



HAL
open science

Modélisation du recouvrement vertical des nuages et impacts sur le rayonnement

Raphaël Lebrun

► **To cite this version:**

Raphaël Lebrun. Modélisation du recouvrement vertical des nuages et impacts sur le rayonnement. Océan, Atmosphère. Sorbonne Université, 2023. Français. NNT : 2023SORUS405 . tel-04390265

HAL Id: tel-04390265

<https://theses.hal.science/tel-04390265>

Submitted on 12 Jan 2024

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

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

École doctorale n°129: Sciences de l'Environnement

MANUSCRIT DE THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité doctorale Sciences de l'Environnement

Présenté par

Raphaël LEBRUN

*Modélisation du recouvrement vertical des nuages et
impacts sur le rayonnement*

Directeur de thèse : **Jean-Louis DUFRESNE**

JURY

Fleur Couvreur	Ingénieure en Chef des Ponts Eaux et Forêts, CNRM	Rapportrice
Phillipe Dubuisson	Professeur, Université de Lille	Rapporteur
Céline Cornet	Professeur, Université de Lille	Examinatrice
Robin Hogan	Senior Scientist, ECMWF, Professor of Atmospheric Physics	Examineur
François Ravetta	Professeur, Sorbonne Université	Examineur
Frédéric Szczap	Maître de Conférences, Université Clermont Auvergne	Examineur
Najda Villefranque	Chargée de recherche, CNRM	Invitée
Jean-Louis Dufresne	Directeur de recherche, CNRS	Directeur de thèse

Laboratoire de Météorologie Dynamique
UMR 8539, 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France

Remerciements

Je tiens, avec ces quelques mots, à remercier les nombreuses personnes m'ayant aidé pendant ce doctorat. Pendant ces trois années (et des poussières...) de recherche, pour l'écriture et la finalisation de ce manuscrit, ou pendant ma soutenance de thèse, si la plus grande partie du travail fut individuelle, les moments les plus décisifs - et surtout les plus enrichissants - furent toujours collectifs !

Je tiens d'abord à remercier Fleur Couvreur et Philippe Dubuisson pour leur précieux travail de relecture et de correction de ce manuscrit. Après de long mois de rédaction intensive, lire vos retours sur ce travail fut vraiment bénéfique, me permettant une prise de recul sur ce travail de longue haleine. Vos remarques, sur le manuscrit ou pendant la soutenance, furent une chance de voir mon travail sous un nouvel angle, afin d'en apprécier l'intérêt depuis vos spécialités respectives, mais aussi de progresser dans la façon de le présenter. Ces échanges firent également apparaître d'autant plus clairement la nécessité de faire aboutir certains développements (effets 3D, version SW de RadForce...). Merci !

Merci à François Ravetta d'avoir présidé mon jury de soutenance de thèse, et de lui avoir donné, par ses mots, une couleur si unique pour moi ! Si les questions finales de cette soutenance furent certaines des plus stimulantes, je les ai tout particulièrement appréciées ! Merci à Céline Cornet et Frédéric Szczap d'avoir participé à cette soutenance et pour nos échanges à ce moment, mais aussi pour ceux pendant les comités de thèse auxquels vous avez participé. Ces discussions, notamment au moment où je commençais la rédaction du papier central de la thèse, nous ont permis de bien cerner certaines questions essentielles concernant l'importance de la résolution verticale pour la longueur de décorrélation. Enfin, merci à Robin Hogan d'avoir participé à cette soutenance. C'était une fierté pour moi de pouvoir échanger sur le recouvrement vertical des nuages avec un des scientifiques y ayant le plus grandement contribué, et dont j'ai particulièrement apprécié la finesse des remarques.

Jean-Louis, merci ! Merci de m'avoir donné l'opportunité de faire ce doctorat et de bosser avec toi, merci pour toute ton aide et merci pour ta patience tout au long de ce parcours ! Si la route à commencé difficilement par de l'Antarctique et des confinements, avant de continuer ensuite par une rédaction d'article à en faire palir Sisyphe, il a toujours été agréable de travailler ensemble et d'avancer - souvent petit à petit, mais en se sentant toujours dans la bonne direction ! Alors que j'ai débarqué au labo en ne connaissant à peu près rien à rien, nos discussions régulières et approfondies, et surtout ta pédagogie, m'ont permis peu à peu de prendre mes marques et surtout confiance en mon travail, et même s'il reste pas mal de boulot à finir au moment où j'écris ces lignes, je suis fier des avancées que nous avons pu faire ! Quelle que soit la suite pour moi, j'espère que l'on pourra continuer à travailler ensemble sur les projets en cours. Encore merci pour tout !

Najda, même si tu n'as pas officiellement été dans ma direction de thèse, on peut dire que c'est tout comme ! Depuis le début de ma thèse quand j'ai débarqué à Trattoria, jusqu'à la rédaction du

manuscrit et en passant par des tutos Monte-Carlo-turbo à Toulouse ou au LMD, tu as été d'une aide précieuse à toute les étapes, alors merci! Je suis content que cette soutenance ait également été ton premier jury! Malgré des relectures de papier et de manuscrit parfois difficiles à encaisser, faut être honnête ça fait progresser! Bon et j'ai cru comprendre qu'on avait pas fini certains trucs donc à charge de revanche sur l'aspect 3D non?

Je tiens également à remercier toutes les personnes du projet MCG-Rad, ainsi que du Laplace et de Méso-Star à Toulouse, avec qui j'ai travaillé et qui ont fait de ce projet un succès! Yaniss, c'était toujours sympa et très stimulant de bosser avec toi et de progresser dans la thèse en même temps! Richard et Stéphane merci également d'avoir fait de Roffiac un moment si exceptionnel pour les jeunes chercheurs que nous sommes, ainsi que c'est-très-bien-mais-c'est-quoi-le-modèle? - je crois que j'ai enfin compris! Merci également à Vincent, Mégane, Nada, Jacques, Nicolas et Mathias.

Ce doctorat, mené au Laboratoire de Météorologie Dynamique à Jussieu, Paris, fut également égayé au quotidien par des supers collègues et amis! Malgré une première timidité post-covid qui m'est complètement imputable, il me faut souligner l'importance d'avoir eu de si bonnes personnes autour de moi pendant ce doctorat! Merci à tout ce super labo, et en premier plan vient tout naturellement la team Bonne-Humeur (élargie, soit) : Nico (aka le 3e directeur de thèse tmtc, et le GO du meilleur pot de thèse), Antoine dit "La Bierj", Confi-2kanar Lil Chill aka La Crapule" (on va pas se mentir c'est presque l'âme du labo, mais aussi son Père Noël, peut-être aussi sa clima-conscience? (PS : Lait-de-veuch)), Joseph JDog le Memifique (et cho fir tavu pfiiouuu), Lucas (j'avoue le soir du rendu de manuscrit c'était TEN-DU pour moi pff), Romain-Hervé (parti en week-end quelque part en Amérique du Sud jcrois), Maëlle (une vraie du bureau 316 malgré mon accueil euh.....lacunaire?), Marine (à la cloche réglée comme une horloge, véritable bergère de RU et de nuages), Julie (t'es la relève oublie pas! (PS : krunker?)), LaGwenzz (je sais que t'es déjà connecté toi tkt), Karine (merci pour ton accueil au labo, mais surtout : pour les billards anarcho-thinkerviewesques!) mais aussi : Thomas, Marie-Laure, Antony, Di, Lamine, Alexandre B., Antoine E., Basile, Léa, Valentin, Alexandre G., Antoine BroAM, Jean-Baptiste, Déborah, Marion, Max, Ludo, Anna-Lea et Flo. Merci à tout le monde! Mais - car il y a aussi des gens très pointus dans ce labo comme dirait l'autre - je veux aussi remercier Fred, pour m'avoir officiellement présenter la TOTALité du labo (de très bon souvenirs! et surtout victoire!), Nicolas R. (merci de ne jamais lâcher la lutte, ce labo serait vraiment moins bien sans toi!), Sandrine B. (pour des souvenirs avionesques questionnables aux US, mais aussi des supers discussions!), Florent (toujours de très bon conseil pour les jeunes chercheurs - MrLeDirecteur?), Etienne (fan du Puy-En-Velay!) et enfin Evelyne et Karem pour leur aide tellement précieuse! Sans avoir pu citer tout le monde, je remercie encore une fois tout le monde du LMD! À très vite!

Je remercie également ma famille de m'avoir incroyablement soutenu : Maman, Thibault, Pauline et Yopit! Maman merci d'être toujours le meilleur soutien, même quand c'est long, quand il y en a marre, ou qu'il n'y a rien qui marche! Ta motivation et ta résilience - quelles que soient les épreuves - sont contagieuses, merci! Thib et Pauline, vos passions respectives (et le boulot qui va avec) forcent l'admiration et ça fait du bien! Pensées pour Yopit qui a été la meilleure toutes ces merveilleuses années!

x

Alexandra, je t'aime, merci d'être avec moi, de me faire confiance et de m'avoir soutenu tout ce temps, même si la rédaction fut sii longue. Et merci aussi de m'avoir remis au sport et gardé en forme pour ces longs mois de fin de thèse, je crois que c'était vraiment nécessaire! Enfin merci à tout mes amis qui m'ont accompagné depuis tant d'années : Arnaud, parce que ça fait 26 ans qu'on est dans la même classe, toute l'équipe de Rueil des PDFS (aussi là depuis la tendre enfance!),

le sang de la veine de la Racine j'ai nommé Gabrielle, Yona, Juliette, Kri et Théo! Sans oublier les amis magiques Hugo, Paul, Gab et Adèle, toujours là pour taper le carton ou me faire taper du pied, et aussi toute la bande de l'Ensta : Antoine (ZER!), Jules, Romain, Abir-boubou, Arno, Ben, Charlotte, Cyrielle, Franz, Gwendal, Ilham, Iris, Jérémy, Juliette, Kureru, Lalie, Laura, Léo, Marie-chan, Matthieu, Olivier, Pierre, Sofia et Thaddé! Je vous aime les copaines. Enfin last-but-not-least big up à Niiiiicoolaaaas la rock-star grenobloise de l'astro.

Je tiens à finir ces remerciements par une pensée pour tous les enseignants, professeurs et institutrices m'ayant permis d'arriver là où j'en suis aujourd'hui!

Résumé

Le transfert radiatif est crucial dans la modélisation de l'atmosphère, du climat, et pour la simulation du changement climatique. Les calculs de flux radiatifs au sommet de l'atmosphère et en surface permettent notamment d'estimer le bilan énergétique de la planète, grandeur dont la bonne estimation est une contrainte importante dans les simulations climatiques. De nombreux éléments interagissent avec le rayonnement dans l'atmosphère : gaz, aérosols, nuages, et différents types de surfaces (végétation, océans, neige...). Ces différents composants ne se comportent pas de la même façon avec le rayonnement solaire, dont la source est le soleil, et avec le rayonnement infrarouge, dont la source est la surface terrestre ainsi que l'atmosphère elle-même. Dans ces deux situations, les nuages, composés de gouttelettes d'eau liquide et/ou de cristaux d'eau solide, représentent une difficulté importante de modélisation. Les nuages sont des objets complexes, de part leur composition, leur géométrie, et leurs interactions multiples avec le rayonnement. L'interaction nuage-rayonnement est étudiée depuis de nombreuses années, et il a été démontré qu'elle représente un des obstacles les plus importants à l'amélioration des modèles globaux de simulation du climat. Dans cette thèse, nous nous intéressons à un des aspects clé dans la représentation de l'effet des nuages sur le rayonnement : le recouvrement vertical des nuages. Cette notion est en effet liée de manière directe à la couverture nuageuse, grandeur de premier ordre dans le calcul de l'albedo d'une scène nuageuse. Dans le cadre du recouvrement vertical des nuages, nous mettons en place un formalisme permettant d'explorer en profondeur différentes hypothèses de recouvrement des nuages, en particulier le recouvrement exponentiel-aléatoire, qui est une combinaison linéaire d'un recouvrement maximal et d'un recouvrement aléatoire. Nous montrons que cette hypothèse de recouvrement peut, sous certaines conditions, permettre une très bonne représentation des propriétés des nuages, à la fois géométriques et radiatives, même à partir d'un profil vertical nuageux de résolution grossière. Nous démontrons que la variabilité verticale sous-maille de la fraction nuageuse, bien que non prise en compte par les modèles atmosphériques grande échelle, peut avoir un impact significatif sur les flux solaires calculés au sommet de l'atmosphère. La prise en compte rigoureuse de la résolution verticale par le recouvrement est également un facteur important.

Dans un second temps, nous incorporons ces résultats dans un code de transfert radiatif par Monte Carlo (RadForce). L'utilisation de ce nouvel algorithme, qui utilise par ailleurs une approche raie-par-raie pour les différents gaz atmosphériques, nous permet d'estimer l'altitude d'émission de chaque composant présent dans l'atmosphère. Ces nouveaux outils nous permettent d'analyser de manière nouvelle des forçages radiatifs liés aux gaz à effet de serre, ainsi que l'impact de la prise en compte du recouvrement vertical des nuages.

Mots clés : Recouvrement vertical des nuages, hétérogénéité sous-maille, rayonnement, Monte Carlo, forçage radiatif

Abstract

Radiative transfer is a crucial process in atmospheric and climate modelling, as well as for climate change simulations. Computations of radiative fluxes at the top of the atmosphere and at the surface allow us to estimate the radiative budget of the planet, which is very important to represent correctly when it comes to climate simulations. Many elements interact with the radiation in the atmosphere : gases, aerosols, clouds, and different types of surfaces (vegetation, oceans, snow...). These different components do not interact in the same way with solar radiation, that comes from the sun, and with infrared radiation, that comes from the earth's surface and the atmosphere itself. In both situations, clouds, composed of liquid water droplets and/or solid water crystals, represent an important modeling difficulty. Clouds are complex objects, because of their composition, their geometry, and their multiple interactions with the radiation field. Cloud-radiation interaction has been studied for many years, and it has been shown that it represents one of the most important obstacles to the improvement of global climate models.

In this work, we focus on one of the key aspects in the representation of the effect of clouds on radiation : vertical cloud overlap. This notion is indeed directly linked to the cloud cover, which is a quantity of first order importance in the calculation of the albedo of a cloud scene. Within the framework of the vertical cloud overlap, we develop a formalism allowing us to explore in depth various hypotheses of cloud overlap, in particular exponential-random overlap. We show that this overlap hypothesis can, under certain conditions, allow a very good representation of cloud properties, both geometric and radiative, even from a coarse resolution vertical cloud profile. We show that the vertical subgrid variability of the cloud fraction, although not taken into account by large-scale atmospheric models, can have a significant impact on the solar fluxes calculated at the top of the atmosphere. The rigorous consideration of vertical resolutions by the overlap is also an important factor.

We then focus on incorporating these overlap results into a Monte Carlo radiative transfer code (RadForce). The use of this new algorithm, which also uses a line-by-line approach for the different atmospheric gases, allows us to model the emission altitudes of each atmospheric component. These new tools allow us to analyze in a new way the radiative forcings linked to greenhouse gases, as well as the impact of taking into account the vertical overlap of clouds and their vertical subgrid heterogeneity.

Keywords : Cloud overlap, subgrid vertical heterogeneity, radiative transfer, Monte Carlo, radiative forcing

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Avant-propos	2
1.2	La modélisation climatique	3
1.2.1	Différents modèles numériques pour différentes échelles	5
1.2.2	LMDZ et un exemple de paramétrisation	9
1.3	Les nuages dans le climat	11
1.3.1	Omniprésents et complexes	11
1.3.2	Observer les nuages	12
1.3.3	Importance des interactions nuage-rayonnement	14
1.3.4	Organisation collective sur la modélisation des nuages et des rétroactions nuageuses	15
1.4	Le transfert radiatif	16
1.4.1	Quelques rappels	16
1.4.2	Différentes méthodes de résolution de l'ETR	18
1.5	L'effet radiatif des nuages	20
1.5.1	Transfert radiatif dans le solaire et l'infrarouge : 2 régimes distincts	20
1.5.2	L'effet radiatif des nuages	22
1.5.3	Représentation des nuages : certains enjeux	24
1.6	Objectifs de cette thèse et organisation du manuscrit	25
2	Méthodes, théories et données à la base de cette thèse	27
2.1	Le recouvrement nuageux	28
2.1.1	Importance du recouvrement nuageux	28
2.1.2	Différents modèles de recouvrement	28
2.1.3	Paramétrisations de la longueur de décorrélation	30
2.1.4	La corrélation de rang : le recouvrement du contenu en eau liquide	34
2.1.5	Le recouvrement dans les GCM et les simulateurs d'observables.	35
2.2	Simulations haute résolution de cumulus	38
2.2.1	Le modèle Méso-NH	38
2.2.2	Les cas étudiés et grandeurs d'intérêt	39
2.3	Algorithmes de Monte Carlo pour le Transfert Radiatif	44
2.3.1	Méthodes de Monte Carlo	44
2.3.2	Formulation intégrale de l'ETR et méthodes de Monte Carlo	45
2.3.3	Algorithmes à collisions nulles	48
2.3.4	Grilles accélératrices	53
2.3.5	Un code utilisé pour cette thèse : SCART	54

3	L'ERO pour une représentation statistique des nuages	57
3.1	Introduction	58
3.2	Résumé de l'article	58
3.2.1	Génération de sous-colonnes nuageuses en utilisant ERO	58
3.2.2	Comparaison de l'échantillon généré avec la simulation LES	60
3.2.3	Représentation de l'hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse sans maillage plus fin	60
3.2.4	Variation de la longueur de décorrélation avec la résolution verticale	60
3.3	Article : <i>A consistent representation of cloud overlap and cloud subgrid vertical heterogeneity</i>	61
3.4	Calculs dans le domaine infrarouge	88
3.5	Conclusion	91
4	Générer le recouvrement nuageux "à la volée" par Monte Carlo	93
4.1	Objectifs	94
4.2	L'algorithme Monte Carlo utilisé : RadForce	94
4.2.1	Principe général : pseudo-algorithme	95
4.2.2	Propriétés optiques des gaz : échantillonnage des transitions	98
4.2.3	Propriétés optiques des nuages	99
4.3	Implémentation de l'échantillonnage à la volée du recouvrement nuageux	100
4.3.1	Principe et mise en place	100
4.3.2	Hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse	102
4.3.3	Contenus en eau liquide et solide	103
4.4	Vérifications des flux calculés	103
4.4.1	Vérifications des calculs ciel clair	103
4.4.2	Vérifications du rayonnement nuageux	103
4.4.3	Calculs complets	106
4.5	Conclusion	108
5	Calculs de forçages radiatifs globaux	109
5.1	Objectifs	110
5.2	De nouveaux diagnostics	110
5.2.1	En ciel clair	110
5.2.2	En présence de nuages	117
5.3	Calculs et analyses de forçages en ciel clair	119
5.3.1	Effet d'un doublement de la concentration de CO ₂	119
5.3.2	Effet de l'augmentation de la vapeur d'eau	121
5.4	Calculs de flux à l'échelle globale sur une période climatique	123
5.5	Calculs et analyses de forçages globaux	128
5.6	Bilan et perspectives	130
6	Conclusions et perspectives	131
6.1	Principaux résultats	132
6.1.1	Rappel du contexte et des objectifs de cette thèse	132
6.1.2	Modélisation de la structure verticale des nuages	132
6.1.3	Échantillonnage à la volée de la structure verticale des nuages, et analyse de résultats obtenus avec le code RadForce	133
6.2	Perspectives	135
6.2.1	Concernant le recouvrement vertical des nuages	135
6.2.2	Concernant la suite du projet MCGRad	136

7 Annexes	139
7.1 Quelques preuves concernant le recouvrement exponentiel-aléatoire	140
7.1.1 L'algorithme ERO conserve le profil de fraction nuageuse.	140
7.1.2 La génération d'un échantillon de sous-colonnes nuageuses par ERO est in- dépendante du point de départ dans la colonne.	141
7.2 ERO et effets 3D des nuages	142
7.2.1 Différences de flux 3D et 1D dans le solaire pour des LES	142
7.2.2 Organisation horizontale d'un échantillon nuageux 1D	144
7.2.3 Quelques développements concernant la représentation 3D des nuages	148
7.3 Figures supplémentaires de flux infrarouge TOA pour 4 profils ciel clair	153
7.3.1 Effet d'un doublement du CO ₂	153
7.3.2 Effet d'une augmentation de la concentration en vapeur d'eau	158
7.4 Figures supplémentaires de flux infrarouge TOA pour un échantillon global de profils atmosphériques	162
7.4.1 Profils d'altitudes d'émission en ciel clair	162
7.4.2 Autres profils pour un doublement de la concentration du CO ₂	164
Bibliographie	185

Chapitre 1

Introduction

Contents

1.1	Avant-propos	2
1.2	La modélisation climatique	3
1.2.1	Différents modèles numériques pour différentes échelles	5
1.2.2	LMDZ et un exemple de paramétrisation	9
1.3	Les nuages dans le climat	11
1.3.1	Omniprésents et complexes	11
1.3.2	Observer les nuages	12
1.3.3	Importance des interactions nuage-rayonnement	14
1.3.4	Organisation collective sur la modélisation des nuages et des rétroactions nuageuses	15
1.4	Le transfert radiatif	16
1.4.1	Quelques rappels	16
1.4.2	Différentes méthodes de résolution de l'ETR	18
1.5	L'effet radiatif des nuages	20
1.5.1	Transfert radiatif dans le solaire et l'infrarouge : 2 régimes distincts	20
1.5.2	L'effet radiatif des nuages	22
1.5.3	Représentation des nuages : certains enjeux	24
1.6	Objectifs de cette thèse et organisation du manuscrit	25

1.1 Avant-propos

Cette thèse porte sur le recouvrement vertical des nuages et sa prise en compte dans des calculs de transfert radiatif. Ayant eu lieu au Laboratoire de Météorologie Dynamique, elle s'inscrit avant tout dans un cadre de recherche sur la modélisation du climat. Cette thèse fait partie du projet MCG-Rad (Monte-Carlo Global Radiative Forcings Computation), projet dont le but est d'estimer, par un calcul radiatif unique, le forçage radiatif de certains gaz à effet de serre, en utilisant des champs atmosphériques issus de simulations globales de l'atmosphère terrestre, sur une période climatique. Ce calcul de référence nécessite en particulier une prise en compte des nuages et de leurs propriétés radiatives, tâche représentant un des objectifs de cette thèse. Comme nous allons le voir, cet objectif a soulevé de nombreuses questions de recherche concernant à la fois les nuages et le rayonnement, et ouvert la porte à des développements, aussi bien en terme de modélisation que d'outils numériques, dans les deux domaines. Les travaux réalisés au cours de cette thèse l'ont été dans un contexte de développement de paramétrisations physiques pour les modèles atmosphériques, et s'inscrivent, même de manière indirecte, dans une perspective d'amélioration de la représentation des nuages dans les modèles atmosphériques.

De part ces liens forts avec la modélisation numérique du climat, un effort a été fait dans ce premier chapitre pour présenter ce contexte général, avant d'introduire plus directement les nuages et l'importance de leur bonne modélisation, notamment vis-à-vis du transfert radiatif. Ces différentes étapes nous permettront de présenter d'abord des aspects généraux de la modélisation atmosphérique, avant d'introduire les enjeux de recherche en modélisation des nuages et en transfert radiatif nous permettant de définir plus précisément les objectifs de cette thèse à la fin de ce premier chapitre.

Si le but principal de ce manuscrit est de présenter les résultats de mon travail de recherche pendant cette thèse, j'ai également essayé d'en faire un document pouvant servir à d'autres doctorants à l'avenir. Ayant moi-même beaucoup appris de la lecture de certains manuscrits de thèse forts didactiques, j'ai essayé de rendre le mien également clair, explicite, et à même d'introduire mon sujet de thèse dans le contexte plus général de la modélisation atmosphérique, notamment dans les deux premiers chapitres.

1.2 La modélisation climatique

De la simple observation de la météo quotidienne à la prédiction de rendements de panneaux photo-voltaïques dans les prochaines années, en passant par la compréhension du réchauffement climatique du siècle prochain, comprendre les divers mouvements, transformations et rayonnements des masses d’air et d’eau dans le ciel terrestre est tantôt un plaisir, tantôt un objectif opérationnel, et tantôt une nécessité impérieuse. Mais dans toutes ces situations il s’agit aussi - et parfois surtout - de formuler des hypothèses scientifiques, de soulever des questions et de tenter d’y répondre, bref d’essayer de comprendre la physique de la “machine” terrestre. Dans cette tentative de compréhension du climat terrestre, la modélisation climatique a aujourd’hui de nombreux objectifs scientifiques : saisir la variabilité interne du climat, étudier les climats passés, préciser le couplage entre l’atmosphère, les océans et les surfaces continentales, ou encore prévoir les conséquences de différents forçages anthropiques, en particulier l’émission massive dans l’atmosphère de gaz à effet de serre depuis la fin du 19^{ème} siècle.

Depuis les années 1960 et les premiers modèles atmosphériques globaux (Manabe and Wetherald, 1967, 1975), d’énormes progrès, tant conceptuels que sur les capacités de calculs numériques, ont permis d’améliorer et de développer les modèles de climat. En 2021, le chapitre sur les bases physiques du sixième rapport sur le réchauffement climatique du GIEC (Groupe d’experts Intergouvernemental sur l’évolution du Climat) était basé sur les simulations issues de plus de 100 modèles climatiques, développés par 49 groupes de recherche à travers le monde (IPCC, 2021; Eyring et al., 2016). Si des observations rigoureuses mais ponctuelles de l’atmosphère existent depuis des millénaires, les technologies développées durant les dernières décennies (radar, lidar et imagerie satellitaire par exemple) ont également permis une augmentation significative de la couverture, précision et variété des données climatiques disponibles, et leur analyse a permis d’améliorer notre compréhension du climat et des processus atmosphériques.

Cependant, la modélisation de l’atmosphère reste un exercice difficile, et une multitude d’interactions et de processus échappent encore à notre compréhension, ou nécessitent des recherches plus approfondies. Une des causes fondamentales de ces difficultés est la très grande variabilité d’échelles spatiales et temporelles devant être prises en compte pour modéliser l’atmosphère. La figure 1.1 montre certains des ordres de grandeur en jeu. À l’échelle planétaire, les structures de circulation grande échelle permettent le transfert d’énergie de l’équateur vers les latitudes polaires. D’autres processus à l’échelle de plusieurs centaines à plusieurs milliers de kilomètres sont spécifiques à certains climats régionaux (moussons, soulèvement de poussières dans les déserts ou encore tempêtes tropicales). Les nuages, dont la bonne représentation dans les modèles globaux est essentielle, comme nous le verrons plus loin, peuvent faire quelques centaines de mètres à quelques dizaines de kilomètres. À des échelles plus petites, la turbulence, la forme des particules de glace dictée par la microphysique ou le spectre d’absorption des gaz présents dans l’atmosphère sont autant d’aspects à prendre en compte et à quantifier. Ces différents phénomènes et processus sont abordés à partir des grands principes et équations de la physique, qui s’appliquent à de multiples échelles, en particulier les fondements de la dynamique des fluides, la thermodynamique et le transfert radiatif.

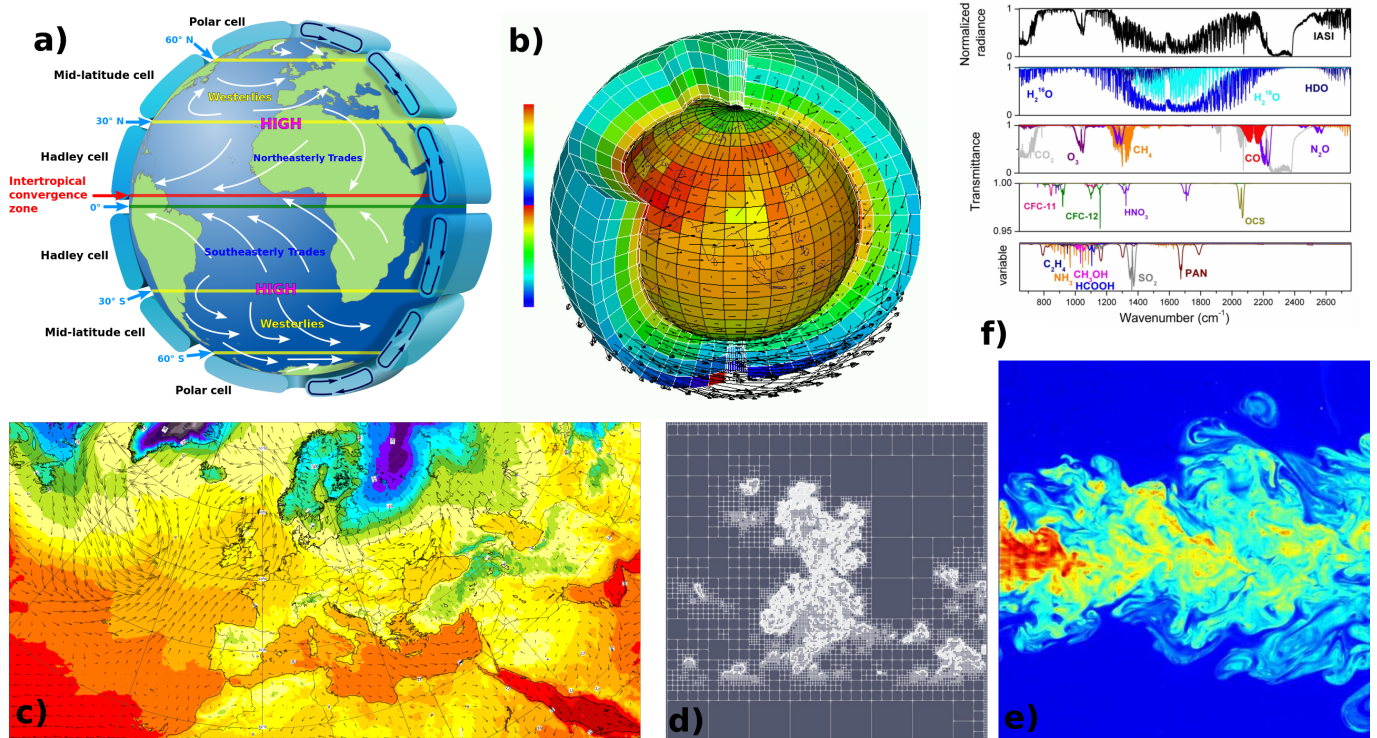


FIGURE 1.1 – Différentes échelles à modéliser. a) Schéma de la Terre et des différentes cellules de circulation grande échelle, structure les plus grandes de l’atmosphère. b) Maillage du modèle couplé LMDZ, utilisé pour modéliser le climat global sur des temps climatiques. La résolution horizontale est de l’ordre de 100 km. c) Simulation à l’échelle de l’Europe du modèle météorologique du centre Européen (ECMWF, <https://www.ecmwf.int/>), représentant en couleur la température à 2 m et les vents à 30 m. La résolution est de l’ordre de 10 kilomètres. d) Simulation LES de cumulus de couche limite (Villefranque et al., 2019). La zone représentée fait 5 km de côté pour 4 km de haut, avec une résolution verticale de 5 m. e) Simulation DNS d’un jet turbulent, la résolution est de l’ordre du cm. f) Spectres d’absorption atmosphériques tirés de la base spectroscopique IASI (<https://iasi.aeris-data.fr/>, haut : spetre mesuré par IASI/MetOp, milieu et bas : quatre simulations pour identifier les gaz absorbants). Les bandes d’absorption des différentes espèces présentes dans l’atmosphère peuvent présenter des milliards de transitions dans les tables utilisées pour les calculs radiatifs.

1.2.1 Différents modèles numériques pour différentes échelles

Afin de représenter et d’explorer diverses situations atmosphériques, les modèles numériques sont des outils essentiels dans la recherche en physique atmosphérique et en météorologie. Ces modèles sont construits sur la base de principes physiques et permettent de réaliser des simulations (trajectoires météorologiques) à partir desquelles on étudie le climat (statistiques sur la météo). Pour étudier l’ensemble des échelles et phénomènes atmosphériques dont la variété a été évoquée précédemment, différents modèles existent. Certains sont présentés dans cette section. On s’attardera particulièrement sur les modèles dits LEM, dont un exemple est présenté dans le chapitre 2, et dont des simulations haute résolution sont utilisées dans les chapitres 3 et 4. La figure 1.2 représente schématiquement ces modèles en fonction de leurs complexités et résolutions.

DNS

Les DNS, ou *Direct Numerical Simulations* sont les modèles de simulation numérique résolvant les équations de Navier-Stokes à l’échelle la plus fine, en allant jusqu’à l’échelle de Kolmogorov pour résoudre la turbulence (environ 1mm dans le cas de turbulences de l’air dans des conditions thermodynamiques usuelles). Cette précision a un coût calculatoire très important et ne permet pas de modéliser des domaines plus grands que quelques mètres. Dans le cadre de la dynamique des fluides atmosphériques, ces modèles peuvent être utilisés pour simuler par exemple le mélange turbulent dans les nuages ou les structures turbulentes sur les bords de nuages de couche limite (Mellado et al., 2010; Abma et al., 2013; Kumar et al., 2017).

LEM

Les LEM, ou *Large Eddy Models*, sont des modèles intermédiaires simulant seulement une partie de la turbulence, et permettent de représenter des domaines plus grands. Dans ces modèles, seuls les tourbillons les plus grands sont résolus, avec comme critère que ces tourbillons soient associés à au moins 80% de l’énergie cinétique turbulente présente dans le domaine simulé. Le reste de la turbulence est représentée par des paramétrisations sous-maille utilisant l’équation de l’énergie cinétique turbulente, et les tourbillons d’échelle inférieure à la maille sont souvent considérés comme homogènes et isotropes. Développés en premier par Deardorff et al. (1970), les premiers LEM atmosphériques ont ensuite été enrichis (Sommeria, 1976; Sommeria and Deardorff, 1977) de paramétrisations sous-mailles de changements de phase et de représentation de l’eau nuageuse pour simuler la couche limite nuageuse. Dans les simulations (LES) effectuées avec ces modèles, d’autres phénomènes physiques sous-mailles sont aussi paramétrisés, comme la microphysique (représentation des gouttelettes et des cristaux de glace par exemple). Depuis peu, de nouvelles méthodes ont été développées pour prendre en compte le rayonnement et des effets 3D des nuages dans les LEM (Wissmeier et al., 2013; Jakub and Mayer, 2015; Klinger and Mayer, 2016).

L’augmentation des capacités informatiques de calculs permet aujourd’hui d’obtenir des simulations LES sur des domaines conséquents (de quelques kilomètres à quelques centaines de kilomètres) avec des résolutions spatio-temporelles élevées ($dx \approx 10\text{-}100\text{ m}$ et $dt=1\text{ s}$). Certains centres de recherche ont pour but de simuler intégralement l’atmosphère terrestre aux échelles d’un LEM, afin de pouvoir “observer” à haute résolution des phénomènes tels que l’organisation méso-échelle de la convection profonde tout en prenant en compte l’impact de l’échelle globale. Aujourd’hui, les LEM sont souvent utilisés pour représenter précisément des processus atmosphériques, et développer, évaluer et calibrer des paramétrisations (Guichard and Couvreur, 2017) qui pourront être utilisées dans des modèles à des échelles plus grandes, notamment des modèles globaux. C’est la raison pour laquelle ces simulations seront particulièrement utilisées dans cette thèse,

s'agissant des seules simulations avec une résolution suffisante pour résoudre la géométrie des cumulus de couche limite. Le modèle utilisé ainsi que les simulations étudiées sont présentés plus en détails dans la chapitre 2.

CRM

Les CRM, ou *Cloud Resolving Models* sont des modèles numériques utilisés pour simuler des domaines plus grands que les LEM. Ils ne résolvent aucune échelle de la turbulence mais ont été développés pour résoudre et étudier les structures de la convection profonde (avec une résolution de l'ordre du km). Ils sont couramment utilisés pour simuler des échelles comme celle de l'organisation méso-échelle de la convection profonde (100-1000 km). Leur résolution est assez fine pour résoudre la géométrie des nuages dans le cas de systèmes nuageux suffisamment grands comme les nuages de convection profonde. Depuis une quinzaine d'années, des CRM globaux (GCRM) sont utilisés pour simuler globalement le climat terrestre à une échelle kilométrique (Tomita and Satoh, 2004; Satoh et al., 2019). Un résumé détaillé du développement des CRM et des LEM a été réalisé par Guichard and Couvreux (2017).

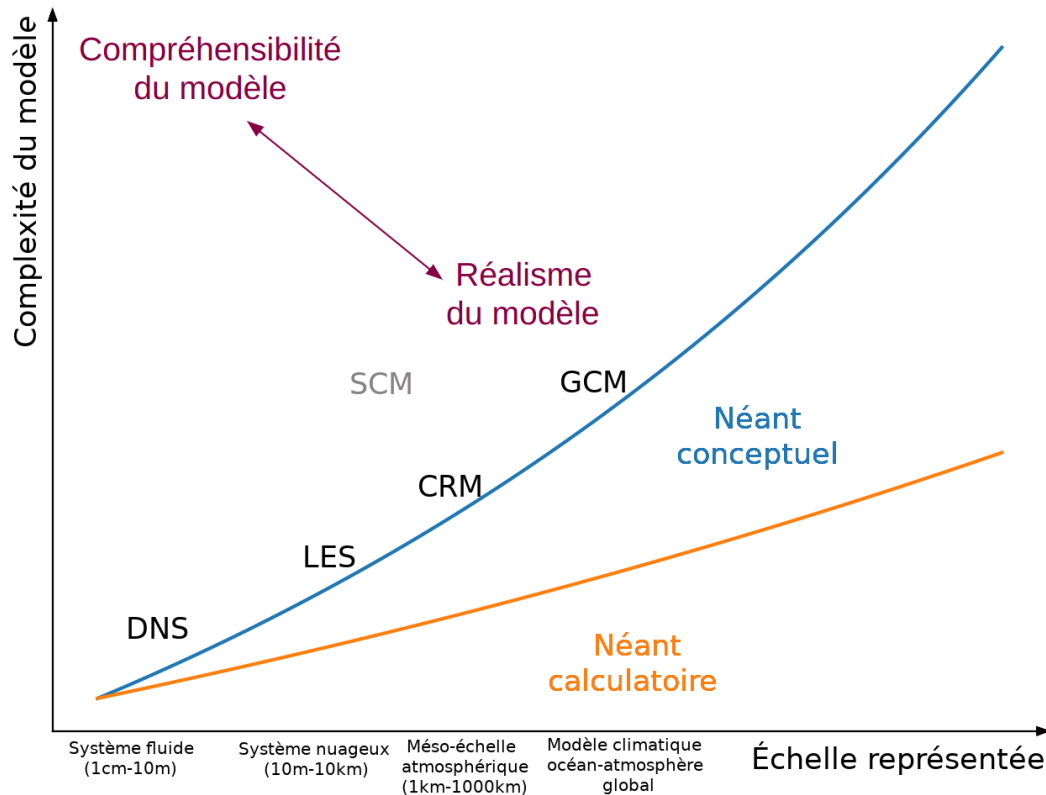


FIGURE 1.2 – Compléxités et échelles représentées par certains modèles numériques utilisés en physique du climat et météorologie. Les modèles les plus complexes sont les modèles résolvant le plus d'équations/paramétrisations. Les modèles près de la ligne bleue sont les modèles les plus réalistes aujourd'hui pour représenter l'échelle correspondante. La limite en orange correspond à un manque de capacités de calculs pour utiliser ces modèles sur des échelles plus grandes, et ne limite aujourd'hui que les DNS, qui représente déjà des processus très petits, mais avec un coût numérique important. La zone entre la ligne bleue et la ligne orange, appelée néant conceptuel, correspond au fait que des nouveaux concepts peuvent encore être développés pour permettre aux modèles existants de prendre en compte des phénomènes plus complexes et à des échelles plus importantes. Figure adaptée de [Bony et al. \(2013\)](#).

GCM

Les GCM, (historiquement *General Circulation Model*, aujourd'hui *Global Climate Models* est également utilisé), sont des modèles de représentation et de simulation du climat terrestre. Le terme est souvent utilisé pour faire référence aux modèles atmosphériques globaux, mais également aux modèles globaux couplés, qui utilisent conjointement un modèle atmosphérique, océanique, de glace de mer, et un modèle simulant les surfaces terrestres, pour simuler l'évolution du climat. Ce terme sera ici utilisé pour faire référence aux modèles atmosphériques globaux. Ces modèles sont utilisés globalement à des résolutions de l'ordre de $dx = 100$ km horizontalement et $dz = 20-1000$ m verticalement, sur des temps climatiques (de quelques mois à plusieurs centaines d'années). De part la taille des domaines et les résolutions utilisées, de nombreux phénomènes sont représentés par des paramétrisations sous-mailles. Cet aspect est essentiel dans la description des GCM : la séparation entre deux mondes, celui de la dynamique 3D, et celui des paramétrisations, fondamentalement 1D, qui supposent qu'une colonne atmosphérique verticale de GCM peut être considérée comme homogène statistiquement sur l'horizontale. Quelques exemples de ces paramétrisations sont la turbulence sous-maille, le développement des thermiques dans la couche limite, l'évolution de distributions de poches froides associées aux cumulonimbus de convection profonde, ou encore la représentation des aérosols émis dans l'atmosphère par les volcans ou venant des déserts.

De très nombreux processus sont donc modélisés de manière simplifiée dans les GCM, rendant leurs interdépendances parfois difficiles à interpréter, surtout au vu du nombre important de paramètres pris en compte. Ces paramètres, utilisés dans les paramétrisations sont souvent mal contraints par les observations, et le tuning des modèles consiste alors à estimer ces paramètres afin de réduire l'écart entre les résultats des modèles et des observations, sur des métriques spécifiques. Ce processus de tuning permet alors de contraindre certaines grandeurs, notamment l'équilibre radiatif en surface et au sommet de l'atmosphère. Des paramètres très souvent optimisés par le tuning sont des paramètres liés à la convection, aux propriétés d'albedo de la surface, et les propriétés des nuages (Hourdin et al., 2017).

De nombreux travaux de comparaisons des résultats de GCM avec des observations ou d'intercomparaisons entre GCM permettent néanmoins d'améliorer la confiance dans les modèles et de quantifier les incertitudes inhérentes à ces simulations. Ces travaux, réalisés notamment dans le cadre du projet international CMIP (*Coupled Model Intercomparison Project*) contribuent fortement aux rapports du GIEC présentant l'état actuel des connaissances sur le réchauffement climatique. Les GCM sont l'outil de simulation actuel permettant le mieux de simuler le climat sur des temps longs (100 à 1000 ans), et sont une des ressources principales pour explorer différents scénarios de réchauffement. Cette utilisation des GCM en fait un outil fondamental dans la recherche sur le climat et des efforts très importants sont engagés à travers le monde pour les améliorer, et comme nous allons le voir, notamment dans la représentation des nuages. Dans la section suivante le GCM du Laboratoire de Météorologie Dynamique, LMDZ, est présenté très succinctement, ainsi qu'une de ses paramétrisations correspondant à l'eau liquide nuageuse, qui a un rapport direct avec le travail réalisé lors de cette thèse.

SCM

Les SCM, ou *Single Column Model*, sont des modèles 1D correspondant à une unique colonne d'un GCM atmosphérique. Ces modèles permettent de simuler sur toute la hauteur de l'atmosphère des processus 1D, avec des conditions aux limites imposées, donc sans interaction avec le reste du globe, pour un coût de calcul plus faible. Ils sont utiles pour comprendre le comportement de la physique sous-maille en l'absence de rétroactions impliquant la circulation à grande échelle. Ils peuvent

par exemple être utilisés pour évaluer des paramétrisations 1D utilisées dans les GCM (codes de transfert radiatifs 1D par exemple), ou pour aider à les développer dans un cadre simplifié. Depuis 30 ans, l'utilisation conjointe de LEM et SCM permet le développement de nouvelles paramétrisations dans les SCM et GCM, basées sur l'analyse des LES. Cette articulation représente également un cadre pour tester les SCM, calibrer et évaluer les paramétrisations.

1.2.2 LMDZ et un exemple de paramétrisation

LMDZ (Hourdin et al., 2020) est le modèle atmosphérique développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique, et la composante atmosphérique du modèle couplé de l'IPSL. Le Z (pour Zoom) fait référence à sa capacité de raffinement régional de la grille spatiale. Il s'agit d'un code numérique calculant à la fois l'évolution des variables météorologiques et le transport de constituant dans l'atmosphère (aérosols, isotopes de l'eau, polluants...). Il utilise une grille latitude-longitude (typiquement $1.25^\circ \times 1.875^\circ$) sur une grille verticale de 79 niveaux avec une résolution verticale variable. Les équations de la physique et de la dynamique des fluides sont résolues avec les différences finies et les volumes finis comme schémas numériques principaux.

Il intègre dans l'espace et le temps une version simplifiée des équations de Navier-Stokes. Les variables prognostiques du cœur dynamique sont les deux composantes du vent horizontal, la pression de surface, les fractions de mélange des phases condensées de l'eau et la température potentielle. Dans chaque colonne du modèle sont appliquées de nombreuses paramétrisations représentant des processus physiques sous-mailles qui servent de termes sources pour la dynamique.

Si les développements réalisés au cours de cette thèse n'ont pas pour but direct d'être des paramétrisations de GCM, ils y contribuent par un travail amont et utilisent des notions tirées directement de modèles atmosphériques globaux et de certaines de leurs paramétrisations. Dans cette section est présenté le principe des schémas de nuage sous-maille utilisés dans les GCM et plus particulièrement dans LMDZ, afin de fournir un exemple de paramétrisation physique utilisée pour décrire les processus sous-maille, mais surtout parce que ces schémas de nuage sont en lien direct avec la notion de recouvrement vertical des nuages, comme nous le verrons plus tard. La quantité d'eau nuageuse et le volume occupé par les nuages dans une maille ne sont en effet pas des variables prognostiques de la dynamique, et doivent donc être paramétrisés. Les paramétrisations sous-maille de schémas de nuage occupent cette fonction.

Les schémas de nuage :

Les schémas de nuage utilisés par les GCM (mais aussi par d'autres modèles, dont les modèles de prévisions météo) ont pour but, à partir des valeurs données par le modèle comme l'humidité spécifique d'eau totale q_T , de calculer les différentes grandeurs physiques décrivant les nuages. Deux grandeurs essentielles sont la quantité d'eau condensée sous forme liquide q_l , dans les conditions (P, T) de la maille, et la fraction de la maille CF dans laquelle cette eau est condensée. Les schémas dits "tout ou rien" considèrent que si q_T de la maille est supérieure à l'humidité spécifique à saturation $q_{sat}(T, P)$, alors toute la maille est nuageuse ($C_v = 1$, où C_v est la fraction volumique occupée par le nuage dans la maille) et toute la quantité d'eau au dessus de la quantité à saturation est condensée, $q_l = q_T - q_{sat}$. Ces schémas "tout ou rien" ont dans un premier temps été utilisés par des modèles à aire limitée et haute résolution comme des LEM, quand les premiers modèles globaux de simulation du climat ont eux utilisé des profils de fractions nuageuses imposées. L'étape suivante dans le développement des schémas de nuage a été de considérer que l'humidité spécifique q_T présentait au sein de la maille une distribution statistique autour d'une valeur moyenne $\overline{q_T}$, et que seule la partie de cette distribution au dessus de $q_{sat}(T, P)$ était condensée. Le choix d'une distribution permet donc, moyennant le calcul prognostique ou diagnostique de ses moments, de

calculer la quantité d'eau liquide au sein de la maille, ainsi que la fraction volumique occupée par cette eau liquide dans la maille. Cette approche a permis des améliorations importantes dans la représentation des nuages sous maille (Le Treut and Li, 1991; Wood and Field, 2000; Bony and Emanuel, 2001). Pourtant, la pression de vapeur saturante locale dépendant fortement des variations de la température, les perturbations de la vapeur d'eau peuvent être corrélées aux perturbations de la température. Pour prendre en compte ces corrélations au premier ordre, certains schémas paramétrisent la distribution sous-maille non pas de l'eau totale, mais du déficit à la saturation s , défini par $q_l = Q_c + s$, où Q_c représente la quantité d'eau liquide dans les conditions moyennes de la maille. Quand une partie de la vapeur d'eau condense, la température est modifiée à cause de la chaleur latente de changement d'état. Les schémas en déficit à la saturation permettent de coupler le changement d'état et le changement de température :

$$\begin{cases} Q_c = a_L (\bar{q}_T - q_{sat}(\bar{T}_L, \bar{P})) \\ T_L = T - \frac{L}{c_p} q_l \\ a_L = \left(1 + \left(\frac{\partial q_{sat}}{\partial T} \right)_{|P} \times \frac{L}{c_p} \right)^{-1} \end{cases} \quad (1.1)$$

où L est la chaleur latente de condensation et c_p la capacité calorifique spécifique de l'air à pression constante. T_L représente la température de la phase liquide condensée et a_L est un coefficient sans dimension permettant de prendre en compte les changements de $q_{sat}(T, P)$ liés à l'apport d'énergie par condensation de q_l . Si on suppose connue la distribution statistique G du déficit à la saturation s , on peut calculer la fraction volumique nuageuse occupée par l'eau liquide et la quantité d'eau liquide condensée comme ses moments respectifs d'ordre 1 et 2 :

$$\begin{cases} C = \int_{s=-Q_c}^{\infty} G(s) ds \\ \bar{q}_l = \int_{s=-Q_c}^{\infty} q_l(s) G(s) ds = \int_{s=-Q_c}^{\infty} (Q_c + s) G(s) ds \end{cases} \quad (1.2)$$

Cette formulation permet de prendre en compte les variations de $q_{sat}(T, P)$ avec la température, et nécessite de la même manière d'avoir accès à une distribution statistique de s , que ce soit de manière statistique ou prognostique. Tompkins (2002) propose une distribution bêta avec comme variables prognostiques utilisées pour calculer les facteurs de forme de la distribution, la variance et le facteur d'asymétrie de l'humidité spécifique. Ces deux variables sont calculées avec des paramétrisations prenant notamment en compte la subsidence liée à la convection profonde, la turbulence verticale de couche limite, le cisaillement horizontal du vent ainsi que des processus microphysiques. Jam et al. (2013) proposent une distribution bi-gaussienne pour représenter la distribution de s créée par la convection de couche limite. Un des modes de la bi-gaussienne prend en compte les ascendances thermiques et l'autre mode, l'environnement subsident. Un résumé plus complet de ces différentes paramétrisations dans LMDZ est fait par Madeleine et al. (2020). Cet exemple de paramétrisation de l'eau nuageuse permet en partie de comprendre comment est calculée la quantité d'eau liquide ou solide dans les modèles de climat. Dans ces modèles c'est à partir de cette donnée que des interactions entre les nuages et le reste de l'atmosphère sont calculées, notamment le rayonnement.

Après avoir présenté ici les principaux types de modèles numériques utilisés aujourd'hui dans la recherche en physique atmosphérique, intéressons nous maintenant aux objets dont la modélisation occupe la plus grande partie de cette thèse : les nuages. Nous présentons dans la partie suivante l'importance des nuages dans l'atmosphère et certains aspects de leur modélisation.

1.3 Les nuages dans le climat

1.3.1 Omniprésents et complexes

Un nuage est défini comme une masse de particules d'eau (liquides ou solides) en suspension dans l'atmosphère. Une définition simple pour un objet qui est loin de l'être, et les nuages sont aussi importants pour le climat qu'ils sont difficiles à modéliser. Ils sont en effet présents **partout** dans l'atmosphère terrestre, à **toutes les altitudes**, à **différentes échelles**, **interagissent** de manières multiples avec le reste de l'atmosphère, la surface et les océans, peuvent être liquides, solides ou de phase mixte, et sont complexes géométriquement.

- **Les nuages sont partout** : ils sont présents en moyenne à toutes les latitudes et toutes les longitudes dans l'atmosphère terrestre. La climatologie nuageuse d' [Hahn and Warren \(2007\)](#), basée sur plusieurs décennies d'observations des nuages sur tout le globe, montre qu'en moyenne aucune latitude ne présente de couverture nuageuse (la fraction de la surface couverte par des nuages quand cette surface est regardée depuis le sommet de l'atmosphère) inférieure à 45%. Les seules régions du globe présentant une couverture nuageuse inférieure à 20% sont des zones désertiques.
- **À toutes les altitudes** : des stratocumulus et brouillards présents dans les basses couches de l'atmosphère aux cirrus de glace présents dans les couches supérieures de la troposphère (5 km à 15 km), différents types de nuages sont présents à différentes altitudes, et sont classés comme nuages bas, hauts, ou de moyenne altitude (voir la classification nuageuse de Luke Howard de la figure 1.3). Les nimbostratus se développent verticalement jusqu'aux altitudes des nuages d'altitude moyenne dont ils font partie, même si leur base se développe au niveau des nuages bas. Les cumulonimbus, bien que leurs sommets puissent dépasser la tropopause, sont classifiés comme nuages bas car leur base est bien définie au niveau de la couche limite, mais peuvent atteindre le sommet de la troposphère.
- **Différentes échelles** : l'extension verticale et horizontale des nuages et des systèmes nuageux varient selon plusieurs ordres de grandeurs : les cumulus de couche limite peuvent mesurer quelques centaines de mètres horizontalement, pour une hauteur d'environ 1 km, alors que les cumulonimbus issus de la convection profonde s'étendent sur 10 à 15 km verticalement. L'organisation méso-échelle crée également des systèmes nuageux corrélés d'extension horizontale de plusieurs centaines de kilomètres, comme par exemples les fronts ou les bancs de stratocumulus sur les océans.
- **Différentes interactions** : les nuages ont de très nombreux impacts sur l'évolution de l'atmosphère et plus globalement du climat : interaction avec la circulation atmosphérique par l'échange de flux de chaleur, d'humidité ou de moment cinétique, interaction avec les précipitations et les aérosols atmosphériques, et impacts sur le transfert radiatif dans l'atmosphère, impactant les profils verticaux de taux de chauffage.

La grande diversité d'échelles et de processus à comprendre et à modéliser pour prendre en compte les nuages et leurs effets sur le climat en fait un objet d'étude particulier.

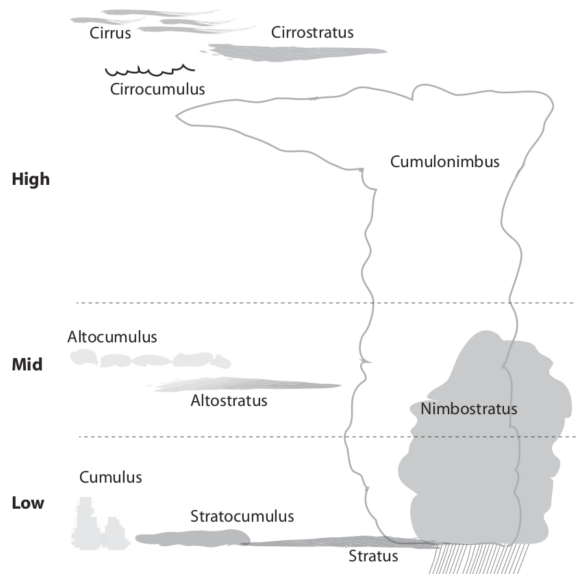


FIGURE 1.3 – Classification nuageuse de Luke Howard. Figure issue de Siebesma et al. (2020).

Les phénomènes atmosphériques sont ceux dont l'impact est le plus important pour estimer le réchauffement induit par un doublement du CO_2 par les modèles couplés atmosphère-océan-surface (Williams et al., 2001; Meehl et al., 2004). Parmi ces phénomènes atmosphériques, les nuages sont la principale cause de la dispersion inter-modèle pour la sensibilité climatique (Bony et al., 2006; Dufresne and Bony, 2008; Stevens and Bony, 2013). Par ailleurs, les modèles sous-estiment les variations inter-annuelles de l'albedo nuageux - défini comme la fraction de flux radiatif réfléchi par les nuages - (Bony and Dufresne, 2005), et plus globalement la façon dont les nuages évoluent quand le climat se réchauffe, ce qui nécessite encore des progrès dans la compréhension des phénomènes eux-mêmes et dans leur prise en compte par les modèles.

1.3.2 Observer les nuages

Une grande partie des connaissances actuelles concernant les nuages et leur rôle dans le climat provient d'observations réalisées depuis les années 1980. Parmi de nombreuses sources d'observations, les missions satellites ont particulièrement amélioré les informations sur la distribution globale des nuages dans l'atmosphère : la première d'entre elles fut l'International Satellite Cloud Climatology Program (ICSSP, 1983-2010, Rossow and Schiffer (1999)). Basée sur l'observation de l'atmosphère terrestre par des satellites météorologiques, à la fois dans le visible et l'infrarouge, elle a permis d'obtenir une grande quantité de données sur la distribution des nuages et leurs propriétés (notamment l'épaisseur optique et la pression au sommet des nuages, avec leurs variations journalières, saisonnières et interannuelles), ainsi que sur le cycle de l'eau. Le projet Earth Radiation Budget Experiment (ERBE, 1984-2005, Barkstrom (1984)) a mesuré les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère et calculé ceux à la surface pour mieux comprendre le bilan radiatif de la Terre. Depuis la fin de cette mission, c'est le projet Clouds and Earth's Radiant Energy System qui a pris le relai de ces mesures (CERES, Wielicki et al. (1996)).

Depuis 2006, la constellation de satellites A-Train (voir la figure 1.4) permet d'obtenir des données plus précises encore sur la distribution des nuages et leurs propriétés. Les satellites CloudSat (Stephens et al., 2002) et CALIPSO (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations*, Winker et al. (2010)) sont particulièrement appréciés de la communauté de physiciens étudiant les nuages pour la qualité des données fournies. Les instruments de mesures actifs des deux

satellites (radar pour CloudSat et lidar pour CALIPSO, premiers instruments de télédétection actifs à être embarqués à bord d'un satellite) permettent en effet des mesures précises des propriétés nuageuses sur la verticale de l'atmosphère, avec une résolution plus haute que les données précédentes ($dz= 480$ m pour CloudSat, $dz= 30$ m pour CALIPSO). Ces données ont permis de quantifier plus précisément le recouvrement nuageux vertical (voir chapitre suivant) ainsi que la distribution spatiale des gouttelettes nuageuses fines et améliorer notre compréhension des nuages de particules de glaces.

La future mission EarthCARE (*Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer*, lancement prévu en 2024, [Illingworth et al. \(2015\)](#)) promet des mesures encore plus précises des propriétés nuageuses (radar avec une résolution verticale $dz= 100$ m et horizontale de 500 m, lidar avec une résolution verticale de $dz= 100$ m en dessous de 20 km), des aérosols atmosphériques, et des flux au sommet de l'atmosphère, pour mieux contraindre le bilan radiatif terrestre.

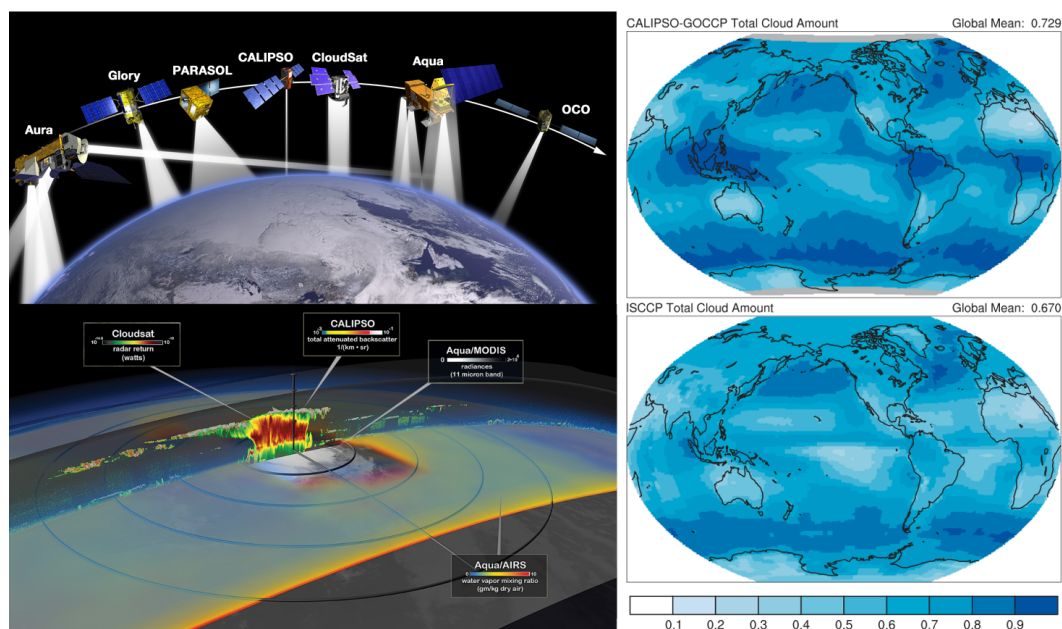


FIGURE 1.4 – Les satellites de l'A-Train et différentes grandeurs mesurées (gauche). Couvertures nuageuses mesurées par CALIPSO (droite, carte du haut) et l'ISCCP (droite, carte du bas). Représentations de l'A-Train issue de <https://atrain.nasa.gov/>, climatologie de la quantité de nuage issue de [Siebesma et al. \(2020\)](#)

De nombreuses campagnes d'observations - ponctuelles ou pérennes dans le temps, depuis le sol, les océans ou dans les airs - fournissent également de grandes quantités de données sur les nuages et leur rôle dans le climat. Si ces campagnes sont en général restreintes à des domaines géographiques forcément plus réduits que les missions satellites, elle permettent souvent une compréhension plus poussée de phénomènes climatiques et météorologiques particuliers. On pourra citer les nombreux sites de mesures du programme ARM (*Atmospheric Radiation Measurement*, [Turner and Ellingson \(2016\)](#)) permettant des observations (souvent basées en surface) des propriétés des nuages à différents points du globe, sur des temps de plusieurs mois ou années. La campagne EUREC⁴A (*Elucidating the Role of Clouds-Circulation Coupling in Climate*, [Bony et al. \(2017\)](#)) permet grâce à des mesures aéroportées, des ballons sondes et des observations faites depuis des bateaux équipés, d'approfondir la compréhension de l'organisation méso-échelle des structures nuageuses et la structure des nuages bas dans la région des alizés.

1.3.3 Importance des interactions nuage-rayonnement

L'importance des nuages dans les processus radiatifs de l'atmosphère est comprise depuis longtemps. Les nuages réfléchissent en effet une partie du flux solaire, tout en augmentant l'effet de serre en émettant vers l'espace un rayonnement infrarouge plus faible que le flux montant qu'ils absorbent, impactant ainsi le bilan d'énergie radiative de la planète. Le premier modèle de climat développé par [Arrhenius \(1896\)](#) pour comprendre l'effet de la vapeur d'eau et du CO_2 atmosphérique dans l'effet de serre comprenait déjà une couche nuageuse (couche unique dont la couverture était considérée comme constante avec une valeur globale de 50% et un albedo constant de 0.5) pour prendre en compte l'effet global des nuages. Le modèle plus complet de [Manabe and Wetherald \(1967\)](#), comprenant trois couches nuageuses (nuages bas, intermédiaires et hauts), a permis de différencier, par leur impact sur les températures de surface, les nuages bas (effet refroidissant grâce à leur albedo dans le visible) des nuages hauts (effet chauffant dans l'infrarouge car absorbent une partie du flux émis par le sol tout en émettant à une température plus faible). [Schneider \(1972\)](#) a conceptualisé ce qui deviendra plus tard le Cloud Radiative Effect (CRE) en calculant la différence entre des profils de flux radiatifs avec et sans nuages. Cela lui permet d'affirmer la nécessité de prendre en compte une plus grande complexité des propriétés des nuages (couvertures nuageuses, effets dans le visible (SW, *shortwave*) et effets infrarouge (LW, *longwave*), altitudes de base des nuages, distribution de tailles) pour comprendre leurs effets sur les températures de surface. [Ramanathan et al. \(1989\)](#) prouvent l'effet globalement refroidissant des nuages : contrairement à ce qui était jusqu'alors supposé, les effets radiatifs des nuages dans le visible et l'infrarouge ne se compensent pas. Les nuages ont un effet refroidissant dans le visible (de 44 W m^{-2} globalement par effet d'albedo) mais un effet rechauffant plus faible dans l'infrarouge (32 W m^{-2}). De plus [Ramanathan et al. \(1989\)](#) montrent qu'un changement de température de surface peut modifier ce rapport de flux.

L'effet radiatif des nuages est donc un phénomène important à modéliser pour estimer le bilan radiatif terrestre et déterminer l'évolution des températures de surface. De plus, la connaissance des flux radiatifs au sommet de l'atmosphère et à la surface n'est pas suffisante pour déterminer l'effet des nuages sur la redistribution de l'énergie radiative dans l'atmosphère : les profils verticaux de taux de chauffage sur toute la colonne atmosphérique ainsi que la distribution horizontale des flux en surface influent sur la circulation atmosphérique, les gradients horizontaux de pression, et jouent un rôle sur les précipitations par exemple.

Malgré l'importance des nuages pour le climat, la modélisation de ceux-ci et de leur impact radiatif dans les GCM reste toujours la cause principale de dispersion dans les simulations de changement climatique effectuées avec des modèles différents, comme mentionné plus haut. Un exemple de l'incertitude causée par les propriétés nuageuses est le biais dit "too few too bright". De nombreux modèles simulent en effet une couverture nuageuses trop faible ("too few"), et un albedo trop élevé pour ces nuages, qui apparaissent donc trop brillant par rapport aux observations ("too bright"). La figure 1.5 montre ce biais dans les résultats de plusieurs modèles, pour la couverture globale de nuages et plus spécifiquement pour les nuages bas. Si les nuages sont si importants dans le bilan radiatif terrestre et plus généralement dans leur interaction avec le reste du climat, quels sont les obstacles à dépasser pour permettre une meilleure compréhension de leurs propriétés, notamment radiatives ? Après quelques rappels de transfert radiatif dans la section 1.4, la section 1.5 se concentre plus en détail sur l'effet radiatif des nuages et la façon dont il est modélisé dans les GCM, ainsi que les initiatives récentes visant à améliorer sa représentation dans les modèles.

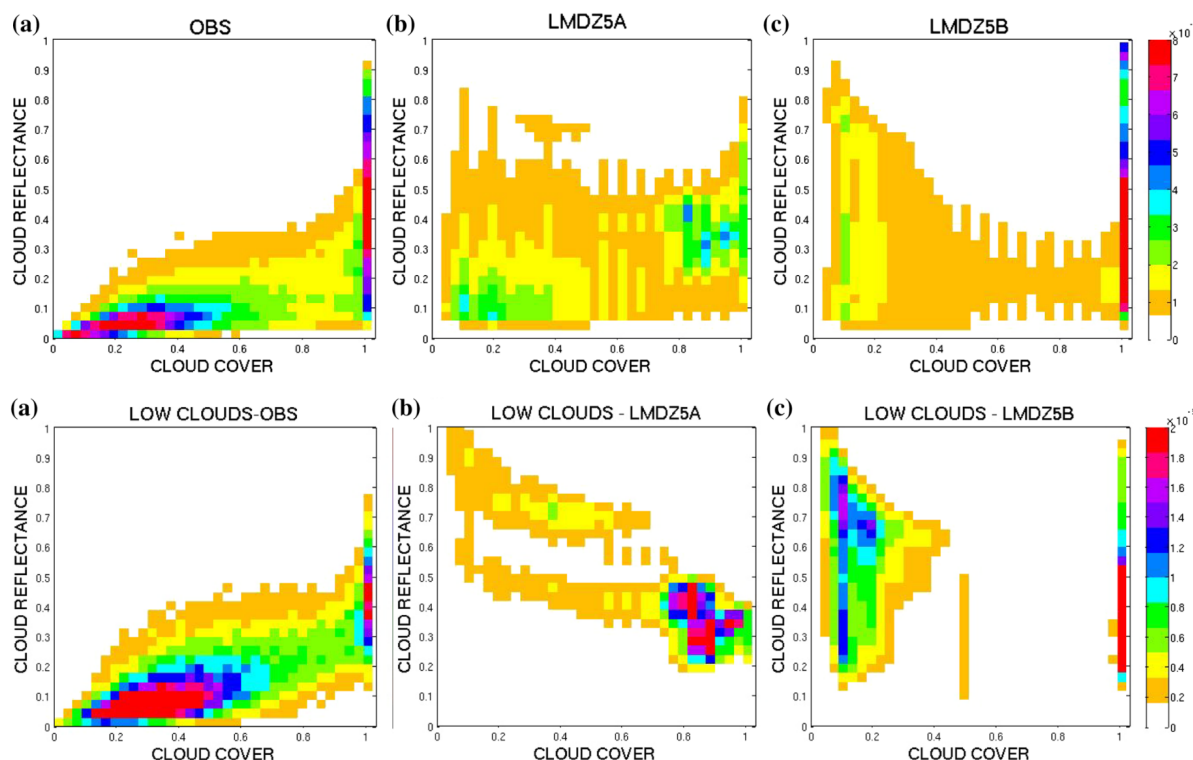


FIGURE 1.5 – Le biais “too few too bright” présent dans différents GCM. La rangée du haut montre ce biais globalement et celle du bas le montre en particulier pour les nuages bas. Pour chaque graphique, l’ordonnée représente la réflectivité des nuages et l’abscisse la couverture nuageuse. Le graphique correspondant aux observations (à gauche) montre une présence plus grande de nuages ayant une faible couverture totale et une grande réflectivité que pour les modèles (au milieu pour LMDZ5A, à droite pour MDZ5B). Les données sont des valeurs instantannées. Figure issue de [Konsta et al. \(2022\)](#).

1.3.4 Organisation collective sur la modélisation des nuages et des rétroactions nuageuses

Depuis les années 1990, et conjointement à l’essor des missions et campagnes d’observations de l’atmosphère et des nuages, un important effort d’organisation collective autour de l’amélioration de la modélisation des nuages dans le climat a eu lieu au sein de la communauté internationale de la physique du climat. Ces initiatives avaient et ont pour but d’identifier les lacunes des modèles, y proposer des solutions et de nouveaux systèmes d’observations, tout en optimisant l’utilisation de la masse grandissante de données d’observations existantes, et en définissant des standards communs pour permettre la comparaison des différents travaux de la communauté.

On citera notamment GEWEX : *Global Energy and Water Exchanges*. Créé en 1990, ce projet se “concentre” sur les cycles de l’eau et de l’énergie dans le système terrestre dans un sens très large : précipitations, nuages, vapeur d’eau, interactions surface-rayonnement pour ne citer qu’eux, tout en créant des liens entre la communauté climat/météo et des agences nationales météorologiques et hydrologiques, par exemple pour mieux prédire la variabilité des précipitations et l’évolution des ressources d’eau douce. De GEWEX dépend l’ensemble des projets et groupes de travail GASS (*Global Atmospheric System Studies Panel*) dont les différents axes de travail incluent plus spécifiquement les nuages et leurs interactions, par exemple un groupe de travail sur l’inter-comparaison de modèles de Cirrus, un groupe de travail d’intercomparaison des codes radiatifs des GCM (avec la mise en place d’expériences numériques $CO_2 \times 4$ par exemple), ou encore le *Boundary*

Layer Cloud Working Group (BLCWG) sur l'amélioration des paramétrisations de couches limites via la comparaison d'observations avec des LES et SCM, par exemple pour étudier les transitions Cumulus-Stratocumulus-Cumulus. Ce travail a par exemple permis la définition d'un cadre de travail précis permettant le développement de cas d'études centrés autour de questions délimitées, pour améliorer des paramétrisations et aussi pour comparer des LES ou des SCM entre eux (Randall et al., 2003).

Le groupe CFMIP (*Cloud Feedback Model Intercomparison Project*) s'intéresse comme son nom l'indique aux rétroactions nuageuses dans les modèles de climat. Créé en 2003, c'est un des contributeurs de CMIP (*Climate Model Intercomparison Project*) dont les rapports constituent une des bases scientifiques des rapports du GIEC concernant l'état actuel de la recherche sur le changement climatique (Webb et al., 2017). CFMIP permet un travail en commun sur l'évaluation des nuages et des précipitations dans le climat, ainsi que sur la sensibilité des modèles climatiques. Les travaux qui en ont découlé ont notamment permis l'identification de l'importance des rétroactions des nuages bas dans la dispersion des modèles climatiques, ou la mise en place d'intercomparaison de modèles LES et SCM pour améliorer la représentation des nuages dans les modèles.

En France, le groupement de recherche DEPHY (<https://www.umr-cnrm.fr/dephy/>) structure la communauté française travaillant sur les processus atmosphériques et le développement de paramétrisations physiques. L'objectif de DEPHY est l'amélioration des modèles français de prévisions météorologiques et de projections climatiques. Il regroupe les communautés de l'observation, de la modélisation haute résolution, de la prévision du temps et du climat autour de l'amélioration des paramétrisations et implique différents modèles Français. Les trois axes principaux de recherche de DEPHY sont la turbulence et les couplages avec la surface, le transport et les interactions nuages-rayonnement.

Le travail de coordination de ces différents projets et groupes de travail, notamment la mise en place de standards pour la réalisation de simulations et la distribution des données de modèles, est un moteur crucial dans l'analyse des simulations et dans l'amélioration des modèles, en particulier pour l'interaction entre le climat et les nuages.

1.4 Le transfert radiatif

Afin d'introduire les effets radiatifs des nuages dans le climat, question centrale dans cette thèse, quelques rappels généraux sur le transfert radiatif sont faits dans cette section.

1.4.1 Quelques rappels

Le transfert radiatif s'intéresse au transport du rayonnement dans différents milieux, dans notre cas une atmosphère nuageuse. La grandeur qui nous intéresse principalement et sur laquelle se base l'équation du transfert radiatif est la **luminance** : il s'agit du flux surfacique spectral et directionnel d'énergie radiative. Notée $\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$, c'est la quantité d'énergie reçue par seconde à la position \mathbf{x} dans la direction $\boldsymbol{\omega}$, par une surface infinitésimale orthogonale à cette direction, dans un angle solide infinitésimal, et à la longueur d'onde λ pour une plage de longueurs d'ondes infinitésimale $d\lambda$.

L'atmosphère, en tant que milieu semi-transparent, peut interagir avec le rayonnement de différentes façons : absorber, émettre ou diffuser le rayonnement. Ces interactions peuvent être représentées par différents coefficients tels que :

$$k_\lambda = k_{s,\lambda} + k_{a,\lambda} \quad (1.3)$$

où $k_\lambda [m^{-1}]$ est le coefficient d'extinction total, $k_{s,\lambda}$ le coefficient de diffusion et $k_{a,\lambda}$ le coefficient d'absorption, chacun dépendant de la longueur d'onde λ . Dans la troposphère terrestre où la masse volumique est grande, on considérera que s'applique l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL), ayant pour conséquence l'égalité, pour toute espèce interagissant avec le rayonnement, entre le coefficient d'absorption $k_{a,\lambda}$ et celui d'émission $k_{e,\lambda}$.

Ces coefficients permettent d'exprimer la **Loi de Beer-Lambert** de la sorte : soit un rayonnement monochromatique représenté par la luminance \mathcal{L}_λ se propageant dans un milieu unidimensionnel (représenté par la coordonnée z) dans la direction des z croissants, milieu de coefficient d'extinction $k_\lambda(z)$. La luminance en z ayant traversé le milieu, en supposant une luminance $\mathcal{L}_\lambda(0)$ connue, est donnée par :

$$\mathcal{L}_\lambda(z) = \mathcal{L}_\lambda(0) \times \exp\left(-\int_0^z k_\lambda(l)dl\right) \quad (1.4)$$

où le terme $t(z) = \exp\left(-\int_0^z k_\lambda(l)dl\right)$ est la *transmittance*, et $\tau(z) = \int_0^z k_\lambda(l)dl$ est l'*épaisseur optique* du milieu.

L'équation régissant le transport de la luminance à la longueur d'onde λ et en mode stationnaire est l'Équation du Transfert Radiatif (ETR) :

$$(\boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\nabla})\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = -k_\lambda\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_{a,\lambda}\mathcal{L}_\lambda^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_{s,\lambda}(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi_\lambda(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}')d\boldsymbol{\omega}' \quad (1.5)$$

où $k_\lambda\mathcal{L}_\lambda^{eq}$ représente le terme volumique correspondant aux sources émettrices dans le milieu, et \mathcal{L}_λ^{eq} est l'émission d'équilibre de Planck en λ et à la température locale. Φ_λ est une fonction de phase permettant de déterminer la direction de diffusion d'un rayon dans le milieu. Φ_λ modélise la répartition angulaire de la luminance après une diffusion étant donnée sa direction incidente. Soit un angle d'incidence $\boldsymbol{\omega}$, la fonction $\Phi_\lambda(\boldsymbol{\omega}, \cdot)$ peut être vue comme la densité de probabilité normalisée sur l'ensemble des directions de diffusion, pour la variable aléatoire correspondant à la direction de diffusion $\boldsymbol{\omega}'$:

$$\forall \boldsymbol{\omega}, \quad \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')d\boldsymbol{\omega}' = 1 \quad (1.6)$$

L'équation du transfert radiatif peut s'écrire sous la forme intégrale suivante, qui sera notamment utilisée dans les chapitres suivants, pour un milieu semi-infini :

$$\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty \exp\left(-\int_0^l k_\lambda(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega}) ds\right) \left\{ k_{s,\lambda}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} \Phi_\lambda(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' + k_{a,\lambda}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})\mathcal{L}_\lambda^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \right\} dl \quad (1.7)$$

Pour résoudre cette équation et calculer le transport de l'énergie radiative dans un milieu, de nombreuses méthodes ont été développées. Le choix d'une de ces méthodes dépend fortement du cas étudié (solaire ou thermique, atmosphère nuageuse ou ciel clair, etc...), du but recherché (calcul d'un flux total, d'un profil vertical de taux de chauffage ou encore calcul 3D de la luminance dans un volume) et des contraintes (le calcul doit-il être rapide avec une faible utilisation de la mémoire vive car réalisé régulièrement au cours de simulations d'un GCM, ou au contraire cherche-t-on à réaliser un calcul de référence avec un coût numérique pouvant être plus élevé ?). Certaines des méthodes les plus utilisées sont présentées dans la section suivante.

1.4.2 Différentes méthodes de résolution de l'ETR

Différentes méthodes existent pour résoudre l'équation du transfert radiatif. Certains aspects de ces méthodes sont présentés dans cette section : en particulier comment peut être décrit un spectre de propriétés radiatives, et comment il peut ensuite être intégré.

Intégration spectrale

Les méthodes raie-par-raie

Les méthodes de transfert radiatif dites raie-par-raie ont pour but de faire une intégration spectrale aussi exacte que possible de l'ETR. Pour cela, les coefficients d'absorption doivent être calculés, pour chaque longueur d'onde, comme la somme de la contribution des différentes raies, pour chacun des gaz. Ainsi, le coefficient d'absorption d'une espèce s'écrit, à la longueur d'onde λ , en \mathbf{x} :

$$k_{a,\lambda}(\mathbf{x}) = n(\mathbf{x}) \times \sum_{i=1}^N S_i(\mathbf{x}) f_i(\lambda, \mathbf{x}) \quad (1.8)$$

où n est la concentration molaire de l'espèce, N le nombre de raies d'absorption considérées, $S_i(\mathbf{x})$ l'intensité de la raie i en \mathbf{x} et $f_i(\lambda, \mathbf{x})$ la valeur du profil de la raie i à la fréquence λ et en \mathbf{x} . Par exemple, les profils de raie dépendent de la température et de la température, des données thermodynamiques locales. Ces méthodes présentent une grande résolution spectrale, et permettent de réaliser des calculs de référence, en ciel clair notamment. Elles sont néanmoins coûteuses numériquement et peuvent être remplacées par des modèles dits de **k-distributions**.

Les méthodes en k-distributions

Les k-distributions (Lacis and Oinas, 1991) correspondent à une méthode d'intégration spectrale où l'intégration sur le domaine fréquentiel est remplacée par une intégration statistique sur les coefficients k eux-mêmes, à partir de leur distribution statistique. Cette intégration est souvent traitée par une méthode de quadrature. Le domaine fréquentiel d'intégration $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ est séparé en n sous-domaines $[\lambda_i, \lambda_{i+1}]$ appelés bandes étroites. Sur chacune de ces bandes la distribution statistique des coefficients k est calculée, et sa fonction de distribution cumulative est utilisée pour déterminer un nombre n_q de points de quadrature. Pour chaque point de quadrature q , sont retenus, pour chaque coefficient k , la valeur du coefficient k_q ainsi qu'un poids statistique associé w_q . Ainsi lorsque la valeur d'un coefficient doit être calculée lors de la résolution de l'ETR, si le calcul est fait à la longueur d'onde λ , une valeur de k est échantillonnée sur les points de quadrature correspondant à la bande étroite dans laquelle est λ . Cette méthode permet un gain de temps de calcul important par rapport aux méthodes raie-par-raie, mais pour une moindre précision dans l'intégration spectrale.

Intégration angulaire

Les méthodes à deux flux

Dans ces méthodes, la dimension angulaire de la luminance est simplifiée et sont seulement calculées les densités de flux radiatif montant et descendant échangés entre des couches atmosphériques voisines considérées comme infinies et homogènes. On ne considère pas la dépendance à l'angle azimutal, et la dépendance à l'angle zénithal est traitée de façon simplifiée selon une seule direction. Les équations différentielles couplées décrivant les flux montant et descendant sont (dans un cas monochromatique) :

$$\begin{cases} \frac{dF^\uparrow}{d\tau} = \gamma_1 F^\uparrow - \gamma_2 F^\downarrow - \gamma_3 \frac{k_s}{k} F_0 e^{-\tau/\mu_0} \\ \frac{dF^\downarrow}{d\tau} = \gamma_2 F^\uparrow - \gamma_1 F^\downarrow + (1 - \gamma_3) \frac{k_s}{k} F_0 e^{-\tau/\mu_0} \end{cases} \quad (1.9)$$

où $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ dépendent des propriétés optiques du milieu, de l'angle solaire, et décrivent les phénomènes de diffusions multiples. F_0 correspond au flux solaire reçu au sommet de l'atmosphère, μ_0 est l'angle solaire, et l'épaisseur optique τ est utilisée comme coordonnée verticale. Ces méthodes sont souvent utilisées dans les modèles climatiques globaux pour leur simplicité et faible coût de calcul. Elles permettent de calculer facilement les profils de taux de chauffage dans une colonne atmosphérique. Une étude plus complète peut être trouvée dans [Liou \(2002\)](#).

Méthode des ordonnées discrètes

Cette méthode consiste à remplacer l'équation du transfert radiatif par un système linéaire d'équations portant sur un nombre fini de directions de propagation. La direction $\boldsymbol{\omega}$ est discrétisée selon une base discrète de N directions $\boldsymbol{\omega}_i$, chacune des directions étant associée à un poids de quadrature w_i . L'équation du transfert radiatif peut alors être transformée en un système linéaire :

$$(\boldsymbol{\omega}_i \cdot \nabla) \mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}_i) = -k_\lambda \mathcal{L}_i(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}_i) + k_{a,\lambda} \mathcal{L}_\lambda^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}_i) + k_{s,\lambda}(\mathbf{x}) \sum_j w_j \Phi_\lambda(\boldsymbol{\omega}_i, \boldsymbol{\omega}_j) \mathcal{L}_j(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}_j) \quad (1.10)$$

Cet ensemble d'équations peut ensuite être résolu par des méthodes d'inversion de systèmes linéaires.

Les méthodes de Monte Carlo

Les méthodes de Monte Carlo mentionnées ici correspondent initialement à une méthode statistique permettant d'estimer une intégrale, et utilisée ici pour estimer la luminance d'après la formulation intégrale de l'ETR (Eq. 1.7). Ces méthodes sont historiquement associées à la vision probabiliste des phénomènes radiatifs de transport et de collision : elles simulent les trajectoires d'un nombre N de quanta d'énergie (des paquets de photons), chaque trajectoire étant construite comme une succession d'évènements aléatoires (déplacements en ligne droite de longueur aléatoire, collision étant aléatoirement une absorption ou une diffusion, changement aléatoire de direction...). La reformulation intégrale de l'équation du transfert radiatif leur permet notamment de tenir compte de multiples domaines d'intégration (spatial, spectral, et angulaire notamment). Ces méthodes ont une place centrale dans cette thèse et sont discutées plus en détails dans le chapitre suivant.

1.5 L'effet radiatif des nuages

L'impact des nuages sur la redistribution de l'énergie radiative dans l'atmosphère, et son impact sur le climat, a été présenté dans la section 1.3. Dans cette partie sont présentées les bases du transfert radiatif en milieu nuageux, leurs impacts sur le bilan radiatif terrestre et la façon dont le transfert radiatif est modélisé par différents modèles.

1.5.1 Transfert radiatif dans le solaire et l'infrarouge : 2 régimes distincts

Pour parler du transfert de lumière dans l'atmosphère et les nuages il nous faut d'abord parler des sources. Le Soleil, dont la température de surface est $T \approx 5800 \text{ K}$, émet dans l'UV, le visible et l'infrarouge proche. Le flux solaire reçu par la Terre au sommet de l'atmosphère est de 1361 W m^{-2} , dont environ 30% est réfléchi vers l'espace. La Terre, dont la température de surface moyenne est $T \approx 288 \text{ K}$, émet dans le proche infrarouge et surtout l'infrarouge thermique. L'équation du transfert radiative étant linéaire pour les flux, il est possible de la résoudre séparément sur ces deux domaines. Cette distinction permet de traiter le transfert radiatif pour les faibles longueurs d'ondes (SW) correspondant à l'émission solaire et le transfert radiatif pour les longueurs d'ondes longues (LW) correspondant à l'émission thermique séparément. Pour le domaine SW, on considère que la source est uniquement externe (le soleil) et directionnelle. Pour le domaine LW, la source est la surface de la planète ainsi que l'atmosphère, et est isotrope. Comme montré par la figure 1.6, la "fenêtre solaire" (ou domaine visible) correspond au domaine de longueurs d'ondes $[0.4; 0.8 \mu\text{m}]$ et contient 40% du flux solaire, tandis que la "fenêtre atmosphérique", qui contient une partie importante de l'énergie radiative du flux infrarouge terrestre, correspond au domaine de longueurs d'ondes $[8; 12 \mu\text{m}]$.

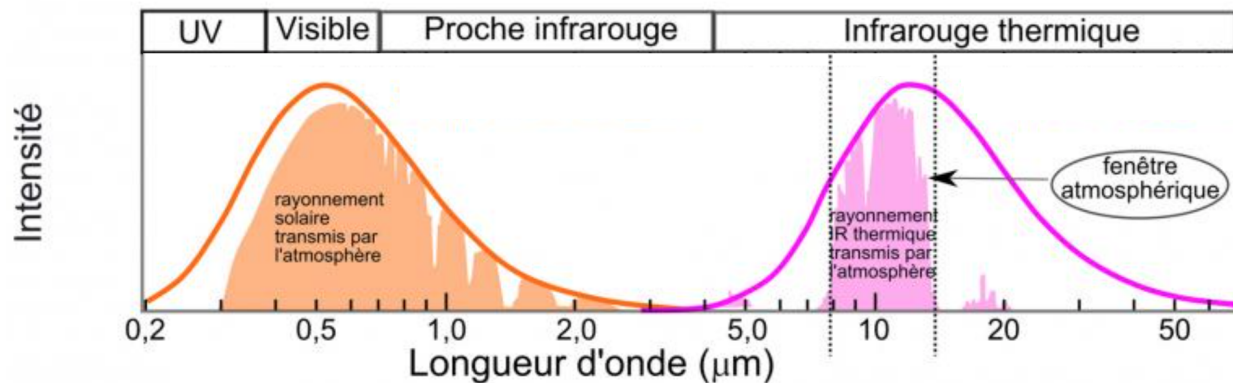


FIGURE 1.6 – Spectres d'émission du Soleil et de la Terre. Les deux domaines d'émissions sont quasiment disjoints.

Pour le SW, on a considéré que les émissions volumiques sont nulles et que la seule source est le Soleil. Pour ce domaine de longueurs d'onde, les nuages sont très diffusants et peu absorbants (avec une albedo de diffusion simple $k_s/k \approx 1$), raison pour laquelle ils apparaissent blancs dans le visible. Dans le SW, l'impact des nuages sur le transfert radiatif se fait sur une gamme d'épaisseurs optiques beaucoup plus grande que dans le LW.

Pour le LW, le volume atmosphérique et la surface terrestre sont les sources, on considère l'émission infrarouge de la surface comme isotrope. Contrairement au SW, l'absorption des nuages est beaucoup plus importante dans le LW (avec un albedo de diffusion simple $k_s/k \approx 0.5$). Dans la

fenêtre atmosphérique, les nuages sont l'élément atmosphérique le plus épais optiquement. Même des nuages très fins optiquement dans le SW sont en général très opaques dans le LW. Les différences d'épaisseurs optiques des nuages ont donc un impact relatif faible dans le LW. Les effets liés à l'absorption des nuages sont donc plus importants dans ce domaine de longueurs d'ondes.

Ces quelques remarques faites sur ces deux domaines de longueurs d'ondes peuvent déjà nous permettre de saisir l'impact des nuages sur le rayonnement dans les cas limites des **nuages optiquement épais** et des **nuages optiquement fins**. Pour cela, on se place dans le cas 1D monochromatique d'une surface infinie à la température T_s avec une émissivité ϵ_s , au dessus de laquelle se trouve un nuage infini de température T_c avec une émissivité ϵ_c . L'émissivité ϵ_λ d'un corps à la température T pour la longueur d'onde λ , mesure le rapport entre le rayonnement émis par ce corps et le rayonnement du corps noir modélisé par la fonction de Planck. On suppose que seul le nuage interagit avec le rayonnement et on néglige le flux réfléchi par la surface.

- ★ **Dans le LW** : si on considère que la diffusion peut être négligée par rapport à l'absorption des nuages, on peut écrire le flux LW sortant au sommet du nuage comme :

$$\mathcal{F}_{LW}^\uparrow = \epsilon_c \mathcal{B}(T_c) + (1 - \epsilon_c) \epsilon_s \mathcal{B}(T_s)$$

où $\mathcal{B}(\cdot)$ est la fonction de Planck représentant l'émission du corps noir à la longueur d'onde λ .

Le premier terme correspond au flux émis par le nuage, tandis que le deuxième terme correspond au flux radiatif émis par la surface et transmis par le nuage. Lorsque les diffusions sont négligées, l'émissivité de la couche nuageuse est égale à son absorbance α_a , c'est-à-dire $\epsilon_c = \alpha_a = 1 - e^{-\tau_c}$, où τ_c est l'épaisseur optique d'absorption $\tau_c = \int_0^z k_{a,\lambda} dl$.

- Dans l'approximation de **nuage fin**, où $\tau_c \ll 1$: $\epsilon_c = 1 - e^{-\tau_c} \approx \tau_c$, on a alors :

$$\mathcal{F}_{LW}^\uparrow \approx \tau_c \mathcal{B}(T_c) + (1 - \tau_c) \epsilon_s \mathcal{B}(T_s)$$

donc la luminance dépend de l'épaisseur optique du nuage, de l'émissivité du sol et des températures T_s et T_c .

- Dans l'approximation de **nuage épais**, où $\tau_c \gg 1$: $\epsilon_c = 1 - e^{-\tau_c} \approx 1$, on a alors :

$$\mathcal{F}_{LW}^\uparrow \approx \mathcal{B}(T_c)$$

la luminance au sommet du nuage dépend donc seulement de sa température T_c . Ce résultat est utilisé pour déterminer la température du sommet (et de la base) des nuages par mesures infrarouges (températures de brillance).

- ☆ **Dans le SW** : la source est le rayonnement solaire incident (avec l'angle zénithal θ_i) au sommet de l'atmosphère $\mathcal{F}_{sun}^\downarrow$ et le rayonnement solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère par la surface, $\mathcal{L}_{surf}^\uparrow$. En utilisant la loi de Beer-Lambert, la luminance sortante au sommet de l'atmosphère, observée avec l'angle θ est :

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{SW}^{\uparrow} &= R_c \times \mathcal{F}_{sun}^{\downarrow} + \mathcal{F}_{surf}^{\uparrow} \\
&= R_c \times \mathcal{F}_{sun}^{\downarrow} + \mathcal{F}_{sun}^{\downarrow} \times e^{-\tau_c/\theta_i} \times R_s \times e^{-\tau_c/\theta} \\
&= \mathcal{F}_{sun}^{\downarrow} (R_c + R_s \times e^{-\tau_c(1/\theta_i+1/\theta)})
\end{aligned}$$

où R_c est la réflectivité du nuage et R_s celle du sol. R_c dépend de l'épaisseur optique du nuage et de sa fonction de phase. La diffusion du ciel clair est négligée, ainsi que les réflexions multiples.

- Dans l'approximation de **nuage fin**, $\tau_c \ll 1$: on peut considérer que seuls les évènements de diffusion simple sont à prendre en compte, et utiliser l'approximation $R_c = (1-g)\tau_c$, où g est le facteur d'asymétrie de la fonction de phase, c'est-à-dire la proportion de diffusions dans l'hémisphère "vers l'avant". Le facteur $(1-g)$ correspond donc à la probabilité de diffusion dans toutes les autres directions (c'est-à-dire l'hémisphère "vers l'arrière") considérées ici comme équiprobables. De plus la réflectivité du nuage est dans cette approximation proportionnelle à son épaisseur optique. On a alors :

$$\mathcal{F}_{SW}^{\uparrow} = \mathcal{F}_{sun}^{\downarrow} ((1-g)\tau_c + R_s \times e^{-\tau_c(1/\theta_i+1/\theta)})$$

donc l'effet du nuage sur la luminance au sommet de l'atmosphère dépend de l'épaisseur optique du nuage et de la réflectivité du sol. Si la surface est très réfléchissante (désert ou glace par exemple), le second terme sera dominant et l'effet du nuage faible. Si la surface est très peu réfléchissante (surfaces océaniques par exemples) l'effet relatif du nuage sera plus importante.

- Dans l'approximation de **nuage épais**, $\tau_c \ll 1$: les collisions multiples sont à considérer et la luminance au sommet de l'atmosphère réfléchi par la surface puis traversant le nuage ne dépend plus de l'angle incident en surface.

1.5.2 L'effet radiatif des nuages

Les cas simplifiés de nuages fins et nuages épais dans la fenêtre atmosphérique (LW) et dans la fenêtre solaire (SW) permettent de se faire une première idée de l'impact des nuages sur le transport de la luminance dans l'atmosphère, par exemple sur les valeurs de flux au sommet de l'atmosphère. L'effet des nuages est souvent résumé par le terme "cloud radiative effect" (CRE), calculé comme la différence entre le flux radiatif sans nuages et le flux radiatif avec nuages, dans une situation donnée. Au sommet de l'atmosphère (Top of the Atmosphere, TOA) cette grandeur est donnée par :

$$CRE^{TOA} = \mathcal{F}_{all-sky}^{TOA} - \mathcal{F}_{clear-sky}^{TOA} \quad (1.11)$$

Cette grandeur est montrée pour le rayonnement solaire (SW) et le rayonnement infrarouge (LW) sur l'ensemble du globe au sommet de l'atmosphère par la figure 1.7. Les valeurs de l'effet radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère sont différentes pour les deux domaines spectraux : les valeurs de la mission CERES donnent un effet refroidissant de -47 W m^{-2} dans le visible et de 26 W m^{-2} dans l'infrarouge, pour un effet radiatif total refroidissant de -21 W m^{-2} . L'effet radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère a plusieurs impacts : il modifie la température d'équilibre de la surface, et modifie également le bilan radiatif total de l'atmosphère. La surface reçoit moins de rayonnement visible et plus de rayonnement infrarouge. Dans l'atmosphère, moins de rayonnement

visible est reçu, et les diffusions multiples modifient le transport du rayonnement.

De plus, l'effet radiatif des nuages n'est pas le même partout sur le globe, et peut différer au sommet de l'atmosphère et en surface. Dans les zones de convection profonde, des nuages de très grande extension verticale avec des forts contenus en eau liquide sont épais optiquement dans le visible et refroidissent la surface en réfléchissant le rayonnement solaire. Dans les zones de stratocumulus marins, les fortes couvertures nuageuses causent une forte réflectivité du rayonnement solaire, tout en renvoyant le rayonnement infrarouge à la surface : les deux phénomènes se compensent alors en partie.

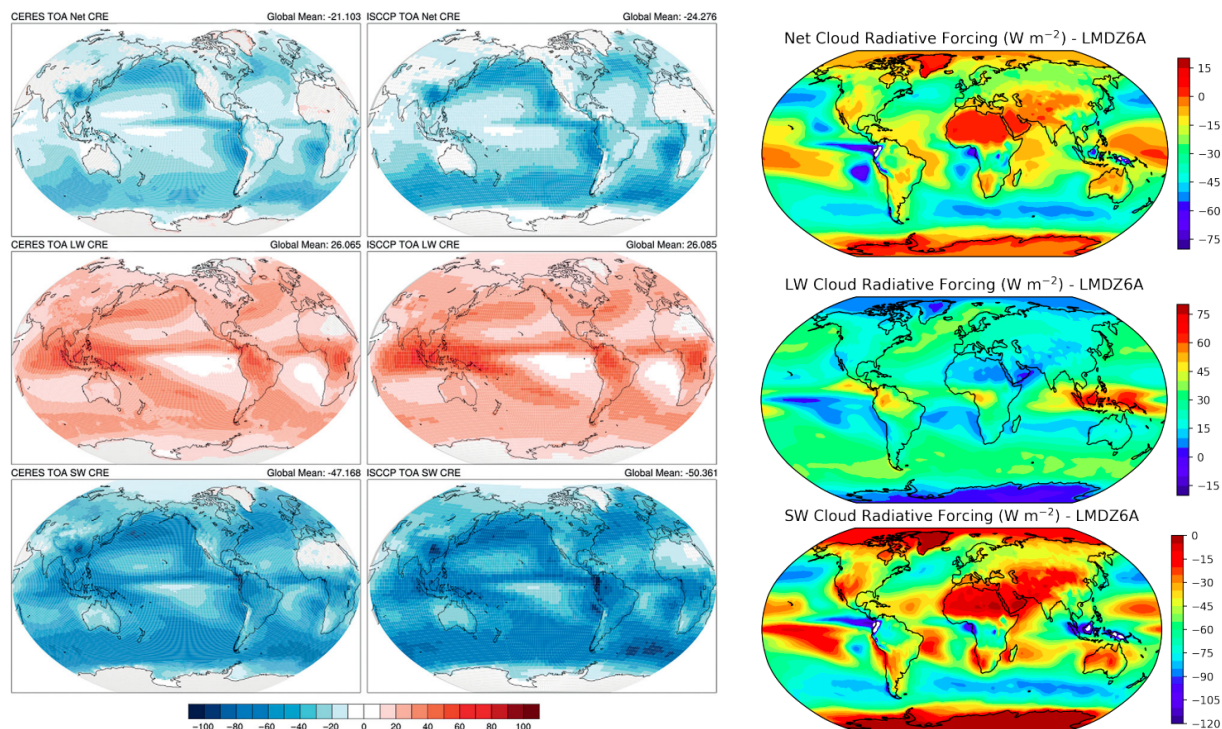


FIGURE 1.7 – Effet radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère (total en haut, dans le LW au milieu et dans le SW en bas) observé par les missions CERES (gauche) et ISCCP (milieu), ainsi que simulé par le modèle LMDZ6A (Hourdin et al., 2020). Figure de gauche issue de Siebesma et al. (2020).

Pourtant, l'effet radiatif des nuages, qu'il soit au sommet de l'atmosphère ou à la surface, n'est pas suffisant pour prendre en compte toutes les conséquences de la présence des nuages sur le champ de luminances dans l'atmosphère. Il est en effet parfois nécessaire de calculer tout le profil vertical de taux de chauffage dans l'atmosphère pour estimer l'impact des nuages sur la circulation. Pour faire cela mais également pour calculer les flux de surface ou au sommet de l'atmosphère, une description plus précise des propriétés des nuages est nécessaire, en particulier leur géométrie. La géométrie complexe des nuages (structure verticale et géométries 3D très diverses, structures fractales...) est une difficulté importante dans la résolution de l'équation du transfert radiatif. La prise en compte de cette géométrie est un problème particulièrement épineux pour les GCM, et peut être la principale cause d'approximations dans le calcul de transfert radiatif dans les atmosphères nuageuses.

1.5.3 Représentation des nuages : certains enjeux

Afin de calculer l'impact des nuages sur le rayonnement, il est nécessaire de connaître la géométrie des couches nuageuses considérées. De nombreuses questions se posent alors, qui ont guidé la recherche ces 30 dernières années : quelles grandeurs caractérisant le champ nuageux sont nécessaires pour le décrire ? La couverture nuageuse totale est-elle suffisante ? Si tel n'est pas le cas, la structure verticale suffit-elle ? À quelle résolution et avec quelles grandeurs ? Est-il nécessaire de connaître plus en détail les variations horizontales du champ nuageux pour calculer des flux radiatifs purement verticaux ? Si oui jusqu'à quelle résolution, et la nature fractale des nuages peut-elle être prise en compte, et jusqu'à quelle échelle ? Une partie importante des ces questions peut aujourd'hui être regroupée dans les axes de recherche suivants : la **fraction nuageuse**, le **recouvrement vertical** des nuages (ou **overlap**), l'**hétérogénéité du contenu en eau** des nuages et les **effets 3D** des nuages.

La **fraction nuageuse** : la recherche sur la fraction nuageuse (la fraction d'un volume ou d'une surface occupée par un nuage) est encore aujourd'hui un enjeu important. Connaissant la masse d'eau liquide ou solide d'un nuage, savoir quel volume occupe cette masse est crucial dans la modélisation du nuage. Calculer cette fraction nuageuse est un des buts des schémas de nuage présentés plus haut.

Le **recouvrement vertical** : pour une situation donnée où on suppose le profil de fraction nuageuse connu (le volume d'eau nuageuse à chaque altitude par exemple, ou sa fraction à cette altitude), le recouvrement vertical correspond à la corrélation des niveaux nuageux entre eux. La figure 1.8 montre deux situations simples où le recouvrement a un impact sur la couverture nuageuse. La notion de recouvrement représente le travail central de cette thèse, et est présentée en détails dans le chapitre 2, avec des développements dans les chapitres suivants.

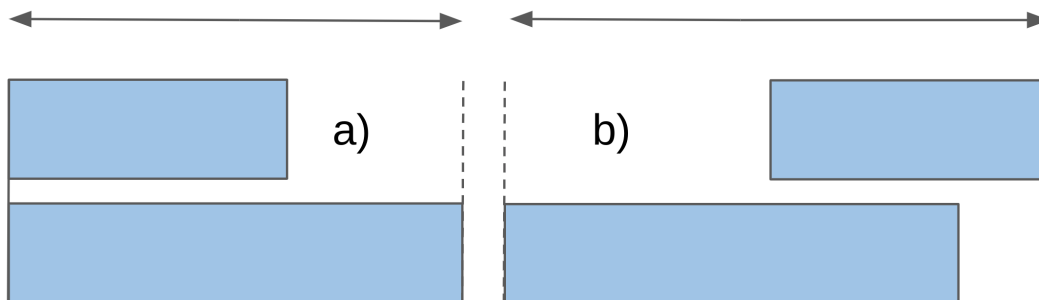


FIGURE 1.8 – Deux recouvrements nuageux différents : dans les deux cas les deux nuages occupent le même volume à chaque altitude mais ces volumes se recouvrent différemment : la couverture totale (c'est-à-dire la surface totale projetée) est donc différente dans les deux cas.

L'**hétérogénéité du contenu en eau** : pour une même masse d'eau liquide par exemple, un nuage dont le contenu en eau liquide est homogène n'aura pas la même réflectivité dans le solaire qu'un nuage dont le contenu en eau liquide est hétérogène. Modéliser cette hétérogénéité est important, et celle-ci est souvent liée à la prise en compte du recouvrement vertical, comme nous le verrons dans les chapitres 2 et 3.

Les **effets 3D** : dans certains modèles comme les GCM, et comme nous le ferons dans cette thèse, le rayonnement est calculé sous l'hypothèse ICA (Independent Column Approximation), et les flux calculés négligent donc les transferts horizontaux de rayonnement. La différence entre un tel calcul 1D et un calcul de rayonnement 3D complet prenant en compte ce transport horizontal correspond

aux effets 3D des nuages. Les effets des bords des nuages sont la cause première de ces effets 3D, qui sont également causés par la complexité géométrique horizontale et verticale des nuages, et la distribution 3D de nuages individuels. La figure 1.9 présente certains de ces effets 3D. Pour plus de détails, voir Várnai and Davies (1999); Hogan et al. (2019) ainsi que la thèse de Najda Villefranque (Villefranque, 2019). Certains développements concernant les effets 3D des nuages peuvent être trouvés en annexe.

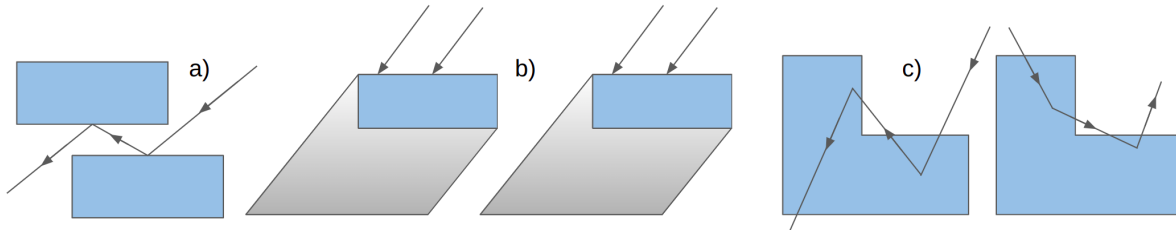


FIGURE 1.9 – Différentes représentations et différents mécanismes à l’origine des effets 3D des nuages : a) piégeage du rayonnement entre deux nuages, b) effet d’ombre projetée par la prise en compte de l’angle solaire zénithal par exemple, c) 2 effets de bords : piégeage du rayonnement par les bords et fuite du rayonnement par les bords.

1.6 Objectifs de cette thèse et organisation du manuscrit

Comme cela a été mentionné au début de ce chapitre, cette thèse s’inscrit dans le projet MCG-Rad (Monte-Carlo Global Radiative Forcings Computation), projet ayant pour but d’estimer, par un calcul unique utilisant un algorithme de rayonnement par Monte-Carlo, le forçage radiatif de gaz à effet de serre au sommet de l’atmosphère, à une échelle globale, et sur une période climatique. On suppose que les variables décrivant l’atmosphère sont des grandeurs issues d’un modèle climatique ou météorologique. Un premier objectif de cette thèse est de trouver une méthode pour décrire et générer une représentation géométrique statistiquement réaliste des nuages à partir de quelques grandeurs agrégées de départ. Cette prise en compte des nuages soulève de nombreuses questions : comment décrire ces champs nuageux ? Quelles grandeurs utiliser, à quelle échelle ? Quel niveau de détail est-il nécessaire d’atteindre pour une représentation correcte des propriétés radiatives des nuages ? Le premier choix réalisé pour attaquer ces questions a été de s’intéresser au recouvrement vertical des nuages : comme nous allons le voir, il s’agit d’un aspect critique à prendre en compte pour des calculs de rayonnement en atmosphère nuageuse. Pour cela, le chapitre 2 présente l’état de l’art de la littérature scientifique concernant le recouvrement vertical des nuages. Nous y présentons également les simulations LES ayant été utilisées comme données de référence, pendant toute cette thèse, afin d’élaborer et de tester nos développements concernant le recouvrement vertical des nuages. Enfin, la dernière partie du chapitre 2 présente les bases théoriques des algorithmes de Monte Carlo pour le transfert radiatif, d’abord parce qu’un de ces algorithmes a été utilisé au quotidien pour les calculs guidant nos développements concernant le recouvrement vertical des nuages, mais également parce qu’une partie du travail de cette thèse a été d’intégrer le recouvrement vertical des nuages directement dans un tel algorithme.

Le chapitre 3 représente le cœur de ce travail de thèse, et contient notamment l’article dans lequel nous présentons les développements menés sur le recouvrement vertical des nuages. Nous y élaborons un formalisme à même de gérer le recouvrement vertical des nuages dans de nombreuses situations, et montrons que ce formalisme peut notamment être utilisé pour reproduire certaines

caractéristiques géométriques et radiatives de scènes nuageuses en utilisant un nombre limité de paramètres.

Le second objectif de cette thèse est de trouver comment le recouvrement vertical des nuages peut être intégré directement dans des calculs de flux par un algorithme de Monte Carlo. Le chapitre 4 présente la méthode développée pour cela. Nous y montrons également certains des tests réalisés afin de valider l'implémentation numérique de cette méthode. Dans le chapitre 5 sont présentés des résultats obtenus avec l'algorithme de Monte Carlo en question, notamment des calculs de forçage radiatif globaux lié au doublement de la concentration du CO₂, en ciel clair comme en ciel nuageux. Le travail d'analyse des échanges radiatifs pour interpréter physiquement les résultats obtenus représente le troisième objectif de cette thèse. Dans le chapitre 6 sont résumés les résultats obtenus pendant cette thèse, les travaux restant à accomplir, et les perspectives de recherche ayant pu être soulevées par ce travail.

Chapitre 2

Méthodes, théories et données à la base de cette thèse

Contents

2.1	Le recouvrement nuageux	28
2.1.1	Importance du recouvrement nuageux	28
2.1.2	Différents modèles de recouvrement	28
2.1.3	Paramétrisations de la longueur de décorrélation	30
2.1.4	La corrélation de rang : le recouvrement du contenu en eau liquide	34
2.1.5	Le recouvrement dans les GCM et les simulateurs d'observables.	35
2.2	Simulations haute résolution de cumulus	38
2.2.1	Le modèle Mésos-NH	38
2.2.2	Les cas étudiés et grandeurs d'intérêt	39
2.3	Algorithmes de Monte Carlo pour le Transfert Radiatif	44
2.3.1	Méthodes de Monte Carlo	44
2.3.2	Formulation intégrale de l'ETR et méthodes de Monte Carlo	45
2.3.3	Algorithmes à collisions nulles	48
2.3.4	Grilles accélératrices	53
2.3.5	Un code utilisé pour cette thèse : SCART	54

2.1 Le recouvrement nuageux

2.1.1 Importance du recouvrement nuageux

Pour les modèles atmosphériques de grande échelle, la résolution spatiale ne permet pas de représenter la complexité géométrique des nuages. [Wood and Field \(2011\)](#) montrent par exemple que 50% de la couverture nuageuse globale provient de nuages avec une taille horizontale plus faible que la résolution horizontale des GCM, qui ne peuvent donc pas les représenter explicitement. Dans les GCM, des paramétrisations nuageuses donnent accès, pour chaque maille, à la quantité d'eau condensée (liquide ou solide) et à une fraction volumique nuageuse C_v . Une fois le profil vertical de cette fraction connu, il est nécessaire, pour effectuer des calculs radiatifs ou pour connaître la couverture nuageuse totale d'une colonne atmosphérique, de spécifier la façon dont ces fractions se superposent. Ce recouvrement a un impact très important dans l'évolution du climat, car la couverture nuageuse est de première importance pour la répartition des flux radiatifs solaire et thermique entre surface, atmosphère et espace, jouant ainsi sur le bilan d'énergie global de la Terre. [Randall et al. \(1984\)](#) calculent par exemple qu'une augmentation de seulement 4% de la couverture globale des nuages bas a un effet radiatif suffisant pour contrebalancer le réchauffement climatique causé par un doublement de la concentration en CO_2 . Une représentation correcte du recouvrement nuageux dans les modèles est donc un objectif important.

Le recouvrement nuageux a également un effet important sur la représentation des précipitations dans les modèles, comme le montrent [Jakob and Klein \(1999\)](#). En effet, le phénomène d'évaporation des précipitations n'a lieu que dans du ciel clair, et est réduit si des précipitations tombent dans un autre nuage situé en dessous. Le recouvrement nuageux a également un effet sur les taux d'auto-conversion des précipitations ou sur la précipitation de neige dans des nuages liquides froids.

2.1.2 Différents modèles de recouvrement

Quatre principaux modèles de recouvrement sont et ont été utilisés pour représenter la structure verticale de la fraction nuageuse dans les modèles atmosphériques, et sont représentés par la figure 2.1 : le recouvrement maximum recouvre de manière maximale les couches nuageuses, créant ainsi la couverture nuageuse projetée verticalement la plus faible, quand le recouvrement aléatoire recouvre les couches nuageuses de manière aléatoire, sans aucune corrélation entre les différentes couches nuageuses qui sont donc indépendantes entre elles. Avant l'introduction de modèles de recouvrement nuageux plus complexes, les modèles atmosphériques utilisaient généralement le recouvrement aléatoire. Le recouvrement maximum-aléatoire ([Geleyn et al., 1979](#)) correspond à la combinaison des deux précédentes hypothèses, avec un recouvrement maximum pour les couches nuageuses consécutives et un recouvrement aléatoire pour les couches nuageuses séparées d'au moins une couche de ciel clair. C'est encore aujourd'hui le schéma le plus utilisé dans les GCM.

La couverture nuageuse totale créée par deux couches de fractions C_1 et C_2 avec une hypothèse de recouvrement maximal est donnée par :

$$C_{1,2,max} = \max(C_1, C_2) \quad (2.1)$$

et la fraction surfacique totale créée par deux couches de fractions C_1 et C_2 avec une hypothèse de recouvrement aléatoire est donnée par :

$$C_{1,2,rand} = C_1 + C_2 - C_1 C_2 \quad (2.2)$$

Cette fraction correspond à la probabilité de l'évènement "au moins une des couches est nuageuse", en considérant les deux couches comme indépendantes, et correspond donc à la formule simple $P(A\&B) = P(A) + P(B) - P(A)P(B)$.

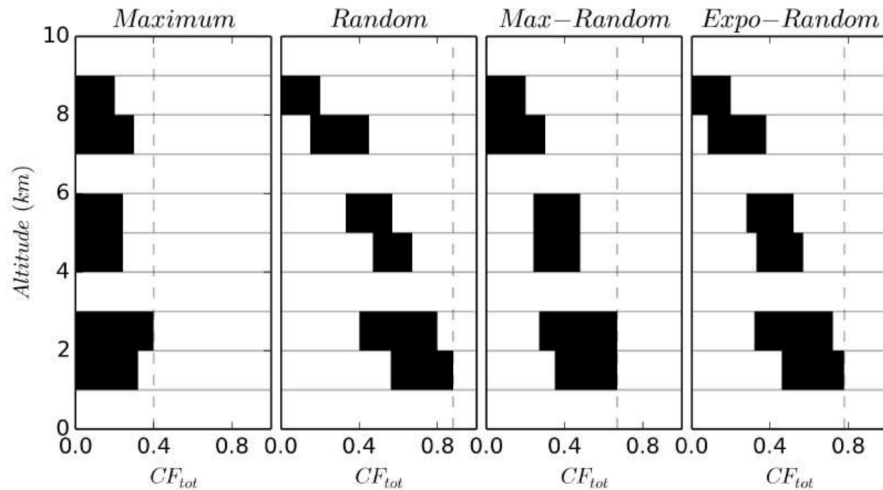


FIGURE 2.1 – Différents types de recouvrement vertical des nuages (figure inspirée de Hogan and Illingworth (2000)).

Morcrette and Jakob (2000) montrent que le choix d’une hypothèse de recouvrement peut avoir un impact très important sur la couverture nuageuse totale simulée par les GCM, avec une couverture nuageuse annuelle moyenne de 61% simulée pour le recouvrement maximum et de 71% pour le recouvrement aléatoire avec le modèle du Centre Européen. De telles différences de couverture nuageuse ont un fort impact radiatif au sommet de l’atmosphère avec une différence de flux dans le spectre solaire jusqu’à 40 W m^{-2} dans certaines parties de la zone de convergence intertropicale (Intertropical Convergence Zone, ITCZ). Ces expérimentations avec des modèles globaux à basse résolution ont montré que ces modifications dans la distribution verticale des couches nuageuses peuvent avoir un impact important sur la distribution des flux radiatifs et sur le bilan radiatif terrestre, mais aussi sur les précipitations et leur évaporation, et sur la circulation atmosphérique.

Des études telles que Tian and Curry (1989) et Barker et al. (1999) montrent que l’utilisation du recouvrement maximum-aléatoire améliore sensiblement, par rapport au recouvrement aléatoire, les calculs de couverture nuageuse et de transfert radiatif dans les modèles. Collins (2001) montre notamment que pour le modèle atmosphérique CAM du NCAR, l’utilisation du recouvrement maximum-aléatoire par rapport au simple recouvrement maximum permet un meilleur calcul de la couverture nuageuse globale, qui de par son augmentation, augmente globalement de 0.5% l’albedo total et réduit la transmission vers la surface du flux solaire de 0.4%, vers des valeurs plus proches des observations.

Néanmoins, le recouvrement maximum-aléatoire présente toujours un biais sur la génération de couverture nuageuse correcte et Hogan and Illingworth (2000) proposent une nouvelle formulation du recouvrement où les couches nuageuses séparées par du ciel clair se recouvrent toujours aléatoirement, mais où les couches nuageuses au sein d’un même bloc nuageux se recouvrent d’une manière intermédiaire entre le recouvrement maximum et le recouvrement aléatoire (voir Figure 2.1). Cette combinaison est pondérée par un paramètre de recouvrement $\alpha \in [0, 1]$, et la fraction surfacique totale créée par deux couches est alors donnée par :

$$C_{ERO,1,2} = \alpha C_{1,2,max} + (1 - \alpha) C_{1,2,rand} \quad (2.3)$$

La valeur $\alpha=0$ donne donc un recouvrement aléatoire, et $\alpha=1$ correspond à un recouvrement maximum. *ERO* fait référence à Exponential-Random Overlap, pour recouvrement exponentiel-aléatoire.

Les observations radar de profils nuageux (Hogan and Illingworth, 2000; Mace and Benson-Troth, 2002) montrent en effet que le paramètre de recouvrement α , pondérant la combinaison maximum/aléatoire du recouvrement de couches adjacentes, dépend exponentiellement de la distance dz entre ces couches :

$$\alpha = e^{-dz/L_\alpha} \quad (2.4)$$

où L_α est appelée *longueur de décorrélation*.

Pour un profil vertical de fraction nuageuse (C_k) donné ainsi que le profil de ($C_{ERO,i,j}$) pour chaque paire de couches, il est possible de calculer avec l'équation (2.3) le paramètre de recouvrement $\alpha_{i,j}$ pour toutes les combinaisons de différentes couches nuageuses (i, j), et d'obtenir ainsi un profil de ce paramètre en fonction de l'écart dz entre les couches. En utilisant des données issues d'observations lidar/radar (CloudSat/CALIPSO) de résolution verticale 360 m, Hogan and Illingworth (2000) estiment $L_\alpha \approx 1.6$ km (voir Figure 2.2) avec des variations en fonction de la taille horizontale des scènes étudiées, et $L_\alpha \approx 3$ km pour une résolution verticale plus faible, de 1400 m. Cette longueur de décorrélation semble donc dépendre des caractéristiques des scènes étudiées, et un enjeu important est donc de pouvoir en définir la valeur pour différentes scènes nuageuses, ce qui soulève un certain nombre de questions : comment cette longueur varie-t-elle avec la résolution verticale ou horizontale des scènes étudiées ? Le recouvrement des stratocumulus et des cumulus, ou plus généralement de différents types de nuages, peut-il être pris en compte par les mêmes longueurs de décorrélation ? Comment ce paramètre varie-t-il avec le cisaillement du vent, présente-t-il une variation saisonnière ? Les valeurs de L_α utilisées pour la résolution du transfert radiatif doivent-elles varier avec l'angle solaire, et comment ? Les sections suivantes présentent certaines études ayant apporté des éléments de réponse à ces questions.

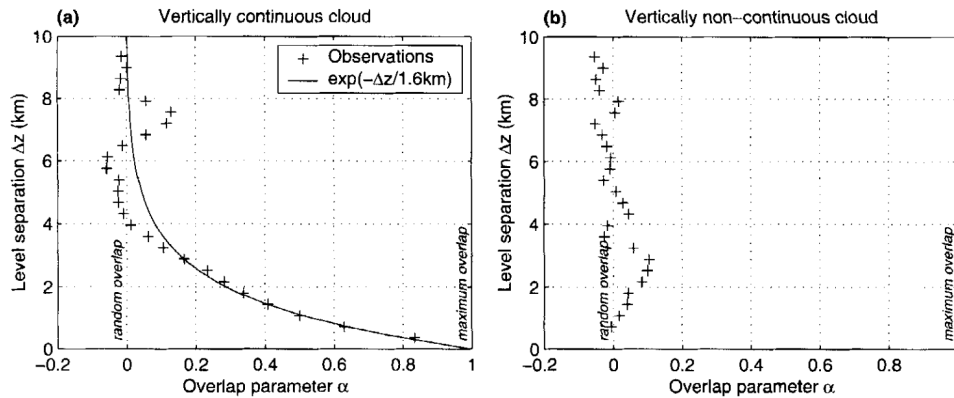


FIGURE 2.2 – a) Estimation d'une longueur de décorrélation à partir d'observations CloudSat/CALIPSO. b) Vérification de la validité de l'hypothèse de recouvrement aléatoire pour des blocs nuages distincts. Figure issue de Hogan and Illingworth (2000).

2.1.3 Paramétrisations de la longueur de décorrélation

Afin d'être en mesure de représenter correctement le recouvrement des nuages dans les modèles atmosphériques grande échelle, il est donc important de pouvoir contraindre la valeur de la longueur de décorrélation L_α pour utiliser le recouvrement exponentiel-aléatoire de la manière la plus générale. De nombreux travaux ces vingt dernières années ont permis de mieux comprendre la dépendance de cette longueur à divers paramètres.

Variation géographique et saisonnière

Les données radar/lidar issues des instruments CloudSat/CALIPSO à l'échelle globale permettent de générer des statistiques sur la longueur de décorrélation après avoir mesuré des profils de fraction nuageuse et avec les Équations (2.3,2.4). La Figure 2.3 montre la variation saisonnière de L_{cf} pour différentes zones du globe qui présentent des conditions de recouvrement nuageuses différentes, variant au cours de l'année. La zone A (30-70°N,30-130°E) présente une forte variation saisonnière, et est caractéristique d'un continent de l'hémisphère Nord. En été, la convection de couche limite crée une couche nuageuse composée de nuages de faible extension horizontale, avec une organisation verticale peu développée, résultant en des longueurs de décorrélation de l'ordre de 2 km, plus faibles qu'en hiver. En hiver, la couche limite est plus stable et la couche nuageuse est contrainte par la grande échelle qui crée localement des nuages avec une grande extension horizontale et une forte corrélation verticale, et donc des longueurs de décorrélation plus élevées. La zone B (15°S-15°N,60-170°E) correspond à des longueurs de décorrélation de nuages de convection profonde, avec une extension verticale plus importante, et une corrélation verticale plus forte. La zone C (35-65°S,60°E-90°W) correspond à une surface océanique avec des températures de surface faibles et une couche nuageuse ayant une faible corrélation verticale. Enfin la zone D (30-0°S,120-75°W), située dans la partie subsidente de la cellule de Walker, présente également des longueurs de décorrélation faibles, pour des couches nuageuses peu développées et avec une faible extension verticale.

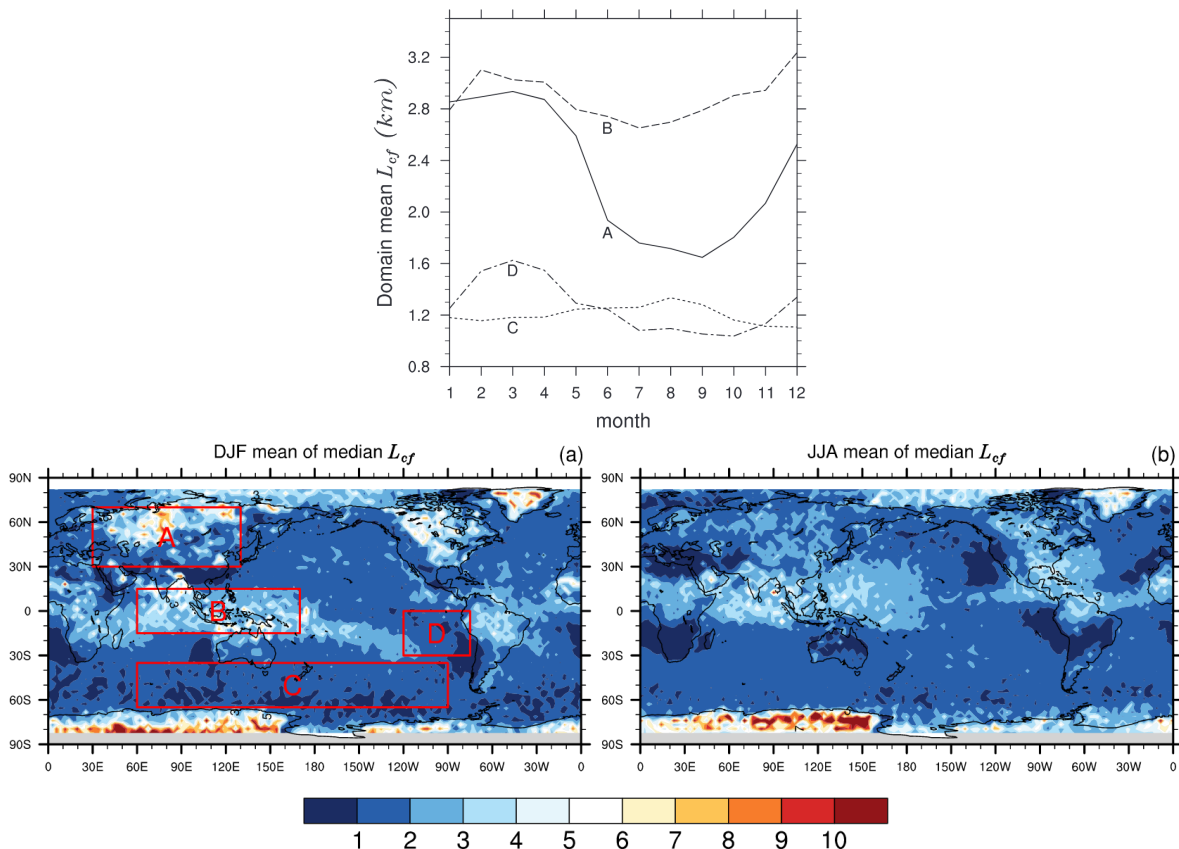


FIGURE 2.3 – Valeurs saisonnières de la longueur de décorrélation pour 4 zones du globe. Issue de [Jing et al. \(2016\)](#).

Des paramétrisations ont été proposées pour prendre en compte la dépendance de la longueur de décorrélation avec la latitude (voir Figure 2.4). [Shonk and Hogan \(2010\)](#) proposent une fonction

linéaire de la latitude absolue pour prendre en compte ces variations, et [Oreopoulos et al. \(2012\)](#) proposent une fonction gaussienne dont les paramètres dépendent du jour de l'année.

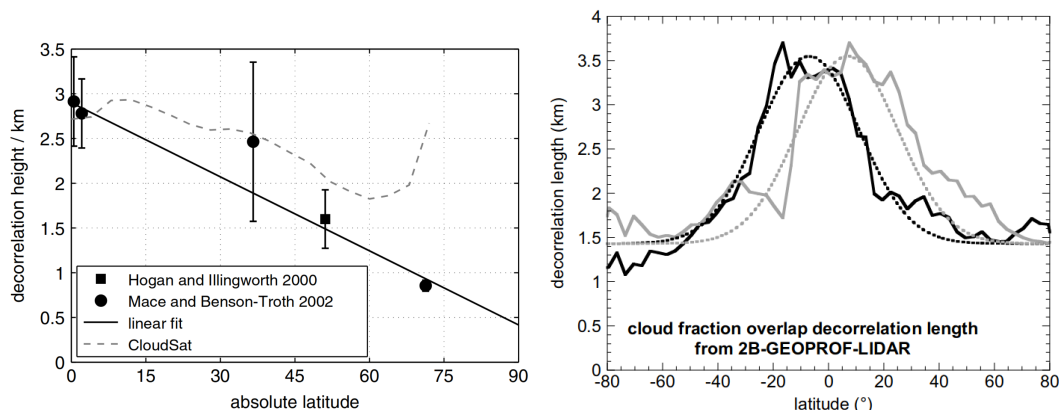


FIGURE 2.4 – Deux paramétrisations de la longueur de décorrélation en fonction de la latitude. A gauche : $L_\alpha = 2899 - 27.59\phi$ (figure issue de [Shonk et al. \(2010\)](#)). A droite : longueur de décorrélation (pour deux mois différents, Janvier en noir et Juillet en gris, lignes pleines) modélisée par une fonction gaussienne (en pointillé, figure issue de [Oreopoulos et al. \(2012\)](#)).

[Oreopoulos et al. \(2012\)](#) montrent que les variations latitudinales de L_α semblent suivre la position saisonnière de l'ITCZ. Une corrélation plus forte entre les couches nuageuses est observée en été, et expliquée par des ascendances convectives plus fortes ([Naud et al., 2008](#); [Oreopoulos and Norris, 2011](#)). L'effet sur les longueurs de décorrélation peut être de plusieurs kilomètres.

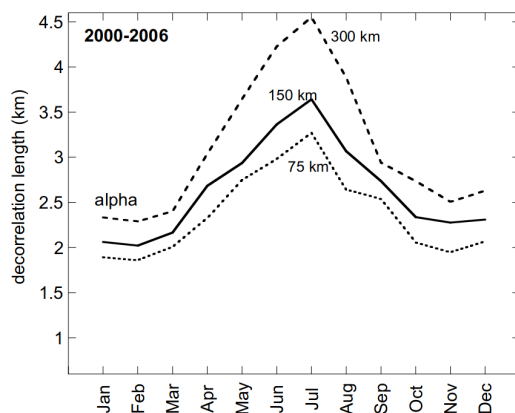


FIGURE 2.5 – Variation saisonnière de la longueur de décorrélation. Les distances de 75 km à 300 km correspondent à l'extension horizontale des différentes scènes étudiées. Figure issue de [Oreopoulos and Norris \(2011\)](#).

La variation saisonnière de la longueur de décorrélation (voir figure 2.5), liée à des ascendances convectives plus ou moins fortes, peut être rapprochée de sa variation liée à différents types de nuages. Une paramétrisation de L_α proposée par [Zhang et al. \(2014\)](#) permet de distinguer dans chaque maille du GCM la fraction nuageuse liée à des nuages de convection profonde de la fraction nuageuse correspondant aux autres nuages. La longueur de décorrélation L_α est ensuite calculée comme une combinaison linéaire de $L_{\alpha,deep} = 10$ km, correspondant à une corrélation plus forte mesurée pour les nuages de convection profonde, et $L_{\alpha,other} = 1$ km, valeur de corrélation plus faible

adoptée pour le reste de la couverture nuageuse. La moyenne globale de la longueur de décorrélation obtenue avec ce modèle est $L_\alpha \approx 1.7$ km, valeur cohérente avec les moyennes globales rapportées dans la littérature (Pincus et al., 2005; Barker et al., 2008; Naud et al., 2008).

Dépendances au cisaillement du vent

Un paramètre physique local pouvant influencer sur la longueur de décorrélation est le cisaillement du vent : en effet un nuage subissant un gradient de vent horizontal apparaîtra “penché”, comme le montre le schéma de la Figure 2.6. Par conséquent sa longueur de décorrélation est plus faible (Naud et al., 2008; Sulak et al., 2020).

Des paramétrisations simples de la longueur de décorrélation fonction du cisaillement du vent horizontal sont proposées par Hogan and Illingworth (2003) et Di Giuseppe and Tompkins (2015) grâce aux données radar de CloudSat. Si les variations de la longueur de décorrélation avec le cisaillement du vent sont petites devant la longueur elle même dans le cas de données haute résolution (Neggens et al., 2011), les prendre en compte dans les GCM peut avoir un impact sur le bilan radiatif de la Terre, notamment aux basses latitudes, où Di Giuseppe and Tompkins (2015) estiment cet impact à 2 W m^{-2} . L’effet du cisaillement sur la longueur de décorrélation a alors un impact climatique global similaire à la variation latitudinale de L_α (Shonk and Hogan (2010)).

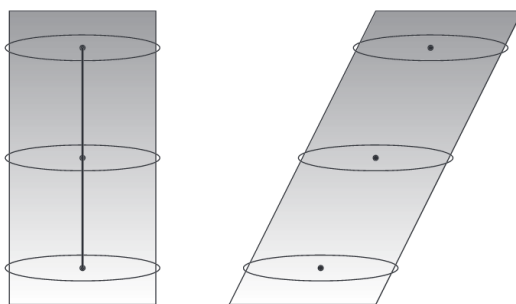


FIGURE 2.6 – Schéma illustrant l’effet du cisaillement sur un nuage représenté par un cylindre. Le nuage “penché” par le cisaillement a une couverture totale plus grande. Figure issue de Sulak et al. (2020).

Recouvrement et angle solaire zénithal

L’impact de l’angle solaire zénithal est étudié par Tompkins and Di Giuseppe (2007). Le recouvrement des couches nuageuses était jusqu’ici vu uniquement comme un recouvrement purement vertical, influencé par la vision des maillages droits (selon la verticale au moins) des modèles atmosphériques. Cependant, l’angle solaire zénithal ne devant pas être négligé, il devient important de décrire aussi le recouvrement nuageux en fonction de cet angle. En effet lorsque le soleil n’est pas au zénith, davantage de rayonnement direct est généralement intercepté par la couche nuageuse. Une façon de tenir compte de cet effet 3D tout en restant dans le paradigme d’un modèle de transfert radiatif 1D est de définir une couverture nuageuse projetée dans la direction du soleil. Tompkins and Di Giuseppe (2007) utilisent une paramétrisation faisant tendre la longueur de décorrélation vers 0 pour le soleil à l’horizon (pour un tel angle, le recouvrement vertical devient en fait un recouvrement horizontal, et on considère les nuages comme décorrélés horizontalement), la valeur de la longueur de décorrélation L_α étant fixée au zénith. L’utilisation d’une telle paramétrisation de la longueur de décorrélation a un impact global de 1 W m^{-2} quand elle est utilisée dans le GCM de l’ECMWF.

Variation avec la résolution et l'extension spatiale

Plusieurs travaux s'intéressent également à l'importance de l'extension horizontale des scènes étudiées pour le recouvrement. [Hogan and Illingworth \(2000, 2003\)](#); [Naud et al. \(2008\)](#) trouvent que la longueur de décorrélation a une dépendance croissante à la taille des scènes étudiées, et [Tompkins and Giuseppe \(2015\)](#) prouvent que cette dépendance est liée à des troncatures horizontales de scènes nuageuses. La longueur de décorrélation dépend donc de l'extension horizontale des scènes étudiées.

Même si certains résultats ([Hogan and Illingworth, 2000](#)) semblent démontrer la dépendance à la résolution verticale de la longueur de décorrélation L_α , celle-ci n'est pas réellement questionnée dans la littérature. En effet, cette longueur ayant été introduite pour prendre en compte la dépendance du paramètre de recouvrement α à la distance séparant des couches nuageuses, L_α est considérée comme une grandeur caractéristique constante, pondérant la décroissance exponentielle de α via l'équation (2.4). Les variations de L_α sont alors imputées aux différents paramètres et situations présentés précédemment. Pourtant certaines estimations semblent indiquer une dépendance de L_α à la résolution verticale : d'un coté la grande majorité des estimations de L_α sont basées sur les données CloudSat ayant une résolution de $Dz=480$ m et indiquent des valeurs généralement situées dans l'intervalle [1 km, 4 km] ([Mace and Benson-Troth, 2002](#); [Oreopoulos and Khairoutdinov, 2003](#); [Barker, 2008a,b](#)). D'un autre coté, des études basées sur des simulations LES à haute résolution $Dz \approx 25$ m indiquent des valeurs de L_α plutôt de l'ordre de 300 m ([Neggers et al., 2011](#); [Sulak et al., 2020](#); [Villefranque et al., 2021](#)). Si la nature des nuages étudiés est à prendre en compte (des champs de cumulus pour les LES), tout comme la différence de nature entre les données d'observations et les simulations, une dépendance à la résolution verticale de la longueur de décorrélation n'est pas à écarter. Une partie importante de l'article présenté au Chapitre 3 est dédiée à cette question.

2.1.4 La corrélation de rang : le recouvrement du contenu en eau liquide

Un autre type de recouvrement vertical a également été étudié : la corrélation verticale du contenu en eau liquide (ou corrélation de rang, rank correlation en anglais, [Pincus et al. \(2005\)](#)). Si le recouvrement de fractions nuageuses permet d'exprimer comment les mailles nuageuses de deux niveaux se superposent, la corrélation verticale du contenu en eau liquide permet quant à elle d'exprimer la corrélation des fonctions de densité de probabilités (PDF) des contenus en eau liquide de ces deux niveaux. Si cette corrélation est forte, les mailles contenant une quantité importante d'eau liquide (relative à la PDF du niveau) seront superposées à leurs équivalents de l'autre niveau. Autrement dit, une forte corrélation de rang mesure une plus forte corrélation dans la superposition des quantiles d'eau liquide (ou de leur rang dans la fonction de distribution cumulative des probabilités). Ce recouvrement est généralement modélisé par la même hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire, en utilisant également les équations (2.3,2.4), mais avec un autre paramètre de recouvrement, R , qui décroît exponentiellement en fonction de la distance des couches nuageuses, suivant une autre longueur de décorrélation L_R :

$$R = e^{-dz/L_R} \quad (2.5)$$

La Figure 2.7 présente des valeurs de L_α et de L_R obtenues à partir des mesures d'un radar au sol pour une scène nuageuse de 150 km d'extension horizontale. La longueur de décorrélation liée à la fraction nuageuse est en moyenne plus faible que celle liée à la corrélation de rang. Dit autrement, la corrélation du contenu en eau liquide est généralement plus faible que la corrélation des fractions nuageuses. De plus, des calculs radiatifs montrent que la prise en compte de la corrélation du contenu en eau liquide des nuages peut avoir des effets mesurables sur les flux intégrés au sommet de l'atmosphère, mais reste du second ordre d'un point de vue radiatif par rapport à la prise en compte du recouvrement nuageux.

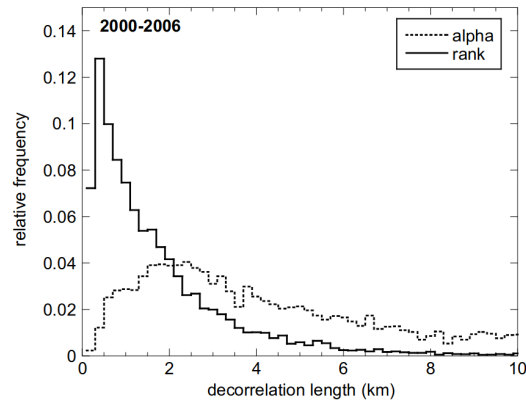


FIGURE 2.7 – PDFs de la longueur de décorrélation pour le recouvrement nuageux (L_α) et la corrélation du contenu en eau liquide (L_R), issue de données radar mesurées au sol. Figure issue de Oreopoulos and Norris (2011).

2.1.5 Le recouvrement dans les GCM et les simulateurs d’observables.

Afin de tester les divers impacts des hypothèses de recouvrement nuageux, notamment sur des calculs de transfert radiatif, des algorithmes de génération statistique de profils nuageux sont développés (par exemple Stubenrauch et al. (1997) pour le recouvrement maximum-aléatoire, et Räisänen et al. (2004) pour le recouvrement exponentiel-aléatoire (ERO).) Ces générateurs permettent, à partir d’une unique colonne atmosphérique, d’échantillonner un ensemble de sous-colonnes dont l’ensemble conserve les propriétés nuageuses de la colonne d’origine (fraction nuageuse volumique C_v et quantité d’eau liquide moyenne LWC pour chaque maille par exemple), tout en introduisant une hypothèse de recouvrement nuageuse et/ou d’autres hypothèses (comme la corrélation de rang mentionnée précédemment par exemple). Ces algorithmes permettent de tester les diverses hypothèses de recouvrement nuageux sur des calculs de transfert radiatif, à partir des données provenant de GCM, pour des calculs online ou offline.

L’algorithme de génération statistique de sous-colonnes nuageuses de Räisänen et al. (2004) permet de générer des échantillons nuageux avec l’hypothèse d’ERO. Ces sous-colonnes sont des profils verticaux 1D homogènes horizontalement, c’est à dire que chaque maille nuageuse de la sous-colonne a une fraction nuageuse de 1 et un contenu en eau liquide strictement positif, quand une maille ciel clair a une fraction nuageuse de 0 et un contenu en eau liquide nul. Ces sous-colonnes peuvent être utilisées pour des calculs radiatifs 1D sous l’hypothèse d’Independent Column Approximation, où le transfert radiatif est résolu dans chaque sous-colonne pour un ensemble de fréquences (voir b. Figure 2.8), mais aussi avec la méthode MCICA (Pincus et al. (2003), voir c. Figure 2.8). La méthode MCICA, pour *Monte Carlo Independent Column Approximation*, consiste à résoudre le transfert radiatif sur l’échantillon de sous-colonnes, chacune correspondant à une fréquence ou à une partie du domaine fréquentiel considéré. Cet échantillonnage des profils nuageux permet également d’introduire de l’hétérogénéité horizontale dans le contenu en eau liquide des sous-colonnes générées. Si la colonne atmosphérique étudiée donne accès à une information sur la variabilité horizontale sous maille du LWC (l’écart-type de la distribution horizontale d’eau liquide dans chaque maille), il est possible, après avoir supposé un certain type de distribution (fonction log-normale ou gamma par exemple), d’inclure cette variabilité dans le contenu d’eau liquide attribué aux mailles des sous-colonnes. Des études comme Barker et al. (1999, 2003) et Barker and Räisänen (2005) montrent que cette hétérogénéité de l’eau liquide a un impact radiatif non négligeable : une scène nuageuse dont le contenu en eau liquide a été homogénéisé horizontalement pour chaque couche aura en moyenne un albedo solaire 10% plus important que la même scène ayant un contenu en

eau liquide hétérogène horizontalement. Ces études insistent sur l'importance de prendre en compte cet effet conjointement avec une représentation correcte du recouvrement nuageux, en particulier dans les modèles atmosphériques grande échelle. Le générateur nuageux de [Räisänen et al. \(2004\)](#) permet la prise en compte de ces deux effets.

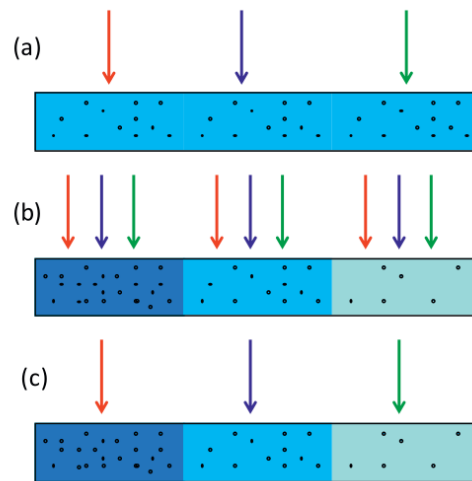


FIGURE 2.8 – Schéma d’illustration de différents calculs radiatifs en milieux nuageux, avec différentes complexités. (a) Transfert radiatif dans un milieu homogène. (b) Utilisation de l’hypothèse de colonnes indépendantes (ICA). (c) Méthode de MCICA. Les flèches de différentes couleurs correspondent à différentes fréquences lumineuses. Les zones de différentes couleurs correspondent à différents contenus en eau liquide. Figure issue de [Siebesma et al. \(2020\)](#).

Ces méthodes statistiques d’échantillonnage de profils nuageux basés sur la connaissance d’un profil vertical moyen (C_v , LWC) et utilisant certaines hypothèses de reconstruction (recouvrement vertical, hétérogénéité du contenu en eau liquide, corrélation de rang) sont également utilisés dans le cadre des simulateurs d’observables. Afin de pouvoir comparer des données issues de simulations GCM à des observations de l’atmosphère (données radar et lidar provenant de satellites notamment), des simulateurs d’observables ont été développés pour transformer les variables de sorties des GCM afin qu’elles soient comparables à des observables ([Klein and Jakob, 1999](#); [Webb et al., 2001](#); [Bodas-Salcedo et al., 2011](#); [Swales et al., 2018](#)). À partir d’un profil nuageux d’une colonne atmosphérique issue d’une simulation GCM, ces simulateurs d’observables génèrent les grandeurs “équivalentes” qui seraient observées par un appareil donné : il peut s’agir d’un flux radiatif à une fréquence donnée, le calcul d’une pression au sommet des nuages, ou une épaisseur optique. Pour obtenir ces grandeurs, les simulateurs utilisent un certain nombre d’hypothèses, dont celles portant sur le recouvrement nuageux ou l’hétérogénéité du contenu en eau liquide, dont certaines sont représentées sur la Figure 2.9.

Dans le cadre de ces simulateurs d’observables il est également important de pouvoir représenter correctement le recouvrement nuageux, et en particulier d’avoir des valeurs robustes de la longueur de décorrélation L_α quand l’ERO est utilisé.

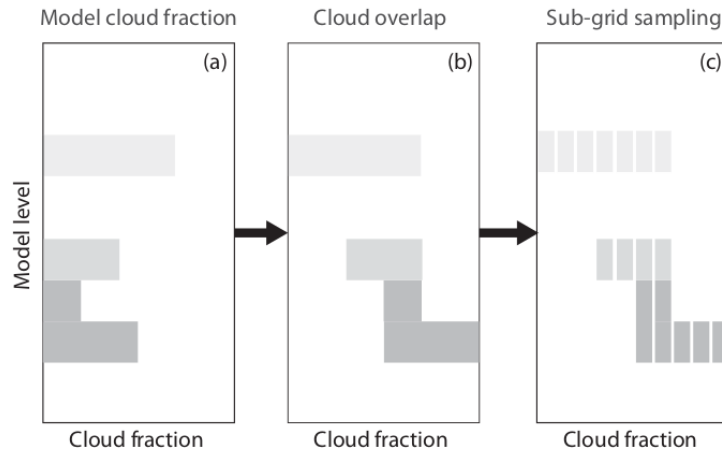


FIGURE 2.9 – Schéma illustrant le fonctionnement du simulateur d’observable COSP (CFMIP Observation Simulator Package, [Bodas-Salcedo et al. \(2011\)](#); [Swales et al. \(2018\)](#)) pour la génération d’une distribution nuageuse sous-maille à partir d’une colonne atmosphérique issue d’un GCM. Figure issue de [Siebesma et al. \(2020\)](#).

Des travaux ont aussi mis en avant le besoin de prendre en compte la variabilité sous maille verticale des nuages. En effet les modèles atmosphériques utilisent l’hypothèse d’épaisseur nulle, dite “hypothèse d’atmosphère fine”, qui suppose qu’une couche d’atmosphère représentée par une couche du maillage du modèle est d’épaisseur nulle, et peut donc être vue “comme une feuille de papier”. Cette hypothèse a comme conséquence de représenter l’hétérogénéité sous maille nuageuse uniquement horizontalement. Une maille est soit nuageuse soit ciel clair sur toute la verticale, et pour chaque maille du modèle l’éventuel nuage est donc homogène verticalement ([Genio et al., 1996](#)). Cela suppose donc que pour une maille donnée, la fraction volumique et la fraction surfacique de nuage sont égales : $C_v = C_s$. Or, [Brooks et al. \(2005\)](#), [Neggers et al. \(2011\)](#), et [Jouhaud et al. \(2018\)](#) montrent que pour des cumulus, la différence entre ces deux fractions peut aller jusqu’à 30% de différence relative, et dépend également de la résolution verticale.

Aujourd’hui la grande majorité des GCM utilisent encore l’hypothèse de recouvrement maximum-aléatoire, malgré les progrès faits sur la détermination de la longueur de décorrélation L_α ainsi que les travaux sur la sensibilité radiative des GCM à cette longueur (par exemple [Barker and Räisänen \(2005\)](#) pour une telle étude appliquée au GCM de l’ECMWF.) Cela est certainement dû à la nécessité d’un important travail de développement des modèles pour prendre en compte le recouvrement nuageux (mais aussi l’hétérogénéité horizontale) et quantifier son effet, mais également car cela nécessite pour de nombreux modèles de modifier d’autres paramétrisations qui compensent actuellement certains biais causé par l’hypothèse de recouvrement maximum-aléatoire (par exemple le tuning de paramètres dans les paramétrisations de condensation sous-maille). La prise en compte du recouvrement exponentiel-aléatoire avec des longueurs de décorrélations adaptées paraît aujourd’hui toujours nécessaire pour les modèles notamment car le biais “too few too bright” est toujours très présent dans les modèles ([Konsta et al., 2022](#)). Il est à noter que ce biais persiste également pour les rares modèles utilisant l’hypothèse d’ERO, et cela pourrait être en partie dû à des mauvaises estimations de L_α . En effet [Barker \(2008a\)](#) montre qu’un changement de seulement 1 km de L_α peut avoir un effet global de 3 W m^{-2} dans le flux au sommet de l’atmosphère, démontrant ainsi la nécessité de prendre en compte précisément les variations de L_α . L’article présenté au chapitre 3 tente d’approfondir certaines de ces questions.

2.2 Simulations haute résolution de cumulus

Nous présentons dans cette section le modèle LEM qui a permis d’obtenir des simulations nuageuses utilisées dans les chapitres suivants pour tester des développement concernant le recouvrement vertical des nuages. Nous présentons également ces simulations haute résolution.

2.2.1 Le modèle Méso-NH

Le modèle de simulation atmosphérique Méso-NH (pour Mesoscale Non-Hydrostatic [Lafore et al. \(1998\)](#); [Lac et al. \(2018\)](#)) est développé conjointement par Météo-France et le Laboratoire d’Aérodynamique. Ce modèle à aire limitée permet de simuler des champs atmosphériques dont la taille varie de quelques mètres à plusieurs centaines de kilomètres. Comme son nom l’indique, il s’agit d’un modèle non-hydrostatique, qui peut en particulier résoudre les structures convectives et nuages de la couche limite quand il est utilisé à haute résolution. Les équations résolues par ce modèle sont les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l’énergie et de la quantité d’eau. Ces équations sont résolues sur un maillage spatio-temporel, qui sera régulier dans les cas étudiés. Les variables prognostiques sont les trois composantes du vent, la pression, l’énergie cinétique turbulente, la température potentielle et les différents rapports de mélange des différentes phases de l’eau. Les méthodes numériques utilisées pour la résolution des équations sont les volumes finis pour les variables thermodynamiques et les différences finies pour les composantes du vent. Pour la discrétisation temporelle les méthodes utilisées sont Runge-Kutta (ordre 3 ou 4) ou leapfrog.



FIGURE 2.10 – Différentes simulations réalisées avec le modèle Meso-NH. Les images ont été obtenues avec l’algorithme Monte Carlo de rendu d’image htrdr développé par Meso-Star (<https://www.meso-star.com/projects/htrdr/htrdr.html>). Figure issue de [Villefranque et al. \(2019\)](#).

Des paramétrisations sont utilisées pour représenter les phénomènes physiques à des échelles plus petite que celle des mailles :

- **Turbulence** : Un schéma 3D est utilisé pour représenter la turbulence sous-maille, basé sur [Redelsperger and Sommeria \(1981, 1982, 1986\)](#); [Cuxart et al. \(2000\)](#). Les termes turbulents γ sont des fonctions des variables d’état, dont l’énergie cinétique turbulente. Ces termes sous-maille sont paramétrisés grâce à une longueur de mélange représentant la taille des tourbillons.

- **Microphysique** : plusieurs méthodes de complexité différentes sont disponibles pour calculer les caractéristiques principales des hydrométéores présents dans chaque maille. Le schéma ICE3, présenté par [Caniaux et al. \(1994\)](#) et [Pinty and Jabouille \(1998\)](#) permet la représentation sous-maille de processus comme la condensation, l'évaporation, l'auto-conversion (transformation de l'eau nuageuse en gouttes de pluie) ou les précipitations. Il permet de calculer les concentrations de différents hydrométéores : gouttelettes d'eau nuageuse, gouttes de pluie, cristaux de glace, neige agglomérée ou neige roulée. Dans les cas que nous étudierons seules les gouttelettes d'eau nuageuse et éventuellement les gouttes de pluie sont formées.
- **Rayonnement** : le rayonnement n'est pas un processus sous-maille mais peut néanmoins être paramétrisé dans le modèle. La résolution du transfert radiatif dans le visible (SW) et l'infrarouge (LW) est faite avec le modèle ecRad ([Hogan and Bozzo \(2018\)](#), version opérationnelle). Ce code calcule les propriétés optiques des gaz, des nuages (gouttelettes ou cristaux de glace) et des aérosols à partir de paramétrisations et des données physiques données par le modèle. Différentes paramétrisations sont mises à dispositions pour le calcul des propriétés optiques, et différents modes sont utilisables pour la résolution du transfert radiatif. Il peut être utilisé en mode McICA ([Pincus et al., 2003](#)), SPARTACUS ([Schäfer et al., 2016](#); [Hogan et al., 2016](#)), TripleClouds ([Shonk and Hogan, 2008](#); [Shonk et al., 2010](#)) ou avec l'hypothèse plan-parallèle homogène.

Quand Méso-NH est utilisé dans son mode LES, ce modèle permet de simuler des champs atmosphériques nuageux, notamment de convection peu profonde. Avec une résolution de l'ordre de la dizaine de mètres les cumulus sont alors résolus géométriquement. C'est cette haute résolution qui nous permet de considérer les simulations obtenues comme représentant suffisamment précisément ces champs nuageux. La robustesse de Méso-NH a été testée ([Villefranque, 2019](#); [Couvreur et al., 2020](#)) pour chaque cas simulé afin de vérifier la cohérence des profils thermodynamiques obtenus, le développement de la turbulence de couche limite ou la sensibilité des résultats aux différentes paramétrisations utilisées. Un travail d'inter-comparaison entre modèles permet également de valider ses résultats. Une fois ces vérifications faites, ces simulations, malgré des erreurs et imprécisions inhérentes à toute simulation numérique (effet de la résolution spatio-temporelle, discrétisation numérique, schémas numériques, sensibilités aux paramétrisations utilisées...), peuvent être considérées comme représentant assez fidèlement les processus physiques mis en jeu. Dans la suite de cette thèse est étudiée la structure verticale des nuages de scènes produites par Méso-NH ainsi que leur effet radiatif. Il nous suffit donc que la structure géométrique des nuages produits (que ce soit la fraction ou le contenu en eau liquide) soit représentatif de celle de cumulus réels.

2.2.2 Les cas étudiés et grandeurs d'intérêt

Dans cette section sont présentés les quatre cas de convection peu profonde dont les simulations réalisées avec Méso-NH sont utilisées par la suite comme références. Deux cas de développement de cumulus sur surface continentale sont présentés (ARM et SCMS), ainsi que deux cas de cumulus de couche limite océanique (BOMEX et RICO). Les articles de références présentant ces cas sont mentionnés par la Table 2.1.

Cas	Article de référence
ARM	Brown et al. (2002)
BOMEX	Siebesma et al. (2003)
RICO	vanZanten et al. (2011)
SCMS	Neggers et al. (2003)

TABLE 2.1 – Les différents cas de cumulus simulés par LES et les articles de références correspondants.

Tous les cas ont été mis au point à partir d’observations et sont idéalisés. L’effet de la grande échelle est simplifiée et résumée à des tendances en température, humidité et vent. Ces cas sont forcés en surface (soit par des flux de surface prescrits, soit en température pour le cas RICO). Le rayonnement n’est pas interactif lors de ces simulations, c’est-à-dire que les tendances sur les températures sont précalculées et prescrites pendant la simulation. Les tendances et flux de surface sont homogènes horizontalement.

Les deux cas continentaux (ARM et SCMS) sont fortement marqués par le cycle diurne du flux solaire incident en surface : le développement de la couche limite et des nuages associés y suit donc ce cycle. Les deux autres cas sont océaniques (BOMEX et RICO) et quasi stationnaires, la couche nuageuse est déjà développée en début de simulation.

Les simulations basées sur ces quatre cas qui seront utilisées pour le reste de cette thèse sont réalisées sur des domaines de 6.4 km de coté sur une hauteur de 4 km à la résolution $dz=dx=dy=25$ m avec un pas de temps $dt=1$ s. La table 2.2 résume les caractéristique des simulations réalisées pour chacun des cas.

Cas étudié	ARM	BOMEX	RICO	SCMS
Espace				
$dx = dy = dz$ [m]	25	25	25	25
$Lx = Ly$ [km]	6.4	6.4	6.4	6.4
Lz [km]	4	4	4	4
Temps				
Δt [s]	1	1	1	1
Durée [h]	15	15	24	12
Heure UTC	5h30-21h30	-	-	7h-19h
Heure Locale	11h30-3h30	-	-	12h-00h
Flux de surface et forçage				
Surface	Continent	Océan	Océan	Continent
Forçage	Flux	Flux	SST	Flux
Flux chaleur latente moy/max [W m ⁻²]	257/491	154/154	128/164	188/297
Flux chaleur sensible moy/max [W m ⁻²]	63/140	9.4/9.4	9.1/11	64/101

TABLE 2.2 – Paramètres et caractéristiques des simulations LES des quatre cas de cumulus étudiés. Les deux premières heures de simulation sont des phases de mise à l’équilibre pour les modèles.

Nous utilisons dans cette thèse plusieurs champs 3D issus de ces LES pour les quatre cas de scènes nuageuses de cumulus présentées ci-dessus. On considèrera ces scènes comme représentatives de scènes de cumulus, qu’elles soient continentales (ARM, SCMS) ou océaniques (BOMEX, RICO). La figure 2.11 présente certaines des caractéristiques nuageuses des simulations utilisées. On y reconnaît notamment l’influence du cycle diurne sur les cas continentaux ARM et SCMS qui présentent une couverture nuageuse et un contenu en eau liquide intégré sur la verticale (Liquid Water Path, LWP dans la suite) qui se développent en fin de matinée avant de diminuer et disparaître en fin de journée. Cet effet est également visible pour ces deux cas sur l’altitude de la base

des nuages, qui marque la hauteur de la couche limite mélangée. Inversement les cas de cumulus maritimes ne montrent pas ces tendances, le cycle diurne étant beaucoup moins marqué, et toutes les caractéristiques nuageuses sont quasi-stationnaires tout au long de la journée. L'absence de cycle diurne est dû au fait que ces simulations sont forcées en surface par des flux sensible et latent constants pour BOMEX, et une température de surface constante pour RICO. La convection peu profonde est également moins forte, dû à des flux turbulents moins importants, ce qui se traduit par rapport aux cas continentaux par un LWP plus faible sur une grande partie de la journée, et une extension verticale plus faible de la couche nuageuse, avec une altitude du sommet des nuages plus faible. Pour les quatre cas les couvertures nuageuses sont typiques de cas de cumulus de couche limite avec en moyenne sur la journée $CC \approx 0.1 - 0.4$.

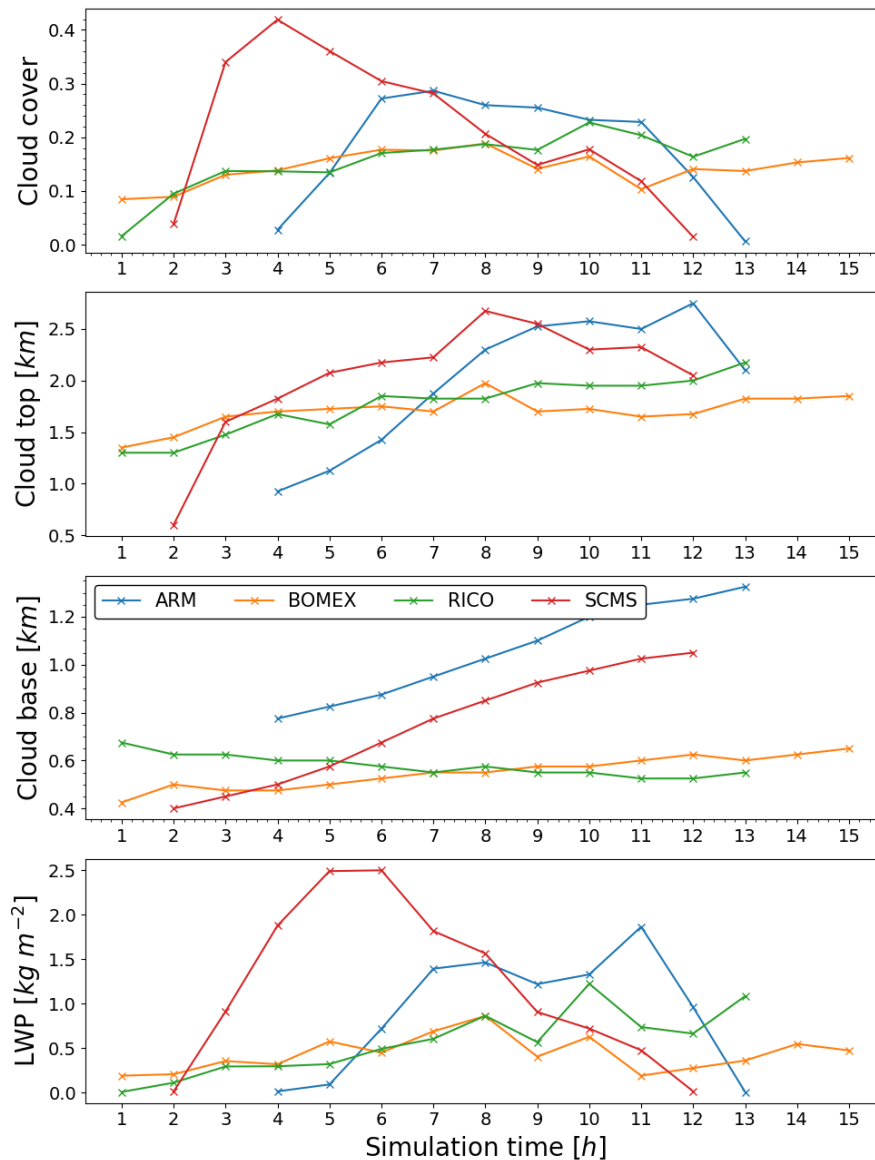


FIGURE 2.11 – Évolution de quelques caractéristiques des cumulus simulés en fonction du temps, pour quatre cas considérés (identifiés par des couleurs différentes).

La figure 2.12 montre pour un champ 3D de chaque cas étudié, le profil vertical de la fraction volumique nuageuse C_v (en bleu), c'est-à-dire pour chaque couche la fraction des mailles contenant de l'eau liquide. La fraction surfacique C_s y est aussi représenté à différentes résolutions : c'est la projection de C_v sur une surface, c'est-à-dire pour une hauteur donnée, la fraction de sous-colonnes ayant au moins une maille nuageuse. À la résolution la plus fine, $C_v=C_s$.

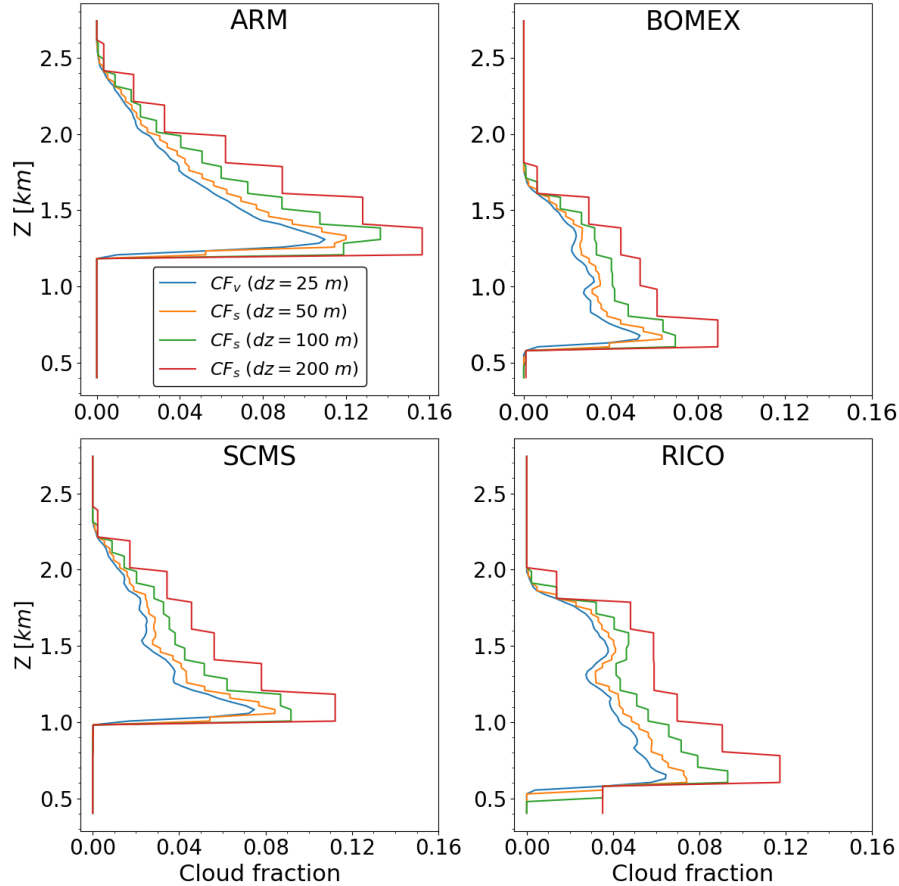


FIGURE 2.12 – Fractions nuageuses volumiques C_v et surfaciques C_s à différentes résolutions verticales pour une simulation de chaque cas étudié. Pour chaque cas le profil correspondant à la dixième heure de simulation a été choisi.

Une autre grandeur d'intérêt de ces champs nuageux est la quantité d'eau liquide présente dans chaque maille. La figure 2.13 montre pour les quatre cas étudiés (pour les simulations correspondant à la dixième heure) et différentes altitudes, la distribution du rapport de mélange en eau liquide (masse d'eau liquide par kilogramme d'air sec) dans une couche de 100 m d'épaisseur. Pour chaque cas, la distribution d'eau liquide de la simulation est présentée en bleu, et peut être approchée par une distribution gamma (Zhang et al., 2014; Oreopoulos et al., 2012; Villefranche et al., 2021) représentée par :

$$f(x, k, \theta) = \frac{x^{k-1} e^{-\frac{x}{\theta}}}{\Gamma(k)\theta^k} \quad \text{for } x > 0 \quad k, \theta > 0 \quad (2.6)$$

où x est le rapport de mélange en kg/kg, $k\theta$ est la moyenne de la distribution et $k\theta^2$ son écart-type, $\Gamma(k)$ est la fonction gamma, avec $Re(k) > 0$:

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} dt \quad (2.7)$$

Pour chaque cas, la loi gamma paramétrée par la moyenne et l'écart-type de la distribution provenant de la simulation est représentée en orange. Cette distribution sera utilisée dans le chapitre 3 pour représenter la variabilité du contenu en eau liquide de ces scènes nuageuses. Des travaux plus spécifiques concernant ces simulations peuvent être trouvés dans [Villefranque \(2019\)](#) et [Maury \(2021\)](#).

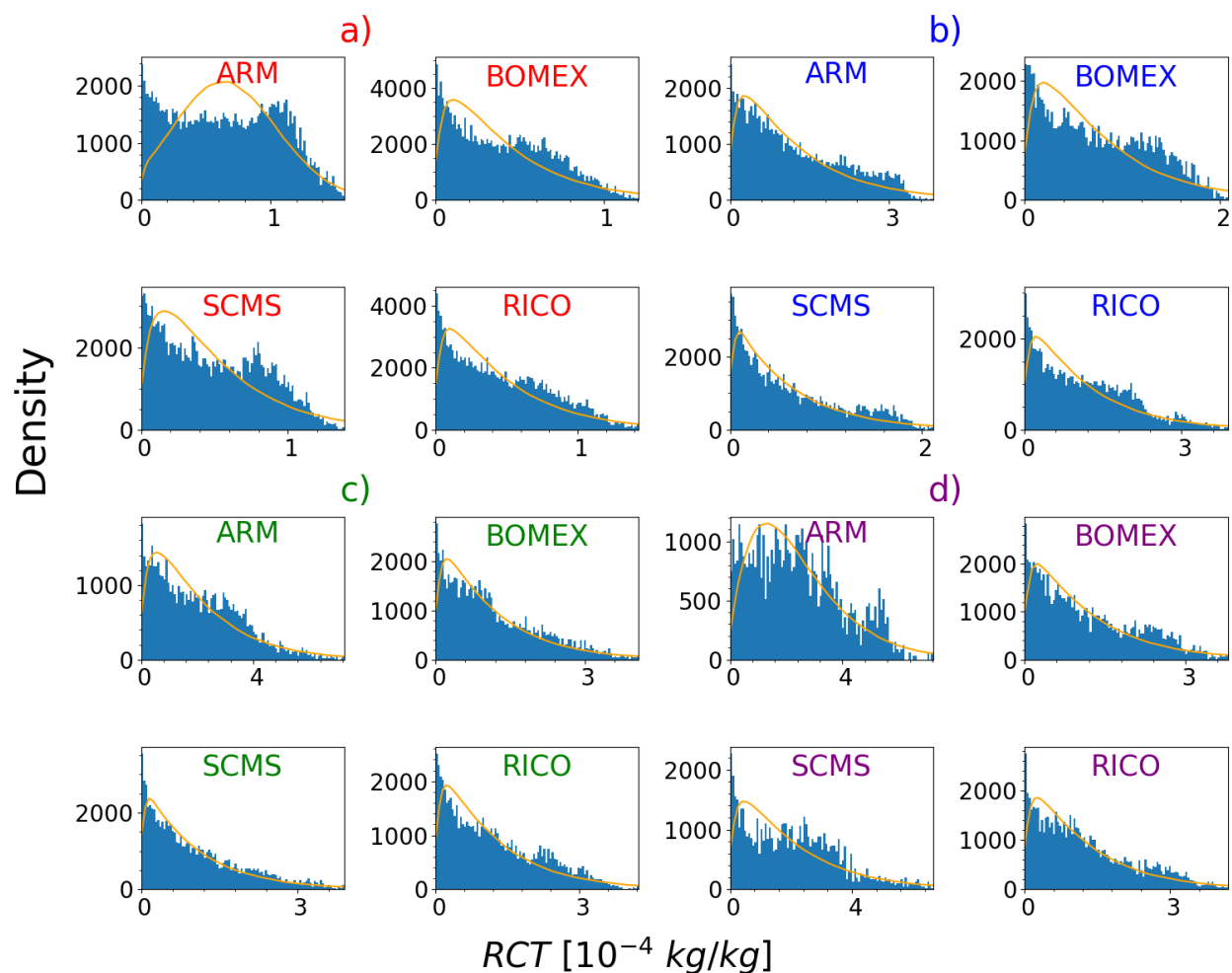


FIGURE 2.13 – Distribution du rapport de mélange en eau liquide pour les quatre cas étudiés (dixième heure de simulation). La distribution est donnée pour quatre altitude : a) correspond à l'altitude à 20% de la couche nuageuse (en partant de la base du nuage), b) à 40%, c) 60% et d) 80%. A chaque fois la couche considérée est d'épaisseur 100 m (c'est l'union de quatre couches d'épaisseur $dz=25$ m). En bleu est représenté l'histogramme de la distribution provenant de la simulation, en orange la loi gamma ayant la même moyenne et le même écart-type.

2.3 Algorithmes de Monte Carlo pour le Transfert Radiatif

Dans cette section sont présentées les méthodes de Monte Carlo utilisées pour la résolution de l'équation du transfert radiatif dans le cas d'atmosphères nuageuses. Une présentation plus exhaustive de ces méthodes peut être trouvée dans la thèse de Najda Villefranque (Villefranque, 2019). Ces méthodes seront utilisées dans les chapitres suivants pour résoudre le transfert radiatif dans des scènes nuageuses, notamment dans les champs nuageux issus des LES (chapitre 3 et chapitre 4), mais aussi sur des profils atmosphériques issus de simulations GCM (chapitre 5).

2.3.1 Méthodes de Monte Carlo

Les méthodes de Monte Carlo sont basées sur le fait que d'après la loi des grands nombres, la moyenne de n réalisations indépendantes de la même variable aléatoire X converge vers son espérance $E(X)$. Si on considère n réalisations aléatoires indépendantes distribuées selon la même loi que X on a donc :

$$\bar{X}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad \text{et} \quad \mathbb{P} \left(\lim_{n \rightarrow +\infty} \bar{X}_n = E(X) \right) = 1$$

La variable aléatoire \bar{X}_n est donc un estimateur sans biais de l'espérance $E(X)$. Il s'agit de l'estimateur de Monte Carlo. La variance empirique $S_n^2(X)$ est aussi une variable aléatoire et permet d'estimer la variance de X , σ_X^2 sans biais :

$$S_n^2(X) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X}_n)^2 \quad \text{et} \quad \mathbb{P} \left(\lim_{n \rightarrow \infty} S_n^2(X) = \sigma_X^2 \right) = 1$$

De plus d'après le théorème central limite, la loi de la variable aléatoire \bar{X}_n s'approche quand n est grand d'une loi normale d'espérance $E(X)$ et de variance σ_X^2/n :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbb{P} \left(\frac{\bar{X}_n - \mu}{\sigma/\sqrt{n}} \leq z \right) = \Phi(z)$$

où Φ est la fonction de répartition de la loi normale $\mathcal{N}(0, 1)$. Ce résultat permet de construire des intervalles de confiance, pour encadrer l'erreur commise dans l'estimation de la moyenne $E(X)$ par \bar{X}_n . Ainsi $E(X)$ appartient à l'intervalle $[\bar{X}_n \pm \frac{z_{1-r/2} \times \sigma}{\sqrt{n}}]$ avec la probabilité $1 - r$, où $z_{1-r/2}$ est le quantile de la loi centrale normale centrée réduite. Par exemple, $E(X)$ appartient à l'intervalle $[\bar{X}_n \pm \frac{3\sigma}{\sqrt{n}}]$ avec la probabilité $p \approx 0.9973$. Cette erreur varie en $1/\sqrt{n}$, donc multiplier le nombre de réalisations par 10 fait diminuer l'erreur d'un facteur $\sqrt{10} \approx 3.16$. Dans la pratique on ne connaît pas σ mais on utilise l'écart-type empirique S_n .

Un exemple simple d'application de la méthode Monte Carlo est l'estimation du nombre π . Considérons le domaine du plan $\{x, y\} \in \mathbb{R}^2$ tel que $-1 < x < 1$ et $-1 < y < 1$. Ce domaine correspond au carré circonscrit au cercle unité, dont l'aire est $A=\pi$. Soit $(X_i)_{i \in [1, n]}$ et $(Y_i)_{i \in [1, n]}$ des suites de n variables aléatoires indépendantes suivant la même loi uniforme entre -1 et 1 . Le point $M_i = \{x_i, y_i\}$ correspondant à une réalisation de X_i et Y_i est dans le cercle unité si et seulement si $x_i^2 + y_i^2 \leq 1$, et la probabilité qu'il appartienne au cercle est $\pi/4$ (la surface du cercle divisée par celle du carré). La variable aléatoire associée à l'évènement "le point échantillonné appartient au cercle" suit donc une loi de Bernoulli de paramètre $\pi/4$. Pour un nombre de points échantillonnés assez grand, le nombre de points dans le cercle unité donne une estimation du paramètre de la loi de Bernoulli, et on a ainsi construit un estimateur du nombre π .

2.3.2 Formulation intégrale de l'ETR et méthodes de Monte Carlo

Nous allons maintenant montrer comment à partir de la formulation intégrale de l'équation du transfert radiatif, il est possible de la résoudre par la méthode de Monte Carlo. L'équation du transfert radiatif présentée au chapitre 1 peut être écrite sous sa formulation intégrale, pour une longueur d'onde λ donnée, dans un milieu semi-infini, considéré comme un milieu semi-transparent composé d'éléments pouvant diffuser ou émettre le rayonnement :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty \exp\left(-\int_0^l k(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega}) ds\right) \mathcal{S}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) dl \quad (2.8)$$

où $\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ est la luminance incidente en \mathbf{x} , suivant la direction $\boldsymbol{\omega}$. Le point $\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}$ correspond au point à la distance l de \mathbf{x} dans la direction d'observation $\boldsymbol{\omega}$: ces premiers développements sont assez formels, mais nous verrons plus loin que cette reformulation amène à résoudre le transfert radiatif "à l'envers", c'est-à-dire en parcourant les rayons lumineux qui partent du point d'observation \mathbf{x} , et en les "remontant" jusqu'à un point où la luminance est connue. $k(\mathbf{x})$ est le coefficient d'extinction du milieu, et $\mathcal{S}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$ est la source volumique représentant les sources de diffusions et d'émissions, au point \mathbf{x} , dans la direction $\boldsymbol{\omega}$:

$$\mathcal{S}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) = k_s(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' + k_a(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \quad (2.9)$$

où $\Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$ est la fonction de phase représentant la probabilité qu'un photon incident dans la direction $\boldsymbol{\omega}'$ soit diffusé par le milieu dans la direction $\boldsymbol{\omega}$. k_s est le coefficient de diffusion et k_a est le coefficient d'absorption. $\mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ est la luminance du corps noir émise par le milieu en \mathbf{x} dans la direction $\boldsymbol{\omega}$, et correspond à la fonction de Planck évaluée en la température du point \mathbf{x} .

Représentée sous forme d'intégrale, il est possible d'interpréter la luminance \mathcal{L} comme l'espérance d'une variable aléatoire :

$$\mathcal{L} = E(V_S(L)) \quad (2.10)$$

où $V_S(L)$ est une variable aléatoire, fonction d'une autre variable aléatoire, L , appelée *libre parcours*, telle que :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty p_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) V_S(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl \quad (2.11)$$

où p_L est la fonction de densité de probabilité associée à la variable aléatoire L . Le fait de lire cette intégrale comme une espérance ouvre la possibilité de l'estimer par la méthode de Monte Carlo. Pour cela on estime \mathcal{L} en échantillonnant un grand nombre de réalisations indépendantes l de L , distribuées selon p_L , en retenant le poids Monte Carlo associé V_S à chaque fois. Une partie cruciale dans le développement des algorithmes radiatifs de Monte Carlo repose dans le choix de p_L et V_S . Si on multiplie et divise par $k(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})$ dans l'équation (2.8), on peut définir la fonction $p_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ comme la fonction de densité de probabilité d'une variable aléatoire L de telle sorte que :

$$p_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = k(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \exp\left(-\int_0^l k(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega}) ds\right) \quad (2.12)$$

Cette densité de probabilité est normée car le champs des coefficients d'extinction k sont normés. Elle n'est pour l'instant pas nécessairement normalisée, mais le sera grâce à certains choix faits par la suite. Elle peut également rester non normalisée, avec l'ajout de conditions limites (comme nous le verrons plus tard avec la figure 2.14).

La variable aléatoire V_S s'écrit alors comme :

$$V_S(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{1}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \mathcal{S}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \quad (2.13)$$

On peut donc maintenant estimer la luminance \mathcal{L} par la méthode de Monte Carlo en tirant aléatoirement des réalisations de la variable L selon p_L et en évaluant la fonction poids V_S à chaque réalisation l de L . Le choix fait pour la pdf p_L est arbitraire, et d'autres sont possibles, comme nous le verrons dans la section suivante.

On peut réécrire la variable aléatoire V_S comme :

$$\begin{aligned} V_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \frac{k_s(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \\ &+ \frac{k_a(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \\ &= p_S(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}) \mathcal{L}^{diff}(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + (1 - p_S(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \end{aligned} \quad (2.14)$$

où $p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{k_s(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \in [0, 1]$ correspond à une probabilité de diffusion sachant un événement d'extinction. Comme $k = k_a + k_s$ on a aussi $1 - p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{k_a(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \in [0, 1]$, qui correspond à une probabilité d'absorption sachant un événement d'extinction.

Si on appelle S la variable aléatoire discrète prenant la valeur $\mathcal{L}^{diff}(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ avec la probabilité $p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ et la valeur $\mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$ avec la probabilité $1 - p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$, alors V_S est l'espérance de cette variable aléatoire :

$$V_S = E(S) \quad (2.15)$$

et l'équation (2.10) devient :

$$\mathcal{L} = E(V_S) = E(E(S)) = E(S) \quad (2.16)$$

par linéarité de l'espérance.

Ce résultat implique qu'il n'est pas nécessaire de calculer le poids V_S à chaque réalisation l de L dans l'équation (2.11). Ce calcul nécessiterait lui-même un grand nombre de réalisations de la variable aléatoire S , mais l'équation (2.16) indique qu'une seule réalisation de S est en fait suffisante pour chaque réalisation de L . C'est ce qu'on appelle la *double randomisation*. La linéarité de l'espérance permettrait le même résultat pour un nombre arbitraire d'imbrications de fonctions avec $V_S = f \circ g \circ h \circ \dots \circ L$, tant que ces fonctions sont linéaires. Cette propriété fondamentale rend ces méthodes insensibles à la dimension du domaine d'intégration. En effet, estimer un flux en intégrant sur les fréquences, sur l'espace, et sur les directions revient au même temps de calcul qu'estimer une luminance monochromatique en un point et une direction, grâce à la double randomisation. C'est cette propriété de Monte Carlo qui permet notamment une application de la méthode dans certains cas prenant en compte plusieurs corpus de la physique, parfois à différentes échelles : par exemple réacteurs photo-chimiques (Dauchet et al., 2013; Gattepaille, 2021), transfert radiatif en milieux nuageux haute résolution prenant en compte l'influence de la grande échelle climatique (Villefranque et al., 2022), ou phénomènes convecto-diffusifs (Fournier et al., 2016; Tregan et al., 2022).

De la même manière, comme $\mathcal{L}^{diff}(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ s'écrit comme une intégrale il est possible de l'écrire comme l'espérance d'une nouvelle variable aléatoire :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{diff}(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \\ &= E(\Omega)\end{aligned}\quad (2.17)$$

où Ω est la variable aléatoire de support $[0, 4\pi]$, de distribution $\Phi(\boldsymbol{\omega}, \cdot)$.

On obtient donc l'écriture de la luminance comme une suite d'imbrications de multiples espérances, qui est donc une espérance elle-même par double-randomisation :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \int_0^\infty p_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) V_S(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl \\ &= \int_0^\infty p_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl \left\{ p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \mathcal{L}^{diff}(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + (1 - p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \right\} \\ &= \int_0^\infty p_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl \left\{ p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' + (1 - p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \right\}\end{aligned}\quad (2.18)$$

Le pseudo-algorithme représentant les différentes étapes nécessaires à la résolution par Monte Carlo de l'équation (2.18) est présenté par la figure 2.15. Une fois les réalisations générées aléatoirement, on connaît une estimation de la luminance $\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ ainsi que l'écart type associé à l'estimation de la luminance :

$$\begin{aligned}\bar{\mathcal{L}}_n &= \frac{C_m}{n} \\ S_n(\bar{\mathcal{L}}_n) &= \frac{1}{\sqrt{n-1}} \sqrt{\frac{C_q}{n} - \bar{\mathcal{L}}_n^2}\end{aligned}\quad (2.19)$$

où, comme le montre la figure 2.15, C_m est la somme des luminances calculées à chaque réalisation, et C_q la somme des carrés de ces luminances.

Comme représenté sur la figure 2.14, la réalisation d'une itération de cet algorithme peut être vue comme un parcours dans l'espace physique depuis le point où la luminance est recherchée, suivi d'une suite de collisions. Tant que la collision est une diffusion on continue le chemin, et celui-ci s'arrête quand une émission est réalisée, à un point où on connaît la luminance.

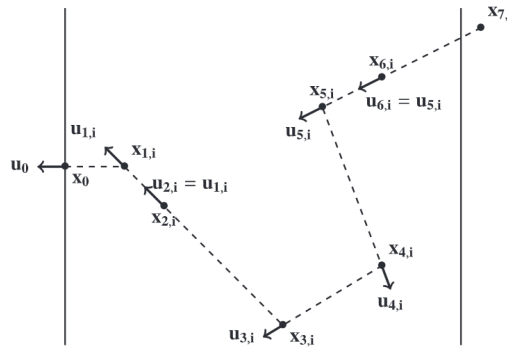


FIGURE 2.14 – Réalisation d'un chemin d'un algorithme Monte Carlo. Ici on souhaite calculer la luminance à la paroi en \mathbf{x}_0 dans la direction \mathbf{u}_0 . Le volume entre les deux parois est purement diffusif et la luminance est connue dans toutes les directions sur la paroi de droite. Figure issue de [Galtier et al. \(2017\)](#).

2.3.3 Algorithmes à collisions nulles

La technique des collisions nulles (Woodcock et al., 1965; Boeuf and Marode, 1982; Koura, 1986) a été développée dans le cadre de la physique du transport linéaire afin de résoudre des problèmes liés à des hétérogénéités volumiques fortes (variations de propriétés physiques dans le milieu). Ces problèmes méthodologiques sont spécifiquement associés aux méthodes de Monte Carlo. La méthode des collisions nulles à récemment été reformulée par Galtier et al. (2013) dans le cadre des formulations intégrales associées aux algorithmes de Monte Carlo pour le transfert radiatif. On pourra également en trouver une analyse dans El Hafi et al. (2021).

Cette méthode part du constat que pour échantillonner la longueur de libre parcours dans l’algorithme de Monte Carlo, il est nécessaire de calculer l’inverse de la fonction de répartition de p_L donnée par l’équation (2.12). Lorsque le coefficient d’extinction k est hétérogène dans le milieu, le calcul de l’exponentielle de l’intégrale peut s’avérer coûteux si le domaine est maillé finement. Dans un milieu continu, ce calcul ne peut pas être exact la plupart du temps et donc introduit une approximation pour estimer l’intégrale. Le raisonnement utilisé est alors de transformer le champ de coefficients d’extinction ($k(\mathbf{x})$) en un champ homogène afin de “sortir l’intégrale de l’exponentielle” et de pouvoir échantillonner le parcours libre l de manière plus simple (et indépendante de l’hétérogénéité spatiale du champ d’extinction). En effet, si le milieu est homogène alors l’intégrale qui était dans l’exponentielle devient un simple produit. En contrepartie, on va devoir rejeter une partie des collisions échantillonnées.

Pour cela on va créer le majorant du coefficient d’extinction *total* \hat{k} . Celui-ci est fixé à une valeur uniforme dans tout le milieu, et on définit le coefficient d’extinction des collisions nulles $k_n(\mathbf{x})$ de telle sorte que :

$$\hat{k} = k(\mathbf{x}) + k_n(\mathbf{x}) = k_s(\mathbf{x}) + k_a(\mathbf{x}) + k_n(\mathbf{x}) \quad (2.20)$$

On considérera que \hat{k} est toujours un majorant du coefficient d’extinction réel, et que par conséquent k_n est toujours positif.

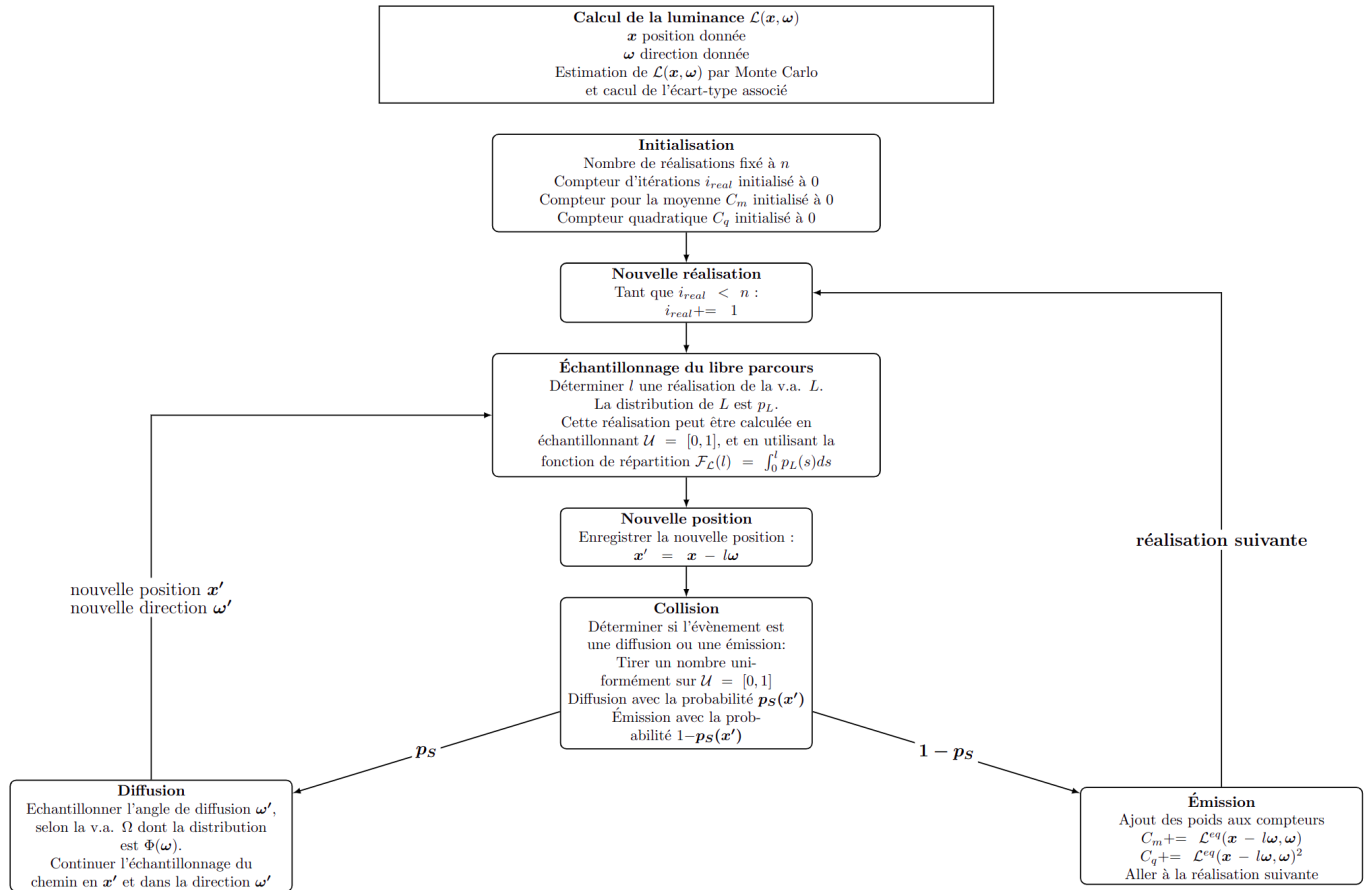


FIGURE 2.15 – Pseudo algorithme de Monte Carlo pour l’estimation de la luminance et le calcul de l’écart type associé. La longueur d’onde λ n’est pas mentionnée mais elle est fixée avant la résolution.

Ce coefficient k_n vient donc compenser en chaque point la valeur du coefficient d'extinction afin de créer un champ d'extinction virtuel uniforme. On dit aussi qu'on a rajouté des *collisionneurs nuls*, c'est-à-dire des particules virtuelles, comme le montre la Figure 2.16.

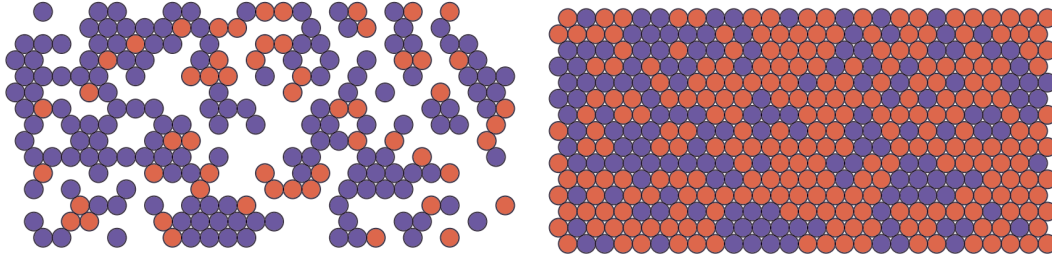


FIGURE 2.16 – A gauche : champ de diffuseurs (en rouge) et d'émetteurs (en bleu). A droite : des diffuseurs virtuels sont rajoutés afin de créer un champ d'extinction virtuel uniforme. Figure issue de [El Hafi et al. \(2021\)](#).

Pour que la physique du problème initial soit respectée et que le résultat soit le même il est évident que ces particules ne doivent avoir aucun effet : on considère donc qu'elles diffusent purement vers l'avant (c'est à dire dans la même direction qu'un rayon incident) comme s'il ne se passait rien.

Pour prendre en compte ce nouveau champ d'extinction dans la formulation intégrale de l'ETR pour définir un algorithme de Monte Carlo modifié, il faut revenir à la formulation différentielle de l'ETR de l'Équation 1.5, tout en y ajoutant et enlevant le terme $k_n \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ pour rester équivalent :

$$\begin{aligned}
 (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= -k \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) - k_n \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_n \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_a \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \\
 &= -\hat{k} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_n \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_a \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \\
 &= -\hat{k} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + \hat{k} \left\{ \frac{k_n}{\hat{k}} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + \frac{k_a}{\hat{k}} \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + \frac{k_s}{\hat{k}}(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \right\}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Comme fait précédemment, la luminance se reformule alors comme une intégrale faisant intervenir la luminance elle même :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \int_0^\infty \exp\left(-\int_0^l \hat{k}(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega}) ds\right) \left\{ k_s(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \right. \\
 &\quad \left. + k_a(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \right. \\
 &\quad \left. + k_n \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \right\} dl
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

On peut maintenant revenir à l'Équation 2.11 et réécrire la luminance comme l'espérance d'une nouvelle variable aléatoire \hat{V}_S :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty \hat{p}_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \hat{V}_S(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl \tag{2.23}$$

où la nouvelle distribution $\hat{p}_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ est maintenant une fonction plus simple à échantillonner donnée par :

$$\hat{p}_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \hat{k} \exp \left(- \int_0^l \hat{k}(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega}) ds \right) = \hat{k} \exp(-\hat{k}l) \quad (2.24)$$

En suivant les mêmes développements que précédemment on obtient une nouvelle formulation intégrale de la luminance :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \int_0^\infty \hat{p}_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \hat{V}_S(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl \\ &= \int_0^\infty \hat{p}_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \left\{ \frac{k_n(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})}{\hat{k}} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \right. \\ &\quad + \frac{k_a(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})}{\hat{k}} \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \\ &\quad \left. + \frac{k_s(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})}{\hat{k}} \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \right\} dl \\ &= \int_0^\infty \hat{p}_L(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \left\{ \hat{p}_n(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \right. \\ &\quad + (1 - \hat{p}_n(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})) \left[p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' \right. \\ &\quad \left. \left. (1 - p_S(L, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \right] \right\} dl \end{aligned} \quad (2.25)$$

où $\hat{p}_n(l, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{k_n(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})}{\hat{k}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})}$ est la probabilité que le collisionneur en $\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}$ soit virtuel et que la collision soit nulle (diffusion pure vers l'avant).

L'introduction d'un coefficient d'extinction uniforme a donc permis d'avoir une distribution \hat{p}_L à échantillonner de façon moins coûteuse numériquement et en terme d'accès mémoire. La compensation de l'introduction de k_n est relativement peu coûteuse car elle correspond simplement à l'introduction d'une nouvelle variable aléatoire discrète de distribution $(\hat{p}_n, 1 - \hat{p}_n)$. La prise en compte de cette nouvelle variable aléatoire dans l'espace des chemins pendant la résolution de l'algorithme de Monte Carlo correspond simplement à un test à chaque collision pour déterminer la nature du collisionneur, virtuel ou réel, comme on peut le voir dans le pseudo algorithme correspondant à cette formulation intégrale présenté dans la figure 2.17. L'introduction d'un coefficient d'extinction \hat{k} majorant augmente cependant le nombre brut de collisions à trier. Il est donc nécessaire de bien estimer \hat{k} pour ne pas trop augmenter le nombre de collisions nulles. La section suivante présente une méthode permettant d'optimiser la gestion du champ d'extinction majorant afin de réduire le nombre de collisions nulles ainsi introduites.

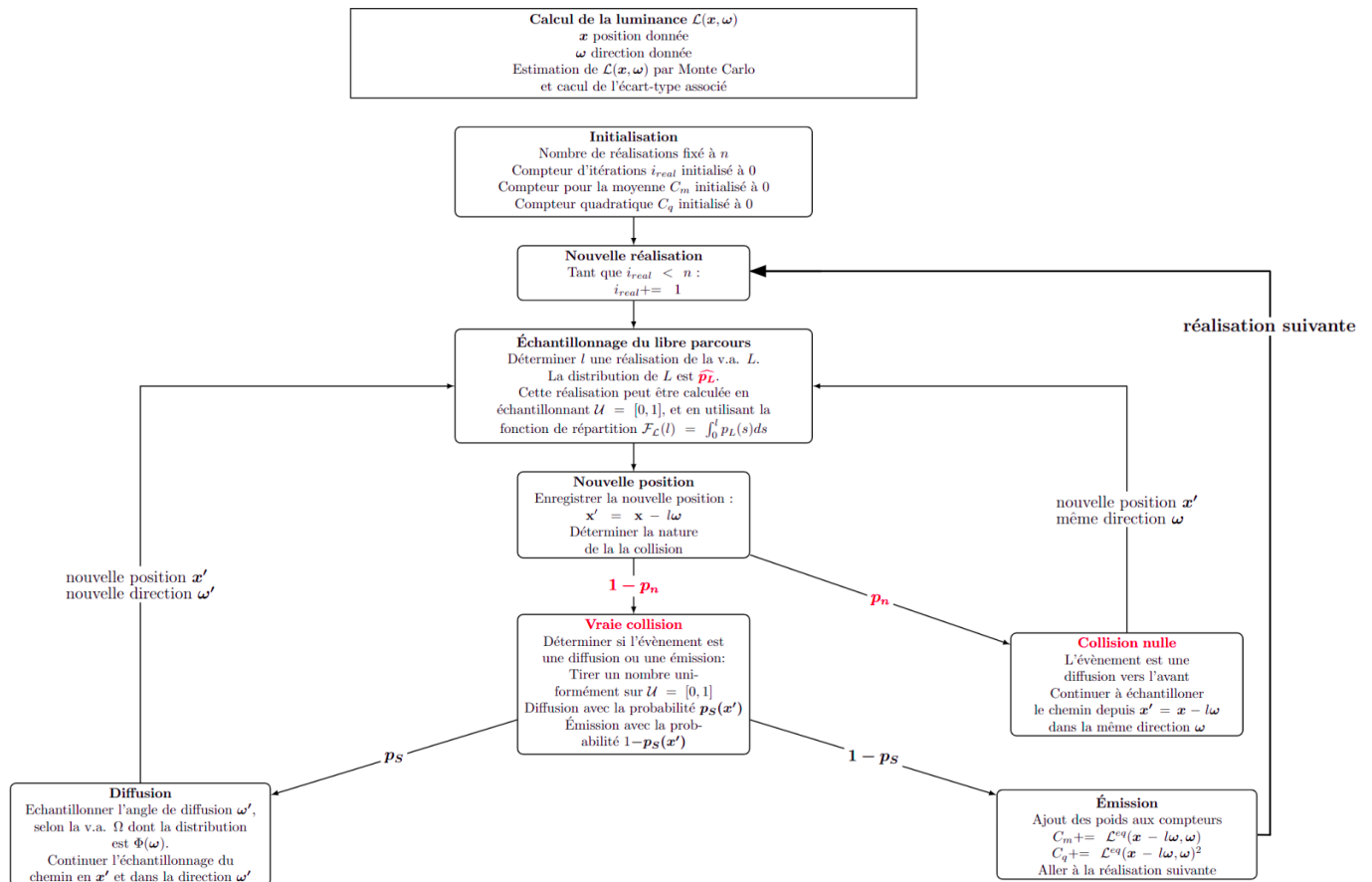


FIGURE 2.17 – Pseudo algorithme de Monte Carlo avec ajout de collisions nulles. Après chaque “saut” un test est ajouté pour déterminer si la collision est nulle ou s’il s’agit d’une vraie collision. Pour une vraie collision la suite reste inchangée, et pour une collision nulle il s’agit d’une diffusion vers l’avant donc il faut retourner à l’étape d’échantillonnage du libre parcours pour trouver la luminance dans la même direction.

2.3.4 Grilles accélératrices

La méthode de grille accélératrice, développée par [Villefranque et al. \(2019\)](#) dans le cadre du transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse, permet de déterminer et de structurer de façon optimisée le champ des majorants \hat{k} . Le raisonnement est le suivant : supposons un champ nuageux 3D contenant une seule espèce interagissant avec le rayonnement. La concentration de cette espèce dans l'espace correspond à un champ du coefficient d'extinction $k(\mathbf{x})$. Sans la méthode des collisions nulles il est nécessaire, pour échantillonner un libre parcours à chaque étape de l'algorithme de Monte Carlo, d'intégrer le coefficient $k(\mathbf{x})$ qui varie dans l'espace, et donc d'accéder à cette donnée de nombreuses fois le long du rayon. Cela correspond à de nombreux appels mémoire et des calculs coûteux, situation décrite dans la figure 2.18 (à gauche). La méthode des collisions nulles, après avoir généré un coefficient \hat{k} uniforme dans l'espace, permet d'échantillonner directement la distance l de la prochaine collision, en accédant une seule fois à la donnée brute locale au point de collision échantillonné (Fig. 2.18, milieu). Cependant un majorant global unique ne tient pas compte de l'hétérogénéité du champ d'extinction et peut se révéler trop élevé sur certaines zones, causant ainsi un nombre artificiellement élevé de collisions. La grille accélératrice permet un entre-deux en générant un ensemble de majorants (Fig. 2.18, droite) de telle sorte que dans chaque partie de la grille le nombre de collisions nulles soit relativement faible, tout en conservant un nombre d'appels mémoire assez bas. Cela permet par exemple d'éviter la situation où le majorant serait déterminé trop strictement par une partie du domaine d'étude avec une forte concentration en eau liquide, forçant un nombre inutilement élevé de collisions nulles dans les parties ciel clair.

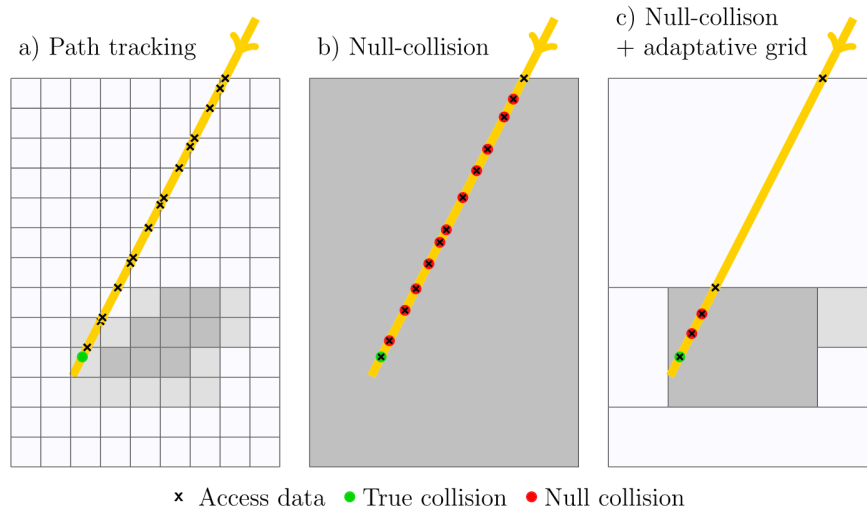


FIGURE 2.18 – Figure issue de [Villefranque et al. \(2019\)](#).

Pour déterminer ce champ de majorant, [Villefranque et al. \(2019\)](#) procède de manière hiérarchique à partir du domaine contenant les coefficients d'extinction réels du milieu. Deux mailles sont fusionnées par un coefficient majorant unique si leurs coefficients majorants temporaires (\hat{k}_1, \hat{k}_2) vérifient la condition $|\hat{k}_1 - \hat{k}_2| \times D < \tau_s$, où D est la hauteur du domaine résultant et τ_s est une épaisseur optique seuil, fixée par l'utilisateur en fonction du besoin (à $\tau_s=1$ par exemple). Ce critère ([Novák et al., 2014](#)), permet de fusionner des domaines homogènes même s'ils ont une épaisseur optique forte (il est en effet peu utile de conserver de nombreuses fois des valeurs identiques ou proches dans le champ d'extinction si on peut les majorer à faible coût), et également de fusionner des régions très hétérogènes mais d'épaisseur optique faible (en effet même en majorant relativement grossièrement le champ d'extinction dans ces domaines, il y aura peu de collisions (fictives ou non)).

La méthode des collisions nulles permet un temps de calcul indépendant du maillage car la traversée ne nécessite plus d'accéder à la donnée de chaque maille traversée, mais seulement localement lors d'une collision. Donc pour deux fois plus de mailles, le temps de traversée sera toujours le même. Le temps de calcul est donc insensible à la complexité géométrique grâce à la méthode des collisions nulles. L'utilisation de grilles accélératrices permet elle de réduire le temps de calcul en limitant le nombre de collisions nulles (par rapport à l'utilisation d'un majorant global). En effet la création de la grille hiérarchique crée des sous-domaines dont les majorants permettent des temps de calcul équivalents, car la grille est construite de façon à avoir en moyenne τ_s collisions par région. Les sous-domaines avec une grande extension spatiale auront donc des majorants plus faibles, quand les sous-domaines très denses en eau liquide et avec des majorants forts, seront de petite taille.

2.3.5 Un code utilisé pour cette thèse : SCART

Un algorithme utilisé dans cette thèse pour des calculs de transfert radiatif en atmosphère nuageuse est le code développé par Najda Villefranque pendant sa thèse (Villefranque (2019)) : SCART (Star Cloud Atmosphere Radiative Transfer). Il s'agit d'un algorithme de Monte Carlo direct (les chemins sont émis au sommet de l'atmosphère) calculant des profils de flux dans le spectre solaire. Certaines de ses caractéristiques et des options utilisées pendant cette thèse sont présentées ici. Le code RadForce, autre algorithme Monte Carlo radiatif utilisé pendant cette thèse, est présenté au chapitre 4.

Principe

Cet algorithme de Monte Carlo repose sur l'utilisation de la méthode des collisions nulles et la reformulation intégrale de l'ETR. Elle permet de prendre en compte différents domaines d'intégration (temporelle, spatiale, spectrale et angulaire). Il permet de calculer des luminances et flux radiatifs à partir de données atmosphériques de champs nuageux (conditions thermodynamiques, concentrations en eau liquide et de différents gaz). Sauf mention contraire, les chemins sont émis depuis le sommet de l'atmosphère et vers la surface. Les calculs présentés ici sont réalisés avec un angle zénithal nul.

Approximation de colonnes indépendantes

Le calcul des flux supposera ici que les différentes colonnes atmosphériques des données d'entrée sont indépendantes. Les différents chemins explorés lors des réalisations de Monte Carlo ne peuvent donc pas quitter la colonne du domaine atmosphérique dans laquelle ils commencent initialement. On pourra par exemple ainsi obtenir l'albedo solaire 1D de chaque colonne des données d'entrée.

Intégration angulaire

Si il est possible d'utiliser cet algorithme pour faire varier la luminance solaire avec l'angle zénithal, azimutal ou la date, il est ici utilisé dans une configuration avec les angles azimutal et zénithal nuls, et le flux solaire est fixé par défaut à 1361 W m^{-2} .

Intégration spectrale

À chaque réalisation une longueur d'onde est échantillonnée sur le spectre solaire, qui est divisé en plusieurs bandes spectrales. Pour ce faire, on tire d'abord une bande au prorata de la frac-

tion d'énergie solaire incidente dans chaque bande. Puis une longueur d'onde est échantillonnée uniformément dans la bande choisie.

Propriétés optiques des nuages

Les propriétés optiques des nuages (coefficients d'absorption et de diffusion) sont tabulés pour un grand nombre de longueurs d'ondes. Ces coefficients sont interpolés à la longueur d'onde choisie pour la réalisation courante. Concernant les directions diffusées lors d'une interaction avec une gouttelette d'eau, elles sont échantillonnées à partir de la fonction de phase de Mie. Celle-ci est calculée par la théorie de Lorentz-Mie dans le cas de gouttelettes sphériques et homogènes. Cette fonction de phase est également tabulée et échantillonnée à chaque diffusion par une gouttelette.

Traitement des gaz

Pour les gaz, les variations des coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde étant très fortes, une description statistique est utilisée dans chaque bande (k-distribution). Pour chaque bande sont définis des points de quadrature, et pour chacun de ces points, une valeur du coefficient d'absorption est connue, avec un poids correspondant. Au lieu d'échantillonner une longueur d'onde et de calculer le coefficient k correspondant, on échantillonne directement un point de quadrature de la bande (et donc une valeur de k) au prorata des poids donnés par le modèle de k-distribution.

Chapitre 3

L'ERO pour une représentation statistique des nuages

Contents

3.1	Introduction	58
3.2	Résumé de l'article	58
3.2.1	Génération de sous-colonnes nuageuses en utilisant ERO	58
3.2.2	Comparaison de l'échantillon généré avec la simulation LES	60
3.2.3	Représentation de l'hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse sans maillage plus fin	60
3.2.4	Variation de la longueur de décorrélation avec la résolution verticale	60
3.3	Article : <i>A consistent representation of cloud overlap and cloud subgrid vertical heterogeneity</i>	61
3.4	Calculs dans le domaine infrarouge	88
3.5	Conclusion	91

3.1 Introduction

Comme cela a été évoqué au chapitre 2, de nombreux GCM sous-estiment la couverture nuageuse et surestiment l'albedo des nuages, en particulier pour les nuages de basses altitudes. Dans ce chapitre et l'article qui y est présenté, nous déterminons si une représentation correcte de la structure verticale des nuages peut corriger une partie de ce biais. Dans le cadre du projet MCG-Rad nous cherchons à incorporer la prise en compte du recouvrement vertical des nuages à un algorithme Monte Carlo résolvant l'ETR pour des profils atmosphériques, et cela nous mène à plusieurs questions. Quel formalisme est-il nécessaire de développer ? On sait que l'hétérogénéité verticale de la fraction nuageuse est négligée par les GCM, comment la prendre en compte ? Pour quels impacts ? Dans cet article la structure verticale de champs de cumulus est étudiée avec plusieurs hypothèses de recouvrement nuageux, utilisées pour échantillonner ces champs et comparer leurs propriétés géométriques et radiatives. Seuls les résultats dans le visible sont présentés dans l'article, les résultats dans l'infrarouge étant présentés à la fin de ce chapitre. Un résumé détaillé de l'article est présenté dans cette section, l'article lui-même occupant la section suivante.

3.2 Résumé de l'article

Dans cette étude on se place dans le cadre du recouvrement exponentiel-aléatoire et on cherche à déterminer à quel point ce modèle de recouvrement nuageux permet une bonne représentation de la structure verticale des nuages. Pour cela on utilise des données nuageuses 3D à haute résolution issues de simulations LES de cumulus. Il s'agit des simulations des cas de cumulus présentés dans le chapitre 2, à savoir ARM, BOMEX, RICO et SCMS (c'est surtout le cas ARM qui est utilisé pour présenter les divers résultats de l'article). Ces champs 3D sont considérés comme représentatifs de champs de cumulus et utilisés comme références. Chaque champ 3D venant des LES est moyenné en une unique colonne, représentative des grandeurs simulées par un GCM. On cherche ensuite à échantillonner cette colonne en un ensemble de sous-colonnes nuageuses, dont les propriétés s'approchent le plus du champ LES 3D d'origine, le tout en utilisant des hypothèses de recouvrement exponentiel-aléatoire.

3.2.1 Génération de sous-colonnes nuageuses en utilisant ERO

Le point de départ de la génération d'un échantillon de sous-colonnes nuageuses est une colonne atmosphérique de résolution Dz contenant le profil vertical du contenu en eau liquide $(LWC_k)_{[1,\mathcal{N}]} > 0$ et de la fraction nuageuse $(C_k)_{[1,\mathcal{N}]} \in [0, 1]$ (afin de rester le plus général possible, nous ne précisons pas ici si la fraction nuageuse est volumique, ou surfacique, les deux profils étant utilisables dans les développements de ce chapitre). Cette colonne est obtenue par la simulation haute résolution 3D de résolution verticale $dz \leq Dz$. À cette échelle et pour ce type de scène nuageuse, les couches nuageuses sont consécutives, c'est-à-dire qu'elles ne sont pas séparées par du ciel clair. On considère donc que le champ nuageux à échantillonner consiste en un seul bloc nuageux constitué de couches consécutives de fractions nuageuses dans $]0, 1[$, comme cela est le cas pour les champs de cumulus étudiés. À partir de cette colonne unique nous allons produire un grand nombre N_s de sous-colonnes 1D. Chaque sous-colonne est donnée par un profil d'états nuageux $(S_k)_{k \in [1,\mathcal{N}]} \in \{0, 1\}^{[1,\mathcal{N}]}$ (0 correspondant à une maille ciel-clair, donc sans eau liquide, et 1 à une maille nuageuse, donc contenant de l'eau liquide) et un profil du contenu en eau liquide $(LWC_k)_{[1,\mathcal{N}]}$. Dans cet échantillon une maille d'une sous-colonne est donc totalement nuageuse ou totalement ciel clair. Afin de générer cet échantillon nous partons de la formulation de l'ERO (équation (2.3)), que nous adaptions à l'échantillonnage de sous-colonnes nuageuses 1D, comme cela est fait par [Räisänen et al. \(2004\)](#). Dans cette approche chaque sous-colonne est générée de haut en bas (avec comme norme des indices croissants, c'est-à-dire que $k = 1$ au sommet de la couche nuageuse, et $k = \mathcal{N}$

à la base de la couche nuageuse. Nous montrons en annexe que ce choix arbitraire n'a pas d'impact).

Nous considérons la génération de sous-colonnes nuageuses comme une chaîne de Markov d'ordre 1, constituée d'évènements probabilistes "cette maille est nuageuse" ou "cette maille est ciel clair". Nous voulons donc, pour chaque couche, échantillonner la variable aléatoire S_k , en connaissant la réalisation de la couche d'au dessus, S_{k-1} . La formulation du recouvrement ERO sert à corrélérer verticalement les fractions nuageuses entre deux couches et nous voulons l'utiliser pour en déduire ces lois de probabilités, que nous appelons *probabilités de transition*. Elles sont de la forme $P(S_k = 0 | S_{k-1} = 0)$ par exemple, pour l'évènement "le niveau k est ciel clair sachant que le niveau $k-1$ est aussi ciel clair". Un exemple de ces probabilités de transition calculées dans le cadre de ERO pour un paramètre de recouvrement $\alpha \in [0, 1]$, dont la démonstration est donnée dans l'article, est :

$$P(S_k = 0 | S_{k-1} = 0) = \alpha \times \frac{(1 - \max(C_{k-1}, C_k))}{1 - C_{k-1}} + (1 - \alpha)(1 - C_k) \quad (3.1)$$

Cette équation utilise donc les fractions nuageuses C_k , grandeurs de la colonne atmosphérique utilisée pour la génération. Une fois ces probabilités de transition calculées dans le cadre de l'ERO, pour un paramètre de recouvrement $\alpha \in [0, 1]$ donné, nous connaissons donc la probabilité $P(\vec{S})$ de générer n'importe quel arrangement nuageux $\vec{S} \in \{0, 1\}^{\mathcal{N}}$:

$$P(\vec{S}) = \prod_{k=1}^{\mathcal{N}} P(S_k = s_k | S_{k-1} = s_{k-1}) \quad (3.2)$$

où $S_0 = 0$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de nuage au dessus du bloc considéré. Nous pouvons donc appliquer ce résultat au vecteur nul $\vec{S} = [0, 0, \dots, 0]$ et nous en déduisons la probabilité de générer une colonne purement ciel clair :

$$\begin{aligned} P_{\emptyset}(\alpha) &= \prod_{k=1}^{\mathcal{N}} P(S_k = 0 | S_{k-1} = 0) \\ &= \prod_{k=1}^{\mathcal{N}} \left[\frac{\alpha * (1 - \max(C_{k-1}, C_k))}{1 - C_{k-1}} + (1 - \alpha)(1 - C_k) \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

La couverture totale de la scène étudiée étant d'une importance du premier ordre pour le calcul de flux radiatifs au sommet de l'atmosphère, nous souhaitons générer des échantillons nuageux respectant le recouvrement exponentiel-aléatoire qui ont la même couverture totale que la scène d'origine. La couverture totale étant donnée par le champs LES 3D, elle est connue et peut donc être utilisée pour retrouver le paramètre de recouvrement α permettant de générer cette même couverture nuageuse. En effet, la probabilité de générer une sous-colonne uniquement ciel clair est liée à la couverture nuageuse de l'échantillon par $1 - CC_{ERO} = P_{\emptyset}$. Si on souhaite générer un échantillon avec pour contrainte une couverture nuageuse déjà connue et égale à CC, on peut inverser cette équation pour la couverture nuageuse $CC_{ERO} = CC$. On obtient ainsi le paramètre de recouvrement α permettant de générer la même couverture nuageuse que la scène d'origine. On montre également comment ce calcul peut être adapté à la génération de sous-colonnes avec une résolution verticale plus fine que la colonne atmosphérique de départ. Ainsi même si la colonne atmosphérique de départ a une résolution Dz plus grossière que celle des simulations LES, $dz < Dz$, il est possible de générer un échantillon de sous-colonnes dont la résolution verticale est dz . Une fois ce formalisme mis en place, nous pouvons générer des échantillons de sous-colonnes nuageuses avec une résolution verticale voulue (qui, pour l'instant, doit en fait être un multiple ou un sous-multiple de la résolution verticale de départ), avec la même couverture nuageuse que la simulation LES 3D d'origine.

3.2.2 Comparaison de l'échantillon généré avec la simulation LES

Les échantillons de sous-colonnes obtenus peuvent être comparés géométriquement ou radiativement aux champs LES. Géométriquement, on sait qu'ils ont la même couverture totale, le paramètre de recouvrement α utilisé pour la génération ayant été calculé dans ce but. On montre également que le profil de la fraction nuageuse cumulée de l'échantillon suit précisément celui de la LES. La fraction nuageuse cumulée se différencie de la fraction nuageuse par le fait qu'elle correspond à, pour chaque altitude dans la couche nuageuse, la couverture totale au dessus (ou en dessous) de cette altitude.

Pour ce qui est des propriétés radiatives des échantillons générés, nous utilisons le code de transfert radiatif SCART présenté dans le chapitre 2, et calculons le flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère. Nous comparons ces flux pour les simulations LES et les échantillons générés avec l'hypothèse ERO, ainsi que des échantillons générés avec un recouvrement maximal. On montre que l'hypothèse de recouvrement maximal produit des couvertures nuageuses pouvant être 2 fois trop faibles, produisant ainsi des nuages 70% trop réfléchissant. Les reconstructions utilisant l'hypothèse ERO, et donc avec la même couverture que les LES, ne présentent des différences que de 2% avec l'albedo nuageux des LES.

3.2.3 Représentation de l'hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse sans maillage plus fin

En utilisant le recouvrement ERO sur un maillage plus fin que la colonne atmosphérique d'origine ($dz \leq Dz$), nous avons montré qu'il est possible de générer la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse, et ainsi s'approcher des propriétés géométriques et radiatives du champs LES d'origine. Mais ce calcul nécessite d'utiliser un second maillage, méthode qui peut rendre les calculs de transfert radiatif coûteux numériquement lors des simulations de GCM. Nous adaptons donc cette méthode dans le but de pouvoir toujours représenter l'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse, mais sur le même maillage vertical Dz que la colonne atmosphérique. Pour une unique maille grossière de résolution Dz , connaître l'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse, c'est connaître la fraction surfacique C_a de cette maille. Pour une même maille, la fraction surfacique C_a (pour *areal fraction*) diffère de la fraction volumique C_v car C_a prend justement en compte l'organisation verticale sous-maille de la fraction nuageuse. Les GCM donnant accès à la fraction volumique C_v (pas d'organisation verticale sous-maille), nous souhaitons donc pouvoir calculer - ou estimer- C_a à partir de C_v . Nous montrons que l'on peut définir, avec le formalisme ERO, une fraction surfacique sous-maille $C_{a,sg}$ (*sg* pour subgrid) à partir de la fraction volumique C_v . En effet, la fraction surfacique C_a peut être vue comme la couverture nuageuse totale d'une colonne atmosphérique constituée d'une seule maille de fraction volumique C_v .

Cette fraction surfacique sous-maille $C_{a,sg}$ étant calculée pour chaque couche de la colonne atmosphérique, on procède ensuite au recouvrement exponentiel-aléatoire de cette nouvelle fraction nuageuse, recouvrement qui est cette fois inter-couche. Pour faire cela nous calculons à nouveau le paramètre α qui permet de générer la couverture nuageuse totale CC voulue. On représente ainsi la variabilité verticale sous-maille sans générer de maillage plus fin. Ce calcul de $C_{a,sg}$ peut être vu comme une paramétrisation sous-maille. Nous le comparons, à partir des profils issus des LES, à d'autres paramétrisations de la littérature donnant $C_a = f(C_v)$, avec des performances similaires.

3.2.4 Variation de la longueur de décorrélation avec la résolution verticale

On étudie ensuite comment le paramètre de recouvrement α varie selon l'épaisseur des couches atmosphériques et selon la façon dont l'hétérogénéité sous-maille est prise en compte, afin d'obtenir

la même couverture nuageuse totale. Pour chaque paramètre de recouvrement α on peut calculer la longueur de décorrélation correspondante, L_α , donnée par l'équation 2.4. Cette longueur caractéristique a pour but de prendre en compte les variations de α avec la résolution verticale, et est donc le plus souvent considérée comme constante, comme mentionné au chapitre précédent. On observe pourtant que celle-ci varie fortement avec la résolution des cas étudiés. Ce point important est discuté dans la dernière partie de l'article, ainsi que l'impact qu'il peut avoir sur la mesure de longueurs de décorrélation par satellite, et la prise en compte de la résolution des appareils de mesure. Nous présentons également une façon de définir la longueur de décorrélation pour que celle-ci soit indépendante de la résolution.

3.3 Article : *A consistent representation of cloud overlap and cloud subgrid vertical heterogeneity*

Cet article a été accepté pour publication dans le journal *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*.



RESEARCH ARTICLE

10.1029/2022MS003592

A Consistent Representation of Cloud Overlap and Cloud
Subgrid Vertical HeterogeneityRaphaël Lebrun¹ , Jean-Louis Dufresne¹ , and Najda Villefranque¹¹Laboratoire de Météorologie Dynamique/IPSL, CNRS, Sorbonne Université, École Normale Supérieure, PSL Research University, École Polytechnique, Paris, France

Key Points:

- We extend the use of exponential-random overlap (ERO) to represent both overlap and subgrid variability
- The commonly used maximum-random overlap hypothesis can generate cloud covers half too small
- The decorrelation lengths used with ERO are highly dependent on the vertical resolutions of models and observations

Supporting Information:

Supporting Information may be found in the online version of this article.

Correspondence to:

R. Lebrun,
raphael.lebrun@lmd.ipsl.fr

Citation:

Lebrun, R., Dufresne, J.-L., & Villefranque, N. (2023). A consistent representation of cloud overlap and cloud subgrid vertical heterogeneity. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 15, e2022MS003592. <https://doi.org/10.1029/2022MS003592>

Received 22 DEC 2022

Accepted 6 APR 2023

Abstract Many global climate models underestimate the cloud cover and overestimate the cloud albedo, especially for low-level clouds. We determine how a correct representation of the vertical structure of clouds can fix part of this bias. We use the 1D McICA framework and focus on low-level clouds. Using Large Eddy Simulations results as reference, we propose a method based on exponential-random overlap that represents the cloud overlap between layers and the subgrid cloud properties over several vertical scales, with a single value of the overlap parameter. Starting from a coarse vertical grid, representative of atmospheric models, this algorithm is used to generate the vertical profile of the cloud fraction with a finer vertical resolution, or to generate it on the coarse grid but with subgrid heterogeneity and cloud overlap that ensures a correct cloud cover. Doing so we find decorrelation lengths are dependent on the vertical resolution, except if the vertical subgrid heterogeneity and interlayer overlap are taken into account coherently. We confirm that the frequently used maximum-random overlap leads to a significant error by underestimating the low-level cloud cover with a relative error of about 50%, that can lead to an error of SW cloud albedo as big as 70%. Not taking into account the subgrid vertical heterogeneity of clouds can cause a relative error of 20% in brightness, assuming the cloud cover is correct.

Plain Language Summary Low-level clouds are the main source of spread in model estimates of climate sensitivity, but climate models resolutions do not allow them to explicitly resolve the geometrical complexity of low-level clouds, which must be parametrized. Most climate models low-level clouds have a cloud cover too small and a cloud albedo too high, which is known as the “too few too bright bias.” In this work we determine whether a better representation of the vertical structure of clouds can fix part of this bias. We use high-resolution simulations as references and radiative transfer algorithms to assess the performances of our cloud generation. We use a framework of commonly used overlap assumptions, and we extend it to also represent vertical subgrid variability. When the cloud cover of the scene is known, we show that an appropriate choice of parameters allows a good representation of the vertical structure of clouds and of the cloud albedo. We find the parameters used to model the overlap are highly dependent on the model vertical resolution, and present a way to overcome this dependency when both subgrid scale and interlayer overlap are taken into account consistently.

1. Introduction

The size and the spatial structure of clouds vary by several orders of magnitude (Koren et al., 2008). The size of the horizontal meshes of global and regional atmospheric circulation models typically range from a few kilometers to a few hundred kilometers, and their vertical resolution in the troposphere is typically from ten to several hundred meters. Thus the geometric representation of clouds in these models at scales smaller than those of the mesh sizes must be parametrized, especially to compute the radiative effect of clouds that is of crucial importance for the climate.

The cloud geometry in a model is generally simply described by a horizontal fraction of the layer being cloudy, the remaining part being clear. In the cloudy part, the in-cloud liquid or solid amount of water is often assumed to be uniform, although some improved representations have been proposed (Hogan & Shonk, 2013; Räisänen et al., 2004). The cloud cover CC (defined as the fraction of the area of the entire scene i.e., covered by clouds) and the mean optical depth of the cloudy region (that we will call the cloud optical depth) depend on how the cloud fractions overlap in the vertical. If they overlap maximally, the cloud cover will be minimum and the cloud optical depth maximum, if they overlap minimally, the cloud cover will be maximum and the cloud optical depth

minimal, and if the overlap is random, the cloud cover as well as the cloud optical depth will be somewhere in between.

How the cloud fraction of each atmospheric layer overlap with other layers has been widely studied (Barker et al., 1999; Geleyn & Hollingsworth, 1979; Jakob & Klein, 1999). Many recent studies use an exponential-random scheme approach where the probability of two layers overlapping decreases exponentially with the distance between them (Bergman & Rasch, 2002; Hogan & Illingworth, 2000; Oreopoulos, Cho, & Lee, 2022; Shonk & Hogan, 2010; Tompkins & Di Giuseppe, 2007). The corresponding decorrelation length scale has been estimated from satellite radar and lidar observations (Jing et al., 2016; Li et al., 2015), in-situ observations (Mace & Benson-Troth, 2002), and high resolution model simulations (Neggers et al., 2011). Studies have shown that the decorrelation length can be parametrized as a function of the horizontal wind profile of the column (Di Giuseppe & Tompkins, 2015; Pincus et al., 2005; Sulak et al., 2020).

The vertical subgrid heterogeneity of the cloud fraction has been less investigated. Atmospheric model cloud schemes calculate the cloud fraction as the fraction of the volume of a layer that contains clouds, C_v , but radiation is primarily sensitive to the areal cloud fraction C_a , which is the fraction of the area of the layer covered by clouds. We will keep those definitions for the rest of the study. Often implicitly, these two fractions are assumed to be equal, that is, the clouds are assumed to be homogeneous on the vertical in each layer. This can seem logical on the first order given the area/depth ratio of the layers, however, recent studies show that this may introduce significant biases, as the distribution of cloud water can be vertically heterogeneous in layers as thin as 100 m (Brooks et al., 2005; Jouhaud et al., 2018), and that C_a is typically greater than C_v by about 30% (Neggers et al., 2011). A direct consequence of not taking into account this difference is that, for a given volume cloud fraction and mean liquid water content, the areal cloud fraction of the clouds is too small and the water content per unit of cloud fraction (and therefore the cloud albedo) too large.

Considering these results, we address the following questions: can we use ERO to statistically represent the vertical structure of cloud scenes, only using a small number of aggregated quantities, to simulate precisely radiative fluxes? How does this representation depend on the vertical resolution? What is the radiative error that is induced when the subgrid vertical structure of the clouds is not explicitly resolved and hence not seen by radiation? To answer them we propose an overlap model that ensures consistency between the overlap between cloudy layers and the representation of subgrid vertical heterogeneity. Indeed, we contend that both are intended to represent the same characteristic of clouds, their vertical distribution, and that the distinction between the two depends on the vertical resolution of the atmospheric model, which can vary. The cloud generator and formalism we present are able to take into account both the vertical resolution and the subgrid variability of the cloud fraction. As done in McICA radiative transfer calculations (Pincus et al., 2003), we neglect the 3D effects and keep the classical plane parallel assumption (each vertical profile consists of a stack of horizontally infinite and homogeneous slabs) in our 1D approach. Assuming that the volume cloud fraction and water content are known on a coarse vertical grid consisting in a single column, typical of an atmospheric model, we developed an algorithm to generate an ensemble of subcolumns to statistically represent the heterogeneity of clouds. As cumulus clouds are prone to the “too-few too-bright” bias in global models (Konsta et al., 2022), as well as marine boundary layer clouds being the main source of uncertainty in tropical cloud feedbacks simulated by general circulation models (Bony & Dufresne, 2005), we focus our study specifically on cumulus cloud scenes, and use Large Eddy Simulations (LES) as references.

The manuscript is organized as follows: in Section 2, we consider the ERO as a Markov process and show its ability to represent the vertical distribution of the cloud fraction over a wide range of scales that includes both the subgrid scale and the overlap between layers. In Section 3 we study cloud scenes with known cloud covers, and compute the overlap parameters and decorrelation lengths that should be used with ERO on finer grids to reproduce those cloud covers, and doing so we assess the radiative impact of ERO on the SW cloud albedo of the generated subcolumns. We also study the effects of different simplifying assumptions. Section 4 focuses on reproducing those results directly on the coarse grid, taking into account both the interlayer overlap and the subgrid scale, assuming again that the cloud cover is known. The implication for cloud parameterization in atmospheric models and for how to estimate the decorrelation lengths are presented in Section 5.

2. Statistical Representation of the Cloud Fraction Vertical Distribution

The model explored here is the so-called ERO model of Hogan and Illingworth (2000). We will only look at single-layer cumulus cloud fields so the “random” part of the model, which concerns cloudy layers that are

separated by clear layers, will not be studied. The “exponential” part of the model states that the cloud fraction of two cloudy layers of cloud fractions C_1 and C_2 is:

$$C_{1,2} = \alpha C_{1,2,max} + (1 - \alpha) C_{1,2,rand}$$

where $C_{1,2,max}$ is the combined cloud fraction of the two layers in case they overlap maximally:

$$C_{1,2,max} = \max(C_1, C_2)$$

and $C_{1,2,rand}$ is the combined cloud fraction of the two layers in case they overlap randomly:

$$C_{1,2,rand} = C_1 + C_2 - C_1 C_2$$

In this model, “exponential” refers to the fact that α can be parametrized with an exponential function (see further). This model has been used in two different manners in radiative transfer parameterizations: either in a deterministic way, to compute the overlap matrix that is used to distribute downwelling and upwelling fluxes from clear and cloudy regions of a layer into clear and cloudy regions of an adjacent layer (TripleClouds, Shonk & Hogan, 2008), or in a probabilistic manner, to generate a sample of vertical profiles that preserve, when averaged, the principal characteristics of the cloud scene (the areal cloud fraction and the liquid water content in each layer), and upon which radiative transfer is simulated under the plane-parallel homogeneous assumption (McICA, Pincus et al., 2003). In this study, we generate samples of vertical profiles, as done by other cloud generators. The main difference with other cloud generators where the profiles are generated on the vertical grid of the host model, we aim at generating profiles at any vertical resolution, including finer vertical resolutions.

We consider that a single atmospheric column consists of \mathcal{N} vertical cloudy layers. From this column we assume the volume cloud fraction of each layer, $(C_v)_{k=1\dots\mathcal{N}}$, is known. We consider the ERO model as a Markovian process and deduce the relationship between the overlap parameter α and the cloud cover CC of the whole scene. We then use the same result to deal with subgrid vertical heterogeneity.

2.1. ERO as a Markovian Process: A Sequence of Conditional Probabilities

Using a certain overlap scheme in an atmospheric column to generate a cloud fraction distribution from top to bottom can be interpreted as a Markovian process as it is a sequence of overlapping or non-overlapping events. It is then possible to compute its outcome as a sequence of conditional probabilities, as done by Bergman and Rasch (2002). To remain as general as possible, we do not specify what type of cloud fraction C is being used in this section, as any profile can be used.

In a single atmospheric column of \mathcal{N} vertical layers, let us consider a 1D subcolumn. We want to articulate how the overlap used for the whole atmospheric column translates to a subcolumn. We use the term cell to refer to the different layers of each subcolumn, and suppose a cell can have only one of two discrete states, cloudy or clear-sky. If $\vec{S} = (S_k)_{k=1\dots\mathcal{N}}$ is the random variable representing the cloud states of the subcolumn, with the random variables $S_k \in \{0, 1\}$ (whether the cell is cloudy or not), and k is the vertical index, with $k = 1$ at the top of the column, the probability of a certain state $\vec{S} = (s_k)_{k=1\dots\mathcal{N}} \in [0, 1]^{\mathcal{N}}$ is given by:

$$P(\vec{S}) = \prod_{k=1}^{\mathcal{N}} P(S_k = s_k | S_{k-1} = s_{k-1}) \quad (1)$$

where $S_0 = 0$ (i.e., there is no cloud above the cloud block considered here). We use the classic upper case notation S_k for the random variables and the lower case notations s_k for their realizations.

For any cell k in the subcolumn, the probability to have $s_k = 1$ is the cloud fraction of the layer, meaning $P(s_k = 1) = C_k$. We'll call $P(S_k = s_k | S_{k-1} = s_{k-1})$ a *transition probability*, it is the probability that in a subcolumn, cell k is in the state s_k , knowing the cell $k - 1$ is in the state s_{k-1} . Since s_k is either 0 or 1, there are only four possible types of transition between two cells, and being able to compute their probabilities for each layer gives

the probability of any combination of states for the subcolumn. Moreover, for each cell k , two out of the four transition probabilities are dependant, as a cell is either cloudy or clear-sky:

$$\begin{cases} P(S_k = 0|S_{k-1} = 1) = 1 - P(S_k = 1|S_{k-1} = 1) \\ P(S_k = 1|S_{k-1} = 0) = 1 - P(S_k = 0|S_{k-1} = 0) \end{cases} \quad (2)$$

Therefore, it is enough to know for instance the two transition probabilities $P(S_k = 1|S_{k-1} = 1)$ and $P(S_k = 0|S_{k-1} = 0)$ for each layer k to compute the probability of any given state of overlap for the subcolumn, using Equation 1.

The transition probability $P(S_k = 1|S_{k-1} = 1)$ is the probability that both cells of the subcolumn are cloudy, knowing that the cell $k - 1$ is already cloudy. By definition, we have:

$$P(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = \frac{P(S_k = 1 \cap S_{k-1} = 1)}{P(S_{k-1} = 1)} \quad (3)$$

where $(S_k = 1 \cap S_{k-1} = 1)$ is the event with both cells cloudy. If we assume an ERO we have:

$$P(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = \alpha P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 1) + (1 - \alpha)P_{\text{rand}}(S_k = 1|S_{k-1} = 1) \quad (4)$$

where P_{\max} and P_{rand} are the corresponding transition probabilities, in a subcolumn, for maximum overlap and random overlap between two consecutive layers of the atmospheric column. By definition of random overlap the probability of cell k being cloudy is independent of the conditions of cell $k - 1$:

$$P_{\text{rand}}(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = P_{\text{rand}}(S_k = 1|S_{k-1} = 0) = P_{\text{rand}}(S_k = 1) = C_k \quad (5)$$

The transition probability in a subcolumn for maximum overlap can be obtained using Equation 3: if $C_{k-1} < C_k$: $P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = 1$, and on the contrary if $C_{k-1} \geq C_k$: $P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = \frac{C_k}{C_{k-1}}$. As a result:

$$P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = \frac{\min(C_{k-1}, C_k)}{C_{k-1}} \quad (6)$$

and (Equation 4) becomes:

$$P(S_k = 1|S_{k-1} = 1) = \alpha \frac{\min(C_{k-1}, C_k)}{C_{k-1}} + (1 - \alpha)C_k \quad (7)$$

Let us compute $P_{\max}(S_k = 0|S_{k-1} = 0)$ in the same way, and we get:

$$P_{\max}(S_k = 0|S_{k-1} = 0) = \frac{1 - \max(C_{k-1}, C_k)}{1 - C_{k-1}}$$

and therefore:

$$P(S_k = 0|S_{k-1} = 0) = \alpha \times \frac{(1 - \max(C_{k-1}, C_k))}{1 - C_{k-1}} + (1 - \alpha)(1 - C_k) \quad (8)$$

These equations are applicable only for non overcast cloudy layers (i.e., $C \in]0,1[$), because of the terms $1/C_k$ and $1/(1 - C_k)$.

Having computed the transition probabilities between different cloud states of the cells, we can now use them to generate subcolumns. The details of the implementation are presented in Appendix A, along with the main difference with the work of Räisänen et al. (2004), from which our algorithm is very much inspired. Thanks to Equations 2, 7 and 8 we can now compute the different transition probabilities for each layer k , knowing α . Then using Equation 1 we can compute the probability to generate any cloud state combination for a subcolumn, for any ERO parameter $\alpha \in [0, 1]$.

2.2. The Relationship Between the Overlap Parameter α and the Cloud Cover

In a similar fashion as the work done by Barker (2008a, 2008b), we are now going to establish the relationship between the overlap parameter α and the cloud cover CC, assuming ERO.

To obtain the formal expression of the cloud cover from the previous equations, it is easier to compute the probability of having no cloud for a whole subcolumn. Indeed P_θ corresponds to transition probabilities “clear-sky/clear-sky” of the form $P(0|0)$. The probability to generate a fully clear-sky subcolumn can be seen as a first order Markov chain probability and therefore computed as the product of conditional probabilities, as seen in the previous section:

$$P_\theta = \prod_{k=1}^{\mathcal{N}} P(S_k = 0 | S_{k-1} = 0) \quad (9)$$

Using Equation 8 we get:

$$P_\theta(\alpha, (C_k)_{1,\dots,\mathcal{N}}) = \prod_{k=1}^{\mathcal{N}} \left[\frac{\alpha * (1 - \max(C_{k-1}, C_k))}{1 - C_{k-1}} + (1 - \alpha)(1 - C_k) \right] \quad (10)$$

Given this equation, if we know the overlap parameter α , the cloud cover is:

$$CC_{ERO} = 1 - P_\theta(\alpha, (C_k)_{1,\dots,\mathcal{N}}) \quad (11)$$

On the other hand if the cloud cover CC is known, we can then determine the overlap parameter α that matches the cloud cover CC:

$$\alpha = f_\theta^{-1}(1 - CC) \quad (12)$$

where

$$f_\theta : \alpha \in [0, 1] \rightarrow f_\theta(\alpha) = P_\theta(\alpha, (C_k)_{1,\dots,\mathcal{N}})$$

For a given $(C_k)_{k=1,\dots,\mathcal{N}}$ profile (with $C_k \in]0, 1[$ for each layer) and knowing CC, the function f_θ is strictly increasing, so f_θ^{-1} exists. We compute α with a dichotomy method using a tolerance $\epsilon = 10^{-5}$. As we are only considering contiguous cumulus clouds in this study, we only encounter $\alpha \in [0, 1]$ (see further), but the equations remain applicable for minimum overlap and $\alpha < 0$, which can be found for non-contiguous clouds (Oreopoulos, Cho, & Lee, 2022).

Equation 12 gives the expression of α for a given cloud cover CC and cloud fraction profile $(C_k)_{k=1,\dots,\mathcal{N}}$. Equation 10 allows us to compute CC if we know the overlap parameter α and the profile $(C_k)_{1,\dots,\mathcal{N}}$. Therefore for any given profile $(C_k)_{1,\dots,\mathcal{N}}$ and given the ERO model, it is equivalent to know CC or α (or the decorrelation length, see further).

2.3. Vertical Subgridding

We are now going to use the same method but to define how to generate a sample of subcolumns with a higher vertical resolution starting from an atmospheric column with a coarse vertical resolution. We start from such a single column of N coarse layers from which we know the vertical volume cloud fraction distribution $\{\widehat{C}_v\}_{k=1,\dots,N}$, and we generate subcolumns with n times more vertical layers, $\mathcal{N} = (N \times n)$. We introduce the hypothesis that at every coarse layers of the atmospheric column, the volume cloud fraction is the same for all the n sublayers:

$$\forall l \in \mathcal{L}_k^n, C_{v,l} = \widehat{C}_{v,k}$$

where \mathcal{L}_k^n is the ensemble of n sublayers within the coarse layer k .

We then compute, like done previously, the probability P_θ to generate a clear-sky subcolumn. As the cloud fraction in a single coarse layer is uniform, the intralayer transition probability $P(S_l = 0 | S_{l-1} = 0)$ (Equation 8) between sublayers inside the same coarse layer k simplifies as:

$$P(S_l = 0 | S_{l-1} = 0) = P_{intra,k} = \alpha + (1 - \alpha)(1 - \widehat{C}_{v,k}) \quad (13)$$

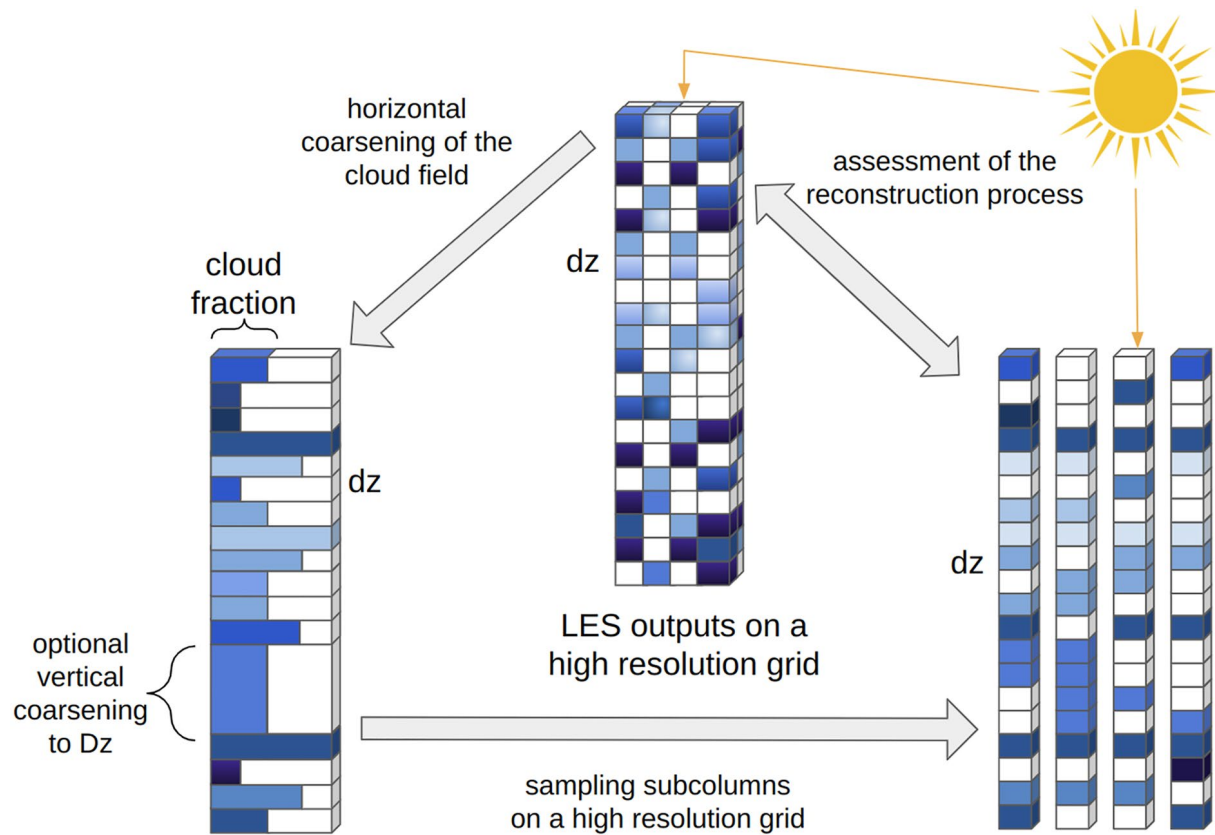


Figure 1. Method used to develop and assess our cloudy subcolumns sampling. The different shades of blue indicate different Liquid Water Contents, and white indicates clear-sky. The Large Eddy Simulations (LES) cloud field of resolution $dx = dy = dz = 25$ m is horizontally averaged into a single column and possibly averaged vertically to a coarse resolution $Dz > dz$. We then sample N_s subcolumns with a vertical resolution dz using the exponential-random overlap algorithm, and then assess the process by comparing the sample's cloud fraction profile and top of the atmosphere SW cloud albedo to the ones of the original LES. At each altitude of the sample, the Liquid Water Content (LWC) is homogeneous. The total LWC at each altitude is conserved, as well as the cloud fraction C_v .

For two adjacent cells that belong to two adjacent coarse layers, $C_{v,k}$ and $C_{v,k-1}$ can be different and the interlayer overlap transition probability, $P(S_k = 0 | S_{k-1} = 0) = P_{inter,k}$ is given by Equation 8. Finally, P_θ is given by:

$$\begin{aligned}
 P_\theta(\alpha, N, n, C_v) &= \prod_{k=1}^N \left[P_{inter,k} \prod_{l=1}^{n-1} P_{intra,k} \right] \\
 &= \prod_{k=1}^N \left[\left[\alpha + (1 - \alpha)(1 - \hat{C}_{v,k}) \right]^{n-1} \right. \\
 &\quad \left. \times \left[\frac{\alpha * (1 - \max(\hat{C}_{v,k-1}, \hat{C}_{v,k}))}{1 - \hat{C}_{v,k-1}} + (1 - \alpha)(1 - \hat{C}_{v,k}) \right] \right]
 \end{aligned} \tag{14}$$

Like done previously, we can compute the cloud cover generated by a given overlap parameter α , or if the cloud cover of the scene is known, we can inverse this equation using Equation 12 to compute the overlap parameter α that generates the same cloud cover. The next section shows the results of this subgridding: both its impacts on the cloud fraction profiles and the radiative properties of the ERO samples.

3. Evaluating α and the Cloud Generation

As done in many previous works such as Larson et al. (2002), Neggers, Duynkerke, and Rodts (2003), Neggers, Jonker, and Siebesma (2003), Neggers et al. (2011), we use LES as reference cases to assess our ERO algorithm. To test the algorithm presented in the previous section, different shallow cumulus cloud cases have been used. We mostly studied the Atmospheric Radiation Measurement Southern Great Plains site cloud case (Brown

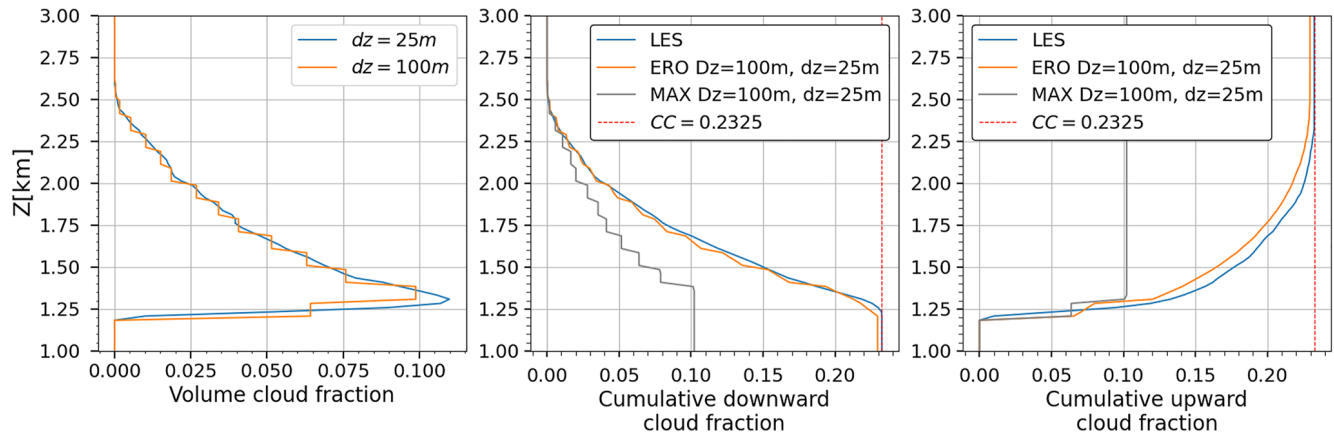


Figure 2. Vertical distribution of the volume cloud fraction (left), of the downward cumulative cloud fraction (middle) and upward cumulative cloud fraction (right, see text). On the middle and right panels are compared the profiles from the Large Eddy Simulations (LES) (blue) and those obtained with two overlap models: maximum overlap (gray) and exponential-random overlap (orange). The red dotted line shows the cloud cover CC of the scene. Both samples were made using the same initial single column with a vertical resolution $Dz = 100$ m and have the same final vertical resolution $dz = 25$ m than the LES. The data presented is the ARM cloud case (time step $h = 10$).

et al., 2002) showing the development of shallow cumulus convection over land, as well as two marine, trade-winds cumulus cloud cases Barbados Oceanographic Meteorological Experiment (BOMEX) (Siebesma et al., 2003) and Rain in Cumulus over the Ocean (RICO) (van Zanten et al., 2011), and another case of continental cumulus Small Cumulus Micro-physics Study (SCMS) (Neggers, Duynkerke, & Rodts, 2003). For each case we use the corresponding LES results obtained with the atmospheric non-hydrostatic model Mesoscale Non-Hydrostatic model (Lafore et al., 1998; Lac et al., 2018), and all these simulations represent a $6.4 \text{ km} \times 6.4 \text{ km} \times 4 \text{ km}$ domain with a $dx = dy = dz = 25$ m resolution. The LES were generated using periodic boundary conditions and are representative of horizontally infinite domains for cumulus clouds. For each LES simulation we average all the cells of each vertical levels. Thus we obtain a single atmospheric column with the same vertical resolution dz , or a lower vertical resolution Dz , if we also perform vertical averaging, as shown in Figure 1. For each of these single columns we know, by means of the LES, the cloud cover CC, as well as the cloud fraction and the liquid water content for each layer. Doing so we go from a highly detailed 3D simulation to a single column, and we lose the horizontal cloud structure. Using this single column we then sample subcolumns with the ERO algorithm presented in the previous section. Finally, we assess this generation by comparing the statistical properties and solar albedo of the subcolumns with those of the LES.

3.1. Testing ERO and Subgridding Assuming the Overlap Parameter has a Vertically Constant Value

To assess the ERO generation process we first test the assumption that it is sufficient to use a single overlap parameter α for the whole cloud scene. We use an atmospheric column with a coarser vertical grid than the LES ($Dz = 100$ m for the coarse resolution, $dz = 25$ m for the LES, see Figure 2, left panel), and then use subgridding with the method presented in Section 2.3 to generate a sample of N_s subcolumns with a higher vertical resolution. The overlap parameter α used to generate this sample is computed with Equations 11, 12 and 14 to ensure the same cloud cover as the original scene (a similar approach is taken by Barker (2008a, 2008b)). Here and for the rest of the study, $N_s \approx 6.5 \times 10^4$ subcolumns have been generated. For this number, the cloud cover of the LES is reproduced with a standard deviation $2 \cdot 10^{-3}$, and it has been verified that the standard deviation is decreasing like $1/\sqrt{N_s}$, where N_s is the number of subcolumns generated, as predicted by the central limit theorem. As a first test, we assess how the cumulative downward and upward cloud fractions at altitude z varies as a function of this altitude (Figure 2). As in Barker (2008a) and Oreopoulos, Cho, Lee, Lebsock, and Zhang (2022), we define the cumulative downward cloud fraction at altitude z as the areal fraction covered by clouds at altitude z when looking downward from TOA, and the cumulative upward cloud fraction at altitude z as the areal fraction covered by clouds at altitude z when looking upward from the ground.

The blue lines (Figure 2, middle and right panels) are the cumulative cloud fraction profiles of the original LES, with a cloud cover of 0.2325. The gray lines are obtained using a maximum overlap assumption, and show a cloud cover of only $\sim 10\%$. Since the scene consists of a single cloud block, this corresponds to models using

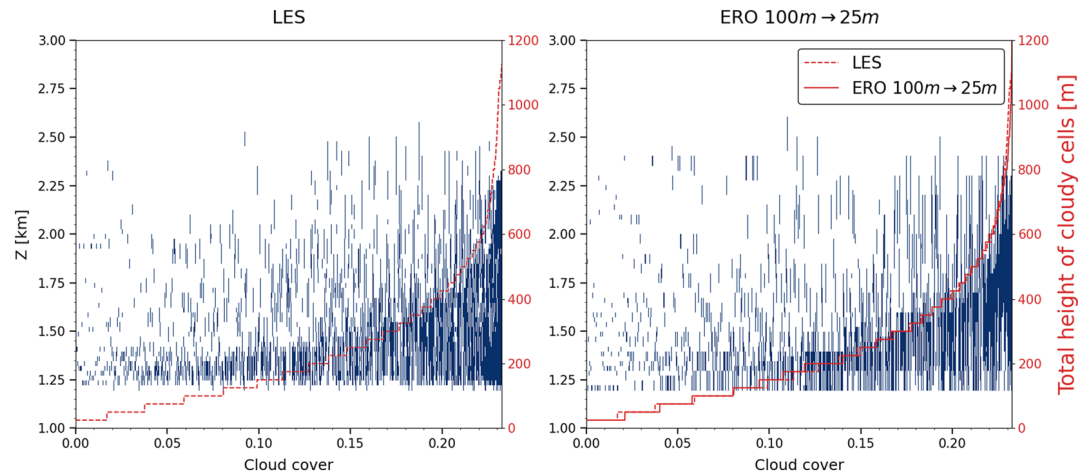


Figure 3. The cloudy subcolumns of the Large Eddy Simulations (LES) scene (left) are sorted along the number of cloudy cells in each subcolumns (dashed red). On the right the cloudy subcolumns out of a $N_s \approx 6.5 \times 10^4$ sample of subcolumns generated with exponential-random overlap (ERO) sorted in the same way (solid red for the number of cloudy cells of the ERO profile). The number of cloudy cells of the LES has been reproduced in dashed to compare it better with that of the ERO generation. The field used is the 10th hour of the ARM case.

the classical maximum-random overlap and assuming the cloud fraction is vertically uniform within each coarse layer. The orange line is computed with ERO to match the cloud cover of the LES ($\alpha = 0.921$), with a very close cloud cover of 0.231 for that sample. The two plots on the right show that the ERO sampled subcolumns not only have the same cloud cover than the LES, but also a close cumulative cloud fraction at each altitude. The abrupt changes in the cumulative cloud fraction of the sampled subcolumns are a consequence of the hypothesis of a constant volume cloud fraction C_v in each coarse cell. Indeed, for the generation without vertical coarsening of the previous section ($Dz = dz = 25$ m), the vertical distribution of the cumulative cloud fraction is almost indiscernible to that of the LES (not shown).

To go further, Figure 3 shows the cloudy subcolumns of the same scene (cloudy cells in blue) sorted along the number of cloudy cells in each subcolumn (red). The left panel shows the cloudy subcolumns of the original LES, and the right panel shows the same plot for the sample of subcolumns generated by ERO. As the vertical distribution of cloudy cells is very close, it shows the ERO generation not only reproduces the cloud cover of the original scene, but also the distribution of the cloud fraction between the subcolumns.

We then assess the radiative characteristics of the sample by comparing the shortwave (SW) radiative properties of the LES and that of the ERO sample. We compute the mean albedo of the cloudy subcolumns (i.e., we do not consider any clear-sky subcolumns) for different cloud scenes using a path-tracing Monte Carlo code from Villefranche et al. (2019). It tracks photon paths throughout a virtual atmosphere, explicitly simulating the radiative processes such as scattering, absorption, and surface albedo. When a photon hits the top of the atmosphere (TOA), the algorithm adds its weight to a TOA counter (for reflection toward space), to a ground counter when it touches the ground (for ground absorption, here we put the ground albedo at zero), or to an atmospheric counter when it is absorbed (by liquid water or a gas). As the generated sample has no horizontal structure, we use the Independent Column Approximation along the Monte Carlo algorithm (McICA, Pincus et al., 2003). For different cloud scenes (one every hour), Figure 4 shows the cloud albedo obtained using different sampling hypotheses and using the original LES scenes, as well as the total albedo of the scenes, and their cloud cover. For each value of the coarse resolution Dz , a new overlap parameter has been computed: the different ERO scenes hence have the same cloud covers. The maximum overlap assumption (gray line) shows a much higher cloud albedo (top panel) since it produces cloud scenes with less cloud cover (lower panel) and hence brighter clouds. The maximum overlap assumption therefore contributes to the too-few too-bright bias. Using ERO produces a much closer cloud albedo, and the coarse resolution of the initial atmospheric single column has little impact: the relative difference with the cloud albedo of the homogeneous LES is $\sim 1.5\%$ when starting with a 25 m vertical resolution and only $\sim 2.5\%$ when starting with a 200 m vertical resolution, for the scenes between 6 and 12 hr. The middle panel shows the total albedo of the cloud scenes, taking into account the clear-sky part. For the ERO samples, the difference with the

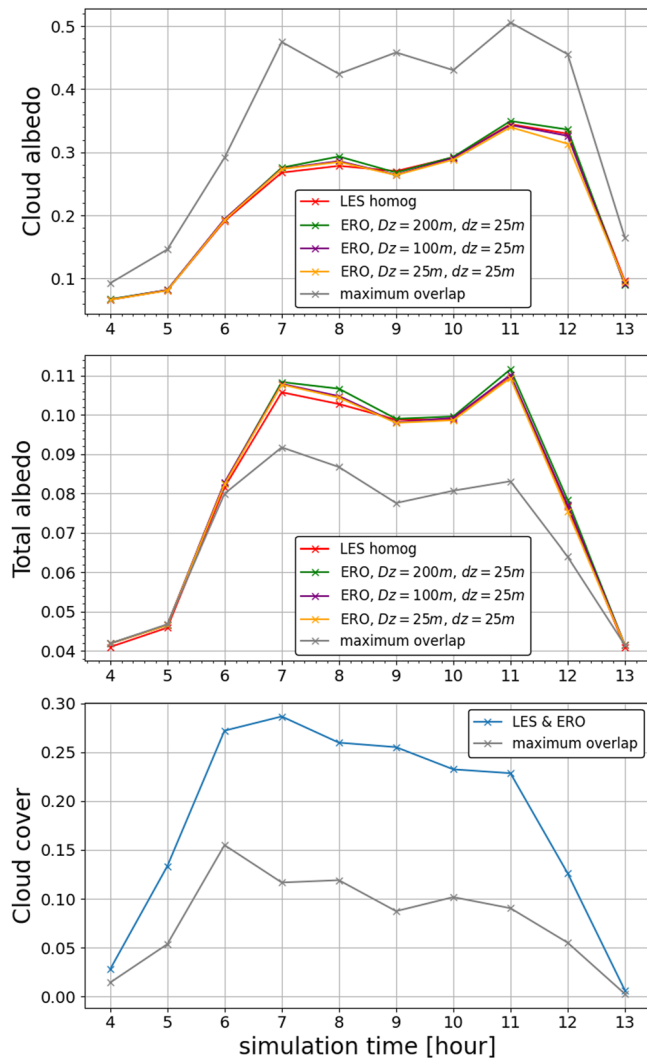


Figure 4. Cloud albedo (top panel), total albedo (middle panel) and cloud cover (lower panel) for the Large Eddy Simulations (in red), for exponential-random overlap starting from columns with different coarse resolutions Dz , and for maximum overlap with the coarse resolution $Dz = 100$ m (in gray). The albedo of each scene is computed using a Monte-Carlo algorithm under the Independent Column Approximation, for the ARM cloud case scenes (time steps $h \in [4, 13]$). The surface albedo is set at zero, Dz is the vertical resolution of the coarse atmospheric single column and dz that of the reconstructed sample. In all scenes the in-cloud Liquid Water Content is homogeneous for each layer. For each computation, 10^6 realizations were made, with a Monte-Carlo standard deviation of the cloud albedo of 10^{-6} .

effective decorrelation length. The values computed locally on the LES and the ones computed for ERO are close and stable during the day, when the exponential fit shows much wider variations. In the BOMEX case however (with the same resolutions), the overlap parameter daily averages are closer to each other: we find $\bar{\alpha}_{25,Dz} = 0.87$, $\bar{\alpha}_{loc} = 0.88$ and $\bar{\alpha}_{fit} = 0.85$, and equivalently $\bar{L}_{\alpha,25,Dz} = 179$ m, $\bar{L}_{\alpha,loc} = 195$ m and $\bar{L}_{\alpha,fit} = 153$ m. The decorrelation lengths that are computed here ($L_\alpha = 200\text{--}300$ m) are comparable to those computed in the literature with similar LES simulations (Neggers et al., 2011; Sulak et al., 2020; Villefranque et al., 2021). However such values of the decorrelation lengths can appear small when the corresponding overlap parameters are close to 1. That is because of the high vertical resolution used here, $dz/L_\alpha \ll 1$ causing overlap parameters to be close to 1. The difference with decorrelation lengths in the literature that take into account the overlap of whole atmospheric

LES values follow the differences of the cloud albedo, as the scenes have the same cloud cover, and so also the same clear-sky cover. For the maximum overlap sample, the total albedo is lower than that of the LES. The smaller cloud covers overcome the brighter cloud albedo.

3.2. Analysis of the Overlap Parameter α

In Section 2 we established the relationship between the overlap parameter α and the cloud cover CC and used it in 3.1 to determine α from the cloud cover CC diagnosed from LES results. In this section we analyze the overlap parameters computed this way and compare them to the overlap parameters computed using other methods. For two different cloudy atmospheric layers at the altitudes z_k, z_l the overlap parameter $\alpha_{k,l}$ and a decorrelation length L_α are usually related to each other via the following relation (Bergman & Rasch, 2002; Hogan & Illingworth, 2000; Mace & Benson-Troth, 2002; Oreopoulos, Cho, & Lee, 2022):

$$\alpha_{k,l} = \exp\left(-\int_{z_k}^{z_l} \frac{dz}{L_\alpha(z)}\right) \quad (15)$$

If the decorrelation length L_α is constant on the vertical (which is generally assumed), it becomes:

$$\alpha_{k,l} = e^{-|z_l - z_k|/L_\alpha} \quad (16)$$

The decorrelation length (and hence the overlap parameter of a scene) is often computed by fitting an exponential function to the profile of the overlap parameter dependence to the separation distance $|z_k - z_l|$ (Hogan & Illingworth, 2000; Oreopoulos & Norris, 2011), according to Equation 16. Figure 5 shows the variations of the overlap parameters α computed at different times of the day of the ARM simulations, with three different methods. The overlap parameter $\alpha_{LES,fit}$ is computed by fitting an exponential function to the profile of the overlap parameter on our LES simulations with Equation 16. This profile was obtained by computing the mean overlap parameter for each possible separation distance by using $C_a = \alpha C_{max} + (1 - \alpha)C_{rand}$. The overlap parameter $\alpha_{25,Dz}$ corresponds to the overlap parameter computed using Equation 14 to reproduce the cloud cover CC with vertical subgridding at a resolution $dz = 25$ m, starting from a column with a vertical resolution $Dz = 100$ m. The overlap parameter $\alpha_{LES,loc}$ is the mean of the local consecutive overlap parameters $\alpha_{k,k-1}$ on the LES simulations at $dz = 25$ m.

Three simulation times (hours 4, 5, 13) show poorly consistent values, caused by a smaller cloud cover of those scenes when the cloud layer is developing in the morning and dissipating at the end of the day. Without these three time steps, for the hours 6 to 12, the mean values of those overlap parameters are $\bar{\alpha}_{25,Dz} = 0.915$, $\bar{\alpha}_{LES,loc} = 0.916$ and $\bar{\alpha}_{LES,fit} = 0.866$. The equivalent decorrelation lengths are $\bar{L}_{\alpha,25,Dz} = 291$ m, $\bar{L}_{\alpha,loc} = 298$ m and $\bar{L}_{\alpha,fit} = 205$ m. Barker (2008a) refers to the decorrelation length that reproduces CC the

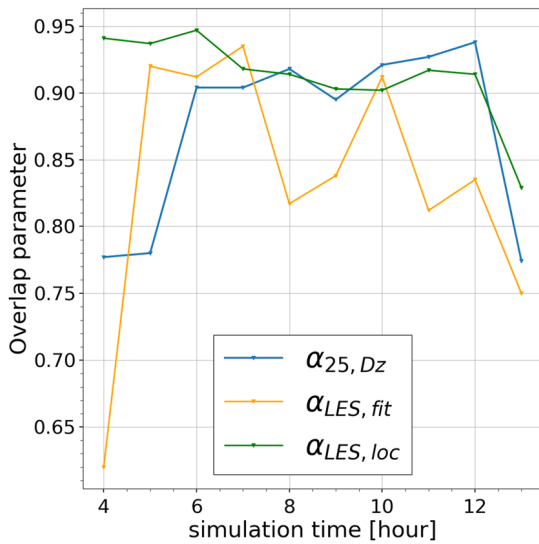


Figure 5. Overlap parameters computed with three different methods (see text) at each time step of the Large Eddy Simulations simulations. The data used are the ARM cloud fields.

columns, as obtained by satellite observations, and used in global models, is further discussed in Section 5.

We have also computed the overlap parameter α using ERO like done previously but on the individual largest clouds of the studied scenes, and found very similar results than for the total scene. For instance, for the scene ARM ($h = 10$) when taking into account the 45 clouds that account for 99% of the cloud cover (out of 67 individual clouds in the scene), the mean overlap parameter over the different clouds is $\alpha_{25, Dz} = 0.913$ (with a standard deviation of 0.07), which is equivalent to a decorrelation length of 275 m.

4. Using ERO to Model Subgrid Heterogeneity and Overlap Coarse Vertical Layers

To summarize the previous section, if we know the overlap parameter $\alpha_{25, Dz}$ or the cloud cover of the scene, the volume cloud fraction C_v and the liquid water content LWC for an atmospheric column of vertical resolution Dz , we are able to generate a sample of subcolumns with a higher vertical resolution (25 m, the same as the LES) with properties that are close to the LES so that the cloud albedo of the scene only differs by a few percent (about 2% on the whole day for the ARM and the BOMEX cases). But in this approach, the radiative computations are made on a high resolution vertical grid, not on the coarse one. In this section we will focus on how to adapt the method to

deal directly with coarse grids, without having to use a finer mesh. To do so we will characterize how the subgrid properties of clouds should be computed on the coarse grid, and then how they should be combined vertically so that both the vertical cloud structure, the cloud cover and in fine the cloud albedo remain close enough to the high-resolution reference case.

4.1. Subgrid Properties on the Coarse Grid

Defining subgrid properties on the coarse vertical grid requires to distinguish two cloud fractions, the areal cloud fraction C_a and the volume cloud fraction C_v (Del Genio et al., 1996; Jouhaud et al., 2018). C_v represents the volume fraction of the layer that contains clouds (i.e., where liquid or solid water particles are present), whereas C_a represents the areal fraction of the layer covered by clouds when looking from above or below. In other words, C_a is the vertical projection of C_v , and it is C_a that is used by radiation codes in GCMs and remote sensing.

At the LES grid scale, we have assumed that a grid cell's cloud state is either clear-sky or cloudy. Therefore $C_v = C_a$ when the single column has the same vertical resolution as the LES. This is no longer the case when the vertical grid is coarsened, and ERO can be used to compute C_a , knowing C_v . For that we consider an atmospheric cloudy column of coarse vertical resolution $Dz = n \times dz$. If C_v is known and vertically uniform within each coarse layer, we are back in the configuration we were in Section 3 when using subgridding, with $C_{v,k} = \hat{C}_{v,k}$. We can then compute the subgrid areal cloud fraction $C_{a,sg,k}$ as the cloud cover of a single coarse layer, by using Equation 14, but setting to zero the volume cloud fractions above and below the coarse layer considered ($N = 1$):

$$C_{a,sg,k} = 1 - (1 - C_{v,k})(\alpha_{sg} + (1 - \alpha_{sg})(1 - C_{v,k}))^{n-1} \quad (17)$$

where α_{sg} is the overlap parameter used here to compute this subgrid areal cloud fraction. Although other choices are possible, we choose here to use $\alpha_{sg} = \alpha_{25, Dz}$. If the cloud cover CC is known but not $\alpha_{25, Dz}$ we can compute it by inverting Equation 12. The next figure illustrates the performance of that equation.

The top panels of Figure 6 show the profile of C_a obtained using the LES original data, using Equation 17, and also assuming maximum overlap within each layer, for two coarse resolutions (left panel at $Dz = 100$ m and right panel $Dz = 200$ m). The overlap parameter $\alpha_{25, Dz}$ is computed for the two resolutions to ensure the same cloud cover ($\alpha_{25, 100} = 0.921$, $\alpha_{25, 200} = 0.911$), and then used to compute $C_{a,sg}$ with Equation 17. The maximum overlap assumption (gray) does a poor job representing the areal cloud fraction profile, and leads to a relative error of 30%–50%. It shows the error made when neglecting subgrid variability, that is, assuming $C_a = C_v$ on the coarse grid. For this assumption, the coarser the vertical resolution, the larger the error. Using Equation 17 allows a better representation of the areal cloud fractions, even if a substantial error remains. For all methods, the largest

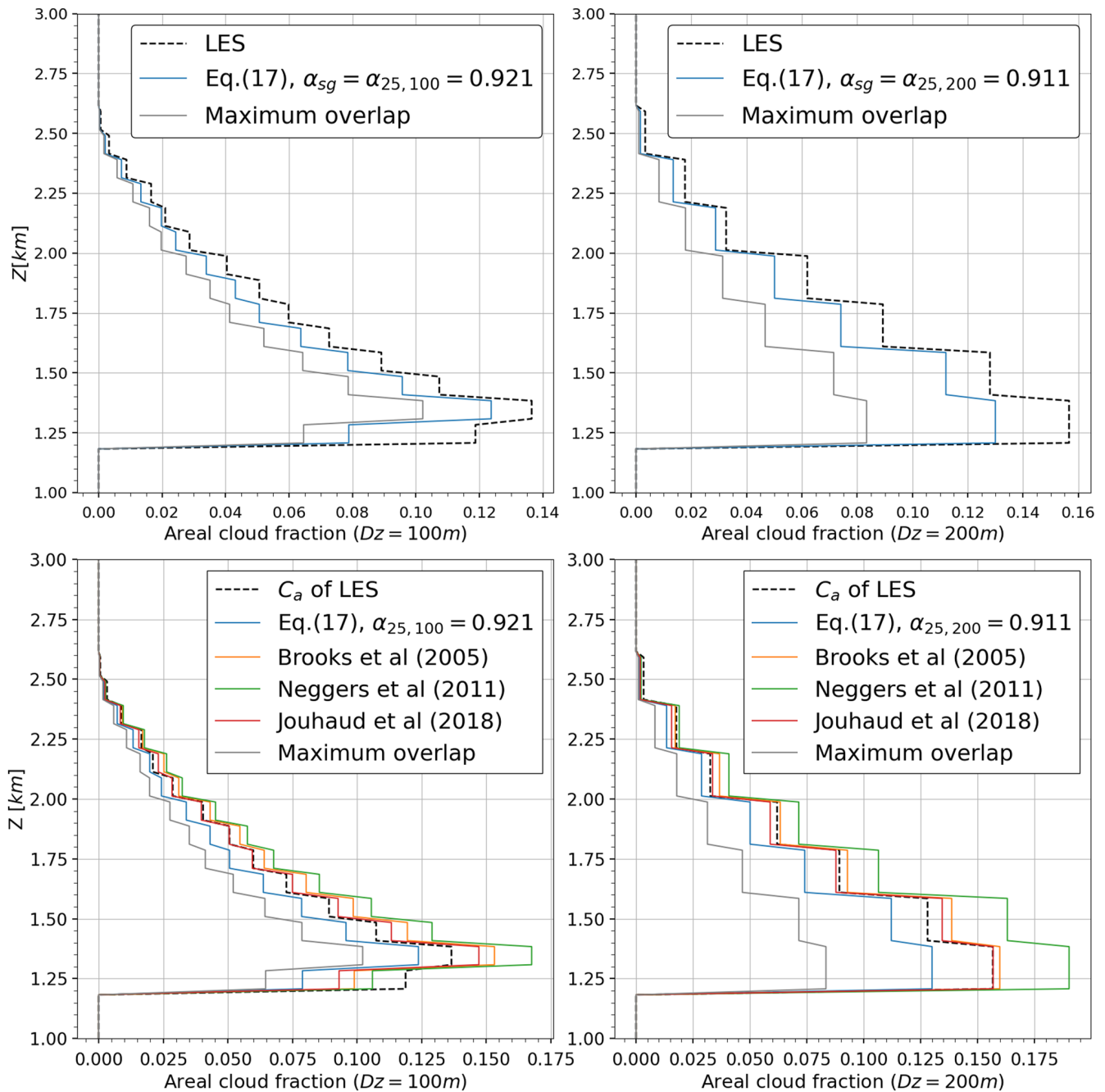


Figure 6. Vertical distribution of the areal cloud fraction C_a obtained with Large Eddy Simulations (LES) full resolution results or with different approximations with a coarse vertical resolution of 100 m (left panels) or 200 m (right panels). The top panels compare the LES (dashed black) with exponential-random overlap using Equation 17 and $\alpha_{sg} = \alpha_{25, Dz}$ (blue) as well as the maximum overlap sample (gray). The bottom panels also compare Equation 17 with other parametrizations found in the literature. The cloud case is ARM ($h = 10$).

error corresponds to the lower layer which is the bottom of the cloud. On this layer, the volume cloud fraction C_v decreases steeply, which makes the hypothesis of a constant C_v inaccurate.

To go further we also compare the performance of Equation 17 with that of other references in the literature (Figure 6, bottom panels). Neggers et al. (2011) and Jouhaud et al. (2018) have both been developed using LES data of small cumulus with $C_v \approx 0.1$, including the ARM and BOMEX cases, and are therefore comparable to our method. Brooks et al. (2005) develops a lidar and radar-based parametrization of C_a using C_v , with the possibility

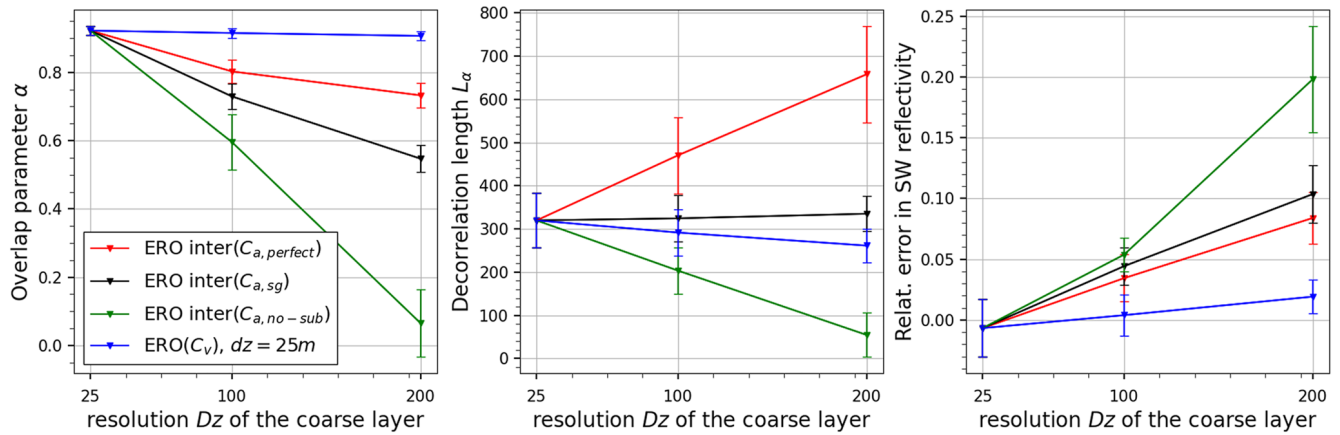


Figure 7. Overlap parameters (left) and decorrelation lengths (middle) for the ARM simulations (hours 6 to 12), for different coarse resolutions Dz and for different reconstructions using exponential-random overlap (see text). The daily mean value is shown. The overlap parameters are computed to match the cloud cover of the Large Eddy Simulations (LES). The right panel shows the corresponding relative error in SW cloud albedo at TOA compared to that of the LES when using those overlap parameters to generate the scenes. For each plot, the standard deviation due to the different simulation times is shown as an error bar.

to take into account wind shear (not used here), and is valid on a wider range of cloud covers and situations. Brooks et al. (2005) and Jouhaud et al. (2018) show the smallest errors with C_a of the LES.

Our approach favors an accurate cloud cover on the whole vertical extent of the cloud layer. Results show that with this approach we tend to underestimate the areal cloud fraction of the coarse layers. This is because the overlap parameter α has been computed to match the cloud cover CC of the whole scene, not the areal cloud fraction C_a of each coarse layer. When only used for the subgrid scale it creates too small an areal cloud fraction. This underestimation is still much smaller than when considering maximum overlap. The gap in areal cloud fraction caused by using our method is similar to those caused by other approximations of the literature, but with an opposite sign in the difference. Our underestimation of C_a was already visible in Figure 2 on the panel showing “cumulative downward cloud fraction.” The only difference between using subgridding or not is the hypothesis $C_v = \text{constant}$ in each coarse layers, so we can conclude that the underestimation of our method comes from this hypothesis.

4.2. Interlayer Overlap

We now consider that the vertical profile of the areal cloud fraction $(C_{a,sg})_z$ that takes into account the subgrid heterogeneity on the coarse grid, is known. We have to define the overlap of the coarse layers, and we again choose to define it to ensure the conservation of the cloud cover CC . To compute the subgrid areal cloud fraction profile $(C_{a,sg})_z$ in the previous section, we were using the first part of Equation 14, which represents the subgrid overlap. Here we use the second part of the equation, which represents the interlayer overlap, using the unknown interlayer overlap α_{inter} . This corresponds to using Equation 10 on the coarse grid with $(C_{a,sg})_z$ to produce the cloud cover:

$$CC = 1 - \prod_{k=1}^N \left[\frac{\alpha_{inter}(1 - \max(C_{a,sg,k}, C_{a,sg,k-1}))}{1 - C_{a,sg,k-1}} + (1 - \alpha_{inter})(1 - C_{a,sg,k}) \right] \quad (18)$$

The overlap parameter α_{inter} can be computed as in the previous sections, by inverting Equation 18 to constrain the cloud cover CC :

$$\alpha_{inter} = f_\theta^{-1}(1 - CC) \quad (19)$$

4.3. Generating Subcolumns on the Coarse Grid

To summarize the previous steps, we can now compute the overlap parameter $\alpha_{25,Dz}$ with Equation 12, the areal subgrid cloud fractions $(C_{a,sg})_z$ using Equation 17 with $\alpha_{sg} = \alpha_{25,Dz}$, and then the overlap parameter α_{inter} using Equations 18 and 19 in order to overlap these coarse layers to produce the cloud cover CC . The corresponding decorrelation length can be computed with Equation 16 and Dz as the separation distance. However, at this stage,

there is no evidence of a formal link between the two overlap parameters $\alpha_{25,Dz}$ and α_{inter} or decorrelation lengths, or of a dependence to the vertical resolution. In any case, we have not found one.

For $\alpha_{25,Dz}$ and the corresponding decorrelation length (Figure 7, blue lines, left and middle panels), we find that they depend little on the starting coarse resolution Dz on this 25–200 m range, with mean values $\overline{\alpha_{25,Dz}} = 0.915$ and $\overline{L_{\alpha_{25,Dz}}} = 291$ m. Using this overlap and Equation 17 we then compute the subgrid profile $(C_{a,sg})_z$, as well as the interlayer overlap parameter α_{inter} using Equations 18 and 19.

For the overlap parameter α_{inter} , we find that it varies with the resolution Dz but the corresponding decorrelation length varies little from $\overline{L_{\alpha,sg}} = 326$ m (Figure 7, black lines, left and middle panels). The decorrelation lengths show small variation whether we generate the subcolumns on the fine or coarse grid, and depends little on the resolution of the coarse grid (Figure 7, middle panel, blue and black lines). When it comes to radiative effects (Figure 7, right panel), the error made on the SW cloud albedo is still small even when computed on the coarse grid (black line) rather than on the finer grid (blue line).

4.4. Analysis and Comparisons of Interlayer Overlap for Different Estimations of the Areal Cloud Fraction

Here we investigate, using Equations 18 and 19, how the overlap parameter α_{inter} and the decorrelation length should vary to keep the correct value of the cloud cover for different estimations of the areal cloud fraction C_a in Equation 18, instead of $C_{a,sg}$. First we consider the extreme case where no subgrid heterogeneity is considered (Figure 7, green lines), meaning the subgrid areal cloud fraction equals the volume cloud fraction $(C_{a,no-sub})_z = (C_v)_z$ on the coarse grid. When the starting coarse resolution is $Dz = 25$ m, we are already at the finest resolution of the simulations (which means the coarse grid can not be finer), and all the reconstructions are the same. As shown in Figure 6, $C_{v,z} < C_{a,z}$ for any z , so to generate the same cloud cover, the overlap when no subgrid is taken into account has to be closer to random (i.e., α closer to 0), hence $\alpha_{inter,no-sub} < \alpha_{inter,sg}$. For $Dz = 200$ m, the interlayer overlap without subgridding is already almost fully random. We then consider the case where the subgrid reconstruction takes perfectly into account the subgrid heterogeneity and reproduces perfectly the areal cloud fraction profile $(C_{a,perfect})_z$ (Figure 7, red lines). We then compute the interlayer overlap corresponding to this profile with Equations 18 and 19. The same reason applies to explain the difference with the interlayer overlap parameters computed for the areal subgrid cloud fraction profile: as shown in Figure 6, $C_{a,sg}$ approaches $C_{a,perfect}$ in such a way that for any altitude, we have $C_{a,perfect} > C_{a,sg} > C_{a,no-sub}$. Hence to conserve the same cloud cover, the different overlap parameters follow $\alpha_{inter,perfect} > \alpha_{inter,sg} > \alpha_{inter,no-sub}$.

The middle panel of Figure 7 shows the corresponding decorrelation lengths, computed from each overlap parameter α with $L_\alpha = -dz/\ln(\alpha)$, where dz is the vertical resolution of the target grid. When doing overlap on the coarse grid, the final resolution is $dz = Dz$ (red, black and green lines). When doing ERO on the finer grid, the final resolution is $dz = 25$ m (blue lines). We see that for interlayer overlap, the decorrelation lengths have a strong dependence to the resolution when overlapping coarse layers of which the areal fraction is either perfect $(C_{a,perfect})_z$ or determined assuming no subgrid heterogeneity $(C_{a,no-sub})_z$, with important variations. This is not the case when the areal cloud fraction $C_{a,sg}$ is computed using a consistent representation of cloud heterogeneity on both subgrid scale and interlayer overlap (black) or when reconstructing on the finer grid (blue). Numerical tests were made on artificial cloud scenes with constant cloud fractions and various cloud covers, as well as on the same LES clouds with double the vertical extent to go up to 400 m coarse resolutions, and this appears to be a consistent result: strong dependence of the decorrelation lengths with the coarse resolution when overlapping $(C_{a,perfect})_z$ and $(C_{a,no-sub})_z$, but a small dependence to the resolution of the decorrelation length when overlapping $C_{a,sg}$. This dependence of L_α with Dz has already been mentioned by Hogan and Illingworth (2000) and Räisänen et al. (2004), but does not seem to be taken into account in the literature when generating cloudy subcolumns from GCMs or for observational simulators (Bodas-Salcedo et al., 2011; Pincus et al., 2005; Swales et al., 2018).

4.5. Cloud Albedo Dependence on the Vertical Cloud Structure

We have shown in Section 3.1 that by using ERO and a subgrid overlap parameter on a finer grid (Figure 4 and blue lines of Figure 7) we can reproduce the cloud albedo of those scenes with a 2% relative error. In the previous section we show that it is also possible to take into account the subgrid scale directly on the coarse grid by choosing to compute the surface cloud fraction as a bulk subgrid property using the volume cloud fraction and a subgrid overlap parameter. Overlapping this computed areal subgrid cloud fraction leads to a relative error in cloudy albedo

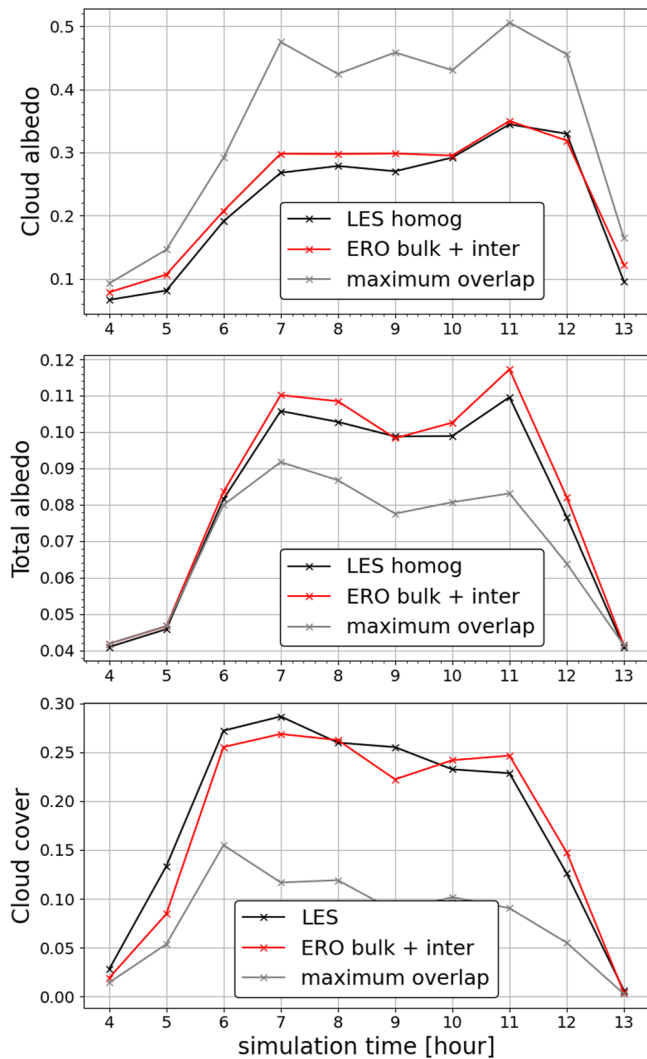


Figure 8. Cloud albedo (top panel), total albedo (middle panel) and cloud cover (lower panel) for the Large Eddy Simulations (in black), our reconstruction using exponential-random overlap (in red) and a maximum overlap reconstruction (gray). The constant decorrelation length used here both for the subgrid computation of the areal cloud fraction profile and its interlayer overlap is $L_\alpha = 309$ m. The scenes are the ARM case (time steps $h \in [4, 13]$). In all scenes the Liquid Water Content is homogeneous for each layer.

of $\approx 10\%$ for coarse resolutions of 100 and 200 m (Figure 7, black line). If this subgrid computation were perfect to take into account the subgrid scale, it would lead to a slightly improved 5%–8% relative error in cloud albedo for coarse resolutions of 100 and 200 m (Figure 7, red line). Finally, even without taking into account any subgrid scale by overlapping $(C_{a,no-sub})_z$ on the coarse grid, we can approach the albedo of the LES scenes within a 20% relative error (for a resolution of 200 m, Figure 7, green line) if the cloud cover is reproduced. As all the generations shown in Figure 7 have the same cloud cover and mean liquid water path as the LES simulations, the difference in cloud albedo are all due to vertical subgrid heterogeneity. If the conservation of the cloud cover is of first order importance for the cloud albedo, the subgrid scale information contained in the cloud fraction profile can have a significant impact on the cloud albedo as well, up to 20%. Numbers in this section are computed on 7 scenes from the ARM cloud case, but similar results were also found consistently in several other cases, see Figures S1–S3 in Supporting Information S1.

5. Implications

In this last section we address some more global implications of our method, especially on the use and estimate of the decorrelation lengths, as well as the radiative impact of LWC horizontal heterogeneity, which had not been taken into account in this paper until now.

5.1. How to Generate the Cloud Vertical Profile

The starting point of the developments in Section 3 and 4 was to determine how to correctly represent the cloud cover and the SW cloud albedo of a cloud scene in the context of ERO. We have shown in Section 3 that by defining the appropriate decorrelation length $L_{\alpha,25,Dz}$ we can generate a cloud scene with the correct cloud cover and a close SW cloud albedo. This can be done on a new grid with higher vertical resolution (25 m here) as long as the initial coarse resolution and the final resolution are both taken into account in the computation of the overlap. This can also be done directly on the coarse grid without losing much accuracy on the cloud albedo by taking into account both the subgrid scale and the interlayer overlap (Section 4.3). So far we have assumed that the cloud cover is known, whereas in general we are trying to determine the cloud cover. So we have to reverse the previous problem and address the following question: how to create the right cloud cover and the right cloud albedo from the information given by a column with a coarse vertical grid? In this context, an important result of Section 4.3 is that if we consistently account for subgrid heterogeneity and coarse layer overlap, then the decorrelation lengths used for the subgrid and the overlap are almost the same and they depend weakly on the vertical resolution, as we can see on Figure 7.

The procedure for reconstructing a cloud scene that we propose is as follow: given any volume cloud fraction profile $(C_v)_z$ at resolution Dz and the decorrelation length L_α for a reference resolution (here $dz = 25$ m), the subgrid heterogeneity is taken into account by computing a profile of the areal cloud fraction $(C_{a,sg})_z$ with Equation 17, with $n = Dz/dz$ in the equation. The same decorrelation length L_α allows to overlap these coarse layers and to compute the cloud cover (Equation 18). As we can see on Figure 7 for the case studied here, $L_{\alpha,25,Dz} \approx 291$ m and $L_{\alpha,sg} \approx 326$ m, so for both steps of this reconstruction we choose to use the unique decorrelation length that is the mean of the two: $\bar{L}_\alpha = 309$ m. We find similar results than those shown on Figure 7 for three other cumulus cloud cases simulated by the same LES, with $L_{\alpha,25,Dz}$ and $L_{\alpha,sg}$ relatively independent of the resolution Dz . For the RICO case we have $\bar{L}_\alpha = 217$ m, for BOMEX $\bar{L}_\alpha = 202$ m and for SCMS $\bar{L}_\alpha = 273$ m (see Figures S1–S3 in Supporting Information S1). Here a different decorrelation length has been computed for

each cloud case. The determination of this decorrelation length in a more general case is beyond the scope of this study. As it can be seen on Figure 8, the scenes generated with this method show a good reproduction of the cloud cover, cloud albedo and total albedo, with relative errors compared to the LES of only -10% , 11% , and -3% respectively, which is significantly better than the errors caused by the maximum-random assumption. We also see from this figure that the maximum overlap causes a “too few too bright” bias here, with a cloud cover too small and a cloud albedo too large. But the two errors do not compensate and the total albedo of the scenes is underestimated. Increasing the liquid water content seen in the radiative computations to balance the mean radiative flux at TOA could correct the value of total albedo but in the same time would also worsen the “too bright” part of the bias. Similar results are found for the three other cloud cases and can be found in Supporting Information S1 on Figures S4 to S6.

5.2. Variations of the Decorrelation Length With the Measurement Resolution

Decorrelation lengths used in GCMs are often derived from observational data from active remote sensing (Jing et al., 2016; Oreopoulos & Norris, 2011; Oreopoulos, Cho, & Lee, 2022). As shown in the previous section, the vertical resolution of the grid on which we generate the cloud scene can have a significant impact on the values of overlap parameters and decorrelation lengths. This may also be applied to the vertical resolution at which those instruments measure cloud fraction profiles, their overlap and hence decorrelation lengths. At the vertical resolution of those instruments, for example, 480 m for CloudSat, a layer is identified as entirely cloudy even if the cloud does not fully extend on the vertical of the layer. Hence the measured profile is the areal cloud fraction $(C_a)_z$ for a coarse layer of thickness $Dz = 480$ m. Combining Equations 17–19, we can compute overlap parameters in various situations, including when dealing with different vertical resolutions. This can be used to compare overlap parameters given by observational measures with different resolutions.

We will consider that two different instruments I_1 and I_2 have the vertical resolutions dz_1 and dz_2 , which is finer, with $dz_1 = n \times dz_2$. We suppose they observe the same cloud scene and detect the same cloud cover. Those instruments give us access to two sets of data statistically representing the same cloud scene: $(C_{a,1})_z, L_{\alpha,1}$, and $(C_{a,2})_z, L_{\alpha,2}$, where $L_{\alpha,i}$ are the decorrelation lengths corresponding to the measured areal cloud fraction profiles. Using the cloud fraction profile with finer vertical resolution $C_{a,2}$ we can use interlayer ERO with $L_{\alpha,2}$ on blocks of n fine layers to compute the corresponding areal cloud fraction profile at the resolution $dz_1, c'_{a,1}$. Knowing the cloud cover CC, we can then compute with Equation 19, the decorrelation length $L'_{\alpha,1}$ that would generate CC with this profile. We can compare $L_{\alpha,1}$ and $L'_{\alpha,1}$ now that they refer to similar resolutions. For the ARM simulations used on Figure 7, let us consider I_1 with resolution $dz_1 = 200$ m and I_2 with resolution $dz_2 = 25$ m. This example is studied in Section 4.4, where we analyzed the evolution of L_{α} with the vertical resolution for a perfect estimation of the areal cloud fraction profile. I_2 would measure a decorrelation length $L_{\alpha,2} = 320$ m, while I_1 would measure $L_{\alpha,1} = 658$ m (Figure 7 middle panel, in red). We get a factor 2 on the estimation of the decorrelation length in this case. The vertical extent of the studied clouds is too small to be able to compute the decorrelation length in the case of the vertical resolution of CloudSat at 480 m, but an even larger effect is expected.

The decorrelation lengths computed from observations with a low vertical resolution (a couple hunder meters) are often much larger than the ones computed in this study, with $L_{\alpha} \sim 2$ km (Barker, 2008a; Hogan & Illingworth, 2000; Jing et al., 2016; Oreopoulos & Norris, 2011; Willèn et al., 2005). This difference can then partly be explained by the difference in vertical resolution, as the decorrelation lengths shown here are comparable to those computed in the literature with LES simulations with similar vertical resolutions (Neggers et al., 2011; Sulak et al., 2020; Villefranque et al., 2021). The difference in horizontal resolutions (Astin & Di Girolamo, 2014; Naud et al., 2008; Tompkins & Di Giuseppe, 2015) can also impact the overlap, but it is not studied here.

5.3. Considering LWC Distributions

Until now, we focused on the vertical distribution of the cloud fraction and cover, and therefore assumed an homogeneous LWC in each horizontal layer. In this section we add distributions of the LWC between the subcolumns and study its impact on the radiative properties of the generated scenes. The impact of the LWC heterogeneity on the cloud albedo of a scene is well documented and known to be of second order compared to the accurate reproduction of the cloud cover (Barker et al., 1999; Barker & Räisänen, 2005; Oreopoulos et al., 2012). We want to check the ability of our method to reproduce those results, and compare the second order impacts of the LWC horizontal heterogeneity to those of the cloud fraction subgrid vertical heterogeneity shown in Section 4.5. To do

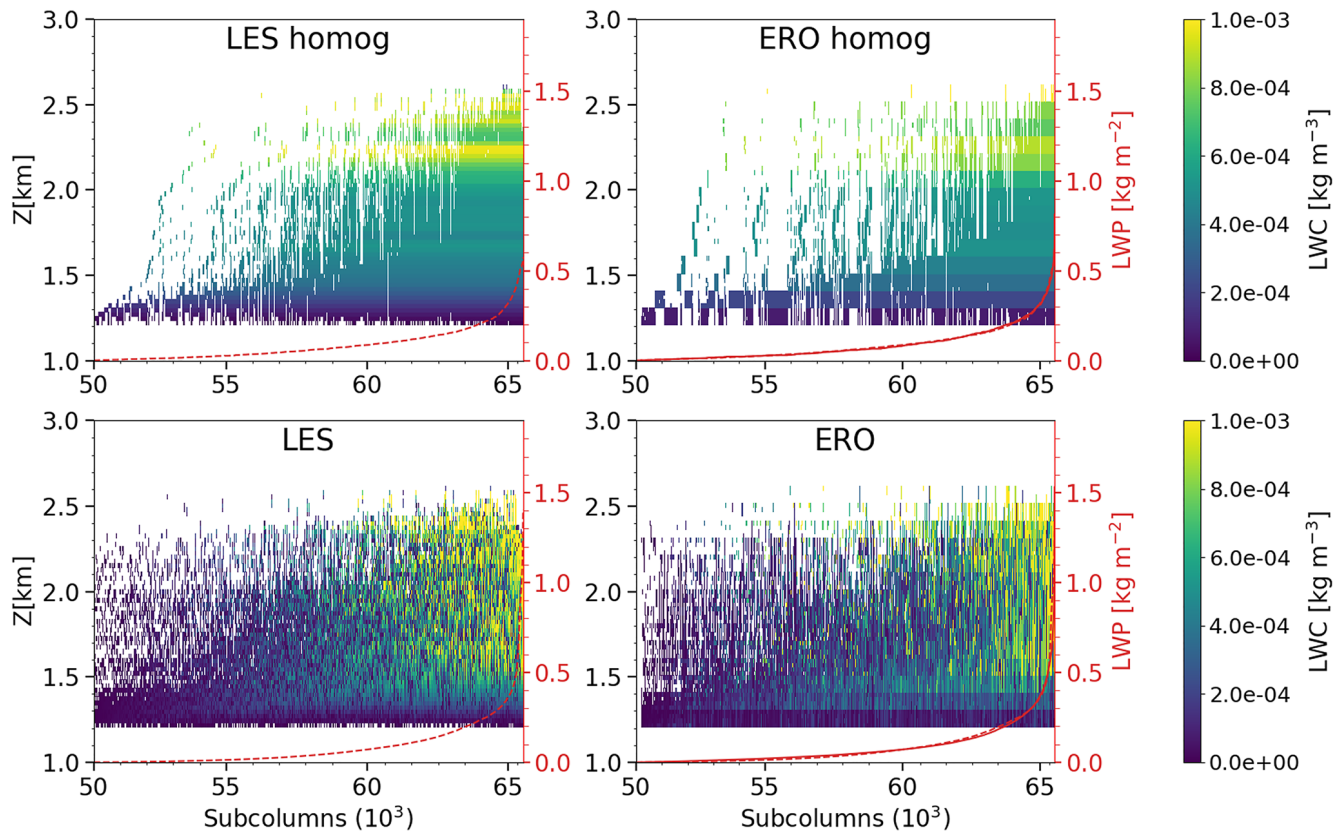


Figure 9. The liquid water content of each scene's cloudy subcolumns in the Large Eddy Simulations (LES) simulations (left panels) and reconstructed using exponential-random overlap (right panels). The subcolumns have been sorted along their Liquid Water Path (LWP) (red lines). The red lines represent the LES (dashed line) and generated (solid line) LWP, the former being represented on the right panels as well to facilitate the comparison. Top panels are homogeneous Liquid Water Content for each layer and whereas it varies in the bottom panels.

so we use ERO with vertical subgridding, assuming that the horizontal distribution of the LWC in each horizontal layer follows the following gamma distribution, as done in Räisänen et al. (2004):

$$f(x, k, \theta) = \frac{x^{k-1} e^{-\frac{x}{\theta}}}{\Gamma(k)\theta^k} \quad \text{for } x > 0 \quad k, \theta > 0$$

where x is the liquid water content in kg/kg , $k\theta$ is the mean of the distribution and $k\theta^2$ its variance, $\Gamma(k)$ is the gamma function, with $\text{Re}(k) > 0$:

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$$

This distribution can be described by its first two moments. In addition to the first moment, which we have already assumed to be known, the second moment must therefore be specified for each horizontal layer. We have chosen not to take into account the rank correlation here, as its radiative impact was shown to be of a lesser importance for the integrated cloud albedo (Oreopoulos et al., 2012).

We generate the cloud field with LWC distributions from an atmospheric column ($Dz = 100$ m) to a sample of subcolumns with the same vertical resolution as the LES ($dz = 25$ m), and display on Figure 9 the LWC of both scenes' cloudy subcolumns after they have been sorted along their vertical Liquid Water Path (LWP, bottom panels). The equivalent generation with no horizontal heterogeneity of the LWC is shown as a comparison in the top panels. When using LWC distributions, the generated subcolumns shows the same characteristics than the LES: a lot of subcolumns with a small LWP, as well as a LWP increasing with the altitude, and a small number of subcolumns with a high amount of LWP. The generated subcolumns shows demarcations every 100 m that are coming from the coarse vertical resolution of the atmospheric column because the profile $(C_v)_z$ and the LWC

properties are assumed to be constant in each coarse horizontal layer. The LWC heterogeneity also causes more disparity in the LWC values, especially high values, which are smoothed out in the homogeneous plots.

We then quantify the impact of the LWC horizontal distribution on radiative properties. To do so we look at the relative difference of cloud albedo between LES simulations with the exact LWC heterogeneity and their ERO generations with and without LWC heterogeneity. They were generated from the coarse resolution $Dz = 100$ m to the LES vertical resolution $dz = 25$ m like done in Section 3, for the two cases ARM and BOMEX. Introducing LWC horizontal distributions significantly improves the cloudy albedo: the mean relative difference with that of the LES with exact LWC goes from 8.5% to 2.4% for ARM and from 12.7% to 2% for BOMEX. Comparing the LES with exact LWC and their homogeneous versions we find the scenes without LWC horizontal heterogeneity are $\approx 10\%$ brighter, which confirms the previous findings of Barker et al. (2003), Wu and Liang (2005), and Shonk and Hogan (2010).

Our method is able to reproduce the known impact of LWC horizontal heterogeneity, which is comparable to the impact of the subgrid vertical heterogeneity of the cloud fraction, discussed in Section 4.3.

6. Summary and Conclusion

In this paper we presented a method based on the ERO assumption that allows to statistically represent the vertical structure of cloud scenes at different vertical resolutions. We focus on low-level clouds and show that a single value of the overlap parameter, a fundamental parameter of ERO that is directly related to the decorrelation length, is sufficient to represent the whole cloud scene.

We propose an algorithm to generate the cloud fraction on a high resolution vertical grid for an ensemble of subcolumns using a single low resolution atmospheric column and either the cloud cover or the overlap parameter. Compared to reference LES simulations, the generated cloud scenes show a correct representation of both the downward and upward cumulative cloud fractions. We suggest that they are simple diagnostics that would usefully complement the usual cloud fraction vertical profile when comparing models with observations or when developing models. The generated cloudy albedos are very close to the ones of the original LES cloud scenes, with only a 2% relative error for the best samples.

To avoid having to generate the cloud fraction profile on a high resolution vertical grid, we investigate how to represent both the subgrid variability within coarse layers and the overlap of these coarse layers to ensure correct values of cloud cover and cloud albedo. We demonstrate that, depending on how the subgrid variability is represented, the decorrelation length used to overlap the coarse layers may be highly dependent on their vertical resolution. However, we show that the subgrid variability and the interlayer overlap can be defined in such a way to define a decorrelation length almost independent of the resolution.

We also demonstrate that the decorrelation lengths obtained from remote sensing depend on the vertical resolution of the instruments. For a same cloud scene, the decorrelation length obtained from an instrument with a vertical resolution of 200 m can be two times larger than the one obtained with an instrument with a vertical resolution of 25 m. This may partly explain why the decorrelation lengths obtained by the studies using CloudSat observations are about 7 times larger than those obtained from high resolution models. If the decorrelation length can take into account the distance between cloudy layers to compute the overlap parameters, the thickness of the layers also has to be taken into account when estimating decorrelation lengths, as well as whether the cloud fractions are based on volume or area. We provide a framework that allows to go from one vertical resolution to another, and this needs more investigations, especially to be adapted to the varying vertical resolutions of GCMs.

To our best knowledge, most current atmospheric models assume a maximum-random overlap of cloud layers or a ERO with a quite large decorrelation length ($\approx 2\text{--}3$ km). Those overlap assumptions can lead to an underestimation of the cloud cover by a factor up to two, at least for low-level clouds, and therefore explain a significant part of the underestimation of these clouds that is identified in current climate models (Konsta et al., 2022). Atmospheric models also neglect the subgrid vertical variability of the cloud fraction. This can be explained by the fact that in global models, the layers' horizontal extent is about a hundred times larger than their height ($Dz \approx 200$ m and $Dx \approx Dy \approx 20\text{--}100$ km). But this shape ratio corresponds to the grid's layers, not to the numerous clouds they contain. Their complex geometries create subgrid vertical variability and we show it matters, even at the vertical scale of the layers. This first impacts the areal cloud fraction, that can be underestimated by $\sim 40\%$ when the subgrid heterogeneity is not taken into account. Also, for a low-level cloud scene with a given cloud cover and cloud water path, the cloud albedo can change by about 20% according to what assumptions is made to represent the subgrid vertical variability of the cloud

fraction. A better consideration of subgrid heterogeneity and cloud overlap in the models should allow this bias to be reduced, but would also require a significant revision of the amount of condensed water so that the global albedo does not change too much. This would contribute to reduce the current “too few too bright” bias.

Further work would be needed to extrapolate the results of this work to other types of clouds, especially deep convective clouds, as well as ice and mixed-phase clouds. As we focused on the vertical structure of clouds within the plan parallel approximation, we have not taken into account the solar angle or 3D radiative effects. We computed that averaged over a whole day, the relative 3D effects on the SW cloud albedo are about 7%–18% for the cases used in this study. Further work would be needed to link ERO with a 3D representation of clouds.

Appendix A: Implementation and Difference Between ERO and Räisänen's Cloud Generating Algorithm

For a cloudy block that extends continuously between the vertical layers $[k_{base}, k_{top}]$ (with $\#([k_{base}, k_{top}]) = \mathcal{N}$) our algorithm works as follows:

We generate a sample of N_s subcolumns. The $N_s \times \mathcal{N}$ different cells of this sample are represented by the indices $i \in [1, N_s]$ and $k \in [k_{base}, k_{top}]$. Starting from the top of each subcolumn, the algorithm computes for each cell the cloud state $S_{i,k} \in \{0, 1\}$, which corresponds to whether the cell is cloudy or not, as well as the Liquid Water Content LWC.

For the top cell of the subcolumn i , $S_{i,k_{top}}$ is computed as:

$$S_{i,k_{top}} = \begin{cases} 0 & \text{for } RN1_{i,k_{top}} \leq 1 - C_{k_{top}} \quad (\text{clear}) \\ 1 & \text{for } RN1_{i,k_{top}} > 1 - C_{k_{top}} \quad (\text{cloudy}) \end{cases} \quad i \in [1, N_s] \quad (A1)$$

where $RN1$ are random numbers evenly distributed on $[0,1]$. Working its way down, the algorithm computes the next cloud states, as follows, for each cell (i, k) : let $RN2_{i,k}$ be new random numbers evenly distributed on $[0,1]$.

- **maximum overlap:** if $RN2_{i,k} < \alpha$, the cell is in maximum overlap with the one above $(i, k - 1)$. Its cloud state $S_{i,k}$ is computed as:

$$S_{i,k} = C_{i,k-1}(1|1)_{\max} + (1 - C_{i,k-1})(1|0)_{\max}$$

where $(S_k|S_{k-1})_{\max}$ are booleans computed according to the transition probabilities $P_{\max}(S_k = s_k|S_{k-1} = s_{k-1})$. The probability $P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 1)$ is given by Equation 8, and $P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 0)$ by Equations 2 and 6:

$$P_{\max}(S_k = 1|S_{k-1} = 0) = 1 - P_{\max}(S_k = 0|S_{k-1} = 0) = \frac{\max(C_{k-1}, C_k)}{1 - C_{k-1}} \quad (A2)$$

- **random overlap:** if $RN2_{i,k} > \alpha$, it's in random overlap with the cell above. Its cloud state $S_{i,k}$ is computed as:

$$S_{i,k} = (1|1)_{\text{rand}} = (1|0)_{\text{rand}}$$

where $(S_k|S_{k-1})_{\text{rand}}$ are booleans computed with the transition probability P_{rand} defined by Equation 5.

After this we have generated a cloud field with a cloud cover of CC, with a standard deviation decreasing as $1/\sqrt{N_s}$, and with conservation of the initial cloud fraction C_k , $k \in [k_{base}, k_{top}]$.

This algorithm is mainly based on Räisänen et al. (2004). The main difference between those two algorithms is about the generation on random numbers. When generating the cloud fraction (as well as the cloud condensate amount) of a given cell k , Räisänen generator computes $x_k \in [0, 1]$ to compare it to the cloud fraction of the layer C_k and decide whether the cell is cloudy or not. The computation to get x_k is:

$$x_k = \begin{cases} x_{k-1}, & \text{for } RN2_k \leq \alpha_{k-1,k} \\ RN3_k, & \text{for } RN2_k > \alpha_{k-1,k} \end{cases} \quad (A3)$$

where $\alpha_{k-1,k}$ is the overlap parameter between layers k and $k - 1$, and $RN2$ and $RN3$ are two random numbers evenly distributed between 0 and 1.

In the first case, the two cells are in maximum overlap and in the second one they are in random overlap, a new independent random number being drawn. With only two layers our method is equivalent, but for more than two layers, Räisänen's method can create correlation on the whole vertical subcolumn being generated, as the same random number can be kept for many different cells.

By computing directly the transition probabilities to generate the cloud fraction of a cell ($P_{max}(1|1)$, $P_{max}(1|0)$, $P_{rand}(1|1)$, $P_{rand}(1|0)$), and by using a different random number every time it is needed, we conserve the cloud fraction without creating this correlation between the layers.

Data Availability Statement

A repository containing the scripts for the ERO algorithm presented in this paper is pushed on GitHub at <https://github.com/raphleb/ERO.git> (Lebrun, 2022). The software htrdr (version 0.9.1) used in this paper for the radiative computations is available at <https://gitlab.com/meso-star/htrdr> (Forest et al., 2023).

Acknowledgments

Our many thanks go to Céline Cornet and Frédéric Szczap for insightful discussions about this work. We thank the two anonymous reviewers for their comments and feedback, thanks to which the originally submitted manuscript was improved. We acknowledge support from the Agence Nationale de la Recherche (ANR, grants MCG-RAD ANR-18-CE46-0012) and the Centre National d'Études Spatiales (CNES, project EMC-Sat).

References

- Astin, I., & Di Girolamo, L. (2014). Technical note: The horizontal scale dependence of the cloud overlap parameter α . *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14(18), 9917–9922. <https://doi.org/10.5194/acp-14-9917-2014>
- 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*, 113(D8), D00A01. <https://doi.org/10.1029/2007JD009677>
- Barker, H. W. (2008b). Representing cloud overlap with an effective decorrelation length: An assessment using CloudSat and CALIPSO data. *Journal of Geophysical Research*, 113(D24), D24205. <https://doi.org/10.1029/2008JD010391>
- Barker, H. W., & Räisänen, P. (2005). Radiative sensitivities for cloud structural properties that are unresolved by conventional GCMs. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(612), 3103–3122. <https://doi.org/10.1256/qj.04.174>
- 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. <https://doi.org/10.1002/qj.49712555810>
- Barker, H. W., Stephens, G. L., Partain, P. T., Bergman, J. W., Bonnel, B., Campana, K., et al. (2003). Assessing 1D atmospheric solar radiative transfer models: Interpretation and Handling of unresolved clouds. *Journal of Climate*, 16(16), 2676–2699. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)016<2676:ADASRT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)016<2676:ADASRT>2.0.CO;2)
- Bergman, J. W., & Rasch, P. J. (2002). Parameterizing vertically coherent cloud distributions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(14), 2165–2182. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059<2165:VCCD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<2165:VCCD>2.0.CO;2)
- Bodas-Salcedo, A., Webb, M. J., Bony, S., Chepfer, H., Dufresne, J.-L., Klein, S. A., et al. (2011). COSP: Satellite simulation software for model assessment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 92(8), 1023–1043. <https://doi.org/10.1175/2011BAMS2856.1>
- 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(20), L20806. <https://doi.org/10.1029/2005GL023851>
- 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. <https://doi.org/10.1175/JAS3467.1>
- 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. <https://doi.org/10.1256/003590002320373210>
- Del Genio, A. D., Yao, M.-S., Kovari, W., & Lo, K. K.-W. (1996). A prognostic cloud water parameterization for global climate models. *Journal of Climate*, 9(2), 270–304. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1996\)009<0270:APCWPF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1996)009<0270:APCWPF>2.0.CO;2)
- Di Giuseppe, F., & Tompkins, A. M. (2015). Generalizing cloud overlap treatment to include the effect of wind shear. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(8), 2865–2876. <https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0277.1>
- Forest, V., Caliot, C., Eymet, V., Sans, M., Schoetter, R., & Villefranque, N. (2023). htrdr, the Monte-Carlo radiative transfer simulator. February 27, 2023 Release (Version 0.9.1). [Software]. GPLv3+. Retrieved from <https://gitlab.com/meso-star/htrdr>
- Geleyn, J., & Hollingsworth, A. (1979). An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*.
- Hogan, R. J., & Illingworth, A. J. (2000). Deriving cloud overlap statistics from radar. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(569), 2903–2909. <https://doi.org/10.1002/qj.49712656914>
- Hogan, R. J., & Shonk, J. K. P. (2013). Incorporating the effects of 3D radiative transfer in the presence of clouds into two-stream multilayer radiation schemes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(2), 708–724. <https://doi.org/10.1175/JAS-D-12-041.1>
- Jakob, C., & Klein, S. A. (1999). The role of vertically varying cloud fraction in the parametrization of microphysical processes in the ECMWF model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 125(555), 941–965. <https://doi.org/10.1002/qj.49712555510>
- Jing, X., Zhang, H., Peng, J., Li, J., & Barker, H. W. (2016). Cloud overlapping parameter obtained from CloudSat/CALIPSO dataset and its application in AGCM with McICA scheme. *Atmospheric Research*, 170, 52–65. <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2015.11.007>
- 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(11), 2686–2705. <https://doi.org/10.1029/2018MS001379>
- Konsta, D., Dufresne, J.-L., Chepfer, H., Vial, J., Koshiro, T., Kawai, H., et al. (2022). Low-level marine tropical clouds in six CMIP6 models are too few, too bright but also too compact and too homogeneous. *Geophysical Research Letters*, 49(11), e2021GL097593. <https://doi.org/10.1029/2021GL097593>
- Koren, I., Oreopoulos, L., Feingold, G., Remer, L. A., & Altartaz, O. (2008). How small is a small cloud? *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(14), 3855–3864. <https://doi.org/10.5194/acp-8-3855-2008>
- Lac, C., Chaboureaud, J.-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*, 11(5), 1929–1969. <https://doi.org/10.5194/gmd-11-1929-2018>

- Lafore, J. P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., et al. (1998). The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, *16*(1), 90–109. <https://doi.org/10.1007/s00585-997-0090-6>
- 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. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059<3519:SSAMV1>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<3519:SSAMV1>2.0.CO;2)
- Lebrun, R. (2022). ERO, exponential-random overlap sampler. December 22, 2022. [Software]. Retrieved from <https://github.com/raphleb/ERO.git>
- Li, J., Huang, J., Stamnes, K., Wang, T., Lv, Q., & Jin, H. (2015). A global survey of cloud overlap based on calipso and cloudsat measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *15*(1), 519–536. <https://doi.org/10.5194/acp-15-519-2015>
- Mace, G. G., & Benson-Troth, S. (2002). Cloud-layer overlap characteristics derived from long-term cloud radar data. *Journal of Climate*, *15*(17), 2505–2515. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2002\)015<2505:CLOCDF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2002)015<2505:CLOCDF>2.0.CO;2)
- Naud, C. M., Genio, A. D., Mace, G. G., Benson, S., Clothiaux, E. E., & Kollias, P. (2008). Impact of dynamics and atmospheric state on cloud vertical overlap. *Journal of Climate*, *21*(8), 1758–1770. <https://doi.org/10.1175/2007JCLI1828.1>
- Neggers, R. A. J., Duynkerke, P. G., & Rodts, S. M. A. (2003). Shallow cumulus convection: A validation of large-eddy simulation against aircraft and landsat observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *129*(593), 2671–2696. <https://doi.org/10.1256/qj.02.93>
- Neggers, R. A. J., Heus, T., & Siebesma, A. P. (2011). Overlap statistics of cumulusform boundary-layer cloud fields in large-eddy simulations. *Journal of Geophysical Research*, *116*(D21). <https://doi.org/10.1029/2011JD015650>
- Neggers, R. A. J., Jonker, H. J. J., & Siebesma, A. P. (2003). Size statistics of cumulus cloud populations in large-eddy simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *60*(8), 1060–1074. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2003\)60<1060:SSOCCP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2003)60<1060:SSOCCP>2.0.CO;2)
- Oreopoulos, L., Cho, N., & Lee, D. (2022). Revisiting cloud overlap with a merged dataset of liquid and ice cloud extinction from CloudSat and CALIPSO. *Frontiers in Remote Sensing*, *3*. <https://doi.org/10.3389/frsen.2022.1076471>
- Oreopoulos, L., Cho, N., Lee, D., Lebsack, M., & Zhang, Z. (2022). Assessment of two stochastic cloud subcolumn generators using observed fields of vertically resolved cloud extinction. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *39*(8), 1229–1244. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-21-0166.1>
- Oreopoulos, L., Lee, D., Sud, Y. C., & Suarez, M. J. (2012). Radiative impacts of cloud heterogeneity and overlap in an atmospheric general circulation model. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *12*(19), 9097–9111. <https://doi.org/10.5194/acp-12-9097-2012>
- Oreopoulos, L., & Norris, P. M. (2011). An analysis of cloud overlap at a midlatitude atmospheric observation facility. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *11*(12), 5557–5567. <https://doi.org/10.5194/acp-11-5557-2011>
- Pincus, R., Barker, H. W., & Morcrette, J.-J. (2003). A fast, flexible, approximate technique for computing radiative transfer in inhomogeneous cloud fields. *Journal of Geophysical Research*, *108*(D13). <https://doi.org/10.1029/2002JD003322>
- Pincus, R., Hannay, C., Klein, S. A., Xu, K.-M., & Hemler, R. (2005). Overlap assumptions for assumed probability distribution function cloud schemes in large-scale models. *Journal of Geophysical Research*, *110*(D15), D15S09. <https://doi.org/10.1029/2004JD005100>
- Räisänen, P., Barker, H. W., Khairoutdinov, M. F., Li, J., & 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. <https://doi.org/10.1256/qj.03.99>
- Shonk, J. K. P., & 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. <https://doi.org/10.1175/2007JCLI1940.1>
- Shonk, J. K. P., & Hogan, R. J. (2010). Effect of improving representation of horizontal and vertical cloud structure on the Earth's global radiation budget. Part II: The global effects. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *136*(650), 1205–1215. <https://doi.org/10.1002/qj.646>
- 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. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2003\)60<1201:ALESIS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2003)60<1201:ALESIS>2.0.CO;2)
- Sulak, A. M., Calabrese, W. J., Ryan, S. D., & Heus, T. (2020). The contributions of shear and turbulence to cloud overlap for cumulus clouds. *Journal of Geophysical Research*, *125*(10), e2019JD032017. <https://doi.org/10.1029/2019JD032017>
- Swales, D. J., Pincus, R., & Bodas-Salcedo, A. (2018). The cloud feedback model intercomparison project observational simulator package: Version 2. *Geoscientific Model Development*, *11*(1), 77–81. <https://doi.org/10.5194/gmd-11-77-2018>
- Tompkins, A. M., & Di Giuseppe, F. (2007). Generalizing cloud overlap treatment to include solar Zenith angle effects on cloud geometry. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *64*(6), 2116–2125. <https://doi.org/10.1175/JAS3925.1>
- Tompkins, A. M., & Di Giuseppe, F. (2015). An interpretation of cloud overlap statistics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *72*(8), 2877–2889. <https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0278.1>
- van Zanten, 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*(2). <https://doi.org/10.1029/2011MS000056>
- Villefranque, N., Blanco, S., Couvreur, F., Fournier, R., Gautrais, J., Hogan, R. J., et al. (2021). Process-based climate model development harnessing machine learning: III. The representation of cumulus geometry and their 3D radiative effects. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *13*(4), e2020MS002423. <https://doi.org/10.1029/2020MS002423>
- Villefranque, N., Fournier, R., Couvreur, F., Blanco, S., Cornet, C., Eymet, V., et al. (2019). A path-tracing Monte Carlo library for 3-D radiative transfer in highly resolved cloudy atmospheres. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *11*(8), 2449–2473. <https://doi.org/10.1029/2018MS001602>
- Willén, U., Crewell, S., Baltink, H. K., & Sievers, O. (2005). Assessing model predicted vertical cloud structure and cloud overlap with radar and lidar ceilometer observations for the baltex bridge campaign of CLIWA-NET. *Atmospheric Research*, *75*(3), 227–255. (CLIWA-NET: Observation and Modelling of Liquid Water Clouds). <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2004.12.008>
- Wu, X., & Liang, X.-Z. (2005). Radiative effects of cloud horizontal inhomogeneity and vertical overlap identified from a monthlong cloud-resolving model simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *62*(11), 4105–4112. <https://doi.org/10.1175/JAS3565.1>

Supporting Information for “A consistent representation of cloud overlap and cloud subgrid vertical heterogeneity”

Raphaël Lebrun¹, Jean-Louis Dufresne¹, Najda Villefranque¹

¹Laboratoire de Météorologie Dynamique/IPSL, CNRS, Sorbonne Université, École Normale Supérieure, PSL Research University,

École Polytechnique, Paris, France

Contents of this file

1. Figure S1
2. Figure S2
3. Figure S3
4. Figure S4
5. Figure S5
6. Figure S6

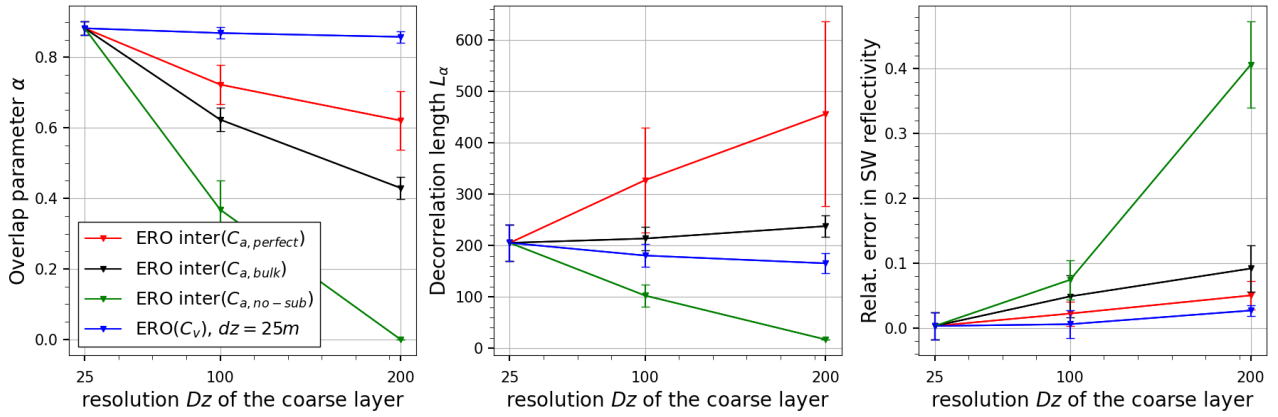


Figure S1. Overlap parameters (left) and decorrelation lengths (middle) for the BOMEX simulations (hours 1 to 15), for different coarse resolutions Dz and for different reconstructions using ERO. The daily mean value is shown. The overlap parameters are computed to match the total cloud cover of the LES. The right panel shows the corresponding relative error in SW cloud albedo at TOA compared to that of the LES when using those overlap parameters to generate the scenes. For each plot, the standard deviation due to the different simulation times is shown as an error bar.

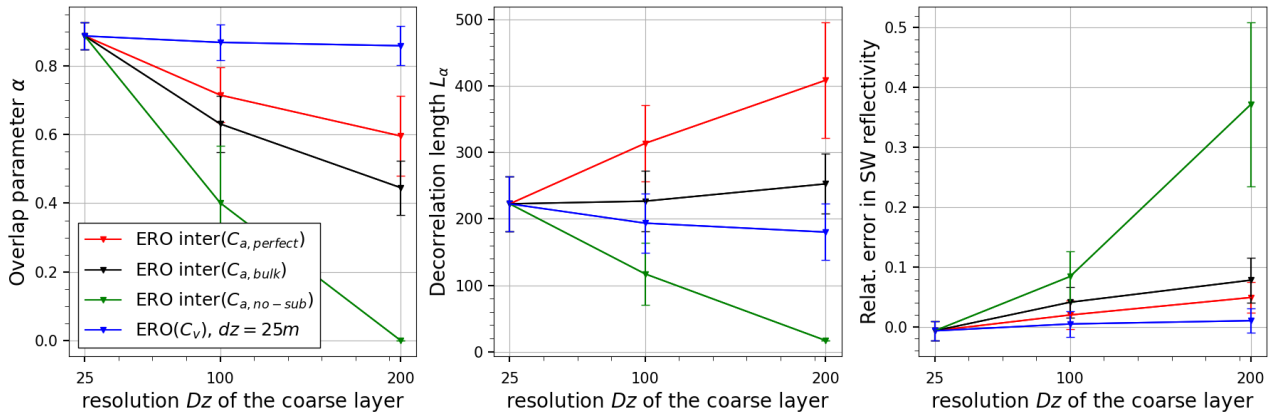


Figure S2. Same plots for the RICO simulations (hours 1 to 15)

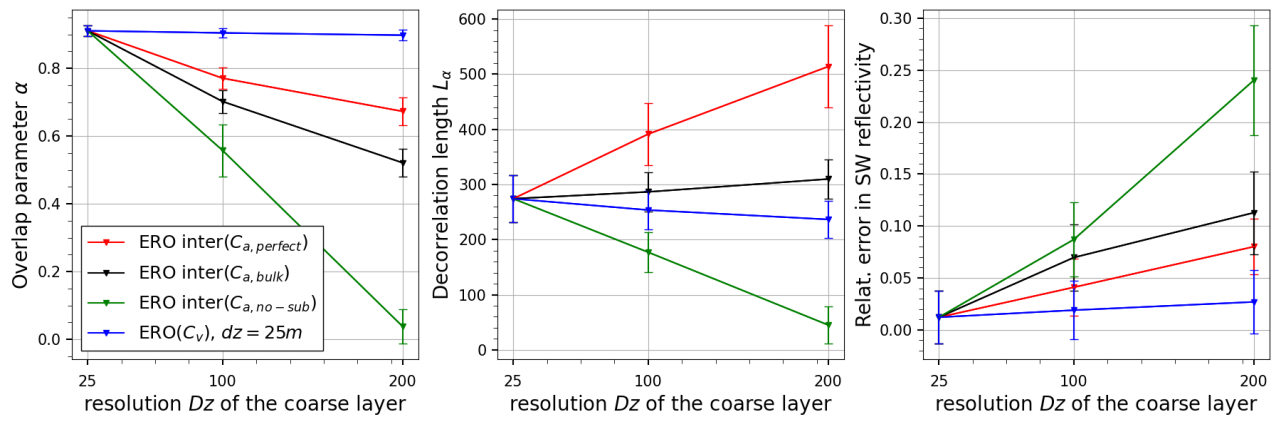


Figure S3. Same plots for the SCMS simulations (hours 2 to 12)

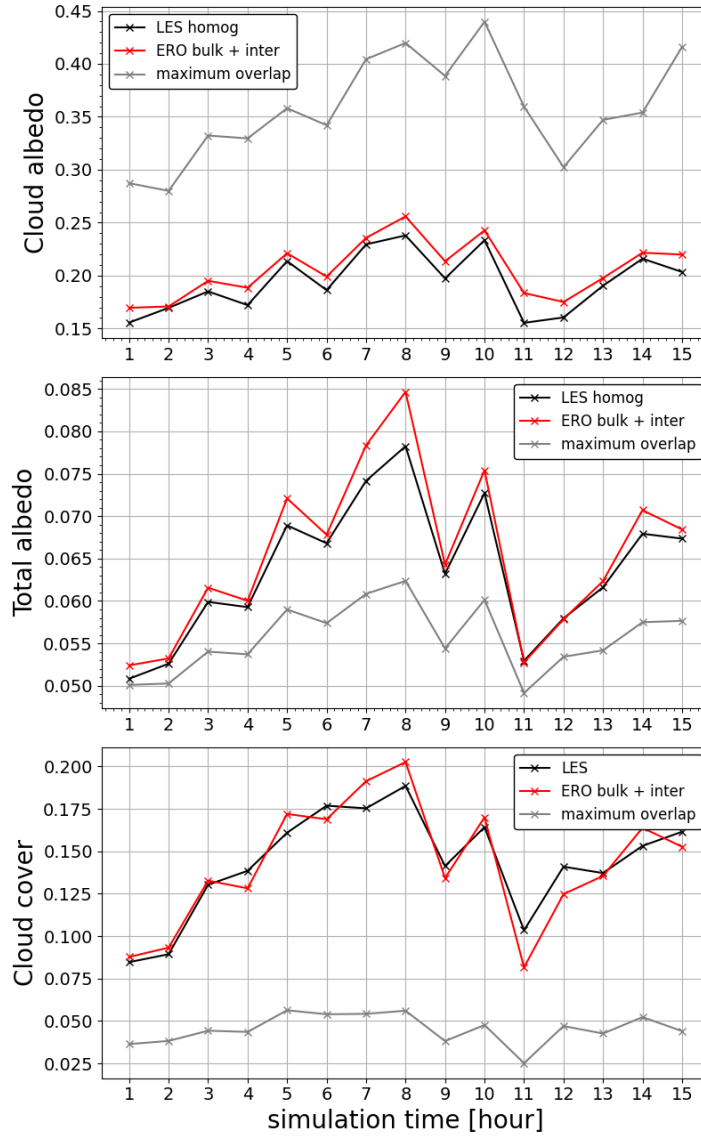


Figure S4. Cloud albedo (top panel), total albedo (middle panel) and total cloud cover (lower panel) for the LES (in red), our reconstruction using ERO (in black) and a maximum overlap reconstruction (grey). The constant decorrelation length used here both for the subgrid computation of the surface cloud fraction profile and its interlayer overlap is $L_\alpha=202 m$. The cloud albedo of the ERO reconstruction shows a relative error of 7% on the whole day compared to the LES cloud albedo. The scenes used are the BOMEX case (simulation hours $h \in [1, 15]$). In all scenes the LWC is homogeneous at each vertical level.

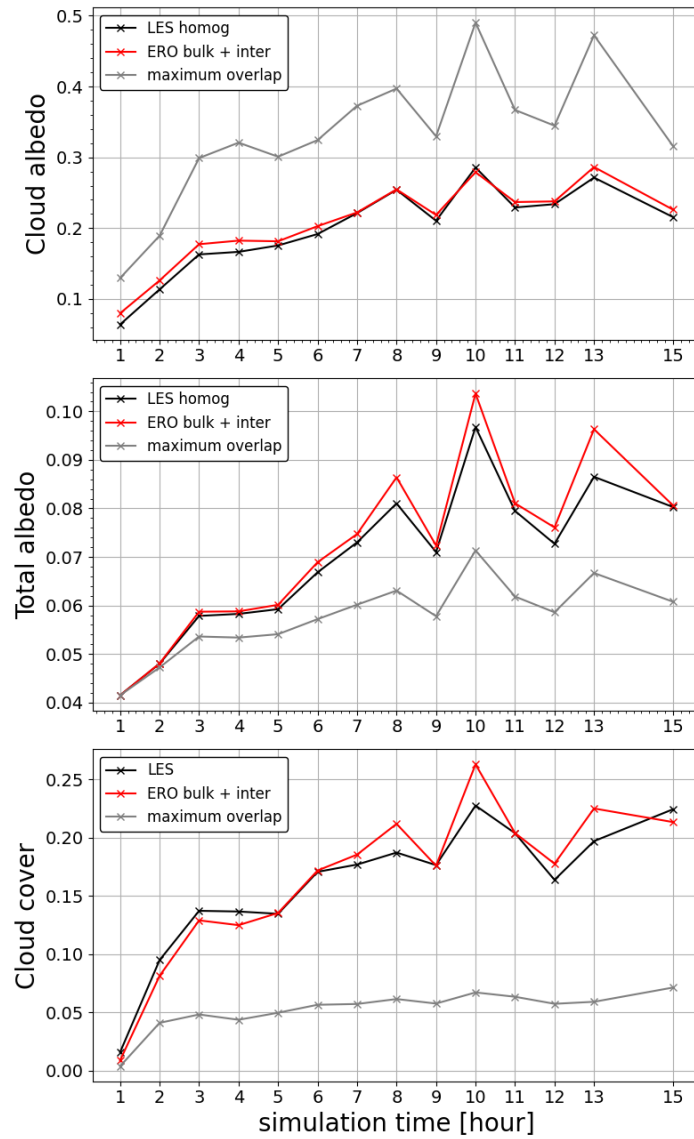


Figure S5. Same plots for the RICO case (simulation hours $h \in [1, 15]$) with $L_\alpha=217 m$. The cloud albedo of the ERO reconstruction shows a relative error of 6% on the whole day compared to the LES cloud albedo.

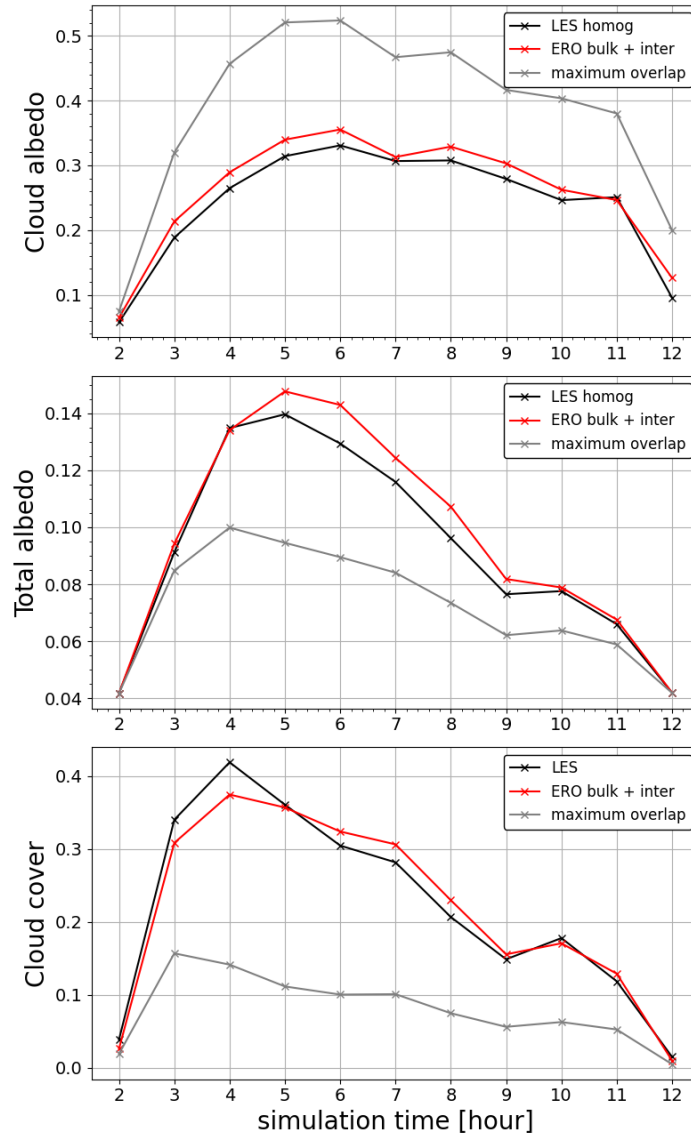


Figure S6. Same plots for the SCMS case (simulation hours $h \in [2, 12]$) with $L_\alpha=273$ m. The cloud albedo of the ERO reconstruction shows a relative error of 10% on the whole day compared to the LES cloud albedo.

3.4 Calculs dans le domaine infrarouge

Les calculs radiatifs présentés dans l'article ont été réalisés pour le spectre solaire (SW), nous présentons ici les calculs correspondant au spectre infrarouge (LW). Seules les longueurs d'ondes de calculs sont modifiées, la méthode Monte Carlo et l'hypothèse colonnes-indépendantes restant les mêmes. Le nouveau spectre considéré est $\lambda \in [4000, 99900 \text{ nm}]$. On montre ici les calculs réalisés pour le cas ARM, les autres cas donnant des résultats très similaires. La figure 3.1 compare, pour les scènes complètes (haut) et seulement pour la partie nuageuse (bas), les flux LW à TOA des simulations LES, à ceux calculés pour différents échantillons ERO à la résolution $dz=25 \text{ m}$. Pour les différents échantillons, la couverture nuageuse totale est la même que celle des LES, et la différence de flux avec les valeurs des LES sont faibles, de l'ordre de 0.5 W m^{-2} , proche de l'incertitude calculée par Monte Carlo (0.1 W m^{-2} pour 10^6 réalisations). Pour chaque cas le flux calculé à partir d'un échantillon de sous-colonnes générées avec l'hypothèse de recouvrement maximal (en gris) est présenté. Ils ont une couverture totale plus faible, avec un contenu en eau liquide par unité de volume dans la partie nuageuse plus élevé que les autres simulations. Cela a un effet de $\approx 2 \text{ W m}^{-2}$ pour le flux nuageux et de $1\text{-}2 \text{ W m}^{-2}$ pour le flux total au sommet de l'atmosphère. C'est moins important que dans le solaire, où le recouvrement maximal pouvait causer un flux réfléchi au sommet de l'atmosphère environ 200 W m^{-2} plus élevé que celui des LES, par unité de surface de nuages, et plus faible d'environ 30 W m^{-2} , pour le flux par unité de surface pour toute la maille.

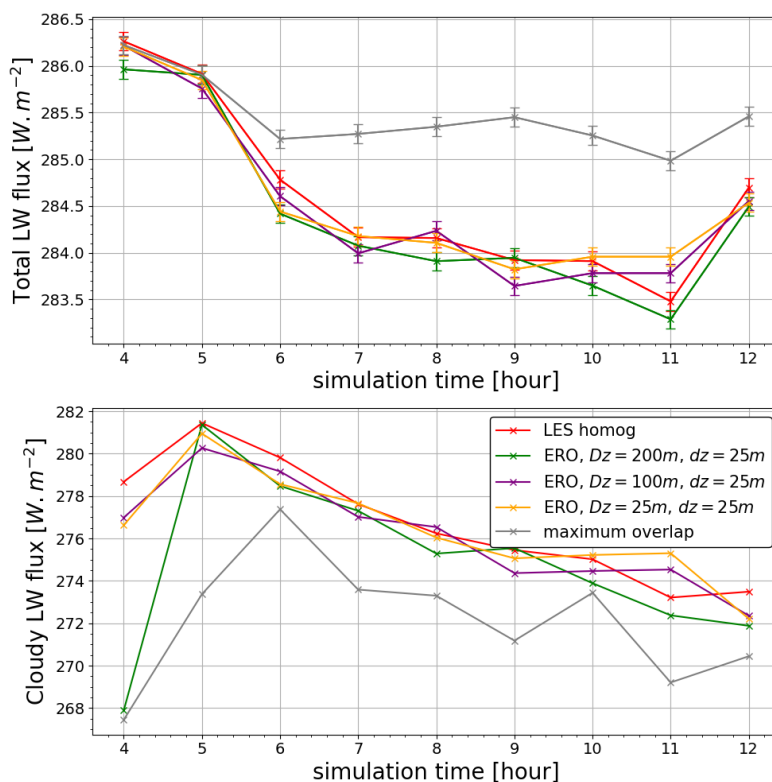


FIGURE 3.1 – Flux LW total (haut) et flux LW nuageux (bas) au sommet de l'atmosphère, pour les simulations LES (en rouge) et des échantillons ERO pour différentes résolutions de départ, générés à la résolution des LES $dz=25 \text{ m}$. Les courbes en gris correspondent à l'échantillon généré avec un recouvrement maximal. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude calculée par Monte Carlo.

La figure 3.2 montre la dépendance du flux radiatif LW à la façon dont est prise en compte l'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse. Ici les échantillons sont générés sur le maillage vertical grossier (alors que pour la figure 3.1 on générerait à chaque fois un maillage fin à la résolution des LES). Pour cela on compare aux valeurs des LES les flux LW au sommet de l'atmosphère d'échantillons nuageux générés à partir de profils de résolution 100 m (haut) et 200 m (bas). Pour chaque cas sont présentés les flux LW TOA (gauche) et la différence avec les valeurs des LES (droite). Les différents échantillons sont générés, comme pour la figure 7 de l'article, avec différentes hypothèse sous-maille pour la variabilité verticale de la fraction nuageuse : soit aucune hypothèse n'est utilisée et la fraction nuageuse utilisée est directement C_v (en vert), soit un recouvrement sous maille parfait est utilisé (en utilisant les valeurs la fraction surfacique C_a données par les LES, en rouge), soit un recouvrement sous-maille utilisant l'ERO pour calculer $C_{a,sg}$ (en noir), ou une génération avec un maillage plus fin à $dz = 25$ m. Dans tous les cas, la couverture nuageuse totale est la même. Les différences causées par ces différentes hypothèses sont minimales, de l'ordre de 0.2 W m^{-2} très proche de l'incertitude Monte Carlo de 0.1 W m^{-2} . On en conclut que pour les cas étudiés, la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse n'est pas importante pour les calculs radiatifs dans l'infrarouge, dès lors que la couverture nuageuse totale est exacte.

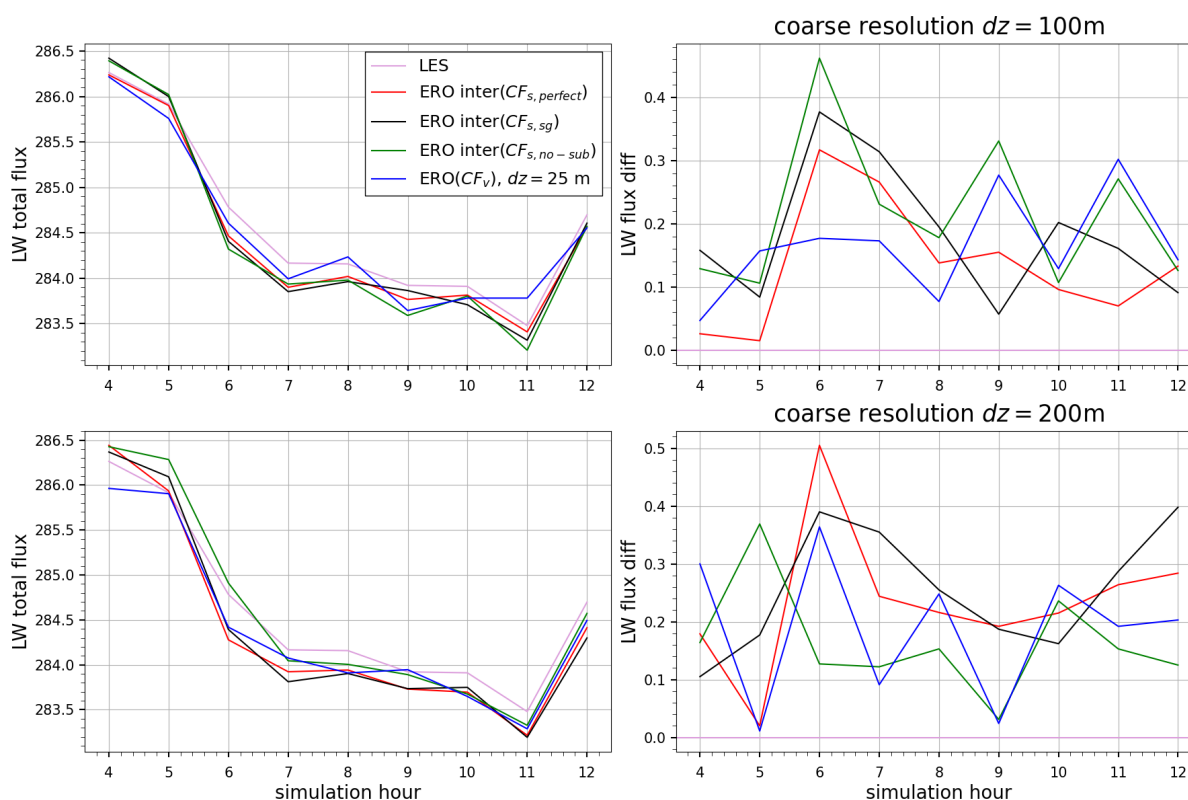


FIGURE 3.2 – Impact infrarouge de l'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse. Comparaison des flux TOA LW de différents échantillons générés par ERO à partir d'une résolution $Dz = 100$ m (haut) $Dz = 200$ m (bas), afin d'analyser l'impact de la variabilité vertical sous-maille de la fraction nuageuse. Pour chacune des deux résolutions, la colonne de gauche montre le flux LW TOA total pour les différentes heures de simulations, et celle de droite la différence avec le flux du LES. Les valeurs correspondant aux simulations LES sont en rose, les autres échantillons ont le même code couleur que la figure 7 de l'article.

Enfin la figure 3.3 montre l'effet de l'hétérogénéité horizontale du contenu en eau liquide sur les valeurs de flux LW au sommet de l'atmosphère. On montre le flux LW total à TOA (haut) et le flux LW nuageux à TOA (bas) pour les champs LES (en rouge) et pour un échantillon ERO généré à partir d'un profil à $dz=100$ m, sans hypothèse de recouvrement sous-maille (en violet). Pour chaque cas le flux du champ ayant un contenu en eau liquide homogène est présenté en traits pleins, celui du champs ayant un contenu en eau liquide hétérogène est présenté en pointillés. On observe pour les différents cas une différence systématique d'environ 0.5 W m^{-2} entre les champs homogènes et ceux hétérogènes, les champs homogènes étant donc légèrement plus opaques. On retrouve donc le même résultat que pour les calculs réalisés dans le solaire, à savoir que pour un même contenu en eau liquide total, le champ homogène a une épaisseur optique plus élevée, dont la cause est la non-linéarité et la concavité de la loi de Beer-Lambert. Cependant comme pour la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse, l'impact radiatif dans l'infrarouge est plus faible que dans le visible.

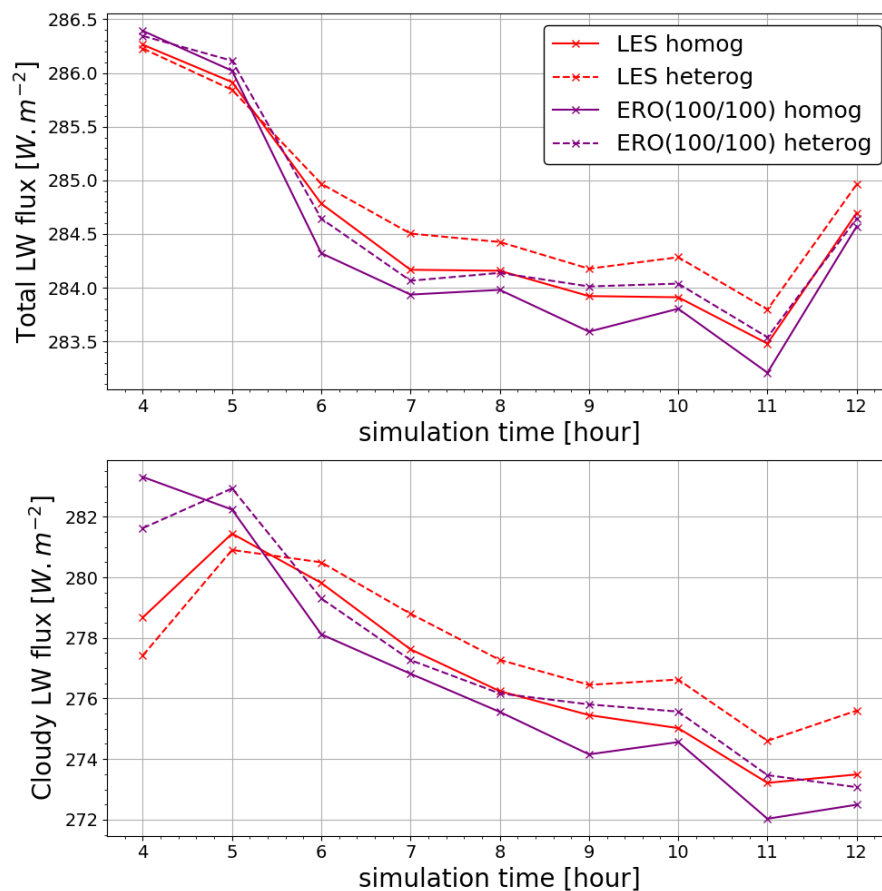


FIGURE 3.3 – Impact de l'hétérogénéité horizontale du contenu en eau liquide sur le flux LW total (haut) et le flux LW nuageux (bas), pour les simulations LES (en rouge) et un échantillon ERO généré sans hypothèse sous maille pour la fraction nuageuse, pour $Dz=100$ m (violet). Les flux des scènes ayant un contenu en eau liquide homogène sous des courbes pleines, ceux pour les scènes hétérogènes sont en pointillé.

3.5 Conclusion

En revisitant la proposition de [Hogan and Illingworth \(2000\)](#) concernant le recouvrement exponentiel-aléatoire, nous avons dans ce chapitre mis en place un formalisme permettant la génération d'échantillons de sous-colonnes à partir de profils nuageux 1D. Ce formalisme permet de contraindre la couverture nuageuse totale des profils générés, tout en choisissant la résolution verticale des sous-colonnes nuageuses produites. Les différentes comparaisons faites entre ces échantillons ont permis de montrer la capacité de l'hypothèse de recouvrement ERO à produire des profils ayant des propriétés géométriques et radiatives proches de celles des simulations LES utilisées, à savoir différentes scènes de cumulus. L'hypothèse couramment utilisée de recouvrement maximum-aléatoire produit des couvertures jusqu'à deux fois trop faibles. Dans le LW, cela modifie les flux nuageux au sommet de l'atmosphère de 1 W m^{-2} et les flux totaux de 0.5 W m^{-2} . Dans le SW, cela modifie très fortement l'albedo nuageux, avec une augmentation de +55% par rapport aux LES, pour une diminution de -10% de l'albedo total, la diminution de la couverture sur-compensant l'augmentation de l'albedo nuageux. Nous avons aussi montré l'importance de la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse dans le SW : utiliser le profil de fraction nuageuse surfacique C_a (qui prend en compte cette variabilité sous-maille, par rapport à C_v qui n'en tient pas compte) peut faire varier le flux SW TOA de 10% pour certaines scènes. De plus, ces différents calculs ont montré une variation importante de la longueur de décorrélation avec la résolution verticale, aussi bien la résolution verticale des profils 1D considérés que la résolution verticale des profils générés par ERO. Cette dépendance de L_α a des conséquences importantes, car cette longueur était jusqu'alors considérée comme invariante avec la résolution verticale. Cette dépendance peut également expliquer en partie les différentes longueurs de décorrélation trouvées dans la littérature, à savoir $L_\alpha \approx 2 \text{ km}$ obtenues à partir de données satellites de résolution $Dz=400 \text{ m}$ et $L_\alpha \approx 300 \text{ m}$ obtenues à partir de simulations hautes résolutions, $dz=25 \text{ m}$. Cette différence entre longueurs de décorrélations était jusqu'alors attribuée à la nature des scènes étudiées (les scènes haute résolution présentant des champs de cumulus d'extension verticale plus faible, cela pouvait expliquer en partie des longueurs de décorrélation plus faible). Pour les champs et les résolutions utilisées, nous présentons une façon de se défaire de la dépendance de la longueur de décorrélation, et montrons qu'utiliser une longueur constante est possible si le recouvrement sous-maille et le recouvrement inter-maille sont traités de manière cohérente. Des calculs similaires dans l'infrarouge montrent que les différentes hypothèses de recouvrement et de variabilité verticale sous-maille de la fraction nuageuse ont des effets faibles pour ce domaine fréquentiel. On retiendra surtout le biais de 0.5 W m^{-2} sur le flux LW TOA total, pour l'hypothèse de recouvrement maximal, causé par une mauvaise estimation de la couverture nuageuse totale.

Plusieurs perspectives s'ouvrent suite à ces résultats. En premier lieu il serait intéressant de reproduire les mêmes comparaisons pour d'autres scènes nuageuses, en particulier pour des scènes présentant une plus grande extension verticale comme des scènes de nuages de convection profonde. On pourrait ainsi différencier l'effet de la résolution verticale et du type de nuage étudié sur les variations de la longueur de décorrélation. Il serait également intéressant de vérifier si les mêmes résultats concernant le recouvrement exponentiel-aléatoire se transposent à des nuages de glace ou à des nuages de phase mixte. Concernant les hypothèses de recouvrement utilisées dans les GCM, certaines études montrent déjà l'intérêt du recouvrement exponentiel-aléatoire par rapport au recouvrement maximum-aléatoire ([Oreopoulos et al., 2012](#); [Jing et al., 2016](#); [Hogan and Bozzo, 2018](#)). Néanmoins la dépendance de la longueur de décorrélation à la résolution réinterroge l'utilisation de longueurs de décorrélation constantes dans les GCM, surtout quand celles-ci ne résolvent pas le biais "too few too bright" ([Konsta et al., 2022](#)). Un travail sur l'adaptation du formalisme ERO aux résolutions verticales variables des GCM paraît donc nécessaire pour essayer de réduire ce biais dans les modèles globaux à l'aide de longueurs de décorrélations mieux adaptées.

Enfin, la future mission EarthCare ([Illingworth et al., 2015](#)) aura un CPR (Cloud Profiling Radar, comme CloudSat) avec une résolution verticale de 100 m, qui permettra l'obtention de profil nuageux globaux à des résolutions plus fines que les données disponibles actuellement. Cela permettra de tester la dépendance de la longueur de décorrélation à la résolution avec des données globales, en particulier avec la méthode proposée dans l'article, afin de comparer ces nouvelles valeurs avec celles de CloudSat avec une méthode cohérente. Certaines paramétrisations de longueurs de décorrélations présentées au chapitre 2 pourront aussi être testées avec ces nouvelles données.

Chapitre 4

Générer le recouvrement nuageux “à la volée” par Monte Carlo

Contents

4.1	Objectifs	94
4.2	L’algorithme Monte Carlo utilisé : RadForce	94
4.2.1	Principe général : pseudo-algorithme	95
4.2.2	Propriétés optiques des gaz : échantillonnage des transitions	98
4.2.3	Propriétés optiques des nuages	99
4.3	Implémentation de l’échantillonnage à la volée du recouvrement nuageux	100
4.3.1	Principe et mise en place	100
4.3.2	Hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse	102
4.3.3	Contenus en eau liquide et solide	103
4.4	Vérifications des flux calculés	103
4.4.1	Vérifications des calculs ciel clair	103
4.4.2	Vérifications du rayonnement nuageux	103
4.4.3	Calculs complets	106
4.5	Conclusion	108

4.1 Objectifs

Les développements présentés dans ce chapitre et le suivant s’inscrivent directement dans le cadre du projet MCG-Rad. Le but de ce projet est de pouvoir calculer, par un calcul unique de Monte Carlo, le flux LW global au sommet de l’atmosphère sur une période climatique, en utilisant les données météorologiques issues d’un GCM (simulations climatiques, réanalyses). Nous souhaitons également que ce calcul prenne en compte toute la complexité correspondante : utiliser une approche raie-par-raie pour la spectroscopie et les propriétés optiques des gaz, mais également représenter les champs nuageux le plus fidèlement possible pendant ce calcul. Nous avons conservé l’hypothèse plan parallèle, donc l’approche ICA, la connaissance de la structure 3D des nuages à l’échelle globale étant encore hors de portée. Suite au travail réalisé sur le recouvrement vertical des nuages, présenté au chapitre 3, c’est cet aspect que nous prendrons en compte et que nous croiserons avec la méthode de Monte Carlo. Le but étant de calculer un flux TOA à partir de profils atmosphériques, il nous serait possible d’utiliser tel quel l’algorithme de génération de sous-colonnes nuageuses développé dans l’article du chapitre 3. Nous pourrions ainsi générer un échantillon de sous-colonnes nuageuses basées sur les profils atmosphériques étudiés, avant d’utiliser un algorithme Monte Carlo pour calculer le flux TOA voulu. Cela reviendrait à faire ce qui a été fait tout au long du chapitre 3. Ici nous voulons plutôt que la génération du recouvrement vertical des nuages se fasse pendant le calcul par Monte Carlo : l’état nuageux d’un profil atmosphérique devra être déterminé “à la volée” pendant l’échantillonnage des chemins par Monte Carlo. Ainsi à chaque collision lors d’une réalisation, on devra déterminer l’état nuageux localement. Cette volonté de fusion des algorithmes est basée sur plusieurs raisons : premièrement l’objectif étant de réaliser un calcul unique, il est nécessaire que le calcul radiatif et l’échantillonnage du recouvrement nuageux soit fusionné. Il est à noter que cette mise en commun permet un gain en terme d’utilisation de la mémoire, car il n’est pas nécessaire de générer, pour chaque profil atmosphérique, une ou plusieurs sous-colonnes d’états nuageux, les calculs étant faits sur la colonne atmosphérique elle-même. De plus, intégrer l’échantillonnage nuageux à Monte Carlo permet également de l’intégrer au calcul de l’erreur d’estimation de la luminance, ce qui n’était pas le cas dans le chapitre 3, où l’incertitude était donné pour un échantillon nuageux particulier. Enfin, ce travail de mise en commun est avant tout un travail formel qui permet d’initier un travail de plus longue haleine, avec pour objectif long terme la prise en compte des effets radiatifs 3D des nuages par un algorithme de Monte Carlo.

La section suivante présente le fonctionnement de l’algorithme Monte Carlo utilisé dans le cadre de ce projet, et nous présentons ensuite la façon dont est implémenté l’échantillonnage à la volée du recouvrement vertical des nuages dans cet algorithme. Certains des tests de vérifications et de validation de l’implémentation sont également présentés.

4.2 L’algorithme Monte Carlo utilisé : RadForce

L’algorithme utilisé pour toute la suite de ce manuscrit correspond au code RadForce (pour *Radiative Forcing*), développé par Yaniss Nyffenegger-Pere et l’entreprise Meso-Star dans le cadre du projet MCG-Rad. Il s’agit d’un algorithme Monte Carlo raie-par-raie calculant des luminances dans l’infrarouge. Cet algorithme Monte Carlo est *backward*, c’est-à-dire que les chemins radiatifs sont échantillonnés à partir de la position à laquelle on souhaite calculer la valeur de la luminance. Il s’agit d’un algorithme travaillant sur des colonnes verticales 1D, prenant donc en entrée des profils atmosphériques verticaux. Cet algorithme utilise la méthode des collisions nulles présentées dans le chapitre 2. Les espèces gazeuses prises en compte sont H_2O , CO_2 , CH_4 et O_3 . Le code initial fonctionnait en ciel clair, et mon travail a consisté à implémenter la prise en compte des nuages, aussi bien leurs propriétés optiques que leur distribution verticale.

4.2.1 Principe général : pseudo-algorithme

Nous présentons ici le fonctionnement de RadForce sous la forme d’un pseudo-algorithme. Son équivalent sous forme de schéma est présenté par la figure 4.1. Le pseudo-algorithme présenté ici ne distingue pas les différentes espèces présentes (gaz ou gouttelettes et cristaux nuageux) et suppose un nombre arbitraire d’espèces émettrices et diffusantes. La façon dont ces espèces sont en fait traitées de manières différenciées est exposée dans les sous-sections suivantes. On suppose que l’on connaît un majorant des coefficients d’absorption et de diffusion pour chaque espèce i , $\widehat{k}_{a,i}$ et $\widehat{k}_{s,i}$. On peut ainsi définir un majorant global du coefficient d’absorption, $\widehat{k}_a = \sum_i \widehat{k}_{a,i}$ et un majorant global du coefficient de diffusion, $\widehat{k}_s = \sum_i \widehat{k}_{s,i}$. On connaît donc également un majorant global du coefficient d’extinction : $\widehat{k} = \widehat{k}_a + \widehat{k}_s$.

On souhaite estimer par Monte Carlo la luminance en la position \mathbf{x} et dans la direction $\boldsymbol{\omega}$, pour une longueur d’onde λ donnée. Dans la suite on néglige les indices porteurs de cette longueur d’onde pour alléger les notations. Comme dans le chapitre 2, on définit un compteur C_m pour sommer les contributions de chaque chemin à la luminance calculée, ainsi qu’un compteur quadratique C_q afin de sommer les carrés de ces contributions et ainsi estimer la variance associée à l’estimation de la luminance par Monte Carlo. Cet algorithme est *backward*, on va donc chercher la source du rayonnement arrivant en un point \mathbf{x} et dans la direction $\boldsymbol{\omega}$, en cherchant *qui* a émis ce rayonnement, et *où*. On procède à N_r réalisations telles que :

- À partir du point de départ \mathbf{x} , on détermine le libre-parcours moyen, c’est-à-dire la distance l de la prochaine collision dans la direction $\boldsymbol{\omega}$. La distance l est échantillonnée grâce à la connaissance du coefficient d’extinction majorant total \widehat{k} . À partir de la distance échantillonnée l , on connaît maintenant une nouvelle position, $\mathbf{x}' = \mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}$, qui correspond à la position d’une collision dont la nature reste à déterminer.
- Si la nouvelle position est au dessus de TOA, le chemin actuel est arrêté, avec un poids de luminance associé égal à zéro. Si la nouvelle position est sous la surface du sol, le chemin est arrêté, avec comme poids de luminance associé l’émission du corps noir à la température de la surface, (voir figure 4.1, flèche en pointillés). Ce choix est fait car on considère que l’émissivité du sol dans l’infrarouge est égale à 1, comme dans le modèle LMDZ. (Pour une émissivité inférieure à 1, il faudrait échantillonner la possibilité d’une réflexion par la surface, échantillonner l’angle de réflexion au sol, puis poursuivre le chemin à partir de cette direction dans l’atmosphère à partir de $z = 0$.)
- Si aucune de ces deux conditions limites n’est vérifiée, la nouvelle position $\mathbf{x}' = \mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}$ correspond à une collision dans l’atmosphère. On échantillonne, à cette nouvelle position, l’état nuageux local (voir sous-section sur le recouvrement nuageux à la volée). On détermine ensuite pour cette collision s’il s’agit d’une émission ou d’une diffusion. La probabilité d’une absorption est $P_a = \widehat{k}_a/\widehat{k}$ et la probabilité d’une diffusion est $P_s = 1 - P_a = 1 - \widehat{k}_a/\widehat{k} = \widehat{k}_s/\widehat{k}$.
- Pour une **diffusion** :
 - ◇ On détermine l’espèce concernée par la collision : en effet le majorant de l’indice de diffusion s’écrit $\widehat{k}_s = \sum_i \widehat{k}_i$, l’indice i correspondant aux différentes espèces. Différents tests de Bernoulli successifs permettent donc d’échantillonner une espèce parmi celles contribuant au majorant \widehat{k}_s .
 - ◇ Une fois l’espèce i échantillonnée, un nouveau test de Bernoulli permet de déterminer si la diffusion est une diffusion réelle ou si elle correspond à une collision nulle - que

nous appelons alors diffusion nulle. La probabilité d’une diffusion réelle est $P_{s,i,r} = k_{s,i}/\widehat{k}_{s,i}$, et la probabilité d’une diffusion nulle est $1 - P_{s,i,r} = 1 - k_{s,i}/\widehat{k}_{s,i}$. On voit que c’est uniquement ici qu’intervient le calcul du coefficient de diffusion réel du milieu, et seulement pour l’espèce responsable de la diffusion.

- ◇ S’il s’agit d’une diffusion nulle, on continue le chemin en retournant à l’étape d’échantillonnage du libre parcours, en partant de la nouvelle position \mathbf{x}' , en conservant la même direction ω .
- ◇ S’il s’agit d’une diffusion réelle, on échantillonne la direction de diffusion ω' correspondant à l’espèce responsable de la diffusion. On continue ensuite le chemin en retournant à l’étape d’échantillonnage du libre parcours, en partant de la nouvelle position \mathbf{x}' avec la nouvelle direction ω' .

- Pour une **émission** :

- ◇ De la même manière que pour la diffusion, on détermine l’espèce i responsable de l’émission, parmi celle contribuant au majorant \widehat{k}_a .
- ◇ Une fois l’espèce i déterminée, un test de Bernoulli permet de déterminer si la collision est réelle ou si elle correspond à une collision nulle. La probabilité d’avoir une émission réelle par l’espèce i est $P_{a,i,r} = k_{a,i}/\widehat{k}_{a,i}$, et la probabilité d’une collision nulle est $1 - P_{a,i,r} = 1 - k_{a,i}/\widehat{k}_{a,i}$. Comme pour le cas d’une diffusion, c’est uniquement ici qu’est calculé le coefficient d’absorption local, et seulement pour l’espèce responsable de l’émission.
- ◇ S’il s’agit d’une collision nulle, on continue le chemin en retournant à l’étape d’échantillonnage du libre parcours, en partant de la nouvelle position \mathbf{x}' , en conservant la même direction ω .
- ◇ S’il s’agit d’une vraie émission, le chemin s’arrête ici. On ajoute au compteur de la luminance la luminance d’équilibre à la température locale, pour la longueur d’onde λ . On ajoute le carré de cette valeur au compteur des poids quadratiques.

Dans la pratique, les coefficient majorants $\widehat{k}_{a,i}$ et $\widehat{k}_{s,i}$ pour l’absorption et la diffusion de chaque espèce sont pré-calculés pour chaque niveau du profil atmosphérique. Les coefficients réels ne sont eux calculés qu’au moment de déterminer si une diffusion ou une émission est réelle ou nulle. Pour les coefficients gazeux, voir la sous-section suivante sur l’échantillonnage des transitions et le calcul des coefficients majorants. Pour les données nuageuses, il faut, quand il y a collision, d’abord déterminer l’état nuageux local (voir recouvrement nuageux à la volée). Si cet état correspond à du ciel clair, les coefficients d’absorption et de diffusion correspondant au nuage seront nuls. Si l’état est nuageux, on calcule les coefficients correspondant à la quantité d’eau nuageuse locale (voir la sous-section sur les propriétés optiques des nuages).

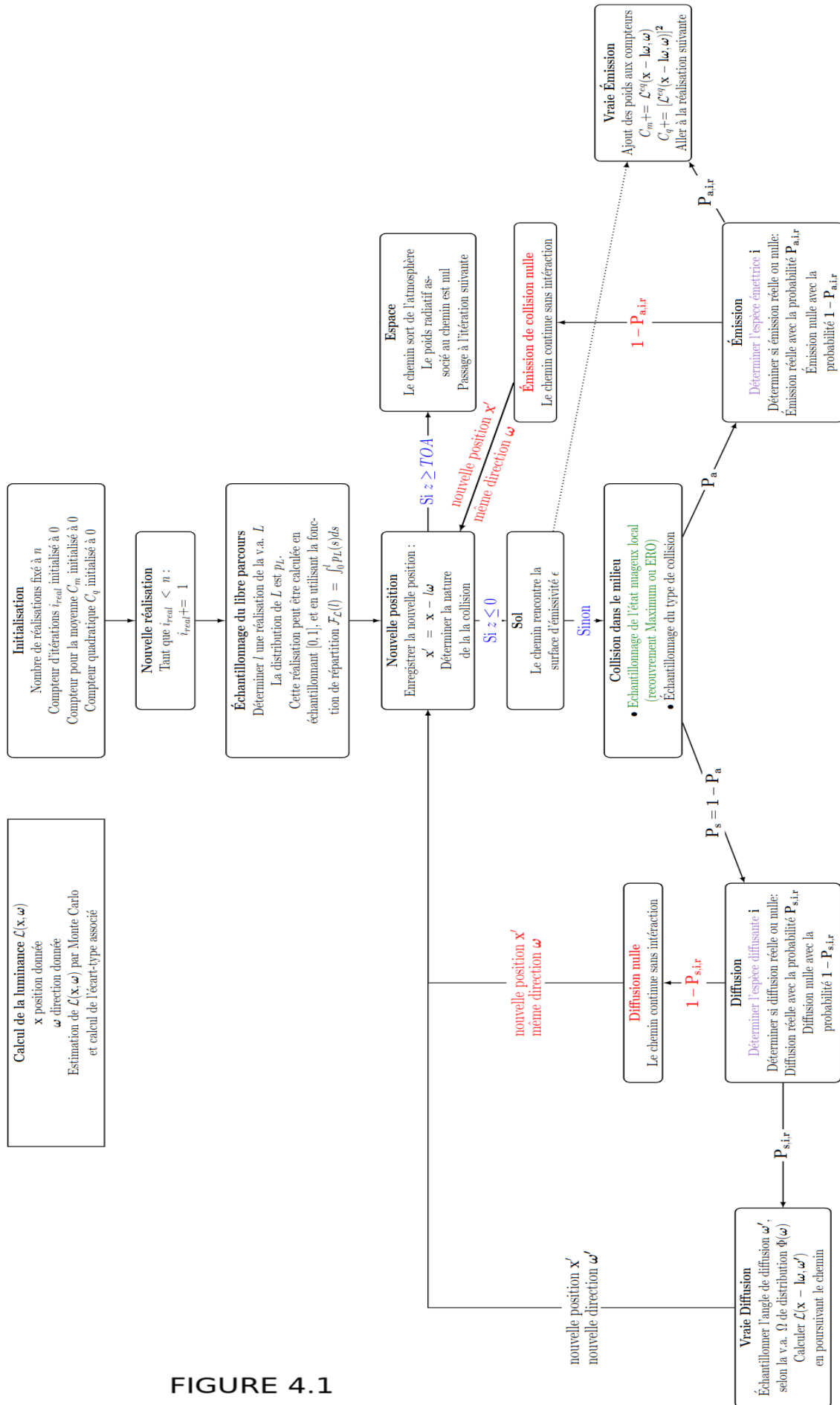


FIGURE 4.1

4.2.2 Propriétés optiques des gaz : échantillonnage des transitions

En premier lieu, distinguons la diffusion et l’émission. La diffusion par les gaz peut être prise en compte par RadForce, avec le modèle de diffusion de Rayleigh. Les coefficients de diffusion pour les gaz (réels et majorants) sont donc quasi-nuls et seuls les nuages contribuent significativement à la diffusion. La suite de cette section présente donc uniquement la façon dont sont calculés les coefficients d’absorption pour les gaz, réels ou majorants.

Une difficulté importante du projet MCG-Rad est de conserver une approche raie-par-raie lors du calcul de flux par Monte-Carlo. Les propriétés d’absorption des gaz sont donc prises en compte de deux manières dans RadForce.

Le modèle d’échantillonnage par Monte Carlo des transitions, permettant la prise en compte des profils de raies pour le calcul de coefficients d’absorption d’espèces gazeuses, est au cœur de la thèse de Yaniss Nyffenegger-Pere, et représente la plus grande spécificité de l’algorithme RadForce. Son principe est donc succinctement exposé ici, mais une description complète de la méthode, ainsi que de sa mise en œuvre, peut être trouvée dans le manuscrit de thèse de Yaniss Nyffenegger-Pere (Nyffenegger-Pere, 2023). Cette méthode a pour but de prendre en compte un nombre très important de raies spectrales pour chaque espèce gazeuse, tout en se libérant de la complexité calculatoire des méthodes raie-par-raie. Comme présentées au premier chapitre, les méthodes raie-par-raie calculent le coefficient d’absorption d’une espèce à une longueur d’onde λ comme la somme des contributions de chaque raie à cette longueur d’onde. Le nombre de raies peut être très élevé (plusieurs milliers pour une longueur d’onde donnée, en ne prenant en compte que les raies les plus proches, c’est-à-dire non tronquées), et le calcul des profils de raie ajoute une complexité supplémentaire à ce calcul. Ces sommes sont réalisées en pré-calcul, mais sont néanmoins coûteuses, et les tables ainsi créées sont volumineuses et nécessitent des appels mémoires également coûteux. Pour remédier à cela, la méthode d’échantillonnage des transitions vise à calculer le coefficient d’absorption $k_{a,\lambda}$ par Monte Carlo. Pour cela il faut définir une variable aléatoire W_{Spec} dont l’espérance est égale à $k_{a,\lambda}$. On écrit donc la somme des contributions telle que :

$$k_{a,\lambda} = \sum_{i=1}^{N_t} h_{a,\lambda,i} = \sum_{i=1}^{N_t} P_i \frac{h_{a,\lambda,i}}{P_i} \quad (4.1)$$

où N_t est le nombre de raies pris en compte, $h_{a,\lambda,i}$ la contribution de chaque raie au coefficient d’absorption, et P_i le jeu de probabilités qu’on cherche à définir pour définir la variable aléatoire W_{Spec} .

D’un autre coté, la méthode des collisions nulles nécessite de connaître un majorant du coefficient d’absorption, $\hat{k}_{a,\lambda}$. Ce majorant peut être défini tel que :

$$\hat{k}_{a,\lambda} = \sum_{i=1}^{N_t} \hat{h}_{a,\lambda,i} \quad (4.2)$$

où les nombres $\hat{h}_{a,\lambda,i}$ sont des majorants des contributions de chaque raie, $h_{a,\lambda,i}$.

Le choix du jeu de probabilité $P_i = \hat{h}_{a,\lambda,i} / \hat{k}_{a,\lambda}$ vérifie bien $\sum_i P_i = 1$, et on peut écrire :

$$k_{a,\lambda} = \sum_{i=1}^{N_t} P_i \left(\hat{k}_{a,\lambda} \times \frac{h_{a,\lambda,i}}{\hat{h}_{a,\lambda,i}} \right) \quad (4.3)$$

Ainsi le poids Monte Carlo associé à chaque transition est $w_{spec,i} = \hat{k}_{a,\lambda} \frac{h_{a,\lambda,i}}{\hat{h}_{a,\lambda,i}}$ et l’espérance de la variable aléatoire W_{Spec} est bien $E(W_{Spec}) = k_{a,\lambda}$.

Enfin, pour déterminer si une collision est une vraie absorption ou une collision nulle, on réalise un test de Bernoulli avec la probabilité d’absorption suivante :

$$P_{a,\lambda,i} = \frac{w_{spec,i}}{\widehat{k}_{a,\lambda,i}} \quad (4.4)$$

Ainsi, à partir du jeu de probabilité P_i on a construit un algorithme de Monte Carlo permettant l’échantillonnage des transitions, qui permet, pour chaque collision-absorption, de déterminer si celle-ci est une vraie absorption ou une collision nulle, en échantillonnant une transition pour l’espèce considérée. La méthode de calcul des majorants \widehat{k}_a et \widehat{h}_a , nécessaires au calcul des probabilités P_i , n’est pas détaillée ici, et le lecteur intéressé pourra retrouver le développement de cette méthode dans la thèse de Yaniss Nyffenegger-Pere. Mentionnons simplement que cette méthode, qui a donc pour but d’estimer une majoration des profils de raie pour différentes espèces, fréquences et conditions thermodynamiques, repose sur la combinaison d’une majoration de chaque profil de raie par une fonction linéaire par morceaux judicieusement choisie, et du partitionnement fréquentiel des différentes raies grâce à un arbre hiérarchique. Cette méthode, utilisée lors d’un pré-calcul, permet la construction de ces arbres, et donc ensuite d’un échantillonnage rapide des transitions lors de l’algorithme de Monte-Carlo radiatif. Une propriété cruciale de cette méthode d’échantillonnage des transitions est l’invariance du temps de calcul avec le nombre de transitions considérées. Cette propriété est équivalente à l’invariance du temps de calcul avec la dimension spatiale du domaine étudié, par l’algorithme de [Villefranque et al. \(2019\)](#). Si un domaine spectral plus important est utilisé, le pré-calcul des arbres hiérarchiques prendra plus de temps et demandera une utilisation mémoire également plus importante, mais ne modifiera pas le temps de calcul de l’algorithme Monte Carlo radiatif lui-même. Les données spectrales utilisées lors de la construction des arbres proviennent des bases de données spectrales GEISA ([Jacquinet-Husson et al., 2016](#)) et HITRAN ([Gordon et al., 2017](#)).

Pour les espèces pour lesquelles l’approche raie-par-raie n’est pas envisageable, car les raies sont trop complexes ou trop nombreuses, les coefficients d’absorption sont tabulés sous formes de sections efficaces. Ainsi, pour avoir accès au coefficient d’absorption lui-même, il n’y a qu’à multiplier la section efficace par la densité locale de l’espèce au lieu de la collision considérée. Cette approche est pour le moment utilisée uniquement pour traiter le *continuum* de la vapeur d’eau, mais pourrait aussi être utilisée pour d’autres espèces (CO_2 , N_2), pour lesquelles l’approche raie-par-raie n’est pas possible, jugée trop coûteuse, ou afin d’améliorer la prise en compte des propriétés radiatives de ces espèces.

4.2.3 Propriétés optiques des nuages

La méthode d’échantillonnage des transitions est avant tout une nouvelle façon de calculer les coefficients d’absorption - réels et majorants - des espèces gazeuses (hors continuum de la vapeur d’eau). Pour les propriétés radiatives des nuages, on suppose qu’elles sont connues et qu’elles peuvent être fournies par une fonction. Actuellement, celles-ci sont calculées à partir de coefficients tabulés, eux-mêmes étant issus d’un modèle de Mie, pour des raisons de simplicité. Cependant d’autres types de modèles peuvent être utilisés. Ces propriétés sont calculées par l’algorithme à chaque fois qu’une collision nécessite de connaître la valeur des coefficients d’absorption $k_{a,\lambda}$ ou de diffusion $k_{s,\lambda}$ pour une collision avec une espèce nuageuse. Il faut également à chaque collision nuageuse, calculer la masse d’eau liquide et de cristaux solides présentes. Pour une collision nuageuse de diffusion par exemple, il faut déterminer si la diffusion est réelle ou si elle correspond à une collision nulle. Le majorant du coefficient de diffusion du nuage est alors déjà connu : $\widehat{k}_{s,\lambda,cloud}$, et le coefficient de diffusion réel du nuage s’écrit :

$$k_{s,\lambda,cloud} = k_{s,\lambda,lqd} + k_{s,\lambda,ice} \quad (4.5)$$

où les deux termes correspondent aux contributions des gouttelettes et des cristaux, dans les conditions thermodynamiques locales de la collision. Un test de Bernoulli utilisant la probabilité de diffusion $P_s = k_{s,\lambda,cloud}/\widehat{k}_{s,\lambda,cloud}$ permet ensuite de déterminer si la diffusion est réelle ou nulle. Le cas d’absorption nuageuse est traitée de manière similaire, avec les coefficients d’absorption des gouttelettes et des cristaux.

Pour les diffusions réelles par les nuages, il est nécessaire d’échantillonner la direction de diffusion. Cet échantillonnage se fait grâce au facteur d’asymétrie g de la fonction de phase associée. Ces facteurs d’asymétrie sont également tabulés dans les tables de Mie.

Le calcul de ces propriétés a lieu quand une collision nuageuse (absorption ou diffusion) correspond à un point caractérisé comme nuageux. Il faut donc déterminer à chaque collision nuageuse (considérée comme telle par des tests de Bernoulli impliquant uniquement les majorants des coefficients de diffusion et d’absorption), si la position correspondante est effectivement nuageuse, ou si elle est ciel clair. La section suivante présente la façon dont l’état nuageux est calculé.

4.3 Implémentation de l’échantillonnage à la volée du recouvrement nuageux

4.3.1 Principe et mise en place

Afin de prendre en compte le recouvrement vertical des nuages lors de la résolution de l’ETR par RadForce, nous voulons ne pas avoir à générer d’échantillons de profils complets d’états nuageux, comme cela est fait dans le chapitre 3. Nous voulons que la détermination des états nuageux soit faite pendant la réalisation du chemin radiatif. Au début de chaque réalisation de RadForce, le profil d’états nuageux $\vec{S} = (S_k)_{k=1\dots N} \in \{-1, 0, 1\}^N$, où N est le nombre de couches atmosphériques du profil vertical atmosphérique donné en entrée en RadForce, est inconnu, et doit être déterminé à la volée lors de la réalisation. La valeur $s = 0$ correspond au ciel clair, la valeur $s = 1$ à un état nuageux, et la valeur $s = -1$ correspond à un état inconnu. On associe dès le début la valeur 0 aux indices pour lesquels la fraction nuageuse est nulle dans le profil atmosphérique, car ils seront ciel clair quelle que soit l’hypothèse de recouvrement. Tous les autres états sont initialisés comme inconnus, avec la valeur -1 . Nous allons maintenant appliquer le formalisme correspondant au recouvrement ERO présenté dans le chapitre 3, afin de déterminer à chaque fois que cela sera nécessaire, l’état nuageux d’un point. Pour cela nous fixons les contraintes suivantes :

- L’état nuageux d’une sous-colonne est indépendant de celui des autres sous-colonnes.
- Dans chaque sous-colonne, et pour chaque couche traversée, l’état nuageux doit être déterminé.
- Dans chaque sous-colonne et chaque niveau, un état nuageux ne peut être déterminé qu’une seule fois, sa valeur est ensuite fixée. Si une réalisation passe plusieurs fois par la même couche atmosphérique, l’état nuageux de cette couche est fixé une seule fois, lors du premier passage.
- Nous utilisons un recouvrement ERO à l’intérieur de blocs nuageux contigus, c’est-à-dire de blocs constitués de couches nuageuses successives avec $C_v > 0$.
- Le recouvrement entre bloc nuageux distincts (séparés par du ciel clair) est aléatoire.

- Une longueur de décorrélation L_α est fixée, et constante pour toutes les réalisations.
- La méthode doit être utilisable quel que soit le profil de fraction nuageuse utilisé, qu’il corresponde à une fraction volumique C_v ou surfacique C_a . (Nous utiliserons par la suite la notation générique C_k pour la fraction nuageuse du niveau k).
- Si on considère l’ensemble des sous-colonnes, pour chaque niveau k , la probabilité de générer un état nuageux ($s_k = 1$) doit être égale à la fraction nuageuse connue pour cette couche.

Comme expliqué dans le pseudo-algorithme de RadForce, l’état nuageux d’un point est déterminé lorsqu’une collision a lieu dans le milieu, au point correspondant à cette collision. Pour chaque réalisation de RadForce, nous considérons une nouvelle sous-colonne, le chemin correspondant commençant donc en haut de la colonne pour un calcul de flux TOA, avec une direction initiale vers le bas. À chaque fois, nous utilisons la méthode suivante pour déterminer l’état nuageux de la couche traversée, méthode dont un schéma est présenté par la figure 4.2 :

- Si l’état nuageux S_k de la couche k pour cette sous-colonne a déjà été estimé, on reprend la valeur en question.
- Si ce n’est pas le cas et que la couche k appartient à un bloc nuageux qui n’a jamais été testé, on détermine si l’état est nuageux par un test de Bernoulli de paramètre $P = C_k$. Cela correspond à utiliser un recouvrement aléatoire, et supprime donc toute corrélation verticale avec les autres couches atmosphériques appartenant à des blocs nuageux distincts.
- Si la couche testée k appartient à un bloc dont au moins une autre couche a déjà été testée, on cherche la couche de ce bloc dont l’état nuageux est connu la plus proche, notée k' . Quand on réalise un calcul de flux TOA, la couche la plus proche déjà testée est donc la couche immédiatement supérieure (dans la version actuelle de RadForce il n’existe pas de “saut de couche” et toutes les couches sont testées, mais on pourrait imaginer dans une version ultérieure la possibilité de calculer le recouvrement entre couches nuageuses d’un même bloc, mais non contiguës). Le paramètre ERO correspondant au recouvrement entre ces deux couches est défini par $\alpha = \exp(-|z_k - z_{k'}|/L_\alpha)$, où $|z_k - z_{k'}|$ est la distance entre les deux couches. Les probabilités de transitions permettant de déterminer si la couche k est nuageuse sont celles données par le formalisme développé dans le chapitre 3. Si la couche k' est nuageuse ($s_{k'} = 1$), la probabilité d’échantillonner la couche k comme nuageuse est donnée par (Eq. 7 de l’article) :

$$P(S_k = 1 | S_{k'} = 1) = \alpha \times \frac{\min(C_k, C_{k'})}{C_{k'}} + (1 - \alpha)C_k \quad (4.6)$$

Si la couche k' est ciel clair ($s_{k'} = 0$), la probabilité d’échantillonner la couche k comme nuageuse est donnée par (Eqs 8 et 2 de l’article) :

$$P(S_k = 1 | S_{k'} = 0) = 1 - \alpha \times \frac{1 - \max(C_k, C_{k'})}{1 - C_{k'}} - (1 - \alpha)(1 - C_k) \quad (4.7)$$

On peut noter que si le profil atmosphérique utilisé a une résolution verticale Dz constante, et qu’au moins une collision a lieu dans chaque couche, cette méthode est strictement équivalente (pour chaque bloc) à celle utilisée dans le chapitre 3 pour générer des échantillons de sous-colonnes.

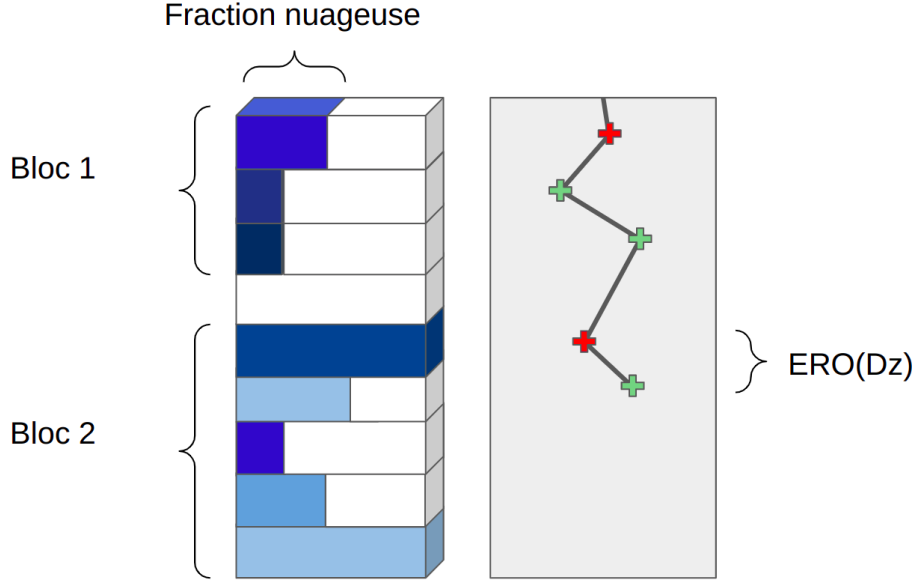


FIGURE 4.2 – Échantillonnage à la volée du recouvrement vertical, utilisant l’hypothèse ERO. La colonne de gauche correspond au profil de fraction nuageuse, le blanc étant du ciel clair, et les teintes de bleu correspondent au contenu en eau condensée de chaque niveau. La colonne de droite correspond au milieu virtuel dans lequel sont représentées les collisions, et pour lesquelles on cherche à déterminer l’état nuageux. Quand un chemin visite pour la première fois un bloc nuageux (croix rouges), l’état nuageux local est déterminé sans recouvrement (c’est-à-dire un recouvrement aléatoire), et est échantillonné par un test de Bernoulli de paramètre $P = C_v$. Si la collision a lieu dans une couche appartenant à un bloc nuageux déjà visité (croix vertes), l’état nuageux est déterminé par recouvrement ERO entre la couche actuelle et la couche appartenant au même bloc ayant un état nuageux déjà déterminé la plus proche. La distance entre les deux couches étant Dz , le paramètre de recouvrement ERO sera $\alpha = \exp(-Dz/L_\alpha)$.

4.3.2 Hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse

Les profils atmosphériques utilisés pour réaliser des calculs avec RadForce et présentés chapitre 5 étant issus de simulations climatiques réalisées par le GCM LMDZ, les grandeurs nuageuses correspondent à ce modèle. Il s’agit, pour chaque couche atmosphérique k , de la fraction nuageuse volumique $C_{v,k}$, du contenu en eau liquide clw_k et du contenu en eau solide cli_k . Le recouvrement vertical peut donc être fait de deux manières, comme cela a été fait dans l’article du chapitre 3 : si la fraction nuageuse utilisée est C_v telle que donné par LMDZ, aucune hétérogénéité verticale sous-maille n’est prise en compte (voir courbes vertes de la figure 7 de l’article, au chapitre 3). L’autre option est de prendre en compte l’hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse, et de calculer la fraction surfacique $C_{a,sg}$ calculée pour prendre en compte l’échelle sous-maille. Cette fraction est calculée par l’équation (17) de l’article :

$$C_{a,sg,k} = 1 - (1 - C_{v,k})(\alpha_{sg} + (1 - \alpha_{sg})(1 - C_{v,k}))^{n-1} \quad (4.8)$$

où α_{sg} est le paramètre ERO sous-maille utilisé, et $n = Dz/dz$ où dz correspond à la résolution verticale de l’échelle sous-maille de référence pour représenter la fraction surfacique sous-maille $C_{a,sg,k}$. Comme nous l’avons vu dans la figure 7 de l’article (chapitre 3), α_{sg} correspond à la longueur de décorrélation $L_{\alpha,sg} \approx 300\text{m} \approx L_\alpha$ quand la résolution de référence choisie est $dz=25$ m. Nous choisirons donc cette résolution de référence en utilisant l’équation (4.8) avec $n = Dz/25$, où Dz est la résolution grossière du profil atmosphérique étudié.

4.3.3 Contenus en eau liquide et solide

Après avoir déterminé l'état nuageux d'une couche du profil atmosphérique correspondant à la réalisation courante, il faut lui associer un contenu en eau, liquide ou solide. Cela peut être fait sans considérer d'hétérogénéité horizontale du contenu en eau, en utilisant directement la valeur moyenne donnée par la colonne atmosphérique, clw_k ou cli_k . Si la distribution statistique de l'eau est connue, une valeur échantillonnée sur cette distribution peut être associée à chaque couche dont l'état est nuageux, $S_k = 1$.

4.4 Vérifications des flux calculés

Dans cette section sont présentées certaines des étapes de validations et de vérifications ayant été réalisées afin de s'assurer du bon fonctionnement de l'algorithme RadForce, notamment concernant le transfert radiatif en milieux nuageux, et l'échantillonnage à la volée du recouvrement nuageux.

4.4.1 Vérifications des calculs ciel clair

Des comparaisons entre RadForce et d'autres codes ont été réalisées avant ce travail pour valider les calculs dans des configurations ciel clair. Le code utilisé pour ces comparaisons est le code déterministe HR_PPart (https://www.meso-star.com/projects/art/hr_ppart.html). Ces vérifications ont été faites sur des profils types MLS (*Mid Latitude Summer*, Ellingson et al. (1991)), avec et sans continuum de vapeur d'eau. Dans ces vérifications le sol peut être un corps noir ou avoir une émissivité et une BRDF (*Bidirectional Reflectance Distribution Function*, distribution caractérisant les propriétés de réflexion d'une surface), et le flux TOA calculé peut être monodirectionnel (calcul purement vertical) ou intégrer toutes les directions sortantes au sommet de l'atmosphère.

4.4.2 Vérifications du rayonnement nuageux

Nous allons maintenant nous assurer que les calculs nuageux mis en place dans l'algorithme RadForce donnent des résultats corrects, en particulier lorsque l'on utilise l'échantillonnage à la volée du recouvrement nuageux. Dans un premier temps, on présentera les validations de calculs de transmittivités nuageuses théoriques, dans des configurations simplifiées. Dans un second temps on comparera des calculs de flux à ceux calculés par un autre algorithme de transfert radiatif, en se plaçant dans des configurations identiques pour les deux algorithmes.

Loi de Beer-Lambert

Comme première étape, on cherche à valider la loi de Beer-Lambert, à savoir qu'étant donné un milieu unidimensionnel semi-infini, d'axe z , avec $z > 0$, et caractérisé par un coefficient d'absorption k_a , un flux I_0 émis par la surface ($z=0$) se propageant vers les z croissants est atténué de telle sorte que :

$$\forall z > 0, \quad I(z) = I_0 \times \exp(-k_a * z) \quad (4.9)$$

Afin de valider cette loi, on se place dans la configuration suivante avec RadForce :

- Aucun gaz n'est considéré
- On considère un nuage homogène verticalement et horizontalement (un pavé), de coefficient d'absorption homogène k_a , et de température nulle. Les diffusions liées au nuage sont négligées via $k_s = 0$. Ainsi le nuage n'émet et ne diffuse pas mais absorbe uniquement le flux provenant du sol

— Le calcul est monochromatique

Ainsi en calculant le flux montant au sommet de l’atmosphère on calcule directement la transmission par le nuage du flux émis par le sol. Pour un nuage pavé complètement couvrant ($C_v = 1$), le résultat est directement donné par Beer-Lambert. Pour un nuage pavé de coefficient d’absorption k_a , d’épaisseur Dz et de couverture inférieure, avec $C_v < 1$, la transmittivité est donnée par :

$$T = (1 - C_v) + C_v \times \exp(-k_a * Dz) \quad (4.10)$$

Comme illustré par la figure 4.3, les calculs vérifient bien les valeurs théoriques.

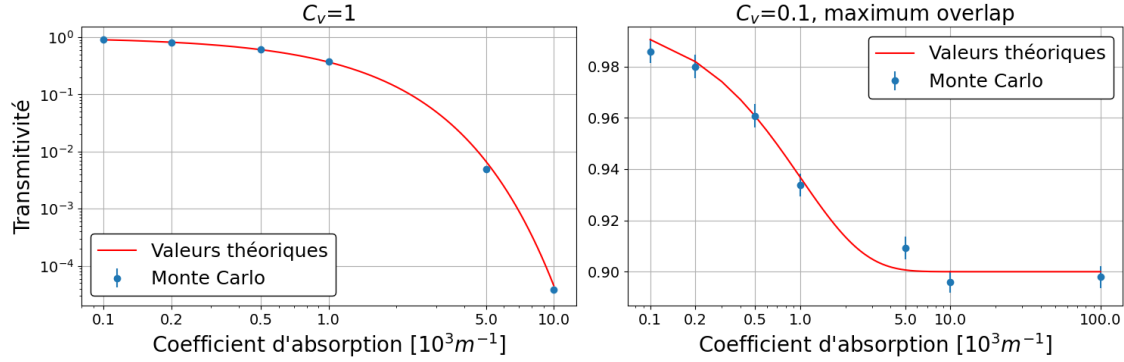


FIGURE 4.3 – Transmittivité d’un profil nuageux en fonction du coefficient d’absorption k_a du nuage. Le panneau de gauche correspond à un nuage composé d’un seul pavé de fraction $C_v = 1$ et d’épaisseur 1000 m. Le panneau de droite correspond à un nuage composé d’un seul pavé de fraction $C_v = 0.1$ (avec recouvrement maximal donc). Des valeurs calculées par Monte Carlo (points bleus, avec l’incertitude associée) sont comparées aux valeurs de transmittivité données par l’équation (gauche) ou (droite). Pour chaque valeur calculée par RadForce, 10^6 réalisations ont été faites.

Loi de Beer-Lambert généralisée à l’ERO

Du fait de l’hypothèse ICA, il est également possible de calculer la transmittivité exacte d’un profil vertical nuageux $(C_v)_{i \in [1, N]}$ de résolution Dz se recouvrant selon un modèle exponentiel-aléatoire de paramètre $\alpha \in [0, 1]$. Pour un tel profil il existe en effet 2^N configurations de sous-colonnes. Ces sous-colonnes, comme définies dans le chapitre 3, correspondent à des vecteurs d’états nuageux dans $\{0, 1\}^N$. Soit $\vec{S} = (s_1, \dots, s_N) \in \{0, 1\}^N$ une des ces configurations. On supposera un contenu en eau liquide homogène et constant sur la verticale, correspondant à un coefficient d’absorption k_a . La transmittivité de la sous-colonne correspondant à \vec{S} s’écrit :

$$\begin{aligned} T_{\vec{S}} &= \prod_{i=1}^N \left(\exp(-k_a * Dz) * s_i + (1 - s_i) * 1 \right) \\ &= \prod_{i=1}^N \left(\exp(-k_a * Dz) * s_i \right) \\ &= \exp \left(-k_a * Dz * \left(\sum_{i=1}^N s_i \right) \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

en effet, une couche nuageuse a la transmittivité $\exp(-k_a * Dz)$, et une couche ciel clair ($s_i = 0$) une transmittivité de 1, et $\left(Dz * \sum_{i=1}^N s_i \right)$ correspond à la hauteur nuageuse de \vec{S} .

De plus nous sommes capables de calculer la probabilité de générer la configuration de la sous-colonne \vec{S} , via les équations (1,2,7,8) de l'article du Chapitre 3 :

$$P(\vec{S}) = \prod_{i=1}^N P(S_i = i | S_{i-1} = s_{i-1}) \quad (4.12)$$

avec $s_0 = 0$.

On trouve finalement la transmittivité totale de la scène correspondant au profil $(C_v)_{i \in [1, N]}$, de résolution Dz et se recouvrant verticalement avec un paramètre de recouvrement $\alpha \in [0, 1]$ est :

$$T_{tot} = \sum_{\vec{S}=1}^{2^N} P(\vec{S}) \times T_{\vec{S}} \quad (4.13)$$

La figure 4.4 montre que l'échantillonnage des états nuageux à la volée calculé par RadForce permet bien de retrouver cette transmittivité théorique. Toujours dans la configuration utilisée pour valider la loi de Beer-Lambert ci-dessus, on calcule T_{tot} en faisant varier le coefficient d'absorption k_a (courbe de gauche) et la longueur de décorrélation L_α donnée par $\alpha = \exp(-Dz/L_\alpha)$ (courbe de droite). À nouveau les valeurs théoriques sont contenues dans l'intervalle de confiance estimé par RadForce.

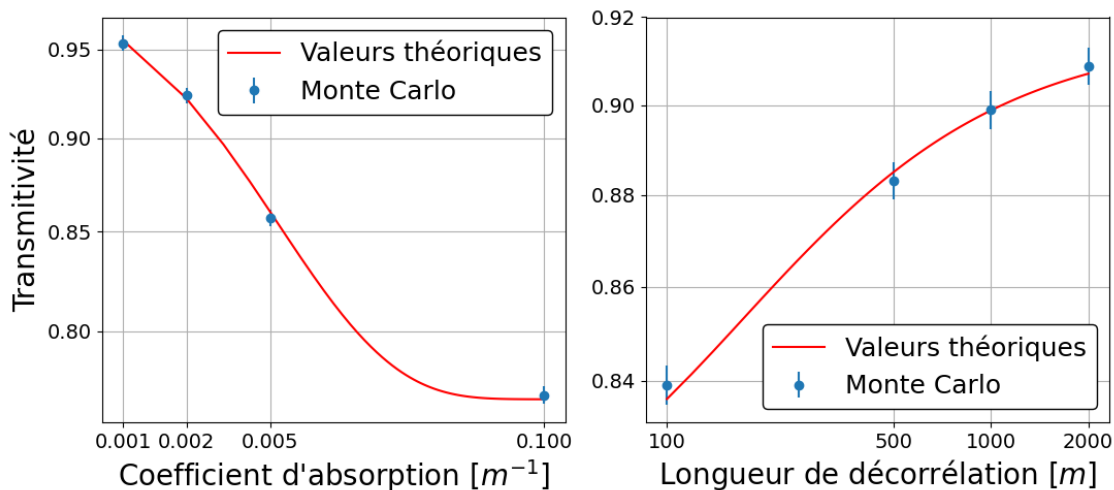


FIGURE 4.4 – Transmittivité d’un profil nuageux vertical avec recouvrement exponentiel-aléatoire. Des valeurs calculées par Monte Carlo (points bleus, avec l’incertitude associée) sont comparées aux valeurs de la transmittivité théorique données par l’équation (4.13). Le profil nuageux utilisé correspond à la dixième heure de simulation du LES ARM à la résolution $Dz=100$ m, et 10^6 réalisations Monte Carlo ont été faites pour chaque valeurs calculées par RadForce. Pour la courbe de gauche, la longueur de décorrélation utilisée est $L_\alpha=216$ m, pour la courbe de droite le coefficient d’absorption utilisé est $k_a=0.005$ m⁻¹.

Validation du recouvrement à la volée

Finalement, deux dernières validations sont réalisées pour valider le recouvrement à la volée :

- On vérifie que les couvertures nuageuses produites par cet échantillonnage à la volée du recouvrement correspondent aux valeurs attendues. Ainsi, pour un profil de fraction nuageuse donné et un paramètre de recouvrement α donné, on vérifie que la relation donnant la couverture nuageuse générée est respectée. On valide cette relation sur des nuages “pavés”, ayant un profil $C_v = \text{constante}$, mais aussi sur les profils issues des LES de ARM. Enfin cette relation est aussi validée pour des profils comprenant plusieurs blocs nuageux séparés par du ciel clair, chaque bloc étant un pavé de fraction constante.
- Comme annoncé au début de ce chapitre, les calculs radiatifs par Monte Carlo incluant l'échantillonnage du recouvrement à la volée doivent aboutir à des résultats strictement identiques à ceux produits en calculant les mêmes grandeurs sur des échantillons nuageux générés avec ERO en pré-calcul. Nous vérifions donc cela en générant, à partir d'un profil atmosphérique, des échantillons de sous-colonnes nuageuses, comme cela est fait dans le chapitre 3, pour un paramètre donné α . Nous calculons ensuite le flux LW émis à TOA pour cet échantillon et avec RadForce. Lors de ce calcul, chaque sous-colonne est vue comme un profil atmosphérique dont les fractions nuageuses sont 0 ou 1, et le recouvrement vertical de ces fractions n'est donc pas pris en compte. Le second calcul consiste à calculer la même valeur radiative pour le profil atmosphérique de départ, avec recouvrement à la volée pour la longueur de décorrélation L_α définie par $L_\alpha = -Dz/\log(\alpha)$, où Dz est la résolution verticale du profil atmosphérique. En vérifiant que ces deux calculs donnent le même résultat, on valide ainsi qu'incorporer l'échantillonnage du recouvrement vertical des nuages dans l'algorithme Monte Carlo ne change rien par rapport au fait de générer ce recouvrement en pré-calcul.

Nuages de glaces

Différents calculs de vérifications avaient par ailleurs été réalisés avec un nuage de glace, afin de valider la bonne prise en compte des propriétés radiatives des cristaux de glace. La configuration utilisait un cirrus entre 10 et 12 km, avec un coefficient d'asymétrie de $g=0.8$ utilisé avec la fonction de phase d'Henye-Greenstein. L'algorithme de référence utilisé était le code Karine 3 (K-distribution Atmospheric Radiation & Infrared Net Exchanges, <https://www.meso-star.com/projects/art/karine.html>).

4.4.3 Calculs complets

Enfin, pour finir ces calculs de vérification, nous présentons une comparaison de calculs de flux LW montant à TOA pour les profils nuageux du cas ARM utilisé précédemment. Nous utilisons l'algorithme htrdr (Villemann et al., 2019) comme référence et calculons le flux LW ($\lambda \in [4\mu\text{m}, 99.9\mu\text{m}]$) montant à TOA, calculés avec l'hypothèse ICA, et sur des profils sans gaz, uniquement nuageux. La figure 4.5 montre ces résultats, pour les nuages des profils ARM et pour leur version “slab”, où toutes les couches nuageuses sont considérées comme couvrantes, avec $C_v=1$. Pour le cas avec les véritables nuages des profils ARM, l'hypothèse ERO est utilisée avec la même longueur de décorrélation dans les deux cas, les profils étant de résolution verticale $Dz=100\text{m}$. Pour RadForce le recouvrement est réalisé à la volée, comme présenté ci-dessus, et pour htrdr des échantillons nuageux sont générés avec ERO avant le calcul radiatif, comme cela est fait dans le chapitre 3. Pour chaque profil, la longueur de décorrélation utilisée correspond à celle calculée pour reproduire la couverture nuageuse de la simulation LES d'origine. La différence entre les résultats

donnés par les deux algorithmes est faible (environ 1 W m^{-2} dans le cas slab, et moins dans le cas ERO). Les deux codes utilisent les mêmes tables de Mie pour les coefficients d’absorption et de diffusion des nuages, mais la fonction de phase n’est pas gérée de la même façon : htrdr utilise la fonction de phase donnée par la théorie de Mie, quand RadForce utilise son facteur d’asymétrie avec la fonction d’Henyeey-Greenstein. Dans ce cas de calculs purement nuageux, il s’agit d’une différence relativement importante entre les deux algorithmes. D’autres différences techniques (interpolation des profils de température et pression notamment) peuvent également jouer dans la différence de résultats entre les deux codes. Néanmoins au vu des différentes vérifications et validations réalisées (calculs ciel clair, transmittivité nuageuse, recouvrement à la volée) nous considérons à présent l’algorithme RadForce comme digne de confiance pour les résultats présentés. Des test plus approfondis restent à faire pour une validation complète, et seront réalisés ultérieurement.

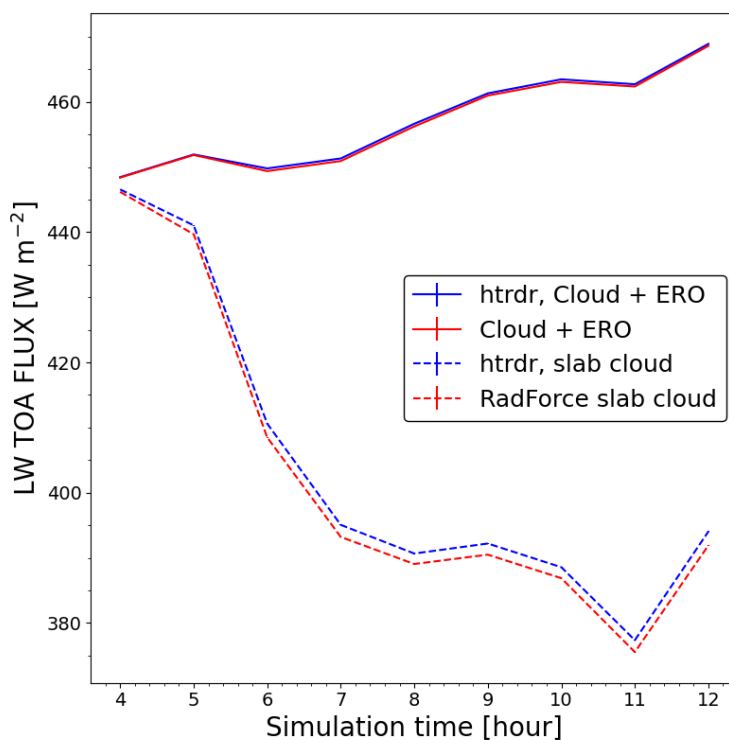


FIGURE 4.5 – Comparaison de flux LW montant à TOA calculés par RadForce (en rouge) et htrdr (en bleu). Dans un cas les nuages sont ceux du profils ARM (en traits pleins), et dans l’autre (“slab”, en pointillés), les profils de ARM sont totalement couvrant, avec $C_v=1$ pour toutes les couches nuageuses. Aucun gaz n’est considéré et la bande spectrale de calcul est $\lambda \in [4\mu\text{m}, 99.9\mu\text{m}]$. La résolution verticale des profils nuageux est $Dz=100\text{m}$.

4.5 Conclusion

Nous avons développé dans ce chapitre la méthode de recouvrement à la volée, consistant à générer l'état nuageux pendant l'échantillonnage de chemins radiatifs par Monte Carlo. Cette méthode a été implémentée dans le code RadForce, permettant le calcul de flux LW pour des profils atmosphériques. Ce code permettait déjà la prise en compte d'un modèle raie-par-raie pour l'absorption des gaz, grâce à la méthode d'échantillonnage des transitions. Nous y avons rajouté le recouvrement vertical des nuages à la volée, en présentant certaines validations et comparaisons avec le code htrdr pour le calcul de flux TOA. Cette implémentation ouvre la porte à d'autres qui suivront. Pour le spectre solaire, les effets radiatifs de la bonne prise en compte du recouvrement vertical des nuages et de la représentation correcte de la couverture nuageuse ont un impact supérieur, et le développement du recouvrement à la volée présenté dans ce chapitre est directement applicable pour le solaire. Un travail est déjà en cours pour améliorer la prise en compte des nuages dans RadForce (hétérogénéité horizontale, corrélation de rang pour le contenu en eau liquide, prise en compte de la fonction de phase de Mie). Si l'implémentation actuelle du recouvrement à la volée n'apporte, d'un point de vue algorithmique, qu'un gain en utilisation de la mémoire par rapport au fait de générer les sous-colonnes avec ERO en pré-calcul, cette implémentation représente surtout un premier développement formel de l'imbrication d'un algorithme radiatif Monte Carlo et de la génération statistique de sous-colonne d'états nuageux avec une hypothèse de recouvrement vertical. Ce premier développement formel pourra par la suite être complexifié, avec pour objectif final de s'affranchir de l'hypothèse ICA pour prendre en compte par exemple des distributions de tailles horizontales de nuages, et ainsi avancer vers une représentation des effets radiatifs 3D des nuages par Monte Carlo.

Dans le chapitre suivant nous présentons des résultats obtenus avec RadForce, notamment des calculs de forçages radiatifs sur un ensemble global de profils tirés de simulations GCM. Nous présentons également de nouveaux diagnostics d'analyses de transfert radiatif rendus possibles par RadForce.

Chapitre 5

Calculs de forçages radiatifs globaux

Contents

5.1	Objectifs	110
5.2	De nouveaux diagnostics	110
5.2.1	En ciel clair	110
5.2.2	En présence de nuages	117
5.3	Calculs et analyses de forçages en ciel clair	119
5.3.1	Effet d'un doublement de la concentration de CO_2	119
5.3.2	Effet de l'augmentation de la vapeur d'eau	121
5.4	Calculs de flux à l'échelle globale sur une période climatique	123
5.5	Calculs et analyses de forçages globaux	128
5.6	Bilan et perspectives	130

5.1 Objectifs

Après avoir présenté dans le chapitre précédent le fonctionnement de l'algorithme RadForce et y avoir intégré l'échantillonnage à la volée du recouvrement vertical des nuages, nous l'utilisons dans ce chapitre pour des calculs de flux infrarouges, en surface et au sommet de l'atmosphère, pour différentes configurations. Tous les calculs présentés ont été réalisés pour l'intervalle spectral $[100, 2500 \text{ cm}^{-1}]$. Nous présentons d'abord certaines des possibilités offertes par RadForce en termes d'analyse des flux calculés. Nous utilisons ces nouveaux outils d'abord pour des calculs ciel clair sur des profils atmosphériques typiques, représentatifs de différents archétypes de l'atmosphère terrestre. Nous calculons également le forçage radiatif lié à une augmentation du CO_2 et de la vapeur d'eau sur ces profils ciel clair.

Dans un second temps, nous utilisons RadForce pour des calculs de flux infrarouges sur un échantillon atmosphérique global tiré d'une simulation du GCM LMDZ sur une période de 10 ans. Ce calcul, qui représente l'objectif final du projet MCGRad, nous permet d'obtenir la contribution au flux infrarouge au sommet de l'atmosphère des nuages, de la surface, et des différentes espèces gazeuses représentées. Nous calculons également le forçage radiatif global d'un doublement du CO_2 dans l'infrarouge sur cette période climatique.

Des ajouts et modifications restent à faire dans le code, notamment l'ajout du continuum de vapeur d'eau et la prise en compte de données de Mie plus complètes que celles utilisées pour le moment pour les cristaux d'eau solide. Les résultats présentés ne sont donc pas définitifs, mais permettent déjà d'entrevoir les possibilités offertes par ce nouvel algorithme.

5.2 De nouveaux diagnostics

Comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent, l'approche raie-par-raie pour les propriétés radiatives des gaz, ainsi que la gestion séparée des propriétés radiatives des nuages, nous permet de distinguer la contribution de chaque source émettrice dans le flux calculé. Dans la pratique nous pouvons retenir, à chaque réalisation Monte Carlo, l'altitude d'émission, la longueur d'onde et l'énergie émise, mais aussi la nature de la source (qui peut être un nuage, la surface ou une des espèces gazeuses : H_2O , CO_2 , CH_4 et O_3), sa température, ainsi que d'autres informations. Cela nous permet de présenter un certain nombre de résultats et de diagnostics qui ne sont d'habitude pas disponibles avec d'autres méthodes de calculs.

5.2.1 En ciel clair

Dans un premier temps nous utilisons cinq profils atmosphériques (Ellingson et al., 1991) représentatifs de différents régimes ciel clair. Ces profils sont :

- MLS : Mid Latitude Summer
- MLW : Mid Latitude Winter
- SAS : Sub-Arctic Summer
- SAW : Sub-Arctic Winter
- TRO : Tropical

Les profils de température et de concentration de la vapeur d'eau sont présentés par la figure 5.1. Pour chaque gaz, un profil d' O_3 est également donné. Les concentrations en CO_2 et CH_4 sont constantes, ces gaz étant considérés comme parfaitement mélangés dans l'atmosphère. Sauf mention du contraire, la concentration en CO_2 est de 287 ppm et celle en CH_4 est de 1.774 ppm (valeurs

pré-industrielles). Comme nous allons le voir, la température de surface joue un rôle important dans les calculs de flux infrarouges intégrés, qu'ils soient au sommet de l'atmosphère ou en surface. Le profil avec la température la plus élevée est le profil tropical, suivi des deux profils estivaux. Pour la concentration en vapeur d'eau, le profil tropical présente également le profil de concentration la plus élevée. Les deux profils hivernaux contiennent le moins de vapeur d'eau.

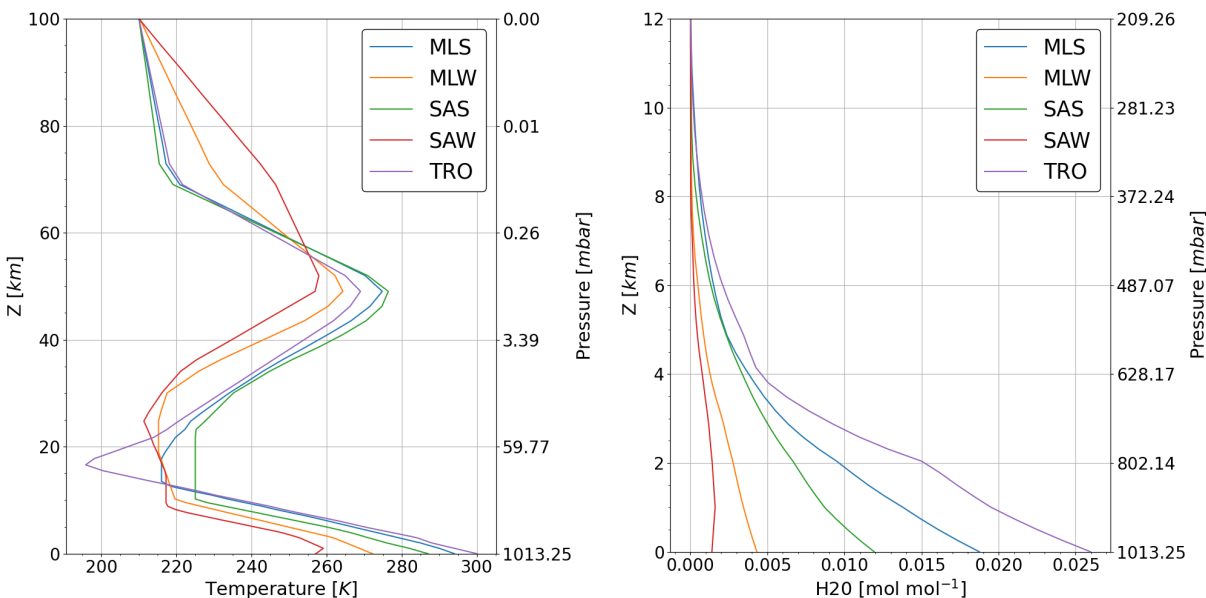


FIGURE 5.1 – Profils verticaux de température et de concentration en vapeur d'eau pour cinq profils ciel clair.

Pour chacun de ces profils, nous calculons le flux infrarouge descendant en surface et montant au sommet de l'atmosphère. La figure 5.2 montre, pour chacun des cinq profils et dans ces deux cas, le flux calculé et la contribution à ce flux des différentes sources d'émission. Nous observons en premier lieu que plus la température de surface du profil est élevée, plus le flux calculé est élevé, qu'il soit en surface ou à TOA. Au sommet de l'atmosphère, le profil tropical TRO qui est le plus chaud émet un flux de 305 W m^{-2} , flux qui est de 200 W m^{-2} pour le profil hivernal et arctique SAW. En surface, les flux de ces deux profils sont de 333 W m^{-2} et 160 W m^{-2} respectivement. Nous observons également que dans les deux cas c'est la vapeur d'eau qui est la source la plus importante du flux infrarouge. Pour le flux TOA, la vapeur d'eau émet d'ailleurs significativement plus que le sol pour les profils humides : pour le profil TRO, la vapeur d'eau émet 47 W m^{-2} de plus que le sol, et 39 W m^{-2} de plus pour le profil MLS. Pour les profils avec moins de vapeur d'eau (en hiver), cette différence est plus faible, avec des valeurs de 16 W m^{-2} et 9 W m^{-2} pour MLW et SAW respectivement.

Pour tous les profils, le flux émis par la vapeur d'eau est plus fort à la surface qu'à TOA : cela s'explique en partie par le fait que la vapeur d'eau est surtout concentrée près de la surface. Le flux émis par la vapeur d'eau vers la surface dans les couches plus hautes a pu être absorbé par la vapeur présente plus bas : vu depuis la surface, la vapeur d'eau du bas de l'atmosphère masque donc le rayonnement émis par la vapeur d'eau présente à des altitudes plus élevées. La surface "voit" donc surtout la vapeur d'eau près du sol, qui est à des températures élevées, et correspond donc à un flux plus élevé. Il est à noter que comme ces calculs ont été réalisés sans prendre en compte le continuum de la vapeur d'eau, tous les flux émis par la vapeur d'eau seront en réalité plus élevés quand le continuum sera pris en compte. Inversement le flux émis au sommet de l'atmosphère provenant de la surface sera également davantage masqué.

Dans les différents cas, le flux émis par le CO₂ est relativement stable. Comme nous le verrons dans la figure suivante, l'émission liée au CO₂ est surtout importante dans la troposphère et le bas de la stratosphère. Les flux émis par le CH₄ et O₃ sont nettement plus faibles, que ce soit à TOA ou en surface.

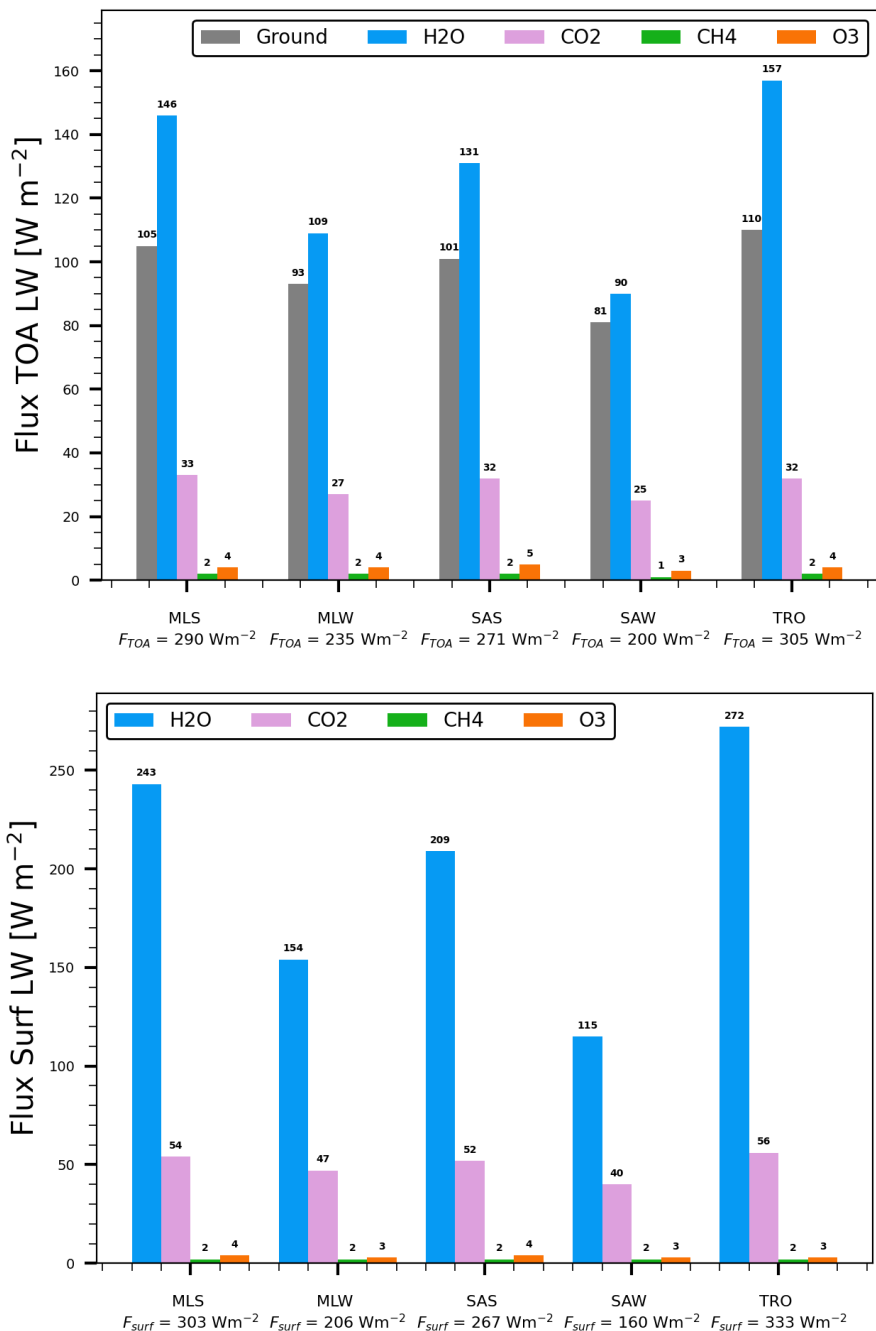


FIGURE 5.2 – Flux radiatifs infrarouges au sommet de l'atmosphère (figure du haut) et en surface (figure du bas), calculés par RadForce pour cinq profils ciel clair. Dans les deux cas on distingue la contribution des différentes sources du flux, à savoir la surface et les espèces gazeuses. Pour chaque profil est également présenté le flux total (sur l'axe des abscisses).

Analyse de l'effet de serre de chaque source

Dans cette section nous voulons déterminer, pour un profil atmosphérique ciel clair donné, comment distinguer les contributions à l'effet de serre de différents gaz. La capacité que nous donne RadForce à distinguer les différentes sources du flux lors d'un calcul radiatif nous permet également cela, comme nous allons le voir. Afin de simplifier la situation étudiée, et sans perte de généralité, nous supposons ici un profil atmosphérique contenant uniquement de la vapeur d'eau et du CO₂. Pour les profils de température, de pression, et de concentration de ces deux gaz, nous utiliserons le profil MLS pour les calculs. L'effet de serre conjoint des deux gaz considérés ici peut être défini par l'équation :

$$G = \mathcal{F}_{TOA,no-gas}^{\uparrow} - \mathcal{F}_{TOA,gas}^{\uparrow} \quad (5.1)$$

où le premier terme correspond au flux calculé au sommet de l'atmosphère en l'absence des gaz, et le deuxième terme est ce même flux mais en prenant en compte les gaz. Or le premier terme correspond à l'émission du sol, et donc :

$$G = \mathcal{F}_{surf}^{\uparrow} - \mathcal{F}_{TOA,gas}^{\uparrow} \quad (5.2)$$

où $\mathcal{F}_{surf}^{\uparrow}$ est le flux émis par la surface, à la température T_s . Dans le cas du profil MLS avec seulement de la vapeur d'eau et du CO₂, l'effet de serre conjoint de ces deux gaz est de 119 W m⁻², car le flux émis par la surface est de 421 W m⁻² et le flux total TOA est de 302 W m⁻². Mais comment distinguer l'effet de chaque gaz ?

Intéressons nous d'abord à la méthode utilisée dans la littérature (par exemple par [Kiehl and Trenberth \(1997\)](#)) pour répondre à cette question. Le choix fait est de réaliser plusieurs fois le même calcul en retirant à chaque fois un seul gaz. En prenant seulement en compte la vapeur d'eau on obtient un effet de serre de 88 W m⁻² (74% des 119 W m⁻² de l'effet de serre total) et en prenant seulement en compte le CO₂ on obtient un effet de serre de 39 W m⁻² (33% des 119 W m⁻²). On observe que la somme de ces deux effets de serre est supérieure à l'effet de serre total. En effet les deux espèces ont des spectres d'absorption qui se chevauchent, se qui cause des non-linéarités dans les calculs de flux. Le flux émis par la vapeur d'eau peut en effet être absorbé par le CO₂, et inversement. Le choix fait par [Kiehl and Trenberth \(1997\)](#) est de répartir de manière égale entre les gaz à effet de serre cet effet non-linéaire, et de considérer que l'effet de serre total est donc à 70% dû à la vapeur d'eau, et 30% au CO₂. Cette répartition est présentée à gauche de la figure 5.3.

Avec RadForce nous pouvons distinguer la contribution de chaque espèce au flux TOA total et écrire :

$$G = \mathcal{F}_{surf}^{\uparrow} - \sum_X \mathcal{F}_{TOA,X}^{\uparrow} \quad (5.3)$$

où X représente les différentes sources émettrices (ici la vapeur d'eau, le CO₂ et la surface).

L'effet de serre de ces espèces est lié à leur profil de température : une partie du rayonnement émis par le sol peut être absorbé par le CO₂, qui émet également du rayonnement qui arrive au sommet de l'atmosphère, mais celui-ci étant émis à une température plus faible, le flux TOA total est donc plus faible. Pour une atmosphère isotherme, à la température de surface T_s , le flux total TOA est donc le même que le flux émis par la surface, et au sommet de l'atmosphère on ne "voit" donc que l'émission calculée par la fonction de Planck pour la température de surface T_s .

Ainsi :

$$G = \sum_X \mathcal{F}_{TOA,X,T_s}^\uparrow - \sum_X \mathcal{F}_{TOA,X}^\uparrow = \sum_X G_X \quad (5.4)$$

où $\mathcal{F}_{TOA,X,T_s}^\uparrow$ est le flux émis par la source X avec la température T_s , et G_X est l'effet de serre de chaque source.

On peut donc calculer l'effet de serre $G_X = \mathcal{F}_{TOA,X,T_s}^\uparrow - \mathcal{F}_{TOA,X}^\uparrow$ de chaque source avec un calcul unique par RadForce : à chaque émission, on choisit de retenir la différence entre la luminance d'équilibre à T_s et celle à T_z de l'altitude courante. Le graphique de droite de la figure 5.3 donne ainsi la contribution à l'effet de serre des deux espèces considérées, toujours pour le profil MLS. Les valeurs sont proches de celles trouvées par la méthode de Kiehl and Trenberth (1997), mais ici on "résout" la non-linéarité liée au recouvrement spectral des deux espèces, et on distingue ainsi l'effet de serre individuel de chacune des sources. Les effets non-linéaires sont attribués aux deux espèces avec la méthode de Kiehl and Trenberth (1997), alors qu'avec le calcul fait ici avec l'équation (5.4), seule la contribution de la vapeur d'eau est réduite par les effets non-linéaires. Cette vision est plus cohérente avec les analyses récentes de l'effet de serre dû au CO_2 utilisant des modèles théoriques (Jeevanjee et al., 2021).

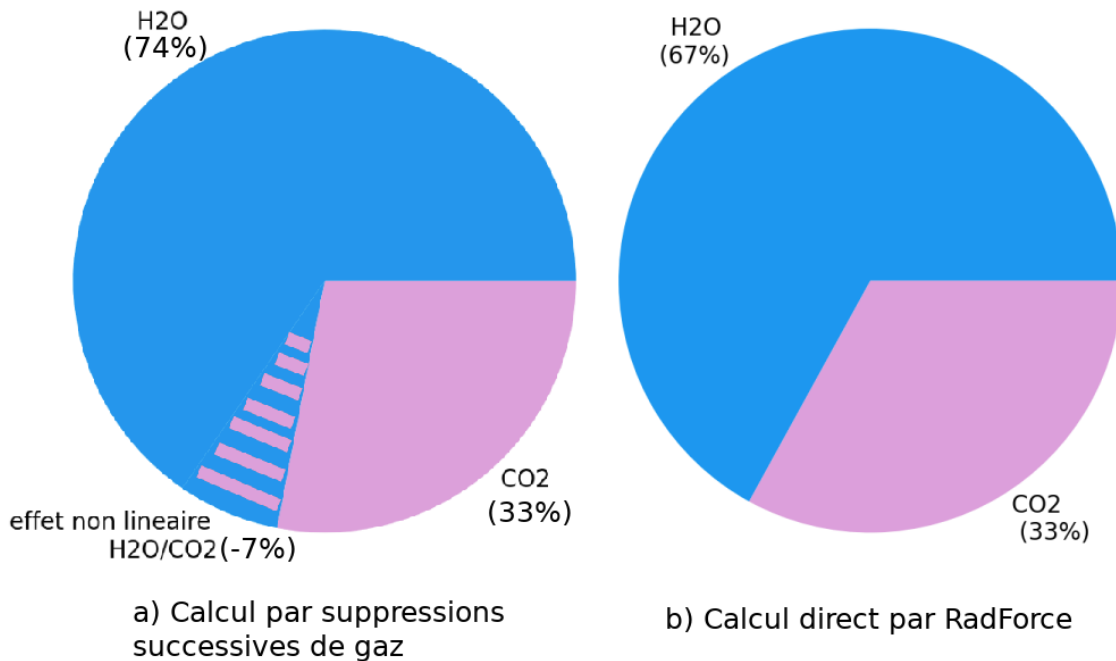


FIGURE 5.3 – Répartition de l'effet de serre pour un calcul de flux au sommet de l'atmosphère pour le profil MLS avec vapeur d'eau et CO_2 . a) Résultat pour la méthode consistant à réaliser plusieurs fois le même calcul en enlevant à chaque fois l'un des gaz présents. b) Résultat obtenu avec RadForce en utilisant l'équation (5.4).

Altitudes d'émission et spectres

Après avoir distingué les sources du flux infrarouge émis au sommet de l'atmosphère ou à la surface, distinguons maintenant pour chacune de ces sources, l'altitude, la densité d'énergie et les fréquences d'émission. Nous nous concentrons pour cela sur un calcul de flux TOA utilisant le profil MLS. La figure 5.4 montre les profils d'altitudes d'émission pour les différents gaz. Le graphique de gauche montre la densité d'énergie émise par chaque espèce à chaque altitude, et dans le graphique de droite cette densité est normalisée par le flux total émis par chaque espèce : on obtient ainsi la pdf de l'altitude d'émission pour chacune des espèces. Le graphique de gauche (densité d'énergie émise), montre tout d'abord l'importance du flux émis par la vapeur d'eau, comparée aux autres espèces, comme nous l'avons vu précédemment. Le flux émis par la vapeur d'eau vient surtout de la troposphère, aux altitudes inférieures à 15 km, là où la concentration de la vapeur d'eau est la plus élevée. Dans les premiers kilomètres de la troposphère, le flux émis par la vapeur d'eau qui atteint le sommet de l'atmosphère augmente avec l'altitude : c'est parce que le flux émis aux altitudes les plus basses est masqué par la vapeur d'eau qui est située au dessus (et dans une moindre mesure par le CO₂ comme nous le verrons plus loin). À partir d'une altitude proche de celle de la tropopause, la densité de flux émis par la vapeur d'eau chute, car sa concentration est moins élevée.

Le CO₂ émet également une fraction importante de son flux émis à TOA dans la troposphère. Par contre, sa concentration étant constante sur la verticale, et le coefficient d'absorption du CO₂ étant très élevé dans une partie du domaine spectral, le CO₂ est le principal émetteur de flux à TOA au dessus de la tropopause. Comme on l'avait vu avec la figure 5.2, les contributions du méthane et de l'ozone au flux émis à TOA sont faibles. On voit néanmoins clairement avec le graphique de droite de la figure 5.4 où se situent ces contributions : le méthane a une concentration constante mais faible, et sa contribution au flux TOA vient surtout du bas de la troposphère où la température et la masse volumique sont plus élevées. C'est également le cas pour l'ozone, mais dont la contribution est également importante (de manière relative) entre 20 et 40 km, là où sa concentration augmente.

La figure 5.5 montre la dépendance spectrale de ces différentes émissions. Le graphique de gauche montre le spectre de toutes les réalisations Monte Carlo, pour le même calcul à TOA avec le profil MLS. Dans le graphique de droite, on a distingué chaque source d'émission, dont la surface. Trois "pics" d'émissions sont distinguables dans le spectre total : à environ 500 cm⁻¹, 800 cm⁻¹ et 1100 cm⁻¹. On voit dans le graphique de droite que pour ces pics d'émission, le rayonnement a été émis par la vapeur d'eau pour le premier, et par la surface pour les deuxième et troisième. L'émission liée au CO₂ se situe entre ces deux premiers pics, entre 550 cm⁻¹ et 750 cm⁻¹. On observe également que le creux situé vers 1050 cm⁻¹ dans le spectre total correspond à la zone spectrale principale pour l'émission de l'ozone : dans cette zone le flux émis par le sol et celui émis par la vapeur d'eau est plus faible, car masqué par l'ozone. On voit ainsi les zones spectrales dans lesquelles différentes espèces peuvent interagir entre elles.

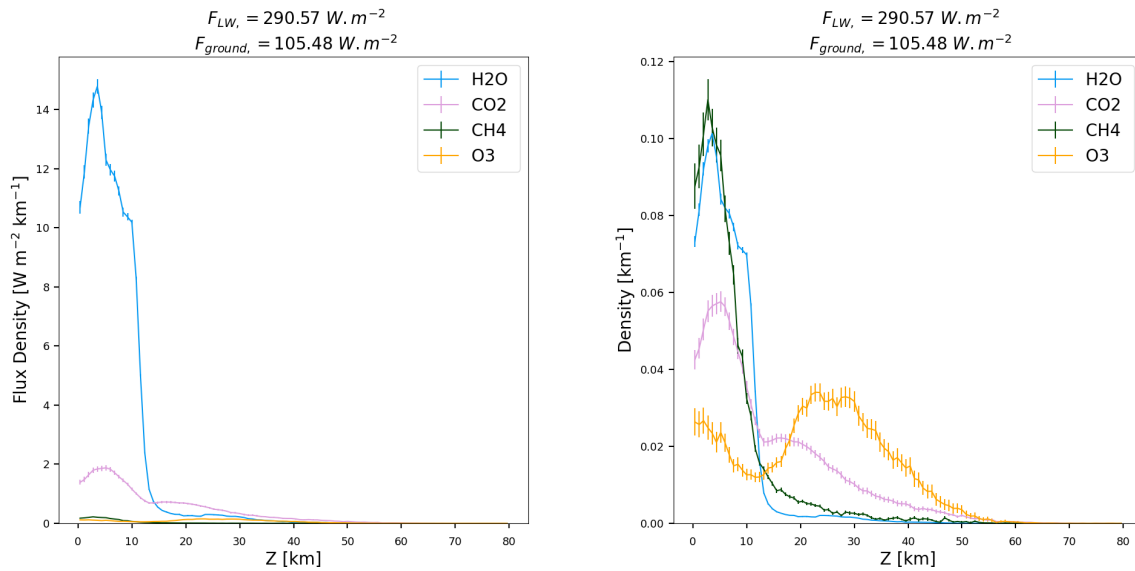


FIGURE 5.4 – Profils d’altitudes d’émission à TOA des différentes espèces gazeuses du profil MLS. À gauche est présenté le profil en densité d’énergie, qui permet de comparer l’énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce, et permet de voir, pour une espèce donnée, la loi de probabilité de l’altitude d’émission de cette espèce. Le flux total émis à TOA, ainsi que le flux émis à TOA par la surface, sont précisés au dessus.

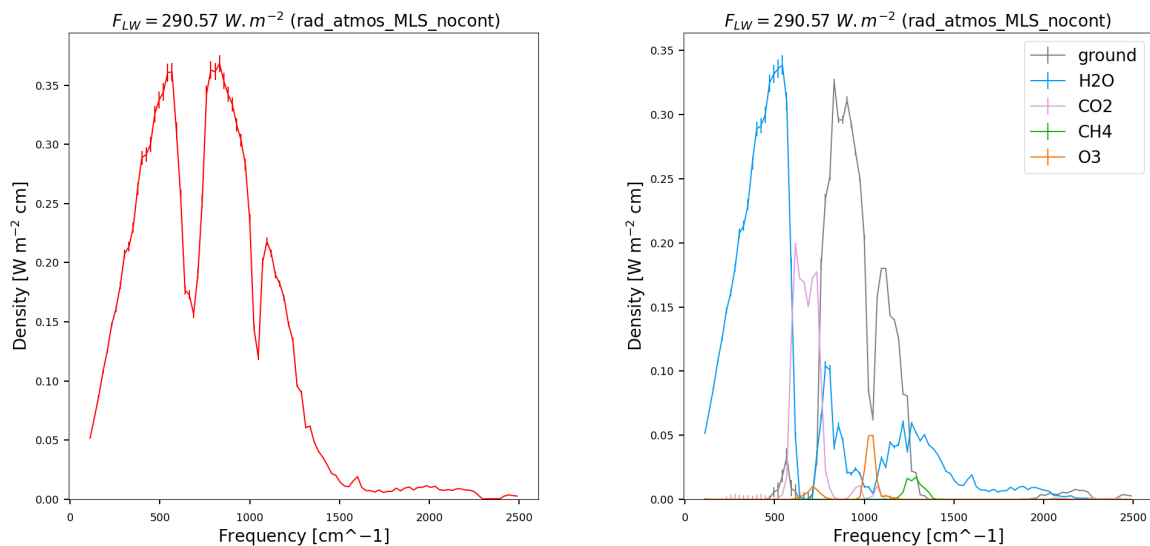


FIGURE 5.5 – Spectres d’émission du flux total LW reçu à TOA pour le profil MLS. À gauche le spectre correspond à tout le flux. À droite la source de chaque émission est distinguée, permettant ainsi d’observer le spectre d’émission de chaque espèce.

5.2.2 En présence de nuages

Nous utilisons maintenant RadForce pour visualiser l'effet des nuages et l'impact de l'hypothèse de recouvrement utilisée sur le flux au sommet de l'atmosphère. Pour cela nous calculons pour une scène nuageuse, le flux émis à TOA pour deux situations : dans un cas le recouvrement vertical des nuages est maximal-aléatoire et dans l'autre nous utilisons l'hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire. À partir d'un profil nuageux à la résolution verticale $dz=100$ m basé sur une simulation LES du cas ARM, nous calculons avec RadForce le flux émis au sommet du domaine. Les profils de température, pression, et concentration en vapeur d'eau sont ceux de la simulation LES. Les concentrations en CO_2 et CH_4 sont constantes sur la verticale à 287 ppm et 1.774 ppm respectivement. Un profil de concentration d'ozone est également pris en compte. La scène étudiée fait 4 km de haut, et le flux est donc calculé à cette altitude. La figure 5.6 montre le profil de densité de flux émis par chaque espèce en fonction de l'altitude, pour les deux cas (graphique du haut), et les profils d'émissions spécifiques aux nuages dans les deux situations (graphique du bas). Nous observons d'abord que le flux émis au sommet du domaine est une fois encore principalement dû à l'émission de la vapeur d'eau (218.80 W m^{-2} dans le cas du recouvrement maximum-aléatoire, 218.38 W m^{-2} dans le cas ERO). Ce flux augmente avec l'altitude, car l'épaisseur optique importante de la vapeur d'eau crée un effet de masquage : le flux émis vers l'espace par la vapeur d'eau près du sol est masqué par l'absorption de la vapeur d'eau située au dessus. Cet effet diminue avec l'altitude et le flux émis par la vapeur d'eau augmente donc en conséquence. Ensuite, à l'altitude de la couche nuageuse, entre 1.5 et 2.5 km, la quasi totalité de l'émission au sommet du domaine est liée aux nuages, malgré le fait que la fraction volumique nuageuse locale ne dépasse jamais 0.1 et que la couverture nuageuse totale soit d'environ 20%.

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 3, la différence de flux au sommet de l'atmosphère entre les deux hypothèses de recouvrement est faible, de seulement 0.51 W m^{-2} ici. Lorsque l'on regarde uniquement le flux émis par la couche nuageuse qui atteint le sommet du domaine à 4 km d'altitude, l'hypothèse de recouvrement semble jouer davantage : la couche nuageuse émet 5.84 W m^{-2} lors du recouvrement maximal, et 7.67 W m^{-2} quand l'hypothèse ERO est utilisée. Avec le recouvrement maximal, la couche nuageuse masque une partie de sa propre émission et émet donc moins au sommet du domaine. Avec l'hypothèse ERO, la couche nuageuse est plus étalée, et cet effet de masquage joue moins. Cela est visible sur le graphique du bas de la figure 5.6 : la différence de flux entre les nuages des deux recouvrement se situe dans la partie basse de la couche nuageuse, en dessous de 2 km. Cela est également visible (géométriquement) sur le graphique central de la figure 2 de l'article : avec le recouvrement ERO, la couverture nuageuse est davantage étalée, et une partie plus importante de la fraction nuageuse est en contact direct avec le sommet de l'atmosphère.

Cette différence d'environ 2 W m^{-2} dans le flux lié à la couche nuageuse ne se traduit cependant pas dans le flux total. C'est parce que cette différence est en partie compensée par une diminution du flux provenant de la surface : celui-ci passe de 93.06 W m^{-2} dans le cas du recouvrement maximum-aléatoire à 91.32 W m^{-2} dans le cas ERO. La couverture nuageuse totale étant plus importante dans ce dernier cas, une partie du flux émis par la surface est donc absorbé par la couche nuageuse.

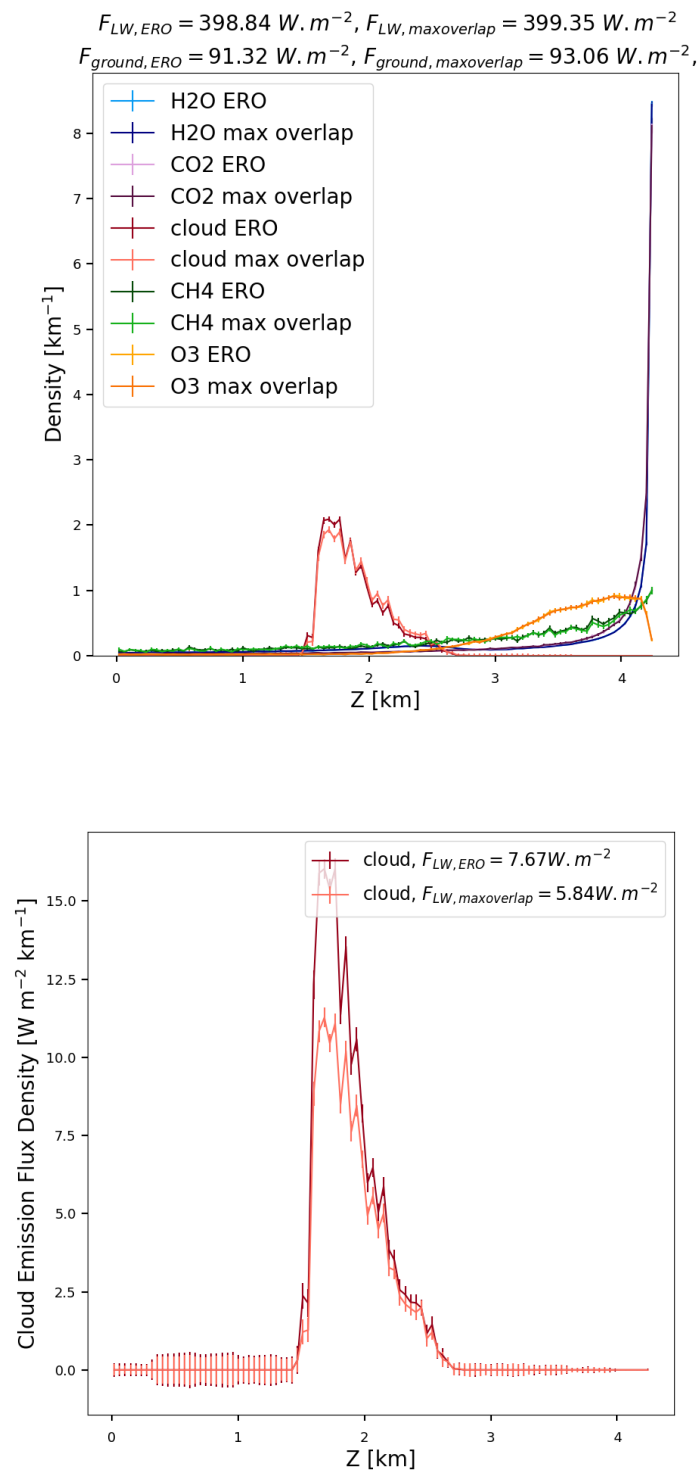


FIGURE 5.6 – Profils d’altitudes d’émission pour une scène nuageuse dont on calcule le flux LW TOA avec RadForce. Pour chaque figure deux situations sont présentées : le profil de la fraction nuageuse a été généré à la volée par RadForce sous l’hypothèse de recouvrement maximal (courbe rose), ou sous l’hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire avec une longueur de décorrélation de $L_\alpha=215$ m (courbe rouge). La figure du haut présente la densité d’émission de chaque espèce, pour les deux simulations, normalisée par le flux total émis par chaque espèce. La figure du bas présente la densité de flux émis par le nuage dans les deux situations.

5.3 Calculs et analyses de forçages en ciel clair

Nous utilisons maintenant RadForce pour estimer les forçages radiatifs de deux gaz à effet de serre : le CO₂ et la vapeur d'eau. Nous nous concentrons dans cette partie sur des calculs ciel clair, en particulier avec le profil MLS. Des calculs similaires en atmosphères nuageuses sont présentés dans la suite de ce chapitre. Les mêmes calculs ciel clair mais avec les quatre autres profils utilisés plus haut, sont présentés en annexe.

5.3.1 Effet d'un doublement de la concentration de CO₂

Pour calculer le forçage radiatif du CO₂, nous réalisons deux calculs : un calcul de flux TOA avec une concentration de CO₂ de 287 ppm, et un autre avec une concentration doublée, de 574 ppm. La figure 5.7 montre les profils d'émissions (en densité de flux à gauche et en densité de probabilité à droite) des différentes sources d'émission pour les deux calculs. Les profils d'émission de la vapeur d'eau et du CO₂ sont montrés plus spécifiquement par la figure 5.8. Le flux TOA est estimé à $290.57 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$ pour la valeur de référence du CO₂, et à $287.27 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$ pour une concentration de CO₂ doublée. Le forçage radiatif lié au doublement de la concentration en CO₂ est donc de 3.3 W m^{-2} . Le flux TOA provenant de la surface passe de 105.48 W m^{-2} à 101.82 W m^{-2} avec le doublement de la concentration en CO₂. Cela correspond à une différence de 3.66 W m^{-2} . Nous observons que le flux émis à TOA par la vapeur d'eau diminue de 3.08 W m^{-2} , de 146.08 W m^{-2} à 143 W m^{-2} . Le flux émis par le CO₂ augmente lui de 3.46 W m^{-2} , de 32.61 W m^{-2} à 36.07 W m^{-2} . Nous en déduisons donc que la principale cause de la diminution du flux total TOA lors du doublement de la concentration en CO₂ est la diminution du flux émis par le sol et la vapeur d'eau qui atteint l'espace. Le CO₂ supplémentaire vient donc masquer une partie du rayonnement émis par la surface et par la vapeur d'eau.

On observe sur la figure 5.7 que le doublement du CO₂ affecte surtout le profil d'altitudes d'émission de la vapeur d'eau et du CO₂ mais assez peu les profils de l'ozone et du méthane. Pour le CO₂ (droite, figure 5.8), on observe une augmentation du flux émis dans le bas de la troposphère : cette augmentation du flux correspond à l'augmentation de la concentration dans le bas de l'atmosphère, là où la température et la densité sont plus élevées. Mais l'augmentation du flux émis par le CO₂ est surtout visible au dessus de la tropopause vers 12 km. L'augmentation du flux émis par le CO₂ est donc principalement liée à de l'émission stratosphérique. Intéressons nous au profil d'altitude d'émission de la vapeur d'eau (gauche, figure 5.8). Dans le bas de la troposphère, une partie de l'émission de vapeur d'eau vers le sommet de l'atmosphère est masquée par l'augmentation de la concentration de CO₂. C'est ce masquage qui est responsable de la diminution du flux émis par la vapeur d'eau.

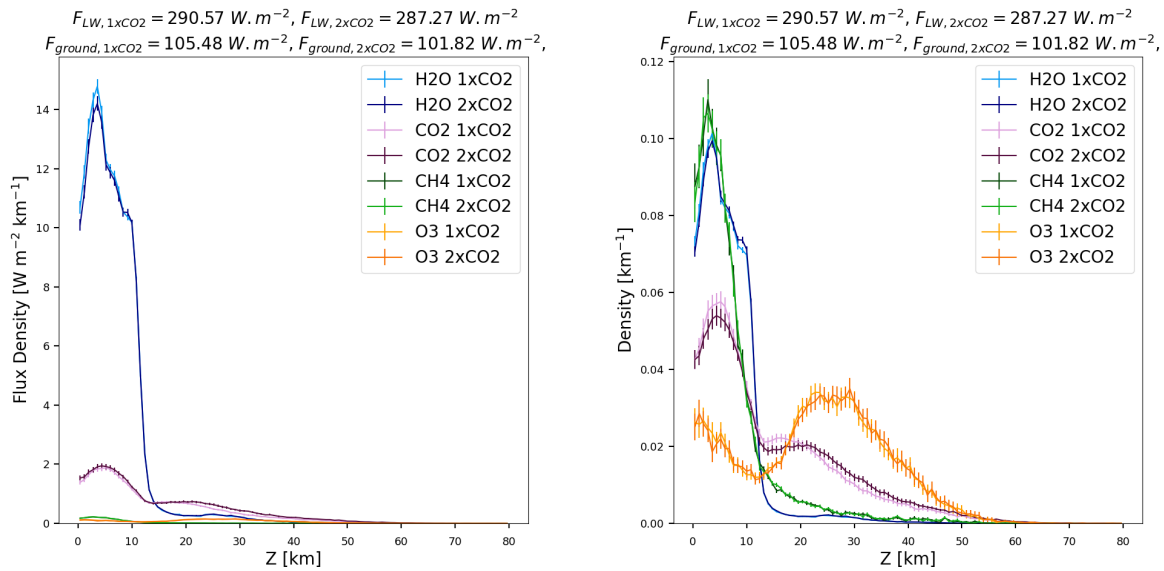


FIGURE 5.7 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO₂ pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce

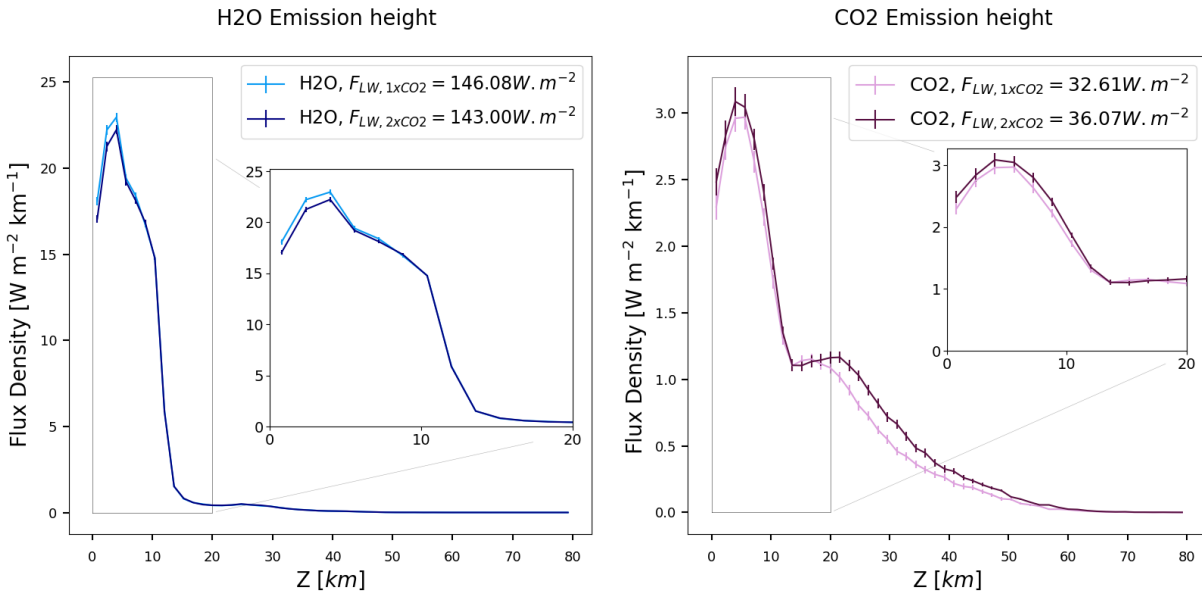


FIGURE 5.8 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO₂ (droite) lors du doublement de la concentration en CO₂ du profil MLS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

5.3.2 Effet de l'augmentation de la vapeur d'eau

Dans cette section nous réalisons une expérience similaire, pour le même profil MLS, où la concentration de vapeur d'eau a été augmentée de 20 %, uniformément sur toute la verticale. Comme précédemment, nous observons les profils d'émissions pour tous les gaz (figure 5.9 avec les profils de densité de flux à gauche, et de densité de probabilité pour chaque espèce à droite), ainsi que ces mêmes profils plus en détail pour la vapeur d'eau (figure 5.10 à gauche) et le CO₂ (figure 5.10 à droite). Lors de ces deux calculs, le flux estimé à TOA passe de 290.57 W m⁻² à 288.16 W m⁻², et le forçage radiatif causé par cette augmentation de la vapeur d'eau est donc de 2.41 W m⁻². Un calcul similaire fait par [Dufresne et al. \(2020\)](#), mais avec le continuum de vapeur d'eau, trouve 3.78 W m⁻². La diminution du flux au sommet de l'atmosphère causée par l'augmentation de la vapeur d'eau s'explique d'abord par la diminution du flux émis directement par le sol : ce flux est masqué par la vapeur d'eau et passe de 105.48 W m⁻² à 102.38 W m⁻².

Pour l'altitude d'émission de la vapeur d'eau, on observe deux phénomènes différents (gauche, figure 5.10). Dans le bas de la troposphère, l'émission vers l'espace de la vapeur d'eau diminue légèrement, car masquée par l'augmentation de la concentration de vapeur d'eau qui se situe plus haut. Dans le haut de la troposphère, cet effet de masquage est moins présent car l'épaisseur optique due à la vapeur d'eau est plus faible au dessus de la tropopause : on observe donc une augmentation de l'émission vers l'espace de la vapeur d'eau à ces altitudes (de 6 à 10 km, voir zoom du graphique de gauche de la figure 5.10). Au dessus de la tropopause, l'émission de la vapeur d'eau chute en même temps que sa concentration, et la faible épaisseur optique de la vapeur d'eau a pour conséquence que le flux émis par la vapeur d'eau n'augmente plus.

Pour le CO₂ (graphique de droite, figure 5.10), on observe également un effet de masquage de l'émission du CO₂ par l'augmentation de la vapeur d'eau, vers 5 km d'altitude. L'émission du CO₂ vers l'espace depuis cette altitude diminue donc légèrement, et le flux total émis par le CO₂ à TOA passe de 32.61 W m⁻² à 32.29 W m⁻².

Deux points importants permettent d'expliquer les différences entre cette expérience d'augmentation de la concentration de la vapeur d'eau, et celle d'augmentation du CO₂, présentée au dessus. D'abord, le CO₂ est un gaz mélangé dont la concentration est ici considérée comme constante, alors que la concentration en vapeur d'eau diminue avec l'altitude, et est surtout importante dans le bas de la troposphère. Cela explique en partie les différences entre les deux expériences en terme de masquages d'émissions entre les deux espèces. De plus, comme le montre la figure 5.11, les spectres d'absorption de ces deux espèces sont très différents. La vapeur d'eau a une absorption forte sur une plage importante de longueurs d'ondes, avec des variations plus faibles que celles pour le CO₂, dont le spectre présente (en échelle log) des pics d'absorption forts et définis sur des plages de longueurs d'ondes plus restreintes.

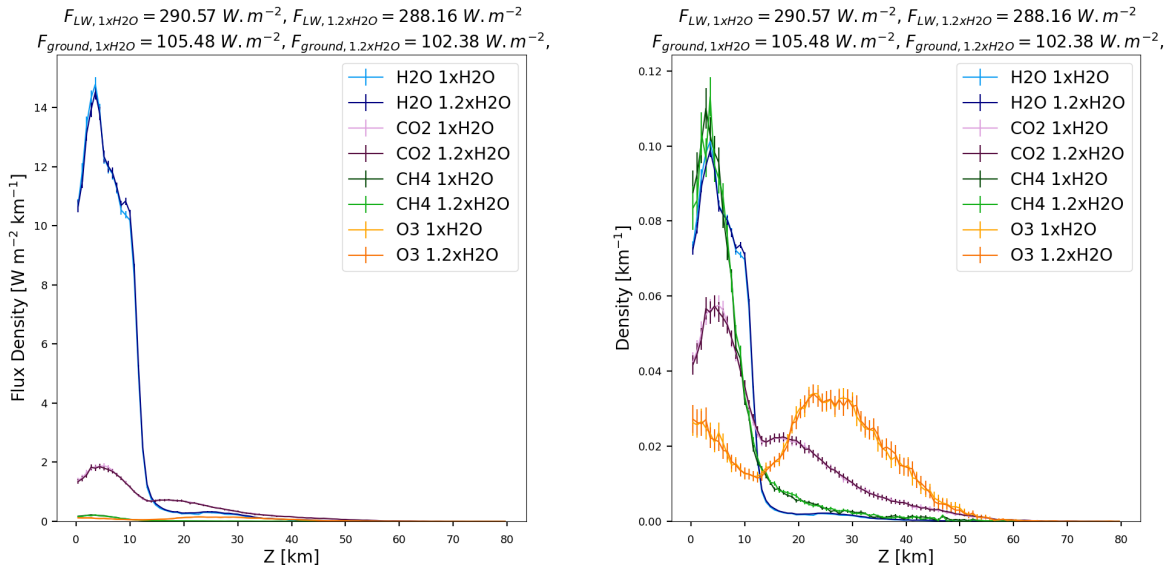


FIGURE 5.9 – Variations des altitudes d’émission des différentes espèces émettrices lors d’une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d’eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLS. À gauche est présenté le profil en densité d’énergie, qui permet de comparer l’énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

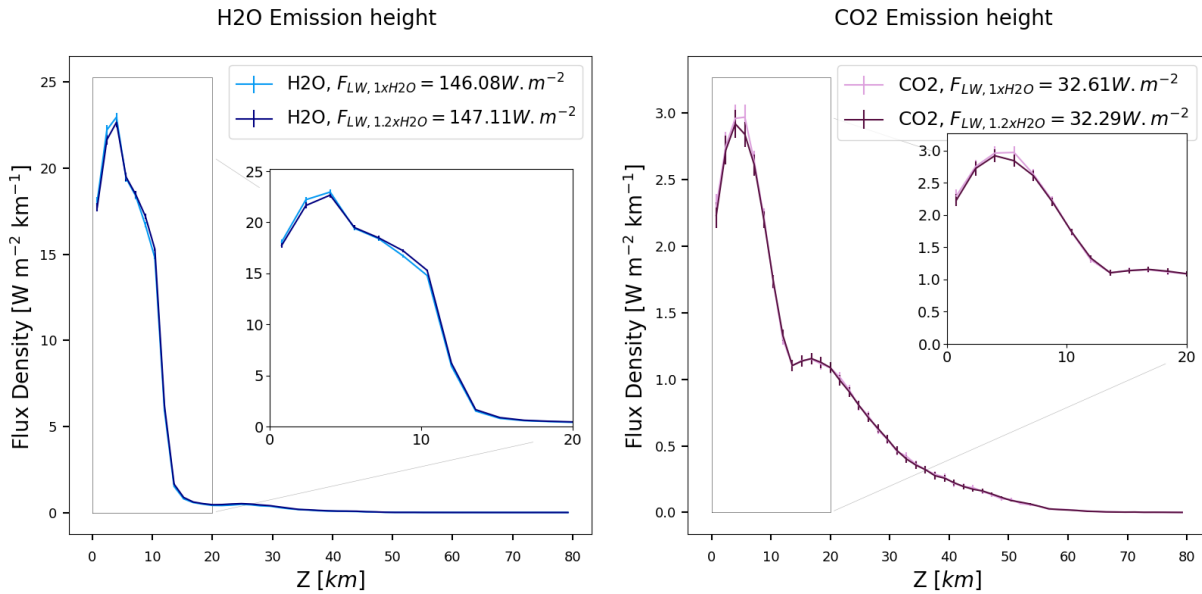


FIGURE 5.10 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d’eau (gauche) et le CO₂ (droite) lors d’une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d’eau du profil MLS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

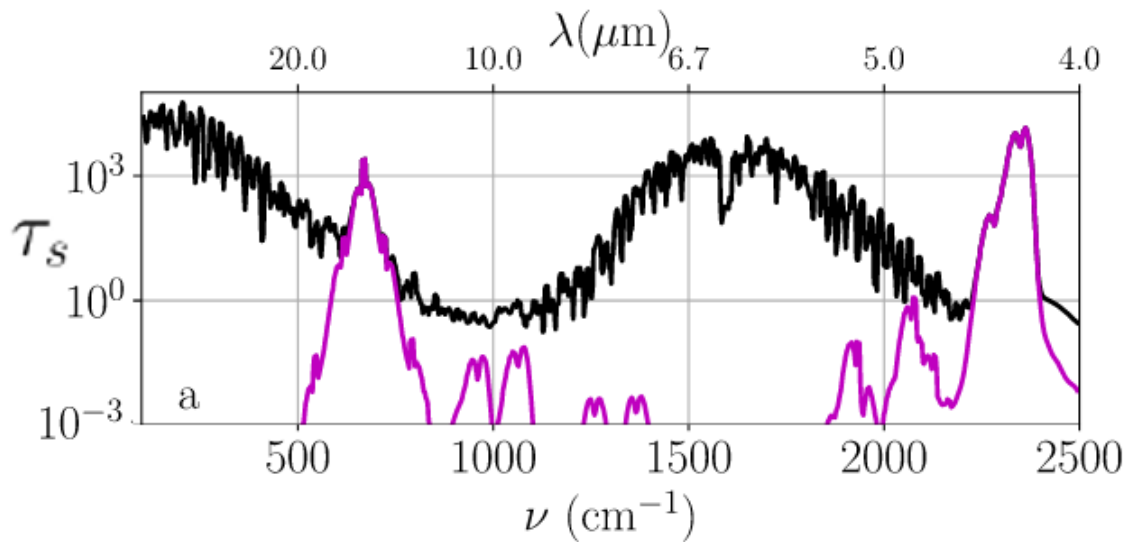


FIGURE 5.11 – Épaisseur optique de la vapeur d'eau (en noir) et du CO₂ (en violet) pour un profil MLS. Figure adaptée de [Dufresne et al. \(2020\)](#).

5.4 Calculs de flux à l'échelle globale sur une période climatique

Après avoir effectué des calculs pour quelques profils ciel clair, nous allons maintenant passer à des calculs portant sur des profils atmosphériques à l'échelle globale et sur une période climatique, puis également introduire les nuages. Pour cela nous utilisons les grandeurs données par une simulation du modèle LMDZ à l'échelle globale pour la période 2005-2015. Le choix de cette période est arbitraire, et nous permet dans un premier temps d'effectuer ces calculs sur une période climatique assez longue. Un travail complémentaire sera nécessaire concernant le choix d'une période spécifique et une éventuelle comparaison multi-modèles, les résultats présentés ici dépendant du modèle de climat utilisé.

Le calcul du flux global $\bar{\phi}$ au sommet de l'atmosphère, pour un échantillon de profils atmosphériques, peut-être présenté comme ceci :

$$\bar{\phi} = \int_{\Delta t} \frac{1}{\Delta t} dt \int_{TOA} \frac{1}{S} dS(\mathbf{x}) \int_0^{+\infty} d\lambda \int_{2\pi} \|\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}\| \mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}, t) d\boldsymbol{\omega} \quad (5.5)$$

Dans cette équation, chaque intégrale correspond à un échantillonnage différent : la première intégrale temporelle correspond au tirage de la date du profil pour la réalisation courante, et l'intégrale spatiale correspond au tirage de la latitude et de la longitude du profil. L'intégrale sur λ correspond au tirage de la longueur d'onde pour la réalisation courante, et la dernière intégrale correspond au tirage de l'angle de calcul pour la luminance \mathcal{L}_λ pour la réalisation courante. Pour chaque intégrale un terme de normalisation est ajouté afin d'avoir bien à la fin le flux TOA moyen global de tout l'échantillon. Pour chacun des N_s profils, nous tirons uniformément une date, une latitude et une longitude afin de déterminer la colonne verticale à choisir parmi celles de la simulation. Pour faciliter l'accès aux données, cette étape est réalisée avant le calcul radiatif, et les N_s profils sont ensuite stockés en mémoire. Puis, pour chaque profil, une longueur d'onde λ est échantillonnée

selon la fonction de Planck pour la température de la surface, dans l'intervalle de longueurs d'ondes choisi, ainsi que la direction \mathbf{u} dans laquelle est calculée la luminance \mathcal{L}_λ . Le terme de luminance \mathcal{L}_λ est ensuite calculé par RadForce par intégration sur l'espace des chemins. L'ensemble de cette procédure est schématisée par la figure 5.12.

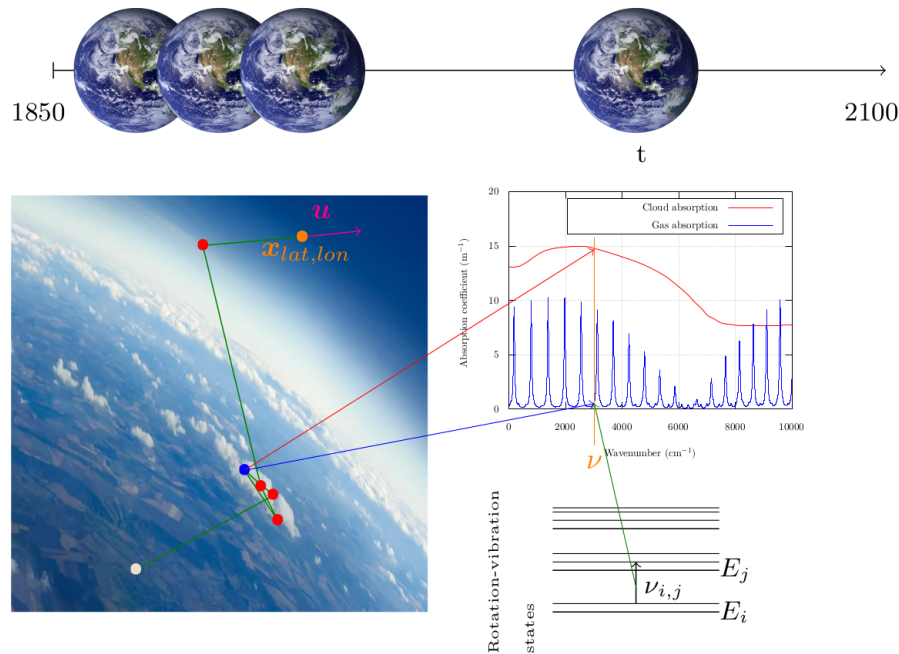


FIGURE 5.12 – Échantillonnage de profils atmosphériques à partir de simulations globales, et calcul de flux radiatifs au sommet de l’atmosphère. Différentes échelles et échantillonnages sont représentés : le choix des profils atmosphériques sur le globe pour des dates sur une période climatique (frise en haut), le tirage de la direction \mathbf{u} pour le calcul du flux à TOA et l’intégration sur l’espace des chemins radiatifs (photo de gauche), l’échantillonnage d’une espèce lors d’une collision (à droite, milieu), et l’échantillonnage des transitions pour les propriétés radiatives des gaz (à droite, bas). Figure issue de Nyffenegger et al (en préparation).

Nous présentons ici les résultats de ce calcul de flux TOA global pour un échantillon de $N_s = 10^6$ profils atmosphériques pris sur toute la surface de la Terre pendant les 10 ans de la période 2005-2015. Les données de départ sont des grandeurs instantanées issues d’une simulation réalisée avec LMDZ, toutes les 6 heures, avec un maillage horizontal de 143×144 et avec 79 niveaux verticaux. Les gaz pris en compte sont à nouveau H_2O , CO_2 , O_3 et CH_4 . Les nuages sont cette fois pris en compte, avec la connaissance de la fraction volumique de nuage à chaque altitude, ainsi que le contenu en eau liquide et le contenu en eau solide. Le recouvrement vertical des nuages est traité à la volée par RadForce comme cela a été présenté plus haut, et la longueur de décorrélation choisie est $L_\alpha = 2$ km. Comme cela a été fait plus haut pour les calculs ciel clair, les figures 5.13 et 5.14 présentent les profils d’altitudes d’émission et les spectres d’émission des différentes sources du flux à TOA.

Le flux total TOA est estimé à $239.538 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$, la surface en ayant émis $49.7 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$. La figure 5.13 présente les profils d'altitudes d'émission de chacun des gaz similaires à ceux calculés pour les profils ciel clair, et aussi le profil d'altitudes d'émission des nuages. Pour les nuages, on observe un pic d'émission entre 0 et 5 km qui correspond aux nuages bas : ceux-ci sont épais optiquement et sont à des températures plus élevées qui sont celles du bas de la troposphère. Le flux lié aux nuages est ensuite stable sur quelques kilomètres, jusqu'à 10-12 km. Ce palier correspond à l'émission des nuages hauts (les cirrus composés de cristaux de glace). Sur le graphique de gauche on observe à nouveau la domination des émissions liées au CO_2 au dessus de la tropopause. Dans le graphique de droite (densité de flux relatif à chaque espèce) on observe également l'augmentation des émissions de O_3 dans la couche d'ozone stratosphérique.

Un calcul similaire a été réalisé avec le même échantillon de profils, mais en enlevant les nuages (les profils d'émission associés sont présentés en annexe, section 7.4.1). Le flux TOA global y est estimé à $271.887 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$. Cela correspond à un effet radiatif des nuages de 32.3 W m^{-2} . Cette valeur est nettement supérieure à la valeur de la littérature de 26 W m^{-2} (présentée dans le chapitre d'introduction), mais il est important de rappeler que pour les calculs présentés ici, le continuum de la vapeur d'eau n'est pas pris en compte. De plus, les propriétés des nuages de glace utilisées ici (via des tables de propriétés de Mie) correspondent pour l'instant à un rayon effectif constant de $30 \mu\text{m}$. La dépendance des flux calculés à ce paramètre n'a pas encore été étudiée en détail, mais pourrait être importante : un calcul similaire mais avec des cristaux de glace de $10 \mu\text{m}$ cause par exemple une variation de 3 W m^{-2} sur le flux total.

La figure 5.14 montre les spectres d'émission global et des différentes espèces pour le calcul global en ciel nuageux. Pour les gaz, les résultats sont très similaires à ceux présentés pour les calculs ciel clair sur le profil MLS. Le spectre d'émission des nuages ressemble lui à celui de la surface, mais avec une contribution plus importante dans l'infrarouge lointain ($\nu < 600\text{cm}^{-1}$). Cette contribution est due à une température plus faible des nuages par rapport à la surface, ainsi qu'au fait que la concentration en vapeur d'eau est plus faible au dessus des nuages qu'au dessus de la surface.

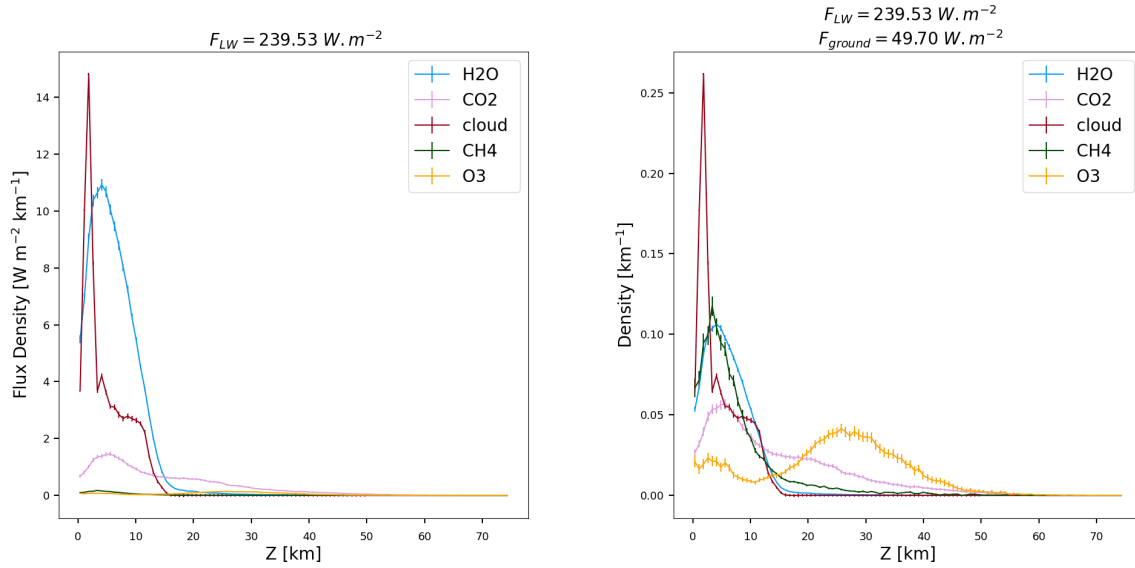


FIGURE 5.13 – Densité d’émission des différentes sources pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce sur un échantillon d’un million de profils atmosphériques issus d’une simulation du GCM LMDZ. La figure de gauche présente la distribution de flux émis par chaque espèce émettrice en fonction de l’altitude, la figure de droite la probabilité de l’altitude d’émission pour chaque espèce.

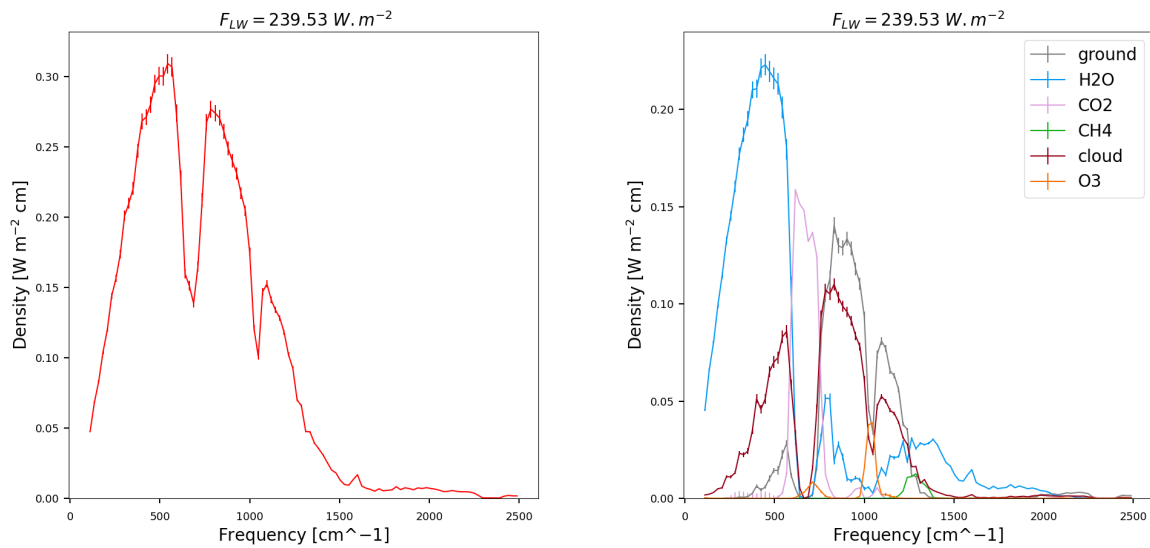


FIGURE 5.14 – Spectre d’émission pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce sur un échantillon d’un million de profils atmosphériques issus d’une simulation du GCM LMDZ. Le graphique de gauche montre le spectre total du flux émis à TOA, et le graphique de droite montre le spectre de chaque source. La somme des profils à droite correspond au profil de gauche.

Analyse de l'effet de serre de chaque source

Comme cela a été fait précédemment pour le profil MLS avec de la vapeur d'eau et du CO_2 , nous calculons ici la contribution de chaque espèce à l'effet de serre. Pour le même calcul de flux total TOA, nous utilisons l'équation (5.4) pour distinguer l'effet de chaque source. La figure 5.15 montre les résultats obtenus. À nouveau, ceux-ci ne prennent pas en compte le continuum de vapeur d'eau, et la contribution des nuages est susceptible d'être modifiée si des propriétés radiatives différentes sont prises en compte pour les cristaux de glace. On retrouve ici un effet dominant de la vapeur d'eau dans l'effet de serre, suivie des nuages et du CO_2 qui ont des contributions à l'effet de serre proches.

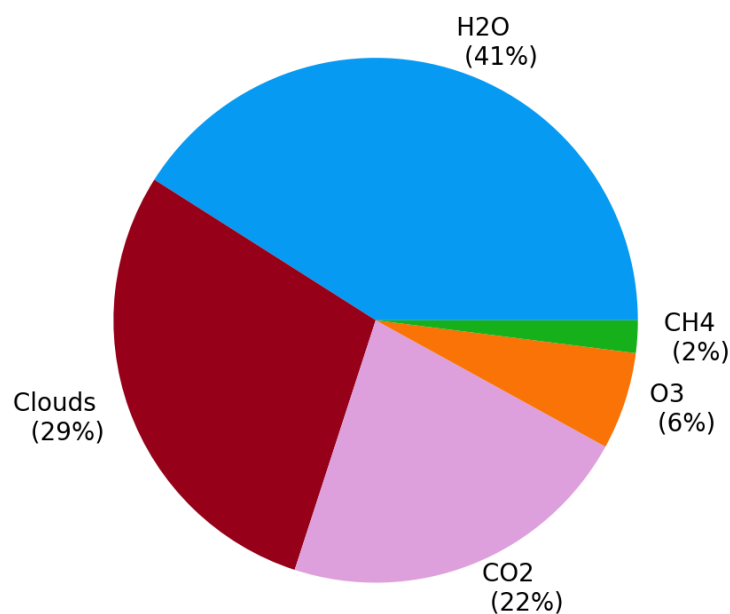


FIGURE 5.15 – Répartition de l'effet de serre entre les différentes espèces atmosphériques, pour un calcul de flux TOA. La distinction de l'effet de serre individuel de chaque espèce est faite avec l'équation (5.4). Le profil atmosphérique est l'échantillon global nuageux constitué de $N_s = 10^6$ colonnes verticales.

5.5 Calculs et analyses de forçages globaux

Nous présentons maintenant les estimations par RadForce du forçage radiatif causé par un doublement de la concentration de CO_2 . Comme dans la section précédente nous calculons le forçage instantané au sommet de l’atmosphère lié à un doublement de la concentration de CO_2 sur l’échantillon global. Cette concentration passe de 287 ppm à 574 ppm, les autres paramètres du calcul restant inchangés. Le même échantillon global de profils atmosphérique est utilisé. Nous négligeons donc l’ajustement de la température, notamment dans la stratosphère (Hansen et al., 1997; Huang et al., 2016). Cet effet est néanmoins important et peut affecter jusqu’à 40% la valeur de ce forçage radiatif (Zhang and Huang, 2014; Huang et al., 2016).

Pour le flux total TOA, sa valeur passe de $271.82 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$ à $268.71 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$ en ciel clair, et de $239.538 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$ à $237.28 \pm 0.1 \text{ W m}^{-2}$ avec les nuages, lors du doublement de concentration du CO_2 . Le forçage radiatif associé est donc de 3.11 W m^{-2} en ciel clair et de 2.26 W m^{-2} avec les nuages. Les nuages ont donc un effet de réduction globale du forçage radiatif lié au CO_2 (Huang et al., 2016; Pincus et al., 2020). La figure 5.16 présente l’évolution des profils d’altitudes d’émission pour le CO_2 et la vapeur d’eau pour le calcul de forçage dans la situation ciel clair, et la figure 5.17 les mêmes profils mais dans le cas nuageux. Pour le calcul ciel clair les résultats sont similaires aux calculs présentés avec le profils MLS : le CO_2 masque la vapeur d’eau et la surface, et la diminution de flux total est donc due à une absorption du flux émis par la surface et la vapeur d’eau par le CO_2 supplémentaire.

Dans le cas nuageux, la diminution du flux émis par la surface qui arrive à TOA est plus faible, avec une valeur de 1.46 W m^{-2} . Comme on peut le voir sur la figure 5.17, l’augmentation du flux émis par le CO_2 à cause de l’augmentation de sa concentration est de 2.9 W m^{-2} alors que la diminution de l’émission liée à la vapeur d’eau est de 1.88 W m^{-2} . Ces différences de flux changent par rapport au cas ciel clair. On note également une diminution de l’émission liée aux nuages (non montrée sur la figure) : cette émission passe de 56.66 W m^{-2} à 55.17 W m^{-2} : comme pour la vapeur d’eau dans le calcul ciel clair, l’augmentation de la concentration en CO_2 masque donc une partie des émissions des nuages.

On observe également que l’augmentation des émissions liées au CO_2 (graphique de gauche) se fait une nouvelle fois dans la stratosphère, là où la concentration en vapeur d’eau est quasi-nulle, et où les émissions du CO_2 atteignent plus directement le sommet de l’atmosphère. Pour la vapeur d’eau (graphique de droite), la diminution de ses émissions a principalement lieu dans la troposphère, par un masquage par le CO_2 .

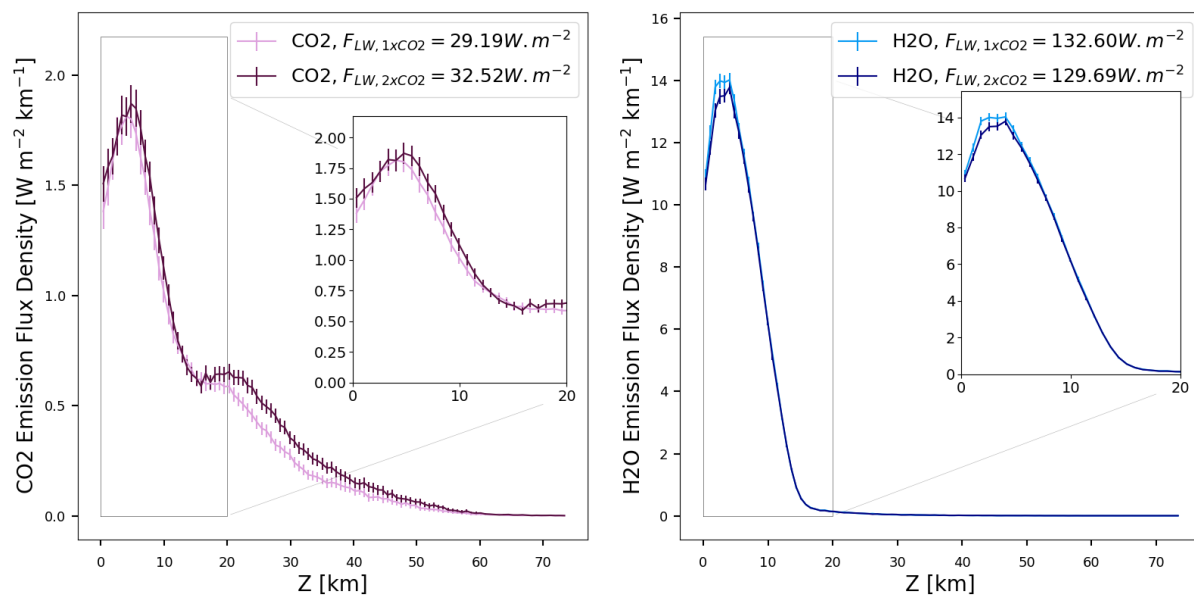


FIGURE 5.16 – Variation des profils d'émission du CO₂ (gauche) et de la vapeur d'eau (droite) pour un doublement de la concentration du CO₂ du profil global **sans nuages** lors d'un calcul de flux LW émis à TOA par RadForce.

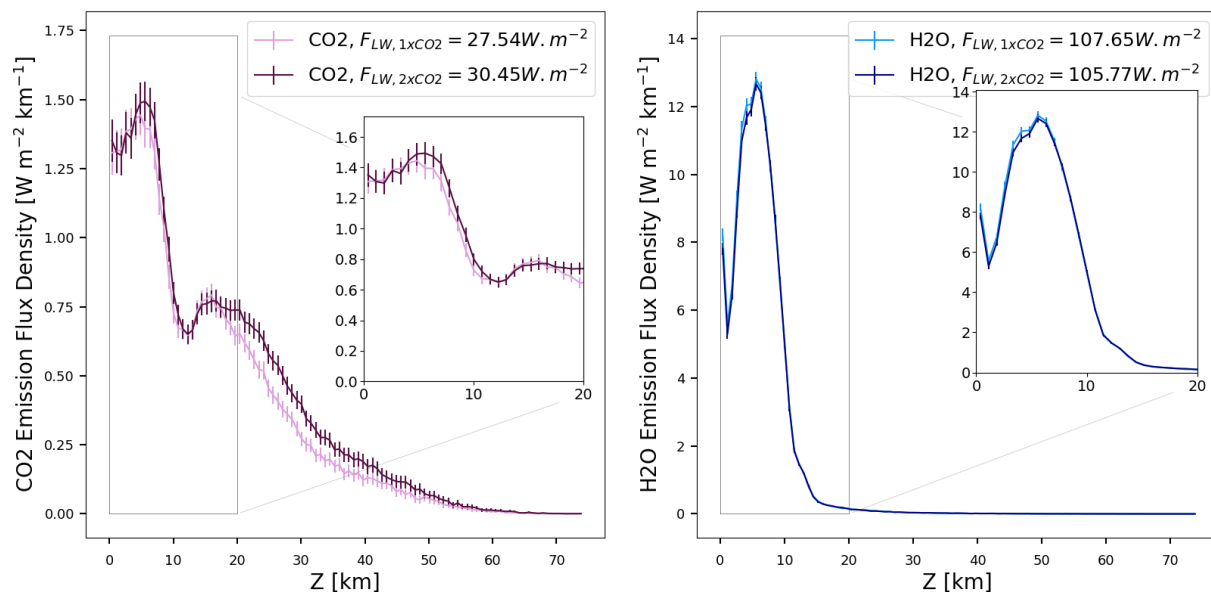


FIGURE 5.17 – Variation des profils d'émission du CO₂ (gauche) et de la vapeur d'eau (droite) pour un doublement de la concentration du CO₂ du profil global **nuageux** constitué d'un million de profils atmosphériques tirés d'une simulation de LMDZ, lors d'un calcul de flux LW émis à TOA par RadForce.

5.6 Bilan et perspectives

Nous avons présenté dans ce chapitre des calculs réalisés avec l’algorithme RadForce présenté dans le chapitre précédent. Ce code permet de simuler la structure verticale des nuages à la volée, mais également d’utiliser une approche raie-par-raie dans un algorithme de Monte Carlo. Cette particularité nous permet de distinguer les sources de chaque émission dans les calculs de flux au sommet de l’atmosphère présentés ici. Nous pouvons grâce à cela obtenir, en même temps que les valeurs des flux calculés, les profils d’altitudes d’émission associés, pour chacune des sources du flux au sommet de l’atmosphère : les gaz, les nuages et la surface. Nous pouvons également utiliser ce résultat, pour calculer, pour un profil donné, la contribution de chaque source à l’effet de serre total.

Les calculs présentés ici ne prenaient pas en compte le continuum de vapeur d’eau, et seront prochainement améliorés. Cependant, nous avons déjà pu utiliser les nouveaux diagnostics de profils d’altitude d’émission afin d’analyser certains calculs. On retiendra notamment les interactions entre la vapeur d’eau et le CO_2 , notamment les effets de masquage lors de l’augmentation d’un de ces deux gaz à effet de serre. Lors de l’étude de l’effet d’un doublement de la concentration en CO_2 , on observe surtout une augmentation de l’émission stratosphérique du CO_2 , en accord avec [Jeevanjee et al. \(2021\)](#).

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Contents

6.1	Principaux résultats	132
6.1.1	Rappel du contexte et des objectifs de cette thèse	132
6.1.2	Modélisation de la structure verticale des nuages	132
6.1.3	Échantillonnage à la volée de la structure verticale des nuages, et analyse de résultats obtenus avec le code RadForce	133
6.2	Perspectives	135
6.2.1	Concernant le recouvrement vertical des nuages	135
6.2.2	Concernant la suite du projet MCGRad	136

6.1 Principaux résultats

6.1.1 Rappel du contexte et des objectifs de cette thèse

Le projet MCGRad a pour objectif de calculer le bilan radiatif et le forçage radiatif pour les principaux gaz à effet de serre par une méthode de Monte Carlo, à l'échelle globale et sur une période climatique, avec les prises en compte explicites de la structure en raies de l'absorption par les gaz, et avec une représentation simplifiée de la structure 3D des nuages. Un code de Monte Carlo raie-par-raie a été développé dans le cadre de la thèse de Yaniss Nyffenegger-Pere. L'objectif de cette thèse était de modéliser la structure 3D des nuages à partir de grandeurs macroscopiques typiquement produites par les GCM climatiques ou météorologiques, implémenter ce modèle dans le code Monte Carlo ciel clair, et utiliser ce modèle pour analyser les échanges par rayonnement dans le système climatique terrestre.

6.1.2 Modélisation de la structure verticale des nuages

La modélisation de la structure 3D des nuages est rapidement apparue comme un objectif trop ambitieux, notamment du fait du manque de connaissances sur cette structure. Si on fait l'hypothèse que le transport horizontal de rayonnement est du second ordre lors d'un calcul de transfert radiatif en milieux nuageux, alors on peut utiliser l'approximation classique plan-parallèle. Avec cette hypothèse, la connaissance de la structure 3D complète des nuages n'est plus nécessaire, et la connaissance de la seule structure verticale des nuages suffit. Dans le cadre du projet MCGRad nous souhaitons développer une méthode de générations de sous-colonnes nuageuses à partir de profils verticaux issus de simulations de GCM. Ces sous-colonnes devant être utilisées afin de calculer des flux radiatifs avec l'hypothèse colonnes-indépendantes, nous sommes concentrés sur la prise en compte du recouvrement vertical de la fraction nuageuse. Pour un profil vertical de fraction nuageuse et pour un profil de contenu en eau liquide donné, la représentation correcte de la couverture nuageuse totale d'une scène peut en effet être du premier ordre dans le calcul de flux intégré au sommet de l'atmosphère.

Dans le chapitre 3 et l'article qui y est présenté, nous avons développé un formalisme permettant la prise en compte du recouvrement exponentiel-aléatoire afin de générer des sous-colonnes d'états nuageux dans le cadre d'une approche "modèle parfait". Afin de tester les propriétés géométriques et radiatives des échantillons créés, nous utilisons des champs nuageux issus de simulations LEM comme référence. Ces simulations correspondent à quatre cas de cumulus (continentaux et océaniques), que nous considérons comme représentatifs, d'un point de vue géométrique et radiatif, de champs de cumulus. Pour chaque simulation nous moyennons les champs 3D en un unique profil de résolution verticale Dz plus grossière que la résolution du LES, $dz < Dz$. Nous utilisons ensuite ce profil pour générer un échantillon de sous-colonnes avec la même résolution verticale dz que la simulation d'origine. Pour chaque simulation, l'échantillon ainsi généré a la même couverture nuageuse totale que le champ LES d'origine, ainsi que le même contenu en eau liquide à chaque altitude. Nous comparons ensuite les propriétés géométriques et radiatives de l'échantillon et de la simulation d'origine. D'un point de vue géométrique, les échantillons générés n'ont pas seulement la même couverture nuageuse totale que les LES : le recouvrement-exponentiel aléatoire permet également une bonne représentation du profil vertical de la couverture nuageuse : à chaque altitude, la couverture nuageuse cumulée sous cette altitude (ou au dessus de cette altitude), est très similaire entre l'échantillon et la simulation d'origine (figure 2 de l'article). D'un point de vue radiatif, nous calculons l'albedo nuageux des échantillons générés et des simulations d'origine avec l'hypothèse colonnes-indépendantes, et trouvons que pour les cas étudiés, cette différence est très faible, d'environ 2%.

Ces calculs étant faits sur un maillage avec la résolution verticale des LES (25 m), nous avons adapté cette méthode pour générer les échantillons directement sur le maillage grossier (100 m ou 200 m pour les cas étudiés), mais en prenant quand même en compte la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse. Nous montrons que cette variabilité sous-maille, qui n'est pas prise en compte par les modèles de climat, conduit à sous-estimer de 40 à 50% la fraction surfacique locale. Si l'on veut compenser cette sous-estimation pour avoir la bonne couverture totale, alors il faut utiliser des valeurs du paramètre de recouvrement α (et donc des longueurs de décorrélation) très faibles. Même si cette compensation est parfaite du point de vue de la couverture totale, il n'en reste pas moins une erreur de 10% sur le calcul de l'albedo des nuages dans le spectre solaire. De plus, nous montrons que la longueur de décorrélation L_α associée au paramètre de recouvrement α dépend de l'épaisseur des couches nuageuses considérées, c'est-à-dire de la résolution verticale. Nous montrons que cette dépendance à la résolution verticale explique, au moins en partie, les importants écarts entre les différentes longueurs de décorrélation présentes dans la littérature. Enfin nous montrons qu'il est possible d'utiliser une longueur de décorrélation relativement indépendante de la résolution verticale, quand sont prise en compte de manière cohérente, à la fois la résolution verticale utilisée pour la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse, et la résolution verticale de l'échantillon généré. Enfin nous montrons que pour le spectre infrarouge, à partir du moment où la couverture totale d'une scène (et son contenu en eau liquide) est correctement représentée, les effets d'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction ont peu d'impact radiativement ($\approx 0.5 \text{ W m}^{-2}$).

Le recouvrement exponentiel-aléatoire permet donc, pour les cas étudiés, une bonne représentation des propriétés géométriques et radiatives des nuages à partir des informations macroscopiques classiquement fournies par les GCM atmosphériques. Cette approche faisant l'hypothèse plan-parallèle, nous avons pu vérifier que les effets radiatifs 3D (transport horizontal du rayonnement) étaient effectivement de second ordre dans les cas étudiés (voir Annexe 7.2). Nous avons donc les moyens pour inclure une modélisation de la structure verticale des nuages dans la modélisation des échanges radiatifs atmosphériques par Monte Carlo.

Au delà de cet objectif, nos résultats ont aussi des implications pour le développement de paramétrisations pour les GCM. Aujourd'hui, à notre connaissance, aucun GCM ne prend en compte l'hétérogénéité sous-maille de la fraction nuageuse, et de nombreux GCM utilisent encore l'hypothèse de recouvrement maximum-aléatoire. Les modèles utilisant l'hypothèse exponentiel-aléatoire le font avec des longueurs de décorrélation constantes, souvent de l'ordre de 1 à 2 km. Nous avons montré que ces hypothèses sont en partie responsable du biais "too few too bright" toujours présents dans de nombreux modèles. L'utilisation du formalisme ERO développé dans cette thèse, en particulier la dépendance de la longueur de décorrélation à la résolution verticale des modèles et la prise en compte de l'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse devrait contribuer à réduire ce biais.

6.1.3 Échantillonnage à la volée de la structure verticale des nuages, et analyse de résultats obtenus avec le code RadForce

Dans le chapitre 4 nous avons intégré le formalisme ERO développé pour le recouvrement vertical des nuages dans le code de transfert radiatif par Monte Carlo RadForce. Nous avons montré qu'il est possible de générer les sous-colonnes d'états nuageux "à la volée" pendant l'échantillonnage des chemins radiatifs par Monte Carlo. Cette première prise en compte du profil vertical de la fraction nuageuse par un algorithme de Monte Carlo ouvre la porte à d'autres développements,

dont certains sont mentionnés plus bas. Dans le chapitre 5, nous avons utilisé le code RadForce pour différents calculs de flux infrarouge. Ce code, qui utilise une approche raie-par-raie pour les propriétés d'absorption des gaz, permet de calculer des flux infrarouges, à la surface ou au sommet de l'atmosphère, pour des profils atmosphériques 1D, sous l'hypothèse colonnes-indépendantes. Il permet notamment d'identifier pour chaque réalisation Monte Carlo, les données de l'éventuelle émission correspondante : espèce gazeuse (ou la surface), température et altitude d'émission, fréquence d'émission et énergie radiative associée.

Nous calculons avec RadForce un forçage radiatif lié à un doublement de la concentration en CO_2 de 3.3 W m^{-2} pour le profil ciel clair MLS. Pour l'échantillon global de $N_s = 10^6$ profils atmosphériques, représentatif de la période 2005-2015 simulée par LMDZ, le forçage radiatif lié à une augmentation du CO_2 est de 2.26 W m^{-2} . Au delà de ces valeurs, la visualisation des profils d'altitudes d'émission nous permet d'analyser d'où vient le flux émis à TOA, et comme ce flux se répartit entre les différentes sources. On observe également l'interaction entre les différentes espèces : par exemple quand la concentration en CO_2 augmente, celui-ci masque l'émission de la vapeur d'eau de la basse troposphère, et émet plus dans la stratosphère, là où la vapeur d'eau n'est plus présente.

Pouvoir distinguer les sources du flux émis nous permet également de distinguer, pour un profil donné, les contributions des différentes espèces à l'effet de serre total. La méthode classiquement employée jusqu'alors consistait à réaliser différents calculs en supprimant un à un les différents gaz pour estimer leur effet de serre individuel. Cela ne permet cependant pas de résoudre les effets non-linéaires liés au recouvrement spectral des différentes espèces. La méthode employée ici nous permet, par un unique calcul de RadForce, d'estimer directement la contribution individuelle de chaque espèce.

Nous avons donc pu présenter les premiers résultats obtenus grâce à l'algorithme RadForce. Ce nouvel outil permet d'un côté d'obtenir des valeurs de flux en prenant en compte une approche raie-par-raie pour l'absorption des gaz, mais génère également le recouvrement vertical des nuages pendant l'échantillonnage de l'espace des chemins. Ce code permet également d'obtenir des diagnostics nouveaux (altitudes d'émission et spectres d'émission pour chaque source du rayonnement), afin d'approfondir les analyses des calculs de flux. Plusieurs perspectives concernant son utilisation et son développement sont présentées dans la section suivante.

6.2 Perspectives

Pour conclure, nous présentons ici certains des développements en cours, ainsi que les perspectives directement reliées au travail effectué pendant cette thèse, mais aussi certaines idées qui pourraient être considérées suite aux développements présentés ici.

6.2.1 Concernant le recouvrement vertical des nuages

Comme cela a été dit dans le chapitre 3 et dans la conclusion de l'article, les résultats concernant le recouvrement exponentiel-aléatoire étant basées sur des simulations de cumulus, il serait intéressant de les reproduire pour d'autres types de nuages. Les autres nuages de couche limite peuvent-ils être modélisés de la même façon avec le formalisme ERO ? Quelles longueurs de décorrélation pour des nuages avec une extension verticale plus importante, notamment les nuages de convection profonde ? Il serait également intéressant d'essayer de reproduire ces résultats avec des observations in-situ, et de les comparer avec les résultats présentés ici pour des simulations LES à haute résolution. La future mission satellite EarthCARE promet également de nouveaux jeux de données nuageuses globales à une résolution verticale plus haute que celles des instruments de CloudSat et CALLIPSO, qui ont fourni les observations utilisées par une grande partie des études de la littérature sur le recouvrement vertical des nuages.

La longueur de décorrélation étant le plus souvent considérée comme indépendante de la résolution verticale dans les GCM, le formalisme ERO pourrait être appliqué à une paramétrisation prenant en compte la variation de L_α avec la résolution verticale pour le recouvrement nuageux, mais également la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse. Il serait alors nécessaire de quantifier l'impact d'une telle paramétrisation sur le fonctionnement du GCM, notamment l'impact radiatif des nuages. Certains des paramètres concernant l'interaction nuage-rayonnement étant optimisés par du tuning dans les modèles, la prise en compte d'une telle paramétrisation nécessiterait un travail important de réajustement.

Si l'hétérogénéité horizontale du contenu en eau liquide, et sa prise en compte lors de calculs radiatifs dans le spectre solaire a été mentionnée, la corrélation verticale de cette hétérogénéité (dite corrélation de rang) n'a pas été explorée. Elle peut néanmoins avoir un impact non-négligeable sur le rayonnement. L'adaptation du formalisme ERO à la modélisation de cette corrélation est également une piste de recherche, notamment en lien avec les hypothèses de recouvrement faites par certains simulateurs d'observables.

Enfin, tous les développements liés au recouvrement vertical des nuages présentés ici supposent l'hypothèse colonnes-indépendantes, et ne modélisent qu'un aspect unidimensionnel de la distribution des nuages. Pourtant, les effets radiatifs 3D des nuages ne sont pas toujours négligeables, et représentent aujourd'hui un sujet de recherche à part entière. Il serait donc intéressant d'essayer de lier les problématiques de recouvrement des nuages à celles des effets 3D. Certains développements ont été réalisés pendant cette thèse dans cette direction (voir figure 6.1) et sont mentionnés en annexe. Ils mériteraient d'être explorés plus en profondeur, et pourraient alors être appliqués à la création d'un algorithme de génération de scènes nuageuses représentant - au moins en partie - la structure tridimensionnelle des nuages.

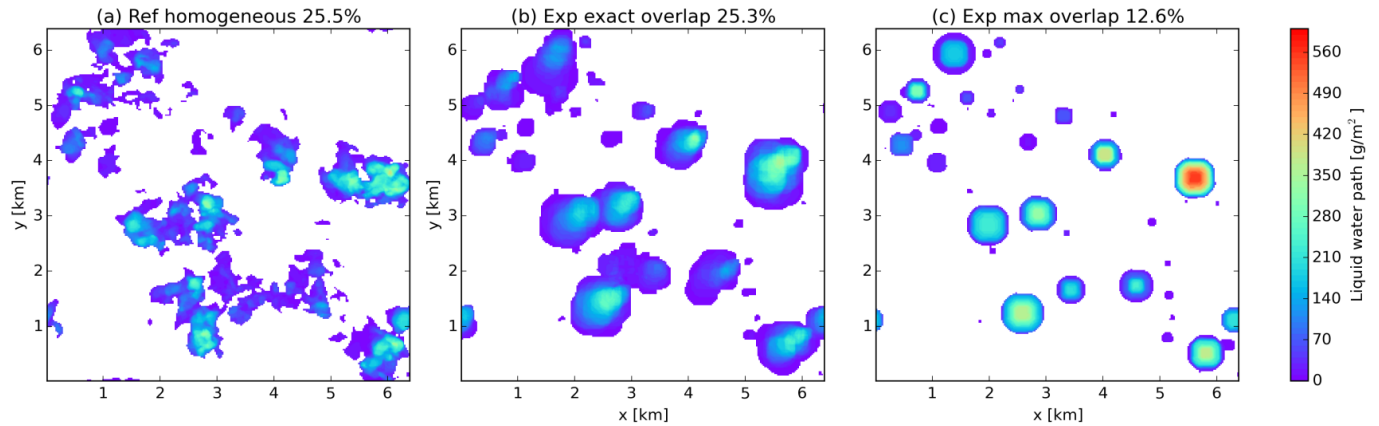


FIGURE 6.1 – Deux façons de modéliser la distribution spatiale des nuages et de leur contenu en eau liquide, pour un champ de cumulus. Dans chaque cas est montré la carte du contenu en eau liquide intégré (Liquid Water Path, LWP). À gauche est présenté le champ nuageux d’origine, issu d’une simulation LES de résolution 25 m. Pour la carte du milieu, chaque nuage a été reproduit avec un empilement de disques, chacun ayant la même surface que le nuage de la simulation d’origine pour la même altitude. Les disques ont un contenu en eau liquide homogène à chaque altitude, et se recouvrent avec une hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire de paramètre α calculé pour reproduire la couverture totale de la simulation. À droite le recouvrement de ces disques est maximal, et leur contenu en eau liquide utilise la même hypothèse que l’algorithme TripleClouds, avec un contenu en eau liquide plus faible sur les bords du disque, et plus concentré au milieu. Le cas utilisé est ARM. Certains développements similaires sont présentés en annexe.

6.2.2 Concernant la suite du projet MCGRad

L’algorithme RadForce, présenté dans le chapitre 4, et utilisé pour produire les résultats du chapitre 5, est en cours de développement. Les calculs présentés ne prennent par exemple pas en compte l’absorption liée au continuum de vapeur d’eau. Sa prise en compte permettra d’obtenir des résultats plus complets, et davantage comparables avec d’autres estimations de la littérature, par exemple le flux infrarouge en surface et au sommet de l’atmosphère, ou le forçage radiatif lié au doublement de la concentration de CO_2 . D’autres améliorations sont également prévues concernant les nuages, comme la prise en compte de l’hétérogénéité horizontale du contenu en eau liquide et sa corrélation verticale. Les propriétés radiatives des cristaux de glace et leur impact sur les calculs de flux présentés méritent également un traitement particulier, et la thèse de Julie Carles qui est en cours s’intéresse à l’impact radiatif des nuages hauts.

Comme nous l’avons montré dans le chapitre 5, le code RadForce nous donne accès à de nouveaux diagnostics pour analyser des calculs de flux au sommet de l’atmosphère et en surface, grâce aux profils d’altitudes d’émission de chaque source émettrice, mais aussi leurs spectres. Cela nous permet de différencier l’effet de chaque espèce et leurs interactions, notamment pour les estimations de forçages radiatifs. Les résultats présentés n’utilisent qu’en partie les nombreuses possibilités offertes par ces outils, et de plus amples analyses sont en cours. En particulier nous n’avons pas présenté ici certaines analyses spectrales rendues possible par ces nouvelles représentations (par exemple concernant l’élargissement de profil de raie du CO_2 lors de l’augmentation de sa concentration, voir [Jeevanjee et al. \(2021\)](#)). D’autres calculs pourront être faits pour calculer les flux, à la fois montant et descendant, à différentes altitudes, et ainsi peut être reproduire des profils verticaux de taux de chauffage sur la hauteur de l’atmosphère. Si cela n’a pas été mentionné ici, les temps de calculs de

RadForce sont très faibles : les calculs présentés ici durent environ 5 minutes pour 10^6 réalisations sur un seul processeur d'ordinateur portable. La parallélisation permettra une réduction importante de ces temps, permettant ainsi de réaliser de nombreux calculs.

De nombreuses possibilités concernant le recouvrement à la volée n'ont pas encore été étudiées : une analyse de l'échantillon global de profils atmosphériques tirés d'une simulation LMDZ est en cours, et soulève certaines questions : si une longueur de décorrélation constante est utilisée, pour quelle longueur retrouve-t-on la couverture nuageuse globale donnée par les observations ? Peut-on faire le même raisonnement pour les couvertures nuageuse à différentes altitudes, comme celles présentées par la figure 6.2 ? Il serait alors par exemple possible de définir une longueur de décorrélation pour les nuages bas, moyens et hauts qui permettrait de bien représenter la couverture nuageuse à chacune de ces altitudes. Des questions similaires se posent avec la prise en compte de l'hétérogénéité verticale de la fraction nuageuse : retrouve-t-on les longueurs caractéristiques présentées dans l'article du chapitre 3 à l'échelle globale et avec une résolution verticale variable ? Enfin, l'impact radiatif des nuages et de la description précise de leur distribution verticale étant beaucoup plus important dans le spectre solaire, une version SW de RadForce permettra d'analyser plus précisément cet impact. Il sera intéressant de reproduire certains des résultats concernant le spectre solaire et présentés dans l'article, mais cette fois avec des échantillons globaux de profils nuageux, et avec les possibilités de RadForce. Si les profils d'altitudes d'émission ne seront pas définis pour le spectre solaire, il sera possible de voir l'impact de différentes hypothèses de recouvrement et de gestion de la variabilité sous-maille de la fraction nuageuse et du contenu en eau sur les valeurs de flux, et de nouveaux outils pourront également être développés.

Enfin se pose la question de la prise en compte des effets 3D des nuages dans RadForce. Est-il possible de passer à une version 3D du code qui prenne en compte toute la complexité géométrique des nuages ? S'il est formellement possible, à chaque réalisation Monte Carlo, de générer une grille 3D représentant la géométrie des nuages, cette option semble irréalisable numériquement. Est-il alors possible de générer cette géométrie 3D "à la volée", sans avoir à créer de grille 3D complète pour chaque réalisation ? Le développement de cette méthode dans le cas 1D représente une première étape dans cette direction.

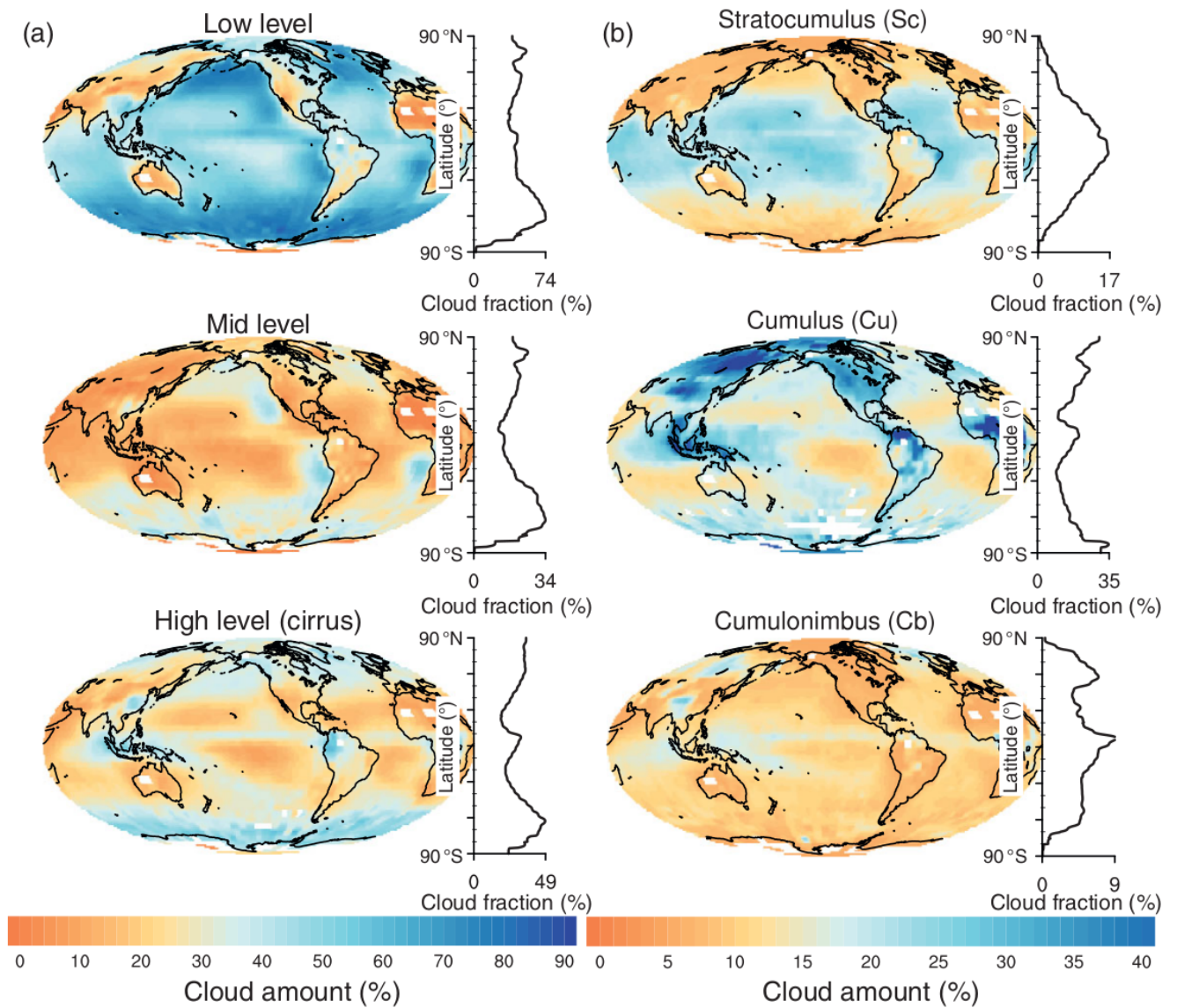


FIGURE 6.2 – Cartes de fractions nuageuses globales, pour différentes altitudes et différents types de nuages. Figure issue de [Siebesma et al. \(2020\)](#).

Chapitre 7

Annexes

Contents

7.1	Quelques preuves concernant le recouvrement exponentiel-aléatoire	140
7.1.1	L'algorithme ERO conserve le profil de fraction nuageuse.	140
7.1.2	La génération d'un échantillon de sous-colonnes nuageuses par ERO est indépendante du point de départ dans la colonne.	141
7.2	ERO et effets 3D des nuages	142
7.2.1	Différences de flux 3D et 1D dans le solaire pour des LES	142
7.2.2	Organisation horizontale d'un échantillon nuageux 1D	144
7.2.3	Quelques développements concernant la représentation 3D des nuages	148
7.3	Figures supplémentaires de flux infrarouge TOA pour 4 profils ciel clair	153
7.3.1	Effet d'un doublement du CO ₂	153
7.3.2	Effet d'une augmentation de la concentration en vapeur d'eau	158
7.4	Figures supplémentaires de flux infrarouge TOA pour un échantillon global de profils atmosphériques	162
7.4.1	Profils d'altitudes d'émission en ciel clair	162
7.4.2	Autres profils pour un doublement de la concentration du CO ₂	164

7.1 Quelques preuves concernant le recouvrement exponentiel-aléatoire

Dans cette section sont présentées quelques preuves formelles de propriétés fondamentales de l'algorithme ERO du chapitre 3.

7.1.1 L'algorithme ERO conserve le profil de fraction nuageuse.

Supposons un profil nuageux $(CF)_i \in [0, 1]^N$ et un paramètre de recouvrement α . L'échantillon d'états nuageux $c_{s,i} \in [0, 1]^{N_s \times N}$ est obtenu par l'algorithme ERO présenté dans l'article du chapitre 3. On veut démontrer ici que le profil de fraction nuageuse est conservé lors de cet échantillonnage, c'est-à-dire que :

$$\forall i \in [1, N], \quad \mathbb{E}[c_i] = CF_i \quad (7.1)$$

La preuve est faite par récurrence.

- Pour $i = 1$, l'égalité est directe par définition de ERO : en effet pour $N = 1$, on a $P_\emptyset = 1 - CF_1$, or P_\emptyset est la probabilité de générer une fraction nulle dans la maille $i = 1$. On a donc bien $\mathbb{E}[c_{s,i}] = CF_i$
- On suppose maintenant que la propriété (7.1) est vraie au niveau k , avec $k \in]1, N[$. Montrons que c'est également le cas en $k + 1$.
On souhaite calculer $\mathbb{E}[c_{s,k+1}]$. On notera $P(0_i)$ la probabilité de générer une maille ciel clair au niveau i et $P(1_i)$ la probabilité de générer une maille nuageuse au niveau i . On a :

$$\mathbb{E}[c_{s,k+1}] = P(1_{k+1}) = 1 - P(0_{k+1}) \quad (7.2)$$

Calculons donc directement $P(0_{k+1})$ par soucis de lisibilité. Une simple formule de probabilités conditionnelles nous donne :

$$\begin{cases} P(0_{k+1}) = P(0_{k+1} \cap 0_k) + P(0_{k+1} \cap 1_k) \\ \quad = P(0_k) \times P(0_{k+1}|0_k) + P(1_k) \times P(0_{k+1}|1_k) \\ \quad = (1 - CF_k) \times P(0_{k+1}|0_k) + CF_k \times P(0_{k+1}|1_k) \end{cases} \quad (7.3)$$

par hypothèse de récurrence. De plus les probabilités $P(0_{k+1}|0_k)$ et $P(0_{k+1}|1_k)$ sont connues et données par :

$$\begin{cases} P(0_{k+1}|0_k) = \alpha \frac{1 - \max(CF_k, CF_{k+1})}{1 - CF_k} + (1 - \alpha)(1 - CF_{k+1}) \\ P(0_{k+1}|1_k) = \frac{CF_k - \min(CF_k, CF_{k+1})}{CF_k} - (1 - \alpha)CF_{k+1} \end{cases} \quad (7.4)$$

○ Quand $CF_k > CF_{k+1}$ alors on a :

$$\begin{cases} P(0_{k+1}|0_k) = \alpha + (1 - \alpha)(1 - CF_{k+1}) \\ P(0_{k+1}|1_k) = \frac{CF_k - \alpha CF_{k+1}}{CF_k} - (1 - \alpha)CF_{k+1} \end{cases} \quad (7.5)$$

○ Inversement quand $CF_k < CF_{k+1}$ alors on a :

$$\begin{cases} P(0_{k+1}|0_k) = \alpha \frac{1 - CF_{k+1}}{1 - CF_k} + (1 - \alpha)(1 - CF_{k+1}) \\ P(0_{k+1}|1_k) = 1 - \alpha - (1 - \alpha)CF_{k+1} \end{cases} \quad (7.6)$$

Dans les deux cas les différents termes se simplifient et on obtient bien $P(0_{k+1}) = 1 - CF_k + 1$, et donc de façon équivalente $\mathbb{E}[c_{k+1}] = P(1_{k+1}) = CF_{k+1}$.

La propriété est donc démontrée par récurrence.

7.1.2 La génération d'un échantillon de sous-colonnes nuageuses par ERO est indépendante du point de départ dans la colonne.

L'algorithme ERO génère un échantillon de sous-colonnes nuageuses en partant du haut des sous-colonnes et en calculant les probabilités de transition entre couches adjacentes, jusqu'en bas. Cet ordre arbitraire a-t-il un impact sur le résultat ? En nous plaçant dans le cas le plus général où la couche de départ est quelconque, montrons que le résultat est inchangé. On considérera que la couche de départ est $k \in [1, N]$, et que le reste de chaque sous-colonne est généré à partir de ce niveau. On considère que le profil de fraction nuageuse initial est $(CF_i)_{[1, N]}$ avec $i = 1$ au sommet de la couche nuageuse et $i = N$ la base de la couche nuageuse. En générant chaque sous-colonne à partir du niveau $i = k$, on génère donc l'état nuageux des couches $[k - 1, 1]$ "vers le haut" et les couches $[k + 1, N]$ "vers le bas".

On notera $P_\emptyset(k)$ la probabilité de générer une colonne uniquement composée de mailles ciel clair avec k comme niveau de départ. Dans l'algorithme ERO, on calcule le paramètre de recouvrement α permettant de générer la couverture totale voulue CC en calculant $P_\emptyset(1)$. Montrons que $P_\emptyset(1) = P_\emptyset(k)$, et ainsi que l'on génère la même couverture nuageuse dans les deux cas. En partant du niveau $i = k$ on a, pour un paramètre de recouvrement $\alpha \in [0, 1]$ donné :

$$P_\emptyset(k) = (1 - CF_k) \times \prod_{i=k-1}^1 \left[\frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1}))}{1 - CF_{i+1}} + (1 - \alpha)(1 - CF_i) \right] \times \prod_{i=k}^{N-1} \left[\frac{\alpha(\max(CF_i, CF_{i+1}))}{1 - CF_i} + (1 - \alpha)(1 - CF_{i+1}) \right] \quad (7.7)$$

Les transitions "vers le bas" de k à N sont les mêmes dans le calcul de $P_\emptyset(k)$ et $P(1)$, et le deuxième produit se simplifie donc si on calcule le rapport des deux :

$$\begin{aligned} \frac{P_\emptyset(k)}{P_\emptyset(1)} &= \frac{1 - CF_k}{1 - CF_1} \times \frac{\prod_{i=k}^2 \left[\frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i-1}))}{1 - CF_i} + (1 - \alpha)(1 - CF_{i-1}) \right]}{\prod_{i=1}^{k-1} \left[\frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1}))}{1 - CF_i} + (1 - \alpha)(1 - CF_{i+1}) \right]} \\ &= \frac{1 - CF_k}{1 - CF_1} \times \frac{\prod_{i=1}^{k-1} \left[\frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1}))}{1 - CF_{i+1}} + (1 - \alpha)(1 - CF_i) \right]}{\prod_{i=1}^{k-1} \left[\frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1}))}{1 - CF_i} + (1 - \alpha)(1 - CF_{i+1}) \right]} \\ &= \frac{1 - CF_k}{1 - CF_1} \times \prod_{i=1}^{k-1} \frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1})) + (1 - \alpha)(1 - CF_i)(1 - CF_{i+1})}{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1})) + (1 - \alpha)(1 - CF_i)(1 - CF_{i+1})} \\ &= \frac{1 - CF_k}{1 - CF_1} \times \prod_{i=1}^{k-1} \frac{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1})) (1 - CF_i) + (1 - \alpha)(1 - CF_i)^2 (1 - CF_{i+1})}{\alpha(1 - \max(CF_i, CF_{i+1})) (1 - CF_{i+1}) + (1 - \alpha)(1 - CF_i)(1 - CF_{i+1})^2} \\ &= \frac{1 - CF_k}{1 - CF_1} \times \prod_{i=1}^{k-1} \frac{1 - CF_i}{1 - CF_{i+1}} = 1 \end{aligned}$$

La couverture nuageuse produite par ERO ne dépend donc pas du niveau de départ de la génération des sous-colonnes. On peut également démontrer par récurrence, comme cela est fait

dans la section précédente, que quel que soit le niveau de départ, ERO conserve toujours le profil de fraction nuageuse.

7.2 ERO et effets 3D des nuages

Dans cette section sont présentées certaines analyses et développements réalisés pendant cette thèse sur la structure 3D des nuages, et son impact sur le rayonnement. La plupart de ces développements sont directement liés au recouvrement vertical des nuages.

7.2.1 Différences de flux 3D et 1D dans le solaire pour des LES

Les échantillons de sous-colonnes générés dans le chapitre 3 en utilisant l'hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire, ne prennent en compte que la distribution verticale des nuages. Les calculs radiatifs réalisés sur ces échantillons supposent donc l'hypothèse de colonnes indépendantes, afin de négliger le transport horizontal d'énergie radiative. La figure 7.1 montre, pour le cas BOMEX, la différence entre ces calculs de reflectivités nuageuses solaires 1D et leurs équivalents 3D, avec le code Monte Carlo SCART. Pour tous les calculs, l'impact de l'angle solaire n'est pas pris en compte et celui-ci est purement vertical. Premièrement, les différences de réflectivité nuageuse pour les LES entre les calculs 3D et 1D (effets 3D des nuages) varient peu au cours de la journée. Ces effets 3D des nuages causent une réduction relative de 10 ~ 15% de l'albedo nuageux par rapport aux calculs 1D. Ces résultats sont cohérents avec ceux de la littérature (Davis and Marshak, 2010; Ham et al., 2014).

Il est également à noter que les calculs 3D réalisés sur les échantillons ERO 1D (en pointillés rouges) donnent des valeurs significativement inférieures à celles des LES. Comme les sous-colonnes générées sont d'abord placées aléatoirement sur une grille 2D afin de créer une grille 3D et réaliser un calcul Monte Carlo (voir graphique de gauche de la figure 7.2), les effets 3D sont en fait surestimés, comme nous le verrons plus loin.

On retiendra donc que la génération de sous-colonnes avec l'hypothèse ERO représente fidèlement la structure verticale des nuages et l'albedo nuageux calculé avec l'hypothèse ICA, mais n'est a priori pas capable de reproduire les effets radiatifs 3D des nuages. Dans la section suivante nous essayons d'analyser si une certaine organisation horizontale d'un échantillon de sous-colonnes ERO peut représenter une partie de ces effets.

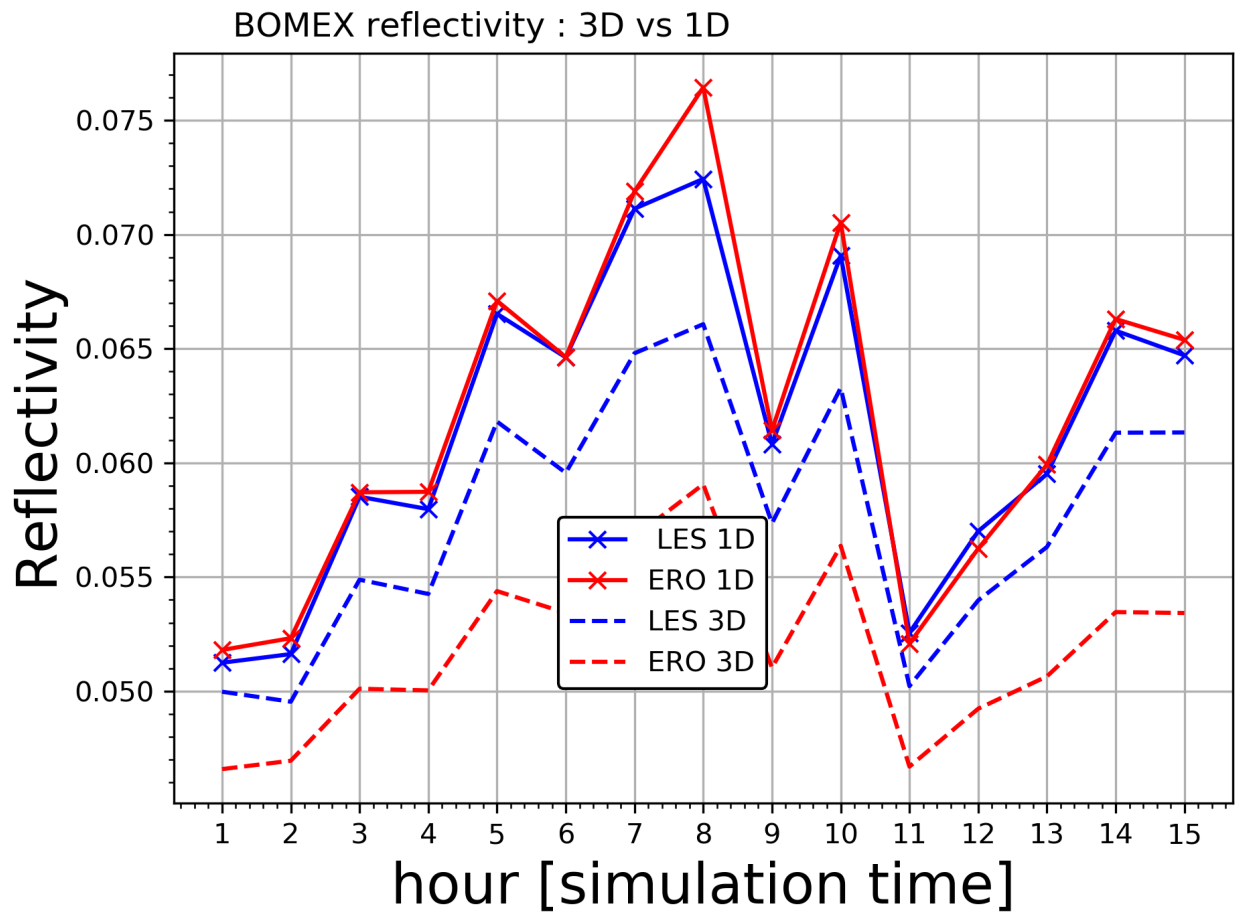


FIGURE 7.1 – Différence entre le flux solaire calculé à TOA en 3D (en pointillés) et en 1D ICA (traits pleins). Le cas représenté est BOMEX.

7.2.2 Organisation horizontale d'un échantillon nuageux 1D

La méthode d'échantillonnage nuageux utilisant l'hypothèse ERO, présentée dans le chapitre 3, prend en compte uniquement la distribution verticale de la fraction nuageuse. Les échantillons de sous-colonnes ainsi créés sont alors utilisés pour calculer des flux TOA avec l'hypothèse ICA, en négligeant ainsi le transport horizontale de rayonnement, car les sous-colonnes ainsi créés n'ont pas d'organisation horizontale, et ne forment en fait pas de scène nuageuse à proprement parler. Cela soulève une question : pourrait-on organiser ces sous-colonnes pour créer une scène nuageuse avec des propriétés géométriques et radiatives 3D assez proches du LES d'origine ? Cette courte sous-section ne répond pas à cette question mais présente très succinctement une potentielle méthode à explorer pour y répondre.

Un premier travail d'analyse nécessaire afin d'évaluer la possibilité d'organiser horizontalement un échantillon de sous-colonnes nuageuses consiste à se baser sur une scène déjà existante. Pour cela nous utilisons, comme dans le chapitre 3, une simulation LES à haute résolution (25 m) comme référence. Nous générons ensuite un échantillon de sous-colonnes à la même résolution verticale, en utilisant l'hypothèse ERO, afin de reproduire la même couverture nuageuse totale que celle de la scène d'origine. Le nombre de sous-colonnes dans cet échantillon est le même que celui des sous-colonnes de la simulation. Afin d'organiser horizontalement l'échantillon, nous nous basons sur la distribution 2D du LWP de la simulation LES. Ainsi la sous-colonne de l'échantillon ayant le LWP le plus élevé sera placé sur une plan 2D à la place de la sous-colonne ayant le LWP le plus élevée de la simulation, etc.... Comme le montre la figure 7.2, nous créons ainsi une scène nuageuse dont la distribution 2D du LWP a la même "forme" que celle de la simulation d'origine. Ici les valeurs de LWP ne sont pas parfaitement identiques entre les deux figures car l'échantillon 1D a été créé avec un contenu en eau liquide homogène horizontalement à chaque altitude. Les contenus en eau liquide totaux, ainsi que la couverture nuageuse sont par contre identiques.

La figure 7.3 montre pour la simulation d'origine et l'échantillon réorganisé horizontalement, le contenu en eau liquide total intégré suivant un axe horizontal. On observe certaines similarités : l'échantillon a été réorganisé suivant le LWP intégré verticalement, mais cela permet également de reproduire certaines caractéristiques géométriques horizontales. On retrouve en particulier six zones (représentées par les lettres a) à f) dans la figure 7.3). Dans chacune de ces zones, et pour les deux scènes, la quantité d'eau liquide est plus faible sur les bords, et augmente au centre. Ces similitudes sont expliquées en partie par le positionnement horizontal des différents nuages dans la scène d'origine, et reproduire la carte de LWP reproduit une partie de cette organisation. Le nuage le plus grand et avec le plus fort contenu en eau liquide de la scène d'origine, en $x \in [4, 6]km$ et $y \in [2, 4]km$ correspond par exemple au domaine e) pour les deux scènes.

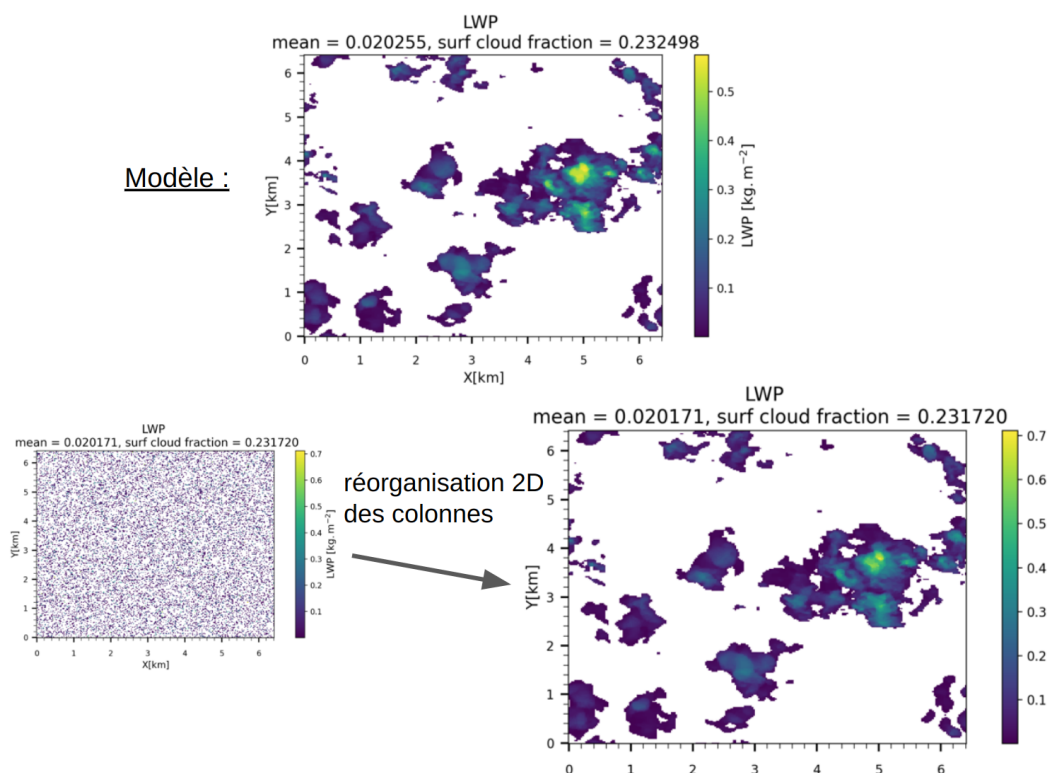


FIGURE 7.2 – Schéma présentant la méthode utilisée pour réorganiser horizontalement un échantillon nuageux généré avec l’hypothèse ERO. Cet échantillon, qui ne présente initialement aucune forme d’organisation horizontale, est “rangé” en suivant les quantiles de LWP du LES d’origine.

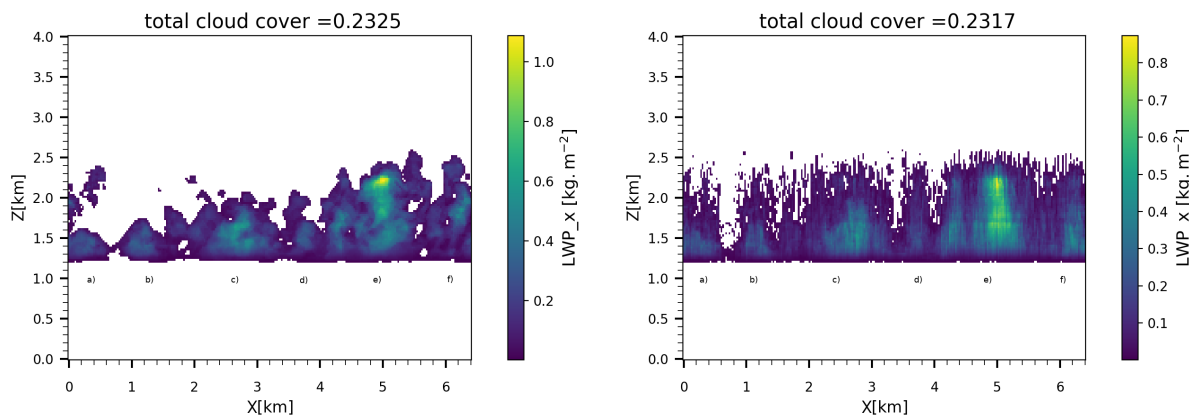


FIGURE 7.3 – Contenu en eau liquide intégré horizontalement selon l’axe x pour le LES d’origine, et pour l’échantillon réorganisé horizontalement. Les différentes zones similaires entre les deux scènes ont été représentées par les lettres a) à f).

La figure 7.4 montre les résultats des calculs radiatifs réalisés pour estimer l'impact sur l'albedo de cette organisation horizontale. Ces calculs sont réalisés par l'algorithme Monte Carlo SCART, mais cette fois sans l'hypothèse colonnes-indépendantes, le calcul est donc réalisé en 3D. On y compare l'albedo des LES (en bleu) à celui d'un échantillon ERO avec (en orange) et sans (en vert) organisation horizontale, pour un contenu en eau liquide homogène (haut) ou hétérogène (bas). On observe en premier lieu que les scènes ayant un contenu en eau liquide homogène ont un albedo plus fort. Ce résultat est connu et a déjà été vérifié dans le chapitre 3. De plus si l'on compare les valeurs de l'albedo 3D des LES à celles de l'albedo 1D (ICA) de ces mêmes LES (article du chapitre 3, figure 4), on vérifie une nouvelle fois que l'albedo 1D est plus fort : les effets 3D des nuages réduisent bien l'albedo.

On observe également une nette différence entre l'albedo de l'échantillon ERO avec et sans organisation horizontale : celle-ci améliore bien les valeurs d'albedo calculées par rapport à celle du LES, en réduisant de plus de moitié l'erreur associée. Pour l'échantillon sans organisation horizontale, celle-ci est en fait aléatoire : comme on le voit dans le graphique de gauche de la figure 7.2, les sous-colonnes nuageuses sont complètement éparpillées dans le plan 2D. Cela a pour effet d'augmenter fortement la surface de bords de nuages, et augmente donc en conséquence les effets 3D des nuages, réduisant donc l'albedo de la scène. Cette erreur est en partie corrigée par l'organisation horizontale de l'échantillon (orange), dont l'albedo se rapproche de celui des simulations d'origine.

Si cette tentative d'organisation horizontale d'un échantillon de sous-colonnes nuageuses ne permet pas, pour les scènes étudiées, de reproduire parfaitement les effets radiatifs 3D des nuages, et le surestiment encore, elle permet néanmoins de réduire environ de moitié cette erreur par rapport à un cas sans aucune organisation horizontale. Ce premier essai laisse donc espérer pouvoir générer une organisation horizontale pour un échantillon de sous-colonnes ERO qui représente, au moins en partie, les effets radiatifs 3D des nuages. Il serait intéressant de tester différentes hypothèses d'organisation de la distribution 2D du LWP : disques de tailles variables, ou distribution pouvant contraindre la surface de bords de nuages. Cette méthode soulève également d'autres questions : les champs nuageux étudiés ici sont des champs de cumulus et ne contiennent donc à chaque fois qu'une seule couche nuageuse continue. Cette méthode est-elle envisageable pour des champs avec différents niveaux nuageux, et des nuageux individuels se recouvrant ? Pourra-t-on simplement appliquer cette méthode à chaque couche nuageuse continue avant de les recouvrir verticalement de manière aléatoire ? Cela reste à explorer.

La section suivante explore certaines hypothèses de reconstruction de champs nuageux en 3D. La méthode d'organisation horizontale du LWP n'y est pas utilisée mais des tentatives d'organisation 3D mêlant recouvrement exponentiel-aléatoire et distribution 2D sont présentées.

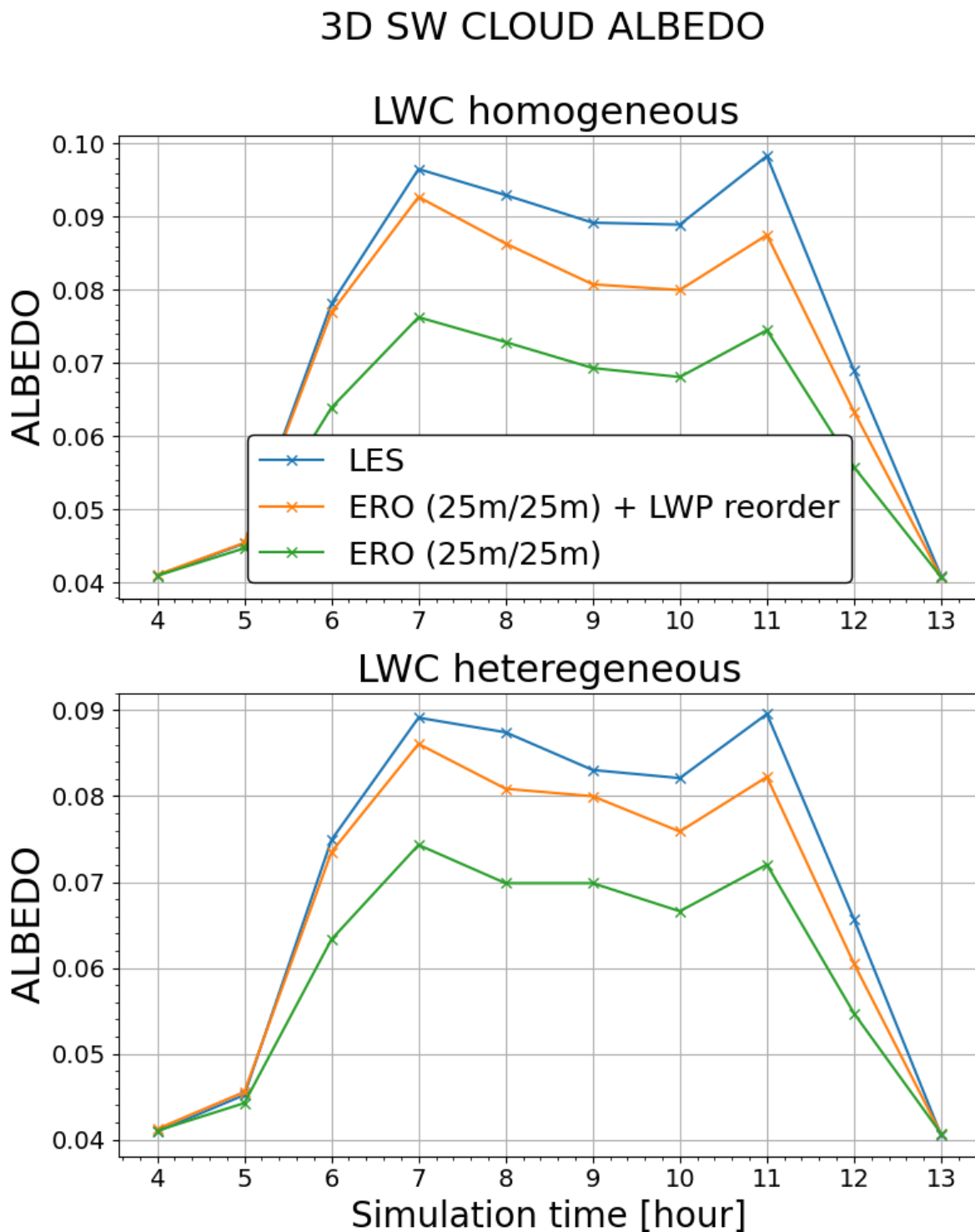


FIGURE 7.4 – Albedos calculés avec un algorithme Monte Carlo utilisé en 3D, pour différentes scènes nuageuses, avec un contenu en eau liquide homogène (haut) et hétérogène (bas). On compare l'albedo de simulations LES (bleu), à l'albedo d'un échantillon ERO avec une organisation horizontale aléatoire (vert), et le même échantillon avec l'organisation horizontale du LES expliquée plus haut (orange). L'échantillon est généré à partir d'une colonne 1D de résolution verticale de 25 m (comme les simulations LES). Le cas utilisé est ARM.

7.2.3 Quelques développements concernant la représentation 3D des nuages

La structure 3D des nuages a été très peu étudiée dans cette thèse, le recouvrement vertical des nuages occupant une place centrale. Certaines études ont néanmoins été menées concernant la distribution 3D des nuages, et son effet radiatif, pendant le stage de recherche de Pierre-Aurélien Stahl. Certains des résultats trouvés pendant ce stage sont succinctement présentés ici.

Recouvrement vertical de nuages individuels

Dans les développements présentés dans le chapitre 3, on calcule, à partir d'un profil vertical de fraction nuageuse, le paramètre de recouvrement α permettant de générer un échantillon avec la couverture nuageuse voulue. Ce paramètre est calculé pour une résolution verticale de départ, une résolution verticale d'arrivée, et pour la scène totale. Ce raisonnement est reproduit ici, pas pour une scène nuageuse complète, mais pour chaque nuage individuel de cette scène. Pour faire cela nous créons, à partir d'une simulation LES de résolution 25 m, un champs nuageux pour chaque cumulus individuel : chaque nuage est identifié comme un objet distinct. On calcule ensuite le paramètre de recouvrement permettant de reproduire la couverture nuageuse d'une scène composée d'un seul nuage, pour chacun de ces nuages. On considère pour cela qu'on utilise le profil de fraction nuageuse du nuage seul dans la scène totale, à la résolution verticale de 25 m, et qu'on génère un échantillon ERO à cette même résolution.

La figure 7.5 montre les paramètres de recouvrement calculés ainsi pour chacun des nuage d'une simulation LES du cas ARM. Les deux graphiques montrent que les paramètres de recouvrement calculés pour chaque nuage sont en majorité très proche du paramètre calculé pour la scène entière. Les nuages n'ayant pas de paramètre de recouvrement sont parmi les nuages ayant la plus petite surface, et ne sont composés que d'une seule couche nuage. Le recouvrement n'est pas défini pour ces nuages. On observe également que la taille des nuages (la couverture individuelle de chaque nuage) ne semble a priori pas (ou peu) corrélée à leur paramètre de recouvrement. Ce résultat est montré ici pour une seule simulation du cas ARM, mais des résultats similaires ont été trouvé pour les cas BOMEX, RICO et SCMS. D'après ces premiers résultats il semble donc que le recouvrement vertical des nuages individuels peut être représenté par le même paramètre de recouvrement ERO que les scènes complètes.

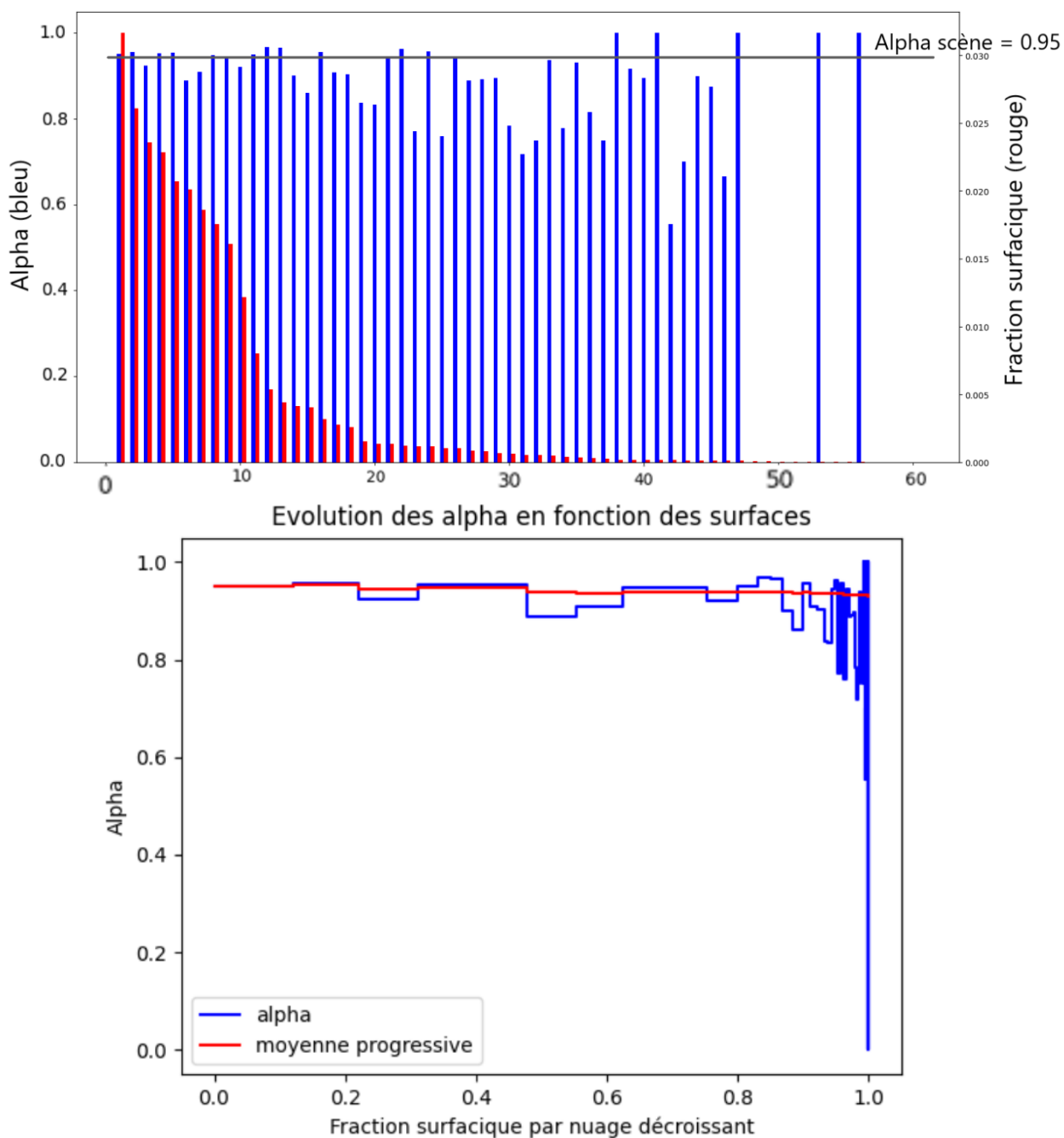


FIGURE 7.5 – Haut : paramètres de recouvrement (bleu) de chaque nuage individuel d’une simulation LES de cumulus, classés par surface du nuage (rouge). L’indice en abscisse correspond au numéro de chaque nuage, cette numérotation étant arbitraire. Bas : ces paramètres sont présentés en fonction de la fraction nuageuse.

Méthode de reconstruction de nuages individuels

Nous utilisons ici le résultat présenté plus haut sur le recouvrement vertical des nuages individuels. Si le recouvrement vertical de chaque nuage peut être représenté de la même façon que celui d'une scène nuageuse entière, peut-on utiliser cette information pour développer une stratégie de représentation de la géométrie nuageuse 3D d'un nuage ou d'un champ nuageux ? Nous présentons ici une telle méthode, qui consiste à modéliser les cumulus par un empilement de disques.

Nous voulons, par la méthode présentée ici, pouvoir générer des cumulus individuels, en connaissant leur couverture individuelle et leur profil de fraction nuageuse individuel. Soit un tel nuage. Avec ces informations concernant ce nuage, nous pouvons calculer le paramètre de recouvrement exponentiel-aléatoire α qui permettrait de générer un échantillon de sous-colonnes nuageuse ayant le même profil de fraction nuageuse et la même couverture nuageuse. Cependant nous ne pouvons pas appliquer la méthode de génération ERO présentée dans le chapitre 3 car nous souhaitons générer un "vrai" nuage, c'est-à-dire un volume connexe fini de l'espace, un objet bien défini avec une certaine forme qu'il reste donc à définir. Si on suppose que le profil de fraction nuageuse que l'on connaît à chaque altitude du nuage est sa fraction nuageuse surfacique, on connaît donc sa surface "à chaque étage". Nous partons donc de cette hypothèse, et faisons comme choix de représenter ce nuage par un empilement de disques. Si nous voulons conserver la surface du nuage à chaque niveau, nous connaissons donc le rayon de chaque disque devant être utilisé pour le représenter. Il nous faut donc maintenant modéliser comment ces différents disques se recouvrent verticalement pour conserver la couverture totale du nuage.

Nous connaissons donc la surface des différents disques à "empiler", ainsi que le paramètre de recouvrement α . Grâce à ce paramètre et la définition du recouvrement exponentiel-aléatoire, nous en déduisons donc une surface de recouvrement entre deux disques successifs. Nous savons à chaque altitude comment doivent se recouvrir les différents disques. Nous pouvons maintenant générer un nuage de la façon suivante : en commençant par le haut du nuage, nous connaissons le rayon du disque représentant la surface du nuage à ce niveau. Pour le niveau immédiatement inférieur, nous connaissons le rayon de ce second disque, et connaissons également la proportion de ce disque qui doit être placé "sous" le premier. Ce placement est défini à 2π près (et l'impact radiatif de ce choix n'a pas encore été étudié). Pour le troisième niveau, nous connaissons également le rayon du nouveau disque, et la fraction de ce disque qui doit être "sous" l'ombre projetée des deux disques précédents. Le centre du troisième disque est choisi aléatoirement parmi les positions permettant de contraindre ce bon recouvrement, et l'impact de ce choix n'a pas encore été étudié pour le moment. Ce processus est répété pour tous les niveaux du nuages. La figure 7.6 montre pour un cumulus individuel issue d'une simulation LES (gauche) le résultat d'une telle génération par empilement de disques (droite). Les couleurs représente les différentes altitudes, afin de mieux percevoir la géométrie du nuage. Le nuage ainsi généré a le même profil de fraction surfacique que le nuage initial, ainsi que la même couverture totale.

En plus de conserver la couverture totale du nuage et son profil de fraction nuageuse, cette reconstruction permet une bonne représentation de la distribution verticale de "l'étalement" du nuage. La figure 7.7 est similaire à la figure 2 de l'article du chapitre 3, et montre la "surface ajoutée" à la couverture totale du nuage, en fonction de l'altitude, comparée à celle du nuage de la simulation d'origine. La connaissance de la couverture totale du nuage permet, grâce à l'hypothèse ERO, de représenter très fidèlement la distribution verticale de la fraction nuageuse.

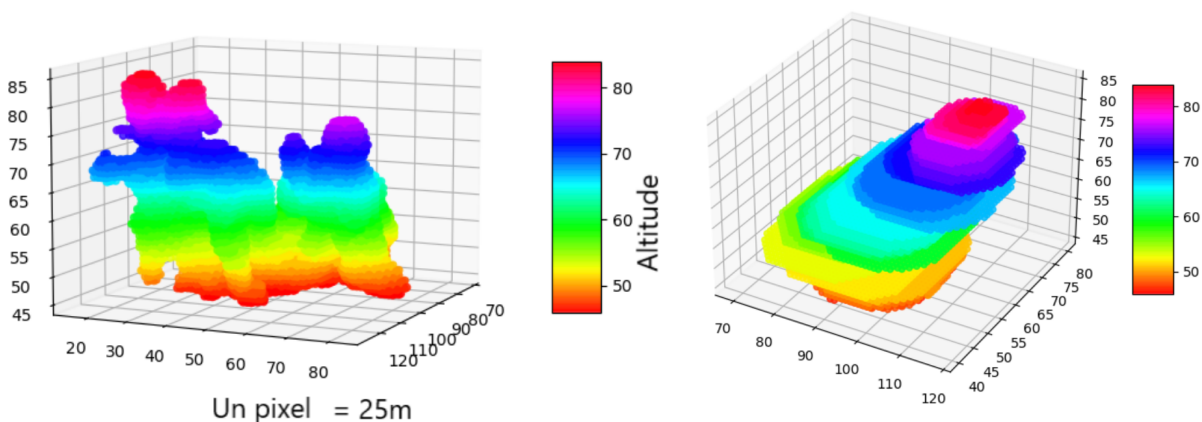


FIGURE 7.6 – Graphiques présentant une méthode de reconstruction d’un nuage individuel. Les couleurs représentent l’altitude afin de mieux distinguer la forme du nuage. À gauche est représenté un nuage individuel issue d’une simulation LES, de résolution 25 m. À droite ce nuage est reconstruit ainsi : à chaque altitude le nuage à la même surface que le nuage d’origine, mais représenté par un disque. Les différents disque se recouvrent avec un paramètre de recouvrement ERO α , calculé pour que le nuage ait la même couverture totale que le nuage d’origine.

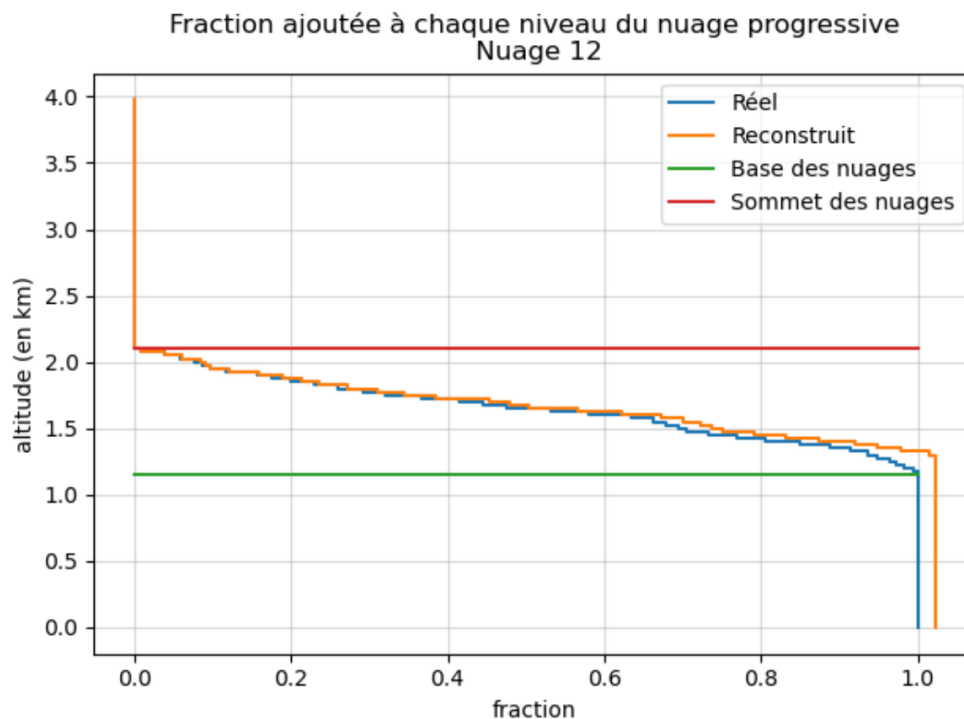


FIGURE 7.7 – Profil de fraction nuageuse d’un nuage individuel, issu d’une simulation LES. Pour deux situation (en bleu le nuage issu de la simulation, en orange le nuage reconstruit), on représente la fraction “supplémentaire” car que chaque couche rajoute dans la couverture totale du nuage individuel. Cette fraction est normalisée, et représentée entre l’altitude de la base et du sommet du nuage.

Impacts radiatifs

Quels sont les impacts radiatifs dans le solaire de la reconstruction nuageuse présentée dans la section précédente? La figure 7.8 compare des valeurs radiatives solaires pour deux simulations LES et leur équivalent constitué de nuages individuels reconstruits avec cette méthode. À gauche est présenté le LWP de la simulation d'origine, au centre celle du champs nuageux généré par empilements de disques, et à droite les différences par rapport au LES de différentes valeurs radiatives (flux solaire reçu à la surface, en bleu, flux absorbé en rouge et flux réfléchi à TOA, en jaune), pour différents angles zénithaux.

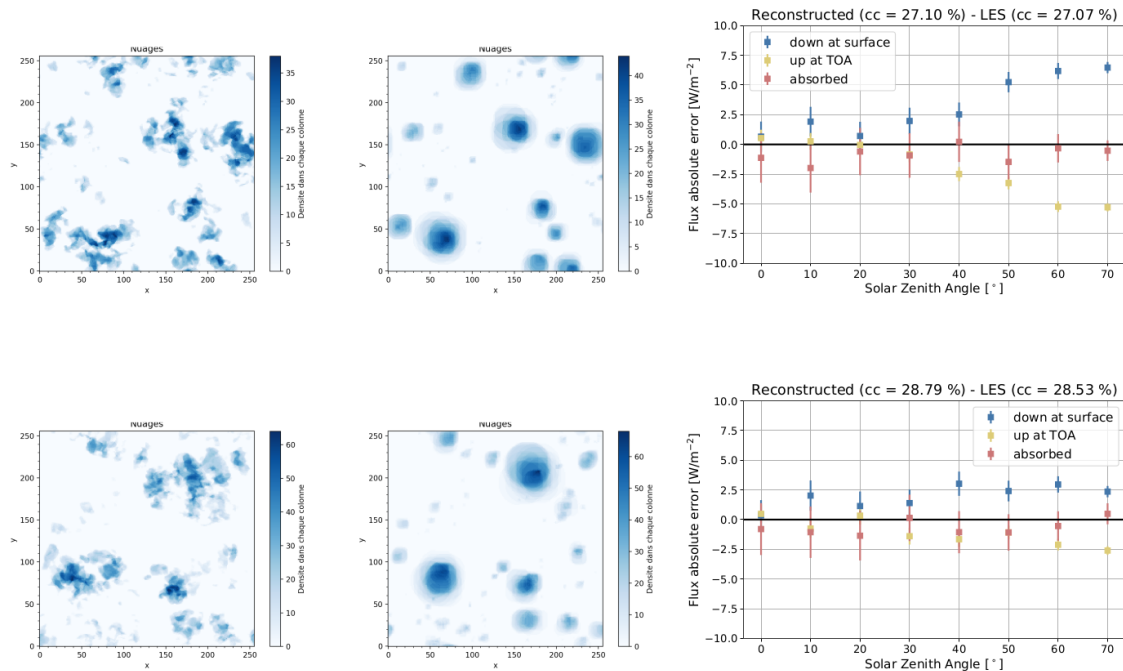


FIGURE 7.8 – Comparaisons de calculs de flux pour deux champs nuageux (cas ARM à deux instants différents). À chaque fois les valeurs de flux solaire absorbé dans le milieu, reçu à la surface et réfléchi à TOA sont comparés pour le champs LES d'origine et pour sa reconstruction. La reconstruction a été réalisée en remplaçant chaque nuage de la simulation d'origine (à gauche) par un empilement de disques se recouvrant avec l'hypothèse ERO pour conserver la fraction nuageuse totale de la scène (au milieu). Les valeurs radiatives sont calculées par le code radiatif Monte Carlo SCART, et sont calculés pour différents angles zénithaux du flux solaire incident.

Nous avons présenté ici quelques résultats concernant la modélisation de la géométrie 3D de nuages individuels dans des champs de cumulus, et sur l'impact radiatif des hypothèses de modélisation faites. D'autres analyses ont été réalisées (notamment sur la distribution 3D des cumulus dans les scènes étudiées, et les distribution statistique des hauteurs de nuages), et un travail important reste nécessaire afin de pouvoir exploiter ces résultats.

7.3 Figures supplémentaires de flux infrarouge TOA pour 4 profils ciel clair

Dans cette section sont présentés les profils d'altitudes d'émission des différentes espèces gazeuses pour différents calculs TOA infrarouges réalisés sur des profils ciel-clair. Seules les figures concernant le profil MLS ayant été présentées dans le chapitre 4, on présente ici des résultats pour 4 autres profils étudiés. Sont d'abord présentés les calculs pour le forçage radiatif du CO₂, puis pour le forçage de la vapeur d'eau.

7.3.1 Effet d'un doublement du CO₂

Profil Mid Latitude Winter :

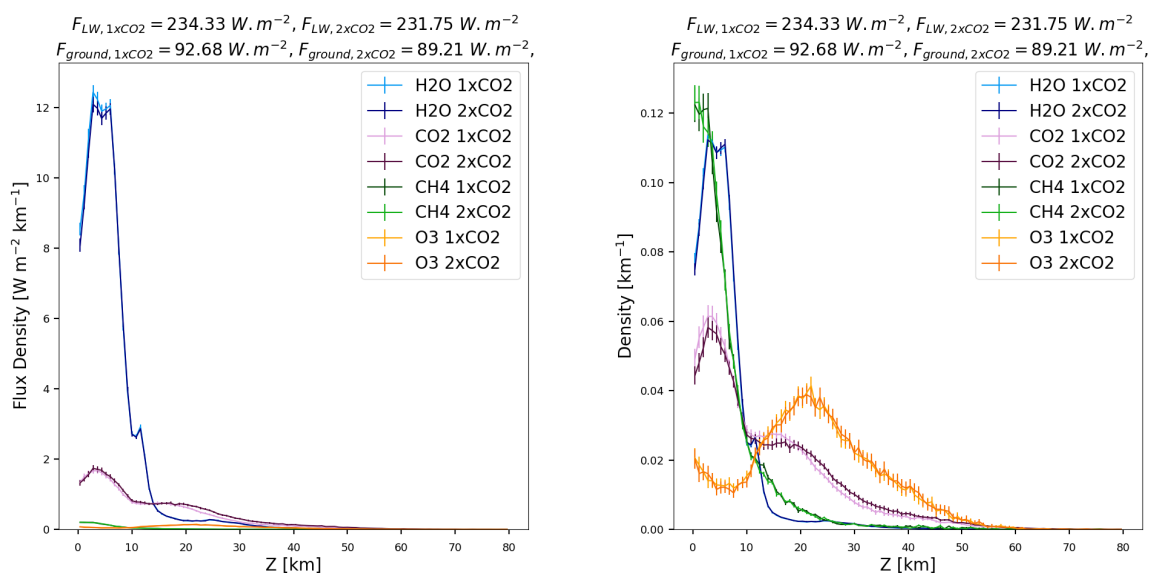


FIGURE 7.9 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO₂ pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

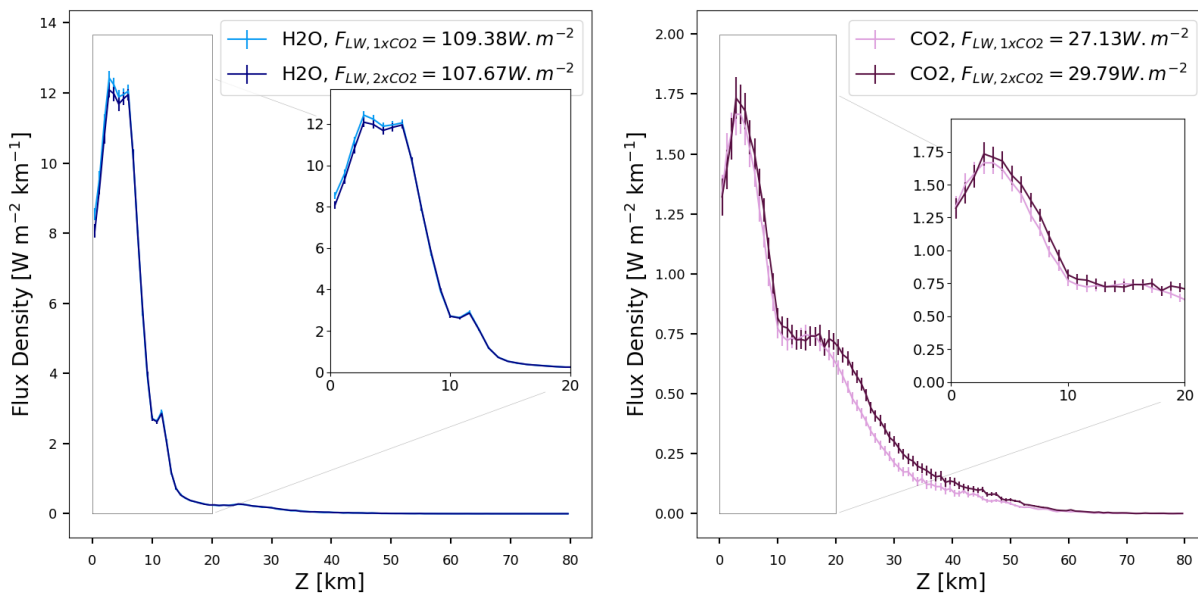


FIGURE 7.10 – Variations des densités de flux émises par la vapeur d'eau (gauche) et le CO2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO2 du profil MLW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

Profil Sub-Arctic Summer :

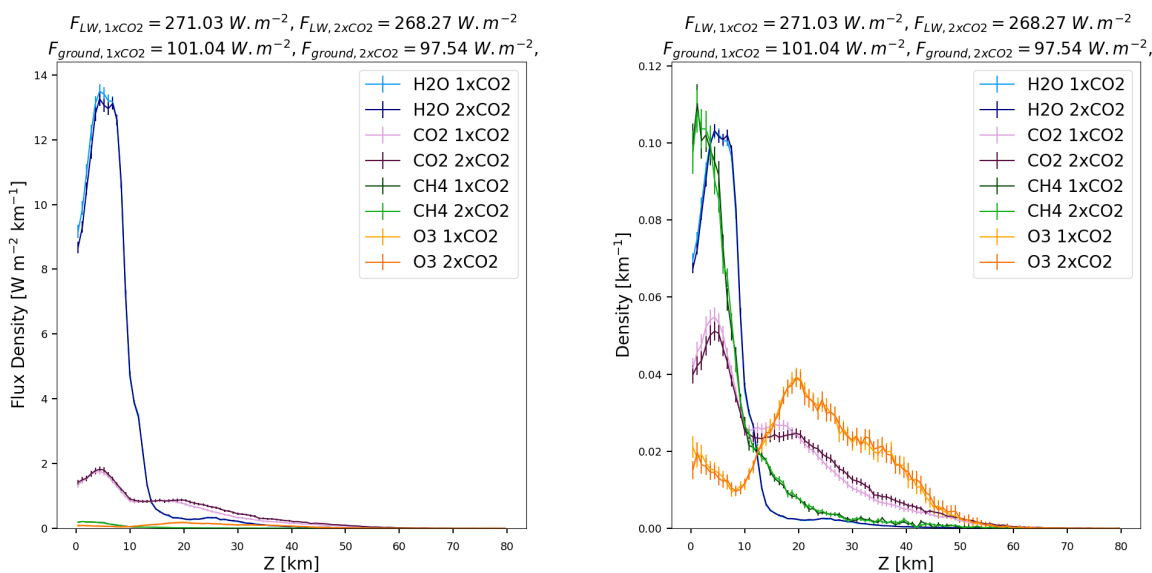


FIGURE 7.11 – Variations des altitudes d’émission des différentes espèces émettrices lors d’un doublement de la concentration en CO2 pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAS. À gauche est présenté le profil en densité d’énergie, qui permet de comparer l’énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

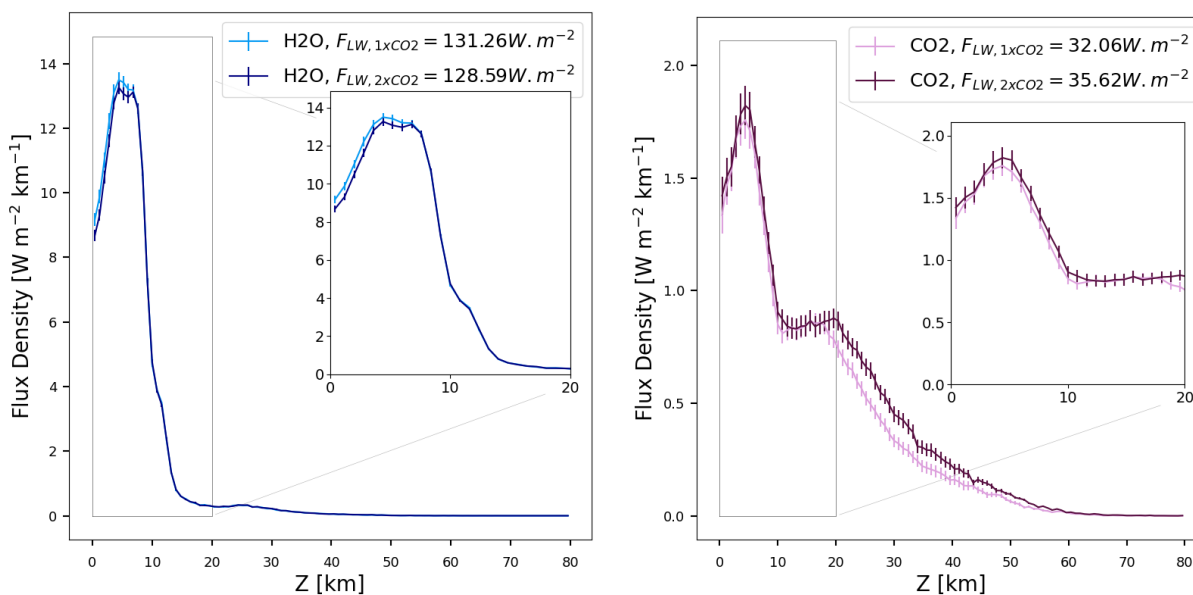


FIGURE 7.12 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d’eau (gauche) et le CO2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO2 du profil SAS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

Profil Sub-Arctic Winter :

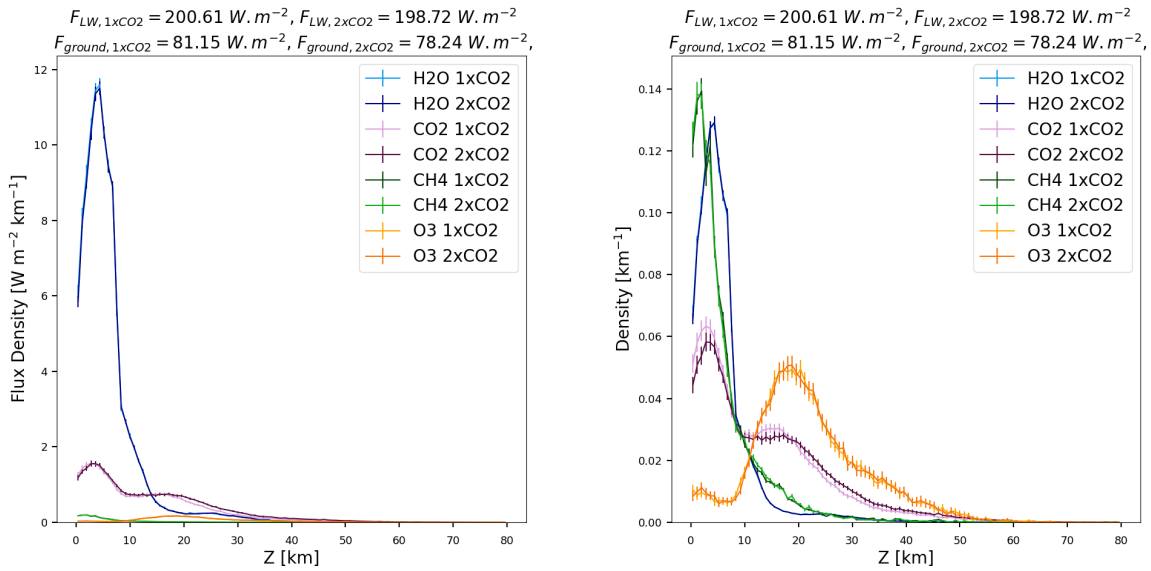


FIGURE 7.13 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO₂ pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

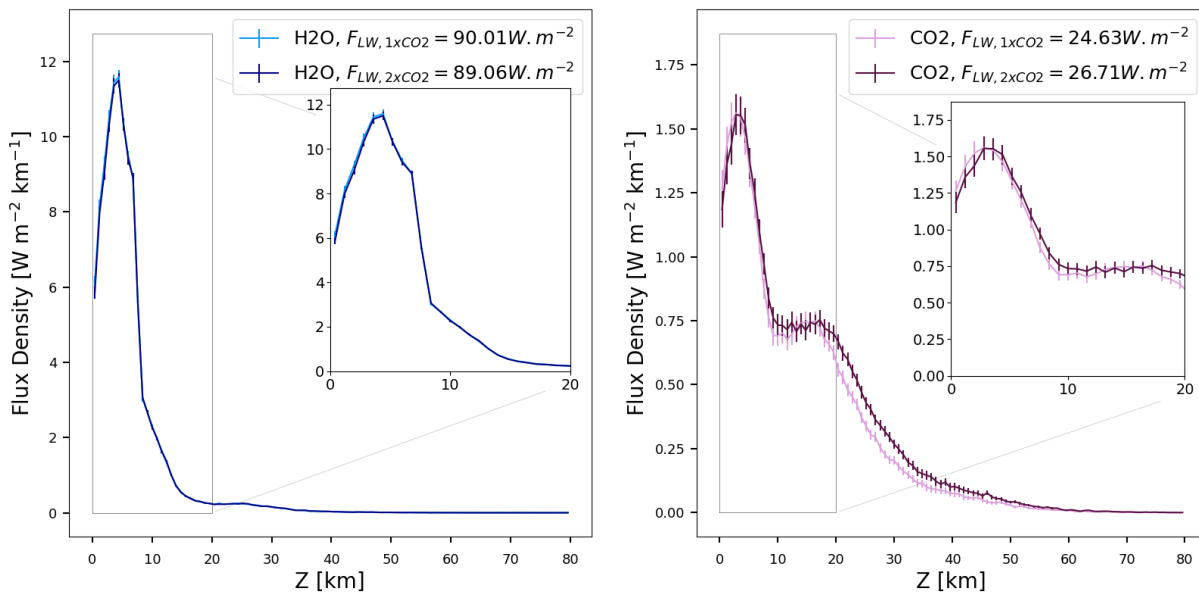


FIGURE 7.14 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO₂ (droite) lors du doublement de la concentration en CO₂ du profil SAW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

Profil Tropical :

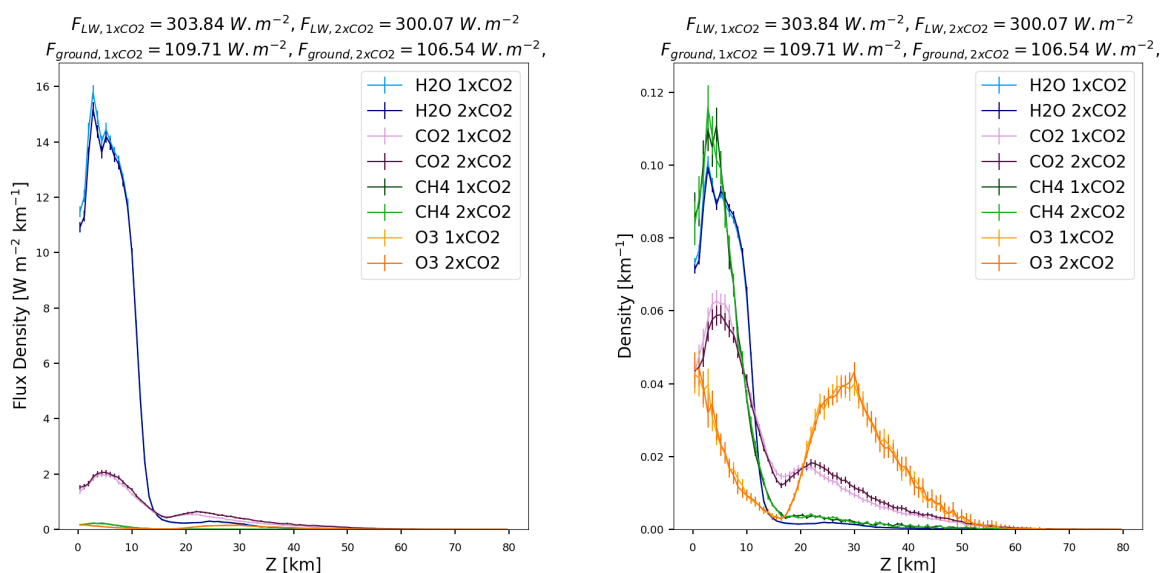


FIGURE 7.15 – Variations des altitudes d’émission des différentes espèces émettrices lors d’un doublement de la concentration en CO2 pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil TRO. À gauche est présenté le profil en densité d’énergie, qui permet de comparer l’énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

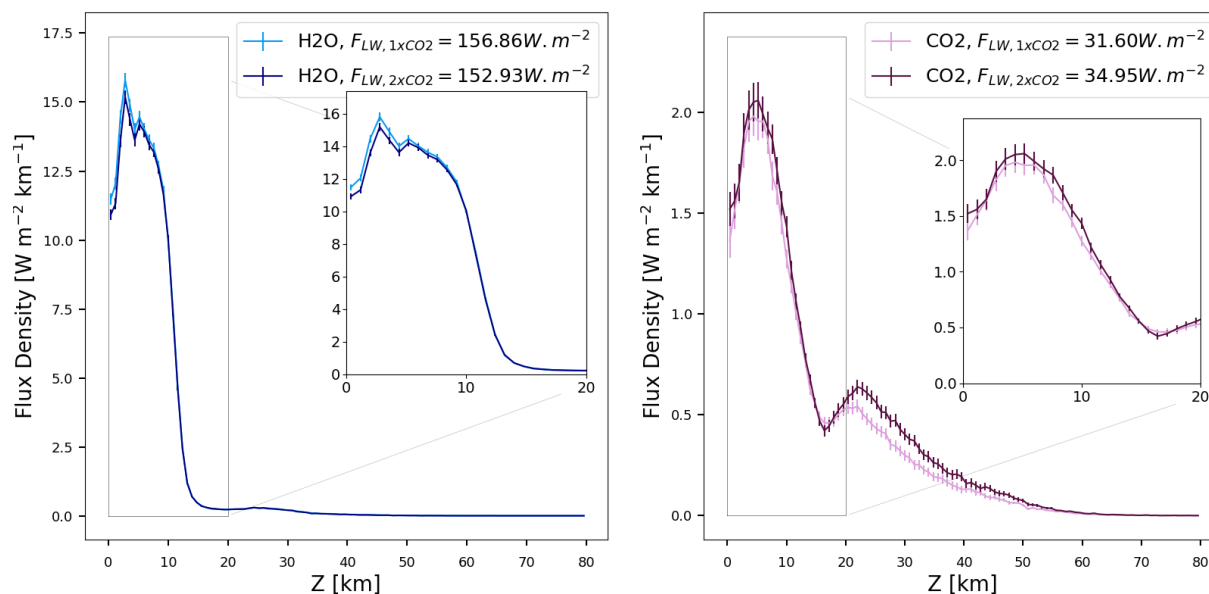


FIGURE 7.16 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d’eau (gauche) et le CO2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO2 du profil TRO, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

7.3.2 Effet d'une augmentation de la concentration en vapeur d'eau

Profil Mid-Latitude Winter :

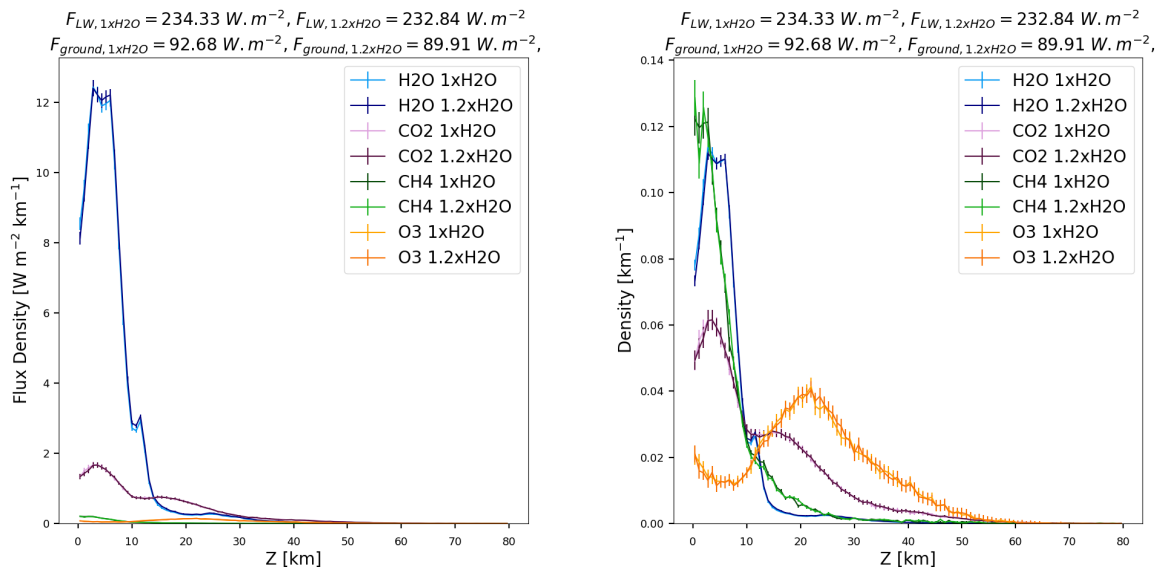


FIGURE 7.17 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

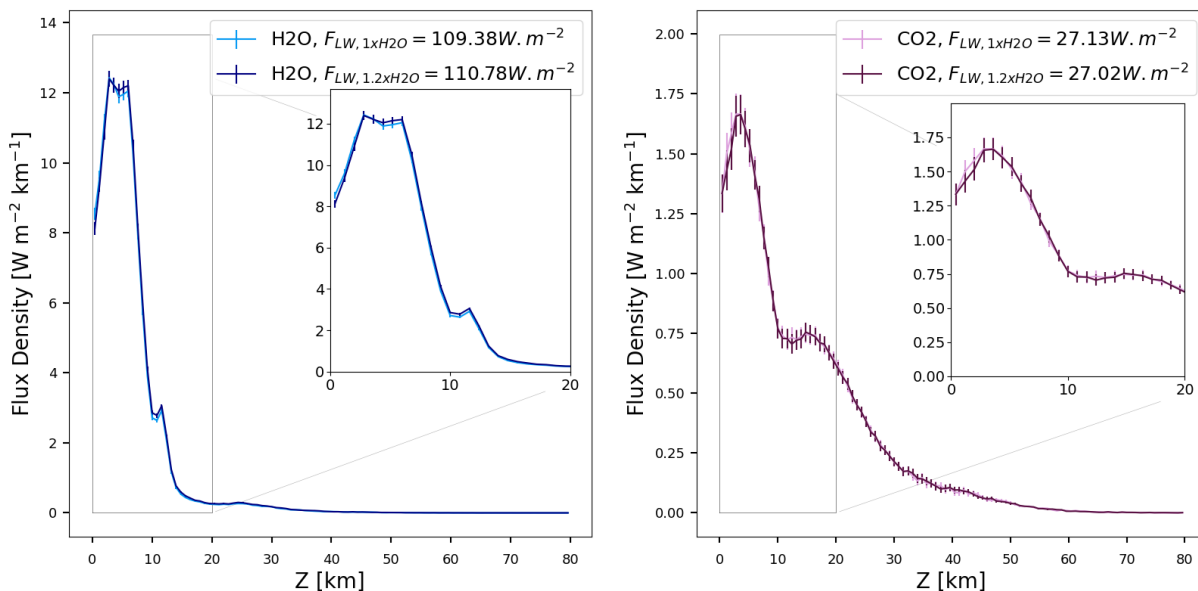


FIGURE 7.18 – Variations des densités de flux émises par la vapeur d'eau (gauche) et le CO₂ (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil MLW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

Profil Sub-Arctic Summer :

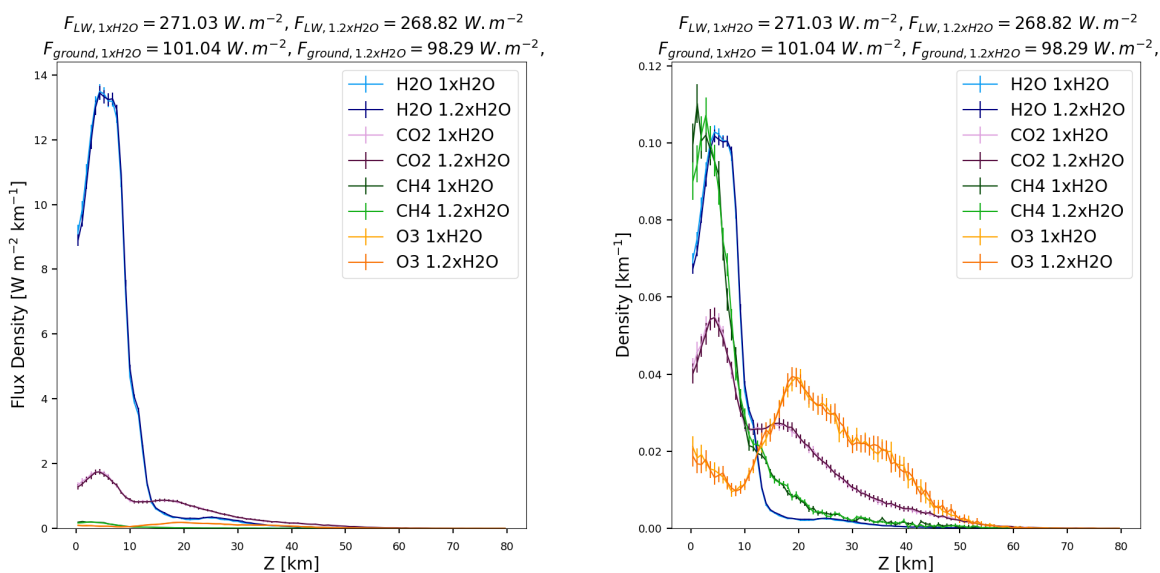


FIGURE 7.19 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

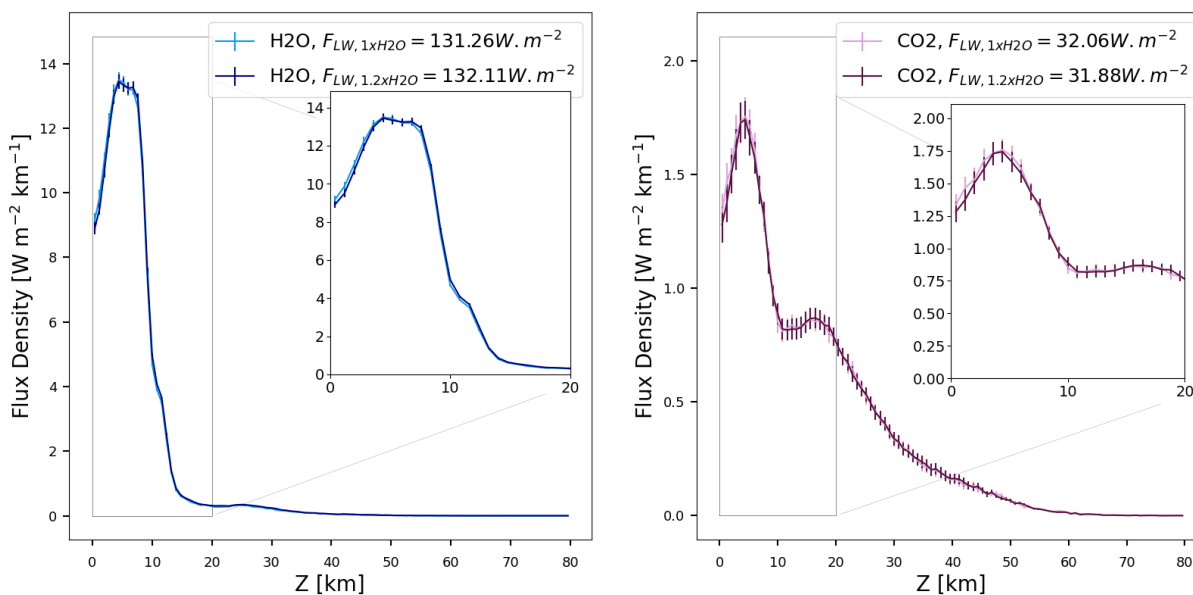


FIGURE 7.20 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO2 (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil SAS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

Profil Sub-Arctic Winter :

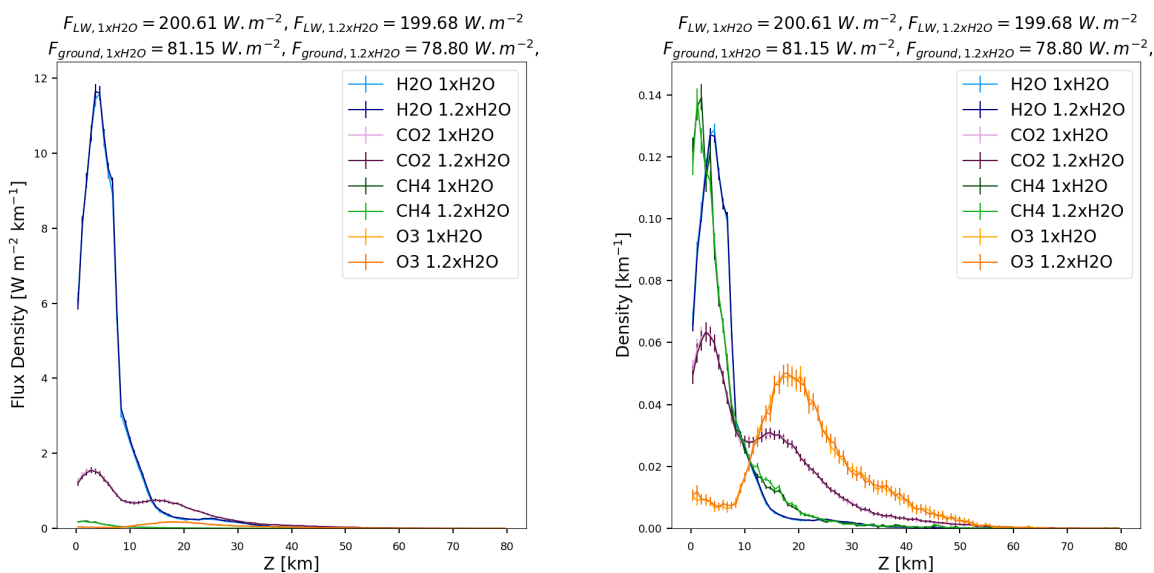


FIGURE 7.21 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

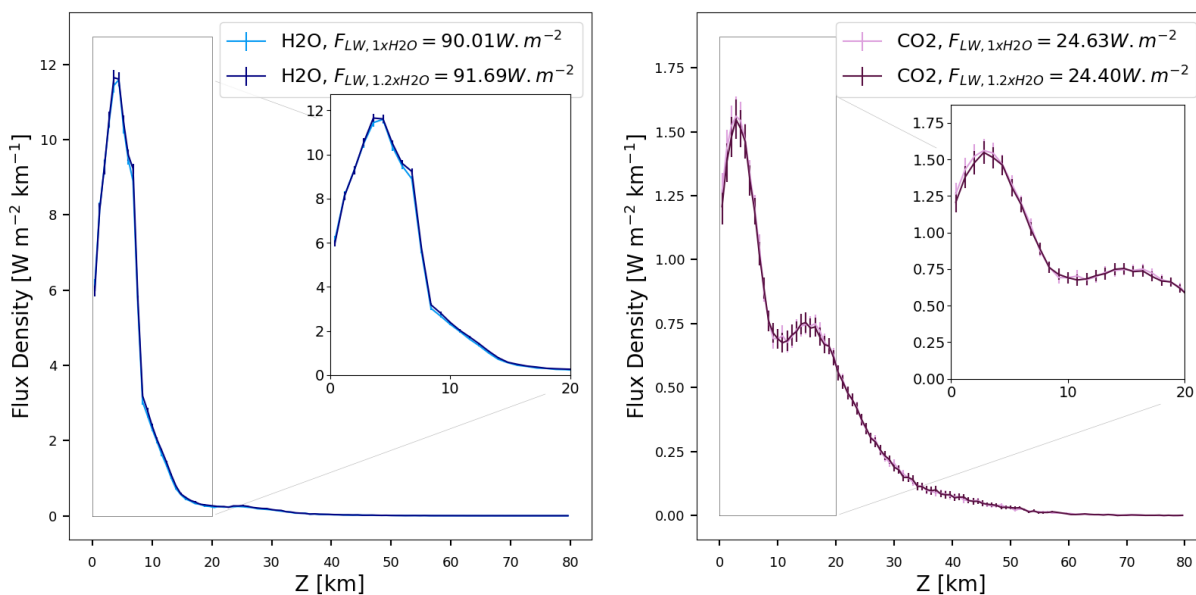


FIGURE 7.22 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO2 (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil SAW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

Profil Tropical :

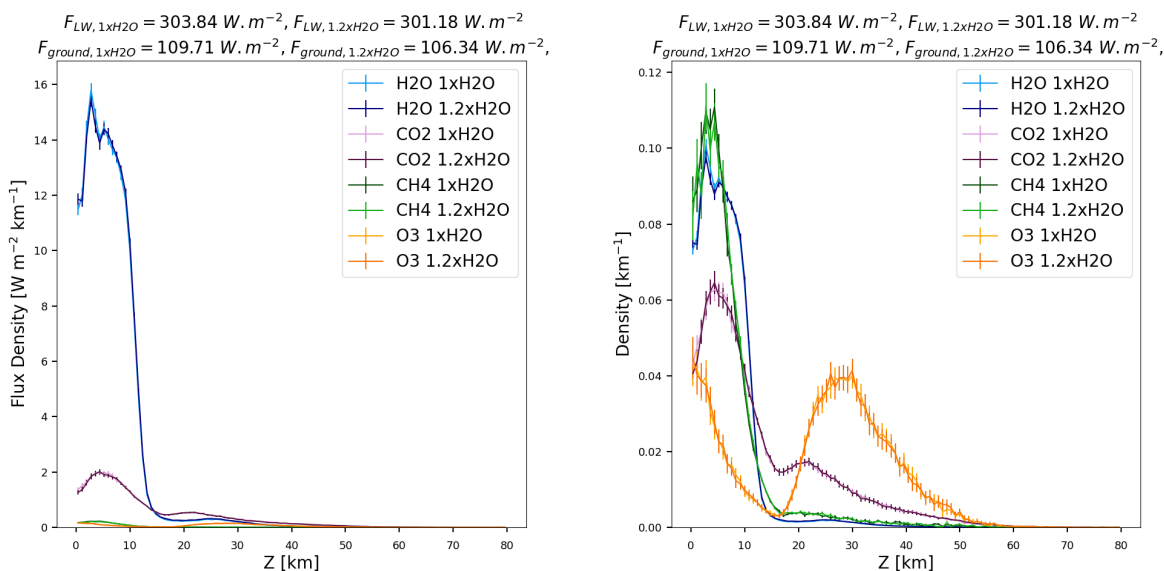


FIGURE 7.23 – Variations des altitudes d’émission des différentes espèces émettrices lors d’une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d’eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil TRO. À gauche est présenté le profil en densité d’énergie, qui permet de comparer l’énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.

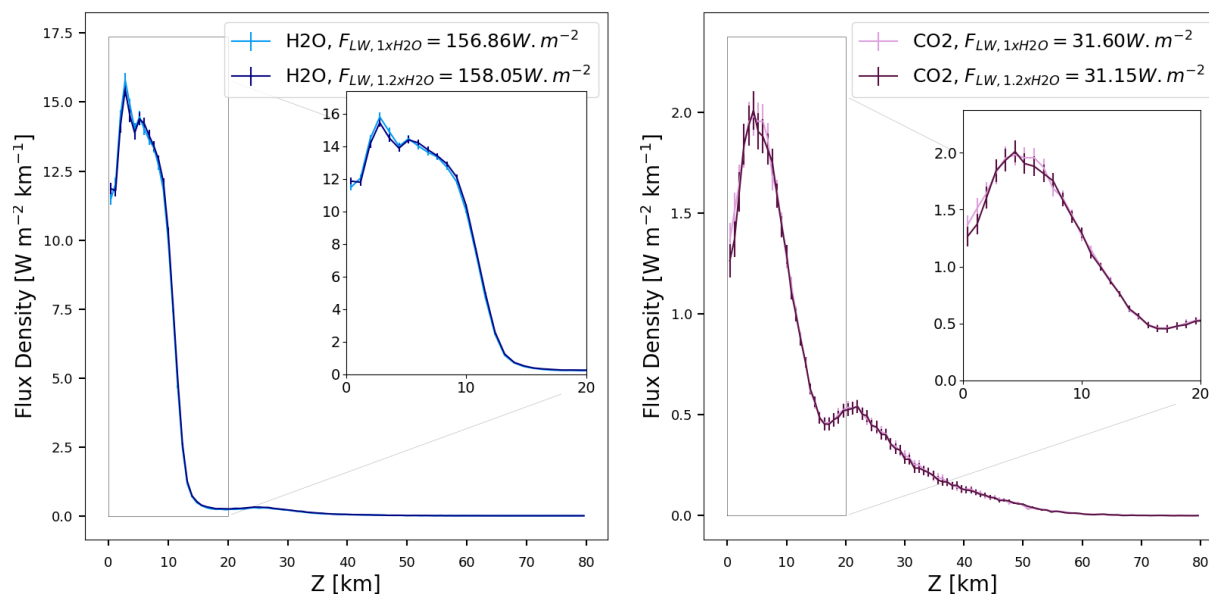


FIGURE 7.24 – Variations des densités de flux émis par la vapeur d’eau (gauche) et le CO2 (droite) lors d’une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d’eau du profil TRO, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.

7.4 Figures supplémentaires de flux infrarouge TOA pour un échantillon global de profils atmosphériques

7.4.1 Profils d'altitudes d'émission en ciel clair

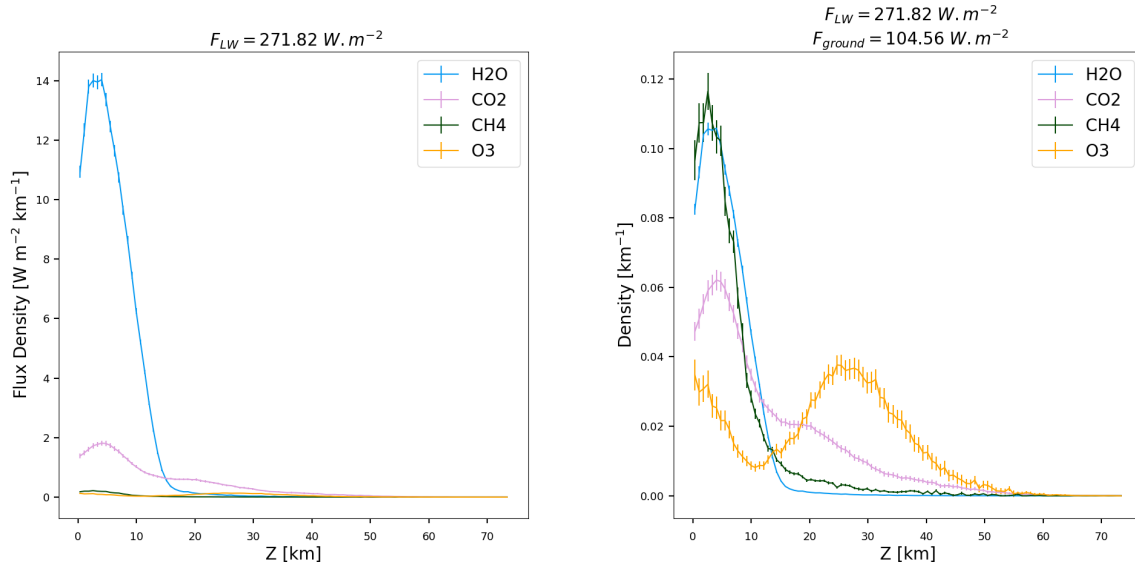


FIGURE 7.25 – Profils d'altitudes d'émission des différentes sources pour un calcul de flux infrarouge TOA. La figure de gauche représente la densité d'énergie émise par chaque espèce et qui atteint le sommet de l'atmosphère, en fonction de l'altitude d'émission, et la figure de droite représente la densité de probabilité de cette distribution. Le calcul a été réalisé **en ciel clair** sur un échantillon global de $N_s = 10^6$ colonnes atmosphériques.

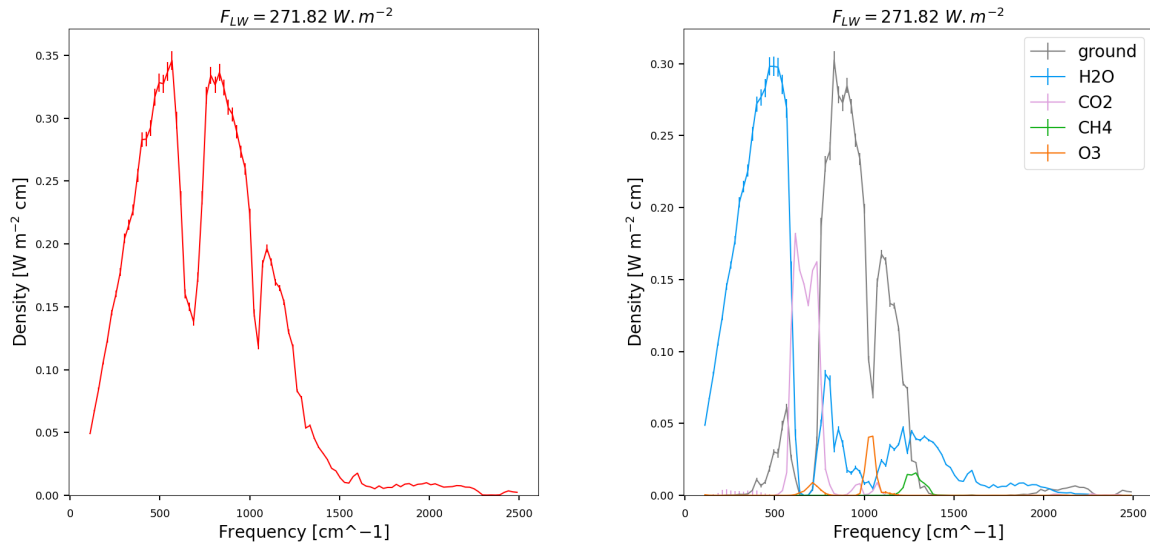


FIGURE 7.26 – Spectre d’émission pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce sur un échantillon d’un million de profils atmosphériques **en ciel clair** issus d’une simulation du GCM LMDZ. Le graphique de gauche montre le spectre total du flux TOA, et le graphique de droite montre le spectre de chaque source. La somme des profils à droite correspond au profil de gauche.

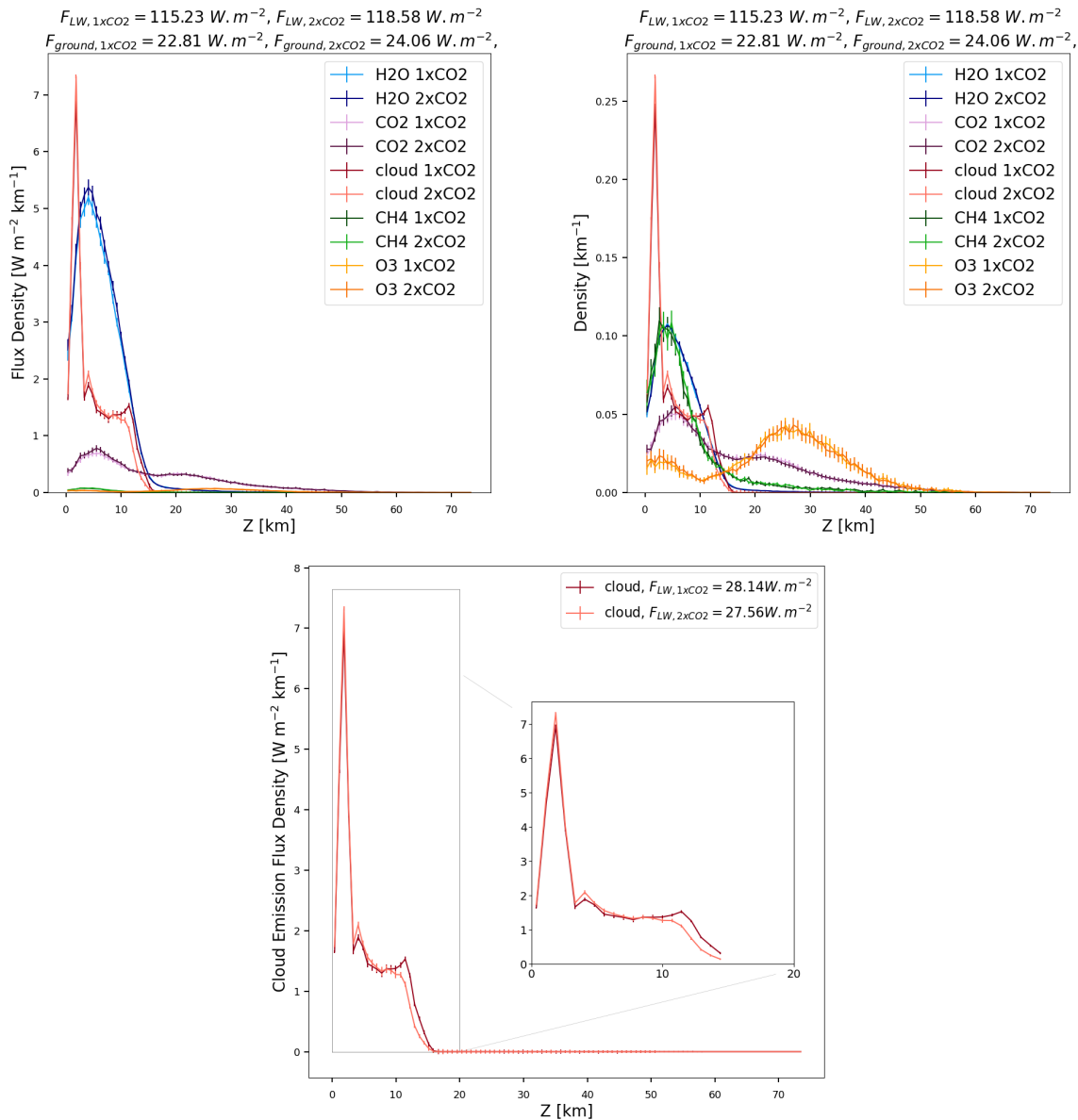
7.4.2 Autres profils pour un doublement de la concentration du CO₂

FIGURE 7.27 – Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour l'échantillon global de profils atmosphériques. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce. En bas est présentée la variation du profil d'altitudes d'émission des nuages.

Table des figures

1.1	Différentes échelles à modéliser. a) Schéma de la Terre et des différentes cellules de circulation grande échelle, structure les plus grandes de l’atmosphère. b) Maillage du modèle couplé LMDZ, utilisé pour modéliser le climat global sur des temps climatiques. La résolution horizontale est de l’ordre de 100 km. c) Simulation à l’échelle de l’Europe du modèle météorologique du centre Européen (ECMWF, https://www.ecmwf.int/), représentant en couleur la température à 2 m et les vents à 30 m. La résolution est de l’ordre de 10 kilomètres. d) Simulation LES de cumulus de couche limite (Villefranque et al., 2019). La zone représentée fait 5 km de coté pour 4 km de haut, avec une résolution verticale de 5 m. e) Simulation DNS d’un jet turbulent, la résolution est de l’ordre du cm. f) Spectres d’absorption atmosphériques tirés de la base spectroscopique IASI (https://iasi.aeris-data.fr/ , haut : spetre mesuré par IASI/MetOp, milieu et bas : quatre simulations pour identifier les gaz absorbants). Les bandes d’absorption des différentes espèces présentes dans l’atmosphère peuvent présenter des milliards de transitions dans les tables utilisées pour les calculs radiatifs.	4
1.2	Complexités et échelles représentées par certains modèles numériques utilisés en physique du climat et météorologie. Les modèles les plus complexes sont les modèles résolvant le plus d’équations/paramétrisations. Les modèles près de la ligne bleue sont les modèles les plus réalistes aujourd’hui pour représenter l’échelle correspondante. La limite en orange correspond à un manque de capacités de calculs pour utiliser ces modèles sur des échelles plus grandes, et ne limite aujourd’hui que les DNS, qui représente déjà des processus très petits, mais avec un coût numérique important. La zone entre la ligne bleue et la ligne orange, appelée néant conceptuel, correspond au fait que des nouveaux concepts peuvent encore être développés pour permettre aux modèles existants de prendre en compte des phénomènes plus complexes et à des échelles plus importantes. Figure adaptée de Bony et al. (2013).	7
1.3	Classification nuageuse de Luke Howard. Figure issue de Siebesma et al. (2020). . .	12
1.4	Les satellites de l’A-Train et différentes grandeurs mesurées (gauche). Couvertures nuageuses mesurées par CALIPSO (droite, carte du haut) et l’ISCCP (droite, carte du bas). Représentations de l’A-Train issue de https://atrain.nasa.gov/ , climatologie de la quantité de nuage issue de Siebesma et al. (2020)	13
1.5	Le biais “too few too bright” présent dans différents GCM. La rangée du haut montre ce biais globalement et celle du bas le montre en particulier pour les nuages bas. Pour chaque graphique, l’ordonnée représente la réflectivité des nuages et l’abscisse la couverture nuageuse. Le graphique correspondant aux observations (à gauche) montre une présence plus grande de nuages ayant une faible couverture totale et une grande réflectivité que pour les modèles (au milieu pour LMDZ5A, à droite pour MDZ5B). Les données sont des valeurs instantannées. Figure issue de Konsta et al. (2022).	15

1.6	Spectres d'émission du Soleil et de la Terre. Les deux domaines d'émissions sont quasiment disjoints.	20
1.7	Effet radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère (total en haut, dans le LW au milieu et dans le SW en bas) observé par les missions CERES (gauche) et ISCCP (milieu), ainsi que simulé par le modèle LMDZ6A (Hourdin et al., 2020). Figure de gauche issue de Siebesma et al. (2020).	23
1.8	Deux recouvrements nuageux différents : dans les deux cas les deux nuages occupent le même volume à chaque altitude mais ces volumes se recouvrent différemment : la couverture totale (c'est-à-dire la surface totale projetée) est donc différente dans les deux cas.	24
1.9	Différentes représentations et différents mécanismes à l'origine des effets 3D des nuages : a) piégeage du rayonnement entre deux nuages, b) effet d'ombre projetée par la prise en compte de l'angle solaire zénithal par exemple, c) 2 effets de bords : piégeage du rayonnement par les bords et fuite du rayonnement par les bords.	25
2.1	Différents types de recouvrement vertical des nuages (figure inspirée de Hogan and Illingworth (2000)).	29
2.2	a) Estimation d'une longueur de décorrélation à partir d'observations CloudSat/CALIPSO. b) Vérification de la validité de l'hypothèse de recouvrement aléatoire pour des blocs nuages distincts. Figure issue de Hogan and Illingworth (2000).	30
2.3	Valeurs saisonnières de la longueur de décorrélation pour 4 zones du globe. Issue de Jing et al. (2016).	31
2.4	Deux paramétrisations de la longueur de décorrélation en fonction de la latitude. A gauche : $L_\alpha = 2899 - 27.59\phi$ (figure issue de Shonk et al. (2010)). A droite : longueur de décorrélation (pour deux mois différents, Janvier en noir et Juillet en gris, lignes pleines) modélisée par une fonction gaussienne (en pointillé, figure issue de Oreopoulos et al. (2012)).	32
2.5	Variation saisonnière de la longueur de décorrélation. Les distances de 75 km à 300 km correspondent à l'extension horizontale des différentes scènes étudiées. Figure issue de Oreopoulos and Norris (2011).	32
2.6	Schéma illustrant l'effet du cisaillement sur un nuage représenté par un cylindre. Le nuage "penché" par le cisaillement a une couverture totale plus grande. Figure issue de Sulak et al. (2020).	33
2.7	PDFs de la longueur de décorrélation pour le recouvrement nuageux (L_α) et la corrélation du contenu en eau liquide (L_R), issue de données radar mesurées au sol. Figure issue de Oreopoulos and Norris (2011).	35
2.8	Schéma d'illustration de différents calculs radiatifs en milieux nuageux, avec différentes complexités. (a) Transfert radiatif dans un milieu homogène. (b) Utilisation de l'hypothèse de colonnes indépendantes (ICA). (c) Méthode de MCICA. Les flèches de différentes couleurs correspondent à différentes fréquences lumineuses. Les zones de différentes couleurs correspondent à différents contenus en eau liquide. Figure issue de Siebesma et al. (2020).	36
2.9	Schéma illustrant le fonctionnement du simulateur d'observable COSP (CFMIP Observation Simulator Package, Bodas-Salcedo et al. (2011); Swales et al. (2018)) pour la génération d'une distribution nuageuse sous-maille à partir d'une colonne atmosphérique issue d'un GCM. Figure issue de Siebesma et al. (2020).	37
2.10	Différentes simulations réalisées avec le modèle Meso-NH. Les images ont été obtenues avec l'algorithme Monte Carlo de rendu d'image htrdr développé par Meso-Star (https://www.meso-star.com/projects/htrdr/htrdr.html). Figure issue de Villefranque et al. (2019).	38

2.11	Évolution de quelques caractéristiques des cumulus simulés en fonction du temps, pour quatre cas considérés (identifiés par des couleurs différentes).	41
2.12	Fractions nuageuses volumiques C_v et surfaciques C_s à différentes résolutions verticales pour une simulation de chaque cas étudié. Pour chaque cas le profil correspondant à la dixième heure de simulation a été choisi.	42
2.13	Distribution du rapport de mélange en eau liquide pour les quatre cas étudiés (dixième heure de simulation). La distribution est donnée pour quatre altitude : a) correspond à l'altitude à 20% de la couche nuageuse (en partant de la base du nuage), b) à 40%, c) 60% et d) 80%. A chaque fois la couche considérée est d'épaisseur 100 m (c'est l'union de quatre couches d'épaisseur $dz=25$ m). En bleu est représenté l'histogramme de la distribution provenant de la simulation, en orange la loi gamma ayant la même moyenne et le même écart-type.	43
2.14	Réalisation d'un chemin d'un algorithme Monte Carlo. Ici on souhaite calculer la luminance à la paroi en \mathbf{x}_0 dans la direction \mathbf{u}_0 . Le volume entre les deux parois est purement diffusif et la luminance est connue dans toutes les directions sur la paroi de droite. Figure issue de Galtier et al. (2017)	47
2.15	Pseudo algorithme de Monte Carlo pour l'estimation de la luminance et le calcul de l'écart type associé. La longueur d'onde λ n'est pas mentionnée mais elle est fixée avant la résolution.	49
2.16	A gauche : champ de diffuseurs (en rouge) et d'émetteurs (en bleu). A droite : des diffuseurs virtuels sont rajoutés afin de créer un champ d'extinction virtuel uniforme. Figure issue de El Hafi et al. (2021)	50
2.17	Pseudo algorithme de Monte Carlo avec ajout de collisions nulles. Après chaque "saut" un test est ajouté pour déterminer si la collision est nulle ou s'il s'agit d'une vraie collision. Pour un vraie collision la suite reste inchangée, et pour une collision nulle il s'agit d'une diffusion vers l'avant donc il faut retourner à l'étape d'échantillonnage du libre parcours pour trouver la luminance dans la même direction.	52
2.18	Figure issue de Villefranque et al. (2019)	53
3.1	Flux LW total (haut) et flux LW nuageux (bas) au sommet de l'atmosphère, pour les simulations LES (en rouge) et des échantillons ERO pour différentes résolutions de départ, générés à la résolution des LES $dz=25$ m. Les courbes en gris correspondent à l'échantillon généré avec un recouvrement maximal. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude calculée par Monte Carlo.	88
3.2	Impact infrarouge de l'hétérogénéité verticale sous-maille de la fraction nuageuse. Comparaison des flux TOA LW de différents échantillons générés par ERO à partir d'une résolution $Dz=100$ m (haut) $Dz=200$ m (bas), afin d'analyser l'impact de la variabilité vertical sous-maille de la fraction nuageuse. Pour chacune des deux résolutions, la colonne de gauche montre le flux LW TOA total pour les différentes heures de simulations, et celle de droite la différence avec le flux du LES. Les valeurs correspondant aux simulations LES sont en rose, les autres échantillons ont le même code couleur que la figure 7 de l'article.	89
3.3	Impact de l'hétérogénéité horizontale du contenu en eau liquide sur le flux LW total (haut) et le flux LW nuageux (bas), pour les simulations LES (en rouge) et un échantillon ERO généré sans hypothèse sous maille pour la fraction nuageuse, pour $Dz=100$ m (violet). Les flux des scènes ayant un contenu en eau liquide homogène sous des courbes pleines, ceux pour les scènes hétérogènes sont en pointillé.	90
4.1	Pseudo algorithme de Monte Carlo pour une réalisation du code RadForce.	97

4.2	Échantillonnage à la volée du recouvrement vertical, utilisant l'hypothèse ERO. La colonne de gauche correspond au profil de fraction nuageuse, le blanc étant du ciel clair, et les teintes de bleu correspondent au contenu en eau condensée de chaque niveau. La colonne de droite correspond au milieu virtuel dans lequel sont représentées les collisions, et pour lesquelles on cherche à déterminer l'état nuageux. Quand un chemin visite pour la première fois un bloc nuageux (croix rouges), l'état nuageux local est déterminé sans recouvrement (c'est-à-dire un recouvrement aléatoire), et est échantillonné par un test de Bernoulli de paramètre $P = C_v$. Si la collision a lieu dans une couche appartenant à un bloc nuageux déjà visité (croix vertes), l'état nuageux est déterminé par recouvrement ERO entre la couche actuelle et la couche appartenant au même bloc ayant un état nuageux déjà déterminé la plus proche. La distance entre les deux couches étant Dz , le paramètre de recouvrement ERO sera $\alpha = \exp(-Dz/L_\alpha)$	102
4.3	Transmittivité d'un profil nuageux en fonction du coefficient d'absorption k_a du nuage. Le panneau de gauche correspond à un nuage composé d'un seul pavé de fraction $C_v = 1$ et d'épaisseur 1000 m. Le panneau de droite correspond à un nuage composé d'un seul pavé de fraction $C_v = 0.1$ (avec recouvrement maximal donc). Des valeurs calculées par Monte Carlo (points bleus, avec l'incertitude associée) sont comparées aux valeurs de transmittivité données par l'équation (gauche) ou (droite). Pour chaque valeur calculée par RadForce, 10^6 réalisations ont été faites.	104
4.4	Transmittivité d'un profil nuageux vertical avec recouvrement exponentiel-aléatoire. Des valeurs calculées par Monte Carlo (points bleus, avec l'incertitude associée) sont comparées aux valeurs de la transmittivité théorique données par l'équation (4.13). Le profil nuageux utilisé correspond à la dixième heure de simulation du LES ARM à la résolution $Dz=100$ m, et 10^6 réalisations Monte Carlo ont été faites pour chaque valeurs calculées par RadForce. Pour la courbe de gauche, la longueur de décorrélation utilisée est $L_\alpha=216$ m, pour la courbe de droite le coefficient d'absorption utilisé est $k_a=0.005 \text{ m}^{-1}$	105
4.5	Comparaison de flux LW montant à TOA calculés par RadForce (en rouge) et htrdr (en bleu). Dans un cas les nuages sont ceux du profils ARM (en traits pleins), et dans l'autre ("slab", en pointillés), les profils de ARM sont totalement couvrant, avec $C_v=1$ pour toutes les couches nuageuses. Aucun gaz n'est considéré et la bande spectrale de calcul est $\lambda \in [4\mu\text{m}, 99.9\mu\text{m}]$. La résolution verticale des profils nuageux est $Dz=100\text{m}$	107
5.1	Profils verticaux de température et de concentration en vapeur d'eau pour cinq profils ciel clair.	111
5.2	Flux radiatifs infrarouges au sommet de l'atmosphère (figure du haut) et en surface (figure du bas), calculés par RadForce pour cinq profils ciel clair. Dans les deux cas on distingue la contribution des différentes sources du flux, à savoir la surface et les espèces gazeuses. Pour chaque profil est également présenté le flux total (sur l'axe des abscisses).	112
5.3	Répartition de l'effet de serre pour un calcul de flux au sommet de l'atmosphère pour le profil MLS avec vapeur d'eau et CO_2 . a) Résultat pour la méthode consistant à réaliser plusieurs fois le même calcul en enlevant à chaque fois l'un des gaz présents. b) Résultat obtenu avec RadForce en utilisant l'équation (5.4).	114

5.4	Profils d'altitudes d'émission à TOA des différentes espèces gazeuses du profil MLS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce, et permet de voir, pour une espèce donnée, la loi de probabilité de l'altitude d'émission de cette espèce. Le flux total émis à TOA, ainsi que le flux émis à TOA par la surface, sont précisés au dessus.	116
5.5	Spectres d'émission du flux total LW reçu à TOA pour le profil MLS. À gauche le spectre correspond à tout le flux. À droite la source de chaque émission est distinguée, permettant ainsi d'observer le spectre d'émission de chaque espèce.	116
5.6	Profils d'altitudes d'émission pour une scène nuageuse dont on calcul le flux LW TOA avec RadForce. Pour chaque figure deux situations sont présentées : le profil de la fraction nuageuse a été généré à la volée par RadForce sous l'hypothèse de recouvrement maximal (courbe rose), ou sous l'hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire avec une longueur de décorrélation de $L_\alpha=215$ m (courbe rouge). La figure du haut présente la densité d'émission de chaque espèce, pour les deux simulations, normalisée par le flux total émis par chaque espèce. La figure du bas présente la densité de flux émis par le nuage dans les deux situations.	118
5.7	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO_2 pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	120
5.8	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO_2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO_2 du profil MLS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	120
5.9	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	122
5.10	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO_2 (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil MLS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	122
5.11	Épaisseur optique de la vapeur d'eau (en noir) et du CO_2 (en violet) pour un profil MLS. Figure adaptée de Dufresne et al. (2020) .	123
5.12	Échantillonnage de profils atmosphériques à partir de simulations globales, et calcul de flux radiatifs au sommet de l'atmosphère. Différentes échelles et échantillonnages sont représentés : le choix des profils atmosphériques sur le globe pour des dates sur une période climatique (frise en haut), le tirage de la direction \mathbf{u} pour le calcul du flux à TOA et l'intégration sur l'espace des chemins radiatifs (photo de gauche), l'échantillonnage d'une espèce lors d'une collision (à droite, milieu), et l'échantillonnage des transitions pour les propriétés radiatives des gaz (à droite, bas). Figure issue de Nyffenegger et al (en préparation).	124
5.13	Densité d'émission des différentes sources pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce sur un échantillon d'un million de profils atmosphériques issus d'une simulation du GCM LMDZ. La figure de gauche présente la distribution de flux émis par chaque espèce émettrice en fonction de l'altitude, la figure de droite la probabilité de l'altitude d'émission pour chaque espèce.	126

5.14	Spectre d'émission pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce sur un échantillon d'un million de profils atmosphériques issus d'une simulation du GCM LMDZ. Le graphique de gauche montre le spectre total du flux émis à TOA, et le graphique de droite montre le spectre de chaque source. La somme des profils à droite correspond au profil de gauche.	126
5.15	Répartition de l'effet de serre entre les différentes espèces atmosphériques, pour un calcul de flux TOA. La distinction de l'effet de serre individuel de chaque espèce est faite avec l'équation (5.4). Le profil atmosphérique est l'échantillon global nuageux constitué de $N_s = 10^6$ colonnes verticales.	127
5.16	Variation des profils d'émission du CO ₂ (gauche) et de la vapeur d'eau (droite) pour un doublement de la concentration du CO ₂ du profil global sans nuages lors d'un calcul de flux LW émis à TOA par RadForce.	129
5.17	Variation des profils d'émission du CO ₂ (gauche) et de la vapeur d'eau (droite) pour un doublement de la concentration du CO ₂ du profil global nuageux constitué d'un million de profils atmosphériques tirés d'une simulation de LMDZ, lors d'un calcul de flux LW émis à TOA par RadForce.	129
6.1	Deux façons de modéliser la distribution spatiale des nuages et de leur contenu en eau liquide, pour un champ de cumulus. Dans chaque cas est montré la carte du contenu en eau liquide intégré (Liquid Water Path, LWP). À gauche est présenté le champ nuageux d'origine, issu d'une simulation LES de résolution 25 m. Pour la carte du milieu, chaque nuage a été reproduit avec un empilement de disques, chacun ayant la même surface que le nuage de la simulation d'origine pour la même altitude. Les disques ont un contenu en eau liquide homogène à chaque altitude, et se recouvrent avec une hypothèse de recouvrement exponentiel-aléatoire de paramètre α calculé pour reproduire la couverture totale de la simulation. À droite le recouvrement de ces disques est maximal, et leur contenu en eau liquide utilise la même hypothèse que l'algorithme TripleClouds, avec un contenu en eau liquide plus faible sur les bords du disque, et plus concentré au milieu. Le cas utilisé est ARM. Certains développements similaires sont présentés en annexe.	136
6.2	Cartes de fractions nuageuses globales, pour différentes altitudes et différents types de nuages. Figure issue de Siebesma et al. (2020)	138
7.1	Différence entre le flux solaire calculé à TOA en 3D (en pointillés) et en 1D ICA (traits pleins). Le cas représenté est BOMEX.	143
7.2	Schéma présentant la méthode utilisée pour réorganiser horizontalement un échantillon nuageux généré avec l'hypothèse ERO. Cet échantillon, qui ne présente initialement aucune forme d'organisation horizontale, est "rangé" en suivant les quantiles de LWP du LES d'origine.	145
7.3	Contenu en eau liquide intégré horizontalement selon l'axe x pour le LES d'origine, et pour l'échantillon réorganisé horizontalement. Les différentes zones similaires entre les deux scènes ont été représentées par les lettres a) à f).	145
7.4	Albedos calculés avec un algorithme Monte Carlo utilisé en 3D, pour différentes scènes nuageuses, avec un contenu en eau liquide homogène (haut) et hétérogène (bas). On compare l'albedo de simulations LES (bleu), à l'albedo d'un échantillon ERO avec une organisation horizontale aléatoire (vert), et le même échantillon avec l'organisation horizontale du LES expliquée plus haut (orange). L'échantillon est généré à partir d'une colonne 1D de résolution verticale de 25 m (comme les simulations LES). Le cas utilisé est ARM.	147

7.5	Haut : paramètres de recouvrement (bleu) de chaque nuage individuel d'une simulation LES de cumulus, classés par surface du nuage (rouge). L'indice en abscisse correspond au numéro de chaque nuage, cette numérotation étant arbitraire. Bas : ces paramètres sont présentés en fonction de la fraction nuageuse.	149
7.6	Graphiques présentant une méthode de reconstruction d'un nuage individuel. Les couleurs représentent l'altitude afin de mieux distinguer la forme du nuage. À gauche est représenté un nuage individuel issue d'une simulation LES, de résolution 25 m. À droite ce nuage est reconstruit ainsi : à chaque altitude le nuage à la même surface que le nuage d'origine, mais représenté par un disque. Les différents disque se recouvrent avec un paramètre de recouvrement ERO α , calculé pour que le nuage ait la même couverture totale que le nuage d'origine.	151
7.7	Profil de fraction nuageuse d'un nuage individuel, issu d'une simulation LES. Pour deux situation (en bleu le nuage issu de la simulation, en orange le nuage reconstruit), on représente la fraction "supplémentaire" car que chaque couche rajoute dans la couverture totale du nuage individuel. Cette fraction est normalisée, et représentée entre l'altitude de la base et du sommet du nuage.	151
7.8	Comparaisons de calculs de flux pour deux champs nuageux (cas ARM à deux instants différents). À chaque fois les valeurs de flux solaire absorbé dans le milieu, reçu à la surface et réfléchi à TOA sont comparés pour le champs LES d'origine et pour sa reconstruction. La reconstruction a été réalisée en remplaçant chaque nuage de la simulation d'origine (à gauche) par un empilement de disques se recouvrant avec l'hypothèse ERO pour conserver la fraction nuageuse totale de la scène (au milieu). Les valeurs radiatives sont calculées par le code radiatif Monte Carlo SCART, et sont calculés pour différents angles zénithaux du flux solaire incident.	152
7.9	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO2 pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	153
7.10	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO2 du profil MLW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	154
7.11	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO2 pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	155
7.12	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO2 du profil SAS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	155
7.13	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO2 pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	156
7.14	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO2 (droite) lors du doublement de la concentration en CO2 du profil SAW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	156

7.15	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en CO ₂ pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil TRO. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	157
7.16	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO ₂ (droite) lors du doublement de la concentration en CO ₂ du profil TRO, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	157
7.17	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil MLW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	158
7.18	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO ₂ (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil MLW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	158
7.19	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAS. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	159
7.20	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO ₂ (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil SAS, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	159
7.21	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil SAW. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	160
7.22	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO ₂ (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil SAW, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	160
7.23	Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour le profil TRO. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce.	161
7.24	Variations des densités de flux émis par la vapeur d'eau (gauche) et le CO ₂ (droite) lors d'une augmentation de 20% de la concentration en vapeur d'eau du profil TRO, pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce.	161
7.25	Profils d'altitudes d'émission des différentes sources pour un calcul de flux infrarouge TOA. La figure de gauche représente la densité d'énergie émise par chaque espèce et qui atteint le sommet de l'atmosphère, en fonction de l'altitude d'émission, et la figure de droite représente la densité de probabilité de cette distribution. Le calcul a été réalisé en ciel clair sur un échantillon global de $N_s = 10^6$ colonnes atmosphériques.	162

-
- 7.26 Spectre d'émission pour un calcul de flux LW à TOA par RadForce sur un échantillon d'un million de profils atmosphériques **en ciel clair** issus d'une simulation du GCM LMDZ. Le graphique de gauche montre le spectre total du flux TOA, et le graphique de droite montre le spectre de chaque source. La somme des profils à droite correspond au profil de gauche. 163
- 7.27 Variations des altitudes d'émission des différentes espèces émettrices lors d'un doublement de la concentration en vapeur d'eau pour un calcul de flux LW à TOA pour l'échantillon global de profils atmosphériques. À gauche est présenté le profil en densité d'énergie, qui permet de comparer l'énergie émise par les différentes espèces à différentes altitudes. À droite cette densité a été normalisée par le flux total émis par chaque espèce. En bas est présentée la variation du profil d'altitudes d'émission des nuages. 164

Bibliographie

- Abma, D., Heus, T., and Mellado, J. P. (2013). Direct numerical simulation of evaporative cooling at the lateral boundary of shallow cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(7) :2088 – 2102.
- Arrhenius, P. S. (1896). Xxxi. on the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 41(251) :237–276.
- Barker, H., Cole, J., Morcrette, J.-J., Pincus, R., Räisänen, P., von Salzen, K., and Vaillancourt, P. (2008). The monte carlo independent column approximation : An assessment using several global atmospheric models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(635) :1463–1478.
- Barker, H. W. (2008a). Overlap of fractional cloud for radiation calculations in GCMs : A global analysis using CloudSat and CALIPSO data. *J. Geophys. Res.-Atm.*, 113(D8).
- Barker, H. W. (2008b). Representing cloud overlap with an effective decorrelation length : An assessment using cloudsat and calipso data. *J. Geophys. Res.-Atm.*, 113(D24).
- Barker, H. W. and Räisänen, P. (2005). Radiative sensitivities for cloud structural properties that are unresolved by conventional GCMs. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 131(612) :3103–3122.
- Barker, H. W., Stephens, G. L., and 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., Stephens, G. L., Partain, P. T., Bergman, J. W., Bonnel, B., Campana, K., Clothiaux, E. E., Clough, S., Cusack, S., Delamere, J., Edwards, J., Evans, K. F., Fouquart, Y., Freidenreich, S., Galin, V., Hou, Y., Kato, S., Li, J., Mlawer, E., Morcrette, J.-J., O’Hirok, W., Räisänen, P., Ramaswamy, V., Ritter, B., Rozanov, E., Schlesinger, M., Shibata, K., Sporyshev, P., Sun, Z., Wendisch, M., Wood, N., and Yang, F. (2003). Assessing 1d atmospheric solar radiative transfer models : Interpretation and handling of unresolved clouds. *Journal of Climate*, 16(16) :2676 – 2699.
- Barkstrom, B. R. (1984). The earth radiation budget experiment (erbe). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 65(11) :1170 – 1185.
- Bodas-Salcedo, A., Webb, M. J., Bony, S., Chepfer, H., Dufresne, J.-L., Klein, S. A., Zhang, Y., Marchand, R., Haynes, J. M., Pincus, R., and John, V. O. (2011). COSP : Satellite simulation software for model assessment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 92(8) :1023 – 1043.
- Boeuf, J. P. and Marode, E. (1982). A monte carlo analysis of an electron swarm in a nonuniform field : the cathode region of a glow discharge in helium. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 15(11) :2169.

- Bony, S., Colman, R., Kattsov, V. M., Allan, R. P., Bretherton, C. S., Dufresne, J.-L., Hall, A., Hallegatte, S., Holland, M. M., Ingram, W., Randall, D. A., Soden, B. J., Tselioudis, G., and Webb, M. J. (2006). How well do we understand and evaluate climate change feedback processes? *Journal of Climate*, 19(15) :3445 – 3482.
- 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., Stevens, B., Ament, F., Bigorre, S., Chazette, P., Crewell, S., Delanoë, J., Emanuel, K., Farrell, D., Flamant, C., et al. (2017). Eurec4a : A field campaign to elucidate the couplings between clouds, convection and circulation. *Surveys in Geophysics*, 38(6) :1529–1568.
- Bony, S., Stevens, B., Held, I. H., Mitchell, J. F., Dufresne, J.-L., Emanuel, K. A., Friedlingstein, P., Griffies, S., and Senior, C. (2013). *Carbon Dioxide and Climate : Perspectives on a Scientific Assessment*, pages 391–413. Springer Netherlands, Dordrecht.
- 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. *J. Atmos. Sci.*, 62(7) :2248–2260.
- Brown, A. R., Cederwall, R. T., Chlond, A., Duynkerke, P. G., Golaz, J.-C., Khairoutdinov, M., Lewellen, D. C., Lock, A. P., MacVean, M. K., Moeng, C.-H., Neggers, R. A. J., Siebesma, A. P., and Stevens, B. (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.-L., 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 Atmospheric Sciences*, 51(14) :2046 – 2074.
- Collins, W. D. (2001). Parameterization of generalized cloud overlap for radiative calculations in general circulation models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(21) :3224 – 3242.
- Couvreux, F., Hourdin, F., Williamson, D., Roehrig, R., Volodina, V., Villefranque, N., Rio, C., Audouin, O., Salter, J., Bazile, E., Brient, F., Favot, F., Honnert, R., Lefebvre, M.-P., Madeleine, J.-B., Rodier, Q., and Xu, W. (2020). Process-based climate model development harnessing machine learning : I. A calibration tool for parameterization improvement. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(3).
- 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.
- Dauchet, J., Blanco, S., Cornet, J.-F., El Hafi, M., Eymet, V., and Fournier, R. (2013). The practice of recent radiative transfer monte carlo advances and its contribution to the field of microorganisms cultivation in photobioreactors. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 128 :52–59. Eurotherm Seminar on Computational Thermal Radiation in Participating Media IV.
- Davis, A. B. and Marshak, A. (2010). Solar radiation transport in the cloudy atmosphere : a 3d perspective on observations and climate impacts. *Reports on Progress in Physics*, 73(2) :026801.

- Deardorff, J. W. et al. (1970). Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for rayleigh convection. *J. Atmos. Sci.*, 27(8) :1211–1213.
- Di Giuseppe, F. and Tompkins, A. M. (2015). Generalizing cloud overlap treatment to include the effect of wind shear. *Journal of the atmospheric sciences*, 72(8) :2865–2876.
- Dufresne, J.-L. and Bony, S. (2008). An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere–ocean models. *Journal of Climate*, 21(19) :5135–5144.
- Dufresne, J.-L., Eymet, V., Crevoisier, C., and Grandpeix, J.-Y. (2020). Greenhouse effect : The relative contributions of emission height and total absorption. *Journal of Climate*, 33(9) :3827 – 3844.
- El Hafi, M., Blanco, S., Dauchet, J., Fournier, R., Galtier, M., Ibarrart, L., Tregan, J.-M., and Villefranque, N. (2021). Three viewpoints on null-collision monte carlo algorithms. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 260 :107402.
- Ellingson, R. G., Ellis, J., and Fels, S. (1991). The intercomparison of radiation codes used in climate models : Long wave results. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D5) :8929–8953.
- Eyring, V., Bony, S., Meehl, G. A., Senior, C. A., Stevens, B., Stouffer, R. J., and Taylor, K. E. (2016). Overview of the coupled model intercomparison project phase 6 (cmip6) experimental design and organization. *Geoscientific Model Development*, 9(5) :1937–1958.
- Fournier, R., Blanco, S., Eymet, V., Hafi, M. E., and Spiesser, C. (2016). Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single monte carlo algorithm. *Journal of Physics : Conference Series*, 676(1) :012007.
- Galtier, M., Blanco, S., Caliot, C., Coustet, C., Dauchet, J., El Hafi, M., Eymet, V., Fournier, R., Gautrais, J., Khuong, A., Piaud, B., and Terrée, G. (2013). Integral formulation of null-collision monte carlo algorithms. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 125 :57–68.
- Galtier, M., Roger, M., André, F., and Delmas, A. (2017). A symbolic approach for the identification of radiative properties. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 196 :130–141.
- Gattepaille, V. (2021). *Modèles multi-échelles de photobioréacteurs solaires et méthode de Monte Carlo*. PhD thesis, Université Clermont Auvergne (2021-...).
- Geleyn, J., JF, G., et al. (1979). An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beitr. Phys. Atmosph.*
- Genio, A. D. D., Yao, M.-S., Kovari, W., and Lo, K. K.-W. (1996). A prognostic cloud water parameterization for global climate models. *Journal of Climate*, 9(2) :270 – 304.
- Gordon, I., Rothman, L., Hill, C., Kochanov, R., Tan, Y., Bernath, P., Birk, M., Boudon, V., Campargue, A., Chance, K., Drouin, B., Flaud, J.-M., Gamache, R., Hodges, J., Jacquemart, D., Perevalov, V., Perrin, A., Shine, K., Smith, M.-A., Tennyson, J., Toon, G., Tran, H., Tyuterev, V., Barbe, A., Császár, A., Devi, V., Furtenbacher, T., Harrison, J., Hartmann, J.-M., Jolly, A., Johnson, T., Karman, T., Kleiner, I., Kyuberis, A., Loos, J., Lyulin, O., Massie, S., Mikhailenko, S., Moazzen-Ahmadi, N., Müller, H., Naumenko, O., Nikitin, A., Polyansky, O., Rey, M., Rotger, M., Sharpe, S., Sung, K., Starikova, E., Tashkun, S., Auwera, J. V., Wagner, G., Wilzewski, J., Wcislo, P., Yu, S., and Zak, E. (2017). The hitran2016 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 203 :3–69. HITRAN2016 Special Issue.

- Guichard, F. and Couvreux, F. (2017). A short review of numerical cloud-resolving models. *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, 69(1) :1373578.
- Hahn, C. J. and Warren, S. G. (2007). A gridded climatology of clouds over land (1971-1996) and ocean (1954-2008) from surface observations worldwide (ndp-026e)*.
- Ham, S.-H., Kato, S., Barker, H. W., Rose, F. G., and Sun-Mack, S. (2014). Effects of 3-d clouds on atmospheric transmission of solar radiation : Cloud type dependencies inferred from a-train satellite data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(2) :943–963.
- Hansen, J., Sato, M., and Ruedy, R. (1997). Radiative forcing and climate response. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D6) :6831–6864.
- Hogan, R. J. and Bozzo, A. (2018). A flexible and efficient radiation scheme for the ecmwf model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 10(8) :1990–2008.
- Hogan, R. J., Fielding, M. D., Barker, H. W., Villefranque, N., and Schäfer, S. A. K. (2019). Entrapment : An important mechanism to explain the shortwave 3d radiative effect of clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 76(7) :2123 – 2141.
- 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.
- Hogan, R. J. and Illingworth, A. J. (2003). Parameterizing ice cloud inhomogeneity and the overlap of inhomogeneities using cloud radar data. *J. Atmos. Sci.*, 60(5) :756 – 767.
- Hogan, R. J., Schäfer, S. A. K., Klinger, C., Chiu, J. C., and Mayer, B. (2016). Representing 3-d cloud radiation effects in two-stream schemes : 2. matrix formulation and broadband evaluation. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(14) :8583–8599.
- Hourdin, F., Mauritsen, T., Gettelman, A., Golaz, J.-C., Balaji, V., Duan, Q., Folini, D., Ji, D., Klocke, D., Qian, Y., Rauser, F., Rio, C., Tomassini, L., Watanabe, M., and Williamson, D. (2017). The Art and Science of Climate Model Tuning. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 98(3) :589 – 602.
- Hourdin, F., Rio, C., Grandpeix, J.-Y., Madeleine, J.-B., Cheruy, F., Rochetin, N., Jam, A., Musat, I., Idelkadi, A., Fairhead, L., Foujols, M.-A., Mellul, L., Traore, A.-K., Dufresne, J.-L., Boucher, O., Lefebvre, M.-P., Millour, E., Vignon, E., Jouhaud, J., Diallo, F. B., Lott, F., Gastineau, G., Caubel, A., Meurdesoif, Y., and Ghattas, J. (2020). LMDZ6A : The Atmospheric Component of the IPSL Climate Model With Improved and Better Tuned Physics. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(7) :e2019MS001892. _eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2019MS001892>.
- Huang, Y., Tan, X., and Xia, Y. (2016). Inhomogeneous radiative forcing of homogeneous greenhouse gases. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(6) :2780–2789.
- Illingworth, A. J., Barker, H. W., Beljaars, A., Ceccaldi, M., Chepfer, H., Clerbaux, N., Cole, J., Delanoë, J., Domenech, C., Donovan, D. P., Fukuda, S., Hirakata, M., Hogan, R. J., Huenerbein, A., Kollias, P., Kubota, T., Nakajima, T., Nakajima, T. Y., Nishizawa, T., Ohno, Y., Okamoto, H., Oki, R., Sato, K., Satoh, M., Shephard, M. W., Velázquez-Blázquez, A., Wandinger, U., Wehr, T., and van Zadelhoff, G.-J. (2015). The earthcare satellite : The next step forward in global measurements of clouds, aerosols, precipitation, and radiation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 96(8) :1311 – 1332.

- IPCC (2021). IPCC, 2021 : Climate Change 2021 - the Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M.I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J.B.R. Matthews, T.K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu, and B. Zhou (eds.)]. Cambridge University Press, In Press, Published : 9 August 2021. *Interaction*, 49(4) :44–45.
- Jacquinet-Husson, N., Armante, R., Scott, N., Chédin, A., Crépeau, L., Boutammime, C., Bouhdaoui, A., Crevoisier, C., Capelle, V., Boone, C., Poulet-Crovisier, N., Barbe, A., Chris Benner, D., Boudon, V., Brown, L., Buldyreva, J., Campargue, A., Coudert, L., Devi, V., Down, M., Drouin, B., Fayt, A., Fittschen, C., Flaud, J.-M., Gamache, R., Harrison, J., Hill, C., Hodnebrog, , Hu, S.-M., Jacquemart, D., Jolly, A., Jiménez, E., Lavrentieva, N., Liu, A.-W., Lodi, L., Lyulin, O., Massie, S., Mikhailenko, S., Müller, H., Naumenko, O., Nikitin, A., Nielsen, C., Orphal, J., Perevalov, V., Perrin, A., Polovtseva, E., Predoi-Cross, A., Rotger, M., Ruth, A., Yu, S., Sung, K., Tashkun, S., Tennyson, J., Tyuterev, V., Vander Auwera, J., Voronin, B., and Makie, A. (2016). The 2015 edition of the geisa spectroscopic database. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 327 :31–72. *New Visions of Spectroscopic Databases, Volume II*.
- Jakob, C. and Klein, S. A. (1999). The role of vertically varying cloud fraction in the parametrization of microphysical processes in the ecmwf model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125(555) :941–965.
- Jakub, F. and Mayer, B. (2015). A three-dimensional parallel radiative transfer model for atmospheric heating rates for use in cloud resolving models—the tenstream solver. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 163 :63–71.
- 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.
- Jeevanjee, N., Seeley, J. T., Paynter, D., and Fueglistaler, S. (2021). An analytical model for spatially varying clear-sky co2 forcing. *Journal of Climate*, 34(23) :9463 – 9480.
- Jing, X., Zhang, H., Peng, J., Li, J., and Barker, H. W. (2016). Cloud overlapping parameter obtained from cloudsat/calipso dataset and its application in agcm with mcica scheme. *Atmospheric Research*, 170 :52–65.
- Jouhaud, J., Dufresne, J.-L., Madeleine, J.-B., Hourdin, F., Couvreux, F., Villefranque, N., and Jam, A. (2018). Accounting for vertical subgrid-scale heterogeneity in low-level cloud fraction parameterizations. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 10(11) :2686–2705.
- Kiehl, J. T. and Trenberth, K. E. (1997). Earth’s annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(2) :197 – 208.
- 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.
- Klinger, C. and Mayer, B. (2016). The neighboring column approximation (nca) – a fast approach for the calculation of 3d thermal heating rates in cloud resolving models. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 168 :17–28.
- Konsta, D., Dufresne, J.-L., Chepfer, H., Vial, J., Koshiro, T., Kawai, H., Bodas-Salcedo, A., Roehrig, R., Watanabe, M., and Ogura, T. (2022). Low-level marine tropical clouds in six cmip6 models are too few, too bright but also too compact and too homogeneous. *Geophysical Research Letters*, 49(11) :e2021GL097593.

- Koura, K. (1986). Null-collision technique in the direct-simulation monte carlo method. *The Physics of Fluids*, 29(11) :3509–3511.
- Kumar, B., Bera, S., Prabha, T. V., and Grabowski, W. W. (2017). Cloud-edge mixing : Direct numerical simulation and observations in indian monsoon clouds. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9(1) :332–353.
- Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bielli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreur, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Lebeaupin Brossier, C., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Taufour, M., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., and Wautelet, P. (2018). Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5) :1929–1969.
- Lacis, A. A. and Oinas, V. (1991). A description of the correlated k distribution method for modeling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96(D5) :9027–9063.
- Lafore, J. P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Héreil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J. P., Redelsperger, J. L., Richard, E., and Vilà-Guerau de Arellano, J. (1998). The meso-nh atmospheric simulation system. part i : adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, 16(1) :90–109.
- 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.
- Liou, K.-N. (2002). *An introduction to atmospheric radiation*, volume 84. Elsevier.
- 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.
- Madeleine, J.-B., Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Dufresne, J.-L., Vignon, E., Boucher, O., Konsta, D., Cheruy, F., Musat, I., Idelkadi, A., Fairhead, L., Millour, E., Lefebvre, M.-P., Mellul, L., Rochetin, N., Lemonnier, F., Touzé-Peiffer, L., and Bonazzola, M. (2020). Improved Representation of Clouds in the Atmospheric Component LMDZ6A of the IPSL-CM6A Earth System Model. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12(10) :e2020MS002046. _eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2020MS002046>.
- Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1967). Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity.
- Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1975). The effects of doubling the co2 concentration on the climate of a general circulation model. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32(1) :3 – 15.
- Maury, N. (2021). *Etude des processus dynamiques et microphysiques dans les nuages convectifs peu profonds : synergie entre simulations numériques et observations par une flotte de drones*. PhD thesis. Thèse de doctorat dirigée par Couvreur, Fleur et Roberts, Gregory Océan, Atmosphère, Climat Toulouse 3 2021.

- Meehl, G. A., Washington, W. M., Arblaster, J. M., and Hu, A. (2004). Factors affecting climate sensitivity in global coupled models. *Journal of Climate*, 17(7) :1584 – 1596.
- Mellado, J. P., Stevens, B., Schmidt, H., and Peters, N. (2010). Two-fluid formulation of the cloud-top mixing layer for direct numerical simulation. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 24 :511–536.
- 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.
- Naud, C. M., Genio, A. D., Mace, G. G., Benson, S., Clothiaux, E. E., and Kollias, P. (2008). Impact of dynamics and atmospheric state on cloud vertical overlap. *Journal of Climate*, 21(8) :1758 – 1770.
- Neggers, R., 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). _eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2011JD015650>.
- Neggers, R. A. J., Duynkerke, P. G., and Rodts, S. M. A. (2003). Shallow cumulus convection : A validation of large-eddy simulation against aircraft and landsat observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 129(593) :2671–2696.
- Novák, J., Selle, A., and Jarosz, W. (2014). Residual ratio tracking for estimating attenuation in participating media. *ACM Trans. Graph.*, 33(6) :179–1.
- Nyffenegger-Pere, Y. (2023). *Coupler le rayonnement et la spectroscopie raie par raie dans un même algorithme de Monte Carlo : permettre le calcul de référence des forçages radiatifs*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Oreopoulos, L. and Khairoutdinov, M. (2003). Overlap properties of clouds generated by a cloud-resolving model. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D15). _eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2002JD003329>.
- Oreopoulos, L., Lee, D., Sud, Y., and Suarez, M. (2012). Radiative impacts of cloud heterogeneity and overlap in an atmospheric general circulation model. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(19) :9097–9111.
- Oreopoulos, L. and Norris, P. (2011). An analysis of cloud overlap at a midlatitude atmospheric observation facility. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11(12) :5557–5567.
- Pincus, R., Barker, H. W., and Morcrette, J.-J. (2003). A fast, flexible, approximate technique for computing radiative transfer in inhomogeneous cloud fields. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D13).
- Pincus, R., Buehler, S. A., Brath, M., Crevoisier, C., Jamil, O., Franklin Evans, K., Manners, J., Menzel, R. L., Mlawer, E. J., Paynter, D., Pernak, R. L., and Tellier, Y. (2020). Benchmark calculations of radiative forcing by greenhouse gases. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 125(23) :e2020JD033483. e2020JD033483 10.1029/2020JD033483.
- Pincus, R., Hannay, C., Klein, S. A., Xu, K.-M., and Hemler, R. (2005). Overlap assumptions for assumed probability distribution function cloud schemes in large-scale models. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D15). _eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2004JD005100>.

- Pinty, J.-P. and Jabouille, P. (1998). A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. In *Conf. on Cloud Physics*, pages 217–220. Amer. Meteor. Soc. Everett, WA.
- 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 : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 130(601) :2047–2067.
- Ramanathan, V., Cess, R. D., Harrison, E. F., Minnis, P., Barkstrom, B. R., Ahmad, E., and Hartmann, D. (1989). Cloud-radiative forcing and climate : Results from the earth radiation budget experiment. *Science*, 243(4887) :57–63.
- Randall, D., Krueger, S., Bretherton, C., Curry, J., Duynkerke, P., Moncrieff, M., Ryan, B., Starr, D., Miller, M., Rossow, W., Tselioudis, G., and Wielicki, B. (2003). Confronting models with data : The gewex cloud systems study. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 84(4) :455–469.
- Randall, D. A., Coakley, J. A., Fairall, C. W., Kropfli, R. A., and Lenschow, D. H. (1984). Outlook for research on subtropical marine stratiform clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 65(12) :1290–1301.
- Redelsperger, J. and Sommeria, G. (1981). Method of representing subgrid scale turbulence for a 3-dimensional model of cloud convection. *BOUNDARY-LAYER METEOROLOGY*, 21(4) :509–530.
- Redelsperger, J. and Sommeria, G. (1982). A technique for parameterization of the turbulence associated with precipitation events in a three-dimensional model of cloud convection. *Boundary-Layer Meteorology*, 24 :231–252.
- Redelsperger, J. L. and Sommeria, G. (1986). Three-dimensional simulation of a convective storm : Sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution. *Journal of Atmospheric Sciences*, 43(22) :2619 – 2635.
- Rossow, W. B. and Schiffer, R. A. (1999). Advances in understanding clouds from isccp. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80(11) :2261 – 2288.
- Satoh, M., Stevens, B., Judt, F., Khairoutdinov, M., Lin, S.-J., Putman, W. M., and Düben, P. (2019). Global cloud-resolving models. *Current Climate Change Reports*, 5(3) :172–184.
- Schneider, S. H. (1972). Cloudiness as a global climatic feedback mechanism : The effects on the radiation balance and surface temperature of variations in cloudiness. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29(8) :1413 – 1422.
- Schäfer, S. A. K., 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. and Hogan, R. J. (2010). Effect of improving representation of horizontal and vertical cloud structure on the earth’s global radiation budget. part ii : The global effects. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(650) :1205–1215.

- 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., Bony, S., Jakob, C., and Stevens, B., editors (2020). *Clouds and Climate : Climate Science's Greatest Challenge*. Cambridge University Press, United Kingdom.
- Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., Sanchez, E., Stevens, B., and Stevens, D. E. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(10) :1201 – 1219.
- Sommeria, G. (1976). Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33(2) :216 – 241.
- Sommeria, G. and Deardorff, J. W. (1977). Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 34(2) :344 – 355.
- Stephens, G. L., Vane, D. G., Boain, R. J., Mace, G. G., Sassen, K., Wang, Z., Illingworth, A. J., O'connor, E. J., Rossow, W. B., Durden, S. L., Miller, S. D., Austin, R. T., Benedetti, A., Mitrescu, C., and the CloudSat Science Team (2002). The cloudsat mission and the a-train : A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83(12) :1771 – 1790.
- Stevens, B. and Bony, S. (2013). Water in the atmosphere. *Physics Today*, 66 :29–.
- Stubenrauch, C. J., Genio, A. D. D., and Rossow, W. B. (1997). Implementation of subgrid cloud vertical structure inside a gcm and its effect on the radiation budget. *Journal of Climate*, 10(2) :273 – 287.
- Sulak, A. M., Calabrese, W. J., Ryan, S. D., and Heus, T. (2020). The Contributions of Shear and Turbulence to Cloud Overlap for Cumulus Clouds. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 125(10) :e2019JD032017. _eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2019JD032017>.
- 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.
- Tian, L. and Curry, J. A. (1989). Cloud overlap statistics. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 94(D7) :9925–9935.
- Tomita, H. and Satoh, M. (2004). A new dynamical framework of nonhydrostatic global model using the icosahedral grid. *Fluid Dynamics Research*, 34(6) :357.
- 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. (2007). Generalizing Cloud Overlap Treatment to Include Solar Zenith Angle Effects on Cloud Geometry. *J. Atmos. Sci.*, 64(6) :2116–2125.
- Tompkins, A. M. and Giuseppe, F. D. (2015). An interpretation of cloud overlap statistics. *J. Atmos. Sci.*, 72(8) :2877 – 2889.

- Tregan, J.-M., Amestoy, J.-L., Bati, M., Bézian, J.-J., Blanco, S., Brunel, L., Caliot, C., Charon, J., Cornet, J.-F., Coustet, C., D'alénçon, L., Dauchet, J., Dutour, S., Eibner, S., El-Hafi, M., Eymet, V., Farges, O., Forest, V., Fournier, R., Galtier, M., Gattepaille, V., Gautrais, J., He, Z., Hourdin, F., Ibarrart, L., Joly, J.-L., Lapeyre, P., Lavieille, P., Lecureux, M.-H., Lluc, J., Miscevic, M., Mourtaday, N. C., NYFFENEGGER-PERE, Y., Pelissier, L. P., Penazzi, L., Piaud, B., Rodrigues-Viguié, C., Roques, G., Roger, M., Saez, T., Terrée, G., Villefranque, N., Vourc'h, T., and Yaacoub, D. (2022). Coupling radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm : a general theoretical framework for linear situations. working paper or preprint.
- Turner, D. D. and Ellingson, R. G. (2016). Introduction. *Meteorological Monographs*, 57 :v – x.
- vanZanten, M. C., Stevens, B., Nuijens, L., Siebesma, A. P., Ackerman, A. S., Burnet, F., Cheng, A., Couvreux, F., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Kogan, Y., Lewellen, D. C., Mechem, D., Nakamura, K., Noda, A., Shipway, B. J., Slawinska, J., Wang, S., and Wyszogrodzki, A. (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).
- Villefranque, N. (2019). *Les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite : de leur simulation explicite à leur paramétrisation*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Villefranque, N., Blanco, S., Couvreux, F., Fournier, R., Gautrais, J., Hogan, R. J., Hourdin, F., Volodina, V., and Williamson, D. (2021). Process-based climate model development harnessing machine learning : III. the representation of cumulus geometry and their 3D radiative effects. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(4) :e2020MS002423.
- Villefranque, N., Fournier, R., Couvreux, F., Blanco, S., Cornet, C., Eymet, V., Forest, V., and Tregan, J.-M. (2019). A path-tracing monte carlo library for 3-d radiative transfer in highly resolved cloudy atmospheres. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11(8) :2449–2473.
- Villefranque, N., Hourdin, F., d'Alençon, L., Blanco, S., Boucher, O., Caliot, C., Coustet, C., Dauchet, J., Hafi, M. E., Farges, O., Forest, V., Fournier, R., Masson, V., Piaud, B., and Schoetter, R. (2022). The "teapot in a city" : a paradigm shift in urban climate modeling.
- Várnai, T. and Davies, R. (1999). Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation : Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(24) :4206 – 4224.
- 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.
- Webb, M. J., Andrews, T., Bodas-Salcedo, A., Bony, S., Bretherton, C. S., Chadwick, R., Chepfer, H., Douville, H., Good, P., Kay, J. E., Klein, S. A., Marchand, R., Medeiros, B., Siebesma, A. P., Skinner, C. B., Stevens, B., Tselioudis, G., Tsushima, Y., and Watanabe, M. (2017). The cloud feedback model intercomparison project (cfmip) contribution to cmip6. *Geoscientific Model Development*, 10(1) :359–384.
- Wielicki, B. A., Barkstrom, B. R., Harrison, E. F., Lee, R. B., Smith, G. L., and Cooper, J. E. (1996). Clouds and the earth's radiant energy system (ceres) : An earth observing system experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77(5) :853 – 868.
- Williams, K. D., Senior, C. A., and Mitchell, J. F. B. (2001). Transient climate change in the hadley centre models : The role of physical processes. *Journal of Climate*, 14(12) :2659 – 2674.

- Winker, D. M., Pelon, J., Coakley, J. A., Ackerman, S. A., Charlson, R. J., Colarco, P. R., Flamant, P., Fu, Q., Hoff, R. M., Kittaka, C., Kubar, T. L., Treut, H. L., McCormick, M. P., Mégie, G., Poole, L., Powell, K., Trepte, C., Vaughan, M. A., and Wielicki, B. A. (2010). The calipso mission : A global 3d view of aerosols and clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(9) :1211 – 1230.
- Wissmeier, U., Buras, R., and Mayer, B. (2013). pantica : A fast 3d radiative transfer scheme to calculate surface solar irradiance for nwp and les models. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 52(8) :1698 – 1715.
- 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.
- Wood, R. and Field, P. R. (2011). The distribution of cloud horizontal sizes. *Journal of Climate*, 24(18) :4800 – 4816.
- Woodcock, E., Murphy, T., Hemmings, P., and Longworth, S. (1965). Techniques used in the gem code for monte carlo neutronics calculations in reactors and other systems of complex geometry. In *Proc. Conf. Applications of Computing Methods to Reactor Problems*, volume 557.
- Zhang, H., Jing, X., and Li, J. (2014). Application and evaluation of a new radiation code under mcica scheme in bcc_agcm2.0.1. *Geosci. Model Dev.*, 7(3) : 737 – 754.
- Zhang, M. and Huang, Y. (2014). Radiative forcing of quadrupling co₂. *Journal of Climate*, 27(7) :2496 – 2508.