 mailles et 79 niveaux verticaux.

On vérifie tout d’abord le bon fonctionnement du simulateur COSP2 avec le cloud-generator de ECRad dans le GCM LMDz6, tout comme nous l’avions fait dans la version SCM de LMDz6 en section 5.1.3. Ces résultats sont montrés en Annexe 7.4.

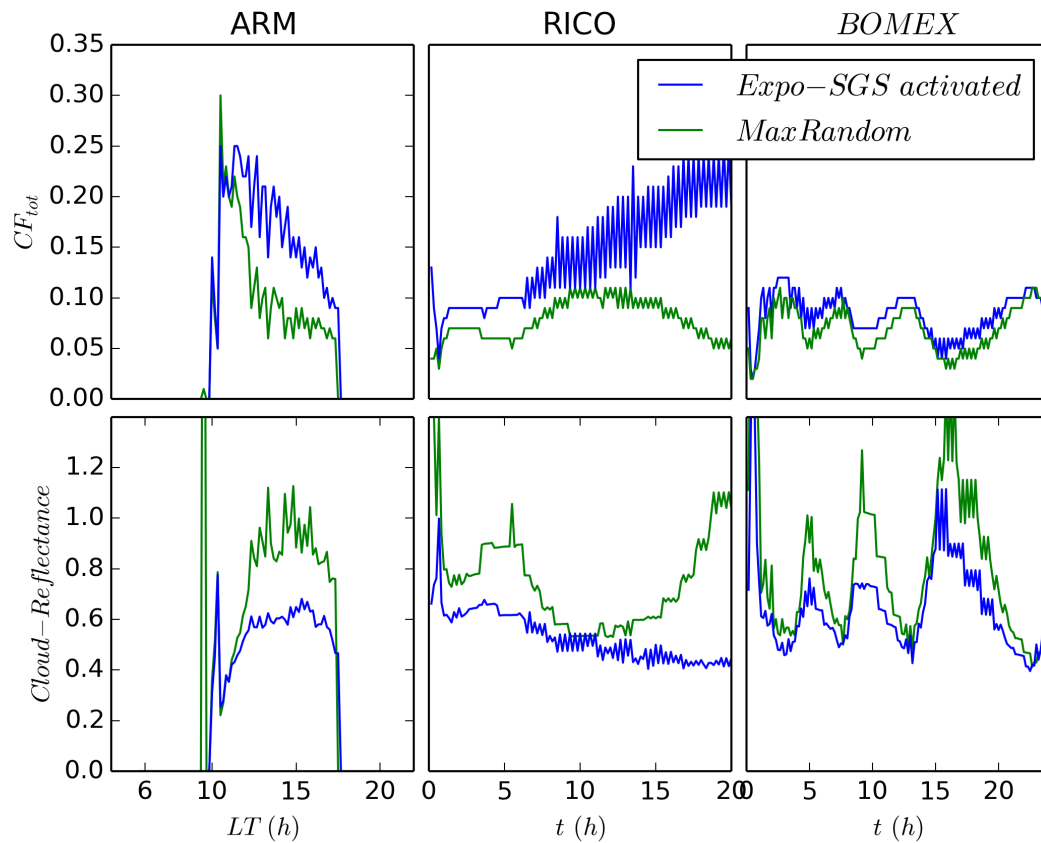


FIGURE 5.5 – Évolution temporelle des couvertures nuageuses totales CF_{tot} et des cloud-reflectances calculée par COSP2+ECRad dans différentes configurations pour les cas ARM, RICO et BOMEX. Les courbes vertes sont obtenues avec un schéma de recouvrement maximum-aléatoire et sans l’activation du schéma sous-maille présenté équation 3.6. Les courbes bleues sont obtenues avec un schéma exponentiel-aléatoire, l’activation du schéma sous-maille et la paramétrisation de Δz_0 présentée équation 4.6.

5.3.1 Effets de nos paramétrisations sur les couvertures totales

Sur la Figure 5.6, on observe les champs de couverture nuageuse totale CF_{tot} dans les configurations “Référence” et “Après-thèse-SM-IM”. Comme attendu après les conclusions des

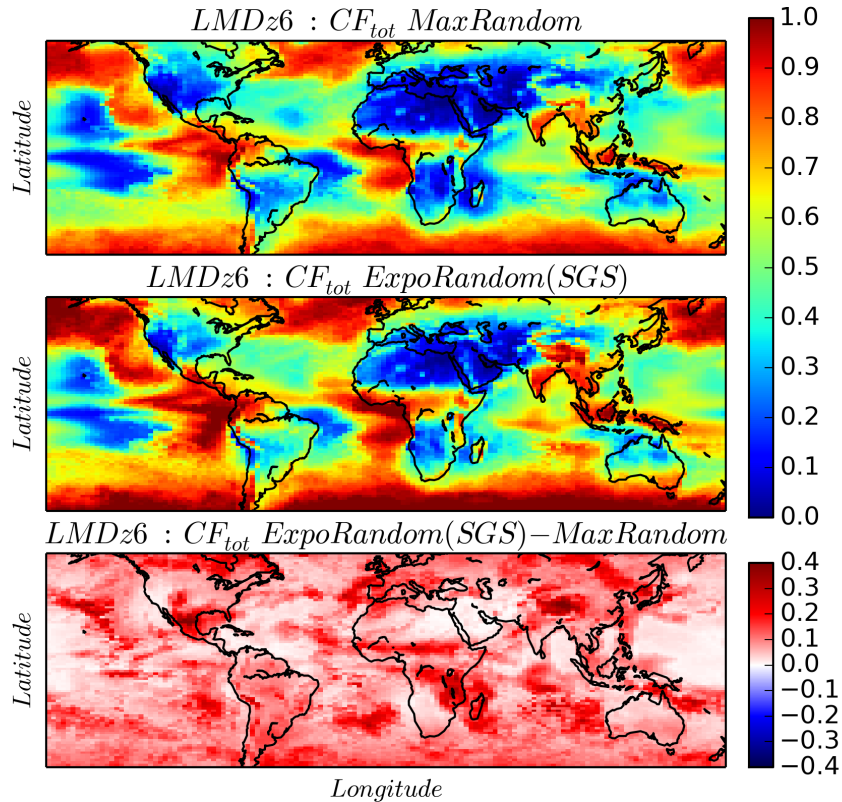


FIGURE 5.6 – Moyennes saisonnières (JJA) des couvertures nuageuses totales CF_{tot} calculées par LMDz6 dans les configurations “Référence” (1^{ère} ligne) et “Après-thèse-SM-IM” (2^{ème} ligne). La 3^{ème} ligne représente la différence entre les deux premières.

chapitres précédents et visibles Figure 5.6, les couvertures nuageuses totales sont constamment plus élevées dans la configuration “Après-thèse-SM-IM”, les deux paramétrisations sous-mailles et inter-mailles agissant dans le sens d’une augmentation de CF_{tot} .

Pour observer distinctement les effets de l’activation du schéma sous-maille (SM) et ceux du changement de schéma de recouvrement (IM), on décompose en deux étapes la Figure 5.6 pour représenter deux cartes (Figure 5.7) qui représentent :

- La différence entre CF_{tot} obtenue en configuration “Après-thèse-SM” et en configuration “Référence”. Cela nous permet d’observer l’effet de l’activation du schéma sous-maille.
- La différence entre CF_{tot} obtenue en configuration “Après-thèse-SM-IM” et en configuration “Après-thèse-SM”. Cela nous permet d’observer l’effet du passage d’un recouvrement maximum-aléatoire à un recouvrement exponentiel-aléatoire avec notre paramétrisation de Δz_0 .

On constate sur cette dernière figure que, tout comme dans la version SCM de LMDz6 étudiée en section 5.2, les deux paramétrisations sous-maille et inter-mailles que nous avons introduites dans cette thèse génèrent chacune des colonnes atmosphériques plus nuageuses.

Le changement de schéma de recouvrement (passage de “Après-thèse-SM” à “Après-thèse-SM-IM”, 2^{ème} ligne Figure 5.7) a un effet limité dans les zones de stratocumulus sur les bord est des océans au large de la Californie, du Pérou et de la Corne de l’Afrique. On suppose que cela

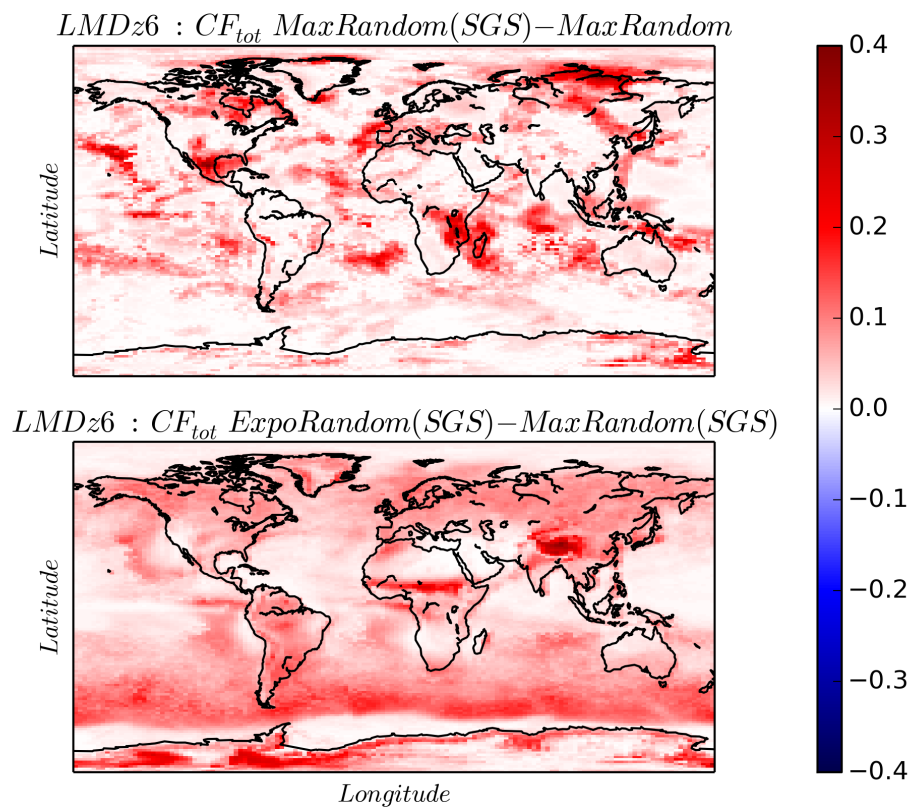


FIGURE 5.7 – Différences des moyennes saisonnières (JJA) des couvertures nuageuses totales CF_{tot} calculées par LMDz6 en configurations “Après-thèse-SM” et “Référence” (1^{ère} ligne) et en configurations “Après-thèse-SM-IM” et “Après-thèse-SM” (2^{ème} ligne).

est dû à la faible extension verticale de ces nuages combinée à leur très forte couverture, ce qui limite l'impact du schéma de recouvrement. Au contraire, les nuages à forte extension verticale en Afrique équatoriale ou au large de la Colombie ont l'air plus sensibles au choix de schéma de recouvrement. Sur le plateau tibétain ou dans l'océan austral, on suppose que ce sont les vents de forte intensité qui pourraient expliquer le fait que le schéma exponentiel-aléatoire avec notre paramétrisation de Δz_0 (dépendant du cisaillement de vent) crée des couvertures bien plus fortes que celles créées par le schéma maximum-aléatoire.

Pour ce qui est de l'activation du schéma sous-maille (passage de “Après-thèse” à “Après-thèse-SM”, 1^{ère} ligne Figure 5.7), les tendances géographiques semblent bien moins claires, bien qu'on note cependant une augmentation générale des couvertures nuageuses.

5.3.2 Effets radiatifs

Pour observer les effets radiatifs de nos paramétrisations dans LMDz6, nous suivons la méthodologie présentée dans Konsta et al. (2016) (section 2). Nous traçons ainsi Figure 5.8 des histogrammes 2D de CF_{tot} versus cloud-reflectance provenant du module COSP2+ECRad. Ces histogrammes sont obtenus dans les configurations “Référence”, “Après-thèse-SM” et “Après-thèse-SM-IM” présentées précédemment.

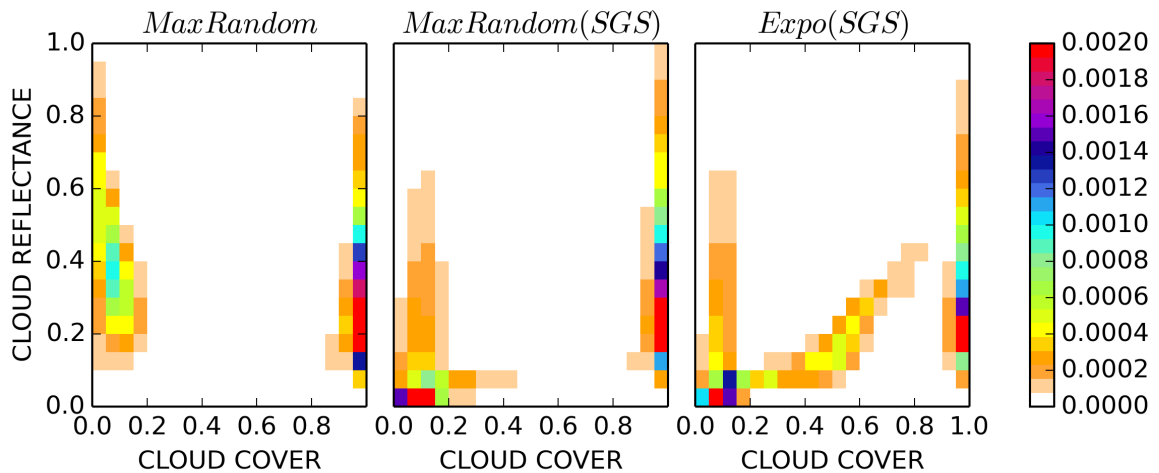


FIGURE 5.8 – Histogrammes 2D de valeurs instantanées de couvertures nuageuses totales versus de cloud-reflectances pour des nuages bas au dessus des océans tropicaux. Les couleurs représentent le nombre de points dans chaque bin “couverture nuageuse - cloud reflectances” divisé par le nombre total de points. (a) Données issues du GCM LMDz6 en configuration “Référence”. (b) Données issues du GCM LMDz6 en configuration “Après-thèse-SM”. (c) Données issues du GCM LMDz6 en configuration “Après-thèse-SM-IM”.

Comme on peut le voir, la configuration “Référence” donne des résultats proches de ceux du GCM LMDz5B que nous avons introduit en section 1.3 Figure 1.8 et que nous remontrons ici pour plus de lisibilité Figure 5.9 . Dans cette configuration de référence, les zones à couverture

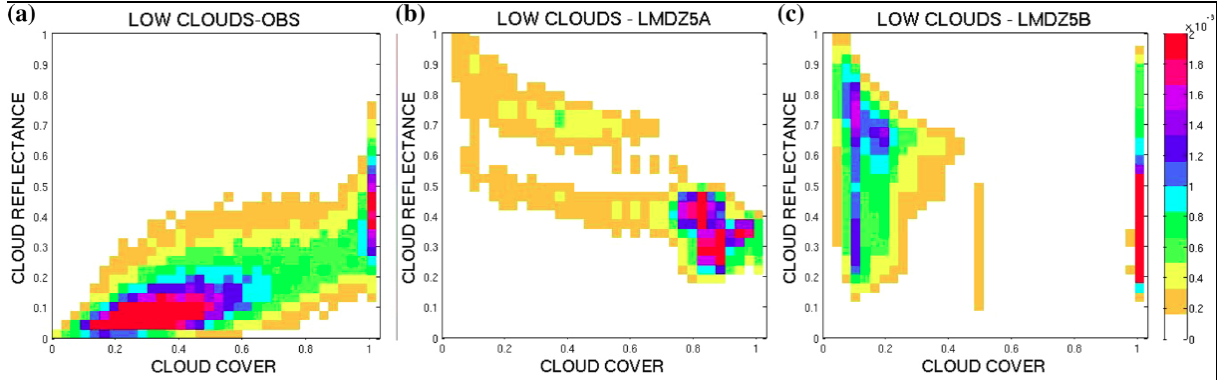


FIGURE 5.9 – Histogrammes 2D de valeurs instantanées de couvertures nuageuses totales versus de cloud-reflectances pour des nuages bas au dessus des océans tropicaux. Les couleurs représentent le nombre de points dans chaque bin “couverture nuageuse - cloud reflectances” divisé par le nombre total de points. (a) Données issues d’observations satellites (Réflectance nuageuse=MODIS-250m et Fraction nuageuse=CALIPSO-GOCCP) regroupées en mailles de $2^\circ \times 2^\circ$, proches de la taille des mailles de GCM. Issu de Konsta et al. (2016). (b) Données issues du GCM LMDz5A. (c) Données issues du GCM LMDz5B.

nuageuse et cloud-reflectance faibles ($0 < CF_{tot} < 0.2$ et $0 < cloud - reflectance < 0.2$) et moyennes ($0.2 < CF_{tot} < 0.8$ et $0.1 < cloud - reflectance < 0.5$) sont presque inexistantes, au contraire de ce qui est observé.

En activant le schéma sous-maille (Figure 5.8 au milieu), on constate une modification dans la répartition des fréquences d’occurrences. Le GCM arrive désormais à simuler des zones peu couvertes et très peu réfléchissantes, typiquement où $0 < CF_{tot} < 0.2$ et $0 < cloud - reflectance < 0.2$. Les zones faiblement couvertes et trop réfléchissantes ($0 < CF_{tot} < 0.2$ et $0.2 < cloud - reflectance < 1$) sont encore présentes, contrairement à ce qui est observé (Figure 1.8 à gauche). Il manque également sur cet histogramme des zones moyennement couvertes et moyennement réfléchissantes, où $0.2 < CF_{tot} < 0.8$ et $0.1 < cloud - reflectance < 0.5$.

Le fait de changer de schéma de recouvrement et de passer au schéma exponentiel-aléatoire avec notre paramétrisation de Δz_0 permet encore une légère amélioration des fréquences d’occurrence de ces histogrammes. La principale amélioration (Figure 5.8 à droite) réside dans le fait de peupler les zones moyennement couvertes et moyennement réfléchissantes, où $0.2 < CF_{tot} < 0.8$ et $0.1 < cloud - reflectance < 0.5$.

Pour conclure, on peut donc dire que les deux paramétrisations sous-mailles et inter-mailles introduites dans cette thèse vont toutes les deux dans le sens d’une réduction du biais “Too Few, Too Bright”, en permettant au GCM de simuler plus de mailles faiblement couvertes et faiblement réfléchissantes, ce qui n’était pas le cas précédemment.

Chapitre 6

Conclusions

Contents

6.1 Conclusions des nouvelles paramétrisations	102
6.2 Discussions et perspectives	103

Dans cette thèse, nous avons proposé des solutions pour tenter de résoudre un biais connu sous le nom de “Too Few, Too Bright”, partagé par la plupart des GCMs actuels qui tendent à sous-estimer la couverture des nuages bas et à surestimer son épaisseur optique. Des études comme celle de Konsta et al. (2016) suggèrent que la représentation de la structure verticale des nuages pourrait être mise en cause dans ce biais. Nous avons donc travaillé sur deux aspects de la représentation des nuages bas dans le GCM LMDz :

- la représentation sous-maille au travers du schéma de nuage,
- la représentation inter-maille au travers du schéma de recouvrement,

... avant d’observer les effets radiatifs de ces paramétrisations et leur potentiel pour réduire le biais “Too Few, Too Bright”.

6.1 Conclusions des nouvelles paramétrisations

Représentation sous-maille : Dans le chapitre 3 tout d’abord, nous nous sommes intéressés à la représentation sous-maille des nuages bas. Avant ce travail de thèse, on rappelle qu’une maille de GCM était considérée par les paramétrisations physiques comme étant soit entièrement nuageuse soit entièrement claire verticalement, sans qu’aucun entre-deux n’existe (voir Figure 1.9).

Nous avons introduit dans LMDz une paramétrisation développée avec un LES par Neggers et al. (2011) pour distinguer les fractions nuageuses volumiques CF_{vol} et surfaciques CF_{surf} au sein des mailles du GCM. Nous avons par la même occasion recalibré la manière de calculer l’eau condensée sous-maille q_c en prenant en compte l’épaisseur des mailles, jusqu’alors négligée. Cette étape, qui a fait l’objet d’une publication (Jouhaud et al. (2018)), a permis deux choses :

- de diminuer l’épaisseur optique des nuages bas grâce à la prise en compte de l’épaisseur des mailles du GCM dans le calcul de l’hétérogénéité sous-maille de l’eau totale,
- d’augmenter la fraction nuageuse vue par le schéma de rayonnement, qui reçoit désormais CF_{surf} au lieu de CF_{vol} .

Ces deux modifications sont allées dans le sens d’augmenter la couverture des nuages bas et de diminuer son épaisseur optique, participant ainsi à réduire le biais “Too few, Too Bright”.

Par la suite, pour pouvoir améliorer la manière de calculer CF_{surf} pour des scènes nuageuses plus couvrantes que les champs de petits cumulus étudiés jusqu’alors, ainsi que pour améliorer la prise en compte du cisaillement de vent et de la dimension horizontale des mailles, nous

avons introduit section 3.2.2 une paramétrisation développée par Brooks et al. (2005) sur des observations radar et lidar. Nous avons montré que cette paramétrisation plus générale de Brooks et al. (2005) convergeait vers celle de Neggers et al. (2011) dans les cas de faibles fractions nuageuses.

Représentation inter-maille : Dans le chapitre 4, nous avons étudié plusieurs schémas de recouvrement dans l’optique de représenter au mieux la structure verticale inter-maille des nuages bas. De part ses propriétés avantageuses présentées section 4.2.2, nous avons travaillé avec le schéma exponentiel-aléatoire développé par Hogan and Illingworth (2000). Ce schéma possède un paramètre libre appelé “longueur de décorrélation”, qui est aujourd’hui couramment paramétrisé selon l’équation de Shonk et al. (2010) (voir Figure 4.2).

En partant des implémentations faites au niveau sous-maille dans le chapitre 3, nous avons proposé une nouvelle paramétrisation de cette longueur de décorrélation Δz_0 (équation 4.6) qui permet une bonne représentation des couvertures nuageuses totales CF_{tot} dans LMDz. La nouveauté de cette paramétrisation est qu’elle évalue la manière dont se recouvrent les nuages localement, c’est à dire au sein de chaque colonne du modèle, en prenant en compte les conditions atmosphériques comme le cisaillement de vent, et en s’adaptant aux choix de modélisation comme la résolution verticale du GCM.

Vers une diminution du biais “Too Few, Too Bright” : Pour évaluer les impacts de nos paramétrisations dans le GCM LMDz, nous avons utilisé le simulateur d’observable COSP2 dans lequel nous avons implémenté le cloud-generator du code radiatif ECRad (voir section 5.1.3). Sur les histogrammes de couverture nuageuse versus cloud-reflectance réalisés au dessus des océans tropicaux (voir Figure 5.8) et inspirés de Konsta et al. (2016), nous pouvons ainsi observer :

- une diminution des zones faiblement couvertes et à forte cloud-reflectance ($0 < CF_{tot} < 0.2$ et $0.2 < cloud - reflectance < 1$),
- une augmentation des zones faiblement couvertes et à faible cloud-reflectance ($0 < CF_{tot} < 0.2$ et $0 < cloud - reflectance < 0.2$),
- une augmentation des zones à couverture et cloud-reflectance intermédiaire ($0.2 < CF_{tot} < 0.8$ et $0.1 < cloud - reflectance < 0.5$).

Les paramétrisations sous-mailles et inter-mailles implémentées dans le GCM LMDz6 ont donc tendance à aller dans le sens d’une réduction du biais “Too Few, Too Bright” au dessus des océans tropicaux en simulant notamment plus de scènes nuageuses peu couvertes et peu réfléchissantes.

6.2 Discussions et perspectives

On note ici les points auxquels prêter une attention particulière et quelques pistes d’amélioration à considérer pour ce travail.

Concentration sur les nuages bas convectifs : Le travail réalisé dans cette thèse affecte principalement sur les nuages bas convectifs, dont la part la plus importante se trouve être formé des cumulus tropicaux. La paramétrisation sous-maille que l’on a implémentée dans LMDz n’est active que lorsque le modèle du thermique est appelé, c’est à dire dans les zones de convection peu profonde.

La paramétrisation inter-maille que l’on a présentée étant construite autour des variables CF_{vol} et CF_{surf} , elle n’est également active que dans ces zones de thermiques où se forment les nuages bas convectifs.

Pour le reste, en dehors de ces zones, aucune distinction n’est faite entre les fractions volumiques et surfaciques de nuages. Nous y avons tout de même implémenté le schéma de recouvrement

exponentiel-aléatoire, mais en y prescrivant une valeur fixe de la longueur de décorrélation $\Delta z_{0_{fixe}} = 3000\text{ m}$. Cette valeur a été choisie relativement arbitrairement, d’après la gamme des valeurs utilisées dans différentes études antérieures (Barker (2008b), Shonk et al. (2010), Tompkins and Di Giuseppe (2015)).

Afin d’améliorer les schémas présentés ici, nous suggérons ainsi deux pistes :

- Adapter le schéma sous-maille présenté ici aux nuages bas issus de la circulation grande-échelle, aux nuages moyens et aux nuages hauts. Les nuages hauts comme les cirrus étant composés de cristaux de glace qui sédimentent, et souvent soumis à un fort cisaillement de vent, ils ont tendance à prendre une forme en “virgule” et à ainsi ne pas adopter une forme purement verticale. On suppose donc que la différence entre leurs fractions volumiques et surfaciques au sein des mailles du GCM est forte et que l’effet de notre paramétrisation serait potentiellement important.
- Adapter le calcul de Δz_0 à une configurations nuageuse souvent rencontrée dans les GCMs, dans laquelle, au sein d’une même colonne atmosphérique, différentes formations nuageuses continues séparées par du ciel clair sont superposées. Si l’on envisage une paramétrisation de CF_{vol} et de CF_{surf} à toutes les altitudes dans le GCM, il devient alors possible de calculer la longueur de décorrélation Δz_0 selon notre paramétrisation pour chaque formation nuageuse continue au sein des colonnes, et non uniquement celle des nuages bas convectifs. Les nuages bas d’une colonne atmosphérique pourraient ainsi avoir une longueur de décorrélation $\Delta z_{0_{bas}}$ très différente de celle des nuages moyens $\Delta z_{0_{moyen}}$ elle-même très différente de celle des nuages hauts $\Delta z_{0_{haut}}$. Ce n’est actuellement pas le cas avec le travail que nous avons présenté au chapitre 4, alors que nous conservons au sein d’une colonne atmosphérique la valeur de Δz_0 calculée dans les couches basses de l’atmosphère, ou la valeur par défaut $\Delta z_{0_{fixe}} = 3000\text{ m}$, imposant du coup un recouvrement pas forcément représentatif aux nuages des plus hautes strates de l’atmosphère.

Inclure des hétérogénéités d’eau condensée : Une autre piste d’amélioration possible pour tenter de réduire le biais “Too Few, Too Bright” est d’inclure un calcul d’hétérogénéité d’eau condensée sous-maille dans le schéma de nuage. Le travail réalisé dans cette thèse sur l’hétérogénéité sous-maille porte uniquement sur l’hétérogénéité d’eau totale q_t , à partir de laquelle on en déduit une quantité d’eau condensée q_c moyenne dans chaque maille ainsi que des fractions nuageuses CF_{vol} et CF_{surf} . Plusieurs études comme celles de Albrecht et al. (1988) ou Barker and Davies (1992) montrent cependant sur des cas variés que le fait de prendre en compte les hétérogénéités sous-maille d’eau condensée a un impact non-négligeable sur l’absorption et l’émissivité des scènes nuageuses étudiées à cause de la non-linéarité de ces processus, ce qui impact les bilans radiatifs réalisés.

Plusieurs paramétrisation permettant de représenter ces inhomogénéités d’eau condensée sous-maille existent aujourd’hui. On y retrouve notamment la paramétrisation “Triple-Cloud” (Shonk and Hogan (2008)), dans laquelle deux valeurs d’eau condensée sous-maille sont évaluées, permettant de distinguer les zones à forte condensation moyenne de celles à faible condensation moyenne, ou encore le “Subcolumn-Generator” (Räisänen et al. (2004), Hogan and Bozzo (2018)), que nous avons présenté en section 5.1.3.

En ce qui concerne le GCM LMDz, on pourrait envisager d’évaluer les propriété radiatives des nuages liées à l’absorption et à l’émission de l’eau, non pas en utilisant la valeur moyenne d’eau condensée q_c dans chaque maille, mais en utilisant à notre avantage la connaissance que l’on a de la queue de la distribution d’eau totale (voir section 3.1), c’est à dire en utilisant la PDF de l’eau condensée. Ce travail nécessiterait une certaine revisite du code radiatif, et mériterait probablement une étude de faisabilité.

Chapitre 7

Annexes

Contents

7.1	Équations primitives atmosphériques	105
7.2	Grandeurs physiques	107
7.3	Effets Radiatifs SCM	107
7.4	Compatibilité entre COSP2 et ECRad dans le GCM 3D	110

7.1 Équations primitives atmosphériques

Les équations primitives utilisées dans les modèles numériques de circulation atmosphérique, sont représentées ci-dessous dans leur forme générale :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Conservation de la masse :} \\ \frac{D\rho}{Dt} + \rho \cdot \text{div}(\vec{u}) = 0 \\ \\ \text{Conservation de la masse en aérosols :} \\ \frac{D\rho_a}{Dt} + \rho_a \cdot \text{div}(\vec{u}) = S \\ \\ \text{Conservation de l'énergie :} \\ \frac{De}{Dt} - \frac{P}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} = q \\ \\ \text{Conservation de la quantité de mouvement :} \\ \frac{D\vec{u}}{Dt} + \frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}}(P) - \vec{g} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} = \vec{f} \\ \\ \text{Équations d'état :} \\ f(P, \rho, e, h) = 0 \end{array} \right.$$

On peut appliquer à ces équations de circulation générale quelques hypothèses simplificatrices, couramment utilisées en modélisation numérique du climat :

Équilibre hydrostatique :

Les forces de gravitations sont directement contrebalancées par le gradient de pression.

Atmosphère fine :

Le fluide est contenu dans une surface sphérique de rayon a et d'épaisseur nulle.

Cela n'empêche pas qu'il existe, à l'intérieur du fluide, une coordonnée verticale qui, du fait de l'hypothèse hydrostatique, peut être choisie comme étant la pression P .

Approximation "traditionnelle" :

La composante horizontale de la force de Coriolis résultant du mouvement vertical est négligeable. Cette hypothèse est en fait imposée par la précédente.

Marées :

La force des marées est négligeable.

Gaz parfait :

Le fluide est considéré comme étant un gaz parfait

Alors, en projection sur le référentiel (x, y, z) , où x est compté positivement vers l'Est, y vers le Nord, et z vers le haut, on a :

Conservation de la masse :

$$\frac{Dw}{DP} + \text{div}_H(\vec{u}_H) = 0$$

Conservation de la masse intégrée sur l'épaisseur du fluide :

$$\frac{DP_s}{Dt} + \int_0^{P_s} \text{div}_H(\vec{u}_H) dP = 0$$

Conservation de la masse en aérosols :

$$\frac{D\rho_a}{Dt} = S$$

Équation hydrostatique :

$$\frac{\partial\Phi}{\partial P} + \frac{1}{\rho} = 0$$

Conservation de l'énergie :

$$\frac{Dh}{Dt} - \frac{w}{\rho} = q$$

Conservation de la quantité de mouvement projetée sur le plan horizontal :

$$\frac{Du}{Dt} - \frac{w}{a} \text{tg}(\phi) = -\frac{\partial\Phi}{\partial x} + 2\Omega v \sin(\phi) + f_x$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \frac{w}{a} \text{tg}(\phi) = -\frac{\partial\Phi}{\partial y} - 2\Omega u \sin(\phi) + f_y$$

Équations d'état :

$$\frac{P}{\rho} = rT$$

$$e = C_v T$$

$$h = C_p T$$

Les variables utilisées dans les équation précédentes sont :

$t [s]$ le temps.

Variables d'état prognostiques :

$\vec{u}_H [m.s^{-2}]$ les composantes horizontales du vecteur vitesse.

$P [Pa]$ la pression.

$T [K]$ la température.

Variables diagnostiques :

$w = \frac{DP}{Dt} [m.s^{-2}]$ la composante verticale du vecteur vitesse.

$P_s [Pa]$ la pression au sol.

$\rho [kg.m^{-3}]$ la masse volumique du fluide.

$\rho_a [kg.m^{-3}]$ la masse volumique en aérosols.

$e [J.kg^{-1}]$ l'énergie interne massique du fluide.

$h [J.kg^{-1}]$ l'enthalpie interne massique du fluide.

$\Phi [m^2.s^{-2}]$ le géopotentiel.

Quantités paramétrisées en fonction de l'espace :

$q [J.s^{-1}.kg^{-1}]$ la puissance diabatique massique reçue par le fluide.

$\vec{f} [m.s^{-2}]$ les forces massiques de frottements et de viscosité.

$S [kg.m^{-3}.s^{-1}]$ la concentration reçue en aérosols.

Autres quantités :

$\vec{\Omega} [s^{-1}]$ le vecteur rotation de la Terre.

$\vec{g} [m.s^{-2}]$ le vecteur accélération de la pesanteur.

$r [J.K^{-1}.kg^{-1}]$ la constante spécifique des gaz parfait.

$C_v [J.K^{-1}.kg^{-1}]$ la capacité thermique massique à volume constant du fluide.

$C_p [J.K^{-1}.kg^{-1}]$ la capacité thermique massique à pression constante du fluide.

$a [m]$ le rayon de la Terre.

$\phi [^\circ]$ la latitude.

7.2 Grandeurs physiques

Définition de la variable thermodynamique a_l utilisée dans le calcul du déficit à la saturation s .

$$\begin{cases} a_l = \frac{1}{1 + \frac{q_{sl} \cdot L_v}{C_{pm}}} & q_{sl} = 0.622 \frac{q_{sat} \cdot L_v}{R_d \cdot T_l^2} \\ T_l = T \cdot e^{-\frac{q_l \cdot L_v}{C_{pm} \cdot T}} \end{cases} \quad (7.1)$$

où $q_l [kg/kg]$ est l'eau totale, $L_v [J/kg]$ la chaleur latente de vaporisation, $C_{pm} [J/K]$ la capacité thermique de l'air humide, $q_{sat} [kg/kg]$ le seuil de saturation, et $R_d [J/K/kg]$ la constante des gaz parfaits pour l'air sec.

7.3 Effets Radiatifs SCM

Réflectance des scènes nuageuses telles que vues par le satellite PARASOL et rapport entre réflectance et couvertures nuageuses totales pour les simulations SCM RICO et BOMEX :

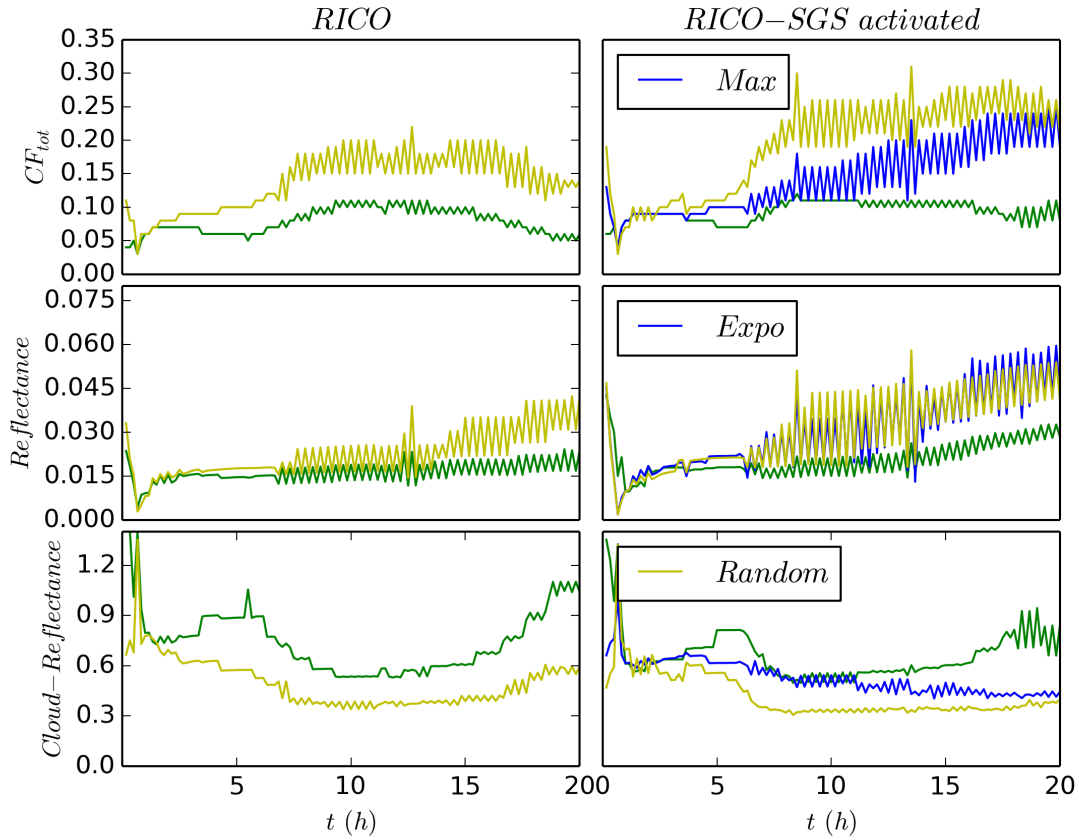


FIGURE 7.1 – Évolution temporelle des couvertures nuageuses totales CF_{tot} (1^{ère} ligne), des réflectances PARASOL (2^{ème} ligne) et du ratio $\frac{Reflectance}{CF_{tot}}$ (3^{ème} ligne) calculées par COSP2+ECRad avec différents schémas de recouvrement pour le cas RICO. Les courbes vertes sont obtenues avec un schéma de recouvrement maximum, les jaunes un schéma aléatoire, et les bleues un schéma exponentiel-aléatoire et la paramétrisation de Δz_0 présentée équation 4.6. Le schéma sous-maille (voir équation 3.6) n'est pas activé sur la colonne de gauche et est activé sur celle de droite.

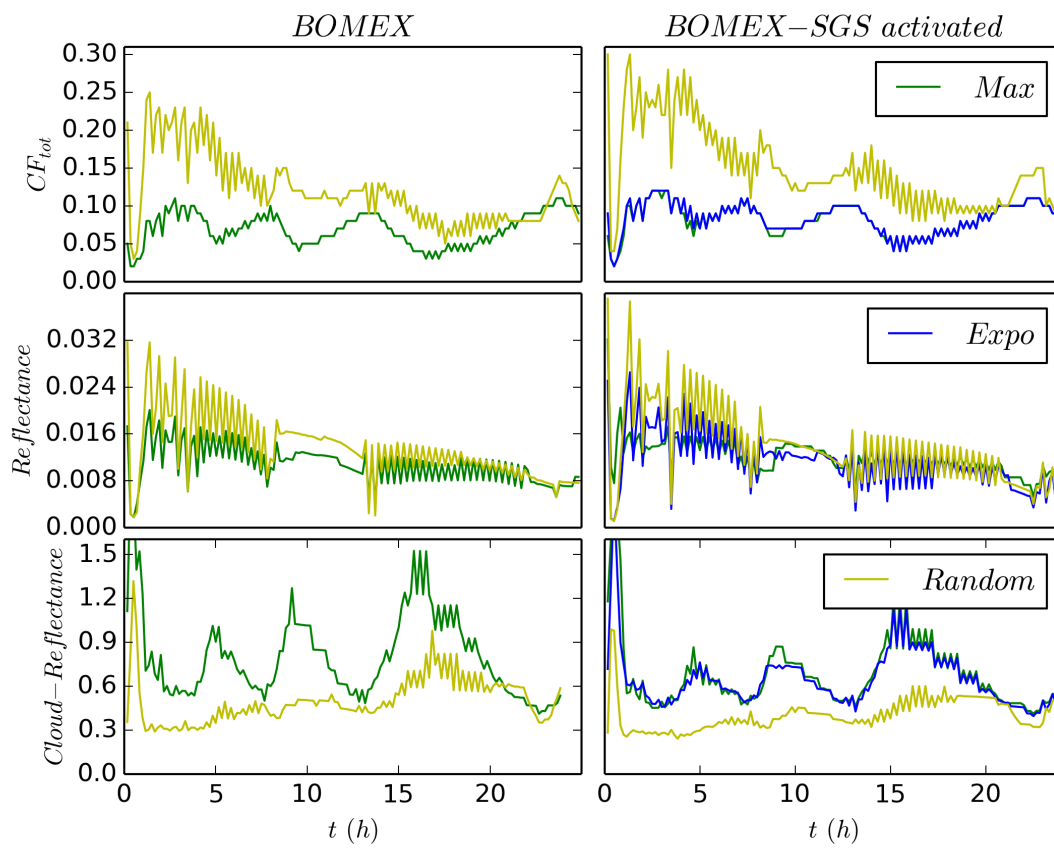


FIGURE 7.2 – Idem que Figure 7.1

7.4 Compatibilité entre COSP2 et ECRad dans le GCM 3D

La Figure 7.3 montre la différence entre couvertures nuageuses CF_{tot} calculées par LMDz6 et le module COSP2+ECRad dans trois configurations :

- La configuration “Référence” : sans schéma sous-maille (SM pour “Sous-Maille” ou SGS pour “Sub-Grid Scale”) et avec un recouvrement inter-maille maximum-aléatoire.
- La configuration “Après-thèse-SM” : avec le schéma sous-maille et un recouvrement maximum-aléatoire.
- La configuration “Après-thèse-SM-IM” : avec le schéma sous-maille et un recouvrement exponentiel-aléatoire avec notre paramétrisation de Δz_0 (équation 4.6).

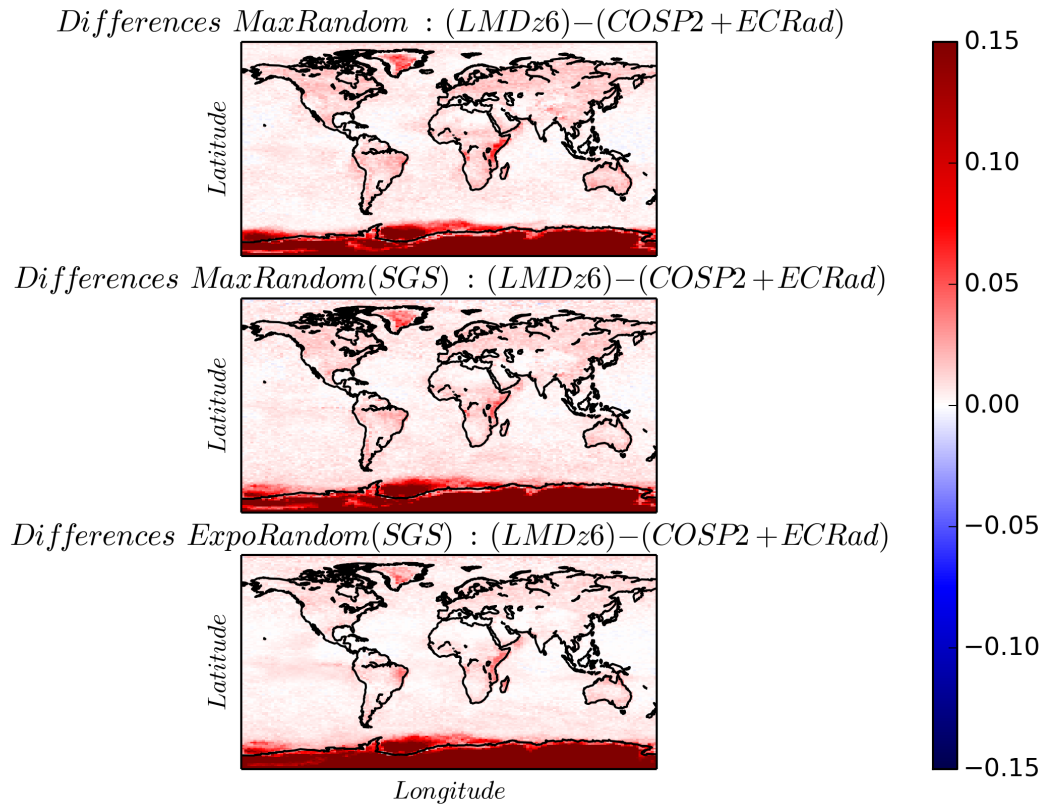


FIGURE 7.3 – Différences des moyennes saisonnières (JJA) des couvertures nuageuses CF_{tot} calculées par LMDz6 et le module COSP2+ECRad dans les configurations “Référence” (1^{ère} ligne), “Après-thèse-SM” (2^{ème} ligne) et “Après-thèse-SM-IM” (3^{ème} ligne).

Comme on peut le voir, les écarts entre les prévisions de LMDz6 et de COSP2+ECRad sont relativement élevés sur la zone Antarctique. Nous pensons que cela est dû à des nuages très peu denses que le GCM LMDz6 simule mais que des satellites comme PARASOL ont du mal à détecter à cause de leur faible épaisseur optique. Notre étude portant sur les nuages tropicaux compris entre -30° et $+30^\circ$ de latitude, ces écarts n’influent pas spécifiquement sur notre travail. Dans la zone tropicale qui nous intéresse ici, les différences entre les prévisions de LMDz6 et du module COSP2+ECRad sont inférieures à 5%, ce qui tend à montrer le bon fonctionnement de ce module. Ainsi, tout comme pour la version SCM en section 5.2, nous utilisons le module COSP2+ECRad pour évaluer les effets radiatifs de nos paramétrisations dans le GCM 3D.

Bibliographie

- Albrecht, B. A., Randall, D. A., and Nicholls, S. (1988). Observations of marine stratocumulus clouds during fire. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 69(6) :618–626.
- Arakawa, A. and Schubert, W. H. (1974). Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part i. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(3) :674–701.
- Banta, R. (1979). Subgrid condensation in a cumulus cloud model. preprints. In *Sixth Conf. on Probability and Statistics in Atmospheric Sciences*, pages 197–202.
- Barker, H. W. (2008a). Overlap of fractional cloud for radiation calculations in gcms : A global analysis using cloudsat and calipso data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D8).
- Barker, H. W. (2008b). Representing cloud overlap with an effective decorrelation length : An assessment using cloudsat and calipso data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D24).
- Barker, H. W. and Davies, J. A. (1992). Solar radiative fluxes for stochastic, scale-invariant broken cloud fields. *Journal of the atmospheric sciences*, 49(13) :1115–1126.
- Barker, H. W., Wiellicki, B. A., and Parker, L. (1996). A parameterization for computing grid-averaged solar fluxes for inhomogeneous marine boundary layer clouds. part ii : Validation using satellite data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(16) :2304–2316.
- Bechtold, P., Cuijpers, J., Mascart, P., and Trouilhet, P. (1995). Modeling of trade wind cumuli with a low-order turbulence model : Toward a unified description of cu and se clouds in meteorological models. *Journal of the atmospheric sciences*, 52(4) :455–463.
- Berg, L. K. and Stull, R. B. (2004). Parameterization of joint frequency distributions of potential temperature and water vapor mixing ratio in the daytime convective boundary layer. *Journal of the atmospheric sciences*, 61(7) :813–828.
- Bodas-Salcedo, A., Webb, M., Bony, S., Chepfer, H., Dufresne, J.-L., Klein, S., Zhang, Y., Marchand, R., Haynes, J., Pincus, R., et al. (2011). Cosp : Satellite simulation software for model assessment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 92(8) :1023–1043.
- Bogenschutz, P., Gettelman, A., Morrison, H., Larson, V., Schanen, D., Meyer, N., and Craig, C. (2012). Unified parameterization of the planetary boundary layer and shallow convection with a higher-order turbulence closure in the community atmosphere model : Single-column experiments. *Geoscientific Model Development*, 5(6) :1407–1423.
- Bogenschutz, P. A., Krueger, S. K., and Khairoutdinov, M. (2010). Assumed probability density functions for shallow and deep convection. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 2(4).

- Bony, S. and Dufresne, J.-L. (2005). Marine boundary layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models. *Geophysical Research Letters*, 32(20).
- Bony, S. and Emanuel, K. A. (2001). A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection; evaluation using toga coare data. *Journal of the atmospheric sciences*, 58(21) :3158–3183.
- Bony, S., Lau, K., and Sud, Y. (1997). Sea surface temperature and large-scale circulation influences on tropical greenhouse effect and cloud radiative forcing. *Journal of Climate*, 10(8) :2055–2077.
- Boucher, O., Randall, D., Artaxo, P., Bretherton, C., Feingold, G., Forster, P., Kerminen, V.-M., Kondo, Y., Liao, H., Lohmann, U., et al. (2013). Clouds and aerosols. In *Climate change 2013 : the physical science basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, pages 571–657. Cambridge University Press.
- Bougeault, P. (1985). The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer : A higher-order model study. *Journal of the atmospheric sciences*, 42(24) :2826–2843.
- Bretherton, C. S. (2015). Insights into low-latitude cloud feedbacks from high-resolution models. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 373(2054) :20140415.
- Bretherton, C. S. and Smolarkiewicz, P. K. (1989). Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(6) :740–759.
- Brooks, M. E., Hogan, R. J., and Illingworth, A. J. (2005). Parameterizing the difference in cloud fraction defined by area and by volume as observed with radar and lidar. *Journal of the atmospheric sciences*, 62(7) :2248–2260.
- Brown, A., Cederwall, R., Chlond, A., Duynkerke, P., 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*, 128(582) :1075–1093.
- Caniaux, G., Redelsperger, J., and Lafore, J. P. (1994). A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. part i : General description and water and heat budgets. *Journal of the atmospheric sciences*, 51(14) :2046–2074.
- Cheng, A. and Xu, K.-M. (2015). Improved low-cloud simulation from the community atmosphere model with an advanced third-order turbulence closure. *Journal of Climate*, 28(14) :5737–5762.
- Couvreur, F., Hourdin, F., and Rio, C. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part i : A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations. *Boundary-layer meteorology*, 134(3) :441–458.
- Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L. (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562) :1–30.
- Deardorff, J. (1972a). Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *Journal of Geophysical Research*, 77(30) :5900–5904.

- Deardorff, J. W. (1972b). Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Monthly Weather Review*, 100(2) :93–106.
- Deardorff, J. W. (1980). Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, 18(4) :495–527.
- Del Genio, A. D., Yao, M.-S., Kovari, W., and Lo, K. K. (1996). A prognostic cloud water parameterization for global climate models. *Journal of Climate*, 9(2) :270–304.
- Duynkerke, P. G. (1993). The stability of cloud top with regard to entrainment : Amendment of the theory of cloud-top entrainment instability. *Journal of the atmospheric sciences*, 50(3) :495–502.
- Ek, M. and Mahrt, L. (1991). A formulation for boundary-layer cloud cover. In *Annales geophysicae*, volume 9, pages 716–724. Copernicus.
- Emanuel, K. A. (1993). A cumulus representation based on the episodic mixing model : the importance of mixing and microphysics in predicting humidity. In *The representation of cumulus convection in numerical models*, pages 185–192. Springer.
- Emanuel, K. A. (1997). Some aspects of hurricane inner-core dynamics and energetics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54(8) :1014–1026.
- Flato, G., Marotzke, J., Abiodun, B., Braconnot, P., Chou, S. C., Collins, W. J., Cox, P., Driouech, F., Emori, S., Eyring, V., et al. (2013). Evaluation of climate models. in : climate change 2013 : the physical science basis. contribution of working group i to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change. *Climate Change 2013*, 5 :741–866.
- Fowler, L. D. and Randall, D. A. (1996). Liquid and ice cloud microphysics in the csu general circulation model. part ii : Impact on cloudiness, the earth’s radiation budget, and the general circulation of the atmosphere. *Journal of climate*, 9(3) :530–560.
- Geleyn, J. and Hollingsworth, A. (1979). An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beitr. Phys. Atmos*, 52 :1–16.
- Golaz, J.-C., Larson, V. E., and Cotton, W. R. (2002). A pdf-based model for boundary layer clouds. part i : Method and model description. *Journal of the atmospheric sciences*, 59(24) :3540–3551.
- 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.
- Gregory, D. (2001). Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(571) :53–72.
- Grossman, R. L. (1984). Bivariate conditional sampling of moisture flux over a tropical ocean. *Journal of the atmospheric sciences*, 41(22) :3238–3254.
- Heus, T. and Jonker, H. J. (2008). Subsiding shells around shallow cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(3) :1003–1018.
- Hogan, R. J. and Bozzo, A. (2018). A flexible and efficient radiation scheme for the ecmwf model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*.

- Hogan, R. J. and Illingworth, A. J. (2000). Deriving cloud overlap statistics from radar. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(569) :2903–2909.
- Hourdin, F., Couvreux, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals. *Journal of the atmospheric sciences*, 59(6) :1105–1123.
- Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A., Cheruy, F., Rochetin, N., Fairhead, L., Idelkadi, A., Musat, I., et al. (2013). Lmdz5b : the atmospheric component of the ipsl climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, 40(9-10) :2193–2222.
- 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.
- Jakob, C. and Klein, S. A. (1999). The role of vertically varying cloud fraction in the parameterization of microphysical processes in the ecmwf model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 125(555) :941–965.
- 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.
- Jeandel, C. (2017). *Le climat à découvert*. CNRS Éditions via OpenEdition.
- Keeling, C. D. (1960). The concentration and isotopic abundances of carbon dioxide in the atmosphere. *Tellus*, 12(2) :200–203.
- Klein, S. A. and Jakob, C. (1999). Validation and sensitivities of frontal clouds simulated by the ecmwf model. *Monthly weather review*, 127(10) :2514–2531.
- Konsta, D., Chepfer, H., and Dufresne, J.-L. (2012). A process oriented characterization of tropical oceanic clouds for climate model evaluation, based on a statistical analysis of daytime a-train observations. *Climate dynamics*, 39(9-10) :2091–2108.
- Konsta, D., Dufresne, J.-L., Chepfer, H., Idelkadi, A., and Cesana, G. (2016). Use of a-train satellite observations (calipso–parasol) to evaluate tropical cloud properties in the lmdz5 gcm. *Climate dynamics*, 47(3-4) :1263–1284.
- Lac, C., Chaboureaud, P., Masson, V., Pinty, 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 Discussions*, pages 1–66.
- Lafore, J.-P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Hérelil, P., Mascart, P., Masson, V., et al. (1997). The meso-nh atmospheric simulation system. part i : Adiabatic formulation and control simulations. In *Annales geophysicae*, volume 16, pages 90–109. Springer.
- Larson, V. E., Golaz, J.-C., and Cotton, W. R. (2002). Small-scale and mesoscale variability in cloudy boundary layers : Joint probability density functions. *Journal of the atmospheric sciences*, 59(24) :3519–3539.
- Larson, V. E., Wood, R., Field, P. R., Golaz, J.-C., Haar, T. H. V., and Cotton, W. R. (2001). Small-scale and mesoscale variability of scalars in cloudy boundary layers : One-dimensional probability density functions. *Journal of the atmospheric sciences*, 58(14) :1978–1994.

- Le Treut, H. and Li, Z.-X. (1991). Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed sst changes : feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dynamics*, 5(3) :175–187.
- Lemone, M. A. (1973). The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(6) :1077–1091.
- LeMone, M. A. and Pennell, W. T. (1976). The relationship of trade wind cumulus distribution to subcloud layer fluxes and structure. *Monthly Weather Review*, 104(5) :524–539.
- Lewellen, W. and Yoh, S. (1993). Binormal model of ensemble partial cloudiness. *Journal of the atmospheric sciences*, 50(9) :1228–1237.
- Lin, Y.-L., Farley, R. D., and Orville, H. D. (1983). Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 22(6) :1065–1092.
- Mace, G. G. and Benson-Troth, S. (2002). Cloud-layer overlap characteristics derived from long-term cloud radar data. *Journal of climate*, 15(17) :2505–2515.
- Manabe, S., Bryan, K., and Spelman, M. J. (1975). A global ocean-atmosphere climate model. part i. the atmospheric circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 5(1) :3–29.
- Manabe, S., Smagorinsky, J., and Strickler, R. F. (1965). Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Wea. Rev.*, 93(12) :769–798.
- Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1967). Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 24(3) :241–259.
- Meehl, G. A., Boer, G. J., Covey, C., Latif, M., and Stouffer, R. J. (2000). The coupled model intercomparison project (cmip). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 81(2) :313–318.
- Mellor, G. L. (1977). The gaussian cloud model relations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(2) :356–358.
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics*, 20(4) :851–875.
- Miao, Q., Geerts, B., and LeMone, M. (2006). Vertical velocity and buoyancy characteristics of coherent echo plumes in the convective boundary layer, detected by a profiling airborne radar. *Journal of applied meteorology and climatology*, 45(6) :838–855.
- Morcrette, J.-J. (1991). Radiation and cloud radiative properties in the european centre for medium range weather forecasts forecasting system. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D5) :9121–9132.
- Morcrette, J.-J. and Fouquart, Y. (1986). The overlapping of cloud layers in shortwave radiation parameterizations. *Journal of the atmospheric sciences*, 43(4) :321–328.
- Morcrette, J.-J. and Jakob, C. (2000). The response of the ecmwf model to changes in the cloud overlap assumption. *Monthly weather review*, 128(6) :1707–1732.
- Nam, C., Bony, S., Dufresne, J.-L., and Chepfer, H. (2012). The ‘too few, too bright’ tropical low-cloud problem in cmip5 models. *Geophysical Research Letters*, 39(21).

- Neggers, R., Siebesma, A., Lenderink, G., and Holtslag, A. (2004). An evaluation of mass flux closures for diurnal cycles of shallow cumulus. *Monthly weather review*, 132(11) :2525–2538.
- Neggers, R. A. (2009). A dual mass flux framework for boundary layer convection. part ii : Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(6) :1489–1506.
- Neggers, R. A., Heus, T., and Siebesma, A. P. (2011). Overlap statistics of cumuliform boundary-layer cloud fields in large-eddy simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 116(D21).
- Norris, J. R. (1998a). Low cloud type over the ocean from surface observations. part i : Relationship to surface meteorology and the vertical distribution of temperature and moisture. *Journal of Climate*, 11(3) :369–382.
- Norris, J. R. (1998b). Low cloud type over the ocean from surface observations. part ii : Geographical and seasonal variations. *Journal of climate*, 11(3) :383–403.
- Ose, T. (1993). An examination of the effects of explicit cloud water in the ucla gcm. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 71(1) :93–109.
- Park, S. (2018). An economical analytical equation for the integrated vertical overlap of cumulus and stratus. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*.
- Parol, F., Buriez, J.-C., Vanbauce, C., Riédi, J., Doutriaux-Boucher, M., Vesperini, M., Sèze, G., Couvert, P., Viollier, M., Bréon, F., et al. (2004). Review of capabilities of multi-angle and polarization cloud measurements from polder. *Advances in Space Research*, 33(7) :1080–1088.
- Perraud, E., Couvreux, F., Malardel, S., Lac, C., Masson, V., and Thouron, O. (2011). Evaluation of statistical distributions for the parametrization of subgrid boundary-layer clouds. *Boundary-layer meteorology*, 140(2) :263–294.
- Pincus, R., Hemler, R., and Klein, S. A. (2006). Using stochastically generated subcolumns to represent cloud structure in a large-scale model. *Monthly weather review*, 134(12) :3644–3656.
- Pinty, J.-P. and Jabouille, P. (1998). 6b. a mixed-phased cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitation. In *Conference on Cloud Physics : 14th Conference on Planned and Inadvertent Weather Modification*, pages 17–21.
- Price, J. D. (2001). A study of probability distributions of boundary-layer humidity and associated errors in parametrized cloud-fraction. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(573) :739–758.
- Räisänen, P., Barker, H. W., Khairoutdinov, M. F., Li, J., and Randall, D. A. (2004). Stochastic generation of subgrid-scale cloudy columns for large-scale models. *Quarterly journal of the royal meteorological society*, 130(601) :2047–2067.
- Randall, D. A. (1989). Cloud parameterization for climate modeling : Status and prospects. *Atmospheric Research*, 23(3-4) :345–361.
- Randall, D. A., Dazlich, D. A., and Corsetti, T. G. (1989). Interactions among radiation, convection, and large-scale dynamics in a general circulation model. *Journal of the Atmospheric sciences*, 46(13) :1943–1970.
- 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(3) :469–483.
- Schäfer, S. A., Hogan, R. J., Klinger, C., Chiu, J. C., and Mayer, B. (2016). Representing 3-d cloud radiation effects in two-stream schemes : 1. longwave considerations and effective cloud edge length. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(14) :8567–8582.
- Shonk, J. K. and Hogan, R. J. (2008). Tripleclouds : An efficient method for representing horizontal cloud inhomogeneity in 1d radiation schemes by using three regions at each height. *Journal of Climate*, 21(11) :2352–2370.
- Shonk, J. K., Hogan, R. J., Edwards, J. M., and Mace, G. G. (2010). Effect of improving representation of horizontal and vertical cloud structure on the earth’s global radiation budget. part i : Review and parametrization. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(650) :1191–1204.
- Siebesma, A. (1998). Shallow cumulus convection. In *Buoyant convection in geophysical flows*, pages 441–486. Springer.
- Siebesma, A. and Cuijpers, J. (1995). Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. *Journal of the atmospheric sciences*, 52(6) :650–666.
- 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.
- Simpson, J. and Wiggert, V. (1969). Models of precipitating cumulus towers. *Mon. Wea. Rev.*, 97(7) :471–489.
- Slingo, J. M. (1980). A cloud parametrization scheme derived from gate data for use with a numerical model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(450) :747–770.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3) :99–164.
- Soares, P., Miranda, P., Siebesma, A., and Teixeira, J. (2004). An eddy-diffusivity/mass-flux parametrization for dry and shallow cumulus convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(604) :3365–3383.
- Sommeria, G. and Deardorff, J. (1977). Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(2) :344–355.
- Stull, R. B. (1984). Transient turbulence theory. part i : The concept of eddy-mixing across finite distances. *Journal of the atmospheric sciences*, 41(23) :3351–3367.
- Sundqvist, H. (1978). A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104(441) :677–690.
- Swales, D. J., Pincus, R., and Bodas-Salcedo, A. (2018). The cloud feedback model intercomparison project observational simulator package : Version 2. *Geoscientific Model Development*, 11(1) :77–81.

- Teixeira, J. and Siebesma, A. (2000). A mass-flux/k-diffusion approach to the parameterization of the convective boundary layer : Global model results. In *Proc. 14th Symp. on Boundary Layers and Turbulence*, pages 231–234.
- Tiedtke, M. (1989). A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Monthly Weather Review*, 117(8) :1779–1800.
- Tiedtke, M. (1993). Representation of clouds in large-scale models. *Monthly Weather Review*, 121(11) :3040–3061.
- Tompkins, A. M. (2002). A prognostic parameterization for the subgrid-scale variability of water vapor and clouds in large-scale models and its use to diagnose cloud cover. *Journal of the atmospheric sciences*, 59(12) :1917–1942.
- Tompkins, A. M. and Di Giuseppe, F. (2015). An interpretation of cloud overlap statistics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(8) :2877–2889.
- Tselioudis, G. and Rossow, W. B. (1994). Global, multiyear variations of optical thickness with temperature in low and cirrus clouds. *Geophysical research letters*, 21(20) :2211–2214.
- VanZanten, M. C., Stevens, B., Nuijens, L., Siebesma, A. P., Ackerman, A., Burnet, F., Cheng, A., Couvreux, F., Jiang, H., Khairoutdinov, M., et al. (2011). Controls on precipitation and cloudiness in simulations of trade-wind cumulus as observed during rico. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 3(2).
- Webb, M., Senior, C., Bony, S., and Morcrette, J.-J. (2001). Combining erbe and isccp data to assess clouds in the hadley centre, ecmwf and lmd atmospheric climate models. *Climate Dynamics*, 17(12) :905–922.
- Wielicki, B. and Parker, L. (1994). Frequency distributions of cloud liquid water path in oceanic boundary layer cloud as a function of regional cloud fraction. In *Proc. Eighth Conf. on Atmospheric Radiation*, pages 415–417.
- Williams, A. and Hacker, J. (1992). The composite shape and structure of coherent eddies in the convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 61(3) :213–245.
- Winker, D. M., Hunt, W. H., and McGill, M. J. (2007). Initial performance assessment of caliop. *Geophysical Research Letters*, 34(19).
- Wood, R. and Field, P. R. (2000). Relationships between total water, condensed water, and cloud fraction in stratiform clouds examined using aircraft data. *Journal of the atmospheric sciences*, 57(12) :1888–1905.
- Xu, K.-M. and Randall, D. A. (1996). A semiempirical cloudiness parameterization for use in climate models. *Journal of the atmospheric sciences*, 53(21) :3084–3102.
- Yamada, T. (1983). Simulations of nocturnal drainage flows by aq 2 l turbulence closure model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40(1) :91–106.
- Young, K. C. (1974). A numerical simulation of wintertime, orographic precipitation : Part i. description of model microphysics and numerical techniques. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(7) :1735–1748.
- Zender, C. S. and Kiehl, J. (1994). Radiative sensitivities of tropical anvils to small ice crystals. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 99(D12) :25869–25880.

- Zhang, M., Lin, W., Klein, S., Bacmeister, J., Bony, S., Cederwall, R., Del Genio, A., Hack, J., Loeb, N., Lohmann, U., et al. (2005). Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D15).
- Zhang, Y., Klein, S. A., Fan, J., Chandra, A. S., Kollias, P., Xie, S., and Tang, S. (2017). Large-eddy simulation of shallow cumulus over land : A composite case based on arm long-term observations at its southern great plains site. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 74(10) :3229–3251.