



# THÈSE

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par  
**Najda VILLEFRANQUE**

Le 15 novembre 2019

**Les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite : de leur  
simulation explicite à leur paramétrisation**

---

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de  
l'Espace**

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Climat**

Unité de recherche :  
**CNRM - Centre National de Recherches Météorologiques**

Thèse dirigée par  
**Richard FOURNIER et Fleur COUVREUX**

Jury

**M. Anthony DAVIS**, Rapporteur  
**M. Frédéric SZCZAP**, Rapporteur  
**Mme Céline CORNET**, Examinatrice  
**M. Robin HOGAN**, Examineur  
**M. Frédéric HOURDIN**, Examineur  
**M. Vincent Forest**, Examineur  
**M. Richard FOURNIER**, Co-directeur de thèse  
**Mme Fleur COUVREUX**, Co-directrice de thèse

---

---

## Résumé

Le rayonnement est un processus clé pour l'évolution de l'atmosphère. Les ondes électromagnétiques émises par les corps chauds comme le soleil interagissent avec de nombreuses composantes du Système Terre. Elles peuvent par exemple être diffusées et absorbées par de microscopiques gouttelettes d'eau en suspension dans les nuages. Aux échelles globales, ces processus radiatifs contrôlent les bilans d'énergie de la surface et de l'atmosphère. L'effet des cumulus — ces nuages de couche limite liquides, principalement non-précipitants, fractionnés — sur le rayonnement solaire est étudié depuis de nombreuses années. L'importance de ces effets pour les prévisions météorologiques et pour l'évolution du climat de la Terre a déjà été démontrée. Pourtant, notre compréhension de ces interactions complexes et multiéchelles reste limitée. Dans cette thèse, le lien entre les caractéristiques macrophysiques des nuages et leur impact sur le rayonnement solaire, et en particulier sur leurs "effets 3D" (différence entre un calcul 3D et un calcul 1D dans lequel le transport horizontal est négligé), est étudié. Une paramétrisation existante des effets radiatifs 3D des nuages pour les modèles de grande échelle est analysée et évaluée contre des modèles de référence et des observations.

A cette fin, des simulations haute résolution de quatre cas de convection de couche limite idéalisée sont réalisées à l'aide du modèle français Méso-NH, ainsi que des simulations perturbées permettant d'analyser l'impact de la résolution, de la taille du domaine, du schéma d'advection et des paramétrisations de la turbulence et de la microphysique sur les caractéristiques des populations nuageuses. Pour simuler à posteriori la propagation du rayonnement dans ces champs nuageux 3D, des outils Monte Carlo inspirés de la communauté de la synthèse d'image sont implémentés sous la forme d'un ensemble de modules génériques formant une bibliothèque libre ; ces modules sont ensuite utilisés pour implémenter des codes de Monte Carlo produisant un temps de calcul insensible à la complexité des scènes nuageuses.

Le transfert radiatif 3D est résolu dans l'ensemble des champs nuageux simulés. Le lien entre les caractéristiques nuageuses analysées dans les différentes scènes et leurs effets radiatifs est analysé. Une attention particulière est portée sur les effets radiatifs 3D des nuages, par la réalisation de simulations Monte Carlo 3D et 1D (sous l'approximation de colonnes indépendantes), permettant d'isoler la contribution du transport horizontal sur les flux radiatifs à la surface et au sommet de l'atmosphère. Ces effets 3D sont quantifiés en fonction de l'angle solaire zénithal, et séparés en composantes directe et diffuse. Il apparaît que les effets radiatifs 3D sont le résultat d'effets de signe opposé sur les flux direct et diffus, qui ne se compensent pas pour tous les angles solaires. La différence entre l'effet radiatif nuageux total (respectivement, direct) pour des calculs Monte Carlo 3D et 1D intégrés horizontalement et sur un cycle diurne atteint  $-13 \text{ W/m}^2$  (respectivement,  $-45 \text{ W/m}^2$ ) pour des courses solaires correspondant aux hautes latitudes (les effets 3D refroidissent la surface). Le rôle clé de la taille des nuages est démontré.

Finalement, le schéma de rayonnement ecRad est étudié. La comparaison de solveurs qui représente (SPARTACUS) et ne représente pas (Tripleclouds) l'effet du transport horizontal sur les flux verticaux à des calculs de Monte Carlo et à des observations permet de démontrer que SPARTACUS représente mieux les effets 3D lorsque le paramètre principal qui contrôle le taux d'échange horizontal entre régions nuageuses et claires (la taille effective des nuages) est diagnostiqué dans les champs 3D et fourni à ecRad. L'utilisation d'outils de calibration automatique permettant d'explorer l'espace des paramètres utilisés par ecRad en comparant des estimations paramétrisées à des estimations de référence montre que les paramètres diagnostiqués dans les champs LES n'appartiennent pas à l'espace de paramètres considérés comme plausibles, bien que cet espace ne soit pas vide. En conséquence, l'idée qu'une certaine flexibilité devrait être introduite dans le choix des valeurs de paramètres, y compris ceux qui ont un sens physique, lors du développement des paramétrisations, est défendue.

**Mots clés** Transfert radiatif, Cumulus, Large-Eddy Simulations, Méthodes de Monte Carlo, Effets Radiatifs 3D, Paramétrisations, Calibration

---

## Abstract

Radiation is a key process in the evolution of the atmosphere. Electromagnetic waves emitted by warm bodies like the sun interact with many components of the Earth system. For example, they can be scattered and absorbed by microscopic droplets in clouds. At global scales, these radiation processes drive the energy budgets of the surface and Earth. The impact of fractionated, mostly non-precipitating, liquid boundary-layer clouds (cumulus) on solar radiation has been studied for many years and is knowingly important for both Numerical Weather Predictions and the evolution of the Earth's climate; yet our understanding of these complex, multi-scale interactions remains limited.

In this thesis, the link between cloud macrophysic characteristics and their impact on solar radiation and in particular on their so-called 3D radiative effects (obtain from the difference between 3D and 1D computations where horizontal transport is neglected) is investigated. An existing parameterisation of 3D radiative effects of clouds for large-scale models is evaluated against reference models and observations.

In order to do so, high-resolution simulations of four idealized convective boundary-layer cases are realized using the French Large-Eddy Model Méso-NH, along with perturbed simulations to assess the impact of resolution, domain size, advection scheme and parameterisations of turbulence and microphysics on cloud population characteristics. To simulate offline radiative transfer in these 3D cloudy fields, innovative Monte Carlo tools inspired from the community of computer graphics are implemented in the form of a collection of generic modules composing an open-source library, and used to build Monte Carlo codes that produce computing times that are insensitive to the complexity of the cloud scenes.

3D radiation is solved in all the simulated cloud fields, and the link between the characteristics of cloud populations from the various cases, and their radiative effect, is analysed. Special attention is dedicated to the 3D effects of clouds by performing 1D (under the independent column approximation) and 3D simulations by Monte Carlo, hence isolating the contribution of horizontal transport to the radiative fluxes at the surface and at the top of atmosphere. These 3D effects are quantified as a function of the solar zenith angle, and broken down into direct and diffuse components. It appears that the 3D bias on surface fluxes is the result of biases of opposite signs on direct and diffuse fluxes, that do not compensate each other at all solar angles. The difference between 1D and 3D total (respectively, direct) cloud radiative effect, integrated horizontally and over a diurnal cycle, can reach  $-13 \text{ W/m}^2$  (respectively,  $-45 \text{ W/m}^2$ ) for sun paths corresponding to high latitudes (3D effects act to cool the surface). The key role of cloud size is demonstrated.

At last, the radiative scheme ecRad is studied. Comparing two solvers that do (SPARTACUS) and do not (TripleClouds) represent the effects of horizontal transport on the vertical fluxes to Monte Carlo results and observations shows that 3D effects are better represented by SPARTACUS when the cloud parameter that controls the rate of horizontal exchanges of energy between cloudy and clear-sky regions (the cloud scale) is diagnosed in the 3D cloud fields and provided to ecRad. Using automatic tuning tools to explore the space of cloud parameters used in SPARTACUS and systematically compare parameterised to reference radiative outputs shows that the parameters diagnosed in the LES cloud fields do not lie in the plausible region of the parameter space, although it is not empty. Consequently, the idea that some flexibility should be allowed in the choice of parameter values, including those that have physical meaning, when developing and tuning parameterisations, is defended.

**Keywords** Radiative Transfer, Cumulus Clouds, Large-Eddy Simulations, Monte Carlo Methods, 3D Radiative Effects, Parameterisations, Tuning

---

## Remerciements

J'ai si souvent imaginé écrire ces mots. Et voilà que le moment est venu de mettre un point final à ce manuscrit et à ces trois années de thèse. Ceux qui me connaissent imagineront sans peine mon "remuement intérieur" à l'heure de vous exprimer mes plus sincères remerciements...

Je veux commencer par remercier Frédéric Szczap et Anthony Davis pour leur lecture attentive de mon manuscrit, leurs rapports détaillés, leurs critiques constructives et leurs commentaires enthousiastes. C'est une chance et un honneur pour moi d'avoir été lue et évaluée par deux chercheurs aussi spécialistes que vous des questions que concerne ma thèse et je vous suis très reconnaissante d'avoir accepté de rapporter mes travaux — surtout au vu de la longueur du manuscrit. Les discussions qui ont suivi ma soutenance m'ont également marquées comme un beau moment d'échange et de travail en commun. Merci pour ça.

Je remercie chaleureusement Céline Cornet, Robin Hogan et Frédéric Hourdin d'avoir examiné mes travaux et participé à ma soutenance. Céline, merci de m'avoir accompagnée pendant ces trois ans, depuis notre première réunion à Lille en janvier 2017 ! Nos moments de partage autour de discussions Monte Carlo, de l'écriture du papier ou d'une bonne bière m'ont été précieux. Merci d'avoir présidé mon jury avec brio, ton naturel et ta bonne humeur en ont fait un moment vraiment agréable. Merci à toi et à Philippe Dubuisson de m'avoir accueillie au LOA pour un séminaire deux fois trop long !

Robin, merci de m'avoir reçue et formée à Reading pendant deux mois au printemps 2018, d'avoir toujours pris le temps de discuter, de m'aider et de partager ta grande expertise. Ce séjour était extrêmement riche et fondateur pour moi. Je ne sais pas comment tu arrives à être aussi efficace et génial tout en étant aussi disponible et modeste. C'est une grande chance que d'avoir croisé ta route ! Merci aussi d'avoir fait partie de mon comité de thèse pendant ces trois ans et d'avoir suivi mes travaux, de m'avoir conseillée et guidée dans la définition de mes questions et dans mon appréhension de la littérature. Merci enfin de t'être autant investi dans ma soutenance, pour ton document écrit détaillant corrections et questions, et d'avoir parlé en français pendant toute la séance !

Fred, merci de m'avoir aidé à réaliser que ma thèse n'était pas ce que je croyais qu'elle était, au début de l'année 2019. Tu le sais, cette conversation sur le trajet de la gare et le chamboulement qui s'ensuivit m'ont marquée et ont clairement forgé la thèse que j'ai fini par écrire. Ton engagement dans les questions scientifiques et politiques autour de la modélisation du climat, dont j'ai pu témoigner à plusieurs reprises, est une lumière à mon horizon. Merci d'avoir relu et annoté tout mon manuscrit, pour ton discours historique pendant ma soutenance, pour ta générosité, et pour les coquelicots.

Je remercie vivement Vincent Forest, invité d'honneur de mon jury, d'abord d'avoir accepté de jouer ce jeu et de l'avoir joué brillamment, ensuite et surtout pour ces trois années de travail. Je te l'ai dit à de nombreuses reprises, je te l'écris de nouveau, travailler avec toi est un vrai bonheur ! J'ai trouvé chez toi énormément de qualités humaines essentielles pour moi, ta capacité de discernement en toute circonstance, tes positions hyper assumées et franches sur de nombreux sujets passionnants, ta culture et ton humour, ta passion pour ton métier et pour les gens qui t'entourent... C'est toujours un plaisir de te lire, merci pour litpt et htdr, merci d'avoir co-organisé cette formation avec moi, d'avoir toujours gardé le sourire même et surtout dans les moments les plus kafkaïens que nous traversâmes. Merci aussi de m'avoir formée à la programmation. Je sais que tu te reconnais dans mes "problématiques", et c'est bien normal vu que tu les as nourries pendant trois ans ; tout simplement parce que tes idéaux transparaissent à chacune de tes phrases : merci pour ça.

Je remercie du fond du coeur Fleur Couvreur et Richard Fournier pour leur direction

---

extraordinaire. Il n’y a pas un jour qui passe sans que je ressente la plus profonde gratitude à votre égard. Vous m’avez accueillie et élevée dans vos mondes respectifs, dans votre monde commun, et dans le monde que nous avons construit ensemble. Dans tous ces mondes — Dephy, Roffiac, High Tune, ma thèse — vous avez toujours fait en sorte que je me sente bien, que je puisse m’épanouir, vous avez toujours respecté mon fonctionnement, mes besoins oscillant entre autonomie et guidage serré. Une grande partie du plaisir que j’ai eu à travailler avec vous tient à vos qualités individuelles, dont certaines vous sont communes : la passion, l’écoute, l’enthousiasme, la bienveillance, l’inspiration, le désir de partager et de former. Une partie tient à votre complémentarité.

Fleur, merci d’avoir été une coach formidable, toujours disponible, toujours préoccupée par mon avenir, toujours en forme, super dynamique, avec cent idées à l’heure et un regard critique inestimable. Tu as toujours su me pousser dans la bonne direction, m’encourager, insister quand j’en faisais qu’à ma tête, et me ramener aux essentiels quand je perdais pied. Merci pour tout ce que tu m’as appris sur les nuages et la couche limite. Merci de m’avoir fait grandir et de m’avoir permis de prendre de l’assurance. Merci pour les espaces de liberté que tu as su créer et maintenir autour de moi. Merci aussi pour notre complicité, la salsa, les repas chez vous, merci à Etienne pour l’accueil et à Anouk pour les dessins qui ont décoré mon bureau. Merci pour tes mots pendant ma soutenance.

Richard, merci pour la profondeur qui t’habites et que tu diffuses, pour l’importance que tu attaches aux mots et l’attention avec laquelle tu les manipules, merci pour toutes les discussions autour de mon positionnement, de ma place, de ma thèse, pour toutes les belles idées que tu défends tous les jours, pour le collectif, pour Roffiac. Merci pour les fois où tu m’as rassurée et éclairée de ta sagesse, pour la littérature grecque et les opéras qui culminent aux deux tiers, merci de n’être jamais beaucoup plus loin qu’au bout du fil. Merci de m’avoir poussée à donner du sens à cette thèse, merci pour tout ce que tu as contribué à la faire exister, à la nommer, et à la rendre belle.

Trois années entre deux laboratoires, deux collectifs, ça fait beaucoup de personnes que j’ai eu la chance de rencontrer, qui m’ont inspirée et avec qui j’ai passé d’excellents moments. Merci pour tout. Merci Jean-Phi pour ton accueil à MOANA, Florent I pour les fou rires et Florent II pour tes conseils avisés, Catherine pour nos questions existentielles, Dom pour les potins, les traditions et les points gentillesses, Françoise pour tes opinions toujours pertinentes, ta douceur et les palets bretons, Florence pour ton rire qui n’est jamais loin derrière ton caractère franc ! Ma Jess, merci pour tous nos moments partagés, pour les calins, les feutres, les conseils, les palettes de couleurs, les pistes cyclables. Merci pour ta bonne humeur et ta joie de vivre, pour ta rage indignée face à l’injustice et pour ta sensibilité dans laquelle je me reconnais. Merci aussi à Elsa, à Julien qui n’a jamais réussi à me faire faire un seul burpee, à Jean, à Sidiki pour le joli panier, à Magatte, à mon coach de rédaction PEB, à Philippe, Ross, Mireille, Nicolas, tous les gens que j’ai croisés à MOANA, visiteurs et étudiants, au cours de ces années de thèse. Merci Quentin d’avoir accepté de faire partie de mon comité de thèse et de m’avoir suivie, et pour ton expertise en rayonnement. Merci Christine, Didier, Benoit, Quentin de m’avoir accueillie dans la grande famille des utilisateurs de Méso-NH. Merci Clément et PA pour les jolis nuages et Marine pour les cours de Fortran. Merci Régine, Sophie, Ouria, Anita, Patrick pour votre soutien administratif précieux, Serge, Pierre, Jean, tous les collègues informaticiens de CTI pour votre soutien logistique et pour m’avoir sortie de situations compliquées à plusieurs reprises.

Merci Stéphane pour ton engagement, ta volonté, tes “oui”, tout ce que tu construis, tout ce que tu partages et que tu offres, toutes les Histoires que tu nous racontes. Merci pour les moments au tableau, au café, la densité, la Green, ta pédagogie fondamentale, ton refus de fermer les yeux sur les incongruités de ce monde. Merci Vincent pour tout ce que tu m’as appris, tous tes mails et tes dessins, le temps que tu passes à écrire de la doc, ton désir de transmettre et ton talent à le faire, merci pour les k-distributions et pour les photos de

---

nuages sur le lac de Saint-Front. Merci Benjamin, Christophe et Jean-Louis, Jean-Marc et Loris mes frères de thèse, Paule et Léa mes petites soeurs, pour tous les moments fondateurs de travail, de construction et de partage autour de la magie de Monte Carlo et de ce monde. Une pensée amicale pour Manon, Marie, Alex, Jérémie, Marion et Yaniss. Un merci infini à Mathieu, Maxime, Guillaume, Cyril, Olivier, Jérémi, Mouna, Marie-Hélène, Lionel, Alain, Victor, Aubin, Didier pour ces semaines magiques de septembre, à Anaïs pour les papous et le contrario, à Jessica pour Nadja. Merci à ma soeur Jacques d'exister, de résonner, d'écrire, de partager, de déceler, de permettre, avec autant d'intensité, en toute simplicité, comme une évidence. Tu es un souffle nécessaire à nos équilibres.

Vingt-six ans accompagnée d'amis merveilleux et d'une famille en or, ça fait encore beaucoup de raisons de dire merci... Merci aux deux membres les plus formidables du trio du love, Tania et Célia, de me supporter et de m'aimer depuis dix ans et pour toujours. Merci à mes copains d'amour, Marianne, Lyly la Lydz, Dédé la Dedz, Hugo, GRM, Maroune, Paupy, Linou, Eliott, Mika, David ; à mes copains d'enfance, Market, El Ju, La Tong, Maxou et les L boys ; à mes frères de l'ATF, Théo, Walid, Boillot, P'tit Clem... merci d'avoir égayé mes week-ends de vos rires, tartifs, musiques, dééééébats... Merci TTS et TTJ de m'avoir hébergée pendant deux semaines de rédaction intense cet été et pour plusieurs week ends délicieux en Angleterre l'année dernière, Ili et Sof merci pour les livres. Merci Kiki, Alain et Carlou de m'avoir accueillie plusieurs mois cet été, merci Mayon et Greg. Merci les patates, Shéra, Hadrien, Romane et Gabin pour mes séjours à Paris ; Doudou, Marc et Maxime pour mon futur séjour à Boston ! Merci ma mamie chérie d'être toujours prête à nous recevoir, ta maison est ma plus grande source de réconfort. Merci Mo pour la poésie et la musique. Merci à mon papa qui est à l'origine de tout. Ta fierté est ma plus belle récompense. Merci Mannou pour tous les nuages et tous les beaux moments, Toto, Martin et Delou, pour notre vie en commun. Merci Fafou pour tout l'amour que tu me donnes et pour la profondeur immuable du lien qui nous unit, une force et un bouclier pour contrer les rafales de la vie. Merci à tous ceux qui étaient là le jour de ma soutenance, j'ai été énormément touchée par votre présence. C'est grâce à vous que cette journée a été aussi magique et restera inoubliable. Merci maman.



# Table des matières

Table des matières	ix
<b>I Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Motivations et inscription de la thèse dans la science du rayonnement atmosphérique</b>	<b>3</b>
1.1 Guide de lecture	4
1.2 Importance des interactions nuages–rayonnement pour le système atmosphère–surface	5
1.2.1 Le rayonnement : un processus immanquable	5
1.2.2 Les nuages : notre plus grand défi	5
1.2.3 Amélioration de la représentation des nuages bas et de leurs effets radiatifs : engagement de la communauté française	8
1.2.4 Particularité du rayonnement en surface	9
1.3 Modélisation des interactions nuages–rayonnement	9
1.3.1 Théorie du transfert radiatif	9
1.3.2 Complexité du transfert radiatif en atmosphère nuageuse	13
1.3.3 Résolution approchée du transfert radiatif en atmosphère nuageuse	14
1.4 Effets radiatifs 3D des nuages de couche limite	19
1.4.1 Processus à l’origine des effets 3D	19
1.4.2 Effet du transport horizontal sur les flux radiatifs	20
1.4.3 Estimations globales des effets radiatifs 3D des nuages	21
1.4.4 Effets radiatifs 3D et observations	21
1.4.5 Effets radiatifs 3D aux échelles explicites	24
<b>2 Problématiques de la thèse, plan du manuscrit</b>	<b>25</b>
2.1 Comment les besoins d’une communauté ont provoqué une dynamique collective de revisite des questions radiatives	26
2.1.1 Les besoins exprimés par la communauté des physiciens de l’atmosphère	26
2.1.2 Le temps de la revisite	27
2.1.3 Ceci n’est pas une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite	27
2.2 Les choix qui ont forgé cette thèse	28
2.2.1 Du choix des métriques	28
2.2.2 Du choix des approximations	29
2.2.3 Du choix de l’investissement	30
2.3 Plan du manuscrit	32
2.3.1 Développement et utilisation d’outils de référence	32
2.3.2 Caractérisation des interactions nuages–rayonnement	33
2.3.3 Évaluation de la représentation des interactions nuages–rayonnement	33
2.3.4 Conclusions et perspectives	34

<b>3</b>	<b>Éléments théoriques sur les outils et concepts majeurs de la thèse</b>	<b>35</b>
3.1	Méthodes de Monte Carlo . . . . .	36
3.1.1	Rappels en théorie des probabilités . . . . .	36
3.1.2	Vision probabiliste d'une formulation intégrale . . . . .	39
3.1.3	Modification des algorithmes de Monte Carlo par reformulation de l'intégrale . . . . .	42
3.2	Simulations des couches limites atmosphériques . . . . .	45
3.2.1	Définition et caractérisation des couches limites atmosphériques . . . . .	46
3.2.2	Processus de couche limite convective . . . . .	48
3.2.3	Simulation des processus de couche limite . . . . .	51
<b>II</b>	<b>Mise en place dynamique d'outils de référence</b>	<b>65</b>
<b>4</b>	<b>Monte Carlo : algorithmes radiatifs ; développements informatiques</b>	<b>67</b>
4.1	Algorithmes Monte Carlo pour l'étude des effets radiatifs 3D des nuages de couche limite . . . . .	72
4.1.1	Monte Carlo 1D : colonnes indépendantes . . . . .	73
4.1.2	Flux direct et diffus . . . . .	75
4.1.3	Intégration temporelle et latitudinale . . . . .	79
4.2	Article. A Path-tracing Monte Carlo Library for 3D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres . . . . .	82
4.2.1	Introduction . . . . .	82
4.2.2	Acceleration Grids for Large Surface and Volume Datasets . . . . .	84
4.2.3	A Path-tracing Library . . . . .	89
4.2.4	Implementation and Performance Tests . . . . .	92
4.2.5	Outlook and Discussion . . . . .	98
4.2.A	Brief History of Path Tracing in Surfaces and Volumes . . . . .	102
4.2.B	Set-up of rendered scenes . . . . .	104
4.2.C	Physical and Optical Properties of the Cloudy Atmosphere . . . . .	104
4.2.D	Description of the Set of Libraries . . . . .	106
4.3	Commentaires, précisions et analyses supplémentaires à l'article . . . . .	109
4.3.1	Résumé . . . . .	109
4.3.2	Variances des algorithmes présentés dans l'article . . . . .	109
4.3.3	Illustration d'un calcul de sensibilités . . . . .	111
4.3.4	Comparaison des codes présentés dans l'article avec 3DMCPOL . . . . .	113
4.3.5	Perspectives . . . . .	114
<b>5</b>	<b>LES : production et analyse de la donnée nuageuse</b>	<b>131</b>
5.1	État de l'Art et pratique des modèles atmosphériques à haute résolution . . . . .	132
5.1.1	Premiers pas, limitations, développement des Large Eddy Simulations . . . . .	132
5.1.2	Rôle des LES dans le développement, l'évaluation et la calibration des paramétrisations . . . . .	137
5.2	Outils de simulation explicite et d'analyse . . . . .	140
5.2.1	Description d'un modèle atmosphérique non-hydrostatique : Méso-NH . . . . .	140
5.2.2	Outils d'identification et de caractérisation de structures cohérentes dans les champs atmosphériques résolus . . . . .	144
5.3	Scènes nuageuses réalistes issues d'un modèle atmosphérique à haute résolution . . . . .	149
5.3.1	Simulation de quatre cas de cumulus idéalisés . . . . .	149
5.3.2	Analyse et comparaison des simulations de quatre cas de cumulus . . . . .	153
5.3.3	Sensibilité des caractéristiques moyennes à la configuration du modèle . . . . .	158
5.4	Analyse des populations nuageuses . . . . .	161
5.4.1	Comparaison des densités de taille à la littérature . . . . .	161
5.4.2	Evolution temporelle des caractéristiques nuageuses . . . . .	162

5.4.3	Analyse de la morphologie des nuages . . . . .	165
<b>III Effets radiatifs des nuages de couche limite : simulations explicites et paramétrisations</b>		<b>181</b>
<b>6</b>	<b>Effets radiatifs 3D de scènes de cumulus</b>	<b>183</b>
6.1	Effets 3D et angle solaire . . . . .	187
6.1.1	Effets 3D en surface et au sommet de l’atmosphère . . . . .	187
6.1.2	Composantes directe et diffuse des effets 3D en surface . . . . .	190
6.2	Impact des caractéristiques nuageuses sur le rayonnement solaire en surface . . . . .	194
6.2.1	Couverture nuageuse . . . . .	194
6.2.2	Épaisseur géométrique . . . . .	197
6.3	Manipulation d’un champ nuageux pour isoler l’impact de certaines caractéristiques en milieu complexe . . . . .	198
6.3.1	Hétérogénéité du champ nuageux . . . . .	198
6.3.2	Étendue horizontale des nuages . . . . .	201
6.3.3	Orientation de la scène nuageuse par rapport au soleil . . . . .	207
6.4	Effets radiatifs nuageux en surface, intégrés sur une journée . . . . .	211
<b>7</b>	<b>Représentation des effets radiatifs 3D dans SPARTACUS</b>	<b>221</b>
7.1	Résolution approchée du rayonnement 3D . . . . .	223
7.1.1	ecRad : un schéma modulaire et flexible . . . . .	223
7.1.2	SPARTACUS : une paramétrisation des effets radiatifs 3D . . . . .	224
7.1.3	Le processus de piégeage . . . . .	228
7.2	Évaluation de la représentation des effets 3D . . . . .	233
7.2.1	Évaluation du partitionnement direct / diffus . . . . .	233
7.2.2	Estimation des paramètres nuageux nécessaires à la résolution du transfert 3D par SPARTACUS . . . . .	235
7.2.3	Évaluation de simulations ecRad en 1D . . . . .	240
7.2.4	Évaluation de simulations ecRad en 3D . . . . .	242
7.3	Exploration du comportement de SPARTACUS en fonction des paramètres nuageux . . . . .	244
7.3.1	Stratégie . . . . .	244
7.3.2	Transmissivité atmosphérique . . . . .	250
7.3.3	Effets 3D . . . . .	250
7.3.4	Proportion de flux direct . . . . .	253
<b>IV Conclusions et perspectives</b>		<b>261</b>
	Liste des figures	I
	List of Tables	XIV



**Partie I**  
**Introduction**



# Chapitre 1

## Motivations et inscription de la thèse dans la science du rayonnement atmosphérique

*“ I am the daughter of Earth  
and Water,  
And the nursling of the Sky;  
I pass through the pores of the  
ocean and shores;  
I change, but I cannot die. ”*

---

The Cloud, Percy Bysshe Shelley

### Sommaire

---

1.1	Guide de lecture . . . . .	4
1.2	Importance des interactions nuages–rayonnement pour le système atmosphère–surface . . . . .	5
1.2.1	Le rayonnement : un processus immanquable . . . . .	5
1.2.2	Les nuages : notre plus grand défi . . . . .	5
1.2.3	Amélioration de la représentation des nuages bas et de leurs effets radiatifs : engagement de la communauté française . . . . .	8
1.2.4	Particularité du rayonnement en surface . . . . .	9
1.3	Modélisation des interactions nuages–rayonnement . . . . .	9
1.3.1	Théorie du transfert radiatif . . . . .	9
1.3.2	Complexité du transfert radiatif en atmosphère nuageuse . . . . .	13
1.3.3	Résolution approchée du transfert radiatif en atmosphère nuageuse . . . . .	14
1.4	Effets radiatifs 3D des nuages de couche limite . . . . .	19
1.4.1	Processus à l’origine des effets 3D . . . . .	19
1.4.2	Effet du transport horizontal sur les flux radiatifs . . . . .	20
1.4.3	Estimations globales des effets radiatifs 3D des nuages . . . . .	21
1.4.4	Effets radiatifs 3D et observations . . . . .	21
1.4.5	Effets radiatifs 3D aux échelles explicites . . . . .	24

---

## Introduction

Cette thèse porte sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite. Elle a été réalisée à l'interface entre différentes communautés, dans un contexte riche en interactions avec des spécialistes issus de différents horizons. Si elle porte les empreintes des communautés de la modélisation du climat, des simulations explicites de nuages de couche limite, de la synthèse d'image, du calcul scientifique en milieu complexe, des modèles stochastiques de calibration automatique, elle est tournée vers la science du rayonnement atmosphérique. Ce premier chapitre vise à introduire l'histoire, les préoccupations et questions centrales de cette communauté, en particulier celles qui concernent les nuages et la représentation de leurs effets radiatifs dans les modèles atmosphériques. Il est allègrement inspiré d'un ouvrage de référence sur les effets radiatifs 3D des nuages [MARSHAK et DAVIS, 2005], en particulier des chapitres un et neuf écrits respectivement par W. J. Wiscombe et H. W. Barker.

### 1.1 Guide de lecture

**Le manuscrit** est structuré en huit chapitres regroupés en quatre parties. Les trois premières parties contiennent respectivement trois, deux et deux chapitres chacune. La dernière partie regroupe les conclusions et perspectives.

**Ce premier chapitre** se veut fluide et léger ; en passant assez rapidement par tous les concepts et idées qui forment le paysage de fond du rayonnement atmosphérique, il accompagne le lecteur jusqu'à la problématique de thèse énoncée au chapitre suivant.

**La problématique** est la véritable porte d'entrée dans la thèse ; le lecteur familier du contexte général du transfert radiatif en milieux nuageux peut s'y rendre directement s'il le souhaite.

**Le Chapitre 3** est adressé aux lecteurs qui n'auraient pas en tête les éléments théoriques sur les méthodes Monte Carlo ou sur les processus de couche limite nuageuse, éléments qui leur permettraient de mieux apprécier la lecture des chapitres suivants. Dans un souci de concision, le choix a été fait de ne mentionner que ce qui nous semblait important pour la suite, en ne prenant pas toujours le temps d'exposer tous les éléments qui auraient pourtant pu rendre la lecture plus facile. Des ouvrages de référence sont toutefois indiqués pour les lecteurs qui souhaiteraient une description plus exhaustive de ces deux domaines.

**Indépendance.** La partie II discute beaucoup des outils. Ses chapitres font partie intégrante de la thèse et répondent à une partie de ses problématiques mais ne sont pas fondamentalement nécessaires à la lecture des chapitres de la partie III, qui discutent plutôt d'analyses radiatives opérées à l'aide de ces outils. Au sein de la Partie II, les Chapitres 4 et 5 sont indépendants, et le lecteur intéressé uniquement par les développements récents autour des méthodes de Monte Carlo, ou par un état de l'art des modèles atmosphériques à haute résolution, devrait pouvoir lire l'un ou l'autre de ces chapitres de façon isolée. De façon similaire, au sein de la Partie III, les résultats des chapitres 6 et 7 se font écho mais se veulent indépendants : les premiers font état d'analyses à partir des outils de référence tandis que les seconds décrivent des travaux en lien avec une paramétrisation du rayonnement.

## 1.2 Importance des interactions nuages–rayonnement pour le système atmosphère–surface

### 1.2.1 Le rayonnement : un processus immanquable

L’ubiquité du rayonnement au coeur des sciences liées à l’atmosphère est frappante : pour l’observation de l’état de l’atmosphère, les prévisions météorologiques, l’évolution du climat, ou encore l’énergétique de surface, le rayonnement s’avère un élément clé et indispensable. Les instruments de télédétection, qu’ils soient spatiaux, aéroportés ou en surface, passifs ou actifs, acquièrent des mesures radiatives à différents endroits du spectre électromagnétique et leur exploitation repose sur une compréhension des processus radiatifs. Le rayonnement solaire est le moteur des circulations de grande échelle qui transportent l’excès de chaleur des zones équatoriales vers les pôles. L’atmosphère et la surface se refroidissent en libérant de l’énergie par rayonnement thermique tandis que le rayonnement solaire absorbé les réchauffe — le subtil équilibre entre ces effets opposés pilote l’évolution du temps et du climat. Le rayonnement solaire contrôle la dynamique de couche limite diurne et la convection par son action sur les surfaces continentales (qui génèrent principalement des flux turbulents de chaleur sensible par conduction thermique) et océaniques (qui génèrent principalement des flux turbulents latents par évaporation). Les systèmes énergétiques comme les centrales et concentrateurs solaires dépendent évidemment du rayonnement solaire incident en surface, qui fluctue au fil des saisons et des conditions météorologiques.

Malgré cette omniprésence et malgré une compréhension fondamentale de la physique du transport de l’énergie radiative — contrôlé par des processus de propagation, d’absorption et de diffusion — acquise depuis des décennies, notre appréhension des interactions entre le rayonnement et les composantes du système atmosphérique n’est pas satisfaisante. Pour causes : l’impossibilité d’observer certains processus radiatifs à l’oeuvre dans les échanges énergétiques qui régulent le système limite notre connaissance ; les complexités d’ordre spectral, spatial et temporel qui caractérisent le milieu semi-transparent hétérogène borné au sein duquel se propage le rayonnement — autrement dit, l’atmosphère et la surface — dépassent notre entendement. Au coeur de cette complexité : les immortels, indomptables, insaisissables nuages.

### 1.2.2 Les nuages : notre plus grand défi

#### 1.2.2.1 Une arrivée tardive sur le devant de la scène

Aussi étrange que cela puisse paraître au vu de l’amplitude de leur influence sur nos quotidiens, les nuages sont un sujet d’intérêt relativement récent de la communauté des sciences atmosphériques. Jusqu’à l’aube du dix-neuvième siècle, ils intéressent plus les poètes et les peintres que les scientifiques. Au cours de ce siècle riche en inventions et découvertes, les physiciens et chimistes établissent les principes de la thermodynamique ; la plupart des lois qui gouvernent la formation des nuages et des précipitations sont désormais connues. La fin du vingtième siècle marque le lancement de deux missions satellites cruciales : l’International Satellite Cloud Climatology Program [ROSSOW et DUEÑAS, 2004; SCHIFFER et ROSSOW, 1983] permet d’établir une climatologie des distributions horizontales et verticales des nuages ainsi que de leurs épaisseurs optiques et géométriques, données jusqu’alors inconnues ; tandis que l’Earth Radiation Budget Experiment [BARKSTROM, 1984; BARKSTROM et HALL, 1982] a pour mission de mesurer le bilan radiatif de la Terre et d’en déterminer les différentes composantes. Les physiciens et climatologues comme MANABE et WETHERALD [1967]; SCHNEIDER [1972] ont déjà élucidé le rôle des nuages sur le climat et savent qu’ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire tandis qu’ils absorbent une partie du rayonnement thermique. Toutefois, le degré de réalisme de la représentation des nuages dans ces premiers modèles de climat est loin d’être suffisant pour permettre d’étudier en détail les interactions nuages–rayonnement à partir des modèles. Il faudra attendre RAMANATHAN et collab. [1989] pour

quantifier l'effet radiatif des nuages global à partir d'observations satellites.

### 1.2.2.2 Observation de l'effet radiatif global des nuages

**RAMANATHAN et collab. [1989]** établissent finalement que les nuages refroidissent le système car leur effet globalement réfléchissant dans le solaire ( $44.5 \text{ W.m}^{-2}$  au mois d'avril 1985) domine leur effet globalement absorbant dans le thermique ( $31.3 \text{ W.m}^{-2}$  au mois d'avril 1985). Au global, d'après des observations plus récentes [**STEPHENS et collab., 2012**] l'effet radiatif des nuages est estimé autour de  $-21.1 \pm 5 \text{ W.m}^{-2}$  au sommet de l'atmosphère. Pour remettre ces chiffres en perspective, l'effet radiatif des nuages observé est environ cinq fois l'amplitude du forçage radiatif estimé d'un doublement de la quantité de  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère, et l'incertitude qui le caractérise est supérieure à l'effet radiatif anthropique global ( $2.3 \text{ W.m}^{-2}$  d'après **MYHRE et collab. [2013]**).

### 1.2.2.3 Une réponse incertaine au changement climatique

En soulignant leur rôle subtil sur le bilan énergétique du système, les résultats publiés par **RAMANATHAN et collab. [1989]** éveillent un intérêt général pour les nuages et leurs effets radiatifs. A la même époque, **CESS et collab. [1989]** présentent les résultats d'un exercice d'intercomparaison de modèles de climat. Le constat est sans appel : la dispersion des projections climatiques reportée par **CESS et POTTER [1988]**; **SCHLESINGER et MITCHELL [1987]** est principalement due à l'incertitude liée aux rétroactions nuageuses. A l'époque, les estimations du réchauffement en surface suite à un doublement du  $\text{CO}_2$  sont comprises entre 1.3 et 5.4 degrés. Des études subséquentes [**ANDREWS et collab., 2012**; **POTTER et CESS, 2004**] montrent que cet intervalle ne s'est pas significativement réduit au fil des années, malgré une amélioration globale des modèles et de notre compréhension des processus qu'ils représentent. Les premiers résultats publiés suite au dernier exercice d'intercomparaison des modèles couplés océan-atmosphère (CMIP6) font état d'un réchauffement compris entre près de trois et six degrés : la fourchette ne se réduit toujours pas et le réchauffement prend de l'ampleur. Quelles sont les causes d'une telle incertitude sur les rétroactions nuageuses ?

### 1.2.2.4 Système chaotique et limites de prévisibilité

Une partie de la communauté défend l'idée que l'incertitude autour des projections climatiques est une propriété intrinsèque du système atmosphérique (voir par exemple **ROE et BAKER [2007]**). Malgré le caractère déterministe des lois qui les gouvernent, les nuages apparaissent à l'échelle des modèles de climat comme une composante partiellement aléatoire, fluctuant rapidement et dont les effets instantanés sont de faible amplitude. L'amplification de ces petites perturbations, caractéristique de la nature chaotique de l'atmosphère, expliquerait alors la divergence sur le long terme entre les climats prévus par les différents modèles. Même avec une amélioration significative de la physique des modèles et de leur capacité à reproduire le climat présent, le climat futur ne serait donc pas prévisible au-delà d'une précision donnée. Cette hypothèse, bien que fondée, n'en est pas moins dangereuse car elle implique que les climatologues ne pourront jamais préciser leurs estimations alors même que l'une des justifications du scepticisme et de l'inaction générale face au changement climatique est justement la dispersion de leurs projections. Néanmoins, les modélisateurs ne s'avouent pas vaincus car il reste encore de nombreuses pistes à explorer qui pourraient expliquer cette incertitude ; parmi lesquelles la représentation des nuages et de leurs effets radiatifs.

**Sensibilité climatique et rétroactions nuageuses** Les estimations de sensibilité climatique sont basées sur une méthode de forçage – équilibrage. Dans une première étape, la température des océans ou la quantité de  $\text{CO}_2$  est artificiellement augmen-

tée. Le forçage radiatif qui en résulte modifie ainsi le bilan énergétique au sommet de l’atmosphère. Le système climatique cherche alors un nouvel état d’équilibre (c’est à dire, à rétablir un bilan énergétique nul). Cet équilibre correspond à une nouvelle température de surface  $T_s$ . Le paramètre de sensibilité climatique  $\lambda$  exprime l’amplitude du réchauffement en surface  $\Delta T_s$  étant donné un déséquilibre radiatif au sommet de l’atmosphère  $G$  :

$$\Delta T_s = \lambda G$$

En l’absence de rétroactions de l’atmosphère, la sensibilité climatique est  $\lambda = 0.3 \text{ Km}^2/\text{W}$ , c’est à dire que pour se remettre à l’équilibre, la surface, qui émet comme  $\epsilon\sigma T_s^4$ , (où  $\epsilon$  est l’émissivité de la surface et  $\sigma$  la constante de Boltzmann) doit se réchauffer de 0.3 K pour chaque  $\text{W.m}^{-2}$  en excès au sommet de l’atmosphère ( $4 \text{ W.m}^{-2}$  pour un doublement de  $\text{CO}_2$  ; [CESS et collab. \[1993\]](#)). La difficulté réside en ce qu’une augmentation de la température induit d’autres modifications du système, par exemple, une augmentation de la quantité de vapeur d’eau contenue dans l’atmosphère. Ces modifications rétroagissent sur le bilan radiatif, par exemple, l’augmentation de la concentration en vapeur d’eau amplifie l’absorption du rayonnement thermique et solaire, et donc, le réchauffement. La sensibilité climatique devient alors  $\lambda \approx 0.5 \text{ Km}^2/\text{W}$ , une valeur globalement consensuelle. Lorsque les rétroactions nuageuses sont également prises en compte, le paramètre  $\lambda$  devient beaucoup plus incertain : de 0.39 à  $1.11 \text{ Km}^2/\text{W}$  (0.68 en moyenne, 0.24 d’écart type) d’après [CESS et collab. \[1989\]](#).

### 1.2.2.5 Le rôle crucial des nuages bas

Les nuages de couche limite sont au coeur des incertitudes des modèles de climat autour de la rétroaction nuageuse [[BONY et DUFRESNE, 2005](#)]. Ils revêtent en effet une importance particulière pour le bilan radiatif global de la Terre. Les cumulus et stratocumulus dominent la couverture nuageuse globale, et leur présence dans certaines régions (sur continents et dans les zones d’alizés pour les cumulus, les bords Est des océans pour les stratocumulus) est extrêmement fréquente voire permanente [[RAUBER et collab., 2007](#)]. De plus, leur effet radiatif est important dans le solaire, car leur épaisseur optique, bien que modérée, suffit à réfléchir une partie importante du flux incident [[BERG et collab., 2011](#)] en particulier les stratocumulus du fait de leur couverture quasiment totale [[GHATE et collab., 2009](#)].

#### 1.2.2.5.1 Incertitudes liées à leur représentation dans les modèles de grande échelle

Toutefois, la représentation des nuages bas dans les modèles de grande échelle laisse encore à désirer [[DOLINAR et collab., 2015](#); [RANDALL et collab., 2003](#)]. En particulier, les cumulus caractérisés par une faible couverture nuageuse, une épaisseur optique modérée et une grande hétérogénéité, sont de trop petite taille, et leur évolution est trop rapide, pour être explicitement simulés dans ces modèles dont la résolution dépasse la centaine de kilomètres ; leur paramétrisation, c’est à dire la représentation de leurs effets moyens sur les grandeurs résolues par les modèles, est l’une des difficultés majeures de la modélisation du climat. Y compris dans les versions récentes des modèles et malgré d’importants développements (par exemple sur les schémas de convection peu profonde formulés en flux de masse [[HOURLIN et collab., 2002](#)] ou les schémas de condensation basés sur une approche statistique [[JAM et collab., 2013](#); [JOUHAUD et collab., 2018](#)]), la couverture nuageuse des cumulus est la plupart du temps sous-estimée [[KARLSSON et collab., 2008](#); [NAM et collab., 2012](#); [NUIJENS et collab., 2015](#); [WEBB et collab., 2001](#)]. Les stratocumulus, contrôlés par une très forte inversion thermodynamique et des processus radiatifs subtils en leur sommet, sont eux aussi sous-représentés dans les modèles [[MA et collab., 1996](#); [RICHTER, 2015](#); [DE SZOEKE et collab., 2010](#)]. Ces défauts résultent en des biais systématiques et persistants sur les températures de surface [[HOURLIN et collab., 2015](#)] et le cycle diurne de la couche limite [[COUVREUX et collab., 2015](#)]. En plus

des difficultés à reproduire les caractéristiques observées en termes de couverture nuageuse et quantité d'eau condensée, les différents modèles de climat ne trouvent pas de consensus — ni même qualitatif — quant à l'évolution de ces nuages en réponse à un réchauffement donné [QU et collab., 2014].

#### 1.2.2.5.2 Incertitudes liées à l'estimation de leurs effets radiatifs

Estimer l'effet radiatif de ces nuages est une difficulté supplémentaire. Le calcul des interactions entre le rayonnement et les différentes composantes de l'atmosphère est l'enjeu des modèles de transfert radiatif qui sont couplés aux modèles atmosphériques. Pendant de nombreuses années, les scientifiques en charge des modèles de transfert radiatif se sont principalement préoccupés de l'effet des gaz atmosphériques sur le rayonnement solaire et thermique [FOURIER, 1827; FRAUNHOFER, 1817; LANGLEY, 1883; RAYLEIGH, 1920; WOLLASTON, 1802]. En effet, la complexité spectrale des propriétés d'absorption du mélange de gaz qui constitue l'atmosphère est la majeure difficulté associée au calcul de son effet radiatif (et pose toujours des difficultés ; voir par exemple PINCUS et collab. [2015]). En comparaison, les propriétés spectrales des gouttes d'eau liquides qui constituent les cumulus et stratocumulus sont d'une simplicité déconcertante. Mais la complexité de ces nuages réside ailleurs : leur géométrie est impossible à définir à l'aide des concepts euclidiens classiques, y compris les stratocumulus qui ont pourtant longtemps été considérés comme relativement plats et homogènes. De plus, les échelles qui caractérisent leur variabilité spatiotemporelle s'étalent sur plusieurs ordres de grandeur : ils sont régis par des processus de petite échelle comme la turbulence et la microphysique, mais également par des processus de très grande échelle comme les cellules de Hadley responsables des vents d'alizés dans les tropiques. La plupart des modèles de transfert radiatif actuels ne sont pas armés pour faire face à cette complexité spatiotemporelle. De ce fait, différents modèles de rayonnement utilisant les mêmes profils nuageux en entrée donnent des résultats différents pour l'effet radiatif des nuages [BARKER et collab., 2003; FOUQUART et collab., 1991], et ce y compris lorsqu'ils utilisent les mêmes hypothèses de représentation du milieu nuageux (par exemple, les mêmes hypothèses de recouvrement vertical).

#### 1.2.3 Amélioration de la représentation des nuages bas et de leurs effets radiatifs : engagement de la communauté française

L'amélioration de leur représentation dans les modèles de grande échelle, et de leurs interactions avec le rayonnement, est cruciale afin de contraindre l'incertitude liée aux projections climatiques. En effet, une augmentation de quelques pourcents de la couverture globale nuageuse a le pouvoir de modifier radicalement le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère [SLINGO, 1980]. Il faut donc être capable de prédire l'évolution de cette couverture nuageuse avec précision, et calculer son effet sur le rayonnement sans biais, si l'on espère prédire à temps le déséquilibre énergétique moteur du réchauffement ; cet objectif requiert des modèles très performants.

Depuis près de dix ans, le projet (depuis peu Groupe De Recherche) DEPHY (Développement et Evaluation PHYsiques des modèles de climat et prévision du temps, C. Rio) regroupe une partie de la communauté française impliquée dans la recherche en sciences atmosphériques : des spécialistes des observations sur site et satellites, des spécialistes de la modélisation et des simulations atmosphériques à haute résolution, des spécialistes du développement des paramétrisations, des spécialistes de la prévision numérique du temps et du climat. L'objectif du projet est d'animer et d'organiser cette communauté autour d'outils et de questions transversales visant à améliorer les paramétrisations physiques dans les modèles de grande échelle (pour la prévision numérique du temps ou du climat). Ces efforts ont mené à de nombreux développements : de la représentation des structures cohérentes de la couche limite [HOURLIN et collab., 2002; PERGAUD et collab., 2009; RIETTE et LAC, 2016; RIO et HOURLIN, 2008], des schémas de condensation sous-maille [JAM et collab., 2013; JOUHAUD et collab., 2018], de la formulation de l'entraînement en bords de nuages

[RIO et collab., 2010], et de la représentation des stratocumulus [BRIENT et collab., 2019; HOURDIN et collab., 2019]. Depuis trois ans, le projet HIGH-TUNE (HIGH-resolution simulations to improve and TUNE boundary-layer cloud parameterizations, F. Couvreux), s’est donné pour mission spécifique de revisiter les paramétrisations des nuages bas, tant dans les hypothèses sous-jacentes aux formulations (développement, validation) que dans les valeurs utilisées pour leurs paramètres libres (calibration). Au coeur du projet se trouve l’utilisation d’outils de référence pour mieux comprendre et contraindre le comportement de ces modèles.

Ayant évolué au sein de la communauté DEPHY et dans le contexte du projet HIGH-TUNE, les questions soulevées et les méthodes proposées par DEPHY et HIGH-TUNE ont forgé les questions et méthodes au coeur de mes travaux.

#### 1.2.4 Particularité du rayonnement en surface

Le rôle des nuages est crucial pour l’évolution du climat car ils ont le potentiel de modifier sévèrement les projections à long terme produites par les modèles. En dehors de la question climatique pure, d’autres problématiques sont concernées par la prévision du rayonnement incident en surface, fortement dépendant des conditions nuageuses. A des échelles y compris plus courtes que le cycle diurne, les surfaces continentales sont impactées par la présence de nuages ; en fonction de leur taux de couverture et de leur persistance, les températures des basses couches de l’atmosphère dans lesquelles nous vivons peuvent drastiquement baisser (le jour) ou augmenter (la nuit) par rapport à une condition de ciel clair (sans nuages). Les interactions nuages–rayonnement sont donc des processus fondamentaux pour la température de surface et à deux mètres, des grandeurs clés pour les modèles de prévisions météorologiques. La connaissance des interactions nuages–rayonnement, la prévision et la climatologie de l’énergie radiative à la surface concernent également la conception et le maintien des installations de surface comme les villes ou les systèmes énergétiques solaires. Pour optimiser les performances économiques et écologiques de tels systèmes, la communauté du rayonnement atmosphérique doit être capable de fournir des données climatologiques aux ingénieurs qui les conçoivent. D’autres informations peuvent également être pertinentes : une prévision fiable à différentes échéances afin de prévoir la production d’énergie solaire et d’optimiser sa distribution ; les incertitudes ou les “barres d’erreur” liées aux différents calculs de la chaîne de prévision, depuis les nuages jusqu’au calcul de rayonnement ; les sensibilités de ces calculs à différents paramètres et hypothèses comme l’absorptivité des matériaux, les distributions de taille et d’espèce d’aérosols, la hauteur et la forme des bâtiments ou encore le réglage de l’inclinaison d’héliostats dans un concentrateur solaire. Ces idées sont quelque peu éloignées de la préoccupation climatique autour de laquelle s’est construite cette thèse, mais elles font partie du paysage et seront révoquées au fil de ce document.

### 1.3 Modélisation des interactions nuages–rayonnement

Il est clair d’après l’évaluation des modèles de climat et de leurs sensibilités à la représentation des nuages que les interactions nuages–rayonnement doivent être améliorées. Le but de cette section est d’établir la théorie et les méthodes qui fondent la représentation des processus radiatifs dans les modèles de grande échelle. Les questions sont différentes pour des modèles de plus petites échelles, et ne sont que très rapidement mentionnées ici. La théorie du transfert radiatif présentée en 1.3.1 est bien sûr la même, mais les problématiques liées à sa résolution, présentées en 1.3.3, changent.

#### 1.3.1 Théorie du transfert radiatif

De nombreuses introductions au transfert radiatif, plus complètes et plus rigoureuses, existent dans la littérature (par exemple, le chapitre 3 de MARSHAK et DAVIS [2005] ou CHANDRASEKHAR [1960]). Ici, seules les quantités nécessaires dans le contexte des travaux de

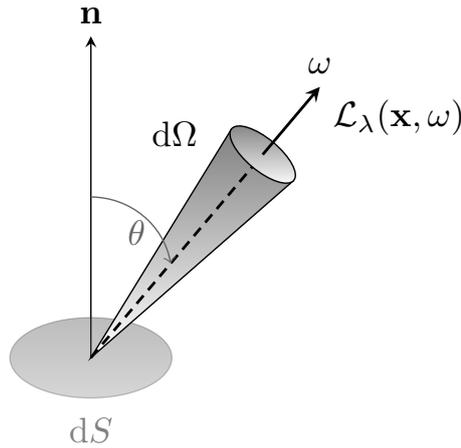


Figure 1.1 – Représentation schématique de la luminance  $\mathcal{L}$  incidente en  $\mathbf{x}$  dans la direction  $\omega$ , de longueur d'onde  $\lambda$ . La luminance est une densité de flux surfacique spectral et directionnel, solution de l'équation de transfert radiatif.  $dS$  est un élément de surface élémentaire de normale  $n$ ,  $d\Omega$  est un élément d'angle solide élémentaire autour de la direction  $\omega$  formant un angle  $\theta$  avec  $n$ .

thèse sont abordées. Le transfert radiatif est une phénoménologie qui permet de décrire le transport d'une énergie dite *radiative* et ses interactions avec le milieu qu'elle traverse. A l'origine, elle a été utilisée dans le cadre de l'astrophysique et de la physique des plasmas [MIHALAS et WEIBEL-MIHALAS, 1984]<sup>1</sup>, puis s'est généralisée à d'autres domaines comme le transfert thermique [MODEST, 1993], la synthèse d'image [McCONNELL et collab., 2002] ou les sciences de l'atmosphère [MARSHAK et DAVIS, 2005]. Comme elle modélise fondamentalement un transport, elle a également été appliquée en physique nucléaire pour modéliser le transport de neutrons [METROPOLIS et ULAM, 1949; STACEY, 2007] et en planétologie [MARGERIN, 2005] et mécanique [TURNER et WEAVER, 1994] pour modéliser la propagation d'ondes élastiques.

### 1.3.1.1 Luminance et grandeurs d'intérêt

Cette théorie se traduit par une équation mathématique intégral-différentielle (en réalité, un système d'équations couplées si la polarisation des ondes est modélisée, ce qui ne sera pas le cas dans la suite) dont l'inconnue est une densité de flux surfacique spectral et directionnel d'énergie radiative : la luminance  $\mathcal{L}$ . La luminance peut être vue comme la densité de flux d'énergie radiative  $dE$  en  $x$  par unité de surface perpendiculaire  $\cos \theta dS$  dans un angle solide  $d\Omega$  autour d'une direction  $\omega$  et dans un intervalle spectral élémentaire  $d\lambda$  (voir Figure 1.1), soit

$$\mathcal{L} = \frac{dE}{\cos \theta dS d\lambda d\Omega}$$

Les autres quantités d'intérêt sont définies à partir de la luminance. La densité surfacique de flux net est l'intégrale de la luminance sur les  $4\pi$  d'angle solide :

$$F(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \omega) \omega \cdot \mathbf{n} d\omega$$

Les densités de flux hémisphériques correspondent à la luminance intégrée sur un hémisphère :

$$F^\uparrow(\mathbf{x}) = \int_0^{2\pi} \mathcal{L}(\mathbf{x}, \omega) \omega \cdot \mathbf{n} d\omega$$

$$F^\downarrow(\mathbf{x}) = \int_0^{2\pi} \mathcal{L}(\mathbf{x}, -\omega) \omega \cdot \mathbf{n} d\omega$$

<sup>1</sup>Un ouvrage de référence pour chaque discipline est indiqué entre parenthèses

Les taux de chauffage correspondent à la divergence de la densité de flux hémisphérique :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho C_p} (-\nabla \cdot F)$$

### 1.3.1.2 Equation du transfert radiatif

Le bilan élémentaire des puits et sources d'énergie radiative permet de construire l'équation du transfert radiatif (ETR, voir équation (1.1)), ici dans sa version scalaire (sans polarisation), stationnaire (sans dépendance temporelle), en milieu infini (pas de conditions aux limites). Le long d'une trajectoire dans la direction  $\omega$ , l'énergie peut être perdue (on parle d'*extinction*) si elle est *absorbée* ou *diffusée* (redistribuée dans toutes les directions selon une fonction de densité appelée *fonction de phase*) par le milieu. Les sources volumiques de luminance correspondent à l'énergie émise par le milieu et à l'énergie diffusée d'une direction quelconque  $\omega'$  vers  $\omega$ . Le milieu surface-atmosphère émet à de grandes longueurs d'onde du fait de sa faible température relativement au soleil qui émet à de courtes longueurs d'onde. Les sources de luminance dans les deux parties du spectre sont généralement considérées distinctement, leurs contributions respectives sont calculées séparément puis ajoutées pour obtenir les luminances totales. Dans les équations (1.1) et (1.2), seules les sources thermiques sont considérées afin de simplifier l'écriture.

$$(\omega \cdot \nabla) \mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \omega) = -k_\lambda(\mathbf{x}) \mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \omega) + k_{s,\lambda}(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi_\lambda(\omega, \omega') \mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \omega') d\omega' + k_{a,\lambda}(\mathbf{x}) \mathcal{L}_\lambda^{eq}(\mathbf{x}, \omega) \quad (1.1)$$

où  $\mathcal{L}_\lambda$  est la luminance monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ ,  $\mathbf{x}$  la position,  $\omega$  la direction de propagation ;  $k_\lambda$  le champ de coefficient d'extinction (en  $m^{-1}$ ),  $k_{s,\lambda}$  le champ de coefficient de diffusion,  $k_{a,\lambda}$  le champ de coefficient d'absorption, tels que  $k = k_a + k_s$  ;  $\Phi_\lambda$  est la fonction de phase (de diffusion),  $\mathcal{L}_\lambda^{eq}$  est le champ de luminance de Planck émise par les sources volumiques. La solution de cette équation est connue (ici en milieu infini), et s'écrit sous forme intégrale (la dépendance spectrale n'est pas représentée dans l'écriture mais est bien sûr maintenue) :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \omega) = \int_0^\infty dl \exp\left(-\int_0^l k(\mathbf{x} - \omega s) ds\right) \times \left\{ k_s(\mathbf{x} - l\omega) \int_{4\pi} \Phi(\omega, \omega') \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\omega, \omega') d\omega' + k_a(\mathbf{x} - l\omega) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\omega, \omega) \right\} \quad (1.2)$$

Le premier terme sous l'intégrale modélise l'atténuation exponentielle décrite par la loi de Beer. L'intégrale du coefficient d'extinction le long de la ligne de visée est l'épaisseur optique

$$\tau_l(\mathbf{x}, \omega) = \int_0^l k(\mathbf{x} - \omega s) ds$$

L'exponentielle en particulier modélise les processus sans mémoire. Cela représente le fait que l'atténuation totale entre deux points séparés par une épaisseur optique  $\tau_l(\mathbf{x}, \omega)$  peut se calculer comme le produit indépendant de deux atténuations le long du chemin :

$$\exp(\tau_l(\mathbf{x}, \omega)) = \exp(\tau_{l_1}(\mathbf{x}, \omega) + \tau_{l_2}(\mathbf{x} - l_1\omega, \omega)) = \exp(\tau_{l_1}(\mathbf{x}, \omega)) \times \exp(\tau_{l_2}(\mathbf{x} - l_1\omega, \omega))$$

où  $l = l_1 + l_2$ , et la généralisation à  $n$  atténuations indépendantes est immédiate.

### 1.3.1.3 Propriétés optiques d'un milieu semi-transparent

Les propriétés radiatives d'un milieu sont définies par

- le coefficient de diffusion  $k_s$  et le coefficient d'absorption  $k_a$ , ou de façon équivalente par le coefficient d'extinction  $k_a + k_s = k$  et l'albédo de diffusion simple  $k_s/k$ . Les coefficients caractérisent l'extinction du milieu, homogène à une longueur inverse ( $\text{m}^{-1}$ ), et l'albédo caractérise la part d'extinction relative aux processus d'absorption et de diffusion,
- la fonction de phase  $\Phi$ , une fonction bidirectionnelle normalisée sur l'angle solide  $4\pi$ . Elle décrit la distribution angulaire de l'énergie diffusée en fonction de la direction incidente. Lorsque le milieu peut être considéré isotrope (ce qui est le cas pour les gouttelettes nuageuses liquides), la fonction de phase s'exprime uniquement en fonction de l'angle de déflexion  $\theta$  qui modélise l'écart zénithal entre la direction incidente et diffusée, entre 0 (diffusion vers l'avant) et  $\pi$  (rétrodiffusion). L'énergie est répartie de façon uniforme sur les  $2\pi$  d'angles azimutaux.
- le coefficient d'asymétrie  $g$  est le moment d'ordre un de la fonction de phase, c'est-à-dire la moyenne des cosinus des angles de déflexion, pondérés par la densité de flux diffusé dans un angle solide infinitésimal autour de chacun de ces angles. Il caractérise la proportion de densité de flux diffusé dans l'hémisphère avant par rapport à la diffusion totale. Une fonction de phase isotrope possède un coefficient d'asymétrie nul, une fonction de phase purement vers l'avant est telle que  $g = 1$  et une fonction de phase purement vers l'arrière est telle que  $g = -1$ .

#### 1.3.1.4 Résolution numérique du transfert radiatif

De nombreuses méthodes existent pour estimer le champ de luminance connaissant la distribution spatiale et spectrale des propriétés optiques d'un milieu donné. Ces méthodes sont principalement divisées en deux familles : les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques.

**1.3.1.4.1 Les méthodes déterministes** reposent sur une discrétisation de l'ETR. Par exemple, la méthode des harmoniques sphériques décompose la luminance sur une base tronquée de fonctions harmoniques sphériques, ce qui permet de remplacer l'ETR par un système d'équations différentielles partielles couplées. Au premier ordre, le système obtenu est composé d'une seule équation, ce qui correspond à l'approximation P1 classique en transfert radiatif, valide en milieux isotropes ou fortement diffusants [MODEST, 1993]. Un autre exemple de méthode déterministe est celle des ordonnées discrètes (méthodes DOM CARLSON et LATHROP [1968]; CHANDRASEKHAR [1960]; FIVELAND [1984]) qui discrétise les directions de propagation de l'énergie radiative et décompose la fonction de phase sur une base de polynômes de Legendre tronquée. La précision de ces méthodes dépend bien sûr du nombre de directions résolues et de l'ordre de troncature des séries de polynômes. Une méthode plus précise et plus couteuse consiste à combiner itérativement une décomposition du champ de luminance en harmoniques sphériques, et une propagation des sources émises et diffusés basée sur une méthode en ordonnées discrètes (principe de la méthode SHDOM, Spheric Harmonic Discrete Ordinate Method ; EVANS [1998]; EVANS et WISCOMBE [2003]).

**1.3.1.4.2 Les méthodes stochastiques** sont basées sur un échantillonnage statistique permettant de reconstruire la solution intégrale de l'ETR par la loi des grands nombres. Ces méthodes sont globalement regroupées sous le terme de méthodes de Monte Carlo. Ces méthodes permettent essentiellement de résoudre des intégrales sans biais statistique, mais elles ont également l'avantage de s'implémenter sous la forme d'algorithmes qui préservent l'essence et les images de la physique statistique du transport inspirée des travaux de Boltzmann : la propagation de l'énergie radiative est vue comme la somme de trajectoires indépendantes construites numériquement au fil des interactions avec le milieu. Comme il faut un grand nombre de trajectoires pour que la moyenne converge vers la solution, les méthodes de Monte

Carlo deviennent rapidement couteuses en milieu très diffusant car chaque diffusion doit être simulée pour construire chaque trajectoire. Pourtant, l'absence de biais, liée à l'absence de discrétisation des équations et du domaine de propagation (spectral, spatial et angulaire) en fait une méthode de référence très utilisée dans tous les contextes faisant appel au transfert radiatif.

### 1.3.2 Complexité du transfert radiatif en atmosphère nuageuse

Si la phénoménologie du transfert radiatif est bien connue et fondamentalement comprise, sa résolution dans les modèles atmosphériques présente toujours des difficultés, essentiellement car le compromis coût / précision est extrêmement délicat [PINCUS et collab. \[2019\]](#). Dans les grandes lignes, les difficultés liées à la résolution du transfert en atmosphère nuageuse repose sur deux grandes familles de questions : la représentation du milieu nuageux d'une part, la propagation de l'énergie dans ce milieu d'autre part. De façon plus détaillée, trois aspects principaux sont responsables de la complexité et donc du coût des méthodes numériques qui le résolvent : l'hétérogénéité des propriétés optiques qui fait partie du premier groupe de problématiques (1.3.2.1), la diffusion multiple à l'origine du caractère récursif de l'équation du transfert radiatif (1.3.2.2) et l'anisotropie de la fonction de phase des gouttes d'eau liquide très piquée vers l'avant (1.3.2.3), qui font partie du second groupe de problématiques.

#### 1.3.2.1 Hétérogénéité des propriétés optiques

Les propriétés optiques globales d'un milieu déterminent les caractéristiques du transport. Dans l'atmosphère, elles sont le résultat d'un mélange complexe des propriétés optiques de différentes particules agissant sur le rayonnement (molécules gazeuses, aérosols, gouttelettes d'eau nuageuse et gouttes de pluie, cristaux de glace etc.). Ces propriétés optiques peuvent être obtenues par des expériences en laboratoire ou sont connues sous certaines hypothèses (par exemple la théorie de Lorenz-Mie donne les propriétés optiques de particules sphériques pures d'un indice de réfraction donné) ; la réelle difficulté provient du fait que les constituants et à fortiori leur mélange sont distribués de façon hétérogène dans l'espace, en particulier l'eau nuageuse ; et que leurs propriétés spectrales sont également hétérogènes, en particulier les propriétés d'absorption des gaz. Afin de capturer ces hétérogénéités, la résolution spatiale des modèles devrait être suffisamment fine pour représenter les variations de densité de gouttes ce qui est bien sûr impossible pour un modèle de climat qui doit simuler l'évolution de l'atmosphère à l'échelle du globe ; et la résolution spectrale des modèles de rayonnement devrait être suffisamment fine pour capturer toutes les raies d'absorption (de l'ordre du nanomètre) ce qui est bien sûr impossible pour des simulations intégrées sur les spectres solaires (quelques centaines de nanomètres à quelques centaines de micromètres). Finalement, le degré de complexité des propriétés optiques hétérogènes de l'atmosphère en présence de nuages est contrôlé par le degré de complexité des schémas de microphysique et de condensation sous maille du modèle atmosphérique. Par exemple un schéma de microphysique à un moment ne prévoit pas la concentration de gouttes mais uniquement la masse d'eau condensée, il est donc difficile de contraindre la distribution de tailles de gouttes sur laquelle sont intégrées les propriétés optiques de Mie. La cohérence des hypothèses sous-jacentes aux différentes paramétrisations du modèle, et l'exploitation des informations produites par chacune, est une réelle question de recherche : les différents aspects de la physique sont souvent développés indépendamment les uns des autres, et la gestion de l'interface entre ces paramétrisations doit évoluer avec ces développements, ce qui demande un important et continu investissement.

#### 1.3.2.2 Récursivité de la formulation intégrale

L'équation (1.2) est une formulation intégrale récursive, du fait du terme de diffusion (une équation de Fredholm) : la luminance en un point dans une direction dépend du champ

de luminance en tous points et toutes directions. Sous certaines approximations (quand l'absorption est très importante devant la diffusion), la diffusion peut être négligée ce qui simplifie grandement le problème (comme par exemple dans le modèle de Schwarzschild). Dans ce cas, la luminance s'exprime comme la somme des sources réparties le long de la ligne de visée (du fait de l'intégrale sur  $l$ ), atténuées par le milieu durant leur propagation jusqu'au point d'observation  $\mathbf{x}$  (du fait de l'exponentielle décroissante qui exprime la loi d'atténuation de Beer). Pour le rayonnement solaire se propageant dans une atmosphère nuageuse, cette approximation n'est pas valide. L'infinité de sources localisées en espace et en direction, provenant de diffusions dans le milieu, doit être prise en compte dans l'estimation de la luminance locale.

### 1.3.2.3 Anisotropie de la fonction de phase de Mie

La théorie de Lorenz-Mie permet de calculer la fonction de phase des gouttes d'eau liquide, sous les hypothèses de géométrie sphérique et de pureté. Ces hypothèses ne sont pas toujours vérifiées en particulier lorsque la vitesse des gouttes est grande (déformation) ou lorsque les aérosols ayant joué le rôle de noyaux de condensation sont volumineux (impureté) [MISHCHENKO et collab., 2016]. D'autres théories plus sophistiquées permettent de s'en affranchir mais la théorie de Lorenz-Mie reste largement utilisée dans la communauté, et présente déjà un certain nombre de difficultés. La fonction de phase de Mie n'est pas analytique, elle est la plupart du temps calculée en amont et tabulée en fonction des angles de diffusion (et de la longueur d'onde). Elle a la particularité d'être très anisotrope : la densité d'énergie diffusée dans des directions appartenant à un petit angle solide autour de la direction avant est d'un ordre de grandeur jusqu'à plus de cinq fois supérieur à la densité diffusée dans les autres directions, comme illustré sur la Figure 1.2. Pour représenter ces hétérogénéités directionnelles, une grande résolution angulaire est nécessaire, ce qui est rarement possible dans des conditions opérationnelles de simulations du temps ou du climat. D'autres détails subtils de cette fonction de phase sont difficiles à capturer avec une mauvaise résolution angulaire, comme le pic de diffusion autour de 140 degrés responsable des arcs-en-ciel ou le motif complexe autour de la diffusion rétrodiffuse, responsable du phénomène de gloire [MAYER et collab., 2004]. La fonction de phase de Henyey-Greenstein est souvent utilisée à la place de celle de Mie (également illustrée sur la Figure 1.2). Elle a une expression analytique (donnée en (1.3.2.3)) qui dépend uniquement du cosinus de l'angle de déflexion,  $\mu = \cos \theta$  et du coefficient d'asymétrie de la fonction de phase  $g$ . Elle est plus régulière que la fonction de phase de Mie et elle est inversible analytiquement.

$$\Phi_{HG}(\mu) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}}$$

### 1.3.3 Résolution approchée du transfert radiatif en atmosphère nuageuse

Dans les modèles de grande échelle, chaque colonne s'étend horizontalement sur environ 10 à 100 kilomètres selon les modèles, et verticalement du sommet de l'atmosphère à la surface soit de l'ordre de 100 kilomètres. La dimension verticale est discrétisée en couches, dont l'épaisseur est variable : autour d'une centaine de mètres proche de la surface car les processus de couche limite qui dominent, comme la turbulence ou la convection peu profonde, sont caractérisés par des petites échelles ; jusqu'à quelques kilomètres au sommet de l'atmosphère. La résolution du transfert radiatif est typiquement effectuée dans chaque colonne indépendamment des colonnes voisines, voire dans certains modèles, dans un sous-échantillon de colonnes afin de réduire le coût numérique de la simulation [HOGAN et BOZZO, 2018]. Le milieu dans lequel doit être résolue l'équation (1.1) est donc modélisé par une centaine de couches d'épaisseur variable, d'extension horizontale virtuellement infinie. A chaque pas de temps, le modèle, c'est-à-dire les différentes paramétrisations physiques et la dynamique de grande échelle,

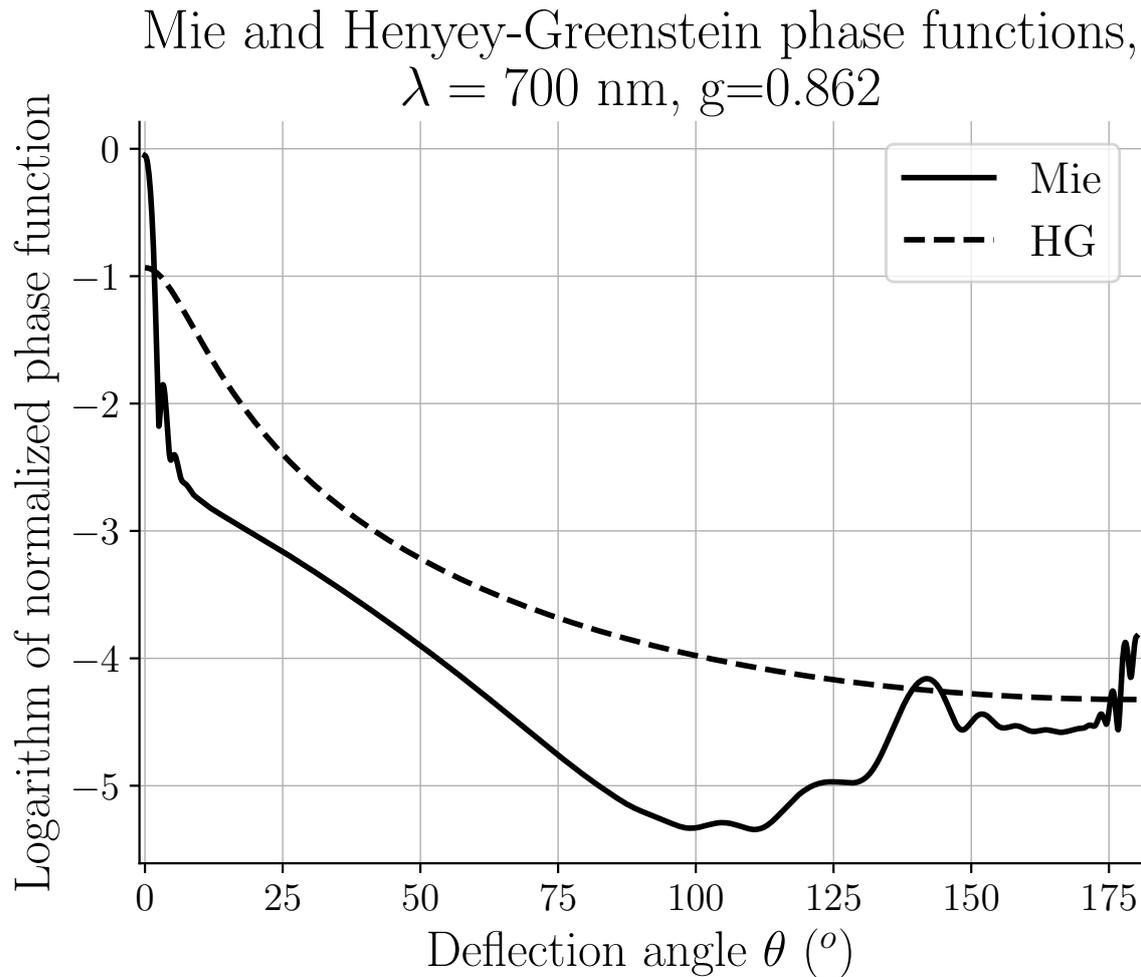


Figure 1.2 – Fonctions de phase de Mie et de Henyey-Greenstein à la longueur d’onde  $\lambda = 700\text{nm}$ , en fonction de l’angle de déflexion  $\theta$ . La fonction de phase de Mie est intégrée sur une distribution de taille de particules (gouttes d’eau sphériques et pures) de forme lognormale, caractérisée par un rayon moyen  $\bar{r} = 9.76 \mu\text{m}$  et un écart type  $s = 1.1052 \mu\text{m}$ , correspondant à un rayon effectif de  $10 \mu\text{m}$

font évoluer les quantités physiques moyennes dans chaque couche : température, pression, concentration en hydrométéores etc. Ces profils sont fournis au modèle de transfert radiatif — le schéma de rayonnement — qui calcule les flux incidents en surface et les taux de chauffage dans chaque couche afin d’estimer la contribution radiative à l’évolution de la température. Dans la suite, l’exposé se concentre sur les nuages liquides : leur rôle climatique est essentiel et leur grande complexité spatiale est source de difficultés majeures pour la résolution du transfert.

### 1.3.3.1 Modèles à deux flux

La plupart des modèles de rayonnement utilisés dans les modèles de grande échelle sont basés sur des méthodes aux ordonnées discrètes d’ordre un : les méthodes à deux flux. A chaque interface entre deux couches horizontales homogènes horizontalement, les densités de flux montant et descendant sont modélisées par deux équations différentielles couplées :

$$\frac{dF^\downarrow}{dz} = k \left( -\gamma_1 F^\downarrow + \gamma_2 F^\uparrow + S^\downarrow \right) \quad (1.3)$$

$$-\frac{dF^\uparrow}{dz} = k \left( -\gamma_1 F^\uparrow + \gamma_2 F^\downarrow + S^\uparrow \right) \quad (1.4)$$

où  $z$  est une coordonnée verticale qui décroît avec l’altitude,  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  sont des coefficients qui contrôlent l’extinction par absorption ou rétrodiffusion, et le gain par rétrodiffusion respectivement, et dépendent des propriétés optiques du milieu ainsi que de l’angle de propagation des flux diffus (voir [MEADOR et WEAVER \[1980\]](#) pour des exemples de formulation pour ces paramètres). Les  $S^{\downarrow\uparrow}$  représentent des sources volumiques pour les flux diffus descendant et montant.

### 1.3.3.2 Impact de l’hétérogénéité sous-maille sur le rayonnement

Dans les modèles de grande échelle, la variabilité nuageuse n’est pas résolue car elle existe à des échelles inférieures à la taille de la maille, jusqu’à quelques micromètres si l’on va jusqu’à la distribution spatiale des gouttelettes d’eau. Si la paramétrisation des nuages est correcte, l’information qu’elle fournit au schéma de rayonnement est à minima la quantité d’eau moyenne saturée dans chaque maille, ainsi que la fraction volumique de la maille occupée par l’eau liquide.

**Non-linéarité de la loi de Beer** Afin de résoudre l’effet de ces nuages implicites sur le rayonnement, des hypothèses doivent compléter les profils moyens d’eau liquide et de fraction nuageuse, visant à représenter la variabilité nuageuse sous-maille. En effet, un milieu homogène équivalent à un milieu hétérogène (même quantité moyenne d’eau liquide) est plus réfléchissant car la relation qui relie la concentration en eau liquide à la réflectivité n’est pas linéaire : la réflectivité moyenne d’un milieu donné n’est pas égale à la réflectivité du milieu moyen équivalent. Cette relation est illustrée par la Figure 1.3. Cela revient à dire que la distribution des positions d’absorption et diffusion le long d’un rayon ne peut pas être modélisée par une fonction exponentielle : le milieu est non Beerien. Un problème équivalent existe par exemple dans les milieux poreux [[CHAHLAFI et collab., 2012](#)].

**Approximation plan-parallèle homogène** Dans un premier temps, cette variabilité n’était pas représentée dans les schémas de rayonnement de la communauté atmosphérique. Un calcul était effectué en milieu homogène et éventuellement pondéré par un facteur permettant de prendre en compte l’effet de l’hétérogénéité du milieu sur le rayonnement. C’est l’approximation plan-parallèle homogène (PPH), dans laquelle les nuages sont représentés par des couches horizontales homogènes.

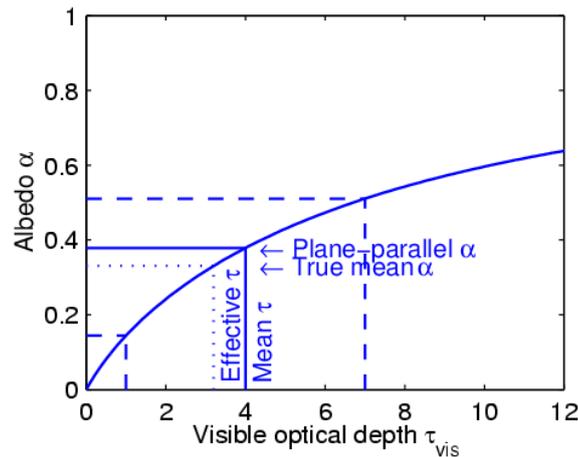


Figure 1.3 – Issu de HOGAN [2015]. Illustration de la non-linéarité de la réflectivité (en ordonnées) par rapport à l’épaisseur optique d’un milieu (en abscisses). Les lignes tiretées correspondent à deux zones d’épaisseur optique différente (1 et 7) en proportion égales dans le milieu hétérogène, d’épaisseur optique moyenne 4 (trait plein). La réflectivité du milieu moyen (trait plein, “Plane-parallel  $\alpha$ ”) est plus importante que la réflectivité moyenne du milieu hétérogène (trait pointillé, “True mean  $\alpha$ ”).

**Hétérogénéité sous-maille** Dans un second temps, le premier ordre d’hétérogénéité horizontale sous-maille a été pris en compte via l’utilisation de la fraction nuageuse. Dans les mailles partiellement saturées, deux calculs de densité de flux sont alors réalisés : l’un dans le milieu nuageux dont les propriétés optiques sont définies à partir de la quantité d’eau moyenne concentrée dans la fraction couverte, produisant des nuages plus optiquement épais ; l’autre dans le milieu non-nuageux dont les propriétés optiques sont définies à partir de celles des gaz constituant l’atmosphère locale. Ces deux calculs sont effectués indépendamment l’un de l’autre et leurs résultats sommés en proportion de la fraction nuageuse afin d’obtenir la densité de flux totale à chaque interface entre deux couches (voir Figure 1.4-a). La méthode de Tripleclouds [SHONK et HOGAN, 2008] pousse ce raisonnement à un degré d’hétérogénéité plus élevé : au lieu de considérer deux régions au total, ils proposent d’utiliser trois régions dont deux permettent de représenter les zones optiquement fines et épaisses des nuages (voir Figure 1.4-c).

**Approximation des colonnes indépendantes** La méthode des colonnes indépendantes permet également de représenter l’hétérogénéité intra-nuageuse : la colonne est divisée en un certain nombre de sous-colonnes aux propriétés optiques variables, échantillonnées à partir par exemple de générateurs stochastiques de champs nuageux. Un calcul est effectué dans chaque sous-colonne (et ce pour chaque colonne) puis moyenné afin d’obtenir le profil de densité de flux de la colonne. Le coût d’une telle méthode étant assez élevé, elle était peu pratiquée jusqu’à ce que PINCUS et collab. [2003] proposent de combiner l’intégration spectrale et l’échantillonnage de la variabilité spatiale : à chaque sous-colonne, un seul calcul monochromatique est effectué à une longueur d’onde différente, et le profil de densité de flux total obtenu en moyennant les profils de flux des sous-colonnes est ainsi intégré sur le spectre (voir Figure 1.4-d). Aujourd’hui, cette méthode (Monte Carlo Independent Column Approximation, McICA) est probablement la plus répandue dans les modèles opérationnels de prévision du temps et de climat.

### 1.3.3.3 Couplage aux interfaces entre couches : recouvrement vertical

Une fois affranchis de l’approximation plan-parallèle homogène, l’utilisation des fractions nuageuses dans chaque couche, variables sur la verticale, soulève une nouvelle question : comment ces fractions nuageuses se superposent-elles ? Les propriétés optiques globales du

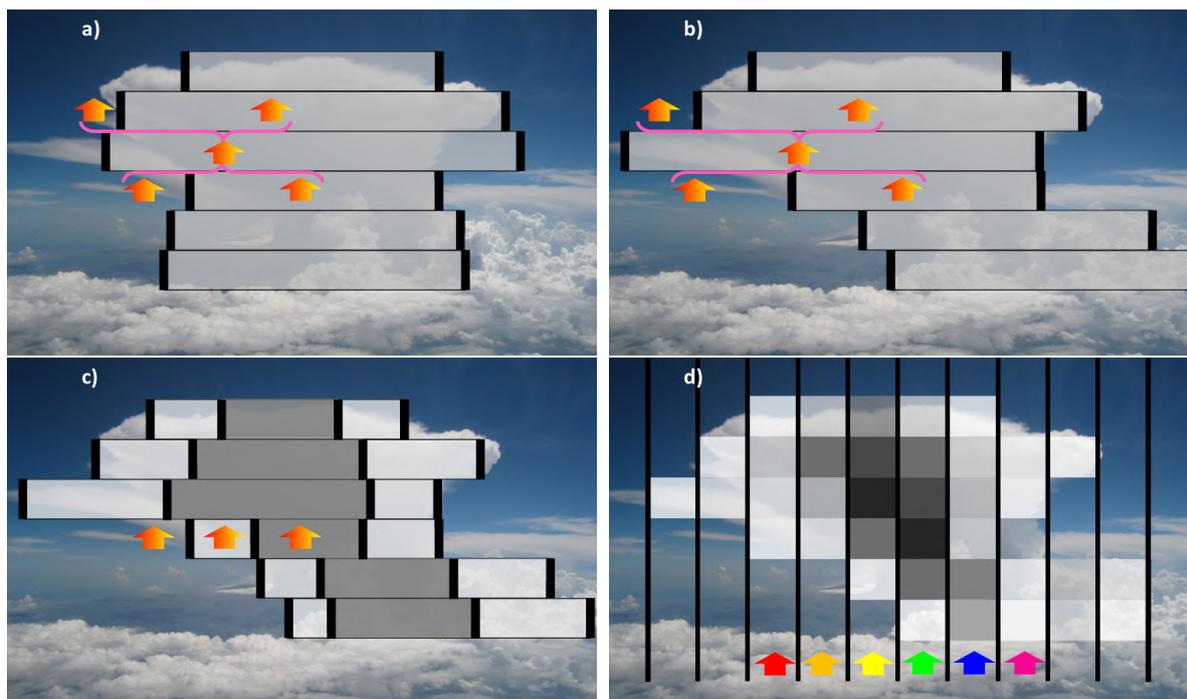


Figure 1.4 – Schémas issus et adaptés d’une présentation de R. J. Hogan [HOGAN, 2015]. a) nuages homogènes avec recouvrement maximal, le seul degré d’hétérogénéité est celui lié au profil de fraction nuageuse ; b) nuages homogènes avec recouvrement exponentiel ; c) nuages hétérogènes illustrant la méthode Tripleclouds [SHONK et HOGAN, 2008], recouvrement exponentiel ; d) nuages hétérogènes illustrant la méthode McICA, recouvrement exponentiel

milieu sont sensibles au recouvrement vertical des fractions nuageuses : un recouvrement maximal donnera une couverture nuageuse totale minimale et une épaisseur optique maximale, tandis qu’un recouvrement minimal donnera une épaisseur optique minimale et une couverture nuageuse maximale.

**Recouvrement maximum–aléatoire** Plusieurs types d’hypothèses ont été émises et utilisées dans la communauté, notamment l’hypothèse de recouvrement maximal, et l’hypothèse de recouvrement aléatoire. D’après ces hypothèses, les couches nuageuses adjacentes se recouvrent de façon maximale (donc la couverture nuageuse totale est le maximum des couvertures nuageuses des deux couches, comme sur la Figure 1.4-a), alors que deux couches nuageuses séparées par une couche non nuageuse se recouvrent de façon aléatoire.

**Recouvrement exponentiel–aléatoire** Finalement HOGAN et ILLINGWORTH [2000] utilisent des observations radar de profils nuageux pour démontrer que les couches nuageuses adjacentes se recouvrent selon un mélange des deux comportements aléatoire et maximal, dont la pondération est une fonction exponentielle de la distance qui sépare ces deux couches (plus les couches sont proches, plus leur recouvrement est “maximal”), comme illustré sur la Figure 1.4-b. Selon les auteurs, les couches nuageuses séparées par au moins une couche non nuageuse se recouvrent effectivement de façon aléatoire. Ces taux de recouvrement permettent de contraindre les conditions de continuité des flux montant et descendant aux interfaces entre deux couches en présence de plusieurs régions (par exemple, région nuageuse et région non nuageuse), ou de contraindre la distribution de l’eau liquide nuageuse dans les sous-colonnes générées pour le modèle McICA.

### 1.3.3.4 Et après ?

La communauté de rayonnement atmosphérique a longtemps été préoccupée par le traitement des gaz et de leurs propriétés spectrales complexes. La stratification de l'atmosphère permet une description unidimensionnelle des concentrations en gaz, dont les variations verticales sont d'une amplitude et fréquence plus élevée que les variations horizontales. Les modèles permettant de résoudre le transfert radiatif ont donc été initialement conçus avec une hypothèse naturelle et sans doute adaptée de milieu unidimensionnel. Avec la question des nuages, l'hypothèse 1D est rudement éprouvée. Une partie de la communauté tente d'adapter des modèles intrinsèquement 1D à la complexité géométrique des nuages (parfois avec succès comme le démontre l'utilisation répandue de McICA). Certains expriment toutefois les limites d'un tel cadre de pensée et souhaitent basculer dans un nouveau paradigme dans lequel les nuages seraient enfin envisagés comme des objets 3D décrits dans leur complexité géométrique naturelle, loin des concepts euclidiens à l'origine des approximations plan-parallèle. En parallèle de ces considérations qui se rapportent à la description du milieu de propagation, la fin de l'approximation plan-parallèle a ouvert la voie à de nouvelles préoccupations qui peuvent grossièrement se résumer au principe suivant : *les nuages ont des bords*.

## 1.4 Effets radiatifs 3D des nuages de couche limite

Sous l'approximation plan-parallèle homogène, le nuage couvre entièrement la maille dès lors que de l'eau condensée est produite par le modèle atmosphérique. Dans ce paradigme où les nuages sont infinis et homogènes, nul besoin de se préoccuper de l'étendue de leurs ombres qui, dans la réalité, s'étirent quand le soleil descend sur l'horizon. Dès lors que l'idée de fraction nuageuse est introduite, les bords des nuages (aux interfaces verticales entre ciel clair et fraction couverte de la maille) jouent un rôle majeur dans le transport. Ces bords matérialisent une grande surface d'échange avec l'environnement, parfois plus grande que la somme de la base et du sommet du nuage si son rapport d'aspect est élevé (rapport d'épaisseur sur étendue horizontale). Dans un cadre de pensée fondamentalement 1D comme le modèle à deux flux appliqué à l'approximation des colonnes indépendantes, aucun transport horizontal n'est modélisé à travers ces interfaces nuageuses : les ombres des nuages sont éternellement projetées verticalement, piégées sous eux. Les effets 3D en général sont définis comme la différence sur une métrique radiative donnée (luminance, flux, taux de chauffage) entre une estimation 3D et une estimation 1D où le transport est résolu uniquement dans sa dimension verticale (dans une modélisation de type deux flux, le fait que l'énergie soit propagée selon d'autres directions que la verticale affecte la longueur des chemins traversant chaque couche mais le transport horizontal n'est pas résolu *stricto sensu*). Le transfert radiatif 3D ne s'attache pas qu'aux nuages : les reliefs de la surface, soient-ils naturels ou urbains, sont également concernés. Il existe une certaine confusion autour du terme 3D, lorsqu'il s'agit des effets radiatifs des nuages (ou de la surface) : l'aspect tridimensionnel caractérise-t-il le transport ou le milieu ? Il faudrait peut être parler d'effet radiatif 3D de nuages 3D. Dans les paragraphes précédents, l'aspect lié à la représentation 3D du milieu pour le rayonnement a été abordé. Ici, c'est l'aspect 3D du transport qui est concerné, et le terme d'effet radiatif 3D fera par la suite toujours référence au fait que le transport est modélisé dans toutes ses dimensions (contrairement à l'approximation des colonnes indépendantes), et ce indépendamment de la représentation du milieu qu'il traverse. Si les spécialistes du rayonnement atmosphérique 3D sont au clair sur la signification de ces termes lorsqu'ils les utilisent, ce léger flou peut rendre la communication un peu plus difficile que nécessaire.

### 1.4.1 Processus à l'origine des effets 3D

L'unique responsable des effets 3D est bien sûr la composante horizontale du flux d'énergie radiative ; fondamentalement, la transmission et la réflexion à travers un élément de surface

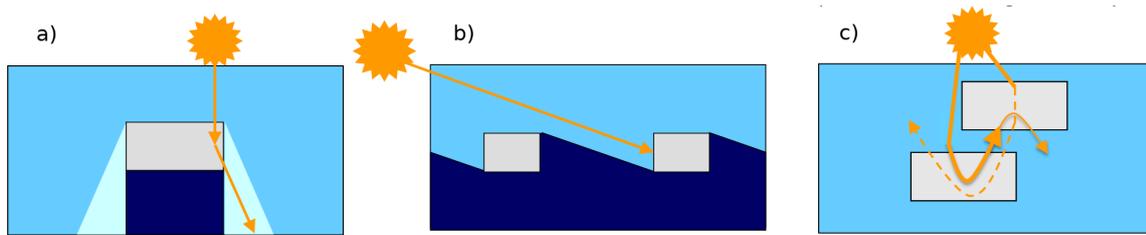


Figure 1.5 – Schémas issus de la thèse de Sophia Schäfer [SCHÄFER, 2016], représentant les effets radiatifs 3D des nuages dans le solaire : a) side escape ou leakage ; b) side illumination ; c) entrapment

donné sont les seuls processus radiatifs légitimes, comme le soulignent DAVIS et KNYAZIKHIN [2005] dans MARSHAK et DAVIS [2005]. Pourtant, il a souvent été utile voire nécessaire pour avancer dans notre compréhension des effets radiatifs observés, de caractériser le transport 3D et de le classifier sous forme de différentes phénoménologies. Les termes anglosaxons de *side leakage or escape*, *side illumination*, *channeling* et *entrapment* sont couramment utilisés et représentent respectivement : le fait que la diffusion multiple permet à l'énergie radiative de s'échapper par un bord de nuage, c'est à dire de traverser l'interface nuage / ciel clair (Figure 1.5-a) ; le fait que le soleil, lorsqu'il n'est pas parfaitement au zénith, est intercepté par les bords de nuages, augmentant la réflectivité et l'absorptivité de ceux-ci (Figure 1.5-b) ; le fait que les zones optiquement épaisses diffusent l'énergie radiative en partie vers les zones optiquement fines qui, elles, la transmettent plus facilement à la surface, augmentant ainsi considérablement la transmissivité totale de la zone (Figure 1.5-a) ; le fait que les photons réfléchis par la surface ou par un nuage à une altitude donnée peuvent être interceptés et "piégés" lors de leur trajectoire de retour vers l'espace (Figure 1.5-c). Ces termes apportent un éclairage sur les effets radiatifs 3D des nuages mais ont également leurs défauts, comme le soulignaient déjà VÁRNAI et DAVIES [1999] : leur caractère qualitatif les rend difficile à évaluer rigoureusement ; ils font la plupart du temps l'hypothèse d'une géométrie euclidienne en utilisant les termes de "bords", alors que les nuages sont des objets fractaux sans frontière nette ; ils se recoupent et sont connectés entre eux par exemple le side escape est du channeling à l'échelle du champ nuageux (une partie du channeling concerne les échelles d'hétérogénéité intra nuageuse).

#### 1.4.2 Effet du transport horizontal sur les flux radiatifs

Les premières études quantifiant les effets radiatifs 3D des nuages pour le rayonnement solaire considèrent des géométries nuageuses idéalisées. Par exemple, MCKEE et COX [1974] reportent des différences autour de 25% sur les reflectances directionnelles, entre un calcul dans un nuage plan parallèle (plus réfléchifs) et des nuages cubiques (moins réfléchifs). Les auteurs concluent que les reflectances sont fortement dépendantes du flux d'énergie aux bords des nuages. MCKEE et KLEHR [1978] utilisent une géométrie simplifiée pour représenter les hétérogénéités au sommet des nuages et trouvent des effets 3D encore plus importants, avec une réduction de la réflectance de 34.5% pour un soleil au zénith. Ils estiment que les cumulus, dont les sommets et frontières sont très hétérogènes, devraient présenter d'importants effets 3D. Une étude plus récente et différente en nature a permis de quantifier les effets radiatifs 3D de nuages à géométrie complexe, plus réalistes. BARKER et collab. [2003] séparent rigoureusement les effets de la représentation du milieu des effets du transport horizontal en comparant un calcul Monte Carlo 3D à un calcul Monte Carlo 1D (les trajectoires des photons sont restreintes à des sous-colonnes du domaine). Les quatre cas nuageux étudiés représentent un stratocumulus marin (voir Figure 1.6-haut), un cas de cellules ouvertes épaisses, et deux cas de convection profonde dont un surmonté d'enclumes couvrant une grande partie du domaine. Les trois premiers cas présentent des effets 3D non négligeables sur la réflectance et les profils de taux de chauffage, mais ces effets sont moins importants que l'impact de

la représentation du milieu (hétérogénéité, recouvrement vertical, comme déjà reporté par [BARKER et collab. \[1999\]](#) ; voir Figure 1.6-bas). De plus, les effets 3D sont tantôt négatifs (nuages plus réfléchissants lorsque le soleil est proche de l’horizon), tantôt positifs (nuages moins réfléchissants pour un soleil au zénith), leur impact intégré sur un cycle diurne pourrait donc être proche de zéro. Afin de pouvoir déterminer les effets radiatifs 3D des nuages globalement, ainsi que leur impact sur l’évolution du climat, les schémas de rayonnement doivent pouvoir simuler le transport horizontal au sein des colonnes des modèles de grande échelle.

### 1.4.3 Estimations globales des effets radiatifs 3D des nuages

Afin de représenter les effets radiatifs 3D dans les modèles de grande échelle, deux écoles de pensée se dessinent. [BARKER et collab. \[2016\]](#) proposent de sortir du paradigme 1D en utilisant des champs nuageux 3D générés stochastiquement et de simuler le transfert à l’aide d’un modèle 3D par exemple de Monte Carlo. Pour être viable numériquement, peu de trajectoires devront être simulées pour chaque colonne, impliquant que les taux de chauffage résultant seront teintés d’un bruit aléatoire. Ce bruit aléatoire serait moins problématique pour les modèles de grande échelle que les biais systématiques associés à la résolution 1D du transfert. Cette approche peut être combinée à l’utilisation de superparamétrisation proposée par [RANDALL et collab. \[2003\]](#), qui consiste à utiliser un modèle à haute résolution pour représenter finement les nuages dans chaque colonne d’un modèle de grande échelle. En face, [HOGAN et collab. \[2016\]](#); [HOGAN et SHONK \[2013\]](#); [SCHÄFER et collab. \[2016\]](#) conservent une approche 1D de type deux flux et paramétrisent l’effet du transport horizontal sur les densités de flux verticales. Leur paramétrisation, SPARTACUS, est basée sur des concepts euclidiens comme le périmètre des nuages. Cette approche ne peut pas éliminer tous les biais liés à une représentation approchée du transport mais elle se base sur des processus physiques, ce qui a le mérite d’engendrer une meilleure compréhension de ceux-ci. De plus, un modèle de prévision numérique du temps est plus sensible au bruit aléatoire introduit par les méthodes de Monte Carlo qu’un modèle de climat car il l’intègre sur des échelles spatiotemporelles plus courtes. Des simulations avec et sans la paramétrisation du transport horizontal de SPARTACUS ont permis d’estimer l’effet radiatif 3D solaire global des nuages autour de  $-0.55 \text{ W.m}^{-2}$  à la surface, dû aux effets d’interception du rayonnement par les bords de nuages (refroidissement) qui dominent les effets de piégeage (réchauffement), comme l’illustre la Figure 1.7. La fiabilité de cette estimation est à pondérer au regard des biais qui accompagnent la représentation des nuages dans les modèles de grande échelle. Si les effets 3D dans le thermique (infrarouge) sont également pris en compte, les effets 3D totaux des nuages changent de signe et sont estimés autour de  $1 \text{ W.m}^{-2}$ . Ce réchauffement est du même ordre de grandeur que l’incertitude qui accompagne l’effet radiatif des nuages ( $\sim 5 \text{ W.m}^{-2}$ ) ou que le forçage radiatif anthropogénique ( $\sim 3.12 \text{ W.m}^{-2}$ ).

### 1.4.4 Effets radiatifs 3D et observations

Le monde des observations est également concerné par les questions du transport horizontal de l’énergie radiative. En effet, les mesures qui permettent d’inférer l’état de l’atmosphère sont généralement d’ordre radiatif : les images satellites se basent sur des cartes spatiales de luminance mesurée, et les signaux lidar ou radar des temps aller/retour ou des énergies rétrodiffusées. Pour inverser ces mesures, des hypothèses sur le transport sont utilisées. L’approximation 1D pour les images satellites peut générer des biais sur l’épaisseur optique et les tailles de gouttes (ou la température de brillance dans l’infrarouge) car la réflectivité des nuages est impactée par le transport horizontal [[MARSHAK et collab., 1998](#)]. Les luminances nuageuses dans le visible ne sont pas assimilées dans les modèles car la diffusion multiple induit des biais trop importants. D’un autre côté, comme le soulignent [DAVIS et MARSHAK \[2010\]](#), une bonne compréhension des effets 3D permet de les utiliser pour obtenir des informations particulières sur le milieu observé ; les effets 3D ne sont pas nécessairement un

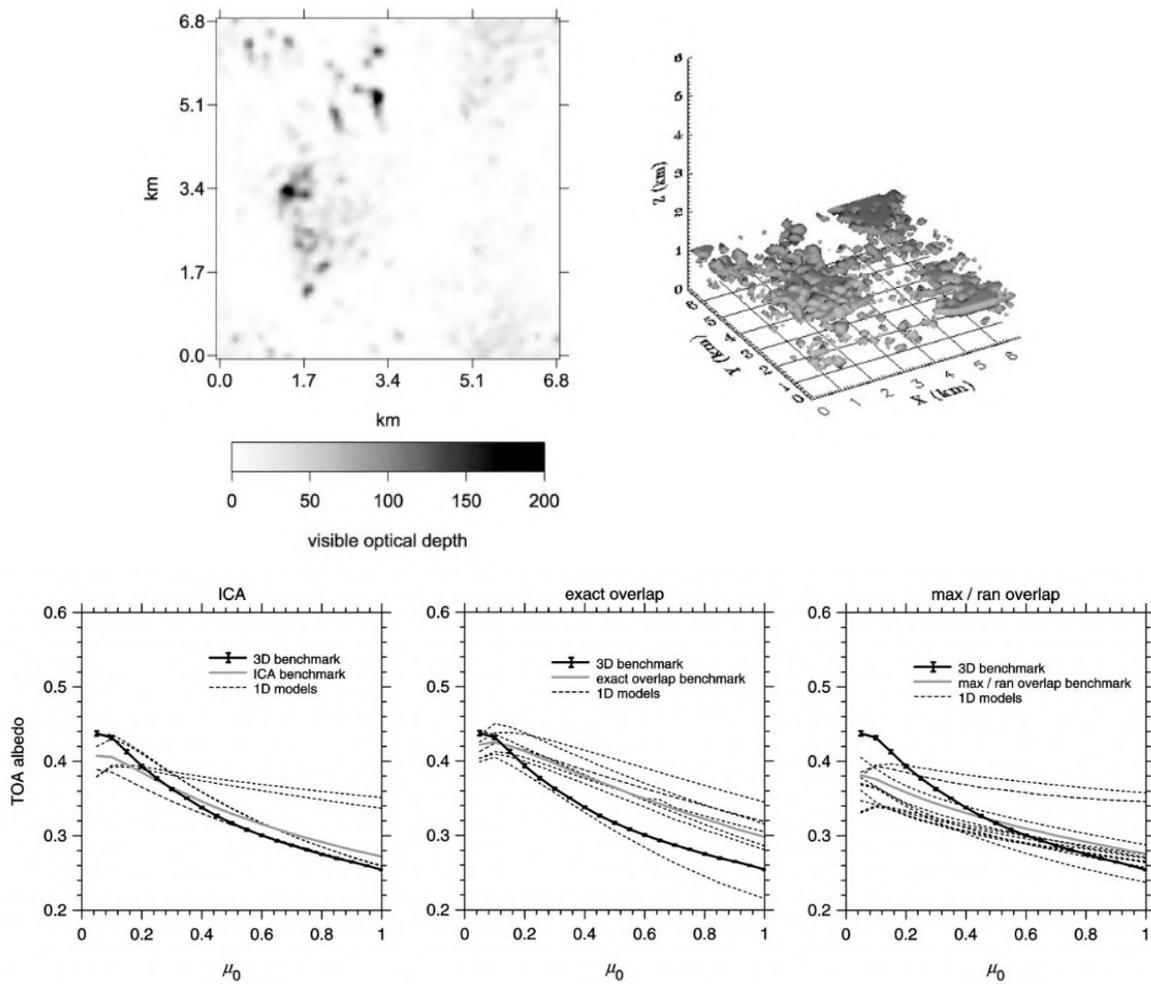


Figure 1.6 – Issu et adapté de [BARKER et collab. \[2003\]](#). En haut à gauche : carte d'épaisseur optique du champ ATEX (stratocumulus marin) ; en haut à droite : représentation 3D du champ d'eau liquide ; en bas : réflectivité en fonction du cosinus de l'angle solaire ( $\mu_0 = 0$  : soleil à l'horizon ;  $\mu_0 = 1$  : soleil au zénith). Chaque sous-figure correspond à l'étude d'un effet radiatif particulier : à gauche, seul le transport inter-colonnes (effets 3D) est négligé ; au milieu, l'hétérogénéité du champ nuageux est négligée en plus du transport horizontal ; à droite : le recouvrement vertical est approché par une méthode maximum-random, en plus de négliger l'hétérogénéité horizontale et les effets 3D. Pour chaque sous-figure, un calcul de référence 3D est effectué par Monte Carlo dans le champ d'origine (trait plein noir) ; un calcul de référence isolant l'effet radiatif concerné par l'expérience est également effectué par Monte Carlo (trait plein gris) ; les lignes pointillées correspondent aux estimations par différents modèles approchés.

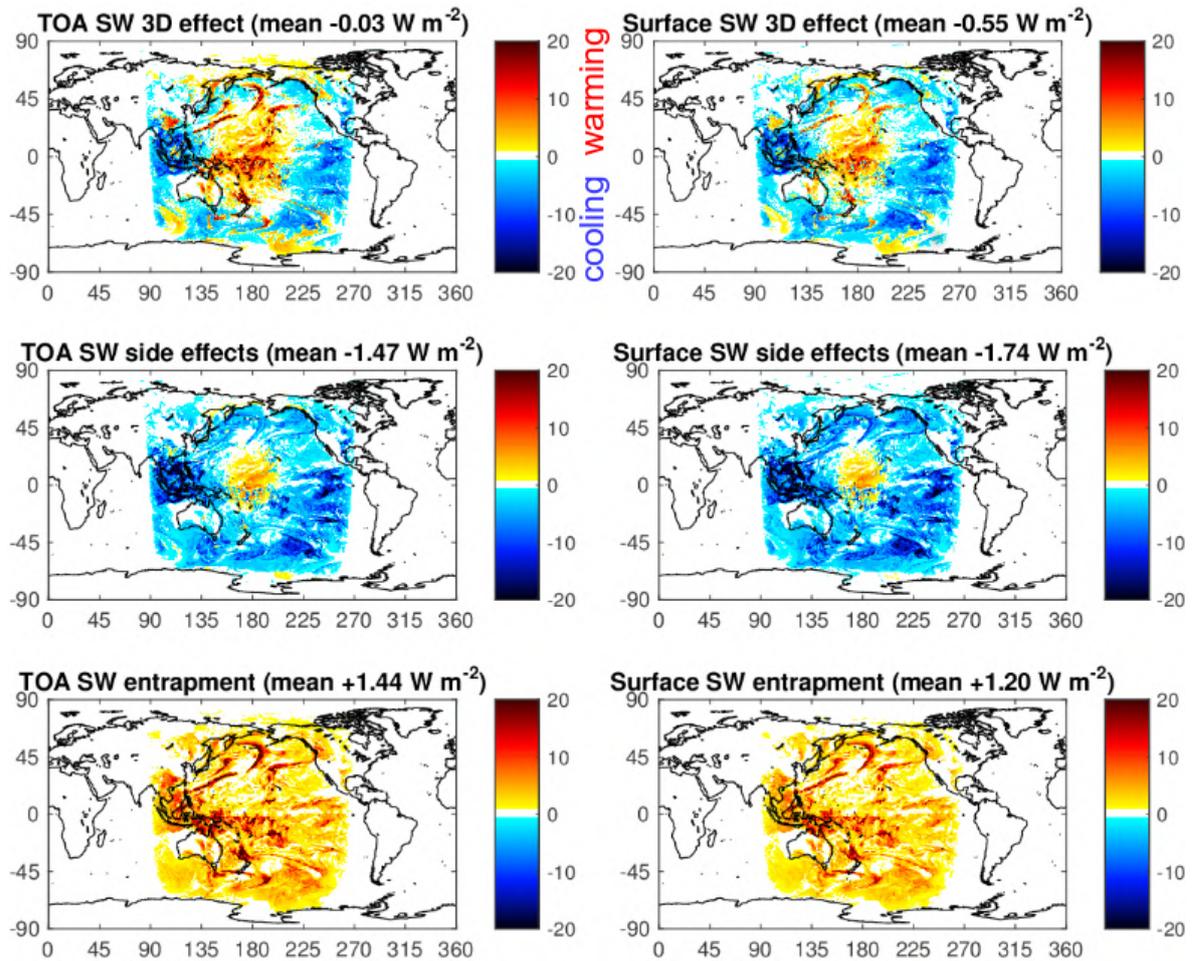


Figure 1.7 – Issu de HOGAN [2019]. Cartes des effets radiatifs 3D, calculés comme la différence entre les flux produits par un schéma de rayonnement avec ou sans paramétrisation du transport horizontal, sur les flux nets au sommet de l’atmosphère à gauche et en surface à droite. La première rangée présente les effets 3D totaux, la deuxième rangée présente la contribution des effets de bords (fuite pour un soleil au zénith et interception pour un soleil à l’horizon) et la troisième rangée présente la contribution du processus de piégeage.

problème mais contiennent une richesse qu'il faut apprendre à exploiter. Un exemple récent en est l'utilisation des réflectivités des bords de nuages pour estimer les distributions de taille de gouttelettes nuageuses [EWALD et collab., 2019] ou les caractéristiques géométriques des nuages [ZINNER et collab., 2019].

#### 1.4.5 Effets radiatifs 3D aux échelles explicites

Une autre question du transport horizontal concerne les petites échelles : dans les modèles atmosphériques à haute résolution, les nuages sont explicitement résolus (un unique nuage est décrit par plusieurs mailles et donc plusieurs colonnes) et les colonnes ne peuvent pas être considérées indépendantes. Les biais locaux sur les flux et taux de chauffage dus à l'hypothèse 1D sont typiquement plus importants que les biais intégrés spatialement dans les modèles de grande échelle. La contribution du transport horizontal aux flux et taux de chauffage impacte en retour les caractéristiques des nuages. Afin d'étudier ces questions, des modèles de transport 3D à petite échelle ont été développés [JAKUB et MAYER, 2015; KLINGER et MAYER, 2016]. Leur application dans des simulations nuageuses à haute résolution a permis de démontrer l'importance du transport horizontal pour le développement et l'organisation des nuages [JAKUB et MAYER, 2017; KLINGER et collab., 2017] mais également pour leurs caractéristiques microphysiques [KLINGER et collab., 2018]. Avec la montée en résolution des modèles de prévisions météorologiques (prévision numérique du temps), il est important de comprendre comment le transport inter-colonnes affecte le réalisme et le cycle de vie des nuages simulés. Toutefois, pour les modèles de grande échelle qui nous intéressent ici, la question des effets 3D se résume au transport horizontal interne à chaque colonne.

## Chapitre 2

# Problématiques de la thèse, plan du manuscrit

*“ Il faut que chaque chose y soit  
mise en son lieu ;  
Que le début, la fin répondent au  
milieu ;  
Que d’un art délicat les pièces  
assorties  
N’y forment qu’un seul tout de  
diverses parties ; ”*

---

Art poétique, Nicolas Boileau

### Sommaire

---

2.1	Comment les besoins d’une communauté ont provoqué une dynamique collective de revisite des questions radiatives . . . . .	<b>26</b>
2.1.1	Les besoins exprimés par la communauté des physiciens de l’atmosphère	26
2.1.2	Le temps de la revisite . . . . .	27
2.1.3	Ceci n’est pas une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite . . . . .	27
2.2	Les choix qui ont forgé cette thèse . . . . .	<b>28</b>
2.2.1	Du choix des métriques . . . . .	28
2.2.2	Du choix des approximations . . . . .	29
2.2.3	Du choix de l’investissement . . . . .	30
2.3	Plan du manuscrit . . . . .	<b>32</b>
2.3.1	Développement et utilisation d’outils de référence . . . . .	32
2.3.2	Caractérisation des interactions nuages–rayonnement . . . . .	33
2.3.3	Évaluation de la représentation des interactions nuages–rayonnement	33
2.3.4	Conclusions et perspectives . . . . .	34

---

## Introduction

Le chapitre précédent visait à introduire le contexte très général de mes recherches, et une partie de la bibliographie qui y est attachée. Ici, je propose une description plus précise de l'environnement de travail dans lequel j'ai été immergée, et je tente d'en faire ressortir la couleur en racontant son histoire, en tout cas celle qui a présidé à ma thèse. Une fois inscrite dans cette dynamique, j'expose les choix qui ont cristallisé cet environnement. Si le contexte général peint le paysage de la thèse, si l'environnement de travail en dessine le contour, ce sont bien les choix qui en tracent le fil. Pour clore ce chapitre, j'expose la structure du manuscrit dans ses grandes lignes. Dans ce texte, certains passages sont factuels et restent dans une description assez froide des éléments qui ont fait cette thèse. D'autres passages sont beaucoup plus personnels. Ma perception de mon environnement manque sans doute de recul mais ces passages me semblent révélateurs de la posture que je tente de défendre, et finalement nécessaires pour comprendre plus en profondeur la proposition qui est faite dans cette thèse. Dans ces passages, comme ici, j'ai choisi d'utiliser la première personne du singulier ; ce ne sera plus le cas dans le reste du manuscrit.

## 2.1 Comment les besoins d'une communauté ont provoqué une dynamique collective de revisite des questions radiatives

### 2.1.1 Les besoins exprimés par la communauté des physiciens de l'atmosphère

Cette thèse est résolument tournée vers le rayonnement atmosphérique nuageux. Elle est née du besoin assumé d'une communauté nationale de spécialistes de la physique des modèles de grande échelle (DEPHY) de se réapproprier la question radiative. Comme je l'ai écrit dans l'introduction, les interactions entre nuages et rayonnement sont au coeur de la question climatique. Il est donc essentiel pour une communauté comme DEPHY de pouvoir assumer une position solide sur ces questions. L'ubiquité et l'importance du rayonnement pour le système atmosphère–surface en ont fait une discipline incontournable dans le développement des premiers modèles atmosphériques, ainsi que l'a été par exemple la géophysique des fluides planétaires. Du fait de cette expertise très forte autour des questions radiatives au sein de la communauté, les modèles de rayonnement pour l'atmosphère sont arrivés à un niveau de maturité suffisant au regard des questions de l'époque, en particulier sur le coût numérique des méthodes et la gestion de la complexité spectrale des gaz. Progressivement, la place du rayonnement dans la communauté atmosphérique a perdu en importance ; le fait que le transfert radiatif est une science fondamentalement bien comprise et donc par beaucoup considérée close n'est sûrement pas étranger à ce processus. En conséquence, les forces de travail ont diminué, les compétences se sont appauvries, les modèles de rayonnement sont devenus quelque peu opaques pour le reste de la communauté. Est-ce ce glissement vers une perte graduelle de l'expertise radiative, ou l'évolution naturelle des modèles atmosphériques — montée en résolution des modèles, amélioration de la représentation des nuages, tendance à la complexification — ou plus probablement un mélange de ces deux facteurs, qui fait que la communauté se retrouve aujourd'hui confrontée à des questions difficiles autour des interactions nuages–rayonnement ? Je n'ai évidemment pas la prétention d'en juger. Pour autant, la représentation des interactions nuages–rayonnement dans les modèles de climat, de prévision numérique du temps, et y compris à haute résolution, préoccupe suffisamment la communauté pour qu'une dynamique forte ait été initiée, au moins au niveau national, autour de ces questions ; une dynamique qui prend tantôt la forme d'un recrutement à Météo-France, du financement de projets nationaux, ou d'une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite.

### 2.1.2 Le temps de la revisite

La volonté de la communauté DEPHY de redonner une place importante au rayonnement dans les questions qu'elle étudie autour de la physique de l'atmosphère s'inscrit obligatoirement dans un temps long, qui dépasse cette thèse. L'ambition n'est donc pas uniquement de s'approprier les outils de l'état de l'art afin de pouvoir réaliser des simulations radiatives de référence ; mais bien de nourrir une réflexion profonde sur les processus radiatifs, sur la sensibilité de leur représentation dans les modèles atmosphériques, et sur les limites des outils disponibles pour les simuler. Elle est de prendre le temps de réouvrir des questions supposées largement résolues, d'examiner en détail des hypothèses communément admises, de s'attarder le long de chemins battus, d'apprendre à maîtriser et à agencer les briques les plus avancées qui fondent l'édifice du transfert radiatif actuel. Cette prétention au calme ouvre la perspective d'une revisite totale : en plus d'explorer les outils et positions de la communauté atmosphérique, c'est l'occasion de visiter des communautés voisines, dans lesquelles des problématiques semblables sont étudiées depuis un point de vue différent, donc avec des idées, des techniques et des cultures décalées qui ne peuvent qu'être source de richesse. Le projet HIGH-TUNE mentionné au chapitre précédent se place typiquement à l'une de ces interfaces disciplinaires. C'est dans le contexte de ce projet que j'ai effectué mes recherches ; pour la partie atmosphérique au sein de la communauté DEPHY, et pour la partie radiative au sein d'un groupe de chercheurs spécialistes des méthodes de Monte Carlo et de la physique du transport, qui mettent leur expertise au service de diverses communautés parmi lesquelles diverses formes d'ingénieries (du bâtiment, des villes, de la thermique, de l'énergie solaire, des systèmes complexes, des procédés industriels) mais également des champs disciplinaires aussi exotiques que la recherche en didactique des sciences, en synthèse d'image, en planétologie ou en climatologie.

### 2.1.3 Ceci n'est pas une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite

Cette thèse n'est pas le résultat de trois ans de recherches dirigées par la communauté du *rayonnement atmosphérique*. Plutôt, elle est le résultat de trois ans de travaux guidés par des directions distinctes et convergentes : d'un côté, ancrée dans la science du rayonnement, au sein d'une équipe de physiciens spécialistes du transfert radiatif possédant une certaine culture des questions atmosphériques issue de nombreuses collaborations avec des chercheurs du domaine ; de l'autre, ancrée dans la science de l'atmosphère, au sein d'une équipe de physiciens spécialistes de la couche limite, ayant des connaissances en transfert radiatif du fait de son caractère incontournable dans la physique du système et de l'importance des questions climatiques actuelles. Cette *co-direction* n'a été possible que parce que des ponts existaient déjà entre ces deux groupes, ainsi qu'une culture commune, faisant de ce confluent un terreau fertile. Chacun des deux groupes de chercheurs qui m'a accompagnée au sein de sa communauté m'a colorée de sa vision et de son histoire, naturellement différentes de celles de la science du *rayonnement atmosphérique*. Pour cela, et bien que j'aie fait le choix d'assumer un positionnement orienté vers les questions qui concernent les interactions nuages-rayonnement, les problématiques qui ont été les miennes ne sont pas tout à fait celles que l'on pourrait attendre d'une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite. Face aux questions scientifiques formulées par la communauté DEPHY, à savoir l'estimation de ces effets radiatifs et de leurs incertitudes, la connaissance de leur sensibilité aux hypothèses qui les contraignent et la caractérisation de l'impact de la morphologie des nuages et du transport horizontal sur les flux incidents en surface, j'aurais pu utiliser des outils techniques et conceptuels plus immédiatement inscrits dans la dynamique actuelle de la communauté atmosphérique, par exemple, apprendre à maîtriser le code de Monte Carlo 3DMCPOL [CORNET et collab., 2010] ou MYSTIC [MAYER, 2009]. Cependant, le contexte favorable à une réouverture et à une large remise en perspective m'a incitée à construire

d'autres outils, à visiter d'autres techniques, à faire mien d'autres gestes, ce qui était, je crois, le réel enjeu de la réappropriation entreprise par la communauté DEPHY, et que j'ai essayé d'adopter. Cet acte exploratoire étant inscrit dans le temps long et dans la profondeur, je n'ai pas été aussi efficace et productive sur les questions des effets radiatifs 3D que j'aurais pu l'être si j'avais utilisé directement les outils existants. Des fragilités et des manques dans mes analyses seront certainement perçus par les lecteurs spécialistes de ce domaine. En contrepartie, j'ai probablement gagné de la liberté, de la flexibilité et peut-être du temps à certains endroits. Cette thèse n'est donc pas à proprement parler une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite ; ils ont été d'une importance indéniable dans mes travaux, mais une partie du temps que j'aurais pu leur consacrer, j'ai choisi de l'investir ailleurs. Les paragraphes qui suivent présentent quelques exemples qui traduisent ce choix.

## 2.2 Les choix qui ont forgé cette thèse

Au début de mes travaux de thèse, l'espace des chemins que j'aurais pu emprunter était infini. A chaque pas, des choix ont déterminé la prochaine direction suivie. Certains de ces choix ont été conscients et explicites, d'autres ont semblé naturels ou imposés. A tous les titres, ce sont eux qui ont forgé la thèse que vous allez lire. Je prends le temps ici de discuter certains de ces choix, afin d'éclairer le reste du document. Certains concepts mentionnés ici ne seront définis rigoureusement que dans les chapitres qui suivent.

### 2.2.1 Du choix des métriques

A partir de la luminance, on peut construire une infinité de métriques sur lesquelles on peut évaluer les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite. La luminance monochromatique incidente en un point dans une direction contient des informations sur un espace de chemins optiques réduit, permettant de remonter plus facilement aux caractéristiques du milieu, une problématique propre au monde des observations. Pour le climat, ce sont les flux intégrés angulairement et spectralement, moyennés sur des zones spatiales de l'ordre de la dizaine de kilomètres et sur un temps long, qui sont pertinents pour calculer des bilans d'énergie. C'est donc naturellement que j'ai utilisé ces flux comme métrique principale. Dans un calcul de Monte Carlo direct, où les chemins commencent aux sources radiatives (plutôt qu'aux capteurs, dans un Monte Carlo réciproque), estimer un flux intégré horizontalement à une altitude donnée ne coûte pas beaucoup moins cher que d'estimer ce même flux à différentes altitudes. A une exception près, les résultats que je présenterai dans les chapitres de la partie III concernent des flux intégrés en surface. Les calculs de Monte Carlo réalisés ont en réalité produit des profils de flux à partir desquels j'aurais pu analyser les profils de taux de chauffage dans l'atmosphère, ou la réflectivité des nuages au sommet de celui-ci. J'ai choisi de me concentrer sur la surface car elle contrôle la couche limite au premier ordre, et donc le développement des cumulus que j'étudie ici ; l'énergie radiative est absorbée à la surface des océans et pilote le réchauffement global ; les problématiques liées à l'énergétique de surface, des villes aux concentrateurs solaires, ont été très présentes dans la pensée qui caractérise mon cadre de travail. L'intégration spectrale est restreinte au spectre solaire car l'effet radiatif des nuages de couche limite dans le solaire domine l'effet radiatif thermique. Pour autant, la perspective du rayonnement thermique a accompagné nos réflexions pendant toute la phase de développement des bibliothèques dédiées aux méthodes de Monte Carlo, et aucun des choix déterminants dans ces développements n'a été fait au regard du rayonnement solaire en particulier. Seule la mise en oeuvre de ces bibliothèques pour effectuer des calculs radiatifs est purement solaire.

### 2.2.2 Du choix des approximations

Certaines approximations sur la représentation du milieu de propagation et sur la physique du transfert ont été assumées au cours de ces travaux :

- Les propriétés optiques des gaz utilisées dans tous mes calculs sont issues d'un modèle de k-distribution classiquement utilisé dans notre communauté, RRTM-G [IACONO et collab., 2008; MLAWER et collab., 1997]. Pourtant, un calcul à haute résolution spectrale aurait été plus pertinent pour établir des références radiatives et les idées avancées par GALTIER et collab. [2016], permettant d'éviter le calcul du coefficient d'absorption à haute résolution grâce à un échantillonnage des transitions, auraient pu être mises en oeuvre sans modification radicale de notre approche puisqu'elles sont nées des algorithmes à collisions nulles qui sont au coeur des développements présentés au Chapitre 4. Mais le choix d'utiliser un modèle de k-distributions existant, et donc de laisser de côté les spectres à haute résolution, nous a cependant permis de comparer directement nos calculs radiatifs aux calculs existants basés sur RRTM-G ; la convergence sur les effets radiatifs en ciel clair ainsi assurée, nous avons pu concentrer toute notre attention sur les effets radiatifs des nuages.
- Dans tous nos calculs, la distribution de tailles de goutte est considérée uniforme. Pourtant, elle impacte les flux radiatifs et il aurait été intéressant de prendre en compte une distribution variable dans les champs nuageux, en accord avec les observations. De plus, les outils permettant de calculer les propriétés optiques d'une distribution de gouttes d'eau donnée font partie de la chaîne d'outil développée au cours de cette thèse. Dans nos développements autour des méthodes de Monte Carlo, les grilles accélératrices servant de support aux procédures de lancer de rayon, et les modules qui permettent de les construire, sont agnostiques de la donnée qu'ils manipulent. Ainsi, le fait que la distribution de taille de goutte soit constante ou variable dans le domaine n'ajoute pas de complexité sur la gestion de la donnée volumique. Cependant, les champs nuageux simulés dans cette thèse ont utilisé un schéma microphysique à un moment, où seule la masse d'eau liquide est pronostiquée. Ainsi, aucune information pronostique n'est donnée par le modèle atmosphérique sur la concentration volumique de gouttes, qui pourrait permettre de remonter aux paramètres d'une distribution donnée. Les paramétrisations qui permettent de calculer le rayon effectif des distributions de taille de goutte en fonction de la masse d'eau de la maille font intervenir des paramètres libres difficiles à contraindre. Ainsi, tous les calculs sont effectués avec une hypothèse de distribution de taille lognormale de paramètres  $\bar{r} = 9.76 \mu\text{m}$  et  $\sigma = 0.1 \mu\text{m}$ .
- Pour illustrer l'utilisation des bibliothèques de Monte Carlo développées dans cette thèse, un algorithme de rendu d'images photoréalistes a été implémenté. Cet algorithme de Monte Carlo est un algorithme réciproque : les chemins démarrent à la caméra et finissent au sommet de l'atmosphère. Dans ces algorithmes réciproques solaires, la méthode d'estimation locale qui estime la contribution du soleil direct à chaque événement le long du chemin est incontournable pour accélérer la convergence de l'estimation. Mais cette méthode combinée avec la fonction de phase de Mie provoque d'importants problèmes de variance : la contribution solaire directe est très faible la plupart du temps, et rarement, quand le chemin est aligné avec le soleil, devient très importante, ce qui fait exploser la variance des poids de Monte Carlo. Des solutions élégantes existent dans la littérature pour réduire la variance des algorithmes confrontés à cette famille de questions, par exemple BURAS et MAYER [2011]. Pourtant, dans notre algorithme réciproque qui évalue des luminances nuageuses, nous avons choisi d'utiliser la fonction de phase approchée et non physique de Henyey-Greenstein, plutôt que d'implémenter ces techniques de réduction de variance. En effet, l'objectif de cet algorithme n'est pas tellement d'être à l'état de l'art algorithmique que de brasser les briques assainies au

cours de ces travaux de thèse : du calcul des propriétés optiques jusqu’à l’algorithme de transfert. La question de la réduction de variance des algorithmes réciproques solaires est une vraie question scientifique qu’il conviendra de prendre le temps de se poser calmement, afin de revisiter en profondeur les propositions de la communauté atmosphérique, et pourquoi pas, d’explorer de nouvelles pistes. Par ailleurs, les algorithmes utilisés pour calculer les flux intégrés en surface, à partir desquels j’étudierai les effets 3D des nuages dans les chapitres de la partie III, sont des algorithmes directs, dans lesquels l’utilisation de la fonction de phase de Mie ne pose aucun problème de variance. Ainsi, la fonction de phase de Mie a toujours été utilisée pour les calculs de référence et d’analyse (sauf mention explicite du contraire), et la fonction de phase approchée de Henyey-Greenstein a été utilisée pour l’algorithme de rendu.

### 2.2.3 Du choix de l’investissement

Notre point de départ étant une inscription dans un temps long, la stratégie de développement des outils est bien sûr essentielle ; en ce qui me concerne, des outils de production de références nuageuses et radiatives. Sur ce terrain, rien n’a été linéaire. Je suis partie des outils et du savoir-faire disponibles dans les deux équipes — ceux de l’équipe atmosphère, peu connectés à la physique du rayonnement, et ceux de l’équipe radiative, qui n’avaient rien de spécifiquement orienté vers le rayonnement atmosphérique — et je les ai agencés étape par étape, en fonction de mes besoins d’analyse.

Au début de la mise en place de la chaîne, j’ai été confrontée à la question du calcul des propriétés optiques des gouttes d’eau liquide. La théorie de Mie est bien établie et des bases de données existent dans la communauté. Pourtant, j’ai choisi de repartir d’un code existant et de produire mes propres données. Alors que la question des propriétés optiques de Mie est d’apparence fermée, j’ai douté à chaque étape : avec quelle précision connaît-on la distribution spectrale des indices de réfraction de l’eau liquide ? Quelle forme de distribution de taille de goutte utiliser pour garantir une cohérence avec le schéma de microphysique du modèle atmosphérique haute résolution (LES) utilisé pour produire les champs nuageux que j’étudie ? Quels paramètres pour contraindre cette distribution et quelle sensibilité des calculs radiatifs au choix de ces paramètres ? A quelle résolution tabuler la fonction de phase de Mie étant donné la finesse du pic de diffusion avant, et comment tabuler son inverse pour échantillonner des directions diffusées plus efficacement pendant le suivi de chemin par Monte Carlo ? Cet exemple est emblématique des problématiques qui ont fait ma thèse : il illustre parfaitement le fait que même pour des questions aussi bien connues et closes que le calcul des propriétés optiques de gouttes d’eau liquide, standard dans la communauté atmosphérique, j’ai rencontré des difficultés qui ont demandé un investissement non négligeable.

Dans la même veine, s’est tout de suite posée la question des propriétés optiques des gaz. Ayant choisi d’utiliser un modèle de k-distribution plutôt qu’un spectre de haute résolution, encore fallait-il récupérer les données adéquates. Ici, j’ai bénéficié d’une conjoncture favorable : Sophia Schäffer finissait sa thèse sur l’évaluation globale des effets radiatifs 3D des nuages [SCHÄFFER, 2016], dirigée par Robin Hogan, au moment où je commençais la mienne ; presque au même moment, le schéma de rayonnement ecRad développé par la même équipe [HOGAN et BOZZO, 2018] devenait opérationnel dans le modèle de prévision globale du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme. Au contact de ce groupe, j’ai pu profiter d’une dynamique riche et d’une expertise profonde autour des paramétrisations du rayonnement pour les modèles de grande échelle. Une des qualités d’ecRad est son côté modulaire ; en interfaçant proprement différents solveurs de transfert radiatif avec différentes options de représentation du milieu atmosphérique, il donne aux utilisateurs un accès transparent aux données qu’il utilise. Ainsi, j’ai choisi de me servir d’ecRad pour récupérer les propriétés spectrales de l’atmosphère “ciel clair”, en y voyant deux avantages : i/ si ecRad évolue et propose de nouvelles données pour ces propriétés spectrales, il devrait m’être facile de répercuter ces modifications sur les outils que je développe ; ii/ la cohérence

entre des calculs de transfert radiatif en ciel clair par mon code Monte Carlo et par ecRad est pratiquement garantie. Une fois la méthode mise en place, il restait la question du profil atmosphérique à utiliser pour prolonger la colonne depuis le sommet du domaine LES à 4 km d'altitude jusqu'au sommet de l'atmosphère ; et au-delà de la donnée (des profils standards existent), la continuité des profils au sommet du domaine LES a posé question (d'autant plus que les flux infrarouges sont sensibles aux gradients de température). Une fois encore, j'ai pu me rendre compte que l'existence d'outils de référence n'implique pas forcément que leur utilisation soit possible sans une visite préalable des hypothèses qui leur sont associées.

Un troisième exemple, toujours dans l'idée qu'une partie de ma thèse réside dans le choix de plonger à certains endroits, quand il n'était pas évident a priori que cela soit nécessaire pour aborder la question des effets radiatifs 3D, concerne l'analyse des champs nuageux produits par LES. Le modèle LES que j'ai utilisé est en développement continu et j'ai été entourée de spécialistes de cet outil, dans un laboratoire où la communauté d'utilisateurs et de développeurs est dynamique et maintient l'expertise vivante. J'ai été formée à son fonctionnement et aux processus physiques et dynamiques qu'il modélise, et les chercheurs qui m'ont accompagnée ont toujours été explicites à propos des limitations et des incertitudes qui entourent les LES. J'ai donc pu utiliser ce modèle en toute confiance, sans chercher à en explorer toutes les briques de base. C'est dans le développement d'outils d'analyse de ces simulations que j'ai par contre choisi de m'investir : de nombreuses études utilisent des outils d'identification et de segmentation (ou labellisation) dans le but de caractériser des populations d'objets, par exemple pour produire une distribution de tailles de nuages. J'ai pourtant été conduite à reconstruire de tels outils, non seulement pour en maîtriser tous les aspects mais également pour atteindre une réelle conscience de leurs limites, sachant que toutes les conclusions que j'ai tirées des analyses des simulations nuageuses et de l'impact des nuages sur le rayonnement 3D dépendent directement de la solidité du sens physique associé à la définition des caractéristiques morphologiques calculées à l'aide de ces outils. Cette sensibilité à la définition des objets "nuages" et à leurs caractéristiques morphologiques a produit de longues phases exploratoires qui nous ont invités à augmenter la flexibilité des outils. Une conséquence a rapidement été l'intérêt d'autres acteurs du domaine, éloignés de toute question radiative, qui les ont repris pour caractériser d'autres types de structures, que ce soit dans les simulations explicites ou dans les observations satellites. Au passage de ces développements, nous nous sommes inscrits collectivement dans un processus de questionnement autour de la pertinence des approches utilisées pour délimiter un objet dans ses dimensions spatiale et temporelle. D'autre part, la flexibilité étant assurée par le fait que les outils développés ne supposent rien de la dimension ou du type de structure qu'ils servent à identifier et à caractériser, la responsabilité de la définition de ces structures en tant qu'objets est intégralement laissée à l'utilisateur. Cette idée que la flexibilité implique la responsabilité résonne très fortement avec les travaux que nous avons menés en parallèle autour des méthodes de Monte Carlo.

En effet, du côté des outils de production de références radiatives, deux branches ont été développées simultanément et tout au long de ma thèse :

1. d'un côté, un code "de thèse" n'ayant pas d'autre vocation que de me permettre d'aborder les questionnements scientifiques de la communauté atmosphérique au sujet des effets radiatifs 3D des nuages de couche limite ;
2. de l'autre, en collaboration étroite avec des chercheurs issus de la communauté de la synthèse d'image, un ensemble de bibliothèques libres à l'intention des spécialistes du transfert radiatif atmosphérique, implémentant un ensemble de fonctionnalités, en particulier une procédure performante de lancer de rayon dans les volumes hétérogènes. L'exploration dans mon code "de thèse" des algorithmes à collisions nulles, au coeur de l'indépendance donnée / algorithme qui rend possible l'utilisation de grilles accélératrices pour les procédures de lancer de rayon, a participé à nourrir ces réflexions et a permis

de conserver une cohérence et une connexion aux questions réelles de la communauté du transfert atmosphérique, à laquelle s'adressent ces développements.

La proposition que traduit fondamentalement le développement de bibliothèques libres ou d'outils flexibles en général est multiple : elle est de mutualiser les outils en définissant des abstractions de différents concepts par exemple l'identification d'objets ou le lancer de rayon qui est ici vu comme une simple procédure itérative ordonnée sur une donnée structurée, ce qui signifie que la même procédure peut être utilisée dans des applications diverses ; elle est aussi de créer du lien entre les communautés car des concepts issus du traitement d'image, de l'informatique ou de la synthèse d'image sont ici mis à disposition de communautés "utilisatrices" ; elle est finalement, et peut être de façon la plus assumée, une façon de responsabiliser les communautés utilisatrices : les bibliothèques libres sont l'opposé idéologique d'un code propriétaire qui serait utilisé comme une boîte noire sans contrôle sur l'implémentation et sans la flexibilité nécessaire pour répondre à un ensemble de besoins, qui en général s'étoffe avec le temps et la maturité d'une science donnée. C'est là l'une de nos formes de réponse face aux besoins exprimés par DEPHY : le choix de bibliothèques libres et modulaires comme un moyen de reprendre en main les clés du développement.

## 2.3 Plan du manuscrit

Ce manuscrit est structuré en quatre parties : une partie introductive (I) qui se conclura à l'occasion du prochain chapitre par quelques rappels théoriques concernant les méthodes de Monte Carlo et les simulations de couche limites convectives à haute résolution ; une partie II exposant les outils mis en place pour répondre au besoin de réappropriation des questions radiatives par les physiciens modélisateurs de l'atmosphère ; une partie III proposant des études du transfert radiatif en atmosphère nuageuse, utilisant la chaîne d'outil préalablement décrite ; une partie IV de conclusions et perspectives. Cette thèse est évidemment un tout, mais pour que chaque chapitre puisse être lu indépendamment des autres et potentiellement par des lecteurs issus d'horizons différents, ils possèdent le plus souvent une introduction, un résumé des contributions principales et une section de références.

### 2.3.1 Développement et utilisation d'outils de référence

La partie II décrit la chaîne d'outils permettant d'attaquer les questions scientifiques liées aux effets radiatifs 3D des nuages de couche limite. Comme je l'ai écrit ici, ces outils ainsi que les réflexions qui ont motivé leur développement font partie intégrante de mes problématiques de thèse. Le Chapitre 4 est introduit par quelques paragraphes permettant de donner plus précisément la largeur du contexte scientifique dans lequel s'inscrivent les développements Monte Carlo qui font l'objet du chapitre. Les deux branches de développement sont ensuite exposées : dans un premier temps les algorithmes de Monte Carlo effectivement utilisés dans le reste du manuscrit sont décrits, discutés et illustrés ; dans un second temps, la publication qui décrit les bibliothèques Monte Carlo mentionnées ci-avant et illustre leur mise en oeuvre pour le transfert radiatif atmosphérique est donnée dans sa version originale et suivie de quelques remarques supplémentaires. A l'issue de ce chapitre, la chaîne d'outils radiatifs est en place. Le Chapitre 5 présente la partie de la chaîne qui correspond à la production de la donnée nuageuse. Ayant investi beaucoup de temps dans cette partie, elle débute par un état de l'art des modèles atmosphériques à haute résolution (LES), puis décrit le modèle français Meso-NH, utilisé dans nos travaux. Cette description est loin d'être exhaustive mais permet d'appréhender la suite du chapitre. Avant de présenter les différentes simulations nuageuses, les outils d'identification, segmentation et caractérisation d'objets sont décrits et illustrés. Afin d'évaluer la robustesse du modèle dans sa représentation des cumulus, diverses simulations ont été réalisées avec des configurations perturbées du modèle, pour quatre cas de cumulus dont deux continentaux et deux marins. Ces simulations sont décrites et analysées

en détail, c'est-à-dire en termes de caractéristiques des populations nuageuses. J'aime l'idée défendue, entre autres, par W. J. Wiscombe dans [MARSHAK et DAVIS \[2005\]](#), selon laquelle la science avance grâce aux outils, plus que par l'émergence de grandes idées originales. Sans outils adaptés, les idées ne pourraient pas s'exprimer dans toute leur complexité. Dans les développements présentés aux chapitres 4 et 5, les approches sont basées sur les processus physiques et sous-tendent une vision intégrée de leur analyse : les simulations Monte Carlo de suivi de chemin intègrent naturellement la complexité des processus et du milieu dans lequel l'énergie se propage, tout en étant fondamentalement basées sur la physique du transport ; l'identification d'objets dans les champs explicites doit être basée sur un critère physique qui définit finement les structures à analyser et permet l'étude des caractéristiques intégrées sur une population.

### 2.3.2 Caractérisation des interactions nuages–rayonnement

Le premier chapitre de la partie III propose une analyse du transfert radiatif en milieu nuageux, utilisant les méthodes de Monte Carlo et les champs de cumulus produits et analysés préalablement. Les flux sont calculés en 3D et en 1D afin d'estimer l'effet du transport horizontal entre les colonnes du domaine nuageux sur les flux totaux intégrés en surface, c'est-à-dire sur les effets radiatifs 3D des nuages. Étant donné la connaissance des caractéristiques nuageuses acquise par l'analyse des populations de cumulus dans les différentes simulations effectuées, les liens de corrélation entre ces caractéristiques et les effets 3D en surface sont analysés, en fonction de l'angle solaire. Pour essayer d'aller plus loin dans l'analyse des processus radiatifs en jeu, les effets 3D sont décomposés en parties directe et diffuse. Plutôt que d'investir dans des outils statistiques qui permettraient de tirer plus d'information des métriques radiatives estimées dans cet ensemble de scènes de cumulus, une stratégie différente est adoptée. Un champ de cumulus typique est sélectionné et modifié de façon à isoler l'impact de quelques caractéristiques choisies à l'avance sur les effets radiatifs 3D des nuages : l'hétérogénéité horizontale du champ d'extinction, le rapport d'aspect des nuages, l'orientation du champ par rapport au soleil. Pour cette troisième expérience, un nouveau champ nuageux est introduit afin d'étudier l'effet de l'orientation d'une scène nuageuse organisée en rouleaux, contrastant avec l'organisation plus aléatoire des cumulus convectifs. En dernier lieu, étant donné que les effets radiatifs 3D des nuages peuvent changer de signe avec l'angle solaire, un calcul intégré sur un cycle diurne, à différentes latitudes, est présenté pour les champs étudiés dans la section précédente : le champ d'origine et deux champs modifiés qui ont les mêmes profils moyens mais des caractéristiques 3D différentes (en termes d'hétérogénéité horizontale de l'eau liquide et de taille de nuages).

### 2.3.3 Évaluation de la représentation des interactions nuages–rayonnement

Le second chapitre de la partie III décrit des travaux autour d'une paramétrisation récente des effets 3D pour les modèles de grande échelle, SPARTACUS [[HOGAN et collab., 2019, 2016](#); [HOGAN et SHONK, 2013](#); [SCHÄFER et collab., 2016](#)]. Une partie de ces travaux est de l'ordre du développement, ou comment j'ai pu utiliser les outils décrits aux chapitres 4 et 5 pour aider au développement d'une composante de la paramétrisation des effets radiatifs 3D des nuages. Une deuxième partie est de l'ordre de l'évaluation : de l'estimation des composantes directe et diffuse à l'aide d'observations et de calculs de référence dans un premier temps, et de l'impact des paramètres qui permettent de décrire le milieu nuageux sur les effets 3D à la surface, à l'aide de calculs Monte Carlo, dans un second temps. Une troisième partie propose une exploration du comportement de SPARTACUS à l'aide d'outils de calibration automatique. On cherche ainsi à caractériser la sensibilité du modèle à la représentation du milieu nuageux, et à déterminer si la paramétrisation des effets 3D est complète : tous les processus 3D sont-ils représentés explicitement dans cette paramétrisation, auquel cas il doit exister un jeu de paramètres permettant de reproduire fidèlement les calculs radiatifs de

référence pour un ensemble de scènes nuageuses ? Ou bien l'espace des paramètres exploré ne donne-t-il jamais de résultats satisfaisants ce qui signifierait que certains processus ne sont pas encore représentés dans SPARTACUS ?

#### **2.3.4 Conclusions et perspectives**

Du développement de nouveaux outils d'une part, et de ma tentative de répondre aux questions scientifiques de la communauté du rayonnement atmosphérique de grande échelle d'autre part, ont découlé de nouveaux questionnements plus que de fermes réponses : des perspectives se dessinent à l'horizon. Chaque chapitre se termine déjà par un résumé des conclusions principales à tirer des travaux qu'il décrit. Les conclusions données dans la partie [IV](#) sont donc très brèves et j'y propose plutôt une tentative de prise de recul sur ce qu'est cette thèse. Vous y trouverez ensuite un texte présentant une partie des questions qui se sont ouvertes sous mes pieds à mesure que j'avancais, les endroits que j'aurais voulu visiter plus en avant, les pistes que j'envisage d'explorer dans les années à venir, et celles qui ne m'appartiennent pas mais qui découlent naturellement d'un engagement collectif dans lequel je me suis inscrite, le temps de ces recherches.

# Chapitre 3

## Eléments théoriques sur les outils et concepts majeurs de la thèse

*“Big whorls have little whorls ”*

---

Lewis Richardson, 1922

### Sommaire

---

3.1	Méthodes de Monte Carlo . . . . .	<b>36</b>
3.1.1	Rappels en théorie des probabilités . . . . .	36
3.1.2	Vision probabiliste d’une formulation intégrale . . . . .	39
3.1.3	Modification des algorithmes de Monte Carlo par reformulation de l’intégrale . . . . .	42
3.2	Simulations des couches limites atmosphériques . . . . .	<b>45</b>
3.2.1	Définition et caractérisation des couches limites atmosphériques . . . . .	46
3.2.2	Processus de couche limite convective . . . . .	48
3.2.3	Simulation des processus de couche limite . . . . .	51

---

## Introduction

Les travaux rapportés dans ce manuscrit ont été effectués au sein d'un groupe de recherche multidisciplinaire, à l'interface entre plusieurs équipes issues de différents champs de recherche. Ce chapitre est consacré aux lecteurs et lectrices qui ne seraient pas familiers avec les concepts particuliers abordés dans cette thèse, issus d'autres disciplines que la leur. Des définitions ainsi que quelques éléments théoriques sont fournis dans les différentes sections dédiées aux méthodes de Monte Carlo (3.1), à la couche limite atmosphérique et aux simulations atmosphériques (3.2). Ces quelques éléments n'ont évidemment pas l'ambition de définir l'entière des concepts et des problématiques liées aux sujets qu'ils abordent ; ils sont présentés sans autre prétention que celle de faciliter la lecture de cette thèse à un public relativement varié.

### 3.1 Méthodes de Monte Carlo

Cette section aborde une partie de la pratique des méthodes de Monte Carlo du point de vue de la formulation intégrale : depuis la définition des variables aléatoires et de l'espérance de leurs distributions, jusqu'aux notions de réduction de variance d'un estimateur Monte Carlo. Des descriptions exhaustives existent dans la littérature, et une introduction aux méthodes de Monte Carlo plus complète que celle proposée ici, mais tournée vers les mêmes concepts de manipulation de formulations intégrales, peut être trouvée par exemple dans la thèse de Mathieu Galtier [GALTIER, 2014].

#### 3.1.1 Rappels en théorie des probabilités

##### 3.1.1.1 Variables aléatoires

Une variable aléatoire  $X$  est une application dont les valeurs appartiennent à l'ensemble  $\Omega$  des résultats possibles d'une expérience donnée  $\mathcal{X}$ . On caractérise une variable aléatoire  $X$  par sa loi de probabilité  $p_X$ . Pour les variables aléatoires discrètes, la loi de probabilité donne pour chaque valeur  $x$  de  $\Omega$ , la probabilité que la variable aléatoire prenne la valeur  $x$ . Pour les variables aléatoires continues, le produit  $p_X(x) dx$  donne pour un intervalle infinitésimal  $dx$  de  $\Omega$ , la probabilité que la valeur de  $X$  appartienne à  $dx$ . Formellement, la loi de probabilité d'une variable aléatoire continue s'exprime sous la forme d'une *densité de probabilité*  $p_X$ . La somme des probabilités associées aux valeurs possibles d'une variable aléatoire vaut 1 :

$$\sum_{i=1}^N p_X(x_i) = 1 \quad \text{où } \Omega = \{x_i\}_{i=1,N} \quad \text{dans le cas discret}$$

$$\int_{\Omega} dx p_X(x) = 1 \quad \text{où } \Omega = [x_0, x_1] \quad \text{dans le cas continu monodimensionnel}$$

##### 3.1.1.2 Échantillonnage

Lorsque l'on réalise une expérience aléatoire, on obtient un échantillon observé de la variable aléatoire (v.a.) associée à l'expérience. Si l'expérience est répétée  $n$  fois, on obtient un  $n$ -échantillon observé. Quand  $n$  tend vers l'infini, l'histogramme normalisé des valeurs observées tend vers la loi de probabilité de la variable aléatoire. Il y a donc équivalence entre la loi de probabilité formelle, et l'expérience aléatoire répétée un nombre infini de fois. Une façon d'échantillonner une v.a., quand l'expérience ne peut être réalisée directement, est d'échantillonner sa loi de probabilité.

Une méthode répandue pour échantillonner une loi de probabilité est la méthode de la transformée inverse. Elle se base sur une propriété fondamentale des variables aléatoires : la

fonction de répartition (ou cumulée)  $F_X$ , de la v.a.  $X$ , définie comme

$$F_X(x_j) = \sum_{i=1}^j p_X(x_i) \quad \text{dans le cas discret}$$

$$F_X(x_j) = \int_{x_0}^{x_j} dx p_X(x) \quad \text{dans le cas continu monodimensionnel}$$

est distribuée uniformément sur l'intervalle  $[0, 1]$ . En définissant  $U = F_X(X) \sim \mathcal{U}(0, 1)$ , on obtient  $X = F_X^{-1}(U)$ . L'inverse de la fonction de répartition d'une variable aléatoire  $X$ , évaluée en une variable aléatoire  $U$  uniforme sur  $[0, 1]$ , est distribuée selon la loi de  $X$ . En réalisant  $U$ , et connaissant l'inverse de la fonction de répartition de  $X$ , on peut échantillonner  $X$ . D'autres méthodes comme le *rejet* ou l'*échantillonnage par importance* peuvent être appliquées lorsque la fonction de répartition de  $X$  n'est pas inversible. Elles consistent toutes deux en l'échantillonnage d'une loi de probabilité arbitraire  $\tilde{p}_X$ , puis pour la méthode de rejet, l'échantillon est rejeté selon une probabilité  $p_X/\tilde{p}_X$  et l'échantillonnage est réitéré jusqu'à ce qu'un échantillon soit conservé ; pour l'échantillonnage par importance, le poids de l'échantillon est pondéré par  $p_X/\tilde{p}_X$ , comme nous le verrons à la section 3.1.3.1.

### 3.1.1.3 Moments

Une variable aléatoire  $X$  distribuée selon  $p_X$  peut être caractérisée par ses *moments*  $m_r$ , d'ordre  $r \in \mathbb{N}$  :

$$m_r(X) = \sum_{i=1}^N p_X(x_i) x_i^r \quad \text{dans le cas discret}$$

$$m_r(X) = \int_{\Omega} dx p_X(x) x^r \quad \text{dans le cas continu}$$

Les moments peuvent également s'exprimer sous forme centrée

$$\mu_r(X) = m_r(X - m_1(X))$$

ou centrée réduite

$$\beta_r(X) = m_r \left( \frac{X - m_1(X)}{\sqrt{\mu_2(X)}} \right)$$

Par définition des lois de probabilité,  $m_0(X) = 1$ . Le moment d'ordre 1,  $m_1(X)$ , est l'espérance, notée  $\mathbb{E}(X)$ . L'espérance représente la valeur moyenne attendue pour  $X$ . Le moment centré d'ordre 2,  $\mu_2(X)$  est la variance, elle caractérise la dispersion de la variable aléatoire autour de son espérance. On parle plus souvent d'écart type,  $\sigma_X$  :

$$\sigma_X = \sqrt{\mu_2(X)} = \sqrt{\mathbb{E}(X^2) - \mathbb{E}(X)^2}$$

### 3.1.1.4 Exemple de lois de probabilité

Si une infinité de fonctions peuvent être interprétées comme des lois de probabilité (tant qu'elles sont normées), certaines lois sont extrêmement répandues et bien connues des diverses communautés scientifiques utilisant la théorie des probabilités. Les densités de probabilités associées à ses lois sont illustrées en Figure 3.1.

**Loi uniforme** La plus courante est la loi uniforme, définie sur un intervalle  $[a, b]$ , notée  $\mathcal{U}(a, b)$  :

$$p_U(u_j) = \begin{cases} \frac{1}{b-a+1} & \text{si } u_j \in \{a, a+1, \dots, b-1, b\} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{dans le cas discret}$$

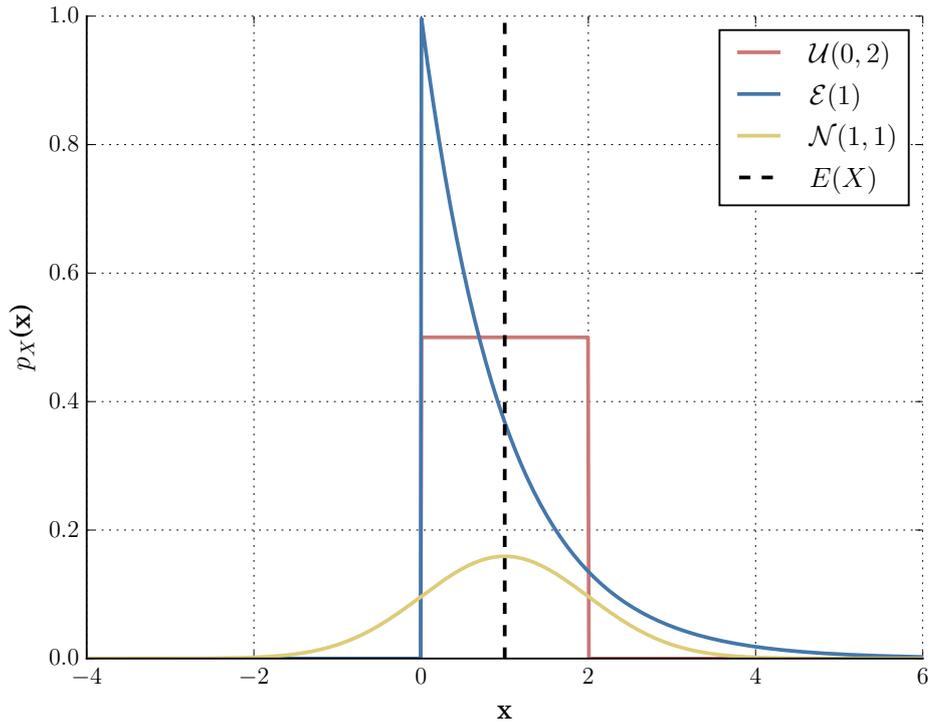


Figure 3.1 – Densités de probabilité associées aux lois uniforme, exponentielle et normale. Les paramètres sont choisis de telle sorte que l'espérance des trois distributions vaut 1.

$$p_U(u) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & \text{si } a \leq u \leq b \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{dans le cas continu}$$

Les valeurs de  $U \sim \mathcal{U}(a, b)$  sont équiprobables sur l'intervalle  $[a, b]$ . L'espérance de  $U$  vaut  $\frac{a+b}{2}$ . Étant donné l'utilité des variables aléatoires uniformément distribuées pour réaliser une variable aléatoire de loi quelconque d'après la méthode de la transformée inverse, le développement d'algorithmes permettant de produire des séquences pseudo-aléatoires uniformément distribuées est extrêmement important. Les problématiques liées à ce champ de recherche concernent à la fois la réduction de la complexité des algorithmes, dans le but d'atteindre un coût numérique suffisamment bas, répondant à une préoccupation existante dans la plupart des domaines applicatifs ; mais également l'amélioration de la qualité des algorithmes dans leur capacité à produire des séquences au caractère aléatoire, dont les échantillons sont indépendants entre eux et effectivement identiquement distribués selon la loi uniforme [JAMES, 1994; JONES et BIOINFORMATICS UNIT, 2010; LÜSCHER, 1994; MATSUMOTO et NISHIMURA, 2000].

**Loi exponentielle** Une autre loi importante en particulier dans le cadre du transfert radiatif est la loi exponentielle, de paramètre  $k$ , notée  $\mathcal{E}(k)$ . Elle a la particularité d'être l'unique loi de probabilité continue<sup>1</sup> connue à avoir la propriété *d'absence de mémoire*. Cette propriété s'exprime formellement comme

$$\mathbb{P}(X > s + t | X > t) \mathbb{P}(X > t) = \mathbb{P}(X > s)$$

La probabilité que la variable aléatoire prenne une valeur particulière est indépendante des valeurs qu'elle a prises auparavant, de son histoire. Cette loi modélise de nombreux phénomènes tels que le temps d'attente entre deux événements, la durée de vie d'un système sans usure comme les composants électroniques ou la désintégration radioactive. La densité

<sup>1</sup>la loi *géométrique* est le pendant discret de la loi exponentielle

Table 3.1 – Probabilité d’appartenir à un intervalle de confiance  $[\mu \pm i\sigma]$  pour un échantillon d’une v.a. distribuée selon une loi normale  $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$

$i\sigma$	$1\sigma$	$2\sigma$	$3\sigma$
$p_i$	68.27%	95.45%	99.73%

de probabilité de la loi exponentielle de paramètre  $k$ , son espérance et son écart type sont donnés par :

$$p_X(x) = ke^{-kx} \quad \mathbb{E}(X) = \frac{1}{k} \quad \sigma_X = \frac{1}{k}$$

**Loi normale** Finalement, une loi très fréquemment utilisée en modélisation est la loi normale. Elle est appropriée à la description d’un grand nombre de phénomènes naturels physiques, biologiques et sociaux. En particulier, elle permet de décrire la distribution de perturbations indépendantes (*bruit*) associée à un  $n$ -échantillon de mesures ou d’observations (lorsque  $n$  est grand). La densité de probabilité associée à la loi normale  $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ , aussi connue sous le nom de courbe gaussienne, courbe de Gauss ou courbe en cloche, s’écrit :

$$p_X(x) = \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \mathbb{E}(X) = \mu \quad \sigma_X = \sigma$$

Elle est symétrique et de support infini : une probabilité certes très faible mais néanmoins positive est associée même aux valeurs extrêmement éloignées de la valeur moyenne. L’écart type permet de mesurer la dispersion autour de la moyenne, et de construire des intervalles de confiance : avec une probabilité  $p_i$ , un échantillon distribué selon une loi normale appartient à l’intervalle de confiance  $[\mu \pm i \times \sigma]$ . Plus  $i$  est grand, plus l’intervalle est grand, plus la confiance est grande (quelques valeurs sont données dans le Tableau 3.1).

### 3.1.2 Vision probabiliste d’une formulation intégrale

#### 3.1.2.1 Estimations non biaisées par méthodes de Monte Carlo

Le principe fondamental des méthodes de Monte Carlo est la loi des grands nombres qui assure que la moyenne empirique d’un  $n$ -échantillon observé tend vers l’espérance de la variable aléatoire réalisée quand  $n$  tend vers l’infini :

$$\bar{X}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i; \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{X}_n = \mathbb{E}(X)$$

Ainsi, en réalisant une v.a. un grand nombre de fois, on estime sans biais son espérance. L’estimateur  $\bar{X}$  de l’espérance de  $X$  est également une variable aléatoire. Sa réalisation pour un  $n$ -échantillon observé est notée  $\bar{X}_n$ . La variance de  $\bar{X}$  peut également être estimée sans biais, par

$$S_n^2(X) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X}_n)^2; \quad \lim_{n \rightarrow \infty} S_n^2(X) = \sigma_X^2;$$

Par le théorème central limite, quand  $n \rightarrow \infty$ ,  $\bar{X}_n$  est distribué selon une loi normale d’espérance  $\mathbb{E}(X)$  et de variance  $\sigma_X^2/n$  :

$$\frac{\bar{X}_n - \mathbb{E}(X)}{\sigma_X/\sqrt{n}} \sim \mathcal{N}(0, 1)$$

ce qui permet de construire des intervalles de confiance autour de l’estimation  $\bar{X}_n$  : l’espérance  $\mathbb{E}(X)$  appartient à l’intervalle  $[\bar{X}_n \pm i \frac{\sigma_X}{\sqrt{n}}]$  avec une probabilité  $p_i$  (voir Tableau 3.1). Afin

de réduire la taille de l'intervalle de confiance, on peut soit diminuer  $\sigma_X$  la variance de l'estimateur  $\bar{X}$ , soit augmenter le nombre de réalisations  $n$ . La vitesse de convergence de  $\bar{X}_n$  vers  $\mathbb{E}(X)$  est logarithmique : il faut multiplier le nombre de réalisations par 100 pour diviser l'écart type de l'estimation par 10.

### 3.1.2.2 Lien avec la solution de l'équation de transfert radiatif

**Equation du transfert radiatif** Les méthodes de Monte Carlo permettent d'estimer une espérance en réalisant un grand nombre de fois une variable aléatoire  $X$ . Cette variable aléatoire peut être distribuée selon une loi connue, ou peut être une fonction d'autres variables aléatoires, elles-mêmes fonctions de variables aléatoires et ainsi de suite. Reprenons la solution intégrale de l'équation du transfert radiatif stationnaire présentée à la section 1.3, dans laquelle les sources issues de diffusions et d'émissions sont regroupées sous un seul terme  $\mathcal{S}$  :

$$\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty dl \exp\left(-\int_0^l ds k_\lambda(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega})\right) \mathcal{S}_\lambda(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \quad (3.1)$$

où  $\mathcal{L}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  est la luminance incidente au point  $\mathbf{x}$ , dans la direction  $\boldsymbol{\omega}$ , à la longueur d'onde  $\lambda$  ;  $l$  est la distance de libre parcours,  $k_\lambda(\mathbf{x})$  est le coefficient d'extinction du milieu semi-transparent au point  $\mathbf{x}$ , et  $\mathcal{S}_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  est une source volumique localisée en  $\mathbf{x}$  dans la direction  $\boldsymbol{\omega}$  (la dépendance spectrale n'est pas reportée dans l'écriture pour plus de clarté) :

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

où  $\Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$  est la fonction de phase caractérisant la densité d'énergie diffusée de la direction  $\boldsymbol{\omega}'$  vers la direction  $\boldsymbol{\omega}$ ,  $k_s(\mathbf{x})$  est le coefficient de diffusion local et  $k_a(\mathbf{x})$  le coefficient d'absorption local, tels que  $k_s(\mathbf{x}) + k_a(\mathbf{x}) = k(\mathbf{x})$ , et  $\mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  la luminance émise par le milieu au point  $\mathbf{x}$  et dans la direction  $\boldsymbol{\omega}$ .

**Point de vue probabiliste** Appliquer les méthodes de Monte Carlo à la résolution de l'équation du transfert radiatif revient à interpréter l'observable  $\mathcal{L}$  comme l'espérance d'une variable aléatoire

$$\mathcal{L} = \mathbb{E}(W_{\mathcal{S}}(L))$$

où  $W_{\mathcal{S}}(L) = W_{\mathcal{S}} \circ L$  est une variable aléatoire fonction d'une autre variable aléatoire  $L$  appelée *libre parcours* distribuée selon  $p_L(l)$  nécessairement normée sur  $\mathbb{R}^+$  :

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

Comme on veut écrire  $\mathcal{L}$  comme l'espérance de  $W_{\mathcal{S}}$  distribuée selon  $p_L$  :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty dl p_L(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) W_{\mathcal{S}}(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \quad (3.2)$$

on écrit par identification de  $W_{\mathcal{S}}$  dans (3.2), qui d'après la physique du transfert radiatif doit être égal à (3.1) :

$$W_{\mathcal{S}}(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{1}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \mathcal{S}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$$

$p_L(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) dl$  est la probabilité que le prochain évènement ait lieu à une distance  $l$  de  $\mathbf{x}$  dans la direction  $\boldsymbol{\omega}$  (à  $dl$  près), soit la probabilité d'avoir traversé cette distance sans interaction fois la probabilité d'interagir en  $(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$  à  $dl$  près. On estime alors  $\mathcal{L}$  par Monte Carlo en tirant aléatoirement des réalisations de  $L$ , indépendantes les unes des autres, distribuées selon  $p_L$ , et en évaluant la fonction poids  $W_{\mathcal{S}}$  pour chaque réalisation  $l$  de  $L$ . La moyenne empirique des poids  $W_{\mathcal{S}}$  tend vers l'espérance recherchée  $\mathcal{L}$ , lorsque la taille de l'échantillon

tend vers l'infini. L'écriture probabiliste crée de nouvelles images en décalant formellement le point de vue adopté pour décrire le processus physique modélisé. L'équation (3.1) donne la luminance incidente en  $(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  comme la somme des luminances émises le long d'un rayon infini dirigé selon  $\boldsymbol{\omega}$  et atténuées selon la loi de Beer jusqu'en  $\mathbf{x}$  ; l'équation (3.2), présente cette même luminance comme l'espérance de survie jusqu'en  $\mathbf{x}$  des photons émis le long d'un rayon infini dirigé selon  $\boldsymbol{\omega}$ , où chaque photon porte le poids  $W_S$ .

**Linéarité de l'espérance** Or, le poids  $W_S$  fait intervenir  $\mathcal{S}$  la somme de différents termes sources (diffusion et émission), comme décrit par l'équation (3.1.2.2). En explicitant  $\mathcal{S}$  dans  $W_S$ , on obtient :

$$W_S(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{k_s(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \int_{4\pi} d\boldsymbol{\omega}' \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \mathcal{L}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') + \frac{k_a(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})}{k(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega})} \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \quad (3.3)$$

En interprétant les rapports  $k_s/k$  et  $k_a/k$  comme des probabilités de diffusion et d'émission respectivement, on peut à nouveau écrire  $W_S(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  comme l'espérance d'une variable aléatoire discrète  $S$  :

$$W_S(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = p_S(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \mathcal{L}^{diff}(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + (1 - p_S(L; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})) \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - L\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$$

où  $\mathcal{L}^{diff}$  est la valeur prise par la variable aléatoire  $S$  avec une probabilité  $p_S$ , et  $\mathcal{L}^{eq}$  est la valeur prise par la variable aléatoire  $S$  avec une probabilité  $(1 - p_S)$ . On a alors :

$$\mathcal{L} = \mathbb{E}(W_S(L)) = \mathbb{E}(\mathbb{E}(S(L)))$$

Par linéarité de l'espérance, cette expression peut être réduite à

$$\mathcal{L} = \mathbb{E}(S(L))$$

Pour évaluer  $\mathcal{L}$  par réalisations successives de  $L$  et calcul du poids associé  $W_S$ , il n'est pas nécessaire d'estimer  $W_S$ , pour chaque  $L$ , comme la moyenne empirique d'un grand nombre de réalisations de la variable aléatoire  $S$ . Une réalisation de  $S$  suffit à chaque réalisation de  $L$ , car l'espérance d'une fonction  $f \circ \mathbb{E}(X)$  est l'espérance de  $f(X)$  pour toute fonction  $f$  linéaire. C'est là l'une des grandes forces des méthodes de Monte Carlo. On peut à nouveau interpréter  $\mathcal{L}^{diff}$  comme l'espérance d'une variable aléatoire  $\mathcal{W}$ , distribuée selon  $\Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$ , de fonction poids  $\mathcal{L}$ . On obtient alors une formulation récursive, où chaque variable aléatoire est vue comme l'espérance d'une autre variable aléatoire :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty dl p_L(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \times \left\{ p_S(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} d\boldsymbol{\omega}' \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \{ \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \} + (1 - p_S(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})) \{ \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \} \right\} \quad (3.4)$$

**Pseudo-algorithme** Estimer la grandeur  $\mathcal{L}$  et son écart-type par Monte Carlo revient alors, d'après l'équation (3.4), à répéter un grand nombre ( $n$ ) de fois les étapes suivantes (à la première itération, les cumuls de poids et de poids quadratiques sont nuls :  $C = C_2 = 0$ ):

1. Produire  $l$ , une réalisation de la variable aléatoire  $L$ , distribuée selon  $p_L$ . Utiliser par exemple la méthode de la transformée inverse.
2. Tracer le segment de chemin de la position sonde  $\mathbf{x}$  au point d'interaction échantillonné  $\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}$ .
3. Tirer un nombre aléatoire uniforme  $u$  dans  $[0, 1]$  pour décider entre un évènement de diffusion ou d'émission :

- (a) si  $u < p_S(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})$  alors réaliser un évènement de diffusion (étape 3)
- (b) si  $u > p_S(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})$  alors réaliser un évènement d'émission (étape 4)

4. Diffusion

- (a) Produire  $\boldsymbol{\omega}'$  une réalisation de la variable aléatoire  $\mathcal{W}$  distribuée selon  $\Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$ .
- (b) Retour à l'étape 1 avec  $\mathbf{x} = \mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}$  et  $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}'$

5. Emission

- (a) Ajouter le poids  $\mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$  au compteur  $C$
- (b) Ajouter le poids quadratique  $\mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \times \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega})$  au compteur  $C_2$
- (c) Répéter depuis l'étape 1.

Finalement, calculer l'estimation  $\bar{\mathcal{L}}_n$  de  $\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  :

$$\bar{\mathcal{L}}_n = \frac{C}{n}$$

et l'écart type associé à l'estimation

$$S_n(\bar{\mathcal{L}}) = \frac{1}{\sqrt{n-1}} \sqrt{\frac{C_2}{n} - \bar{\mathcal{L}}_n^2}$$

**Variance** L'incertitude associée à une estimation obtenue par Monte Carlo peut toujours être réduite en augmentant le nombre de réalisations de la variable aléatoire d'intérêt, mais obtenir un  $n$ -échantillon suffisamment grand pour atteindre une précision requise sur un calcul peut être coûteux numériquement. Une autre façon de réduire l'incertitude est de modifier l'estimateur en reformulant l'intégrale à résoudre, de façon à ce que la variance du nouvel estimateur soit inférieure à celle de l'estimateur équivalent à la formulation d'origine. Ces modifications sont répertoriées sous le nom de *techniques de réduction de variance*. La réduction de variance des algorithmes de Monte Carlo est un champ de recherche à part entière. Il existe autant de méthodes de réduction de variance que d'algorithmes, mais ces méthodes s'appuient généralement sur des concepts connus depuis longtemps dans la littérature. Par exemple, les méthodes d'échantillonnage par importance, d'estimation locale et de variances nulles sont décrites dans [MARCHUK et collab. \[1980b\]](#). Ces méthodes s'appuient fortement sur la formulation intégrale des algorithmes de Monte Carlo. On a vu précédemment comment les images probabilistes de la physique permettent de dériver un algorithme à partir d'une formulation intégrale. On peut modifier les formulations intégrales en conservant rigoureusement leur exactitude, et ainsi dériver de nouveaux algorithmes non biaisés, mais possiblement avec une plus faible variance. Si la variance diminue, le temps de calcul nécessaire pour obtenir une estimation appartenant à un intervalle de confiance donné diminue également.

### 3.1.3 Modification des algorithmes de Monte Carlo par reformulation de l'intégrale

Les manipulations d'une formulation intégrale donnée permettent de construire de nouveaux algorithmes potentiellement très différents de l'algorithme original qui en général correspond aux images de la physique statistique du transport (par exemple celui décrit à la section précédente).

### 3.1.3.1 Échantillonnage par importance

Dans ce qui précède, la physique (loi de Beer, fonction de phase, albédo de diffusion simple) donne directement (à un facteur de normalisation près) les densités de probabilité, ce qui donne directement un algorithme de Monte Carlo pour l'estimateur de la luminance. Remarquons que dans la formulation (3.4), les densités de probabilité utilisées pour échantillonner les variables aléatoires  $L$ ,  $S$  et  $\mathcal{L}$  auraient pu être choisies arbitrairement. En effet, l'équation (3.4) est parfaitement équivalente à (les dépendances spatiales, directionnelles et spectrales sont omises au bénéfice de la concision):

$$\mathcal{L} = \int_0^\infty dl \tilde{p}_L \times \left\{ \tilde{p}_S \int_{4\pi} d\omega \tilde{\Phi} \left\{ \frac{p_L p_S \Phi}{\tilde{p}_L \tilde{p}_S \tilde{\Phi}} \mathcal{L} \right\} \right. \\ \left. + (1 - \tilde{p}_S) \left\{ \frac{p_L (1-p_S)}{\tilde{p}_L (1-\tilde{p}_S)} \mathcal{L}^{eq} \right\} \right. \quad (3.5)$$

Les densités de probabilité utilisées ont été modifiées, mais l'équation est conservée en reportant dans les poids le rapport des probabilités originale et modifiée  $p/\tilde{p}$ . Ainsi, l'échantillonnage biaisé est corrigé par une pondération, rendant l'algorithme exact. Cette méthode, qualifiée d'*échantillonnage par importance* peut être utilisée pour plusieurs raisons : la densité de probabilité d'origine est difficile à échantillonner mais s'évalue aisément, ou l'échantillonnage suivant la densité d'origine donne des poids trop variables menant à une variance statistique trop importante.

### 3.1.3.2 Algorithmes à variance nulle

L'approche par variance nulle est une modification extrême qui permet d'annuler totalement la variance d'un estimateur. Reprenons l'équation (3.2) qui exprime la luminance locale comme l'espérance d'une variable aléatoire  $W_S(L)$  distribuée selon  $p_L(l)$ . L'approche par variance nulle est un cas particulier de l'échantillonnage par importance, où la densité de probabilité modifiée  $\tilde{p}_L(l)$  est telle que pour tout  $l$  échantillonné selon  $\tilde{p}_L(l)$ , le poids  $W_S(l)$  vaut exactement la luminance locale que l'on cherche à évaluer, c'est à dire

$$\frac{p_L(l)W_S(l)}{\tilde{p}_L(l)} = \mathcal{L}$$

soit

$$\tilde{p}_L(l) = \frac{p_L(l)W_S(l)}{\mathcal{L}} = \frac{p_L(l)W_S(l)}{\int_0^\infty dl p_L(l)W_S(l)}$$

Cette densité de probabilité ne peut pas être analytique puisqu'elle dépend précisément de la grandeur que l'on cherche à estimer,  $\mathcal{L}$ . L'intérêt de cette méthode est qu'elle peut servir de guide dans le choix de la densité de probabilité à échantillonner : si  $p_L(l)W_S(l)$  peut être approché par une fonction analytique  $y(l)$  dont l'intégrale est connue, alors

$$\tilde{p}_L(l) = \frac{y(l)}{\int_0^\infty dl y(l)}$$

est un bon candidat pour échantillonner  $L$  et produire une variance faible sur l'estimation de  $\mathcal{L}$ .

### 3.1.3.3 Algorithmes directs et réciproques

Dans l'algorithme décrit ci-avant, les chemins démarrent à la position et dans la direction de la sonde fictive et remontent les chemins optiques jusqu'aux sources d'émission. Cet algorithme sera qualifié d'inverse, adjoint, *reverse* ou *backward* dans la littérature, nous le qualifierons de réciproque dans ce manuscrit. Lorsque les sources sont localisées en espace ou en direction, comme c'est le cas par exemple du soleil, et que l'observable au contraire est intégré, comme c'est le cas par exemple d'un flux moyenné horizontalement sur une surface, il peut être plus approprié d'implémenter un algorithme *direct*, où les chemins sont émis à la source et sont propagés dans le milieu le long des chemins optiques de diffusion.

### 3.1.3.4 Collisions nulles

La méthode des collisions nulles n'est pas une méthode de réduction de variance. Son principal bénéfice est qu'elle permet de décorrélérer l'algorithme Monte Carlo de suivi de chemins du milieu de propagation d'origine. Cette méthode a été développée dans différentes disciplines, sous différents noms (voir 4.2.A.2). En particulier dans le domaine du transfert radiatif atmosphérique, elle est connue sous le nom de *Maximum Cross-Section* [MARCHUK et collab., 1980a]. Le principe est qu'un composant fictif, de coefficient d'extinction  $k_n$ , est ajouté au milieu de propagation, de façon à rendre son champ de coefficient d'extinction total  $\hat{k} = k + k_n$  uniforme. Ce composant n'ayant pas d'effet sur le rayonnement, il peut être assimilé à une espèce purement diffusante, dont la fonction de phase est une distribution de Dirac vers l'avant (ce qui revient à n'être pas diffusé du tout). Cette méthode n'introduit donc pas de biais ni d'approximation. Les épaisseurs optiques de libre parcours sont échantillonnées selon une loi exponentielle de paramètre 1. Comme  $\hat{k}$  est uniforme, l'intégrale de l'extinction le long du chemin (qui définit l'épaisseur optique) se réduit à un produit, et devient donc inversible, ce qui permet un accès rapide à la position physique d'interaction connaissant l'épaisseur optique de libre parcours échantillonné. Comme une espèce fictive a été ajoutée, l'espèce responsable de la collision doit alors être déterminée au lieu de l'interaction. Cela se fait classiquement selon un échantillonnage aléatoire de la variable aléatoire de Bernoulli de paramètre  $\frac{k}{\hat{k}}$  :

- avec une probabilité  $\frac{k}{\hat{k}}$  : l'espèce responsable de la collision est une espèce réellement en présence dans le milieu. La fonction de phase correspondante est échantillonnée afin de déterminer la direction diffusée. Une nouvelle position de collision est échantillonnée selon  $\hat{k}$ .
- avec une probabilité  $\frac{k_n}{\hat{k}}$  : l'espèce responsable de la collision est l'espèce fictive. Le chemin continue tout droit. Une nouvelle position de collision est échantillonnée selon  $\hat{k}$ .

En écrivant la formulation intégrale associée à cet algorithme, GALTIER et collab. [2013] montrent que le choix des probabilités utilisées pour déterminer la nature de la collision n'est pas obligatoirement celui présenté ici, mais peut être fait arbitrairement, par exemple pour relâcher la condition  $k_n \geq 0$ , nécessaire ici pour que les probabilités soient bien dans  $[0, 1]$ . Dans la suite, nous utiliserons toujours les probabilités décrites ci-dessus, c'est à dire que  $\hat{k}$  sera toujours un majorant du champ de  $k$ . La formulation intégrale des collisions nulles est donnée par l'équation (3.6) :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \int_0^\infty dl \hat{p}_L(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \times \begin{cases} \frac{k(\mathbf{x}-l\boldsymbol{\omega})}{\hat{k}(\mathbf{x}-l\boldsymbol{\omega})} \times \left\{ p_S(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \int_{4\pi} d\boldsymbol{\omega}' \Phi(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \{ \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \} \right. \\ \left. + (1 - p_S(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega})) \{ \mathcal{L}^{eq}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \} \right. \\ \left. \left( 1 - \frac{k(\mathbf{x}-l\boldsymbol{\omega})}{\hat{k}(\mathbf{x}-l\boldsymbol{\omega})} \right) \{ \mathcal{L}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}) \} \right. \end{cases} \quad (3.6)$$

avec  $\hat{p}_L(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \hat{k}(\mathbf{x} - l\boldsymbol{\omega}) \exp\left(-\int_0^l ds \hat{k}(\mathbf{x} - s\boldsymbol{\omega})\right)$ . Si  $\hat{k}$  est uniforme dans le milieu, alors  $\hat{p}_L(l; \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \hat{k} \exp(-\hat{k}l)$  s'échantillonne aisément par la méthode de la transformée inverse. La méthode des collisions nulles est le point de départ des développements présentés au Chapitre 4.

### 3.1.3.5 Espace des chemins

Un aspect remarquable des méthodes de Monte Carlo est le faible surcoût lié à l'ajout de dimensions d'intégrations. Dans les étapes décrites ci-dessus, un chemin est construit à partir de segments échantillonnés dans l'espace infini de dimension 5,  $\mathcal{D}_x \times \mathcal{D}_\omega$  : il existe une infinité

de positions et de directions pour chaque évènement de diffusion étant donné que l'espace et les directions sont échantillonnés continuellement. À fortiori, il existe une infinité de possibilités de combiner ces positions et directions pour construire un chemin  $\gamma$ . La récursivité liée à la diffusion multiple ajoute une dimension d'intégration (par construction, une intégration est réalisée sur la variable "nombre de diffusions"). La luminance est ainsi la somme des contributions de chemins jamais diffusés, diffusés une fois, diffusés deux fois... diffusés une infinité de fois. Par la suite on appelle cet espace d'intégration spatio-directionnel, augmenté de la dimension liée à l'ordre de diffusion des chemins, l'*espace des chemins*  $\mathcal{D}_\Gamma$ . Lorsque l'on simule des trajectoires par Monte Carlo, on parle d'échantillonnage de l'espace des chemins.

Lorsque l'on ajoutera l'intégration spectrale, l'espace des chemins sera augmenté de la dimension spectrale à support dans  $[\lambda_0, \lambda_1]$ . La modification de l'algorithme consistera en l'ajout d'une étape (par exemple, préliminaire à l'étape 1 du pseudo-algorithme présenté précédemment) : échantillonner une longueur d'onde dans le spectre, selon une densité de probabilité donnée. Le reste de l'algorithme se déroulera exactement de la même façon, en monochromatique ; seulement, à chaque chemin sera attribué aléatoirement une longueur d'onde différente. L'intégration sur une nouvelle dimension ne complexifie pas l'algorithme au sens informatique du terme : l'échantillonnage de la nouvelle variable aléatoire se fait dans la même boucle que le reste de l'algorithme.

Par contre, l'ajout d'une nouvelle dimension peut être source de variance pour le nouvel estimateur. En effet, rien ne garantit que la convergence sera la même lorsque la luminance sera intégrée sur le spectre, surtout que les propriétés optiques de l'atmosphère varient fortement avec la longueur d'onde, ce qui peut mener à des variations des poids de Monte Carlo d'une réalisation à l'autre de plus grande amplitude. D'autres types d'intégration, comme par exemple l'intégration temporelle, peut au contraire réduire la variance d'un estimateur. En effet, si l'on souhaite estimer une grandeur ponctuellement non nulle mais relativement faible, par exemple la puissance reçue par un concentrateur solaire à 18h un jour donné, la variance peut être très élevée car les chemins ont un poids nul la plupart du temps, et très rarement ont un poids très élevé : la moyenne est toujours proche de zéro mais la variance, qui est sensible aux écarts quadratiques à la moyenne, est élevée. Dès que l'estimation portera sur une grandeur intégrée dans le temps (par exemple, l'énergie reçue par le même concentrateur pendant 50 ans), cette variance diminue : l'intégration temporelle se fait en échantillonnant une variable aléatoire temps, à laquelle on peut donner une densité de probabilité (arbitraire, selon la méthode d'échantillonnage par importance) de manière à favoriser les chemins ayant un poids important, par exemple en échantillonnant plus souvent des temps autour de midi, l'heure où le système est optimisé pour recevoir une grande quantité d'énergie solaire. Dans ce cas, l'intégration permettra de diminuer l'amplitude des fluctuations de poids et donc la variance [FARGES et collab., 2015].

## 3.2 Simulations des couches limites atmosphériques

La Simulation des Grandes Structures, plus couramment *Large Eddy Simulation* en anglais (LES dans la suite) est une méthode issue de la modélisation numérique appliquée à la mécanique des fluides. Elle a été conçue dans les années 1960 [SMAGORINSKY, 1963] et appliquée dans les années 1970 [DEARDORFF, 1970] pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Elle reste très utilisée de nos jours dans divers champs scientifiques tels que la modélisation de la combustion, de la propagation des ondes acoustiques en milieux complexes [WAGNER et collab., 2007] ou de la couche limite atmosphérique [GUICHARD et COUVREUX, 2017]. Ces domaines ont en commun l'étude d'écoulements fluides turbulents, pour lesquels l'approche LES a été spécifiquement conçue. Étant donnée l'importance des nuages de couche limite et de leur simulation numérique dans cette thèse, cette section propose un bref résumé des concepts attachés à la notion de couche limite atmosphérique turbulente, des processus majeurs qui contrôlent son évolution, et de sa simulation numérique par LES. Ce texte est

inspiré de STULL [1988] pour la couche limite et de LAC et collab. [2018] et GUICHARD et COUVREUX [2017] pour les simulations numériques.

### 3.2.1 Définition et caractérisation des couches limites atmosphériques

#### 3.2.1.1 Définition

La couche limite atmosphérique est la couche de l'atmosphère directement influencée par la présence de la surface et répondant à ses forçages avec des échelles de temps caractéristiques de l'ordre de la journée (cycle diurne). Ces forçages incluent le frottement, l'impact du relief et le transfert de chaleur et d'humidité. Elle est caractérisée par la présence d'écoulements turbulents en son sein. Dans cette thèse, on s'intéresse aux couches limites convectives. La couche limite convective correspond à une couche limite instable animée de mouvements verticaux, au sein de laquelle le mécanisme principal de production de la turbulence est d'origine thermique. Elle est constituée d'une couche de surface, d'une couche mélangée et d'une couche d'entraînement. Au-dessus de la couche limite se trouve la troposphère libre. La hauteur de la couche limite et les épaisseurs relatives de ses trois sous-couches varient selon la saison (plus basse l'hiver), l'heure de la journée (plus basse la nuit) et le type de surface (plus basse sur océan) mais elle s'étend typiquement sur quelques dizaines de mètres à quelques kilomètres.

#### 3.2.1.2 Flux de surface

Ces variations de hauteur traduisent en réalité une dépendance du développement vertical de la couche limite à la quantité d'énergie délivrée par la surface sous forme de flux turbulents. Le bilan d'énergie à la surface est la somme de termes radiatifs nets (solaire et thermique, globalement positif le jour et négatif la nuit), de flux de conduction dans le sol, et de flux turbulents (un gain d'énergie pour l'atmosphère); latent (LE) et sensible (H). Le flux latent correspond à un transport d'humidité (de vapeur d'eau) de la surface vers la couche limite, et constitue un réservoir énergétique qui sera converti en chaleur lors d'un changement de phase (le processus de condensation relâche de la chaleur *latente*). Le flux sensible correspond en revanche à un transport de chaleur.

#### 3.2.1.3 Couches limites océaniques et continentales

Le rapport de Bowen synthétise l'apport relatif de flux sensible et latent ( $Bo = H/LE$ ). Il est maximal pour des zones désertiques arides et minimal au-dessus de l'océan, où le flux de chaleur sensible est quasiment nul dû à la grande capacité calorifique de l'eau. Les surfaces océaniques présentent donc une inertie énergétique qui fait que les flux turbulents qu'elles fournissent à l'atmosphère sont peu marqués par le cycle diurne, qui est pourtant bien présent dans le signal temporel de l'énergie qu'elles reçoivent par rayonnement solaire. Pour cette raison, la hauteur des couches limites océaniques est quasiment stationnaire aux échelles diurnes. Au contraire, les couches limites continentales présentent de fortes variations au cours de la journée. Leur croissance est contrôlée par le rapport de flux de flottabilité (fonction du flux sensible délivré par la surface) et de la hauteur de couche limite. Elles se développent rapidement en début de journée, puis plus lentement jusqu'à environ 16h ; quand le flux de surface s'annule et devient négatif, la couche limite jusqu'alors instable devient stable et sa hauteur diminue brutalement.

Si la hauteur des couches limites océaniques varie peu sur une journée, d'autres de leurs caractéristiques restent tout de même sensibles à la surface, qui représente sur mer comme sur terre une importante source d'eau et un important puits d'énergie cinétique (l'air est mécaniquement freiné à la surface). La présence de végétation ou de relief module donc également les caractéristiques de la couche limite. Si elles sont suffisamment humides, les couches limites peuvent contenir des nuages. Il s'agit des brouillards, des stratus, des cumulus

et des stratocumulus. La naissance, l'évolution et la dissipation de ces différents nuages (en d'autres termes, leurs cycles de vie) sont régies par des mécanismes distincts ayant lieu au sein de la couche limite. Quelques-uns de ces mécanismes sont abordés dans la suite de cette section.

### 3.2.1.4 Variables thermodynamiques dans la couche limite

Les quantités thermodynamiques principales qui caractérisent une parcelle d'air donnée (un volume quelconque de fluide, isolé des autres par la pensée, dont il est courant de décrire l'état et de caractériser l'évolution pour représenter l'effet de processus physiques) sont une grandeur liée à l'eau et une grandeur liée à la température.

- Le contenu en eau est séparé en fonction de sa phase, liquide ou gazeuse (ou glacée mais ce ne sera pas le cas dans cette thèse). Deux grandeurs peuvent permettre de les quantifier : l'humidité spécifique  $q$  ( $q_v$  pour la vapeur et  $q_l$  pour l'eau liquide), qui est la masse d'eau contenue dans une parcelle sur la masse d'air totale de cette parcelle ; ou le rapport de mélange  $r$  ( $r_v$  pour la vapeur ou  $r_c$  pour l'eau liquide), qui est la masse d'eau sur la masse d'air sec contenue dans la parcelle. Le contenu en eau totale s'exprime donc par  $q_t$  ou  $r_t$ , avec  $q_t = r_t/(1 + r_t)$ .
- La température brute  $T$  n'est pas conservée lors de changements de pression, de densité ou de phase. Différentes variantes de la température intègrent ces effets :
  - La température potentielle est conservée lors d'un transport vertical adiabatique sans changement de phase. C'est la température de la parcelle ramenée (sans échange de chaleur) à la pression standard  $P_0$

$$\theta = T \left( \frac{P_0}{P} \right)^{R/C_p}$$

où  $R/C_p$  est le rapport de la constante universelle des gaz parfaits sur la capacité thermique massique de l'air soit environ  $2/7$  ou  $0.286$ .

- La température potentielle virtuelle sèche permet de tenir compte de la présence de vapeur d'eau dans la parcelle lors du calcul de sa flottabilité (une quantité qui caractérise la "légèreté" d'une parcelle relativement à son environnement ; une parcelle humide est plus légère qu'une parcelle sèche). Elle est définie comme la température potentielle qu'aurait une parcelle sèche (sans vapeur d'eau), chauffée pour atteindre la densité de la parcelle humide

$$\theta_{v,dry} = \theta (1 + 0.61q_v)$$

- La température potentielle virtuelle en présence d'eau liquide qui est plus faible que la température potentielle virtuelle sèche car l'eau liquide est plus dense que l'air sec et à fortiori que la vapeur d'eau

$$\theta_v = \theta (1 + 0.61q_v - q_l)$$

- La température potentielle liquide est conservée lors d'un changement de phase de l'eau. C'est la température potentielle de la parcelle dont l'eau liquide aurait été évaporée (consommant ainsi de la chaleur latente)

$$\theta_l \approx \theta - \frac{L_v}{c_p} q_l \frac{P_0^{0.286}}{P}$$

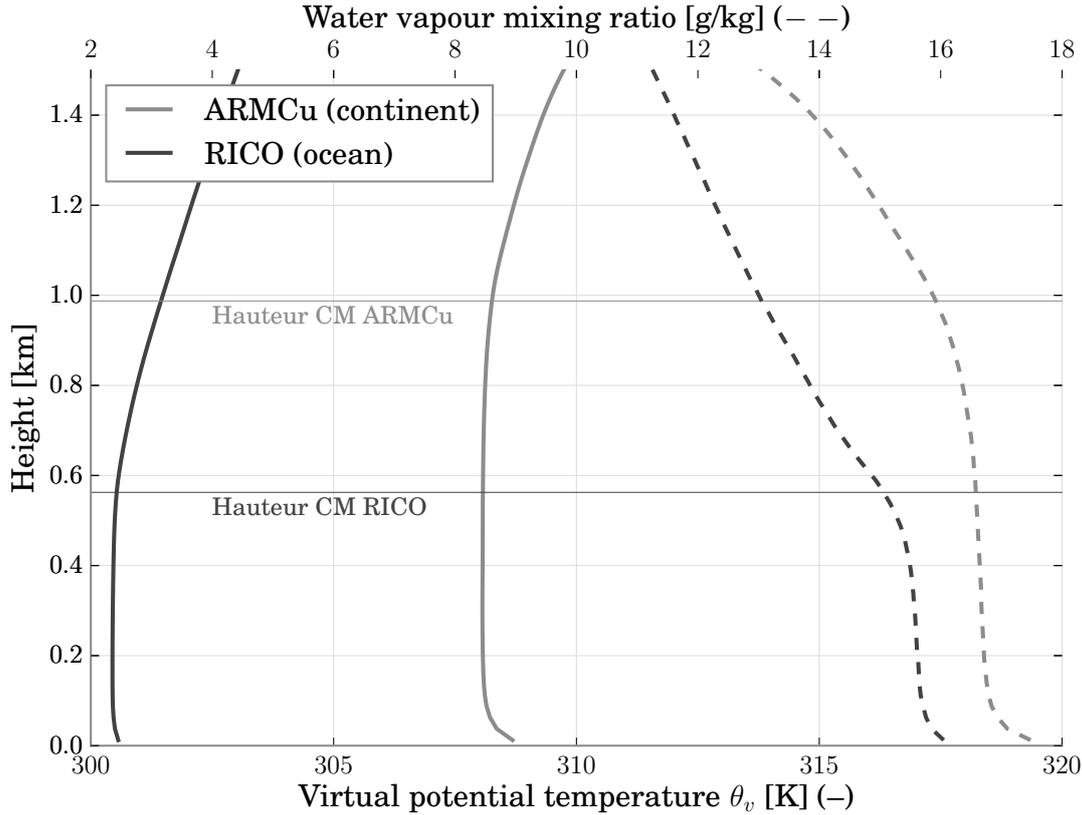


Figure 3.2 – Profils verticaux thermodynamiques de couche limite océanique (RICO, en noir) et continentale (ARMCu, en gris) simulées par LES, en milieu de simulation (environ midi heure locale). La température potentielle virtuelle est tracée en trait plein et le rapport de mélange en vapeur d’eau en trait pointillé. Le trait fin horizontal marque pour chacun des cas la hauteur de la couche de mélange (CM).

### 3.2.1.5 Profils verticaux dans la couche limite

La Figure 3.2 présente les profils de température potentielle virtuelle et du rapport de mélange en vapeur d’eau issus de deux simulations, sur océan et sur continent (ces simulations seront décrites en détail au chapitre suivant). Ces profils correspondent à l’état de l’atmosphère au milieu des simulations, vers midi. Ils illustrent le contraste entre couches limites océanique et continentale de par l’épaisseur de la couche de mélange, mais également par le gradient proche de la surface (définissant la couche de surface) qui est plus marqué sur continent que sur océan. Ces gradients de température et d’humidité sont bien sûr liés aux flux de surface, eux-mêmes alimentés par le flux radiatif solaire (le jour). L’énergie délivrée par la surface à l’atmosphère crée une instabilité à l’origine de mouvements convectifs et turbulents qui vont tenter de stabiliser l’atmosphère en redistribuant l’énergie de façon uniforme. Dans la couche de mélange, l’air a été brassé par ces mouvements ; les quantités thermodynamiques y varient donc peu avec l’altitude.

## 3.2.2 Processus de couche limite convective

### 3.2.2.1 De la convection à la conduction : le spectre de la turbulence

**Des grands tourbillons à l’agitation moléculaire** Lorsqu’une parcelle reçoit plus de flux de chaleur que ses voisines, elle acquiert une flottabilité positive (elle est moins dense que son environnement). Cette flottabilité lui permet de s’élever : son énergie thermique est convertie en énergie cinétique et potentielle. L’air dans la couche mélangée étant plus

froid que l'air contenu dans la parcelle qui s'élève, celle-ci conserve sa flottabilité et continue de s'élever, et ce jusqu'à ce que la température potentielle de l'air environnant dépasse sa propre température potentielle (par exemple autour de 1.2 km sur le profil ARMCu de la Figure 3.2). Comme l'air devenu plus froid que son environnement redescend, des structures en forme de grands tourbillons se forment dans l'atmosphère. Ce mécanisme porte le nom de *convection* ; le même processus est observé lorsque de l'eau est chauffée dans une casserole, ou lorsque l'on chauffe l'air d'une pièce avec un convecteur. Ce transport d'air chaud et humide par convection est qualifié de transport non-local car les parcelles se déplacent loin de leur milieu d'origine. La convection permet de lutter contre la déstabilisation de la couche limite par les flux de surface, en homogénéisant l'air et en distribuant l'énergie délivrée par la surface aux couches supérieures de l'atmosphère. La convection n'est pas le seul processus par lequel les masses d'air instables tendent à se stabiliser et à s'homogénéiser. Elle se trouve en réalité à l'extrême d'un spectre, à l'autre bout duquel se trouve la diffusion moléculaire (ou conduction), par laquelle l'énergie thermique est transportée de proche en proche dans le milieu. Le transport d'énergie par la diffusion est qualifié de local, il est moins efficace que le transport par convection dans l'atmosphère car l'air conduit mal la chaleur (il est un bon isolant thermique). Entre ces deux extrêmes —les grands mouvements convectifs d'un côté et les microscopiques mouvements moléculaires de l'autre— se trouve la zone inertielle de la turbulence.

**La théorie de la turbulence** La turbulence est un type d'écoulement, à l'opposé des écoulements laminaires. Elle est générée par des instabilités dynamiques (gradient de vent par exemple créé par un obstacle dans le fluide) ou thermiques (gradient de température). Elle est constituée de tourbillons qui ont la propriété d'être autosimilaires. Chaque tourbillon se divise en deux tourbillons plus petits, qui à leur tour se divisent en deux, et ainsi de suite jusqu'à l'échelle où ils se dissipent, appelée échelle de dissipation visqueuse de Kolmogorov. D'après la loi de Kolmogorov, l'énergie des grands tourbillons est ainsi transférée en cascade aux tourbillons plus petits. L'énergie de tous les tourbillons est partiellement dissipée en chaleur par frottement dans les fluides visqueux, mais cette dissipation est négligeable dans la zone inertielle. La borne inférieure de la zone inertielle est justement définie par l'échelle de dissipation, qui dépend de la viscosité du fluide et du taux de dissipation, lui-même dépendant de l'énergie injectée dans la cascade par les plus grands tourbillons. La turbulence est un moyen de transport très efficace qui contribue grandement au mélange de la masse d'air constituant la couche limite atmosphérique. Là où la géométrie des plus grands tourbillons dépend des caractéristiques du fluide, la turbulence de plus petite échelle est souvent considérée isotrope et homogène. Elle est dite dissipative car l'énergie cinétique des grands tourbillons finit par être dissipée en chaleur par les plus petits tourbillons. Un transfert d'énergie existe également des petits tourbillons vers les grands : les perturbations aux petites échelles sont amplifiées et transférées aux grandes échelles. Ce phénomène se traduit en particulier par une sensibilité de l'évolution des fluides turbulents à leurs conditions initiales.

**Écoulements turbulents et systèmes chaotiques** En sciences de l'atmosphère, Lorenz est le premier à mettre cette sensibilité en évidence [LORENZ, 1963]. Elle est connue sous le nom d'effet papillon, d'après le titre d'une présentation de Lorenz lors d'une conférence en 1972 "Does the flap of a butterfly's wings in Brazil set off a tornado in Texas?". Les flux turbulents sont par définition chaotiques : malgré leur caractère déterministe (ils sont régis par les équations de Navier-Stokes), l'incertitude liée à leur état à un instant donné (car cet état n'est pas connu avec une précision infinie) empêche de prévoir leur évolution au-delà d'une certaine précision. Cette précision se détériore à mesure que le système évolue : les trajectoires réelle et prévue de l'état du fluide divergent car les perturbations initiales s'amplifient. Ces systèmes déterministes complexes, qualifiés de chaotiques (comme l'atmosphère mais également de nombreux autres systèmes en biologie, astrophysique, chimie, économie, topologie

etc.) apparaissent donc comme imprévisibles et aléatoires. Plutôt que de modéliser leurs détails, on se restreint généralement à une description statistique de leur état, par le biais par exemple de la distribution fréquentielle d'énergie cinétique turbulente.

### 3.2.2.2 Nuages de couche limite convective

**Formation** Les courants d'air ascendant dans les rouleaux convectifs sont appelés des *thermiques*. Si l'humidité relative est suffisamment élevée au sommet de la couche limite, la vapeur d'eau transportée depuis la surface par la convection et la turbulence se condense et des nuages de type cumulus ou stratocumulus se forment. La condensation relâche de la chaleur latente ce qui peut nourrir la turbulence et agir comme un second moteur pour la convection. Les stratocumulus sont surmontés d'une couche d'air sec très stable qui les empêche de s'étendre verticalement et force l'eau condensée à s'étendre horizontalement. Ils sont donc caractérisés par une grande couverture nuageuse, une forte sensibilité au cycle diurne (ils s'épaississent la nuit par refroidissement radiatif à leur sommet) et ils peuvent être découplés de la surface car ils empêchent le rayonnement solaire de l'atteindre ce qui inhibe la convection. Ce n'est pas le cas des cumulus, principaux nuages étudiés dans cette thèse. Ceux-ci présentent une couverture nuageuse plus faible car l'air à leur sommet est moins stable. Ils sont majoritairement contrôlés par la convection et matérialisent le sommet des thermiques. Les caractéristiques de populations de cumulus simulés numériquement seront analysées au Chapitre 5.

**Mélange par entrainement turbulent** Un processus important pour ces deux types de nuages est l'entrainement. L'air environnant est aspiré à l'intérieur du nuage (et dans la partie non condensée des thermiques), ce qui a pour effet d'assécher l'air aux bords (sommets et côtés) des nuages, dont la flottabilité diminue alors. Les *coeurs* des nuages sont moins exposés à l'environnement, ils sont donc moins affectés par l'entrainement latéral et conservent une vitesse verticale importante qui permet au nuage de se développer verticalement. Si l'air aux bords des nuages est suffisamment mélangé, l'eau qu'il contient peut s'évaporer et le nuage s'érode (on parle alors de détrainement). Les nuages participent ainsi au transport d'énergie dans la couche limite, en distribuant une partie de leur humidité à différents niveaux d'altitude [SIEBESMA et collab., 1998].

**Évaporation des précipitations** Un autre biais par lequel les nuages participent au transport de l'énergie dans la couche limite est la formation de précipitation. Lorsque les gouttelettes nuageuses sont suffisamment volumineuses (elles grossissent par des processus de condensation et de collision-coalescence), leur propre masse s'oppose au mouvement ascendant de l'air et elles commencent à tomber. La taille des gouttes dans les nuages de couche limite est en général trop faible pour produire des précipitations qui atteignent la surface (ou alors, sous forme de bruine). Les petites gouttes précipitées peuvent s'évaporer lorsqu'elles traversent la couche d'air non saturée sous les nuages, ce qui a tendance à refroidir l'air car l'évaporation consomme de la chaleur latente. Durant la campagne de mesure dont est issu le cas RICO (voir Chapitre 5), les cumulus étaient assez souvent associés à des précipitations qui s'évaporaient et formaient des colonnes d'air froid descendant, appelés courants de densité ou poches froides, qui induisaient une organisation méso échelle des nuages (voir par exemple la Figure 6 de RAUBER et collab. [2007]). Les poches froides forment des structures spatialement cohérentes caractérisées par une anomalie négative de température lorsqu'elles s'étalent en surface. Elles sont également à l'origine de fronts de rafale (leur vitesse verticale est convertie en vitesse horizontale à la surface) qui amplifient le soulèvement des couches d'air chaud en surface, participant ainsi à l'entretien de la turbulence et la convection.

### 3.2.3 Simulation des processus de couche limite

#### 3.2.3.1 Modélisation

L'état de la couche limite est généralement caractérisé par des grandeurs dynamiques et thermodynamiques (comme par exemple celles décrites à la section 3.2.1.4) distribuées en espace et qui évoluent dans le temps. Cette évolution est majoritairement contrôlée par les processus décrits ci-avant. Ces processus se découpent en trois grandes familles : la production de flux de surface, contrôlée en premier lieu par le rayonnement ; la dynamique qui en résulte à toutes les échelles, de la turbulence à la convection ; la thermodynamique et la microphysique qui modélisent les changements de phase de l'eau contenue dans l'atmosphère. Afin de simuler l'évolution de la couche limite, ces trois familles de processus doivent être mises en équations puis représentées numériquement. Les équations de Navier-Stokes modélisent la dynamique ; l'équation du transfert radiatif modélise le rayonnement ; les équations de la thermodynamique et de la microphysique modélisent les processus nuageux. La modélisation des interactions entre l'atmosphère et la surface sort du cadre de cette thèse mais peut être très complexe à cause de fortes hétérogénéités de surface (végétation, villes, reliefs, lacs...) et de phénoménologies complexes (océanographie, hydrologie, géologie, chimie, biologie...). Ces phénoménologies impactent bien sur la couche limite mais elles sont négligées dans le cadre idéalisé où nous nous plaçons. Les équations qui régissent l'évolution de l'atmosphère sont données dans tous les ouvrages de météorologie (par exemple, [STULL \[1988\]](#)) et ne seront pas développées ici.

#### 3.2.3.2 Simulation

Etant donné que la capacité de calcul d'un ordinateur n'est pas infinie, des contraintes s'appliquent à toute simulation : les processus ne peuvent raisonnablement pas être simulés à toutes les échelles sur l'ensemble du globe. Les modèles sont donc caractérisés par leur résolution (la plus petite échelle à laquelle les processus sont résolus, définie par la taille de quelques mailles) et la taille du domaine simulé (la plus grande échelle à laquelle les processus sont résolus). Dans tout modèle, les variables pronostiques (variables d'état dont l'évolution est simulée, qui caractérisent l'état du système) sont filtrées à l'échelle de la résolution du modèle. Par exemple, la grandeur utilisée pour caractériser la température, disons la température potentielle  $\theta$ , est décomposée en une partie moyenne et une fluctuation :

$$\theta = \bar{\theta} + \theta'$$

La partie moyenne est homogène dans chaque maille du domaine, et la fluctuation correspond aux variations de la grandeur à des échelles inférieures à la maille. Ces processus sont soit négligés, soit représentés par le biais de paramétrisations. Les paramétrisations sont des formulations approchées permettant de prendre en compte l'effet des processus sous maille sur les grandeurs résolues explicitement par le modèle (c'est-à-dire, les composantes homogènes des variables d'état). Les processus ayant lieu à des échelles supérieures à la taille du domaine sont pris en compte dans la simulation par le biais de conditions aux limites ou de forçages.

#### 3.2.3.3 Flux turbulents

Les équations continues qui décrivent l'évolution du système sont reformulées à partir des variables d'état décomposées, aboutissant ainsi à des équations décrivant l'évolution des variables filtrées (moyennes en chaque maille), fonction, entre autres, des composantes fluctuantes du vent et des autres variables d'état. Les fluctuations sous maille des variables d'état contribuent à l'évolution moyenne du système par le biais de leur transport turbulent. Ces flux turbulents doivent à leur tour être mis en équation et exprimés en fonction des variables résolues et de paramètres dérivés de considérations théoriques ou d'observations. C'est

ce problème de fermeture (plus d'inconnus que d'équations dans le système) qui mène au développement de paramétrisations.

#### 3.2.3.4 Représentation des processus sous maille

Les paramétrisations visent donc à représenter les effets des processus de plus petite échelle que la maille, sur les variables d'état moyennes du modèle. La définition des petites échelles est intrinsèquement liée à la résolution du modèle. Dans l'atmosphère les mouvements et processus physiques couvrent des intervalles immenses d'échelles caractéristiques ( $\sim 10$  ordres de grandeur). Le changement de phase et les processus microphysiques sont très rapides et concernent des objets microscopiques. Les ondes planétaires et lignes de grain couvrent plusieurs centaines de kilomètres pendant plusieurs jours. En choisissant la taille d'une maille et la taille d'un domaine, une partie des processus est obligatoirement considérée de petite échelle, et une partie des processus, de grande échelle. L'ensemble des paramétrisations nécessaires pour représenter les processus de petite échelle change donc avec la résolution, quantitativement et qualitativement. Lorsque la résolution diminue, les variables d'état moyennes sont plus robustes à certains processus par exemple microphysiques, qui deviennent négligeables (ou que l'on peut se permettre de représenter de façon moins précise). En plus de synthétiser une compréhension fine des processus en jeu, développer une paramétrisation revient à choisir les approximations pertinentes pour l'échelle résolue du modèle : parmi les processus observés et compris, lesquels impactent la variable d'état moyennée à la résolution du modèle ?

#### 3.2.3.5 Large Eddy Simulations

La mise en équation des processus dynamiques, thermodynamiques et microphysiques, et le choix de la résolution et de la taille du domaine sur lequel ces processus seront simulés, déterminent donc les processus qui doivent être paramétrisés. Les Large Eddy Simulations (LES) sont définies comme la famille de modèles dont la résolution est telle qu'une grande partie de la turbulence est résolue : la résolution du Large Eddy Model (LEM) intersecte la zone inertielle de la turbulence. D'après [POPE \[2000\]](#), au moins 80 % de l'énergie cinétique doit être résolue explicitement pour que le modèle appartienne à la famille des LEMs. Contrairement aux Direct Numerical Simulations qui résolvent la turbulence jusqu'à l'échelle de dissipation visqueuse de Kolmogorov, la résolution des LES implique qu'une partie de la turbulence reste sous maille.

#### 3.2.3.6 Paramétrisations dans les LES

Les LES utilisent donc une paramétrisation pour la turbulence dans laquelle les tourbillons sont estimés isotropes et homogènes. Cette paramétrisation permet de dissiper l'énergie qui est transférée des échelles résolues aux petites échelles turbulentes. La plupart des paramétrisations de la turbulence se basent sur l'équation de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente qui quantifie l'intensité de la turbulence. Les processus microphysiques ont également lieu à des échelles plus petites que la maille, ils doivent donc également être paramétrisés. Le rayonnement est un processus particulièrement délicat à représenter car il interagit avec le milieu à toutes les échelles : les ondes électromagnétiques se propagent dans toute l'atmosphère et dans toutes les directions ; elles sont affectées par le milieu à l'échelle moléculaire, contribuent aux bilans d'énergie locaux et globaux, perturbent les processus thermodynamiques et microphysiques ce qui en retour modifie les variables d'état. Lorsque le détail du chauffage (ou refroidissement) radiatif n'est pas un processus clé dans le régime de couche limite que l'on cherche à représenter, ce qui est le cas au premier ordre pour les cumulus (mais pas pour les stratocumulus en partie contrôlés par le refroidissement radiatif en leur sommet), l'effet du rayonnement est pris en compte de façon simplifiée, par le biais de forçages (homogènes horizontalement, potentiellement hétérogènes verticalement et temporellement) en flux turbulents à la surface et en température dans l'atmosphère.

### 3.2.3.7 Les modèles de plus grande échelle

Les modèles de plus grande échelle que les LEM, c'est-à-dire dont la résolution est inférieure, sont classés en fonction du processus de plus petite échelle qu'ils sont capables de résoudre explicitement. Par exemple pour les LEM, dont la taille de la maille est inférieure à 100 mètres, il s'agit de la turbulence. Pour les cloud-resolving models (CRM), dont la taille de la maille est inférieure au kilomètre, il s'agit de la convection de couche limite (convection peu profonde). Les Convection-Permitting Models (CPM) résolvent explicitement la convection profonde (les orages), avec des mailles de l'ordre de 5 km. Les modèles de plus grande échelle, ou modèles globaux, résolvent uniquement la dynamique de grande échelle et paramétrisent tous les processus physiques mentionnés jusqu'ici.

### 3.2.3.8 Résolution effective

La résolution indiquée ici est un ordre de grandeur, en lien avec la taille réelle de la maille. Par le biais d'imprécisions numériques (diffusion numérique, voir Chapitre 5), la résolution effective du modèle est plus lâche que la taille d'une maille. Cela implique que des processus qui devraient être explicitement résolus par le modèle ne le sont que partiellement, et doivent être partiellement paramétrisés. En plus de la taille de la maille, le choix des modèles numériques permettant de résoudre les équations du modèle détermine la résolution effective, et donc les paramétrisations nécessaires.

### 3.2.3.9 Modèles de prévision du temps et de climat

Les modèles de prévision numérique du temps et de climat évoluent, non seulement car la puissance de calcul augmente ce qui permet d'augmenter la résolution de ces modèles en conservant le même domaine de simulation (une région, un pays, un continent ou la planète), mais également parce que notre compréhension des processus s'étend et s'affine, ce qui permet de développer de nouvelles paramétrisations, d'améliorer les paramétrisations existantes, et de mieux les contraindre. A mesure que la résolution des modèles de prévision et de climat augmente, les processus auparavant paramétrisés commencent à être explicitement résolus (par exemple les modèles de prévision numérique du temps les plus fins, autour de 1.5 km de résolution, sont aujourd'hui à la frontière entre CRM et CPM) ; tandis que certains processus auparavant négligés ou simplifiés à l'extrême, comme la turbulence ou la microphysique, deviennent importants à l'échelle nouvellement résolue, et doivent donc être représentés.

### 3.2.3.10 Enjeu des paramétrisations : zone grise, contraintes et coût numérique

La résolution pour laquelle un processus donné est partiellement résolu est qualifiée de zone grise (par exemple autour du kilomètre pour la turbulence, d'après [HONNERT et collab. \[2011\]](#)). La répartition de la représentation de ces processus entre résolution explicite et paramétrisation est souvent délicate. La complexité des paramétrisations détermine la finesse et le réalisme de la représentation des processus sous maille, mais plus une paramétrisation est complexe plus elle est difficile à contraindre car les termes de fermeture font souvent apparaître de nouveaux paramètres, parfois difficilement observables voire sans réel sens physique. La recherche d'un équilibre entre complexité et coût numérique, fonction des besoins en précision et des contraintes opérationnelles, est également une problématique importante. Le développement des paramétrisations en général, et surtout quand il passe par un approfondissement de notre compréhension du système atmosphérique, reste un enjeu majeur de la modélisation du temps et du climat.



# Références

- ANDREWS, T., J. M. GREGORY, M. J. WEBB et K. E. TAYLOR. 2012, «Forcing, feedbacks and climate sensitivity in cmip5 coupled atmosphere-ocean climate models», *Geophysical Research Letters*, vol. 39, n° 9, doi:10.1029/2012GL051607. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012GL051607>. 6
- BARKER, H. W., J. N. S. COLE, J. LI et K. VON SALZEN. 2016, «A parametrization of 3-D subgrid-scale clouds for conventional GCMs: Assessment using A-Train satellite data and solar radiative transfer characteristics», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 8, n° 2, doi:10.1002/2015MS000601, p. 566–597, ISSN 1942-2466. 21
- BARKER, H. W., G. L. STEPHENS et Q. FU. 1999, «The sensitivity of domain-averaged solar fluxes to assumptions about cloud geometry», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 125, n° 558, doi:10.1002/qj.49712555810, p. 2127–2152. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49712555810>. 21
- BARKER, H. W., G. L. STEPHENS, P. T. PARTAIN, J. W. BERGMAN, B. BONNEL, K. CAMPANA, E. E. CLOTHIAUX, S. CLOUGH, S. CUSACK, J. DELAMERE et OTHERS. 2003, «Assessing 1d atmospheric solar radiative transfer models: Interpretation and handling of unresolved clouds», *Journal of Climate*, vol. 16, n° 16, p. 2676–2699. 8, 20, 22, I
- BARKSTROM, B. R. 1984, «The earth radiation budget experiment (erbe)», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 65, n° 11, doi:10.1175/1520-0477(1984)065<1170:TERBE>2.0.CO;2, p. 1170–1185. 5
- BARKSTROM, B. R. et J. B. HALL. 1982, «Earth radiation budget experiment (erbe): An overview», *Journal of Energy*, vol. 6, n° 2, doi:10.2514/3.62584, p. 141–146. 5
- BERG, L. K., E. I. KASSIANOV, C. N. LONG et D. L. MILLS. 2011, «Surface summertime radiative forcing by shallow cumuli at the Atmospheric Radiation Measurement Southern Great Plains site», *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 116, doi:10.1029/2010JD014593, p. D01 202, ISSN 2169-897X. WOS:000286058200002. 7
- BONY, S. et J.-L. DUFRESNE. 2005, «Marine boundary layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models», *Geophysical Research Letters*, vol. 32, n° 20, doi:10.1029/2005GL023851, ISSN 0094-8276. 7
- BRIENT, F., F. COUVREUX, N. VILLEFRANQUE, C. RIO et R. HONNERT. 2019, «Object-oriented identification of coherent structures in large eddy simulations: Importance of downdrafts in stratocumulus», *Geophysical Research Letters*, vol. 46, n° 5, doi:10.1029/2018GL081499, p. 2854–2864. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL081499>. 9
- BURAS, R. et B. MAYER. 2011, «Efficient unbiased variance reduction techniques for Monte Carlo simulations of radiative transfer in cloudy atmospheres: The solution», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 112, n° 3, doi:10.1016/j.jqsrt.2010.10.005, p. 434–447, ISSN 00224073. 29

- CARLSON, B. et K. LATHROP. 1968, «Transport theory - the method of discrete ordinate», dans *Computing methods in reactor physics*, New York, Gordon and Breach. 12
- CESS, R., G. POTTER, J.-P. BLANCHET, G. J BOER, S. GHAN, J. KIEHL, H. LE TREUT, Z. X LI, X. Z LIANG, J. MITCHELL, J.-J. MORCRETTE, D. A RANDALL, M. R RICHES, E. ROECKNER, U. SCHLESE, A. SLINGO, K. E TAYLOR, W. WASHINGTON, R. T WETHERALD et I. YAGAI. 1989, «Interpretation of cloud-climate feedback as produced by 14 atmospheric general circulation models», vol. 245, p. 513–6. 6, 7
- CESS, R. D. et G. L. POTTER. 1988, «A methodology for understanding and intercomparing atmospheric climate feedback processes in general circulation models», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 93, n° D7, doi:10.1029/JD093iD07p08305, p. 8305–8314. 6
- CESS, R. D., M.-H. ZHANG, G. L. POTTER, H. W. BARKER, R. A. COLMAN, D. A. DAZLICH, A. D. DEL GENIO, M. ESCH, J. R. FRASER, V. GALIN, W. L. GATES, J. J. HACK, W. J. INGRAM, J. T. KIEHL, A. A. LACIS, H. LE TREUT, Z.-X. LI, X.-Z. LIANG, J.-F. MAHFOUF, B. J. MCAVANEY, V. P. MELESHKO, J.-J. MORCRETTE, D. A. RANDALL, E. ROECKNER, J.-F. ROYER, A. P. SOKOLOV, P. V. SPORYSHEV, K. E. TAYLOR, W.-C. WANG et R. T. WETHERALD. 1993, «Uncertainties in carbon dioxide radiative forcing in atmospheric general circulation models», *Science*, vol. 262, doi:10.1126/science.262.5137.1252, p. 1252–1255. 7
- CHAHLAFI, M., F. BELLET, F. FICHOT et J. TAINE. 2012, «Radiative transfer within non Beerian porous media with semitransparent and opaque phases in non equilibrium: Application to reflooding of a nuclear reactor», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, n° 13-14, doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.02.067, p. 3666–3676. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00680676>. 16
- CHANDRASEKHAR, S. 1960, *Radiative Transfer*, Dover Publications, ISBN 978-0-486-31845-5. Google-Books-ID: 1YHCAgAAQBAJ. 9, 12
- CORNET, C., L. LABONNOTE et F. SZCZAP. 2010, «Three-dimensional polarized monte carlo atmospheric radiative transfer model (3dmpol): 3d effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 111, n° 1, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.06.013, p. 174 – 186, ISSN 0022-4073. 27
- COUVREUX, F., R. ROEHRIG, C. RIO, M.-P. LEFEBVRE, M. CAIAN, T. KOMORI, S. DERBYSHIRE, F. GUICHARD, F. FAVOT, F. D’ANDREA, P. BECHTOLD et P. GENTINE. 2015, «Representation of daytime moist convection over the semi-arid Tropics by parametrizations used in climate and meteorological models», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 141, n° 691, doi:10.1002/qj.2517, p. 2220–2236, ISSN 0035-9009. WOS:000360986200020. 7
- DAVIS, A. et Y. KNYAZIKHIN. 2005, «A Primer in 3D Radiative Transfer», dans *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Springer-Verlag, ISBN 978-3-540-23958-1. DOI: 10.1007/3-540-28519-9. 20
- DAVIS, A. et A. MARSHAK. 2010, «Solar radiation transport in the cloudy atmosphere: A 3d perspective on observations and climate impacts», *Reports on Progress in Physics*, vol. 73, doi:10.1088/0034-4885/73/2/026801, p. 026 801. 21
- DEARDORFF, J. W. 1970, «A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 41, n° 2, doi:10.1017/S0022112070000691, p. 453–480. 45

- DOLINAR, E. K., X. DONG, B. XI, J. H. JIANG et H. SU. 2015, «Evaluation of cmip5 simulated clouds and toa radiation budgets using nasa satellite observations», *Climate Dynamics*, vol. 44, n° 7, doi:10.1007/s00382-014-2158-9, p. 2229–2247, ISSN 1432-0894. URL <https://doi.org/10.1007/s00382-014-2158-9>. 7
- EVANS, K. F. 1998, «The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 55, n° 3, doi:10.1175/1520-0469(1998)055<0429:TSHDOM>2.0.CO;2, p. 429–446, ISSN 0022-4928. 12
- EVANS, K. F. et W. J. WISCOMBE. 2003, «Improvements to the SHDOM radiative transfer modelling package», dans *Proc. 13th ARM Sci. Team Meeting*. 12
- EWALD, F., T. ZINNER, T. KÖLLING et B. MAYER. 2019, «Remote sensing of cloud droplet radius profiles using solar reflectance from cloud sides – part 1: Retrieval development and characterization», *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 12, n° 2, doi:10.5194/amt-12-1183-2019, p. 1183–1206. URL <https://www.atmos-meas-tech.net/12/1183/2019/>. 24
- FARGES, O., J. BÉZIAN, H. BRU, M. E. HAFI, R. FOURNIER et C. SPIESSER. 2015, «Lifetime integration using monte carlo methods when optimizing the design of concentrated solar power plants», *Solar Energy*, vol. 113, doi:https://doi.org/10.1016/j.solener.2014.12.027, p. 57 – 62, ISSN 0038-092X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0038092X14006185>. 45
- FIVELAND, W. A. 1984, «Discrete-Ordinates Solutions of the Radiative Transport Equation for Rectangular Enclosures», *Journal of Heat Transfer*, vol. 106, n° 4, doi:10.1115/1.3246741, p. 699–706, ISSN 0022-1481. 12
- FOUQUART, Y., B. BONNEL et V. RAMASWAMY. 1991, «Intercomparing shortwave radiation codes for climate studies», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 96, n° D5, doi:10.1029/90JD00290, p. 8955–8968. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/90JD00290>. 8
- FOURIER. 1827, «Mémoire sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaires», *Mémoires de l'Académie Royale des sciences de l'Institut de France*, vol. VII, p. 570–604. 8
- FRAUNHOFER, J. 1817, «Bestimmung des Brechungs- und des Farbenzerstreungs-Vermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre», *Annalen der Physik*, vol. 56, n° 7, doi:10.1002/andp.18170560706, p. 264–313, ISSN 1521-3889. 8
- GALTIER, M. 2014, *A statistical approach of radiative transfer in heterogeneous and gaseous media : from molecular transitions sampling to the computation of radiative observables*, Theses, Ecole des Mines d'Albi-Carmaux. 36
- GALTIER, M., S. BLANCO, C. CALIOT, C. COUSTET, J. DAUCHET, M. EL HAFI, V. EYMET, R. FOURNIER, J. GAUTRAIS, A. KHUONG, B. PIAUD et G. TERRÉE. 2013, «Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 125, doi:10.1016/j.jqsrt.2013.04.001, p. 57–68, ISSN 00224073. 44
- GALTIER, M., S. BLANCO, J. DAUCHET, M. E. HAFI, V. EYMET, R. FOURNIER, M. ROGER, C. SPIESSER et G. TERRÉE. 2016, «Radiative transfer and spectroscopic databases: A line-sampling monte carlo approach», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 172, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.10.016, p. 83 –

- 97, ISSN 0022-4073. Eurotherm Conference No. 105: Computational Thermal Radiation in Participating Media V. 29
- GHATE, V. P., B. A. ALBRECHT, C. W. FAIRALL et R. A. WELLER. 2009, «Climatology of surface meteorology, surface fluxes, cloud fraction, and radiative forcing over the southeast pacific from buoy observations», *Journal of Climate*, vol. 22, n° 20, doi:10.1175/2009JCLI2961.1, p. 5527–5540. 7
- GUICHARD, F. et F. COUVREUX. 2017, «A short review of numerical cloud-resolving models», *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*, vol. 69, n° 1, doi:10.1080/16000870.2017.1373578, p. 1373–578. 45, 46
- HOGAN, R. 2015, «Fast radiative transfer models and the representation of clouds», ECMWF Annual Seminar, Reading. URL [http://www.met.rdg.ac.uk/~swrhgnrj/presentations/hogan\\_ecmwf\\_annual\\_seminar\\_2015.pptx](http://www.met.rdg.ac.uk/~swrhgnrj/presentations/hogan_ecmwf_annual_seminar_2015.pptx). 17, 18, I
- HOGAN, R. 2019, «What is the effect of 3D cloud-radiation interactions on climate?», Talk at Gordon research conference on radiation and climate. URL [http://www.met.rdg.ac.uk/~swrhgnrj/presentations/hogan\\_2019\\_gordon\\_3d.pptx](http://www.met.rdg.ac.uk/~swrhgnrj/presentations/hogan_2019_gordon_3d.pptx). 23, II
- HOGAN, R. J. et A. BOZZO. 2018, «A flexible and efficient radiation scheme for the ECMWF model», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, doi:10.1029/2018MS001364. 14, 30
- HOGAN, R. J., M. D. FIELDING, H. W. BARKER, N. VILLEFRANQUE et S. A. K. SCHÄFER. 2019, «Entrapment: An important mechanism to explain the shortwave 3d radiative effect of clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 76, n° 7, doi:10.1175/JAS-D-18-0366.1, p. 2123–2141. 33
- HOGAN, R. J. et A. J. ILLINGWORTH. 2000, «Deriving cloud overlap statistics from radar», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 126, n° 569, doi:10.1002/qj.49712656914, p. 2903–2909, ISSN 1477-870X. 18
- HOGAN, R. J., S. A. K. SCHÄFER, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 2. Matrix formulation and broadband evaluation», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024875, p. 2016JD024875, ISSN 2169-8996. 21, 33
- HOGAN, R. J. et J. K. P. SHONK. 2013, «Incorporating the Effects of 3d Radiative Transfer in the Presence of Clouds into Two-Stream Multilayer Radiation Schemes», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 70, n° 2, doi:10.1175/JAS-D-12-041.1, p. 708–724, ISSN 0022-4928, 1520-0469. 21, 33
- HONNERT, R., V. MASSON et F. COUVREUX. 2011, «A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometeric scale», *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 68, doi:10.1175/JAS-D-11-061.1, p. 3112–3131. 53
- HOUDIN, F., F. COUVREUX et L. MENUT. 2002, «Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 59, n° 6, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<1105:POTDCB>2.0.CO;2, p. 1105–1123. 7, 8
- HOUDIN, F., A. GAINUSA-BOGDAN, P. BRACONNOT, J.-L. DUFRESNE, A.-K. TRAORE et C. RIO. 2015, «Air moisture control on ocean surface temperature, hidden key to the warm bias enigma», *Geophysical Research Letters*, vol. 42, n° 24, doi:10.1002/2015GL066764, ISSN 0094-8276. WOS:000368939700031. 7

- HOUDIN, F., A. JAM, C. RIO, F. COUVREUX, I. SANDU, M.-P. LEFEBVRE, F. BRIENT et A. IDELKADI. 2019, «Unified Parameterization of Convective Boundary Layer Transport and Clouds With the Thermal Plume Model», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 11, n° 9, doi:10.1029/2019MS001666, p. 2910–2933. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019MS001666>. 9
- IACONO, M. J., J. S. DELAMERE, E. J. MLAWER, M. W. SHEPHARD, S. A. CLOUGH et W. D. COLLINS. 2008, «Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the aer radiative transfer models», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 113, n° D13, doi:10.1029/2008JD009944. 29
- JAKUB, F. et B. MAYER. 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*, vol. 163, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.05.003, p. 63–71, ISSN 0022-4073. 24
- JAKUB, F. et B. MAYER. 2017, «The Role of 1d and 3d Radiative Heating on the Organization of Shallow Cumulus Convection and the Formation of Cloud Streets», *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, doi:10.5194/acp-2017-415, p. 1–16, ISSN 1680-7375. 24
- JAM, A., F. HOUDIN, C. RIO et F. COUVREUX. 2013, «Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part III: Derivation of a Statistical Scheme for Cumulus Clouds», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 147, doi:10.1007/s10546-012-9789-3, p. 421–441. 7, 8
- JAMES, F. 1994, «Ranlux: A fortran implementation of the high-quality pseudorandom number generator of lüscher», vol. 79, p. 111–114. 38
- JONES, D. et U. BIOINFORMATICS UNIT. 2010, «Good practice in (pseudo) random number generation for bioinformatics applications», . 38
- JOHAUD, J., J.-L. DUFRESNE, J.-B. MADELEINE, F. HOUDIN, F. COUVREUX, N. VILLEFRANQUE et A. JAM. 2018, «Accounting for vertical subgrid-scale heterogeneity in low-level cloud fraction parameterizations», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 10, n° 11, doi:10.1029/2018MS001379, p. 2686–2705. 7, 8
- KARLSSON, J., G. SVENSSON et H. RODHE. 2008, «Cloud radiative forcing of subtropical low level clouds in global models», *Climate Dynamics*, vol. 30, n° 7-8, doi:10.1007/s00382-007-0322-1, p. 779–788, ISSN 0930-7575. WOS:000255090500007. 7
- KLINGER, C., G. FEINGOLD et T. YAMAGUCHI. 2018, «Cloud droplet growth in shallow cumulus clouds considering 1d and 3d thermal radiative effects», *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, vol. 2018, doi:10.5194/acp-2018-1204, p. 1–29. 24
- KLINGER, C. et B. MAYER. 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*, vol. 168, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.08.020, p. 17–28, ISSN 0022-4073. 24
- KLINGER, C., B. MAYER, F. JAKUB, T. ZINNER, S.-B. PARK et P. GENTINE. 2017, «Effects of 3-d thermal radiation on the development of a shallow cumulus cloud field», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 17, n° 8, doi:10.5194/acp-17-5477-2017, p. 5477–5500. 24
- LAC, C., J.-P. CHABOUREAU, V. MASSON, J.-P. PINTY, P. TULET, J. ESCOBAR, M. LERICHE, C. BARTHE, B. AOUIZERATS, C. AUGROS, P. AUMOND, F. AUGUSTE, P. BECHTOLD, S. BERTHET, S. BIELLI, F. BOSSEUR, O. CAUMONT, J.-M. COHARD, J. COLIN, F. COUVREUX, J. CUXART, G. DELAUTIER, T. DAUHUT, V. DUCROCQ,

- J.-B. FILIPPI, D. GAZEN, O. GEOFFROY, F. GHEUSI, R. HONNERT, J.-P. LAFORE, C. LEBEAUPIN BROSSIER, Q. LIBOIS, T. LUNET, C. MARI, T. MARIC, P. MASCART, M. MOGÉ, G. MOLINIÉ, O. NUISSIER, F. PANTILLON, P. PEYRILLÉ, J. PERGAUD, E. PERRAUD, J. PIANEZZE, J.-L. REDELSPERGER, D. RICARD, E. RICHARD, S. RIETTE, Q. RODIER, R. SCHOETTER, L. SEYFRIED, J. STEIN, K. SUHRE, M. TAUFOUR, O. THOURON, S. TURNER, A. VERRELLE, B. VIÉ, F. VISENTIN, V. VIONNET et P. WAUTELET. 2018, «Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications», *Geoscientific Model Development*, vol. 11, n° 5, doi:10.5194/gmd-11-1929-2018, p. 1929–1969. [46](#)
- LANGLEY, S. 1883, «The selective absorption of solar energy», *American Journal of Science*, vol. XXV, n° 147, doi:10.1080/14786448308628451, p. 169–196, ISSN 1941-5982. [8](#)
- LORENZ, E. N. 1963, «Deterministic nonperiodic flow», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 20, n° 2, doi:10.1175/1520-0469(1963)020<0130:DNF>2.0.CO;2, p. 130–141. [49](#)
- LÜSCHER, M. 1994, «A portable high-quality random number generator for lattice field theory simulations», vol. 79, p. 100–110. [38](#)
- MA, C. C., C. R. MECHOSO, A. W. ROBERTSON et A. ARAKAWA. 1996, «Peruvian stratus clouds and the tropical Pacific circulation: A coupled ocean-atmosphere GCM study», *Journal of Climate*, vol. 9, n° 7, doi:10.1175/1520-0442(1996)009<1635:PSCATT>2.0.CO;2, p. 1635–1645, ISSN 0894-8755. WOS:A1996VC20900012. [7](#)
- MANABE, S. et R. T. WETHERALD. 1967, «Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 24, n° 3, doi:10.1175/1520-0469(1967)024<0241:TEOTAW>2.0.CO;2, p. 241–259. [5](#)
- MARCHUK, G. I., G. A. MIKHAILOV, M. A. NAZARALIEV, R. A. DARBINJAN, B. A. KARGIN et B. S. ELEPOV. 1980a, «Elements of Radiative-Transfer Theory Used in the Monte Carlo Methods», dans *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Springer Series in Optical Sciences, Springer, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-662-13503-7 978-3-540-35237-2, p. 5–17. DOI: 10.1007/978-3-540-35237-2\_2. [44](#)
- MARCHUK, G. I., G. A. MIKHAILOV, M. A. NAZARELIEV, R. A. DARBINJAN, B. A. KARGIN et B. S. ELEPOV. 1980b, *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-662-13503-7. [42](#)
- MARGERIN, L. 2005, «Introduction to radiative transfer of seismic waves», *Seismic Earth: Array Analysis of Broadband Seismograms*, p. 229–252. [10](#)
- MARSHAK, A. et A. DAVIS, éd.. 2005, *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Physics of Earth and Space Environments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-23958-1. DOI: 10.1007/3-540-28519-9. [4](#), [9](#), [10](#), [20](#), [33](#)
- MARSHAK, A., A. DAVIS, R. F. CAHALAN et W. WISCOMBE. 1998, «Nonlocal independent pixel approximation: direct and inverse problems», *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, , n° 1, doi:10.1109/36.655329, p. 192–205, ISSN 0196-2892. [21](#)
- MATSUMOTO, M. et T. NISHIMURA. 2000, «Dynamic creation of pseudorandom number generators», vol. 1998. [38](#)
- MAYER, B. 2009, «Radiative transfer in the cloudy atmosphere», *The European Physical Journal Conferences*, vol. 1, doi:10.1140/epjconf/e2009-00912-1, p. 75–99, ISSN 2100-014X. [27](#)

- MAYER, B., M. SCHRÖDER, R. PREUSKER et L. SCHÜLLER. 2004, «Remote sensing of water cloud droplet size distributions using the backscatter glory: a case study», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 4, n° 5, doi:10.5194/acp-4-1255-2004, p. 1255–1263. [14](#)
- MCCONNELL, J. J., A. RALSTON, E. D. REILLY et D. HEMMENDINGER. 2002, *Computer Graphics Companion*, Wiley, ISBN 978-0-470-86516-3. [10](#)
- MCKEE, T. B. et S. K. COX. 1974, «Scattering of Visible Radiation by Finite Clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 31, n° 7, doi:10.1175/1520-0469(1974)031<1885:SOVRBF>2.0.CO;2, p. 1885–1892. [20](#)
- MCKEE, T. B. et J. T. KLEHR. 1978, «Effects of Cloud Shape on Scattered Solar Radiation», *Monthly Weather Review*, vol. 106, n° 3, doi:10.1175/1520-0493(1978)106<0399:EOCSOS>2.0.CO;2, p. 399–404. [20](#)
- MEADOR, W. E. et W. R. WEAVER. 1980, «Two-Stream Approximations to Radiative Transfer in Planetary Atmospheres: A Unified Description of Existing Methods and a New Improvement», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 37, n° 3, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<0630:TSATRT>2.0.CO;2, p. 630–643, ISSN 0022-4928. [16](#)
- METROPOLIS, N. et S. ULAM. 1949, «The monte carlo method», *Journal of the American Statistical Association*, vol. 44, n° 247, doi:10.1080/01621459.1949.10483310, p. 335–341. PMID: 18139350. [10](#)
- MIHALAS, D. et B. WEIBEL-MIHALAS. 1984, *Foundations of radiation hydrodynamics*, New York : Oxford University Press, ISBN 978-0-19-503437-0. [10](#)
- MISHCHENKO, M. I., J. M. DLUGACH et L. LIU. 2016, «Applicability of the effective-medium approximation to heterogeneous aerosol particles», *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 178, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.12.028, p. 284–294. [14](#)
- MLAWER, E. J., S. J. TAUBMAN, P. D. BROWN, M. J. IACONO et S. A. CLOUGH. 1997, «Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 102, n° D14, doi:10.1029/97JD00237, p. 16 663–16 682, ISSN 2156-2202. [29](#)
- MODEST, M. F. 1993, *Radiative Heat Transfer*, McGraw-Hill Education, ISBN 0-07-112742-9. [10](#), [12](#)
- MYHRE, G., D. SHINDELL, F.-M. BRÉON, W. COLLIS, J. FUGLESTVEDT, J. HUANG, D. KOCH, J.-F. LAMARQUE, D. LEE, B. MENDOZA, T. NAKAJIMA, A. ROBOCK, G. STEPHENS, T. TAKEMURA et H. ZHANG. 2013, «Anthropogenic and Natural Radiative Forcing», dans *Climate change 2013: the physical science basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, p. 659–740. [6](#)
- NAM, C., S. BONY, J.-L. DUFRESNE et H. CHEPFER. 2012, «The 'too few, too bright' tropical low-cloud problem in CMIP5 models», *Geophysical Research Letters*, vol. 39, doi:10.1029/2012GL053421, p. L21 801, ISSN 0094-8276. WOS:000310690600003. [7](#)
- NUIJENS, L., B. MEDEIROS, I. SANDU et M. AHLGRIMM. 2015, «The behavior of trade-wind cloudiness in observations and models: The major cloud components and their variability», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 7, n° 2, doi:10.1002/2014MS000390, p. 600–616, ISSN 1942-2466. WOS:000360825000012. [7](#)
- PERGAUD, J., V. MASSON, S. MALARDEL et F. COUVREUX. 2009, «A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction»,

*Boundary-Layer Meteorology*, vol. 132, n° 1, doi:10.1007/s10546-009-9388-0, p. 83, ISSN 1573-1472. 8

PINCUS, R., H. W. BARKER et J.-J. MORCRETTE. 2003, «A fast, flexible, approximate technique for computing radiative transfer in inhomogeneous cloud fields», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 108, n° D13, doi:10.1029/2002JD003322, p. n/a–n/a, ISSN 01480227. 17

PINCUS, R., E. J. MLAWER et J. S. DELAMERE. 2019, «Balancing accuracy, efficiency, and flexibility in radiation calculations for dynamical models», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 0, n° ja, doi:10.1029/2019MS001621. 13

PINCUS, R., E. J. MLAWER, L. OREOPOULOS, A. S. ACKERMAN, S. BAEK, M. BRATH, S. A. BUEHLER, K. E. CADY-PEREIRA, J. N. S. COLE, J.-L. DUFRESNE, M. KELLEY, J. LI, J. MANNERS, D. J. PAYNTER, R. ROEHRIG, M. SEKIGUCHI et D. M. SCHWARZKOPF. 2015, «Radiative flux and forcing parameterization error in aerosol-free clear skies», *Geophysical Research Letters*, vol. 42, n° 13, doi:10.1002/2015GL064291, p. 5485–5492. 8

POPE, S. B. 2000, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, doi:10.1017/CBO9780511840531. 52

POTTER, G. L. et R. D. CESS. 2004, «Testing the impact of clouds on the radiation budgets of 19 atmospheric general circulation models», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 109, n° D2, doi:10.1029/2003JD004018. 6

QU, X., A. HALL, S. A. KLEIN et P. M. CALDWELL. 2014, «On the spread of changes in marine low cloud cover in climate model simulations of the 21st century», *Climate Dynamics*, vol. 42, n° 9, doi:10.1007/s00382-013-1945-z, p. 2603–2626, ISSN 1432-0894. 8

RAMANATHAN, V., R. D. CESS, E. F. HARRISON, P. MINNIS, B. R. BARKSTROM, E. AHMAD et D. HARTMANN. 1989, «Cloud-radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment», *Science*, vol. 243, n° 4887, doi:10.1126/science.243.4887.57, p. 57–63, ISSN 0036-8075. 5, 6

RANDALL, D., M. KHAIROUTDINOV, A. ARAKAWA et W. GRABOWSKI. 2003, «Breaking the Cloud Parameterization Deadlock», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 84, n° 11, doi:10.1175/BAMS-84-11-1547, p. 1547–1564, ISSN 0003-0007. 7, 21

RAUBER, R. M., H. T. O. III, L. D. GIROLAMO, S. GÖKE, E. SNODGRASS, B. STEVENS, C. KNIGHT, J. B. JENSEN, D. H. LENSCHOW, R. A. RILLING, D. C. ROGERS, J. L. STITH, B. A. ALBRECHT, P. ZUIDEMA, A. M. BLYTH, C. W. FAIRALL, W. A. BREWER, S. TUCKER, S. G. LASHER-TRAPP, O. L. MAYOL-BRACERO, G. VALI, B. GEERTS, J. R. ANDERSON, B. A. BAKER, R. P. LAWSON, A. R. BANDY, D. C. THORNTON, E. BURNET, J.-L. BRENGUIER, L. GOMES, P. R. A. BROWN, P. CHUANG, W. R. COTTON, H. GERBER, B. G. HEIKES, J. G. HUDSON, P. KOLLIAS, S. K. KRUEGER, L. NUIJENS, D. W. O’SULLIVAN, A. P. SIEBESMA et C. H. TWOHY. 2007, «Rain in Shallow Cumulus Over the Ocean: The RICO Campaign», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 88, n° 12, p. 1912–1928. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/BAMS-88-12-1912>. 7, 50

RAYLEIGH, J. W. S. 1920, *Scientific papers*, Cambridge University Press. 8

RICHTER, I. 2015, «Climate model biases in the eastern tropical oceans: causes, impacts and ways forward», *Wiley Interdisciplinary Reviews-Climate Change*, vol. 6, n° 3, doi:10.1002/wcc.338, p. 345–358, ISSN 1757-7780. WOS:000352721300006. 7

- RIETTE, S. et C. LAC. 2016, «A New Framework to Compare Mass-Flux Schemes Within the AROME Numerical Weather Prediction Model», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 160, n° 2, p. 269–297. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10546-016-0146-9>. 8
- RIO, C. et F. HOURDIN. 2008, «A thermal plume model for the convective boundary layer: Representation of cumulus clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 65, n° 2, doi:10.1175/2007JAS2256.1, p. 407–425, ISSN 0022-4928. WOS:000253406600007. 8
- RIO, C., F. HOURDIN, F. COUVREUX et A. JAM. 2010, «Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part II: Continuous Formulations of Mixing Rates for Mass-Flux Schemes», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 135, n° 3, doi:10.1007/s10546-010-9478-z, p. 469–483, ISSN 0006-8314, 1573-1472. 9
- ROE, G. H. et M. B. BAKER. 2007, «Why is climate sensitivity so unpredictable?», *Science*, vol. 318, n° 5850, doi:10.1126/science.1144735, p. 629–632, ISSN 0036-8075. 6
- ROSSOW, W. B. et E. N. DUEÑAS. 2004, «The international satellite cloud climatology project (isccp) web site: An online resource for research», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 85, n° 2, p. 167–172, ISSN 00030007, 15200477. 5
- SCHÄFER, S. 2016, *What is the global impact of 3D cloud-radiation interactions ?*, thèse de doctorat, University of Reading, Reading, England. 20, 30, I
- SCHÄFER, S. A. K., R. J. HOGAN, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 1. Longwave considerations and effective cloud edge length», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024876, p. 2016JD024876, ISSN 2169-8996. 21, 33
- SCHIFFER, R. A. et W. B. ROSSOW. 1983, «The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP)- The first project of the World Climate Research Programme», *American Meteorological Society, Bulletin*, vol. 64, p. 779–784. 5
- SCHLESINGER, M. E. et J. F. B. MITCHELL. 1987, «Climate model simulations of the equilibrium climatic response to increased carbon dioxide», *Reviews of Geophysics*, vol. 25, n° 4, doi:10.1029/RG025i004p00760, p. 760–798. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/RG025i004p00760>. 6
- SCHNEIDER, S. H. 1972, «Cloudiness as a global climatic feedback mechanism: The effects on the radiation balance and surface temperature of variations in cloudiness», *J. Atmos. Sci.*, vol. 29, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<1413:3ACAAGCF>2.0.CO;2, p. 1413–1422. 5
- SHONK, J. K. P. et R. J. HOGAN. 2008, «Tripleclouds: An Efficient Method for Representing Horizontal Cloud Inhomogeneity in 1d Radiation Schemes by Using Three Regions at Each Height», *Journal of Climate*, vol. 21, n° 11, doi:10.1175/2007JCLI1940.1, p. 2352–2370, ISSN 0894-8755, 1520-0442. 17, 18, I
- SIEBESMA, A. P., E. J. PLATE, E. E. FEDOROVICH, D. X. VIEGAS et J. C. WYNGAARD. 1998, *Shallow Cumulus Convection*, Springer Netherlands, Dordrecht, ISBN 978-94-011-5058-3, p. 441–486, doi:10.1007/978-94-011-5058-3\_19. 50
- SLINGO, A. 1980, «Sensitivity of the Earth’s radiation budget to changes in low clouds», *Nature*, vol. 343, doi:10.1038/343049a0, p. 49–51. 8
- SMAGORINSKY, J. 1963, «General circulation experiments with the primitive equations», *Monthly Weather Review*, vol. 91, n° 3, doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2, p. 99–164, ISSN 0027-0644. 45
- STACEY, W. M. 2007, *Nuclear reactor physics*, John Wiley & Sons. 10

- STEPHENS, G. L., J. LI, M. WILD, C. A. CLAYSON, N. LOEB, S. KATO, T. L'ECUYER, P. W. STACKHOUSE, M. LEBSOCK et T. ANDREWS. 2012, «An update on Earth's energy balance in light of the latest global observations», *Nature Geoscience*, vol. 5, n° 10, doi:10.1038/ngeo1580, p. 691–696, ISSN 1752-0894, 1752-0908. 6
- STULL, R. 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Springer Netherlands, ISBN 9789027727695. URL <https://books.google.fr/books?id=eRRz9RNvN0kC>. 46, 51
- DE SZOEKE, S. P., C. W. FAIRALL, D. E. WOLFE, L. BARITEAU et P. ZUIDEMA. 2010, «Surface Flux Observations on the Southeastern Tropical Pacific Ocean and Attribution of SST Errors in Coupled Ocean-Atmosphere Models», *Journal of Climate*, vol. 23, n° 15, doi:10.1175/2010JCLI3411.1, p. 4152–4174, ISSN 0894-8755. WOS:000281498000008. 7
- TURNER, J. A. et R. L. WEAVER. 1994, «Radiative transfer of ultrasound», *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 96, n° 6, doi:10.1121/1.410586, p. 3654–3674, ISSN 0001-4966. 10
- VÁRNAI, T. et R. DAVIES. 1999, «Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 56, n° 24, p. 4206–4224. 20
- WAGNER, C., P. SAGAUT et T. HUETTL. 2007, *Large-Eddy Simulations for Acoustics*, Cambridge Publishers, ISBN 978-0-521-87144-0, doi:10.1017/CBO9780511546143. 45
- WEBB, M., C. SENIOR, S. BONY et J. J. MORCRETTE. 2001, «Combining ERBE and ISCCP data to assess clouds in the Hadley Centre, ECMWF and LMD atmospheric climate models», *Climate Dynamics*, vol. 17, n° 12, doi:10.1007/s003820100157, p. 905–922, ISSN 0930-7575. WOS:000171263400001. 7
- WOLLASTON, W. H. 1802, «A Method of Examining Refractive and Dispersive Powers, by Prismatic Reflection», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 92, n° 0, doi:10.1098/rstl.1802.0014, p. 365–380, ISSN 0261-0523. 8
- ZINNER, T., U. SCHWARZ, T. KÖLLING, F. EWALD, E. JÄKEL, B. MAYER et M. WENDISCH. 2019, «Cloud geometry from oxygen-a-band observations through an aircraft side window», *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 12, n° 2, doi:10.5194/amt-12-1167-2019, p. 1167–1181. URL <https://www.atmos-meas-tech.net/12/1167/2019/>. 24

## Partie II

# Mise en place dynamique d'outils de référence



# Chapitre 4

## Monte Carlo : algorithmes radiatifs ; développements informatiques

*“ La seule méthode à passer l’infini... et au-delà ”*

---

Richard Fournier... et au-delà

### Sommaire

---

4.1	Algorithmes Monte Carlo pour l’étude des effets radiatifs 3D des nuages de couche limite . . . . .	<b>72</b>
4.1.1	Monte Carlo 1D : colonnes indépendantes . . . . .	73
4.1.2	Flux direct et diffus . . . . .	75
4.1.3	Intégration temporelle et latitudinale . . . . .	79
4.2	Article. A Path-tracing Monte Carlo Library for 3D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres . . . . .	<b>82</b>
4.2.1	Introduction . . . . .	82
4.2.2	Acceleration Grids for Large Surface and Volume Datasets . . . . .	84
4.2.3	A Path-tracing Library . . . . .	89
4.2.4	Implementation and Performance Tests . . . . .	92
4.2.5	Outlook and Discussion . . . . .	98
4.2.A	Brief History of Path Tracing in Surfaces and Volumes . . . . .	102
4.2.B	Set-up of rendered scenes . . . . .	104
4.2.C	Physical and Optical Properties of the Cloudy Atmosphere . . . . .	104
4.2.D	Description of the Set of Libraries . . . . .	106
4.3	Commentaires, précisions et analyses supplémentaires à l’article . . . . .	<b>109</b>
4.3.1	Résumé . . . . .	109
4.3.2	Variances des algorithmes présentés dans l’article . . . . .	109
4.3.3	Illustration d’un calcul de sensibilités . . . . .	111
4.3.4	Comparaison des codes présentés dans l’article avec 3DMCPOL . . . . .	113
4.3.5	Perspectives . . . . .	114

---

## Introduction

**Dans cette thèse**, les méthodes de Monte Carlo sont utilisées pour simuler le transfert radiatif dans des scènes nuageuses. Deux exemples d’observables typiquement produites par ces calculs sont donnés en Figure 4.1. Ces figures sont issues de la suite du manuscrit et ne sont pas discutées ici en détail. Elles sont révélées de façon anticipée afin de permettre au lecteur d’entrer dans ce chapitre en ayant une idée plus précise en tête de la finalité de nos développements.

**Le contexte scientifique de la méthode de Monte Carlo** trouve son socle théorique autour de différentes communautés qui partagent des besoins similaires en terme calculatoire, d’analyse, d’optimisation des performances et de propositions nouvelles pour lever les verrous conceptuels existants. Dans les sciences physiques et économiques — deux exemples de disciplines qui dominent assez largement la littérature actuelle, les questionnements de fond se rejoignent efficacement au travers des besoins et s’inscrivent en voisinage avec les travaux des mathématiques appliquées qui ont produit ces dernières années des avancées notables. La communauté informatique de la synthèse d’image vient compléter le paysage en apportant à la fois une dimension théorique et opérationnelle sur la méthode. Les travaux de cette thèse autour des méthodes de Monte Carlo s’inscrivent dans cette dynamique, c’est pourquoi nous prenons le temps de la décrire en introduction de ce chapitre. Dans un premier temps, nous discutons des avancées méthodologiques portées par diverses communautés de physiciens ; dans un second temps, nous explicitons les connexions avec la recherche en synthèse d’image.

**Dans les sciences du linéaire** dont fait partie le transfert radiatif, de nombreuses questions subsistent notamment sur les capacités à trouver des représentations manipulables tant du point de vue formel que statistique au moment de la résolution. Cependant, on trouve dans la littérature abondante de chaque champ disciplinaire des travaux de fond sur la méthode de Monte Carlo, qui apportent graduellement des réponses en termes d’efficacité aux questions les plus difficiles. On note en particulier un ensemble de travaux qui ont démontré la capacité à produire des calculs de sensibilités paramétriques ou géométriques pour un coût supplémentaire quasi nul [DELATORRE et collab., 2014; LAPEYRE et collab., 2019; LOUBET et collab., 2019; ROGER et collab., 2005; TREGAN et collab., 2017]. Dans cette filiation d’intérêt, des développements récents ont permis de montrer que dans certaines situations, en stockant davantage d’information lors du balayage statistique, il est possible de reconstruire une fonctionnelle des paramètres du problème pour le coût d’un seul calcul Monte Carlo [DUNN, 1981; GALTIER et collab., 2017; PENAZZI et collab., 2019].

On trouve également une littérature importante issue des propositions originelles de Mark Kac et Richard Feynman lorsque, en étendant à une plus grande classe d’opérateurs différentiels le concept d’intégrale de chemins [FEYNMAN et HIBBS, 1965; KAC, 1949], ils ouvrent la porte à l’usage de la méthode de Monte Carlo pour des problèmes initialement formulés de façon non stochastique. La dynamique du moment autour de ces questions conduit les communautés physiciennes à développer des propositions de plus en plus avancées autour de la résolution par Monte Carlo :

- de modèles couplant des physiques variées en champs, par exemple en physique des transferts thermiques où il devient envisageable de produire une seule résolution Monte Carlo pour des problèmes couplés conducto-convecto-radiatifs [CALIOT et collab., 2018, 2017a,b; EYMET et collab., 2019; FOURNIER et collab., 2015; FOURNIER et EL HAFI, 2018; IBARRART et collab., 2017, 2018a, 2019, 2018b; PENAZZI et collab., 2018] ;
- de modèles couplant des corpus de la physique de natures et d’échelles très différentes, en permettant notamment d’emboîter les phénoménologies dans une cascade portée par un unique calcul Monte Carlo. On trouvera une illustration autour des questions

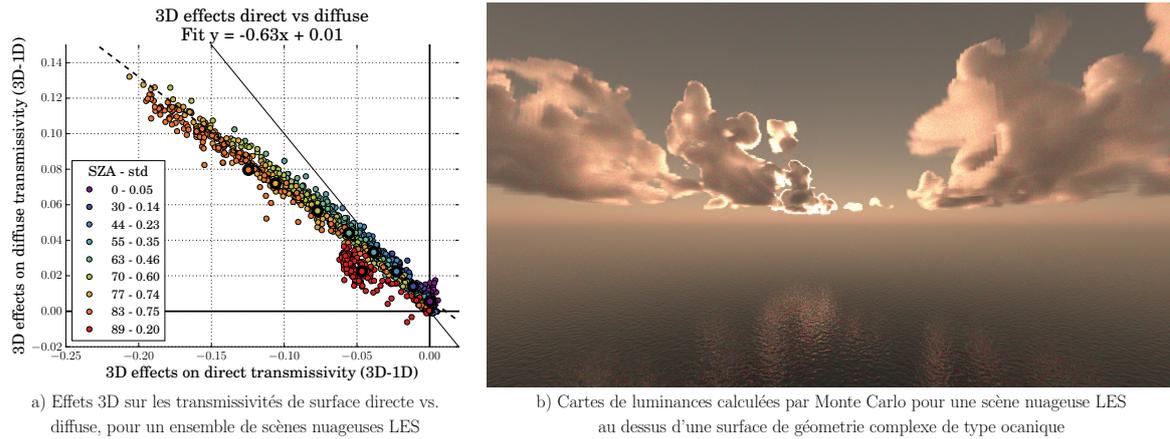


Figure 4.1 – A gauche, un exemple de calculs réalisés à l’aide du code Monte Carlo décrit à la section 4.1 permettant l’analyse des effets 3D intégrés horizontalement en surface, décomposés en effets sur les flux direct et diffus. A droite, un exemple d’image calculée par htrdr, le code de rendu basé sur des méthodes de Monte Carlo décrit à la section 4.2.

soulevées par les procédés photochimiques dans lesquels on peut emboîter du transfert radiatif, de l’électromagnétisme pour les propriétés optiques et des questions de cinétiques chimiques [DAUCHET et collab., 2013; GATTEPAILLE, 2020]

**Les questions qui créent une rupture** dans la pensée “Monte Carlo *couplés* ou *emboîtés*” sont profondément associées aux situations pour lesquelles les modèles physiques sont non linéaires. Dans ces représentations, par définition, il n’est plus possible de construire une description propagative, ce qui est équivalent à dire qu’il est impossible de penser le problème en termes de superposition. Du point de vue des méthodes statistiques, la situation a longtemps été considérée comme n’ayant pas d’autre issue que de proposer des alternatives pour lesquelles les propriétés fondamentales nécessaires à la méthodologie présentée ici ne sont plus assurées (par exemple les méthodes Direct Simulation Monte Carlo en fluide où tous les chemins doivent être suivis en même temps et le milieu doit être maillé pour pouvoir représenter les collisions entre molécules). Depuis peu différents travaux ont permis de montrer qu’il existe des alternatives descriptives qui permettent de retrouver les éléments essentiels du cadre linéaire [DIMOV, 2008; RASULOV et collab., 2004; TERRÉE et collab., 2017]. Pour le moment le niveau de généralité et de praticabilité est très partiel mais les portes sont ouvertes et les premières démonstrations dans différents domaines applicatifs constituent déjà un support de travail non négligeable [DAUCHET et collab., 2018], notamment en ce qui concerne les applications au domaine de la conversion énergétique. L’approche statistique étendue au non linéaire a déjà produit des outils de conception aboutis pour des centrales à énergie solaire concentrée<sup>1</sup> et des procédés photobioréactifs<sup>2</sup>, où l’on retrouve tous les bénéfices de l’approche en termes de complexité géométrique et de quasi-infinité des rapports d’échelle.

**La technique des *collisions nulles*** [BOEUF et MARODE, 1982; KOURA, 1986; WOODCOCK et collab., 1965] prend une place toute particulière parmi les idées avancées dans cette extension au non linéaire. Il s’agit ici de la revisite d’une idée très ancienne, mais qui jusqu’à peu avait été globalement perçue comme une “astuce” employée communément par les physiciens du transport linéaire lorsqu’ils étaient confrontés à la gestion d’hétérogénéités volumiques ou de fluctuations temporelles fortes. Comment la question d’étendre Monte Carlo au traitement des *non-linéarités* a-t-elle pu émerger de la physique du transport *linéaire* ? Par

<sup>1</sup>[http://www.laplace.univ-tlse.fr/edstar\\_demo/test/fr/platform/usecase/solar\\_power\\_plants/](http://www.laplace.univ-tlse.fr/edstar_demo/test/fr/platform/usecase/solar_power_plants/)

<sup>2</sup>[http://www.laplace.univ-tlse.fr/edstar\\_demo/test/fr/platform/usecase/photobioreactors/](http://www.laplace.univ-tlse.fr/edstar_demo/test/fr/platform/usecase/photobioreactors/)

le biais de l'expression formelle du propagateur. Dans cette expression la fonction exponentielle est appliquée à des intégrales des propriétés du milieu : typiquement la loi d'extinction exponentielle de Beer qui porte sur l'intégrale du coefficient d'extinction le long du chemin emprunté par la particule. Si les propriétés du milieu sont hétérogènes (e.g. un champ de contenu en eau liquide induisant un champ d'extinction), la question d'évaluer les intégrales correspondantes est centrale lors de l'évaluation de la solution du problème de transport linéaire lui-même. L'équation de transport est linéaire au sens de la superposition, sa solution formelle en termes d'intégrales de chemin ne l'est pas : on intègre sur l'espace des chemins une exponentielle d'une nouvelle intégrale, le long du chemin. C'est là typiquement l'objet de l'extension de Monte Carlo au non linéaire : une intégrale d'une fonction non linéaire d'une intégrale n'est pas a priori une intégrale unique et son traitement statistique n'est pas immédiat. La technique des collisions nulles permet de sortir l'intégrale de l'exponentielle et de retrouver ainsi la pensée des intégrales emboîtées associée aux sciences du linéaire.

**En parallèle de cette dynamique,** la communauté de la synthèse d'image qui s'intéresse à la visualisation de scènes virtuelles (dans un premier temps, essentiellement constituées de surfaces plongées dans un milieu transparent) forge sa propre approche du concept d'intégrale de chemins [VEACH, 1998]. Cependant, une préoccupation forte dans cette communauté est d'ordre opérationnel plutôt que conceptuel. Les réflexions élaborées autour de la gestion de la complexité venant des rapports d'échelle quasi infinis de la donnée (concept du *teapot in a stadium* ; PHARR et HUMPHREYS [2018]) mêlent des problématiques de représentation, de stockage et de structuration profondément ancrées dans l'informatique.

**Historiquement, le lancer de rayon** est utilisé pour identifier les surfaces directement visibles d'un point de vue donné [APPEL, 1968]. Le succès de la méthode tient à ce qu'elle permet d'identifier en toute généralité les surfaces intersectées le long d'une demi-droite : le lancer de rayon est fondamentalement et avant tout un opérateur généraliste d'accès à la géométrie [GRIBBLE et collab., 2016]. La communauté de la synthèse d'image l'utilise alors non seulement pour évaluer la visibilité des surfaces mais également pour simuler les interactions entre la lumière et la matière [COOK et collab., 1984; WHITTED, 1980] et plus généralement pour suivre des chemins lumineux dans une scène [KAJIYA, 1986; LAFORTUNE et WILLEMS, 1993; VEACH et GUIBAS, 1995].

**Les performances calculatoires du lancer de rayons** restent cependant particulièrement critiques ; synthétiser une image par suivi de chemins peut très vite nécessiter plusieurs centaines de millions de rayons [WELSH]. Afin d'accélérer le suivi d'un rayon dans une scène, la communauté de la synthèse d'image s'est attachée à limiter le nombre d'intersections à évaluer entre le rayon tracé et les surfaces qui constituent l'environnement. Pour ce faire, différentes structures de partitionnement de la donnée qui décrit la scène ont été proposées afin de ne tester l'intersection du rayon qu'avec les surfaces qui l'avoisinent [GLASSNER, 1989]. Il est important de noter que ces structures n'impactent en rien le résultat du lancer de rayons, seul le coût numérique de la procédure est ici concerné. Les réflexions autour du type de structure de partitionnement, leur coût mémoire, leur temps de construction [WALD et collab., 2007; WALD et HAVRAN, 2006] ou l'efficacité de leur traversée [DAMMERTZ et collab., 2008; REVELLES et collab., 2000; WALD et collab., 2001] restent des axes de recherche qui animent encore aujourd'hui cette communauté. Les propositions actuelles sont cependant suffisamment matures pour faire du lancer de rayons un outil efficace et opérationnel [WALD et collab., 2014], expliquant entre autres le basculement de l'industrie du cinéma vers les techniques de rendu par suivi de chemins [BURLEY et collab., 2018; CHRISTENSEN et collab., 2018] ou la récente introduction du lancer de rayons dans les systèmes de rendu pour le jeu vidéo.

**La prise en compte de milieux semi-transparents** reste cependant un champ de recherche bien plus ouvert. Certes, l’expertise acquise autour des structures utilisées pour partitionner les surfaces peut être ré-invoquée en l’état. Cependant, là où seuls des critères géométriques sont utilisés pour structurer les surfaces [MACDONALD et BOOTH, 1990], le partitionnement des milieux est soumis à de nouvelles contraintes et met l’accent sur des enjeux bien particuliers. En effet, les données volumiques sont par nature plus denses que les données de surfaces. Se pose alors la question fondamentale de leur occupation mémoire et très vite surgit le besoin de pouvoir traiter des données ne pouvant pas être stockées en mémoire vive [WANG et collab., 2019]. Ce type d’algorithme, dit *out-of-core* n’est certes pas propre aux milieux participants [WALD, 2004] mais devient une question cruciale pour ce type de données [TU et collab., 2003].

**La structuration d’un champ volumique** ne dit à priori rien de l’efficacité d’une procédure de lancer de rayon devant interroger ces données. Car si le partitionnement de surface élague les espaces vides, cela n’est plus possible dans le cas des milieux participants. Naïvement, un rayon traversant un milieu semi-transparent passe donc en revue l’ensemble des éléments de volume qu’il intersecte. Cependant, la relecture des *collisions nulles* proposée par la communauté du transfert radiatif [GALTIER et collab., 2013] pose un édifice théorique qui, d’un point de vue informatique, permet de séparer la représentation brute du milieu participant de la structure accélératrice utilisée pour y accéder via la procédure de lancer de rayons. La communauté de la synthèse d’image s’est très vite approprié cette proposition [KUTZ et collab., 2017; MILLER et collab., 2019; NOVÁK et collab., 2018; NOVÁK et collab., 2014] qui, à l’instar de ce qui a été fait pour les surfaces, permet de construire une structure accélératrice sur les données volumiques, et ce sans impacter la précision des calculs effectués, ce qui était impossible sans les collisions nulles. Une différence subsiste cependant entre le traitement des surfaces et des volumes. Dans le cadre des surfaces, la structure accélératrice est une “boîte noire” qui se veut indépendante d’une quelconque question physique : le raffinement de la grille dépend uniquement de la variation spatiale du nombre de surfaces. Il en est autrement pour les milieux, car ici les structures accélératrices doivent être construites sur la base de critères optiques, par exemple basés sur le champ d’extinction qui caractérise le milieu [YUE et collab., 2011]. Se dessinent alors aujourd’hui des perspectives de recherche mêlant la physique et l’informatique, où se travaillent en cohérence les algorithmes de suivi de chemin dans un milieu participant et le partitionnement des données qui décrivent ce milieu.

**Les communautés se rejoignent finalement** autour des perspectives ouvertes par la revisite des collisions nulles. De nombreux travaux récents ont exploré le cœur théorique de cette proposition afin d’en assoir la rigueur et d’en étendre la portée [BITTERLI et collab., 2018; BURLEY et collab., 2018; CHRISTENSEN et collab., 2016; EYMET et collab., 2013; GALTIER et collab., 2013; IWABUCHI et OKAMURA, 2017; KUTZ et collab., 2017; MOLNAR et collab., 2018; NOVÁK et collab., 2018; NOVÁK et collab., 2014; SZIRMAY-KALOS et collab., 2017, 2018; TREGAN et collab., 2019; VILLEFRANQUE et collab., 2019]. Dans ces travaux, on trouve souvent un affichage fort des bénéfices réciproques résultant de cet effort commun. Les répercussions applicatives sont effectivement importantes tant pour les physiciens que pour les informaticiens, qui perçoivent la structuration d’un édifice théorique dans une perspective de longue haleine.

**Ces travaux résonnent** avec les besoins relativement récents du transfert radiatif en milieux nuageux :

1. la nécessité de pouvoir simuler la propagation d’énergie dans des milieux semi-transparents hautement hétérogènes, de plus en plus complexes et détaillés, motivée par l’augmentation en résolution et taille de domaine des simulations de type LES,

2. la nécessité de pouvoir simuler la propagation d'énergie dans des milieux à géométrie complexe décrits par une grande quantité de données surfaciques, motivée par les études climatiques de plus en plus nombreuses sur l'impact de l'orographie, des canopées et des villes sur le rayonnement atmosphérique,
3. la nécessité de pouvoir gérer des couplages phénoménologiques multiples et complexes sans dégrader les différents modèles lors des couplages (thermique du bâtiment, photosynthèse, spectroscopie, prise en compte de l'impact des nuages, des aérosols, de la végétation et des bâtiments sur le rayonnement atmosphérique solaire et infrarouge) ; motivée en particulier par l'émergence des questions autour du climat urbain et par la tendance générale des modèles de climat à intégrer des phénoménologies de plus en plus nombreuses (avec à l'extrême les modèles de type Système Terre).

**Deux sections pour deux codes.** Ce chapitre est structuré autour de deux branches distinctes de développements Monte Carlo. La section 4.1 concerne le code qui a effectivement été utilisé au quotidien de mes recherches. Il est basé sur les mêmes concepts —bien que moins poussés au niveau de la mise en oeuvre informatique— qu'un second code qui est lui décrit dans la section 4.2. Dans cette seconde branche de développements, les connexions avec la recherche en synthèse d'image ont été réellement approfondies, aboutissant à une bibliothèque de transfert radiatif et à un code de rendu mis à la disposition de la communauté du rayonnement atmosphérique.

**Plan du chapitre** En section 4.1, les algorithmes de Monte Carlo utilisés dans les chapitres de la partie III sont décrits, discutés et illustrés. Ils sont basés sur des formulations à collisions nulles et implémentent une série de fonctionnalités nécessaires à l'étude des questions particulières aux effets radiatifs 3D. En parallèle, la section 4.2 présente une publication qui décrit des développements d'ordre informatique ayant émergé des avancées récentes mentionnées ci-avant. En section 4.3, des compléments à l'article sont donnés, en particulier la question de la variance des algorithmes de Monte Carlo est adressée, et des résultats de comparaison avec un code de transfert radiatif de la communauté nationale, 3DMCPOL [CORNET et collab., 2010], sont présentés.

## 4.1 Algorithmes Monte Carlo pour l'étude des effets radiatifs 3D des nuages de couche limite

Les questions radiatives qui feront l'objet des chapitres 6 et 7 ont motivé un développement continu d'outils Monte Carlo tout au long de cette thèse. Ces développements sont basés sur deux éléments méthodologiques et conceptuels :

1. les algorithmes aux collisions nulles, dont un exemple de formulation a été donné à la section 3.1.3.4 ; le fait que la donnée brute ne soit plus le support du suivi des chemins radiatifs apporte une flexibilité d'implémentation qui s'est révélée utile par exemple lors de la mise en oeuvre d'un algorithme de Monte Carlo 1D dans lequel les colonnes sont indépendantes, décrit à la section 4.1.1, ou dans l'exploration de diverses définitions du partitionnement des flux en composantes directe et diffuse, décrite à la section 4.1.2 ;
2. la reformulation intégrale, par laquelle de nouveaux algorithmes peuvent être formellement construits ; la pensée en intégrale de chemins a par exemple facilité l'implémentation d'un algorithme (décrit à la section 4.1.3) permettant d'intégrer en un unique Monte Carlo la dimension temporelle (basée sur un échantillonnage des positions solaires), en plus des dimensions angulaire (hémisphères ou sphère), spatiale (domaine horizontal) et spectrale (fréquences du spectre solaire).

Dans toute cette section, l'algorithme de base est un algorithme solaire direct classique, (les chemins sont émis au sommet de l'atmosphère), et seules les modifications de cet algorithme permettant de calculer de nouvelles grandeurs sont décrites. Des algorithmes existent ailleurs dans la communauté du rayonnement atmosphérique pour calculer ces mêmes grandeurs. Les algorithmes proposés ici sont assez peu différents. Il est difficile de déterminer comment l'immersion quotidienne dans la pensée décrite en introduction de ce chapitre a réellement impacté les analyses radiatives effectuées aux chapitres 6 et 7. Le fait d'avoir exploré les concepts et pratiqué les méthodes qui permettent la séparation donnée / suivi de chemin tout en étant tournée vers les questions scientifiques de la communauté du rayonnement en atmosphère nuageuse a cependant eu des répercussions concrètes. En effet, c'est clairement ce processus qui a permis à des réflexions menées en parallèle sur la gestion de la donnée volumique pour le suivi de chemin en milieu hétérogène d'aboutir à une proposition avancée au niveau du développement informatique, mise à disposition de la communauté atmosphérique sous la forme de bibliothèques libres et d'un code de rendu d'images photoréalistes, *High Tune : RenDeRer*. Nous y reviendrons à l'occasion de la section 4.2.

### 4.1.1 Monte Carlo 1D : colonnes indépendantes

#### 4.1.1.1 Principe

Afin d'isoler l'effet du transport horizontal sur les flux de surface et au sommet de l'atmosphère dans le but d'étudier les effets radiatifs 3D des nuages dans les chapitres 6 et 7, un algorithme de Monte Carlo de type colonnes indépendantes est implémenté. Il permet de calculer les profils verticaux de flux moyennés sur un domaine horizontal, où chaque colonne du champ nuageux est virtuellement étendue horizontalement à l'infini (comme dans par exemple [BARKER et collab. \[1999\]](#)). Ainsi, les chemins qui sont émis au sommet de l'atmosphère dans une colonne  $ij$  ne visiteront jamais les autres colonnes du domaine. Une seule simulation est effectuée et tous les chemins qui atteignent la surface contribuent au flux incident en surface, mais chaque chemin n'aura visité qu'une colonne du domaine en 1D, tandis que les chemins peuvent visiter librement (selon la physique) la totalité du domaine en 3D. Classiquement, ce type d'algorithme dit 1D ou Independent Column Approximation (ICA) est mis en oeuvre en forçant des conditions de réflexion spéculaire ou cycliques aux bords de chaque colonne du domaine. Ici, la mise en oeuvre ne construit pas de frontières entre les colonnes, mais s'appuie sur la méthode des collisions nulles. En effet, la méthode des collisions nulles permet de décorréler l'algorithme de suivi des chemins du champ d'extinction réel : les chemins sont propagés dans un milieu à collisions nulles arbitraire, par exemple complètement homogène. Le milieu réel (donnée d'origine) est uniquement sondé lorsqu'une collision est échantillonnée, afin de déterminer sa nature, nulle ou vraie. Or, ce qui change fondamentalement entre le mode 3D et le mode 1D, ce n'est pas que le suivi de chemin en soi, mais bien la donnée visitée par ces chemins. Cela signifie que grâce aux collisions nulles, on peut utiliser le même milieu arbitraire en 3D et en 1D, et ne faire la différence entre les deux modes qu'au moment d'accéder à la vraie donnée pour déterminer la nature de la collision. En 3D, la vraie donnée au lieu de la collision échantillonnée est utilisée. En 1D, la donnée au lieu de la collision *transposé horizontalement dans la colonne où le chemin a été initialement émis au sommet du domaine* est utilisée : tout se passe comme si le chemin n'avait jamais quitté cette colonne.

#### 4.1.1.2 Mise en oeuvre

Pour construire le milieu à collisions nulles, le champ d'extinction réel est homogénéisé par couches horizontales. Ici, le coefficient d'extinction uniforme dans chaque couche est le coefficient d'extinction maximum dans la couche hétérogène. Par exemple, en l'absence de gaz atmosphériques, on construira trois couches homogènes : une pour chacune des zones vides au dessus et en dessous de la couche nuageuse, et une pour la couche nuageuse. En pratique,

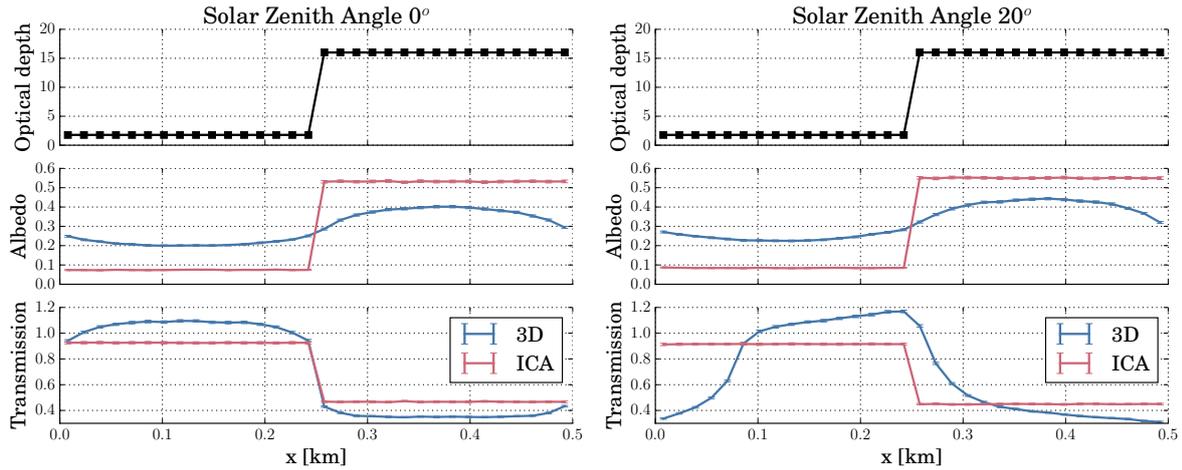


Figure 4.2 – Albedo au sommet de l’atmosphère et transmission en surface le long d’une ligne sous un nuage de type *step cloud*.

les interfaces entre couches sont repérées par des surfaces virtuelles transparentes. Ces surfaces ne modifient pas la trajectoire des chemins mais les intersectent lors du lancer de rayon surfacique. Lors de l’entrée d’un chemin au sommet du domaine, la colonne  $ij$  correspondant à sa position d’émission est écrite dans une variable. Le chemin est ensuite tracé en 3D dans le milieu à collisions nulles, homogène par couches (donc équivalent à un milieu 1D). À chaque intersection du rayon avec une surface repérant une interface entre deux couches, le coefficient d’extinction utilisé pour tirer les positions des collisions volumiques est mis à jour. Lorsqu’une collision volumique est échantillonnée, la donnée réelle correspondant au chemin 1D est lue dans le champ LES, à l’altitude de la collision, dans la colonne  $ij$ . Cette méthode fonctionne tant que le milieu de propagation (le milieu à collisions nulles) est homogène horizontalement.

#### 4.1.1.3 Illustration

Un calcul est réalisé à titre illustratif sur un champ de nuage idéalisé de type *step cloud* similaire à celui utilisé dans l’exercice d’intercomparaison I3RC. Les résultats 3D et 1D sont présentés en Figure 4.2. Pour chaque simulation, deux configurations solaires sont utilisées : l’angle solaire zénithal vaut  $0^\circ$  sur la figure de gauche et  $20^\circ$  sur la figure de droite. L’épaisseur optique de l’atmosphère gazeuse est nulle. Le nuage est constitué d’une partie optiquement fine d’épaisseur optique 1.8 et d’une partie épaisse d’épaisseur optique 16.

Dans la simulation 1D, les chemins ne peuvent pas passer de la partie épaisse à la partie fine ni inversement. Dans la simulation 3D, on retrouve l’effet de lissage radiatif connu de la littérature du rayonnement atmosphérique 3D. Cet effet mène à une sous-estimation (respectivement, sur-estimation) de l’albédo des zones optiquement minces (respectivement, optiquement épaisses) en 1D. Au sol, la transmission est supérieure à 1 sous la partie fine. Cela est dû à la fuite des chemins de la partie épaisse vers la partie fine. Quand l’angle solaire est non nul, la réflexion des chemins sur le bord de la partie épaisse s’ajoute à cet effet de fuite, et la transmission sous la partie fine est augmentée proche de la transition. La zone de faible transmission (l’ombre) augmente avec l’angle solaire, ce qui n’est pas le cas en 1D. Le Tableau 4.1 présente les albédos et transmissions moyens pour les 4 simulations. Les sur- et sous-estimations de l’albédo et de la transmission ne se compensent pas tout à fait : en moyenne, les effets 3D diminuent l’albédo à angle solaire nul et l’augmentent à angle solaire positif, et impactent la transmission de façon opposée.

Table 4.1 – Albédo et transmission [%], en 3D ou 1D (colonnes indépendantes), pour deux angles solaires zénithaux.

Simulation	SZA 0°		SZA 20°	
	Albédo	Transmission	Albédo	Transmission
3D	29.1	70.9	32.3	67.6
ICA	30.3	69.6	31.7	68.2
ICA-3D	1.2	-1.3	-0.6	0.6

## 4.1.2 Flux direct et diffus

### 4.1.2.1 Motivations

En plus du flux solaire total, la proportion de flux direct arrivant en surface est une quantité cruciale pour de nombreux systèmes : les concentrateurs solaires et panneaux photovoltaïques y sont particulièrement sensibles ; les flux diffus sont favorables au processus de photosynthèse tandis que les flux directs sont néfastes pour la végétation ; le confort thermique, en particulier des habitants de zones urbaines, en dépend également. Pour estimer la proportion de flux direct par Monte Carlo comme nous proposons de le faire dans les chapitres 6 et 7, il faut commencer par définir cette quantité. La définition la plus simple serait de considérer que tous les chemins non diffusés et non réfléchis contribuent au flux direct. Pourtant, cette définition peut ne pas être adaptée pour une quantité d'intérêt donnée.

### 4.1.2.2 Problématiques

En effet, si l'on compare des calculs produits par Monte Carlo à des observations dans le but par exemple d'inférer l'état de l'atmosphère au moment de la mesure, il est nécessaire d'adapter l'algorithme de Monte Carlo afin de reproduire la mesure de manière la plus précise possible. Par exemple, un instrument de type pyréliomètre mesure le flux solaire direct comme le flux solaire incident dans un angle solide donné autour de la direction du soleil. Ainsi, l'algorithme de Monte Carlo approprié pour une telle comparaison ne discrimine pas les chemins selon leur ordre de diffusion mais selon leur angle d'incidence lors de leur intersection avec le capteur virtuel. Dans la section 4.2.5.1, des estimations du flux direct en surface réalisées par Monte Carlo seront comparées à des résultats obtenus par un modèle de type deux flux. Évaluer la capacité d'un tel modèle à estimer la proportion de flux solaire direct en surface sous une atmosphère nuageuse nécessite également de déterminer l'algorithme de Monte Carlo adapté à la définition du flux direct telle que représentée dans le modèle approché de transfert radiatif.

### 4.1.2.3 Approximation de delta-Eddington

Comme brièvement exposé plus loin, en section 4.2.5.1, afin de corriger la trop grande réflectivité effective des nuages inhérente à la discrétisation angulaire des fonctions de phases anisotropes en deux uniques directions, les modèles à deux flux implémentent la plupart du temps une correction dite *delta-scaling*. Dans cette méthode, la fonction de phase est remplacée par une somme de deux termes : i/ une distribution de Dirac dans la direction avant, ii/ une expansion harmonique ou de Legendre à deux termes de la fonction de phase d'origine :

$$P_{\delta-Edd}(\cos \theta) = 2f\delta(1 - \cos \theta) + (1 - f)(1 + 3g' \cos \theta)$$

où  $\theta$  est l'angle de diffusion,  $f$  est la fraction d'énergie diffusée dans la direction avant et  $g'$  est le coefficient d'asymétrie de la fonction de phase tronquée, choisi tel que le moment d'ordre un de la fonction de phase est conservé. Le coefficient de diffusion  $k_s$  est également modifié,

de telle sorte que la luminance moyennée sur les angles azimutaux soit conservée :

$$k'_s = k_s \times (1 - f)$$

$$g' = \frac{g - f}{1 - f}$$

Classiquement,  $f$  est choisi tel que le moment d'ordre deux de la fonction de phase est également conservé [VAN DE HULST, 1968], soit  $f = g \times g$  lorsque la fonction de phase de Henyey-Greenstein est utilisée. Cela correspond à l'approximation dite de *delta-Eddington* [JOSEPH et collab., 1976]. Avec  $f = g$ , on obtient  $g' = 0$ , ce qui correspond à une fonction de phase isotrope, conformément à l'approximation de transport [DAVISON, 1957]. L'effet de ces transformations est de supprimer artificiellement une partie des diffusions avant, augmentant le flux direct (non diffus) en conséquence. Le partitionnement des flux totaux en leurs composantes directes et diffuses ne correspond alors plus à la définition de base qui discrimine les chemins selon leur ordre de diffusion.

#### 4.1.2.4 Correction du scaling pour les flux directs

Si JOSEPH et collab. [1976] présentent ce biais comme un potentiel avantage pour comparer des calculs à des observations, la Figure 4.3 montre, en intégrant l'énergie diffusée dans un angle solide avant d'ouverture donnée (c'est à dire, en calculant  $f$  explicitement), que le rayon d'ouverture de l'angle solide de diffusion avant correspondant à  $f = g \times g$  vaut environ  $25^\circ$ . Par l'approximation de delta-Eddington, l'énergie qui aurait été diffusée dans cet angle solide est diffusée dans la direction  $\theta = 0^\circ$ , et contribue au flux direct. Pour que cette quantification du flux direct soit équivalente à une mesure, il faudrait que l'instrument ait un angle d'ouverture d'environ  $50^\circ$ . Les pyréliomètres utilisés de nos jours ont plutôt une ouverture de l'ordre de  $5^\circ$ , soit un demi-angle autour de  $2.5^\circ$ . La Figure 4.3 montre que le facteur  $f$  adapté pour comparer un calcul deux-flux approché par delta-Eddington avec une mesure effectuée par un pyréliomètre est de l'ordre de  $f = 0.6 \times g \times g$  lorsque  $g \approx 0.86$ .

#### 4.1.2.5 Illustration

La Figure 4.4 montre différentes courbes représentant la proportion de flux direct en surface en fonction de l'angle solaire zénithal, obtenues par différents algorithmes de Monte Carlo. Les directions diffusées sont échantillonnées lors d'une interaction avec une gouttelette d'eau, à partir de la fonction de phase de Mie tabulée pour les simulations légendées **Mie**, **Mie instrument** et **Mie cut  $2.5^\circ$** , tandis qu'une fonction de phase de Henyey-Greenstein est utilisée pour les simulations légendées **HG**, **HG instrument**,  **$\delta$ -Edd scaled HG**,  **$\mathbf{f}=\mathbf{g}$** ,  **$\delta$ -Edd scaled HG**,  **$\mathbf{f}=\mathbf{g} \times \mathbf{g}$**  et  **$\delta$ -Edd scaled HG**,  **$\mathbf{f}=0.6 \times \mathbf{g} \times \mathbf{g}$** . L'approximation de delta-Eddington est implémentée dans un algorithme à collisions nulles : lorsqu'une collision est échantillonnée, le rapport de mélange en eau liquide est lu dans le champ 3D LES d'origine. Le coefficient de diffusion nuageux  $k_{s,c}$  est calculé en fonction du rapport de mélange et des propriétés de Mie interpolées à la longueur d'onde du chemin. Une routine est exécutée pour appliquer la transformation de  $k_{s,c}, g$  en  $k'_{s,c}, g'$ . Le facteur  $f$  peut valoir  $g, g^2$  ou  $0.6 \times g^2$  en fonction de la configuration de la simulation. Le coefficient d'absorption  $k_{a,c}$  ainsi que les propriétés optiques des gaz  $k_{a,g}, k_{s,g}$  ne sont jamais modifiées. La nature de la collision (nulle ou vraie), l'espèce responsable de la collision (gaz ou nuage) et le type de collision (diffusion ou absorption) sont testés à partir du coefficient de diffusion nuageux transformé,  $k'_{s,c}$ . Si une vraie diffusion nuageuse est échantillonnée, alors la direction diffusée est échantillonnée à partir de l'inverse de la cumulée de la fonction de phase de Henyey-Greenstein de paramètre  $g'$ .

Différentes définitions du flux direct sont implémentées dans les différents algorithmes de Monte Carlo utilisés :

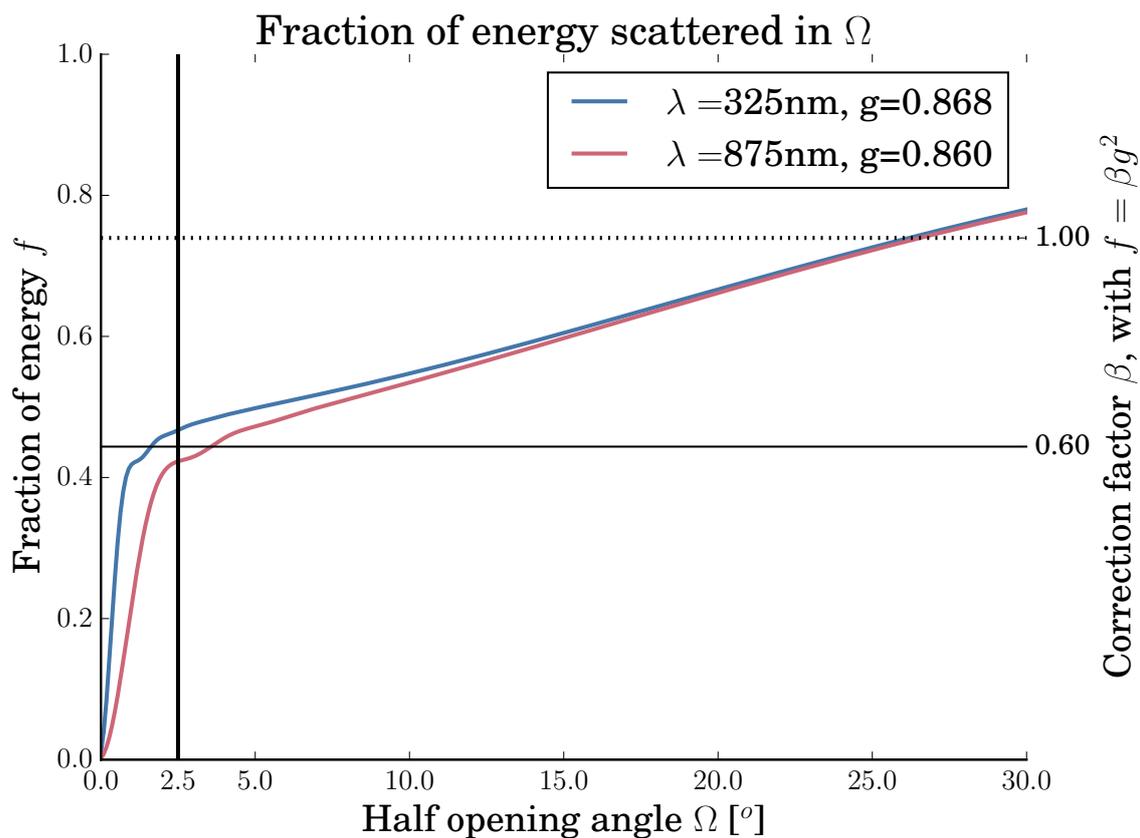


Figure 4.3 – Proportion de l'énergie diffusée par la fonction de phase de Mie, pour deux longueurs d'onde du spectre solaire, dans un angle solide avant de demi ouverture  $\Omega$ , en fonction de  $\Omega$ . L'axe gauche donne cette proportion  $f$  et l'axe droit donne le facteur  $\beta$  tel que la proportion  $f$  vaut  $\beta \times g^2$  pour  $g=0.86$ . Ce calcul a été réalisé à partir des données de Mie calculées au préalable et utilisées dans tous les calculs de transfert radiatif de cette thèse. Les données de Mie en question sont intégrées sur une distribution de taille de goutte lognormale de rayon effectif  $10 \mu\text{m}$ .

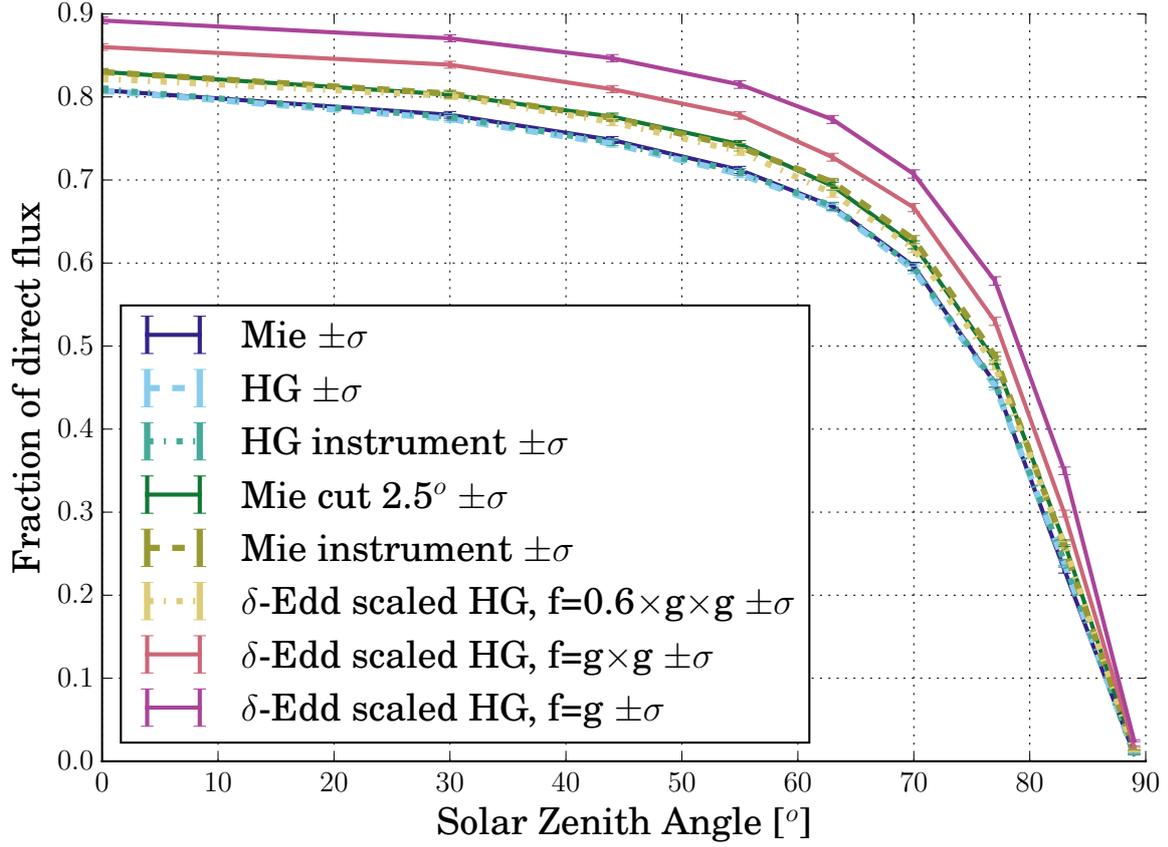


Figure 4.4 – Proportion de flux *direct* en fonction de l’angle solaire zénithal, estimée par différents algorithmes de Monte Carlo utilisant des fonctions de phase de Mie ou de Henyey-Greenstein, avec ou sans approximation de delta-Eddington, et pour différentes définitions du *direct*. Un calcul de Monte Carlo a été effectué pour chaque angle solaire, chacun avec 100 000 réalisations. Le champ nuageux est le même qu’à la section 4.2.5.1

- Dans les simulations **Mie**, **HG**, **δ-Edd scaled HG**, **δ-Edd scaled HG,  $f=g \times g$**  et **δ-Edd scaled HG,  $f=0.6 \times g \times g$** , les chemins contribuent au flux direct s’ils n’ont jamais été diffusés ni réfléchis.
- Dans les simulations **Mie instrument** et **HG instrument**, les chemins contribuent au flux direct si leur angle incident en surface appartient à l’angle solide de demi angle  $2.5^\circ$  orienté en direction du soleil.
- Dans la simulation **Mie cut  $2.5^\circ$** , les chemins contribuent au flux direct s’ils n’ont jamais été diffusés ni réfléchis ; lors d’une diffusion, si l’angle diffusé échantillonné est inférieur à  $2.5^\circ$ , la diffusion est considérée comme nulle : l’ordre de diffusion n’est pas incrémenté et le chemin continue dans la direction incidente avant collision.

#### 4.1.2.6 Analyse

Ces différentes simulations permettent d’évaluer la sensibilité de l’estimation de flux direct à différents facteurs. La fonction de phase utilisée ne modifie pas la proportion de chemins diffusés au moins une fois : le fait d’être diffusé au moins une fois ne dépend pas de la fonction de phase mais de l’épaisseur optique du milieu le long du rayon. Par contre, la proportion de chemins qui atteignent la surface dans un angle solide  $\Omega_s^{2.5}$  de  $\pm 2.5^\circ$  autour de la direction du soleil est plus importante avec la fonction de Mie qu’avec celle de Henyey-Greenstein. Lorsque la fonction de phase de Henyey-Greenstein est utilisée, la proportion de chemins

n'ayant jamais été diffusés ni réfléchis est la même que la proportion de chemins incidents en surface dans l'angle solide  $\Omega_s^{2.5}$ .

Les simulations **Mie cut 2.5°** et **Mie instrument** montrent que pour évaluer la proportion de flux direct, il est équivalent i/ de ne pas réaliser les événements de diffusion échantillonnés dans un intervalle angulaire  $\theta \in [-2.5^\circ, 2.5^\circ]$  et de compter les contributions des chemins n'ayant jamais été diffusés (donc, y compris les contributions des chemins qui auraient dû être diffusés au moins une fois dans l'intervalle  $[-2.5^\circ, 2.5^\circ]$ ) ou ii/ de réaliser tous les événements de diffusion et de compter comme contributions au flux direct celles des chemins incidents à la surface dans l'angle solide  $\Omega_s^{2.5}$ . Même si quasiment la moitié des diffusions sont échantillonnées dans un petit intervalle angulaire dû au pic de la fonction de phase de Mie, le chemin peut être dévié de la direction solaire de manière significative dès qu'il vit un nombre de diffusions suffisamment élevé. Ici, le flux direct vu par la surface dans les simulations **Mie instrument** et **Mie cut 2.5°** est quasiment le même. Il semble donc que les chemins incidents à la surface dans l'angle solide  $\Omega_s^{2.5}$  soient plutôt les chemins ayant vécu zéro ou peu d'évènements de diffusion, en accord avec la faible couverture nuageuse de la scène nuageuse considérée.

L'approximation de delta-Eddington introduit bien un biais menant à la surestimation du flux direct. Si la référence est la simulation **Mie instrument**, l'approximation de transport surestime le flux direct en surface d'environ  $28 \text{ W.m}^{-2}$  en moyenne sur les valeurs calculées (25 % de la référence en moyenne) et l'approximation de delta-Eddington classiquement utilisée surestime le flux direct en surface d'environ  $14 \text{ W.m}^{-2}$  (12 % de la référence en moyenne). La correction du facteur  $f$  telle que déterminée à la lecture de la Figure 4.3 ( $f = 0.6 \times g^2$ ) permet de réduire cet écart à  $-2 \text{ W.m}^{-2}$  (-1 % de la référence en moyenne).

#### 4.1.2.7 Discussion

Les algorithmes de Monte Carlo sont suffisamment flexibles pour adapter la définition du flux direct au problème d'intérêt. Cela dit, les développements présentés plus haut dans cette section permettraient d'intégrer directement la géométrie de surface (végétation, ville ou système énergétique) dans la scène atmosphérique où est propagé le rayonnement solaire. Ce couplage impliquerait de coder un algorithme de Monte Carlo pour chaque type de problématique de surface (mais pas pour différentes géométries appartenant à une même famille de problèmes grâce aux abstractions implémentées dans la bibliothèque, qui permettent de séparer les algorithmes des données). Toutefois, il aurait l'avantage

- de ne pas faire d'approximation ou de compromis sur la définition du flux direct : chaque chemin contribue à un observable donné par son poids et non pas selon un critère arbitraire défini à l'avance.
- de ne pas perdre d'information à l'interface entre l'atmosphère et la surface : la surface ne reçoit pas un flux moyen mais la distribution d'énergie portée directement par les chemins échantillonnés
- de propager proprement les incertitudes de Monte Carlo liées au sous-échantillonnage statistique de l'espace des chemins, en combinant la variance liée à la diffusion multiple, à l'échantillonnage spectral, etc. à la variance liée à l'échantillonnage de la géométrie de surface, voire à d'autres types de phénoménologies si le couplage est également fait au niveau des processus.

### 4.1.3 Intégration temporelle et latitudinale

#### 4.1.3.1 Motivation

Si pour mieux comprendre les interactions nuage – rayonnement à l'échelle des processus, il convient d'étudier la dépendance des observables radiatives à l'angle solaire zénithal, des

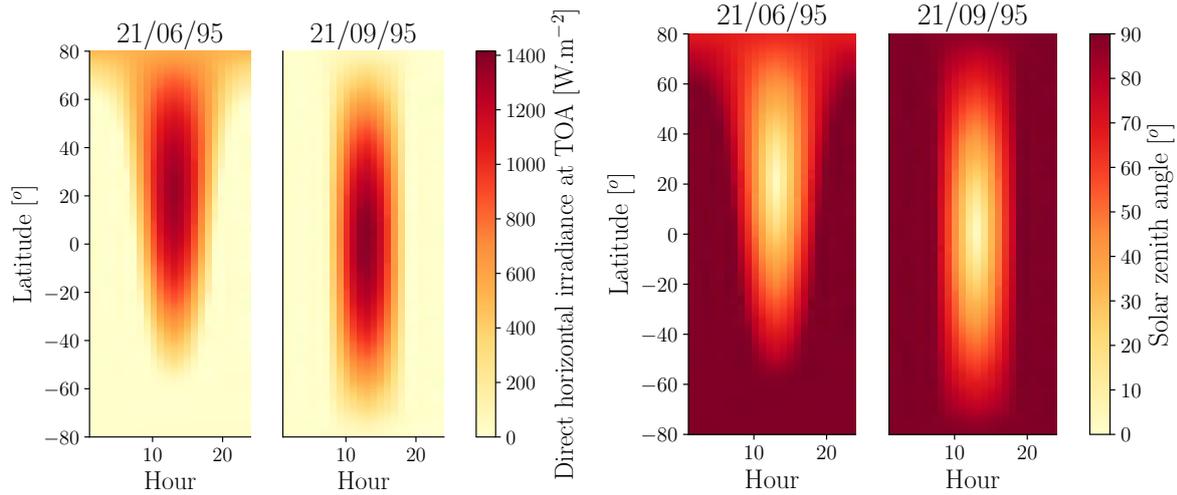


Figure 4.5 – Données solaires utilisées pour l’intégration temporelle par Monte Carlo. Gauche : luminance horizontale incidente au sommet de l’atmosphère ; droite : angle solaire zénithal ; en fonction de la date en abscisse et de la latitude en ordonnées.

quantités énergétiques, intégrées dans le temps, sont plus pertinentes à l’échelle climatique. Dans cette thèse, on souhaite évaluer l’effet du transport 3D de l’énergie solaire sur les bilans radiatifs en surface et au sommet de l’atmosphère, afin de déterminer s’il est essentiel de les représenter dans les modèles de grande échelle. On a pour cela besoin d’un algorithme de Monte Carlo capable de résoudre le transfert radiatif intégré temporellement sur le cycle diurne, l’année ou une période climatique donnée.

#### 4.1.3.2 Principe

Comme on l’a dit, l’un des avantages des méthodes de Monte Carlo est que le temps de calcul est souvent insensible à la dimension du domaine d’intégration : ajouter une variable d’intégration ne requiert pas de discrétiser la dimension pour faire des calculs indépendants en chaque point de quadrature. L’intégration temporelle par Monte Carlo est combinée à l’intégration spectrale, angulaire, sur l’ordre de diffusion, etc. L’algorithme de Monte Carlo est le même que celui décrit en section 4.2.5.1 : un algorithme dans lequel les chemins sont émis au sommet de l’atmosphère, dans la direction opposée au soleil, et sont potentiellement multidiffusés et absorbés à la traversée de l’atmosphère nuageuse. Lors de l’intégration temporelle, l’atmosphère n’évolue pas (cette hypothèse est statistiquement raisonnable sur océan où les nuages de couche limite ont des caractéristiques assez stationnaires). Seule la source solaire évolue au cours du temps. Des tables de données solaires sont produites à partir du module Python `pyEphem` et écrites au format `netCDF`. La Figure 4.5 illustre pour deux journées en juin et septembre, la luminance horizontale incidente au sommet de l’atmosphère et l’angle solaire zénithal, en fonction de la date et de la latitude.

#### 4.1.3.3 Mise en oeuvre

L’algorithme de Monte Carlo utilise cette donnée pour échantillonner la dimension temporelle. À chaque émission, un instant est échantillonné et la position du soleil et son intensité lumineuse sont calculées en conséquence. Le chemin est émis dans la direction solaire, avec un poids initial correspondant à la luminance du soleil au sommet de l’atmosphère. L’échantillonnage temporel suit une procédure qui dépend de la configuration de la simulation. Dans le chapitre 6, deux configurations seront utilisées :

1. Le calcul peut être effectué classiquement pour une direction solaire imposée par des angles azimutaux et zénithaux donnés, auquel cas le Direct Normal Irradiance (DNI)

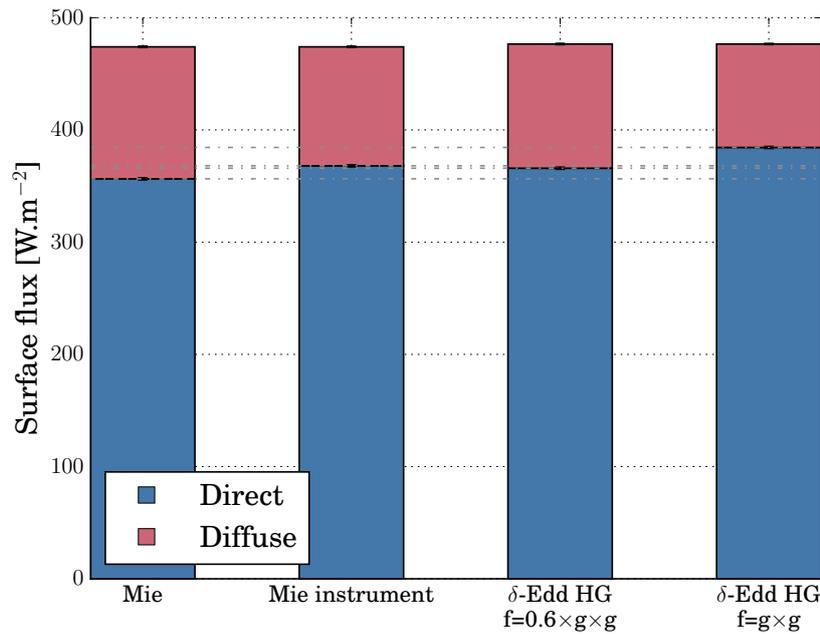


Figure 4.6 – Flux en surface pour quatre simulations, intégrés sur la journée du 21 juin 1995 à la latitude 0, décomposés en flux directs et diffus.

vaut par défaut  $1368.14395 \text{ W.m}^{-2}$ .

- Le calcul peut être intégré sur l'ensemble des dates de la table, à une latitude donnée. Dans ce cas, chaque chemin commence par échantillonner la cumulée inverse du Direct Horizontal Irradiance (DHI, le DNI pondéré par le cosinus de l'angle solaire incident) fonction du temps à la latitude donnée. Une probabilité nulle est ainsi associée aux instants nocturnes, et la densité de probabilité est maximale autour du midi solaire local. La direction du soleil est calculée par interpolation linéaire à l'instant échantillonné. Le poids initial du chemin est le DHI moyen sur la période d'intégration.

D'autres configurations sont possibles comme par exemple l'intégration simultanée sur les dates et les latitudes, ou le calcul instantané pour une position solaire déterminée à partir d'une date et d'une latitude choisies.

#### 4.1.3.4 Illustration

La Figure 4.6 présente, pour quatre des simulations présentées à la section 4.1.2, **Mie**, **Mie instrument**, **δ-Edd HG, f=0.6×g×g** et **δ-Edd HG, f=g×g**, la décomposition du flux total en ses composantes directes et diffuses, intégrées sur la journée du 21 juin 1995, à l'équateur (latitude =  $0^\circ$ ). Les valeurs estimées des flux totaux et directs sont données dans le Tableau 4.2. Comme à la section précédente, ces calculs montrent que la simulation utilisant l'approximation de δ-Eddington corrigée (**δ-Edd HG, f=0.6×g×g**) est la plus proche de la cible (**Mie instrument**) que les simulations **Mie** ou **δ-Edd HG, f=g×g** : la correction proposée permet bien de reproduire un flux virtuellement observé par un pyréliomètre.

Table 4.2 – Flux totaux et directs en  $\text{W.m}^{-2}$ , intégrés sur une journée. L’erreur sur le flux direct est définie par rapport à la simulation de contrôle, Mie instrument.

Simulation	Flux total	Flux direct	Erreur flux direct
Mie	474.0	356.4	-11.6
Mie instrument	474.0	368.0	–
$\delta$ -Edd HG, $f=0.6 \times g \times g$	476.5	365.9	-2.1
$\delta$ -Edd HG, $f=g \times g$	476.5	384.4	16.4

## 4.2 Article. A Path-tracing Monte Carlo Library for 3D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres

Cette section présente les développements informatiques qui ont été menés en parallèle des développements algorithmiques présentés ci-avant. Comme déjà mentionné, ces développements ont été publiés dans un article qui est donné ici dans sa version originale.

Villefranche, N., Fournier, R., Couvreur, 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, *J. Adv. Model. Earth Syst.*, 11, 2449– 2473. doi:<https://doi.org/10.1029/2018MS001602>.

### Abstract

Interactions between clouds and radiation are at the root of many difficulties in numerically predicting future weather and climate and in retrieving the state of the atmosphere from remote sensing observations. The broad range of issues related to these interactions, and to three-dimensional interactions in particular, has motivated the development of accurate radiative tools able to compute all types of radiative metrics, from monochromatic, local and directional observables to integrated energetic quantities. Building on this community effort, we present here an open-source library for general use in Monte Carlo algorithms. This library is devoted to the acceleration of ray-tracing in complex data, typically high-resolution large-domain grounds and clouds. The main algorithmic advances embedded in the library are related to the construction and traversal of hierarchical grids accelerating the tracing of paths through heterogeneous fields in null-collision (maximum cross-subsection) algorithms. We show that with these hierarchical grids, the computing time is only weakly sensitive to the refinement of the volumetric data. The library is tested with a rendering algorithm that produces synthetic images of cloud radiances. Other examples of implementation are provided to demonstrate potential uses of the library in the context of 3D radiation studies and parameterization development, evaluation and tuning.

### 4.2.1 Introduction

Radiative transfer, within the scope of atmospheric science, describes the propagation of radiation through a participating medium: the atmosphere, bounded by the Earth’s surface. While many components of the Earth system interact with radiation, clouds play a key role because of their strong impact (globally cooling the Earth) [RAMANATHAN et collab., 1989], their high frequency of occurrence [ROSSOW et DUEÑAS, 2004] and their inherent complexity in both space and time [DAVIS et collab., 1994]. Radiation and its interactions with clouds are involved in various atmospheric applications at a large range of scales: from the Earth’s energy balance and cycle relevant to numerical weather predictions [HOGAN et collab., 2017] and climate studies [CESS et collab., 1989; DUFRESNE et BONY, 2008] to the inhomogeneous heating and cooling rates that modify dynamics and cloud processes at small scales [JAKUB

et MAYER, 2017; KLINGER et collab., 2019, 2017], and to the retrieval of atmospheric state and properties from radiative quantities such as photon path statistics, spectrally resolved radiances and polarized reflectances [CORNET et collab., 2018], observed by both active and passive remote sensors.

The three-dimensional (3D) radiative models developed in atmospheric science represent the interactions between clouds and radiation very accurately, but one-dimensional (1D) models are preferred in operational contexts for their simplicity and efficiency. This is a demonstratedly poor approximation in cloudy conditions [BARKER et collab., 2015, 2003], particularly in broken cloud fields, where cloud sides play an important role in the radiative fluxes' distribution and divergence, as they account for a large portion of the interface between clouds and clear air [BENNER et EVANS, 2001; DAVIES, 1978; HARSHVARDHAN et collab., 1981; HINKELMAN et collab., 2007; KATO et MARSHAK, 2009; PINCUS et collab., 2005]. A large-scale parametrization for 3D effects was recently developed [HOGAN et collab., 2019, 2016; HOGAN et SHONK, 2013; SCHÄFER et collab., 2016], leading to the very first estimation of the broadband, global 3D radiative effect of clouds (around 2 W/m<sup>2</sup> after SCHÄFER [2016]). Approximate radiative models representing 3D effects at smaller scales are also available for high-resolution atmospheric models [JAKUB et MAYER, 2015; KLINGER et MAYER, 2016; MARSHAK et collab., 1998; VÁRNAI et DAVIES, 1999; WAPLER et MAYER, 2008]. These advances were made possible by the long-term efforts of a pioneering group of cloud-radiation scientists who, over the past forty years, have been developing and using reference 3D radiative transfer models to analyze and document cloud-radiation 3D interactions (see DAVIS et MARSHAK [2010]; MARSHAK et DAVIS [2005] and references therein). These 3D models can be divided into two categories: those using deterministic approaches (e.g. the Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method; EVANS [1998]) and those using statistical approaches, i.e. Monte Carlo (MC) methods [MARCHUK et collab., 1980a]. Our proposal builds upon one of the major strengths of MC models: that the computing time is only weakly sensitive to the size of the geometrical and spectral dataset.

The theoretical reasons for this weak sensitivity were identified early on (e.g. in MARSHAK et collab. [1995]), but it is only quite recently that Monte Carlo codes have been able to handle highly refined cloud fields such as those produced by today's high-resolution atmospheric models (with typically hundreds of millions to a few billions grid points). This new capability has paved the way for numerous applications in atmospheric science (see e.g. IWABUCHI et OKAMURA [2017]) and beyond. For example, the cinema industry has recently started to make use of Monte Carlo for the physically-based rendering of cloudy scenes [KUTZ et collab., 2017]. BRISC et CIONI [2019] have used path-tracking physically-based software from the computer graphics community to render a video of a large-domain simulation produced by the ICON Large-Eddy Model (LEM) at 625m resolution. Since computing costs increase only linearly when adding integration dimensions (even for nonlinear processes, see DAUCHET et collab. [2018]), energy engineers are now considering combining solvers of cloud radiation and solvers of large scale energy systems such as cities and solar plants into one single Monte Carlo algorithm [DELATORRE et collab., 2014]. Altogether, observational, meteorological and climatic needs in atmospheric sciences, as well as similar requirements in other sciences, have motivated a community effort toward the practical handling of cloudy scenes of steadily increasing size and resolution. Along the lines of the continuous development of Monte Carlo codes since the 1960s [COLLINS et WELLS, 1965; CORNET et collab., 2010; IWABUCHI et KOBAYASHI, 2006; MARCHUK et collab., 1980b; MARSHAK et collab., 1995; MAYER, 2009; PINCUS et EVANS, 2009], we attempt to contribute here with:

1. connections to the literature and practices of the computer graphics community, and
2. a freely-available C library for general use in Monte Carlo problems involving large cloud scenes above complex surfaces.

Although we also present a rendering code implemented using the library, we do not wish

to focus on this particular example, but rather on the library itself, which is designed to facilitate the coding of a wide diversity of Monte Carlo algorithms while taking advantage of recent developments in computer graphics. In today’s path-tracing Monte Carlo codes, complicating the ground description has no significant impact on the computing time. We show that by using the null-collision method (known in atmospheric science as Maximum Cross Section, [MARCHUK et collab., 1980b]) together with computer science advances in the handling of large geometric data, computing time insensitivity can also be reached when increasing the cloud field resolution.

Section 4.2.2 briefly recalls the principle of the acceleration grids used to achieve the insensitivity of computing times to ground resolution and explains why, until very recently, the same techniques could not be directly applied to volumes. Section 4.2.3 describes a new, free library, the purpose of which is to facilitate the implementation of Monte Carlo algorithms by providing tools for handling large amounts of data. The algorithmic advances embedded in the library, which are at the heart of our proposal, are i/ the construction of hierarchical grids for accelerating ray tracing in both surfaces and volumes, and ii/ the filtering functions used as an abstraction to allow strict separation of the ray-tracing procedure from the Monte Carlo algorithm itself. It is demonstrated in Section 4.2.4 that the objective of achieving a computing time insensitive to cloud field resolution is reached. This is illustrated using a rendering algorithm that produces synthetic images (fields of radiances) of scenes representing cloudy atmospheres, which we apply to a variety of cloud fields: stratocumulus, cumulus and congestus. In the last subsection, the present work is summarized, other examples of Monte Carlo codes implemented with the library and dedicated to the study of 3D radiative effects of clouds are mentioned (Section 4.2.5.1), and the technical state of the library, along with its current limitations, are discussed (Section 4.2.5.2).

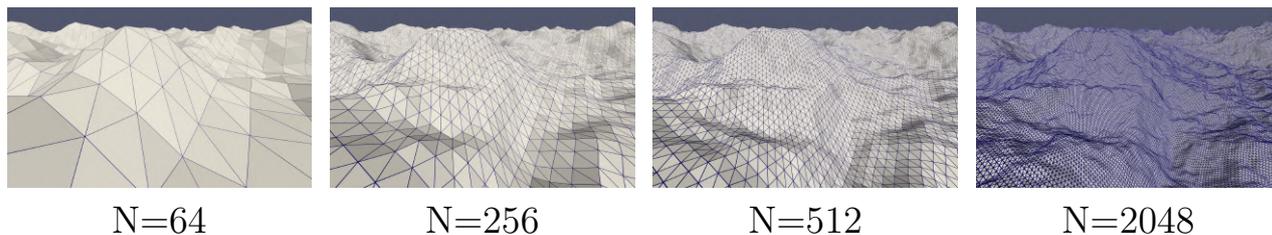
## 4.2.2 Acceleration Grids for Large Surface and Volume Datasets

First, we present the principle of acceleration structures for efficient ray-tracing in surfaces, a common practice in the field of computer graphics. Since most Monte Carlo codes remain sensitive to the size and refinement of the volume description due to the nonlinearity of Beer’s extinction law, the end of this subsection is devoted to the well-established family of null-collision algorithms (NCAs), presented here as a way to bypass this nonlinearity [GALTIER et collab., 2013], thus opening the door to acceleration grids for volumes as well. To the best of our knowledge, the most advanced proposal along these lines in the field of cloud radiation is in IWABUCHI et OKAMURA [2017]. However, while they use NCAs in acceleration grids, they do not achieve insensitivity of computing times to the resolution of the volumetric data. With distinct applicative objectives, strong efforts have also been made by the film industry, especially by Disney Research, which revisited NCAs and transformed them into a validated industrial practice [KUTZ et collab., 2017; NOVÁK et collab., 2018; NOVÁK et collab., 2014].

### 4.2.2.1 Why Can Monte Carlo Codes Be Insensitive to the Complexity of Ground Surfaces?

Monte Carlo codes simulating radiation above a highly refined ground surface (discretized as millions of triangles) must find the triangle that intersects the current ray, if any. This is a quite simple geometric problem, but speed requirements have motivated the development and use of acceleration structures to increase the efficiency of ray-tracing (see Appendix 4.2.A.1 for a brief historical description). The triangles are represented in memory in such a way that only the rays’ neighboring triangles need be checked for intersection. In practice, there is a pre-computation phase in which the triangles are virtually gathered into bounding boxes. When a ray is traced into the scene, only the triangles inside the crossed bounding boxes are tested for intersection. When dealing with large numbers of triangles, any such strategy reduces the computing time drastically by comparison with systematic testing of all the triangles in

a) Ground geometries representing orography using  $2 \times N \times N$  triangles



b) Relative rendering time of scenes of increasing complexity

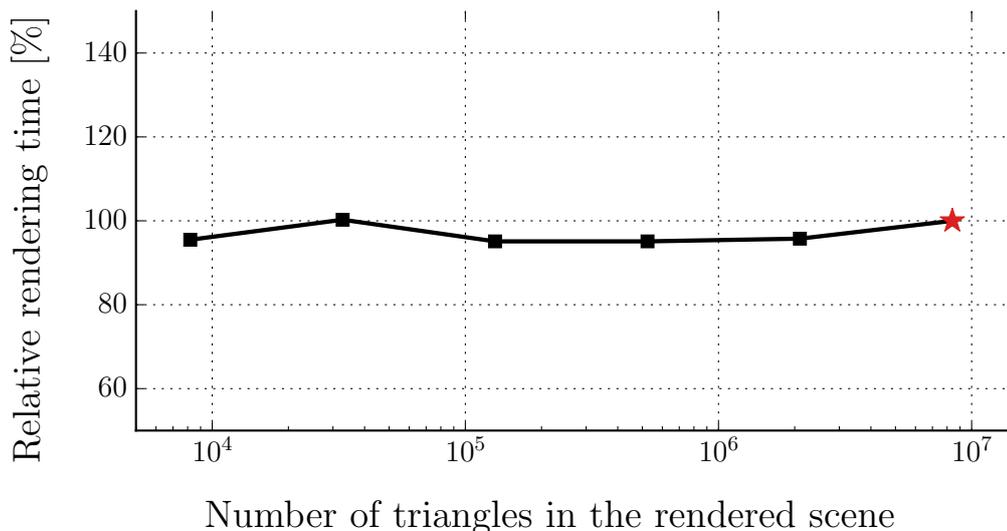


Figure 4.7 – Scenes with ground surfaces of increasing complexity are rendered to illustrate the insensitivity of computing times to the resolution of the surface. The BOMEX scene that was used is described in Table 4.5. a) Surfaces representing orography are described with an increasing number of triangles. In this and the following computations, orography is generated using an algorithm based on the Perlin Noise model [PERLIN, 1985]. b) Rendering time as a function of the number of triangles used to describe the surface, relative to the rendering time of the scene using the most refined surface (red star,  $2 \times 2048 \times 2048$  triangles).

the scene. However, quite sophisticated acceleration structures were required before the cost of ray-tracing procedures became fully independent of the number of triangles in the scene. It is the hierarchical nature of the acceleration structures that allows the computing time to be insensitive to the complexity of the ground description (see Figure 4.7). Such structures are made of coarse bounding boxes that are recursively subdivided when they include too many triangles, yielding an adapted multi-level subdivision of space. They are now well documented, and numerous libraries are available for rapid implementation.

#### 4.2.2.2 The Nonlinearity of Beer’s Extinction Forbids the Straightforward Use of Acceleration Grids for Volumes

An entirely new difficulty arises when addressing the same question of how to handle large amounts of data, but now in describing the state of the atmosphere. In high-resolution simulations, e.g. Large Eddy Simulations (LES), the atmosphere is typically discretized into millions of elementary sub-volumes. According to Beer’s law of extinction, the optical depth  $\tau$ , which is nothing more than a one-dimensional integral of the extinction coefficient  $k$  along the line of sight  $s$ , is used to sample the next-collision location. In the Monte Carlo context, evaluating such an integral in a heterogeneous  $k$  field should only imply that a distance  $l_i$  be

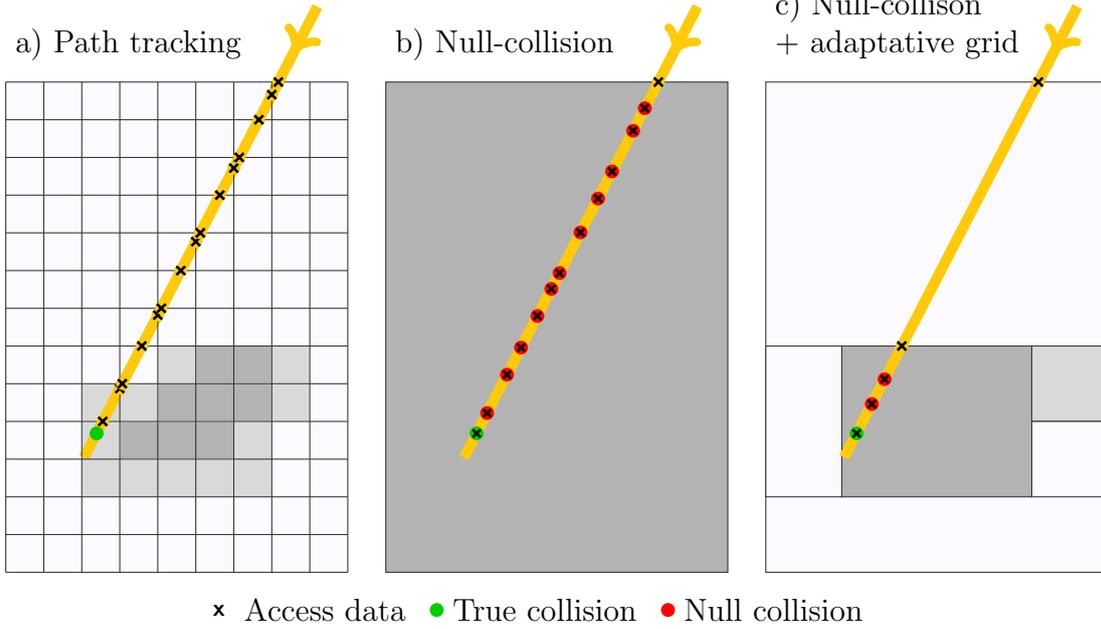


Figure 4.8 – Two unbiased free-path sampling algorithms illustrated on a schematic 2D cloud field. Shades of gray represent the density of colliders in each cell. The thick yellow line represents a ray traced in the field. In both methods, data are accessed in each intersected cell. In *path tracking* (a), the cost of the traversal is fully dependent on the original data resolution. In *null-collision* (b and c), coarser effective resolution is achieved by adding fictitious colliders in parts of the domain so as to make it homogeneous (b) or homogeneous-by-parts (c). The free-paths are sampled from the resulting modified field with two main consequences: i/ the effective density of colliders is overestimated in some parts of the domain, which is counterbalanced by rejecting some of the sampled collisions (yielding null collisions in red), and ii/ the cost of the traversal is decreased and no longer depends on the original resolution. c) is a possible compromise between the two extreme strategies presented in a) and b).

randomly sampled along the line of sight (e.g. uniformly):

$$\tau_s = \int_0^s k(\mathbf{x}_l) dl = \int_0^s \frac{dl}{s} \{k(\mathbf{x}_l)\} s \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k(\mathbf{x}_{l_i}) s \quad (4.1)$$

$N$  is a large number of realizations and  $\mathbf{x}_l$  is a point location at distance  $l$  along  $s$ . The corresponding data-access difficulties are then reduced to retrieving the extinction coefficient at the sampled  $\mathbf{x}_{l_i}$  locations, and this could be efficiently achieved by using an appropriate memory representation of the elementary volumes, i.e. acceleration grids (regular grids being one example of such).

However, this simple integral over the extinction coefficient cannot be statistically combined with the other integrals over photon-paths  $\gamma$  (over scattering angles, wavelengths, etc) because it appears inside Beer's exponential. The nonlinearity of the exponential imposes that  $\tau$  be evaluated either in a deterministic way (abandoning the Monte Carlo approach for this part of the algorithm) by successively crossing the elementary volumes as in Figure 4.8-a), or by using a nonlinear Monte Carlo approach to handle these two nonlinearly combined integrals simultaneously. Until recently, reported attempts to extend Monte Carlo to nonlinearly combined processes were scarce [DAUCHET et collab., 2018]. The deterministic approach, intrinsically resolution-dependent, has often been retained.

### 4.2.2.3 Null-collision Algorithms and Their Integral Formulation Counterparts

The technique of Maximum Cross-Section [MARCHUK et collab., 1980a], or null-collision algorithms as referred to in this paper, is an unbiased technique (no approximation is introduced, COLEMAN [1968]) that has been known since the origin of Monte Carlo in all fields of particle transport physics, but which has essentially been considered as a trick to avoid the heavy coding of crossing elementary volumes one after the other. It is only very recently that these algorithms were theoretically analyzed as a way to bypass the difficulties associated with the nonlinearity of Beer's extinction and to integrate the heterogeneities of  $k$  along the path as part of the Monte Carlo integration itself [GALTIER et collab., 2013]. Before discussing these NCAs in terms of acceleration potentials, let us first describe a simple example: a null-collision Monte Carlo algorithm evaluating the direct monochromatic transmitted solar radiation at a location  $\mathbf{x}_0$  through a cloudy atmosphere above a complex surface. The sun direction  $\omega$  is computed from solar zenith and azimuth angles. We retain a backward algorithm in which the direct transmissivity  $T(\mathbf{x}_0, \omega)$  is estimated by sampling  $N$  radiative paths toward the sun, evaluating a transmissivity weight  $w$  for each path and letting  $T(\mathbf{x}_0, \omega) \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i$ . As per the null-collision approach, virtual particles (colliders) defining a field of null-collision extinction coefficient  $k_n$  are added such that the transformed medium of extinction coefficient  $\hat{k} = k + k_n$  is entirely homogeneous. This is illustrated in Figure 4.8-b). Beer's law is then used to sample the collision locations in the homogeneous  $\hat{k}$ -field. If no collision occurs before reaching the top of atmosphere, then  $w = 1$ . If a collision occurs at location  $\mathbf{x}_s$ , then the collision type is sampled. If the collision is a true collision, then  $w = 0$ . Otherwise the path is continued from  $\mathbf{x}_s$  in a recursive manner. The resulting algorithm is the following:

1. Set  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0$ .
2. Trace a ray in the scene as if the volume were empty, originating from  $\mathbf{x}$  in the direction  $\omega$ , until either a surface is intersected or the ray reaches the top of the atmosphere (TOA).
3. If a surface is intersected, return  $w = 0$  (the ground is opaque).
4. If no surface is intersected, trace a ray in the homogeneous  $\hat{k}$  volume:
  - (a) Compute  $\hat{\tau}_L = \hat{k}L$  where  $L$  is the distance from  $\mathbf{x}$  up to the TOA in direction  $\omega$ .
  - (b) Sample an optical thickness  $\hat{\tau}_s$  according to Beer's extinction.
  - (c) If  $\hat{\tau}_s > \hat{\tau}_L$ , no collision is detected: return  $w = 1$ .
  - (d) If  $\hat{\tau}_s < \hat{\tau}_L$ , a collision is detected: set  $s = \frac{\hat{\tau}_s}{\hat{k}}$ , move to the collision location  $\mathbf{x}_s = \mathbf{x} + s\omega$  and access the local value  $k(\mathbf{x}_s)$  of the field of extinction coefficient.
  - (e) Sample a random number  $\epsilon$  uniformly in the unit interval in order to decide between a true and a null collision.
  - (f) If  $\epsilon < \frac{k(\mathbf{x}_s)}{\hat{k}}$  the collision is true: return  $w = 0$ .
  - (g) If  $\epsilon > \frac{k(\mathbf{x}_s)}{\hat{k}}$  the collision is null: proceed to step 5.
5. Set  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_s$  and loop to step 4.

This algorithm has the following rigorous counterpart in terms of integral formulation (writing  $T(\mathbf{x}_0, \omega)$  as an expectation [DAUCHET et collab., 2013; DELATORRE et collab., 2014; EYMET et collab., 2005]):

$$\begin{aligned}
 T(\mathbf{x}_0, \omega) = & \int_0^\infty \overbrace{d\hat{\tau}_s \exp(-\hat{\tau}_s)}^{(b)} \left( \overbrace{\mathcal{H}(\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_L)\{1\}}^{(c)} \right. \\
 & \left. + \overbrace{\mathcal{H}(\hat{\tau}_L - \hat{\tau}_s)}^{(d)} \left( \overbrace{\frac{k}{\hat{k}}\{0\}}^{(f)} + \underbrace{\left(1 - \frac{k}{\hat{k}}\right)\{T(\mathbf{x}_s, \omega)\}}_{(g)} \right) \right) \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

where  $\mathcal{H}$  is the Heaviside function. Braces indicate connections with the steps described above in order to highlight the one-to-one equivalence between the formulation and the algorithm. One of our primary motivations when designing the library was to facilitate a back and forth practice from one of these viewpoints to the other: designing an algorithm by working on the integral formulation and analyzing/modifying an existing algorithm by first translating it into its integral expression (the expectation of the Monte Carlo estimator).

A typical example of such a practice is the question of evaluating the sensitivity of radiative metrics to uncertain optical parameters (the Jacobian matrix), with implications for data assimilation, atmospheric state retrievals, and analysis of the (3D) interactions between radiation and atmospheric or surface properties. The starting point is an existing Monte Carlo algorithm, which evaluates a given metric, e.g. the direct transmissivity  $T(\mathbf{x}_0, \omega)$  in the above example. The objective is to transform the algorithm so that it simultaneously evaluates the derivative  $\partial_\pi T(\mathbf{x}_0, \omega)$  with respect to a parameter  $\pi$ . First the algorithm is translated into its integral counterpart (Equation (4.2)), then the integral is derived with respect to  $\pi$  and then transformed so as to retrieve the probability density functions (pdfs), i.e. the paths, that were sampled in the original algorithm:

$$\begin{aligned} \partial_\pi T(\mathbf{x}_0, \omega) &= \int_0^\infty d\hat{\tau}_s \exp(-\hat{\tau}_s) \left( \mathcal{H}(\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_L) \{0\} \right. \\ &\quad \left. + \mathcal{H}(\hat{\tau}_L - \hat{\tau}_s) \left( \frac{k}{\hat{k}} \{0\} + \left(1 - \frac{k}{\hat{k}}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left\{ -\frac{\partial_\pi k(\mathbf{x}_s)}{\hat{k}(\mathbf{x}_s) - k(\mathbf{x}_s)} T(\mathbf{x}_s, \omega) + \partial_\pi T(\mathbf{x}_s, \omega) \right\} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Finally, the transformed integral formulation 4.3 is translated into its equivalent algorithm. Here, the algorithm is the same as described above, except that a new variable  $\eta$  is introduced to store, at each null collision, the logarithmic derivative of the null-collision probability:

$$\eta \leftarrow \eta - \frac{\partial_\pi k(\mathbf{x}_s)}{\hat{k}(\mathbf{x}_s) - k(\mathbf{x}_s)} \quad (4.4)$$

A Monte Carlo weight  $w_\pi = \eta w$  is output together with  $w$ . The sensitivity estimate is then the average of  $w_\pi$  for the  $N$  sampled paths:

$$\partial_\pi T(\mathbf{x}_0, \omega) \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{\pi,i} \quad (4.5)$$

Through these simple examples, NCAs are presented as an entirely new family of formulations, beyond simple rejection algorithms. Indeed, while in the first formulation (4.2), the treatment applied to null-collision events is a simple rejection (a purely forward scattering event), the handling of null-collision events in the derived formulation (4.3) is more complex (although straightforward enough): it requires the computation and storage of a new quantity ( $\eta$ , see (4.4)). This need for flexibility inside the ray-tracing procedure required close attention when designing the library (this point will be discussed in 4.2.3.2). The family of null-collision formulations is notably different from standard MC algorithms in that the integral of  $k$  along the line of sight,  $\int_0^L k(\mathbf{x}_s) ds$ , no longer appears inside the exponential anymore, and hence acceleration strategies can be deployed (see Figure 4.8-c)). However, this comes at the price of increasing the recursivity level of the path statistics: the events induced by the added virtual colliders can lead to a significant increase of computational cost, especially in domains where heterogeneities cover large ranges of scales. There is therefore a compromise to be reached between the number of such events and the number of grid cells intersected during ray tracing. This point is developed in the next subsection.

#### 4.2.2.4 The Expected Features of Acceleration Grids for Path-tracing in Null-collision Algorithms

Among the first consequences of the analysis of NCAs in their integral forms is the fact that acceleration grids could indeed be introduced for volumes [IWABUCHI et OKAMURA, 2017; KUTZ et collab., 2017; NOVÁK et collab., 2018]. Such structures are expected to ensure fast traversal of the  $\hat{k}$ -field used in NCAs, and fast access to the true  $k$  value when a collision is found in the transformed field; all the while minimizing the computational cost of handling null collisions by locally adjusting the  $\hat{k}$ -field to the true  $k$  field. It is indeed not necessary to add null colliders until the whole field of the extinction coefficient is uniform: it is only required for the spatial variations of  $\hat{k}$  to be simple enough to allow fast sampling of the next collision location. If  $\hat{k}$  is entirely uniform, then the sampling is ideally fast; but it remains fairly simple if  $\hat{k}$  is only uniform by parts. Therefore, the acceleration grid should be composed of voxels where  $\hat{k}$  is uniform (super-cells in IWABUCHI et OKAMURA [2017]), and the voxels should be constructed with the constraint that  $k_n$  be small enough, ideally null, so as not to add too many null collisions.

However, a fast traversal is only achieved when few voxels are intersected by traced rays. This means that  $k_n$  should not always be close to zero: if  $\hat{k}$  matches  $k$  very closely, then the acceleration grid will be very refined (to the extreme, as refined as the original field) and traversing the acceleration grid will be as expensive as computing the optical thickness deterministically (the number of intersected voxels will be the same). A compromise needs to be found between grid refinement and collision frequency. This is precisely the issue that was investigated by the computer graphics community when trying to accelerate ray-surface intersections, and the same solution can be used for volumes: hierarchical grids, refined as a function of colliders density (the extinction coefficient field). The original grid resolution will be preserved in the densest regions, while contiguous optically thin regions will be merged into a unique voxel of uniform  $\hat{k}$ , thereby reducing the number of voxel intersections. Optical thickness in the voxels of the acceleration grid,  $\hat{\tau}$ , is a key quantity: there is no reason for  $\hat{k}$  to match  $k$  closely as long as  $\hat{\tau}$  remains small, since little collisions will occur anyway. This question will be investigated later in Section 4.2.4.3. The next subsection is dedicated to the path-tracing library that was developed to facilitate the implementation of efficient NCAs.

### 4.2.3 A Path-tracing Library

Section 4.2.2 stated that null-collision algorithms can be seen as a way to bypass the nonlinearity of Beer’s extinction law, thus making it possible to develop acceleration strategies to trace rays into volumes, while benefiting from similar developments made for surface treatment in computer graphics. This subsection describes the path-tracing library at the heart of our proposal: a collection of low-level functions that facilitate the implementation of Monte Carlo codes involving large geometric models and large volumetric datasets. The library elements remain independent of the specificity of the (null-collision) Monte Carlo algorithm. In this sense, the present contribution is conceived in the spirit of the *I3RC Community Monte Carlo model* [CAHALAN et collab., 2005; JONES et DI GIROLAMO, 2018; PINCUS et EVANS, 2009], and the more recent RTE+RRTMGP (*Radiative Transfer for Energetics + Rapid Radiative Transfer Model for GCMs, Parallel*, PINCUS et collab. [2019]), designed as a platform to facilitate the development of atmospheric radiative transfer codes by radiation physicists in a wide range of applicative contexts. Sharing their concerns regarding flexibility, replaceability and traceability, we have paid particular attention to the abstractions used when splitting the library into elementary functions. Section 4.2.3.1 describes how hierarchical grids can be constructed using the library, while in Section 4.2.3.2, special attention is paid to filtering functions, a feature of the ray-tracing procedure designed to facilitate the coding of algorithms obtained by manipulation of integral formulations.

As our first concern when developing the acceleration structure was to be able to handle

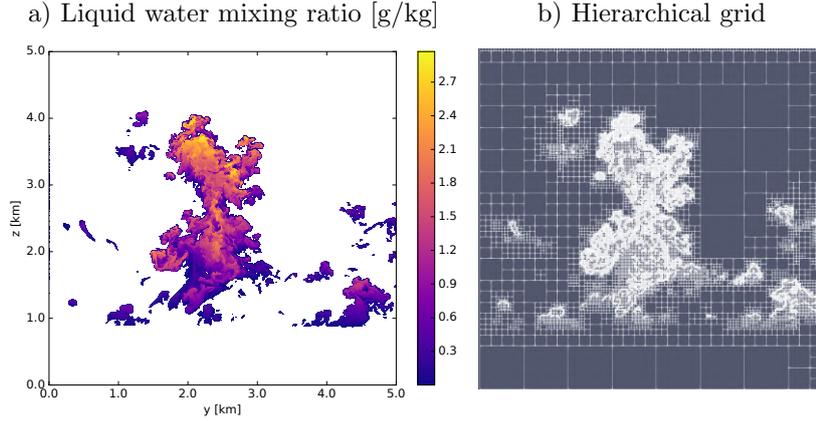


Figure 4.9 – Vertical cross subsections of a) liquid water mixing ratio from a highly resolved heterogeneous cloud field from a Large Eddy Simulation, and b) the hierarchical grid that was built from it. The original data is 38 GB in netCDF format, while the acceleration grid is 7.4 GB in VTK format.

large datasets, an illustration of the data typically output from high-resolution atmospheric models is presented in Figure 4.9-a). It shows a vertical cross subsection of the liquid water mixing ratio in a highly refined cloud field produced by the Meso-NH [LAC et collab., 2018; LAFORE et collab., 1997] Large Eddy Model, with a 5-meter resolution in all three directions, on a  $5 \times 5 \times 5 \text{ km}^3$  domain. The initial conditions and model setup for this simulation (but with a 50 m resolution) are described in STRAUSS et collab. [2019]. The 3D fields of liquid and vapor water, temperature and pressure are partitioned into regular grids of  $1000^3$  cells, which represents about 38 GB of data. To these physical 3D fields, a spectral dimension issued from a k-distribution model [IACONO et collab., 2008; MLAWER et collab., 1997] is added, multiplying the amount of data by the thirty quadrature points used in the visible part of the solar spectrum. Details on the production of the physical data and the optical properties of cloud droplets and gas are presented in 4.2.C.

As many grid cells are cloud-free in most simulated 3D cloud fields, thus hardly contributing to the scene optical depth, the benefits of using NCAs combined with acceleration structures are expected to be significant. In IWABUCHI et OKAMURA [2017], a first step in the hierarchical treatment of these clear cells consists of separating the cloudy layer from the clear layers that stand above and below, and then generating acceleration grids at fixed resolutions that differ in clear and cloudy layers. Here, we show that we can go one step further by generating acceleration grids that, by their recursive nature, handle the horizontal and vertical variations of the extinction field at all scales. This is illustrated in Figure 4.9-b), which represents a cross subsection of the 3D acceleration grid constructed from the 3D 5m-resolution cloud field of Figure 4.9-a).

#### 4.2.3.1 Construction and Use of Hierarchical Grids

A development environment constituted by a set of independent free libraries is available online [MESO-STAR, 2016]. They were designed for radiative transfer specialists who are either developing new MC codes or upgrading the ray-tracing routines in existing ones. Independent modules offering functionalities such as random sampling of pdfs, parallel integration of a realization function, sampling and evaluation of scattering and reflection functions, ray tracing in surfaces and volumes, are described in Table 4.6 of 4.2.D. The module that handles ray tracing in surfaces is based on the Embree library [WALD et collab., 2014], the common standard in computer graphics. However, although solutions for rendering complex volumes exist for production purposes (see e.g. the OpenVDB library [MUSETH, 2013]), it is our understanding that the management of volumetric data has not yet reached the same level of maturity as surface rendering.

**4.2.3.1.1 Construction** In our library, we chose to implement one specific type of acceleration structure: octrees, hierarchical grids that partition 3D data. To construct these hierarchical grids, groups of  $2^3$  cells containing the data (e.g. extinction coefficients) are recursively tested for merging. Since strategies for merging voxels control the balance between the costs of traversal vs. null collisions, they should be considered together with the specificity of the implemented algorithm. This is why no assumption is made about the input / stored data or the merging strategy at the library level: it is left entirely to the responsibility of the physicist.

The hierarchical grid illustrated in Figure 4.9 is built using an optical depth criterion: if the residual vertical optical depth of the merged voxel is greater than this criterion, then the merging is rejected. Following Novák et collab. [2014], the residual vertical optical depth is defined as the difference between the maximum and minimum extinction coefficients of the region tested for merging, times its vertical depth. This ensures that homogeneous regions are merged even if optically thick, and that optically thin regions are merged even if heterogeneous: in both cases, the residual optical depth is small. The vertical dimension is chosen here because in the reverse solar algorithms we implement, rays are most frequently traced upwards in direction of the sun. Other strategies might be more appropriate depending on the algorithm.

**4.2.3.1.2 Storage** Since the paths will be tracked in the hierarchical grids, it is no longer necessary for the raw data to fit into the main memory. The original input data are stored on disk and loaded into memory whenever a collision is found and its nature needs to be tested. The immediate benefit is that calculations in large cloud fields that would not fit into memory are now possible. Of course, time is then spent on loading / unloading chunks of data (fragments of contiguous data in memory or disk space) into / from the main memory which rapidly becomes prohibitive in terms of computational effort. As of now, the octrees are still stored into the main memory, hence building octrees with a coarser (suboptimal) refinement might prove necessary when handling huge datasets.

However, strategies to improve performance have been anticipated in the library implementation. The library registers the voxels in a Morton order that preserves the spatial coherence of the 3D data in memory or on disk [BAERT et collab., 2013]. The data are fragmented into fixed-size memory blocks [LAINE et KARRAS, 2010], which can be efficiently (un)loaded by the operating system to handle out-of-core data [TU et collab., 2003]. This insures that whenever a ray interacts with several voxels in a limited spatial region, the relevant data are available in memory as of the first interaction necessitating the loading of the corresponding data chunk.

**4.2.3.1.3 Crossing** The last important functionality implemented in the library is the crossing of the hierarchical grid. The ray-tracing procedure can be seen as a sophisticated “do while loop”: it is an abstract procedure that iterates in an ordered fashion over the voxels intersected by the ray. At each intersection, a filtering function (the “loop body”) is called. No assumption about either the nature of the data contained in the voxels or the treatment that will be applied by the filtering function upon voxel intersection is made at the library level: again, this is left to the responsibility of the physicist. By enabling the requisite independence between ray tracing and intersection treatment, this choice of abstraction responds to physics-driven considerations detailed in the next subsection.

### 4.2.3.2 Integral Formulations and Filtering Functions

As mentioned before, in designing the library, particular attention was devoted to the separation of concepts. Coherence with computer graphics libraries [PHARR et HUMPHREYS, 2018; WALD et collab., 2014] was sought, but possible connections with the integral formulation concepts of the radiative transfer community were favored above all. The specificities

of NCAs were illustrated in Section 4.2.2.3, where a sensitivity algorithm was derived, in which an additional quantity had to be computed at each null-collision event. Differentiation to evaluate sensitivities is only one example of transformation based on the manipulation of integral formulations. Other examples include the handling of negative null-collision coefficients [GALTIER et collab., 2013] and the sampling of absorption lines when the gaseous part of  $k$  cannot be precomputed in line-by-line Monte Carlo algorithms dealing with large spectroscopic databases [GALTIER et collab., 2016]. As soon as the introduction of null collisions is perceived as a formal way to handle the nonlinearity of Beer’s extinction in heterogeneous fields, interpretation of the modified NCAs may depart widely from the intuitive adding of virtual scatterers.

*Filtering functions* are used to facilitate the implementation of such algorithms. They isolate the part of the code that is associated with the recursivity of the ray tracing from the physical part of the code where, e.g., the treatment of true scattering events is implemented. The same concept was introduced by the computer graphics community in order to deal with surface impacts that require a specific treatment inside the ray-tracing function itself, for instance filtering out (ignoring) intersections with transparent surfaces. The objective is for the ray-tracing procedure to not be exited at each intersection, but rather only when a true collision is found. To that end, a filtering function implemented by the physicist is called by the ray-tracing procedure itself at each intersection, to decide whether to exit or proceed with the traversal. Filtering functions for volumes filter out the intersected voxels where no collision or null collisions occur. More sophisticated computations specific to the treatment of null-collision events should also be implemented in the filtering function.

#### 4.2.4 Implementation and Performance Tests

Simulating all flow structures from turbulence at metric scales to organized convection at mesoscale, above a possibly complex surface, is a relatively recent achievement permitted by the increase in computational power and heavy parallelization [DAUHUT et collab., 2016; HEINZE et collab., 2017]. These high-resolution, large-domain simulations unlock new possibilities but come with limitations related to the amount of produced data. Post-treatment and analysis is becoming difficult, and the outputs of such simulations are not always employed to their full potential, at least as far as studies of cloud-radiation interactions are concerned. This is what motivated us to develop radiative tools that would scale with this increasing amount of data. In this subsection, a rendering algorithm implemented using the library described above is presented. A cloud field typical of today’s large LES (1000×1000×1000 cells) is used to show that null-collision algorithms that track paths in hierarchical structures allow the computation of radiance fields of clouds described by large datasets, and that the rendering time is almost insensitive to the resolution of the cloud field. This is the main achievement reported in this paper, and this entire subsection is dedicated to the analysis of performance in terms of rendering time, as a function of the amount of volumetric data, the type of clouds, and the merging strategy used when constructing the acceleration grids.

##### 4.2.4.1 The Algorithm

The rendering of images of highly resolved clouds is challenging in terms of computational resources, yet 3D visualization of atmospheric data is useful in assessing the realism of high-resolution simulations and provides information on the 3D paths of light and their interactions with clouds. Such rendering algorithms are also useful for evaluating the inversion procedures used to retrieve cloud parameters from satellite images. To render a virtual cloud scene, a virtual camera is positioned anywhere in 3D space, and its position, target point and field-of-view define an image plane, which is discretized into a given number of square pixels. For each pixel, three independent Monte Carlo simulations are run to estimate the radiance incident at the camera, integrated over the small viewing angle defined by the pixel size and over the

solar spectrum weighted by the responsivity spectra of the three types of human eye cone cells [SMITH et GUILD, 1931]. Pixels are distributed among the different nodes and threads whenever parallelization is active. Once the three spectral components of the radiance field have been computed in each pixel, the map is converted into a sRGB image for visualization (see 4.2.D).

The retained backward algorithm is as follows: paths are initiated at the camera. A direction  $\omega$  is sampled in the solid angle defined by the pixel size and position in the image plane. A wavelength is sampled following the responsivity spectra of the current component. The narrow band in which the sampled wavelength lies is found in the k-distribution data. A quadrature point is sampled in the narrow band. The contribution of the direct sun is computed as follows: if the current direction of propagation  $\omega$  lies within the solar cone and no surface intersection is found along the ray trajectory, then the ray is traced into the volume to compute the direct sun transmissivity as per the algorithm described in 4.2.2.3, but additionally using a variance reduction technique called *decomposition tracking* [KUTZ et collab., 2017; NOVÁK et collab., 2014]. Otherwise, the direct contribution is null. Then, the path is tracked in the (null-collision) scattering medium to compute the contribution of the diffuse sun. Direct transmissivity between each two reflections or scattering events is evaluated in the absorbing volume and cumulated along the path. When the ray hits a surface, the reflectivity of the ground is recovered and termination of the path is sampled accordingly. When a scattering event occurs, local scattering coefficients of the gas mixture and the cloud droplets are recovered, and the species responsible for the scattering is sampled accordingly. Then, the surface or volume event is treated by sampling a new direction of propagation, following the appropriate scattering function (Heney Greenstein (HG) for cloud droplets, Rayleigh for gas molecules, Lambertian for surfaces), and the ray is traced again in this new direction. The HG phase function is used along with the asymmetry parameter and single scattering albedo issued from Mie computations, at the wavelength lying at the center of the narrow band. It is used instead of the true Mie phase function to prevent convergence issues associated with its strong forward peak within the context of the local estimate method (see e.g. MARCHUK et collab. [1980b] or MAYER [2009] for a description of the local estimate, and e.g. BURAS et MAYER [2011]; IWABUCHI et SUZUKI [2009] for solutions to reduce the variance of MC estimators related to the Mie phase function). Following the local estimate, the path weight is updated at each surface and volume event by adding the sun direct transmissivity from the TOA to the event location, weighted by the probability of reflection or scattering from the sun direction into the tracked direction, and by the transmissivity cumulated along the tracked path from the event location to the camera. The path is terminated when reaching the TOA or upon absorption by the ground or the volume (if the direct transmissivity between two events is null). A schematic illustration of the algorithm is presented in Figure 4.10, along with an example of a produced image of a cloud field.

#### 4.2.4.2 Insensitivity of Computing Time to the Amount of Volumetric Data

This algorithm was applied to cloud fields of varying resolutions: starting from the 5m-resolution congestus cloud simulated by Meso-NH shown in Figures 4.9-a) and 4.10-b), the 3D fields of temperature, pressure, vapor and liquid water were artificially coarse-grained to obtain six fields of lower resolutions (down to 200 m). The domain size remains constant; only the resolution, and hence the number of cells intersected during a path, change. Some of the resulting cloud fields are illustrated in Figure 4.11-a). Since cloudy cells are averaged together with clear cells near cloud edges, the volume of the cloud increases while the resolution decreases, but the total liquid water content remains constant. Hierarchical grids are then built for the seven cloud fields, with a criterion on the merged voxel optical depth of either:

1.  $\tilde{\tau} = 1$ : voxels are merged while the residual vertical optical depth of the merged region is less than 1,

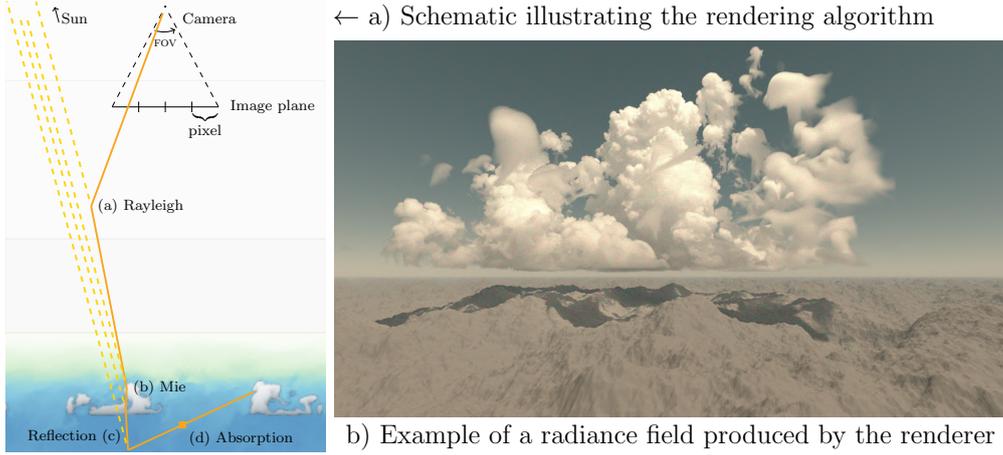


Figure 4.10 – a) Schematic illustrating the rendering algorithm. The paths are tracked from a virtual camera throughout the medium until escape or absorption. At each interaction with the medium, the contribution of the direct sun, transmitted along the tracked path, is added to the path weight, as per the local estimate method in a backward version. b) Image of a high-resolution congestus cloud [STRAUSS et collab., 2019] over a complex ground rendered with 4096 paths computed for each of the 3 spectral components of each of the 1280x720 pixels (11 324 620 800 paths in total). The camera and sun set-up is described in Table 4.5 in 4.2.B.

2.  $\tilde{\tau} = 0$ : voxels are never merged, hence the acceleration grid is at the same resolution as the original data grid.

Fields of radiances are then rendered with the same camera and sun setup and the same number of pixels and paths per pixel (the resolution of the radiance field is independent from the resolution of the cloud field itself by virtue of the *camera* abstraction). To measure the performance of the rendering algorithm, each tracked path is timed. As the duration time of a path is a random variable, it is treated as such, yielding estimates for the mean and standard deviation of the *rendering time per realization*  $\bar{t}$  and  $\sigma_t$  respectively. To compare performances for the cloud fields of varying resolution, the times presented in Figure 4.11 are relative rendering times: the mean rendering time per realization in the given cloud field, relative to the mean rendering time per realization in the original 5m-resolution cloud field (using  $\tilde{\tau} = 1$ ). The figure shows that the rendering time for computations with merged hierarchical grids (full line) is almost constant, while the rendering time for computations with unmerged hierarchical grids (dashed line) increases exponentially with the resolution of the field due to the increased number of voxel intersections. Sensitivity of the computing time to the merging criterion  $\tilde{\tau}$  is further investigated in the next subsection.

#### 4.2.4.3 Comparative Tests for Typical Boundary-layer Cloud Fields

The next performance tests make use of three idealized LES fields representative of the diversity of boundary layer clouds (BLCs): continental cumulus clouds (ARM-Cumulus, BROWN et collab. [2002]) run at 25 m resolution; marine, trade-winds cumulus at 25 m resolution (BOMEX, SIEBESMA et collab. [2003]); and a stratocumulus case at 50 m resolution (FIRE, DUYNKERKE et collab. [2004]). They are less challenging than the previously studied congestus in terms of amount of data (respectively  $256 \times 256 \times 160$ ,  $512 \times 512 \times 160$ ,  $250 \times 250 \times 70$  grid cells), but they are typical of our practice of using high-resolution simulations to study small scale processes and support the development of parameterizations in larger-scale models. BLCs are of particular interest since they are a frequent regime in time and space and their radiative impact is key to the energetic balance of the Earth system, and hence to the evolution of its climate [BONY et DUFRESNE, 2005]. It is important that the acceleration techniques implemented in the library be performant for all types of BLCs. Here, we show

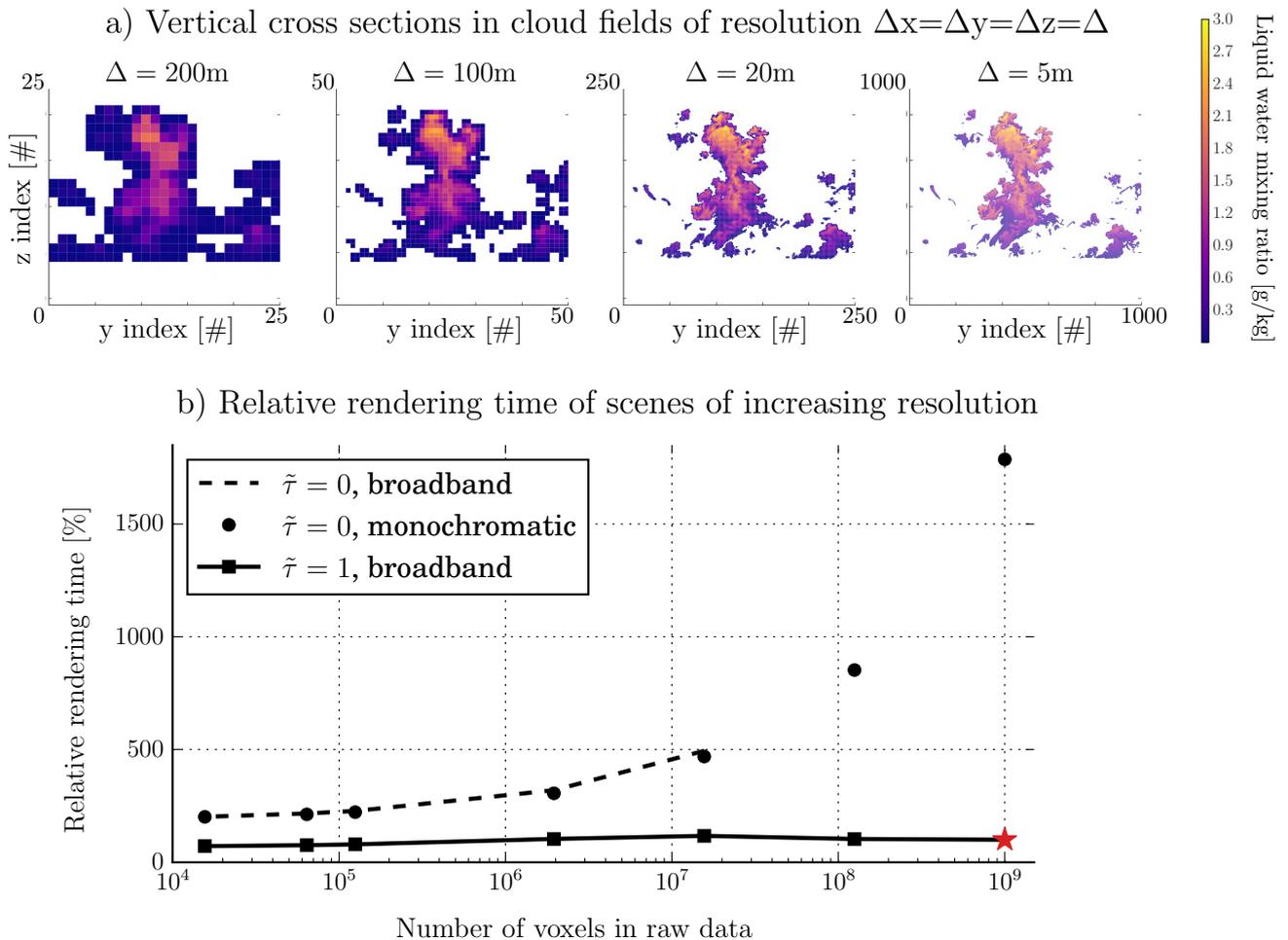


Figure 4.11 – a) Vertical cross subsections of liquid water content representing cloud fields of increasing resolution. b) Mean rendering time of a realization (path), relative to the one in the highest resolution scene (red star,  $\Delta = 5$  m,  $1000 \times 1000 \times 1000$  cells), as a function of the number of cells in the volume. Full-line results: hierarchical grids with optical depth merging criterion of 1. Dashed-line results: hierarchical grids with optical depth merging criterion of 0 (the full resolution of the original field is preserved). For  $\tilde{\tau} = 0$ , rendering could not be achieved in the broadband configuration for scenes with resolution under 20 m: the thirty hierarchical grids (one per quadrature point) could not fit into memory. To extend the plot to 5m- and 10m-resolution fields, monochromatic computations (black dots) were performed: only one grid needs to be stored, and therefore the computation becomes affordable.

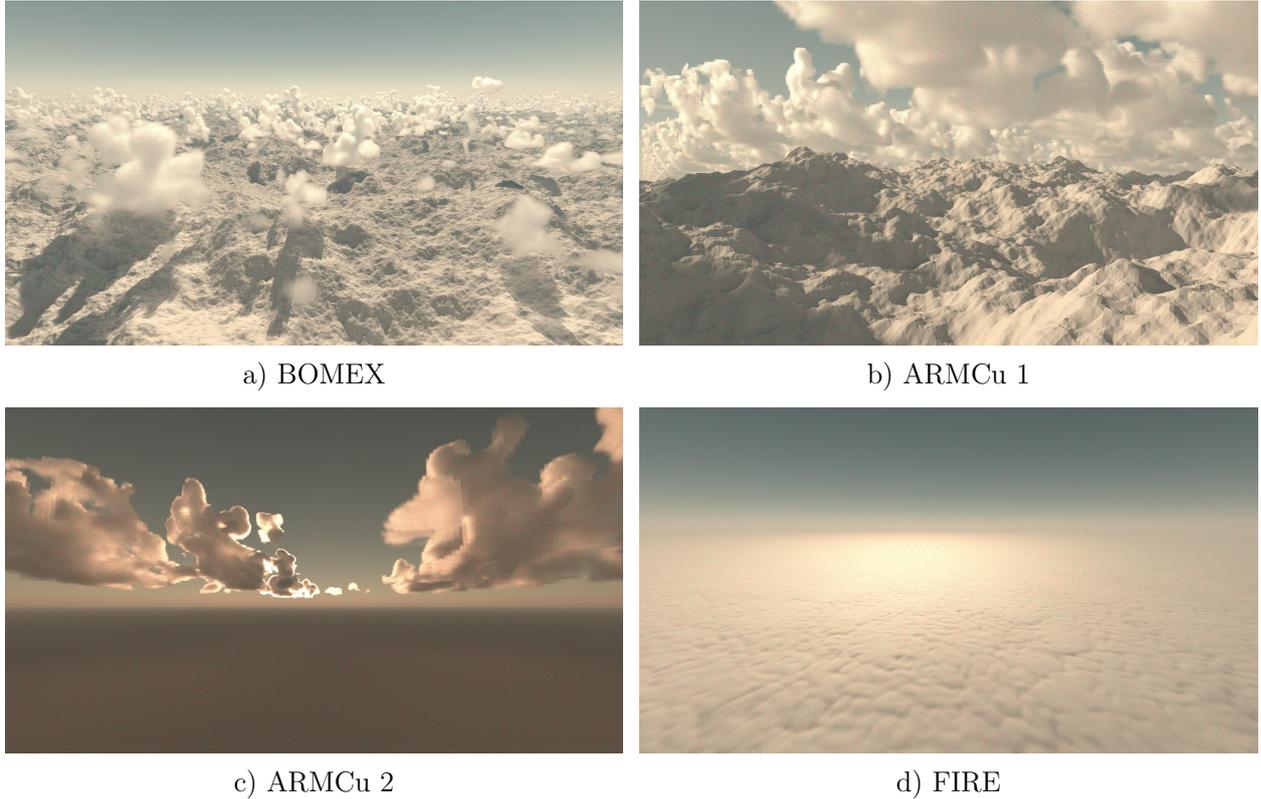


Figure 4.12 – Rendering of LES fields from the a) BOMEX, b) and c) ARMCu and d) FIRE cases. The ground is complex in a) and b) ( $2 \times 2048 \times 2048$  triangles) and plane in c) and d) (2 triangles). Camera configurations and sun positions are summarized in Table 4.5 of 4.2.B. They are the same as in the scenes from the starter pack, available online. For all images, the definition is  $1280 \times 720$  pixels, with 4096 samples per pixel component (and 3 components per pixel).

how the path-tracing library, through the rendering algorithm presented before, behaves when confronted to various BLCs. Images of these scenes are shown in Figure 4.12. The renderer is applied to the same cumulus field in Figures 4.12-b) and 4.12-c), but the surface is a plane in 4.12-c) while it represents a complex terrain in 4.12-b).

For each image, Table 4.3 gives the image-mean time per realization (path), its standard deviation (computed over all realizations), the total rendering time over 40 threads and the equivalent speed in number of realizations per second. We have shown that the amount and complexity of surface or volumetric data does not impact the rendering time. Images of pixel-mean rendering times, shown in Figure 4.13, are used to analyze the differences in rendering times between the various scenes. They highlight the strong contrast between cloudy and cloud-free pixels, and between optically thick and thin clouds or parts of clouds. The amount of visible cloud, related to the camera setting, explains the difference in rendering time between ARMCu 1 and 2 (where the cloud field is the same and only the viewpoint and sun position change). Indeed, cloudy pixels take longer to render than clear-sky pixels because of the high order multiple scattering. The optical thickness of the clouds is another factor that affects mean path rendering time: optically thick clouds take longer to render because the number of scattering events is greater than in thin clouds. This is illustrated with the Congestus 5m and ARMCu 2 images, where the number of cloudy pixels is lower in the former, yet rendering time is almost double that of the latter.

As stated in Section 4.2.2.4, the acceleration potential of null-collisions used in combination with hierarchical grids depends on a compromise between the cost of the traversal of the grid (increasing with the hierarchical grid resolution e.g. when fewer voxels are merged), and the cost of rejecting many null-collisions (increasing when too many voxels are merged).

Table 4.3 – Rendering times for images of various cloud scenes.

Image	$\bar{t}$ [ $\mu s$ ]	$\sigma_t$ [ $\mu s$ ]	Total rendering time	speed [ $\#path.s^{-1}$ ]
Congestus 5m	110.883	0.005	9h38	326 546
BOMEX	37.255	0.001	2h59	1 054 433
ARMCu 1	105.049	0.0018	8h22	375 983
ARMCu 2	60.425	0.001	4h59	631 249
FIRE	122.061	0.0016	10h01	314 049

Images were computed with 3 (channels) x 1280x720 (pixels) x 4096 (paths) = 11 324 620 800 sampled paths, over 40 threads of a CPU clocked at 2.2 GHz. All computations were performed on a supercomputer (BULL DLC B710). Times per realization  $\bar{t}$  and their standard deviations  $\sigma_t$  are given for one thread. Total rendering time and speed are given for parallel computation over 40 threads.

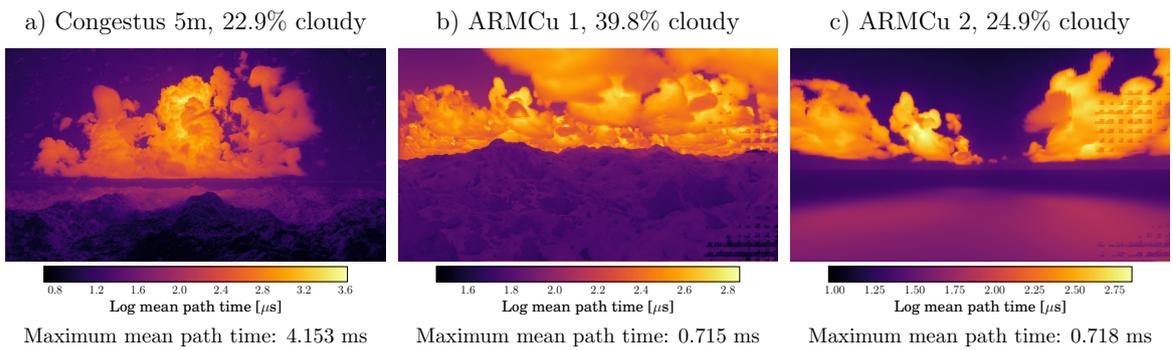


Figure 4.13 – Logarithmic shade of path rendering times averaged over each pixel, for three of the cloud fields shown in previous figures. For each image, the fraction of cloudy pixels is defined as the fraction of pixels where pixel-mean path time is greater than  $\bar{t}$ , the image-mean path time given in Table 4.3.

This ratio of costs is therefore controlled by the construction strategy of the hierarchical grid. We show how the rendering time, and its partitioning into crossing voxels and rejecting null-collisions, are impacted by the optical depth threshold used to merge voxels when building the hierarchical grids.

Figure 4.14-a), shows that an optimum value for  $\tilde{\tau}$  seems to lie between 1 and 10 for all tested scenes. For these values, grids are such that one to ten collisions occur on average in each voxel. Although for all cloud fields, computations are faster when using an optimum hierarchical grid, fields with lesser volumic fractions of cloudy cells seem to benefit more from the hierarchical grids than globally cloudier fields: the rendering time for BOMEX is about 5 times faster when using  $\tilde{\tau} = 1$  than for  $\tilde{\tau} = 100$  (more null collisions and less intersected voxels), while for FIRE the acceleration ratio is less than 1.5. Looking at the partitioning into i/ crossing and accessing acceleration structure voxels (SVX) vs. ii/ accessing raw data and testing collision nature (NCA), Figure 4.14-b) shows that, as expected, the optimum strategy for building a hierarchical grid is between the limits of systematically intersecting each voxel (small  $\tilde{\tau}$ ), and using a fully homogenized collision field (large  $\tilde{\tau}$ ).

### 4.2.5 Outlook and Discussion

This paper presents an open-source library for 3D radiative transfer computations in cloudy atmospheres. Comparing to existing codes available to solve atmospheric radiative transfer, our contribution is as follows:

1. Null-collision methods (Maxium Cross Section) are revisited. They are an unbiased method which consists in artificially homogenizing the medium to simplify the sampling of the next ray-medium interaction. They are presented as a way to bypass Beer's law nonlinearity, which makes the ray-tracing procedure independent of the native data grid; however, this method is not efficient in highly heterogeneous media.
2. The novelty is that null-collision algorithms are used in combination with recursive, hierarchical grids (octrees) inspired from the cinema industry, which purpose is to accelerate ray tracing. The computing time becomes independent of the data amount and resolution.
3. The benefits of writing and manipulating the integral formulation equivalent to the Monte Carlo algorithm are highlighted. Simultaneous evaluation of sensitivities (the Jacobian matrix) is given as an example of an algorithm derived from integral reformulation.
4. The concept of filtering functions is presented as an abstraction that creates a true separation between the algorithm and the ray-tracing procedure, facilitating the implementation of non-analog integral formulations.
5. A free library consisting of several low-level modules associated with distinct Monte Carlo concepts is available online. One of the modules is dedicated to accelerating ray tracing in surfaces; another to accelerating ray tracing in volumes. Null-collision algorithms and hierarchical grids can be implemented in a flexible way using the library, regardless of the application objective.
6. A free renderer that can be used to generate synthetic images of simulated cloud fields is also available online. Such images can serve to assess the realism of high-resolution models, as a tool to analyze cloud-radiation interactions, or in the context of satellite observation. The source code of this application can serve as a guiding example of how to implement other algorithms using the library for the interested physicist.

This library can be used to implement various applications, for instance to study surface-radiation or cloud-radiation interactions, and to support the development, evaluation and

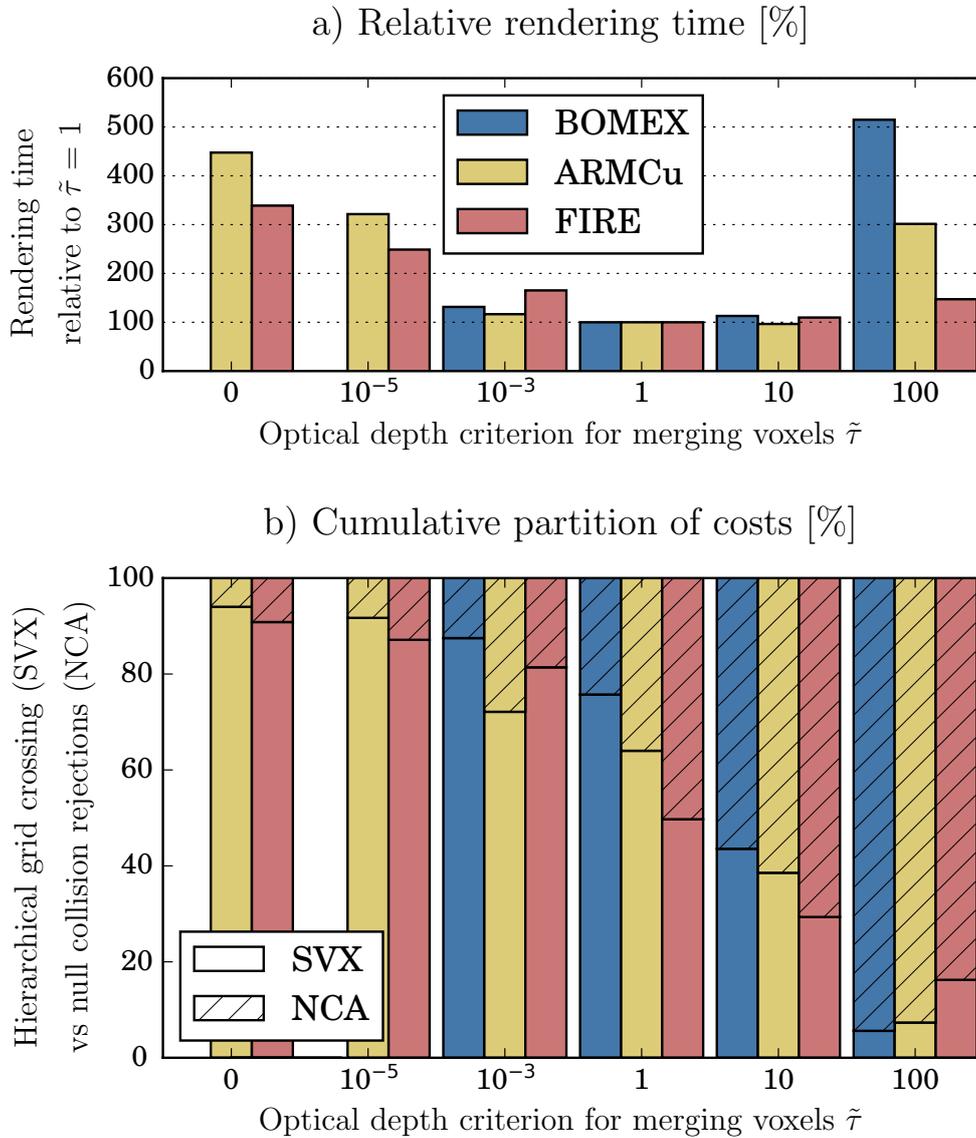


Figure 4.14 – a) Dependence of computing time and b) its partition into i/ crossing and accessing acceleration structure voxels (SVX) vs. ii/ accessing raw data and testing collision nature (NCA), to the optical depth threshold  $\tilde{\tau}$  used as a merging criterion during hierarchical grid construction. Small values for this limit correspond to refined structures. Note that BOMEX values are missing for  $\tilde{\tau} \leq 10^{-5}$  because the thirty hierarchical grids (one per quadrature point) did not fit into the main memory (the BOMEX fields are 4 times larger than the ARMCu fields).

tuning of parameterizations. Next, other examples of MC algorithms are given to show the potential of the library for further application (4.2.5.1). The technical state and current limitations of the library are then discussed in 4.2.5.2.

#### 4.2.5.1 Other Examples of Implementation for Cloud-Radiation Interactions Studies

The work reported within this paper was initiated in the context of a study on 3D radiative effects of boundary layer clouds, with the aim of better understanding them and helping to improve their representation in large-scale models. To that end, Monte Carlo algorithms evaluating metrics other than radiance fields were developed and implemented, using older versions of the library. An example is illustrated here to show the potential for broader use of the library, beyond the rendering application.

In this example, solar radiative transfer is simulated through BLCs (the 8th hour of the ARM-Cumulus LES) at various solar zenith angles (SZA). Reference 3D MC results are compared to computations performed by the radiation scheme ecRad [HOGAN et BOZZO, 2018]. Accurate predictions of the surface solar flux partitioning into its direct and diffuse components are in increasing demand, as they are important for various applications, such as solar energy and photosynthesis by vegetation (which in turn relates to the carbon cycle of the Earth and thus to its climate). Since biases of opposite signs on diffuse and direct might compensate each other and still yield an accurate prediction of the total flux, the ratio of direct-to-total surface fluxes is used as a target metric in this comparison.

In the broadband solar forward MC, horizontally and spectrally integrated downward direct, diffuse and total fluxes are output at the surface. Paths contribute to the diffuse flux if they have been scattered or reflected at least once, and otherwise to the direct flux. To allow comparison, wavelengths are sampled according to the Rapid Radiative Transfer Model for GCMs (RRTMG, IACONO et collab. [2008]; MLAWER et collab. [1997]) k-distribution model, in the solar interval ( $[820-50000] \text{ cm}^{-1}$ ). Input gas profiles are taken from the I3RC cumulus case file provided with the ecRad package. Only vertical variations of gas absorption coefficients are considered. Possible solver choices implemented in ecRad include Tripleclouds, a 1D two-stream solver that represents subgrid horizontal variability of the medium by defining three regions in each layer [SHONK et HOGAN, 2008] and the SPARTACUS solver [HOGAN et collab., 2016; HOGAN et SHONK, 2013; SCHÄFER et collab., 2016], which is based on Tripleclouds but additionally represents the effect of subgrid horizontal transport on the vertical fluxes (3D effects).

In two-stream solvers, the direct / diffuse partition is biased by the use of delta-scaling approximations [POTTER, 1970]. This approximation is widely used in the presence of liquid clouds to correct their otherwise overestimated reflectivity — using only two slantwise directions to propagate diffuse fluxes fails to represent the fact that clouds scatter a large amount of radiation in a very small solid angle around the forward direction, which tends to enhance their transmissivity. In this approximation, the phase function is truncated and the optical depth and asymmetry parameter are scaled in compensation. With the appropriate scaling, this leads to a correct estimation of the total flux, but the scaled direct flux is larger than the unscaled (physically correct) direct flux. After evaluating the total flux using scaled parameters, some models perform one additional simulation using unscaled parameters in order to compute the physical direct flux. Figuring out the error in the scaled direct flux could help deriving solutions to correct it instead of running the radiative scheme again. Two MC simulations are presented to assess the impact of the delta-scaling approximation on direct fluxes: one using the true Mie phase function, and one using the HG phase function with scaled asymmetry parameter and scattering coefficients, using the delta-Eddington model [JOSEPH et collab., 1976].

The direct-to-total flux ratio at the surface is plotted in Figure 7.7 as a function of SZA. The effective cover increases when the sun is low in the sky, hence much of the direct beam is

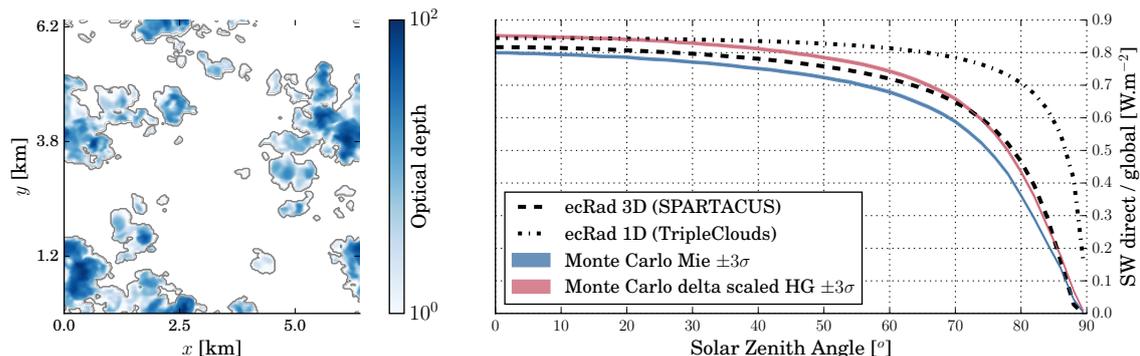


Figure 4.15 – Left: horizontal map of the optical depth (in logarithmic scale) for a cumulus case (ARMCu 8th hour, 1530 Local Time). Right: Monte Carlo vs. ecRad computations of surface horizontally averaged direct-to-total broadband fluxes ratio, as a function of solar zenith angle. Results from two ecRad simulations with different solvers (Tripleclouds and SPARTACUS) are plotted to evidence the impact of 3D effects on the partition of surfaces fluxes. Results from two Monte Carlo simulations with different phase functions (Mie or delta-Eddington scaled Henyey-Greenstein) are plotted to assess the impact of the delta-Eddington scaling approximation. Relevant cloud parameters such as overlap and cloud scale were diagnosed in the LES field and provided to ecRad.

intercepted by cloud edges in addition to cloud tops. In 1D (Tripleclouds, black dashed dotted line) ecRad fails to represent this loss of direct flux at large SZA. When 3D effects are included however (SPARTACUS, black dashed line), ecRad agrees very well with the 3D Monte Carlo computation that uses the same assumptions (delta-scaling, red full line). As expected, using the delta-Eddington approximation (scaled optical depth) in MC computations yields an overestimated direct flux at the surface (red full line vs. blue full line). In the operational ecRad configuration, delta-scaling and ignoring 3D effects both work to overestimate the direct flux at the surface; therefore estimations of the direct / diffuse partition should be exploited with caution or corrected in relevant applications.

Other null-collision Monte Carlo algorithms, such as a backward algorithm that simultaneously estimates the local monochromatic ground flux density and its derivative with respect to the single scattering albedo of cloud droplets, and a forward algorithm that keeps track of horizontal distances traveled by MC photons, were also implemented using the library. They are only mentioned here as other examples of applications used in studies of 3D radiative processes, such as scattering through cloud sides and entrapment [HOGAN et collab., 2019].

#### 4.2.5.2 State of the Library and Current Limitations

We distribute the free library online, together with atmospheric data and a rendering code that produces synthetic images of cloud fields. It is coded in C, for CPU technology. Each module of the library exposes its functionalities through standard C interfaces that can be easily bound to other languages (e.g. Fortran 2003 and beyond). Part of the library is based on Embree. The low-level modules (detailed in Appendix 4.2.D) are elementary bricks that implement well-separated concepts and are easily maintained: they are bound to evolve as needs for improvement arise.

While computing time is now insensitive to the amount of data, the construction of the grids is not: one needs to browse through the data in order to pre-compute the grids, hence for huge datasets the cost of construction might overwhelm the cost of iterating over path samples. However, there is much room for improvement and optimization in this procedure. For instance the number of grids to construct could be reduced by combining varying optical properties across the spectrum into a unique structure (in the current version, one hierarchical grid is constructed per spectral quadrature point).

In order to handle large datasets that do not fit into main memory, the *out-of-core*

paradigm should be adopted for the whole library; i.e., all the data should be stored on disk and (un)loaded on demand. Both the raw data and the acceleration grids were conceived with this objective in mind. However, this will only be efficient if the algorithms that request the data are designed according to their out-of-core nature. For instance, the strategy implemented in Hyperion, Disney’s out-of-core renderer [BURLEY et collab., 2018], consists of tracking paths in bundles instead of individual rays, thus making intensive use of the loaded data before unloading it when memory space runs out.

Algorithmic developments could be undertaken to improve the convergence of the estimators described in our examples. We do not expect any technical difficulties in implementing existing or new solutions to e.g. the convergence issues related to the peaked Mie phase function in solar algorithms using the local estimate [BURAS et MAYER, 2011; IWABUCHI et SUZUKI, 2009]. Further work is certainly needed to better understand which strategy is most appropriate for building the grids, depending on the cloud field, its spectral properties, and the algorithm. The treatment of ice crystals, aerosols or varying liquid droplet size distribution would require extending the library to load additional 3D fields. We do not expect any technical difficulties here either. Our focus until now has been on the ray-tracing procedure. Further developments should yield a more comprehensive toolbox capable of handling more complex atmospheric fields.

## Appendix

### 4.2.A Brief History of Path Tracing in Surfaces and Volumes

The content of this appendix is not a rigorous review. Our understanding of the history of *path tracing* inside scenes involving large geometric models of complex surfaces is briefly summarized, with specific attention paid to the computer science literature devoted to physically-based rendering, which indeed addresses the very same radiative transfer equation as ours (4.2.A.1). Recent developments made in the handling of complex volumes by both this community and the engineering physics community (for infrared heat transfer and combustion studies) are then listed in 4.2.A.2. Based on our understanding of this literature, a non-comprehensive comparative table of the state of the art of both communities — computer graphics and atmospheric radiative transfer — is presented in (4.2.A.3).

#### 4.2.A.1 Path Tracing and Complex Surfaces

Image synthesis is the science that aims to numerically produce images from descriptions of scenes. It was developed in the 1970s, when the field of computer graphics started to expand. At first, the focus was on surface rendering, often assuming that the objects in a scene were surrounded by vacuum. Among the diverse existing techniques, we mention here only a few that gradually led to the use of Monte Carlo based path-tracing methods to render 3D scenes. Methods that were dominant in practice (e.g. micropolygon rendering or rasterization) are missing from this text and we refer the interested reader to more complete presentations of the field’s history, e.g. in Section 1.7 of PHARR et HUMPHREYS [2018].

The initial concern was to determine which objects in a scene were visible from a given point of view. APPEL [1968] first introduced the *ray casting* method as a general way to solve the *hidden surface problem*, by casting rays from the camera to the objects in the scene and detecting intersections. This opened up a whole field of investigation dedicated to optimizing intersection tests between rays and large numbers of primary shapes (see WALD [2004]; WALD et collab. [2001, 2014] and references therein).

The next question was to determine how these visible surfaces were illuminated by sources and other surfaces, which was referred to as the *global illumination problem*. WHITTED [1980] first used *ray tracing* and random sampling around optical directions to correct the unrealistically sharp gradients of intensity due to otherwise perfectly specular reflections. COOK et collab. [1984] then generalized this approach to multi-variate perturbations in the

*distributed ray tracing* method. This was the first algorithm able to render all the major realistic visual effects in a coherent way.

A couple of years later, [KAJIYA \[1986\]](#) developed the formal framework of the *rendering equation*, the integral formulation of the radiative transfer equation in vacuum, focused on light-surface interactions. His *path tracing* model was the first unbiased scene renderer to be based on MC ray tracing. While revisiting this proposal, [ARVO et KIRK \[1990\]](#) found inspiration in the experienced community of particle transport sciences, where MC methods were already commonly used and studied. They introduced variance reduction techniques to the image rendering community.

Another important step toward efficiency was Veach’s pioneering thesis [[VEACH, 1998](#)]. Using his mathematical background, he introduced a new paradigm in which radiative quantities were formally expressed as integrals over a *path space*, decoupling the formulation from the underlying physics: the formulations were no longer *analog* (i.e., based on intuitive pictures of the stochastic physics of particle transport). This allowed him to explore sampling strategies in full generality and to then apply them to path tracing, giving birth to several low-variance algorithms such as *Bidirectional Path Tracing* [[VEACH et GUIBAS, 1995](#)] and *Metropolis Light Transport* [[VEACH et GUIBAS, 1997](#)].

It is only from the 2000s, with the increase in computing power, that MC physically-based path-tracing techniques were considered viable tools beyond research, for production purposes. They were favored because

1. it was eventually perceived that MC methods allow independence between the rendering algorithm and the complexity of the scene, thus providing artists with unprecedented freedom,
2. they allow a unified, physical representation of the interaction of light with surfaces, removing the need for artists to modify surface properties in order to achieve a specific effect, since they could now rely on physics,
3. improvement of filtering methods have allowed cheap image denoising, thus bypassing the need for more expensive, well-converged MC simulations.

#### 4.2.A.2 Path Tracing and Complex Volumes

A major difficulty in MC methods is the treatment of complex heterogeneities in volumes, e.g. cloudy atmospheres. For decades, the computer graphics industry handled the question of volumes in much the same way as other MC scientists; their expertise in designing performant ray-tracing tools reached its limits in dealing with volume complexity. In Section 4.2.2, it is claimed that the issue resides in the nonlinearity of Beer’s law of extinction: the expectation of a nonlinear function of an expectation can no longer be seen as one expectation only. The method of null collisions can be seen as a way to bypass Beer’s nonlinearity.

In neutron transport, this method was first described by [WOODCOCK et collab. \[1965\]](#) under the name Woodcock tracking. In plasma simulations, it first appeared in [SKULLERUD \[1968\]](#). Soon after, [COLEMAN \[1968\]](#) gave a mathematical justification for this method, demonstrating its exactness. In the atmosphere, it was first published by [MARCHUK et collab. \[1980b\]](#) under the name *Maximum cross subsection*. [KOURA \[1986\]](#) developed it for rarefied gas under the name null-collisions. Computer graphics have used it as Woodcock tracking, for the first time in [RAAB et collab. \[2006\]](#).

Only with Galtier et al.’s (2013) seminal paper did it become clear that null-collision methods allowed a reformulation of the integral solution to the radiative transfer equation in which the difficulties related to the nonlinearity of Beer’s law disappear: the data–algorithm independence, also strongly highlighted by [EYMET et collab. \[2013\]](#), is not a consequence of introducing null-collisions, but rather of the underlying integral reformulation.

Table 4.4 – Summary of techniques used in computer graphics made available to the atmospheric community through our library

Method	Computer graphics	Atmospheric radiation
Null-collision algorithms	Woodcock tracking RAAB et collab. [2006]	Maximum cross subsection MARCHUK et collab. [1980b]
Acceleration for surfaces	Bounding Volume Hierarchy WALD et collab. [2014]	No standard MAYER et collab. [2010] IWABUCHI et KOBAYASHI [2006]
Acceleration for volumes	Octrees BURLEY et collab. [2018]	No standard IWABUCHI et OKAMURA [2017]
Memory management	Out-of-core BAERT et collab. [2013]	-

This explicit framework opened doors to new families of MC algorithms, with potential for solving various problems that were before then considered impossible: nonlinear models [DAUCHET et collab., 2018], coupled radiation-convection-conduction in a single MC algorithm [FOURNIER et collab., 2016], energetic state transitions sampled from spectroscopy instead of approximate spectral models [GALTIER et collab., 2016], symbolic Monte Carlo in scattering media [GALTIER et collab., 2017], etc. Some of these methods are transposable to atmospheric radiative transfer with large benefits for our community, e.g. conducto-radiative MC models to investigate atmosphere–cities interactions, or line-sampling methods for benchmark spectral integration, to develop, tune and test spectral models. Over the past few years, the computer graphics community has been similarly impacted by this new paradigm. KUTZ et collab. [2017] show how integral formulations of NCA can be used to derive more efficient free-path sampling techniques. NOVÁK et collab. [2018] provide a good review of the different free-path sampling methods, with a focus on NCA and their newly perceived interest: acceleration structures that were already used for surfaces could now be used for volumes.

#### 4.2.A.3 Comparison of the Computer Graphics and Atmospheric Science Literatures

A non-comprehensive summary of contributions from the computer graphics and atmospheric radiation is presented in Table 4.4. Only the techniques related to the library are cited. Other techniques such as variance reduction methods are mentioned in the text but do not appear in Table 4.4.

#### 4.2.B Set-up of rendered scenes

Table 4.5 describes the set-ups of the scenes shown in Section 4.2.4.

#### 4.2.C Physical and Optical Properties of the Cloudy Atmosphere

As mentioned in the text, our Monte Carlo codes handle liquid clouds and atmospheric gas, the production of which we describe below in terms of contents and optical properties we describe below. These data are provided with the library. The only particularity in the implementation of the low-level libraries themselves is that, due to the fact that 3D cloud fields are embedded in 1D gas profiles, the sky module combines the 3D and 1D data wherever the domains intersect each other, and then uses low-level procedures to build the hierarchical structures.

Table 4.5 – Summary of scene setups of images shown in the paper.

Scene	Sun		Camera						FOV [°]	Boundary Conditions
	Zenith $\theta$ [°]	Azimuth $\phi$ [°]	Position [km]			Target [km]				
			X	Y	Z	X	Y	Z		
Congestus 5m	25	230	-2.89	1.98	0.80	7.90	2.14	2.36	60	Open
BOMEX	40	0	2.22	3.68	1.49	8.21	4.47	-0.39	70	Cyclic
ARMCu 1	60	225	10.24	0.61	0.42	-2.98	6.83	0.84	30	Cyclic
ARMCu 2	85	130	4.66	0.97	0.83	0.45	7.05	1.58	70	Open
FIRE	65	340	-3.06	11.70	3.80	10.86	3.68	0.47	70	Cyclic

All images shown are constituted of  $1280 \times 720$  pixels and rendered using 4096 paths per pixel component, with 3 components per pixel. All scenes use the same Mie and clear-sky data. Boundary Conditions apply to the 3D LES domain that is embedded in a 1D atmosphere. The sun azimuth angle origin is at  $X > 0, Y = 0$  (to the East) and oriented to the North. FOV is for Field Of View. Position and target point values were rounded for readability. The data and files describing the scenes are distributed in the starter-pack, available online.

#### 4.2.C.1 Physical Properties of the Atmosphere

**4.2.C.1.1 Clear-sky** The clear-sky atmospheric column is described from ground to space by vertical profiles of temperature, pressure, water vapor mixing ratio, and a mix of other gases ( $CO_2, CH_4, N_2O, CFC1, CFC2^3, O_2, O_3$ ). The I3RC cumulus case profiles provided with the ecRad package (the radiative transfer model developed at the ECMWF [HOGAN et BOZZO, 2018]) are used.

**4.2.C.1.2 Clouds** The realistic 3D cloud fields are produced by the Méso-NH model [LAC et collab., 2018; LAFORE et collab., 1997] used in a Large-Eddy Simulation (LES) mode, at resolutions lying between 5 and 50 m. The subgrid microphysics is a bulk, one-moment scheme (ICE3, CANIAUX et collab. [1994]). No subgrid cloud scheme is used; i.e., the cells are assumed to be homogeneously filled with condensate water when saturation is reached. The 3D turbulent scheme [CUXART et collab., 2000] is closed with a mixing length based on DEARDORFF [1980]. The model outputs include 3D fields of liquid and vapor water mixing ratio, potential temperature and pressure.

#### 4.2.C.2 Optical Properties of Gas and Clouds

**4.2.C.2.1 Gas Molecules** The radiative properties of the atmospheric column are computed via the ecRad software, which we use as a front end for production of the Rapid Radiative Transfer Model for GCMs (RRTMG, IACONO et collab. [2008]; MLAWER et collab. [1997]) k-distribution profiles for 16 spectral intervals in the longwave ( $[10-3500] \text{ cm}^{-1}$ ) and 14 spectral intervals in the shortwave ( $[820-50000] \text{ cm}^{-1}$ ). Each quadrature point is provided with a quadrature weight that is used by our algorithms as a probability for the sampling of absorption coefficient values, which are then practically used as if radiative transfer were monochromatic. As the impact of the horizontal variations of temperature and pressure on the absorption is negligible in solar computations, absorption coefficient profiles are computed from vertical profiles of horizontally-averaged temperature and pressure fields. The effect of water vapor variations on the absorption is parameterized using the fact that the absorption coefficients of the gas mixture are roughly linear (in log/log space) with  $x_{H_2O}$ , the water vapor molar fraction. The ecRad software is used in a preliminary step to compute and tabulate absorption and scattering coefficients for the 1D atmosphere, for each spectral interval, quadrature point, atmospheric layer, and value of  $x_{H_2O}$  in a given discretized range. The

<sup>3</sup>Correction :  $CFC1$  et  $CFC2$  devraient être  $CFC11$  et  $CFC12$

resulting look-up table is then used within the MC algorithm to retrieve the local  $k$ -values. Details describing the model and the interpolation procedure are given in the Supporting Information. The maximum relative error between two profiles computed analytically from RRTM-G vs. interpolated absorption coefficients is around 1.2%, which is around half the maximum relative error found between profiles computed by ecRad vs. analytically, both from RRTM-G data (2.6%).

**4.2.C.2.2 Cloud Droplets** The method developed by [MISHCHENKO et collab. \[2002\]](#), implemented in Fortran as in [MISHCHENKO et collab. \[1999\]](#), is used to solve far-field light scattering by spherical particles using the Lorenz-Mie theory. The main assumptions are that droplets are homogeneous and that polarization is ignored. As with ecRad for gaseous absorption, this code is used externally to compute the single scattering albedo, the extinction, scattering and absorption coefficients, the asymmetry parameter and the phase function, all of which are averaged over the size distribution. We also compute the cumulative phase function and its inverse to allow efficient sampling of scattering directions. The MC algorithm accesses these data via look-up tables and performs spectral averaging over the narrow bands used in the  $k$ -distribution described above: the Mie data are uncorrelated from the gas spectral data and the same look-up table can be used with various spectral models. The specific table used for the simulations of Section 4.2.4 is available as a NetCDF file in the starter pack (<https://www.meso-star.com/projects/high-tune/starter-pack.html>). The size distribution is lognormal, with an effective radius of 10  $\mu\text{m}$  and a standard deviation of 1  $\mu\text{m}$ .

#### 4.2.D Description of the Set of Libraries

The modules are briefly presented in Table 4.6 and divided into three groups:

1. low-level modules (random sampling, surface and volume data structuring and ray-tracing, scattering), implemented as libraries, forming the generic development environment, available at <https://gitlab.com/meso-star/star-engine/>. They implement true abstractions of Monte Carlo concepts that can be used regardless of the scientific field of application, but mastering their use requires some time and investment due to the level of abstraction they represent;
2. data-oriented modules (3D atmospheric fields, cloud and gas optical properties data), also implemented as libraries, although not directly available in the development environment as they are already oriented toward atmospheric applications. Using these modules would require the user to produce data in the same format as ours. Other data-oriented modules can be developed to interface new input data with higher-level modules;
3. application-oriented modules (sky, ground, camera and sun), not implemented as libraries, developed in the context of the renderer application. They can be used for other projects implementing atmospheric radiative transfer models; the sky module in particular implements the construction of the hierarchical structures for the volume data that was loaded using the data-oriented modules.

In addition, an application (htrdr) that makes use of the different modules to implement a Monte Carlo algorithm was developed. Typical functions associated with the different modules are cited as illustrations in Table 4.6. The sources can be downloaded online (<https://www.meso-star.com/projects/high-tune/high-tune.html>), and user guides are provided on the website. A starter pack with the data and scripts necessary to reproduce the examples of Section 4.2.4 is also provided. The setup of the scenes is summarized in Table 4.5. However, the most useful user guide for the interested reader is the commented code that implements the renderer using the various functions of Table 4.6. Indeed, this code was in

part developed to illustrate the use of the different libraries and modules, to serve as a basis for further developments, and as an example for implementing new algorithms.

Specific to the rendering application, software was developed (http) to convert spectral radiances from the colorimetric space that models human color vision (XYZ) into sRGB images. It is distributed with the library, and documentation describing the conversion process is available at <https://www.meso-star.com/projects/high-tune/man/man1/http.1.html>.

To test these tools in the context of multiple scattering, we implemented several benchmark experiments and compared our calculations against published results, e.g. Table 1 of [GALTIER et collab. \[2013\]](#), and against the solution of the well-validated 3DMCPOL [[CORNET et collab., 2010](#)] on the IPRT cubic cloud case [[EMDE et collab., 2018](#)] (see Supporting Information). Agreement was found within the MC statistical uncertainty, thus validating our implementation.

## Acknowledgments

We are sincerely grateful to Robert Pincus and two anonymous reviewers for their fruitful comments and feedback, thanks to which the originally submitted manuscript was greatly improved (versions prior to revision are available on arXiv <https://arxiv.org/abs/1902.01137>). Our many thanks also go to F. Brient for providing us with the FIRE stratocumulus LES field, C. Strauss, D. Ricard and C. Lac for providing us with the 5m resolution congestus LES field, and C. Coustet for useful discussion. We acknowledge support from the Agence Nationale de la Recherche (ANR, grants HIGH-TUNE ANR-16-CE01-0010, <http://www.umr-cnrm.fr/high-tune> and MCG-RAD ANR-18-CE46-0012), from the French Programme National de Télédétection Spatiale (PNTS-2016-05), from Région Occitanie (Projet CLE-2016 EDStar) and from the French Minister of Higher Education, Research and Innovation for the PhD scholarship of the first author. The data and sources described in this paper are available at <https://www.meso-star.com/projects/high-tune/high-tune.html>.

Table 4.0 – Open-source Monte Carlo modules and examples of functions.

Module name	Description	Example of functions
<b>Low-level</b>	<a href="https://gitlab.com/meso-star/star-engine/">https://gitlab.com/meso-star/star-engine/</a>	
Star-SamPle (ssp)	Generate reproducible sequences of pseudo-random numbers (compatible with parallelization), sample and evaluate various probability density functions.	ssp_rng_canonical; ssp_ran_exp_pdf; ssp_ran_hemisphere_cos;
Star-3D (s3d)	Define shapes, attach them to a scene, trace rays in the scene, filter hits.	s3d_scene_create; s3d_scene_view_trace_ray; s3d_hit_filter_function_T;
Star-VoXel (svx)	Define voxels, partition them into a hierarchical structure (tree), trace rays in the tree, filter hits.	svx_octree_create; svx_tree_trace_ray; svx_hit_filter_T;
Star-ScatteringFunctions (ssf)	Setup, sample and evaluate scattering functions for surface and volume.	ssf_specular_reflection_setup; ssp_phase_sample; ssp_fresnel_eval;
<b>Data-oriented</b>	<a href="https://www.meso-star.com/projects/high-tune/high-tune.html">https://www.meso-star.com/projects/high-tune/high-tune.html</a>	
High-Tune: Cloud Properties (htcp)	Describe 4D atmospheric fields.	les2htcp (bin)
High-Tune: Mie (htmie)	Describe the optical properties of water droplets.	htmie_fetch_xsubsection_scattering; htmie_compute_xsubsection_absorption_average;
High-Tune: Gas Optical Properties (htgop)	Describe the optical properties of atmospheric gas mixture.	htgop_get_sw_spectral_interval; htgop_layer_lw_spectral_interval_tab_fetch_ka;
<b>Application-oriented</b>	<a href="https://www.meso-star.com/projects/high-tune/man/man1/htdr.1.html">https://www.meso-star.com/projects/high-tune/man/man1/htdr.1.html</a>	
htdr_sky	Build acceleration grid for the atmospheric volume data (3D clouds embedded in 1D gas) in the context of null-collision algorithms, trace rays in the atmospheric volume, access null-collision and raw data.	htdr_sky_create; htdr_sky_fetch_raw_property; htdr_sky_fetch_svx_property; htdr_sky_trace_ray;
htdr_ground	Build scene and acceleration structure from input obj file describing the ground as a set of triangles, trace rays in the scene.	htdr_ground_create; htdr_ground_trace_ray;
htdr_sum	Implement a sun model, sample solar cone, access sun data.	htdr_sum_create; htdr_sun_sample_direction; htdr_sun_get_radiance;
htdr_camera	Implement a pinpoint camera model, trace a ray originating from the camera lens.	htdr_camera_create; htdr_camera_ray;

Most of the functions mentioned here can be found in the commented implementation of the render presented in 4.2.4 [MESO-STAR, 2016].

## 4.3 Commentaires, précisions et analyses supplémentaires à l'article

### 4.3.1 Résumé

Dans l'article faisant l'objet de la section précédente, la méthode des collisions nulles associée à l'utilisation de grilles hiérarchiques permet de rendre le temps de calcul pour le lancer de rayon dans les volumes insensible à la complexité de la donnée qui décrit le volume. Cette insensibilité est indépendante de l'algorithme de suivi de chemins (donc de la grandeur à estimer) car elle concerne l'étape de lancer de rayon visant à trouver le lieu de la prochaine collision, une étape réalisée très fréquemment dans tout algorithme de Monte Carlo pour le transfert radiatif. La méthode des collisions nulles n'introduit pas de biais donc la précision du calcul est exactement la même que pour un suivi de rayon régulier (sans collisions nulles, qui traverse toutes les mailles qui décrivent la donnée 3D d'origine).

L'article insiste également sur l'aspect agnostique de la procédure de lancer de rayon implémentée dans la bibliothèque Star-VoXel : le lancer de rayon est vu comme un itérateur ordonné sur les voxels de la grille hiérarchique, c'est à dire une simple procédure d'accès à une donnée. La même procédure de lancer de rayon pourrait être utilisée pour faire autre chose que de la physique. C'est la fonction de filtrage, c'est à dire la fonction qui est invoquée par la procédure de lancer de rayon à chaque voxel intersecté, qui permet au physicien de d'implémenter le traitement de cette donnée. La fonction de filtrage peut être aussi complexe que nécessaire pour décrire la physique, implémenter différents algorithmes de réduction de variance ou des calculs de sensibilité. Elle doit retourner à minima un booléen qui permet à la procédure de lancer de rayon de décider si elle continue à intersecter les voxels sur sa ligne de visée (si le résultat retourné par la fonction de filtrage est vrai, le voxel courant est filtré) ou s'arrêter (si la fonction de filtrage retourne faux, le voxel courant n'est pas filtré : un évènement a lieu dans le voxel en question).

Le vocabulaire vient de la synthèse d'image qui utilise déjà des fonctions de filtrage pour le lancer de rayons en surface : ces fonctions permettent de filtrer les surfaces transparentes par exemple, ou de gérer les auto-intersections (filtrer la surface depuis laquelle est lancé le rayon pour à chercher la prochaine surface qui intersecte le rayon). L'article est tourné autour de considérations informatiques plus qu'algorithmiques.

La suite de cette section est consacrée à un approfondissement des algorithmes abordés dans l'article. La question de la variance, omniprésente lors de toute conception d'algorithme Monte Carlo mais quasiment absente des réflexions menées dans l'article, est abordée en sous-section 4.3.2. La sous-section 5.3.3 présente une illustration de l'algorithme de sensibilités mentionné dans l'article. Une partie du document *Supplemental Information* accompagnant l'article est reportée en sous-section 4.3.4 : le code de Monte Carlo présenté dans l'article est comparé au code 3DMCPOL [CORNET et collab., 2010]. Une discussion sur l'intérêt scientifique des images photoréalistes est reportée à la Partie IV.

### 4.3.2 Variances des algorithmes présentés dans l'article

#### 4.3.2.1 Estimation locale et fonction de phase de Mie

Dans nos travaux, nous mentionnons mais ne discutons pas de techniques de réduction de variance. Pourtant, dans la communauté du transfert radiatif en atmosphère nuageuse, il existe une famille d'observables dont la variance est importante. Il s'agit des luminances solaires incidentes en un capteur, simulées à partir de la méthode de l'estimation locale. Les chemins sont émis au sommet de l'atmosphère et sont propagés dans le volume. Les positions de diffusion sont échantillonnées en fonction de l'épaisseur optique de diffusion uniquement. Le long du chemin, la transmissivité par absorption est stockée dans une variable. À chaque évènement de diffusion ou de réflexion sur une surface, le chemin est virtuellement prolongé

en ligne droite (sans diffusion) jusqu’au capteur. La contribution du chemin virtuel à la grandeur simulée est ainsi pondérée par

1. la probabilité que le chemin a d’être effectivement diffusé ou réfléchi depuis sa direction courante, vers la direction du capteur, donnée par la fonction de phase ou la fonction de réflectivité,
2. la transmissivité atmosphérique depuis le point de diffusion ou de réflexion jusqu’au capteur,
3. la transmissivité atmosphérique d’absorption depuis la source jusqu’au point de diffusion ou de réflexion qui a été stockée le long du chemin.

Ainsi, plutôt que d’attendre qu’un chemin atteigne le capteur dans la direction d’observation (un évènement de probabilité nulle si la position ou la direction est décrite par une distribution de Dirac), chaque évènement le long de chaque chemin contribue à l’observable. Cette méthode tend à diminuer la variance en multipliant le nombre de réalisations par l’ordre de diffusion et de réflexion de chaque chemin réalisé. Pourtant c’est cette même méthode qui, dans le cas des luminances nuageuses, conduit à des problèmes de convergence. Cela est dû à la particularité de la fonction de phase de Mie qui, comme on l’a vu à la section 1.3, présente un pic de diffusion dans un petit angle solide vers l’avant. La densité d’énergie diffusée dans la direction avant est d’un ordre de grandeur environ quatre fois supérieur à la densité diffusée dans une direction hors du pic avant. Si la fonction de phase de Mie est uniquement utilisée pour échantillonner une direction, ce pic avant ne pose pas de difficulté particulière : les directions diffusées les plus probables se situent dans cet angle solide avant, et seront donc échantillonnées plus fréquemment. Par contre, si la fonction de phase de Mie est maintenant utilisée comme un facteur de pondération comme c’est le cas dans la méthode de l’estimation locale, cela conduit à des difficultés majeures : la plupart du temps, le chemin n’est pas aligné avec le capteur, le facteur de pondération décrit à l’étape 1 est faible. Rarement, le chemin est aligné avec le capteur, est alors le poids de la contribution est  $10^4$  fois plus grand que les poids échantillonnés auparavant. Ces évènements relativement rares mais toutefois existants sont une source de variance très élevée. Des solutions ont été publiées dans la littérature, mais elles n’ont pas encore été implémentées dans nos codes. Afin d’éviter ces problèmes de convergence, nous avons choisi d’utiliser la fonction de phase approchée d’Henyey-Greenstein pour l’algorithme de rendu où la méthode d’estimation locale est utilisée. Les propriétés optiques du champ ainsi que le paramètre d’asymétrie dont dépend la fonction de phase de Henyey-Greenstein sont issus de calculs de Mie effectués préalablement.

#### 4.3.2.2 Décomposition

Une technique de réduction de variance implémentée dans l’algorithme décrit en 4.2.4 est la méthode dite de *décomposition*. À notre connaissance, elle est issue de la communauté de synthèse d’image [KUTZ et collab., 2017; NOVÁK et collab., 2014]. Elle consiste à décomposer le champ de coefficient d’extinction  $k$  décrivant le milieu hétérogène en la somme d’un champ de coefficient d’extinction  $k_c$  décrivant un milieu homogène, dit de *contrôle*, et d’un champ de coefficient d’extinction  $k_r$  décrivant un milieu hétérogène, dit *résiduel*. Lorsque la transmissivité atmosphérique  $\mathcal{T}$  est calculée le long d’un chemin, elle est calculée comme le

produit des transmissivités de contrôle et résiduelle :

$$\mathcal{T}(\mathbf{x}, \omega, l) = \exp \left( - \int_0^l ds k(x - s\omega) \right) \quad (4.6)$$

$$= \exp \left( - \int_0^l ds k_c(x - s\omega) + k_r(x - s\omega) \right) \quad (4.7)$$

$$= \exp \left( - \int_0^l ds k_c(x - s\omega) \right) \exp \left( - \int_0^l ds k_r(x - s\omega) \right) \quad (4.8)$$

$$= \mathcal{T}_c(\mathbf{x}, \omega, l) \times \mathcal{T}_r(\mathbf{x}, \omega, l) \quad (4.9)$$

Comme  $k_c$  est constant dans l'espace,

$$\mathcal{T}_c(\mathbf{x}, \omega, l) = \exp \left( - \int_0^l ds k_c(x - s\omega) \right) = \exp(-lk_c)$$

peut être évaluée de façon déterministe, tandis que  $\mathcal{T}_r(\mathbf{x}, \omega, l)$  est estimée par Monte Carlo. Pour ce faire, une épaisseur optique  $\tau_l$  de libre parcours est échantillonnée selon la loi de Beer d'espérance 1. Ensuite, l'épaisseur optique résiduelle est calculée le long du chemin de longueur  $l$ . Si l'épaisseur optique réelle est supérieure à  $\tau_l$ , alors une collision a lieu et le poids de ce chemin pour la transmissivité est nul. Si au contraire  $\tau_l$  est supérieur à l'épaisseur optique réelle, la collision échantillonnée a lieu après la fin du segment, et la transmissivité vaut 1. Si le milieu n'avait pas été décomposé, la transmissivité aurait été calculée de la même façon dans le milieu d'origine. Ainsi, les chemins auraient contribué avec des poids de 0 ou de 1, et les collisions auraient été plus nombreuses car le milieu d'origine est plus optiquement épais que le milieu résiduel. Grâce à la décomposition, les poids valent soit 0 soit  $\mathcal{T}_c$ . Étant donné que  $\mathcal{T}_c < 1$  dès que  $k_c > 0$ , l'écart entre les poids est réduit grâce à la décomposition, donc l'écart quadratique à la moyenne (la variance) est également réduit.

La méthode de décomposition n'est pas forcément efficace, dès lors que les hétérogénéités de  $k$  couvrent plusieurs ordres de grandeur : le rapport de  $\frac{k_c}{k_r}$  sera très faible et le bénéfice de la méthode sera d'autant réduit. Si elle a émergé dans la communauté de la synthèse d'image, en particulier pour traiter des milieux très hétérogènes, c'est que son efficacité peut être grandement améliorée lorsqu'elle est combinée à la méthode des collisions nulles. La méthode de décomposition est alors appliquée non pas au milieu entier, mais à chaque sous-domaine homogène  $\mathcal{V}$  où  $\hat{k}$  est constant. Ainsi, les champs de coefficient d'extinction de contrôle et résiduel sont à leur tour constants par morceaux. Pour chaque  $\mathcal{V}$ , le coefficient de contrôle vaut  $k_{\min} = \min \{k, \forall k \in \mathcal{V}\}$ , tandis que le coefficient résiduel  $k_r$  vaut  $k - k_{\min}$ . L'algorithme à collisions nulles présenté en section 4.2.4 est implémenté dans un milieu homogène par partie où le champ de  $k_n = k_{\max} - k$  (où  $k_{\max} = \max \{k, \forall k \in \mathcal{V}\}$ , et  $\hat{k} = k_{\max} - k_{\min}$ ) est choisi de telle sorte que  $k_r$  intégré verticalement dans  $\mathcal{V}$  vaut au maximum  $\tilde{\tau}$  (1 par défaut), et  $k_c$  peut être très élevé, maximisant ainsi l'efficacité de la méthode de décomposition ainsi que celle des collisions nulles.

### 4.3.3 Illustration d'un calcul de sensibilités

Dans l'article, l'idée que les fonctions de filtrage associées aux procédures de lancer de rayon facilitent l'implémentation de formulations intégrales non analogues est défendue. Un exemple de formulation intégrale non analogue est l'algorithme qui permet de calculer simultanément une grandeur et ses sensibilités à différents paramètres du modèle. Cet algorithme est obtenu en dérivant et factorisant la formulation intégrale d'origine, par exemple pour la transmissivité

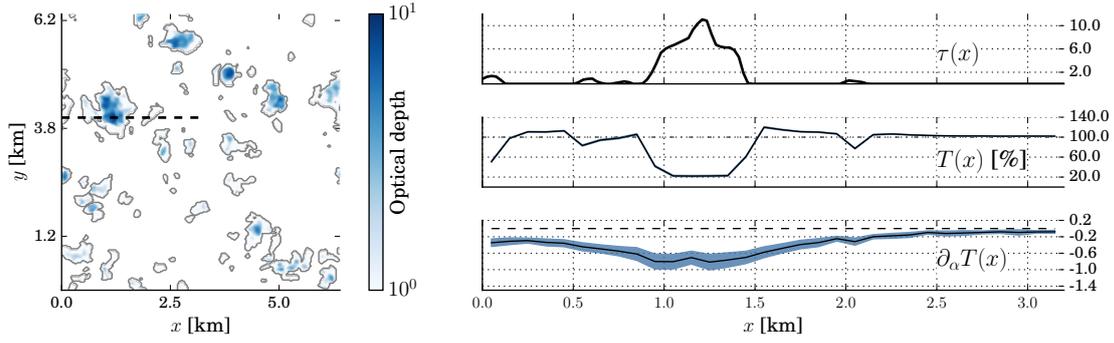


Figure 4.16 – À gauche : carte horizontale des épaisseurs optiques verticales (échelle log) pour le cas de cumulus ARMCu sixième heure, 1330 heure locale. Droite : épaisseur optique  $\tau$ , transmissivité atmosphérique  $T$  et sa sensibilité au ratio d’absorption sur extinction le long de la ligne pointillée montrée sur la figure de gauche. Les zones bleues correspondent aux intervalles de confiance à  $3\sigma$ , estimés par Monte Carlo. L’estimation de la transmissivité et de sa sensibilité a été réalisée sans approximation, à l’aide d’un unique calcul de Monte Carlo.

directe dérivée par rapport à un paramètre  $\pi$  dont seul le coefficient d’extinction  $k$  dépend :

$$\begin{aligned} \partial_{\pi} T(\mathbf{x}_0, \omega) &= \int_0^{\infty} d\hat{\tau}_s \exp(-\hat{\tau}_s) \left( \mathcal{H}(\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_L) \{0\} \right. \\ &\quad \left. + \mathcal{H}(\hat{\tau}_L - \hat{\tau}_s) \left( \frac{k}{\hat{k}} \{0\} + \left(1 - \frac{k}{\hat{k}}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left\{ -\frac{\partial_{\pi} k(\mathbf{x}_s)}{\hat{k}(\mathbf{x}_s) - k(\mathbf{x}_s)} T(\mathbf{x}_s, \omega) + \partial_{\pi} T(\mathbf{x}_s, \omega) \right\} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Un algorithme similaire a été implémenté non pas pour la transmissivité directe mais pour la transmissivité totale ; le paramètre de dérivation est le rapport du coefficient d’absorption au coefficient d’extinction, soit  $\alpha = \frac{k_a}{k}$ , qui vaut le complément à un de l’albédo de diffusion simple. L’albédo de diffusion simple est usuellement un paramètre issu de calculs de Mie, qui dépend de plusieurs hypothèses par exemple sur la distribution de taille des gouttelettes, des indices de réfraction de l’eau, ou de l’approximation de sphéricité et pureté des gouttes. L’incertitude sur ce paramètre implique une incertitude sur le calcul radiatif effectué, et cette incertitude peut être évaluée sans biais et sans surcote majeur par la méthode des sensibilités de Monte Carlo. La Figure 4.16 présente les résultats d’un tel calcul effectué le long d’une ligne droite sous un champ de cumulus (sixième heure de la simulation ARMCu de référence, voir Chapitre 5), pour  $\alpha = 0.01$  soit un albedo de diffusion simple  $\omega_0 = 0.99$  et un coefficient d’asymétrie pour la fonction de Henyey-Greenstein  $g = 0.85$ .

Des effets 3D apparaissent dans la Figure 4.16 : la transmissivité en ciel clair est supérieure à un proche des nuages dû au processus de fuite par les bords de nuages. La sensibilité de la transmissivité au taux d’absorption est négative car une augmentation de l’absorption compensée par une diminution de la diffusion engendre une diminution de la transmissivité totale. Cet effet est maximum sous le nuage et tend lentement vers zéro en ciel clair. Le fait que la sensibilité n’est pas nulle en ciel clair démontre que le transport horizontal de l’énergie radiative affecte des zones distantes des nuages.

La convergence des algorithmes de Monte Carlo est généralement optimisée pour la quantité d’intérêt, il n’y a donc pas de garantie que la variance de la sensibilité soit également faible. L’exemple discuté ici montre que l’intervalle de confiance autour de la sensibilité est beaucoup plus important qu’autour de la transmissivité elle-même. Cette variance élevée est liée à des difficultés identifiées pour les calculs de sensibilités en milieux fortement diffusants. Des recherches sont en cours pour développer des méthodes de calcul de sensibilités conver-

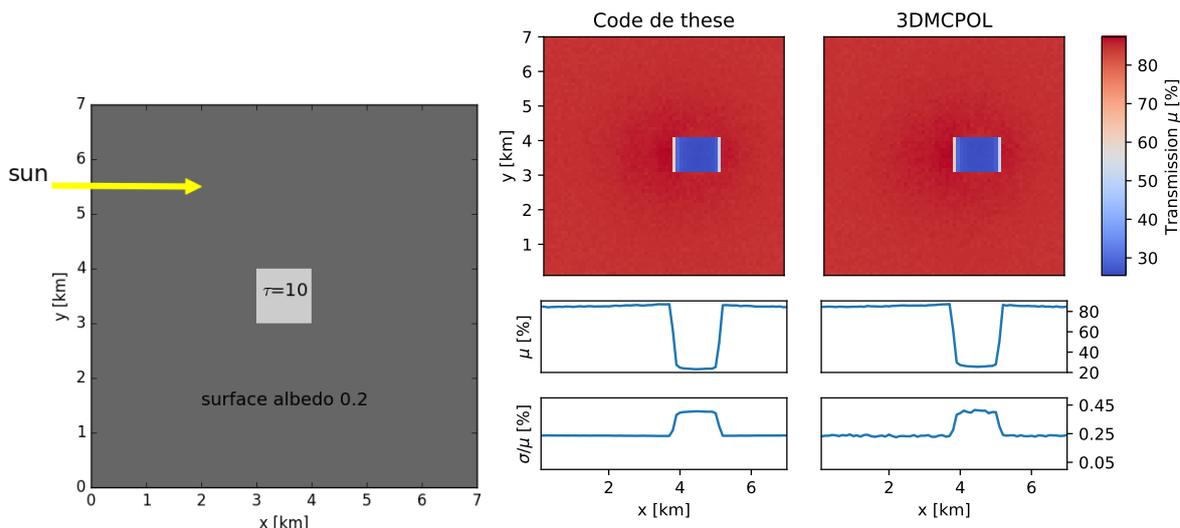


Figure 4.17 – Comparaison avec 3DMCPOL : à gauche, un schéma du cas étudié (le cas C2 de l’exercice d’intercomparaison de l’IPRT). À droite : carte de transmission au sol pour un soleil à  $20^\circ$  du zénith, coupe de la transmission en  $y=3.5$  km et écart type normalisé de la transmission selon ce même transect. Ecart absolu moyen : 0.22. Transmission moyenne d’après Code de thèse :  $83.273 \pm 0.198$ . D’après 3DMCPOL :  $83.307 \pm 0.198$ .

gentes tout en conservant les bonnes propriétés de convergence des estimateurs des quantités principales.

#### 4.3.4 Comparaison des codes présentés dans l’article avec 3DMCPOL

Des comparaisons de nos codes Monte Carlo avec le code 3DMCPOL en mode scalaire, déjà validé par la communauté lors de l’exercice d’intercomparaison de l’IPRT (International working group on Polarized Radiative Transfert ; [EMDE et collab. \[2015, 2018\]](#)), sont présentées ici. La Figure 4.17 présente une première comparaison, effectuée sur le cas académique de nuage équivalent au cas C2 utilisé pour l’exercice de l’IPRT, le *cubic cloud*. Le schéma de gauche sur la Figure 4.17 est issu de la page web de l’IPRT.

Les calculs ont été réalisés avec le code de Monte Carlo direct présenté à la section 4.2.5.1.  $980 \times 10^6$  chemins ont été suivis depuis le soleil jusqu’à absorption ou fuite dans l’espace. Chaque chemin participe en même temps à l’évaluation de la transmissivité, de l’albédo, et de leurs écarts types respectifs. Pour le calcul de 3DMCPOL, 980 simulations indépendantes sont lancées avec  $10^6$  réalisations chacune. Chaque chemin contribue à la fois à la transmissivité et à l’albédo avec un poids non nul grâce à la technique de local estimate [[MARCHUK et collab., 1980b](#)] réduisant ainsi la variance des observables (les chemins réfléchis avant d’atteindre la surface contribuent en partie au flux transmis). L’écart type pour chaque grandeur est finalement calculé à partir de l’échantillon des 980 observables indépendantes, chacune obtenue en moyennant les  $10^6$  chemins réalisés. L’écart type est donc plus bruité pour 3DMCPOL, simplement car il est calculé à partir d’un échantillon plus petit. La grandeur observée, elle, atteint le même niveau de convergence dans les deux codes.

La Figure 4.18 présente une comparaison en cours entre le code htrdr présenté en section 4.2.4 et 3DMCPOL pour le calcul d’une image satellite de synthèse, à partir du champ de congestus à 10m de résolution présenté dans la Figure 4.11. Le calcul est monochromatique. Une fonction de phase approchée de Henyey-Greenstein est utilisée dans les deux codes avec le même paramètre d’asymétrie ( $g=0.8628$ ) et le même albédo de diffusion simple ( $\alpha=0.999996$ ). Les différences entre les deux codes sont que pour 3DMCPOL, le modèle de caméra est de type orthographique (les rayons issus de la caméra sont parallèles entre eux) tandis que pour htrdr, la caméra est de type perspectif (les rayons issus de la caméra définis-

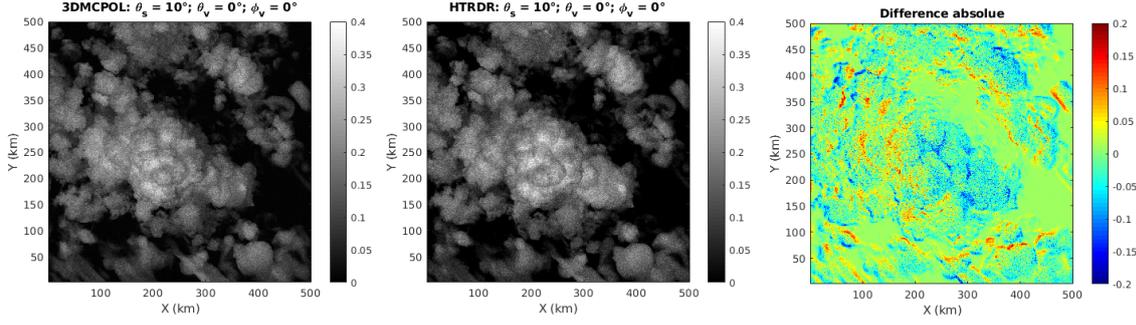


Figure 4.18 – Carte de luminances pour le champ de congestus à 10m de résolution vu de 700 km d’altitude, calculées par 3DMCPOL et par htrdr. Les axes X et Y sont des indices de maille et non des kilomètres comme indiqué sur la figure. Le domaine fait 5 km de côté. Luminance moyenne pour 3DMCPOL :  $0.093 \pm 0.013 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ . Luminance moyenne d’après htrdr :  $0.096 \pm 0.016 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ .

sent un angle de vue) ; la diffusion moléculaire est active dans 3DMCPOL mais pas dans htrdr où l’atmosphère est parfaitement transparente. Malgré ces différences, les luminances et écarts types moyens sont du même ordre de grandeur, mais des différences locales assez marquées et structurées apparaissent. La principale différence entre les deux calculs est le mode de caméra. A une distance infinie de la scène observée, les deux modèles de caméra sont équivalents. Pour le calcul de htrdr, la caméra virtuelle est à 700km d’altitude et l’ouverture d’angle total de la caméra vaut  $0.2^\circ$ . Cette différence est la principale cause des écarts jusqu’à  $0.2 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ , soit du même ordre de grandeur que la luminance simulée (d’autres calculs ont été réalisés sans la diffusion moléculaire dans 3DMCPOL, non montré ici). Cette comparaison met en évidence l’importance du modèle de caméra lors de simulations d’images satellites, et la difficulté de réaliser des simulations dans des conditions identiques.

Une deuxième tentative de comparaison est illustrée sur la Figure 4.19, où le mode caméra de 3DMCPOL est à présent perspectif comme pour htrdr, et l’atmosphère est transparente dans les deux cas. L’écart entre les deux cartes de luminance sont de l’ordre de grandeur des écarts types associés aux estimations de Monte Carlo, ce qui démontre d’un bon accord entre ces deux codes de rendu. Il faudrait augmenter le nombre de chemins simulés pour améliorer la convergence et pousser la comparaison plus loin.

### 4.3.5 Perspectives

Des analyses supplémentaires seront présentées à la fin de ce manuscrit, dans la partie IV. Elles ne sont pas menées ici, au coeur du manuscrit, car il faudrait encore énormément de travail pour comprendre et analyser ces simulations en profondeur. Les outils de calcul développés et présentés dans ce chapitre ont un potentiel important en termes d’analyse de simulations haute résolution, de leur réalisme (cet aspect a également été illustré par **MATHEOU et CHUNG [2014]**), et des caractéristiques des champs simulés. Les grilles hiérarchiques permettent d’accélérer les procédures de lancer de rayon mais également de repérer les zones hétérogènes ou épaisses d’un champ nuageux. On pourrait imaginer d’autres critères de fusion afin par exemple d’agréger les mailles appartenant aux coeurs des nuages, construisant ainsi des zones où le transfert pourrait être raisonnablement approché par un modèle de diffusion macroscopique : plutôt que d’échantillonner les nombreuses diffusions multiples au coeur des nuages, le chemin pourrait traverser la zone épaisse et en ressortir à une position et avec une direction aléatoires, simulant ainsi une fonction de phase isotrope en milieu optiquement épais. Cette méthode approchée introduirait un biais dans les estimations de Monte Carlo mais permettrait d’accélérer les temps de calcul. L’idée de coeur de nuage épais où la diffusion serait devenue isotrope du fait du grand nombre d’évènements de diffusion résonne

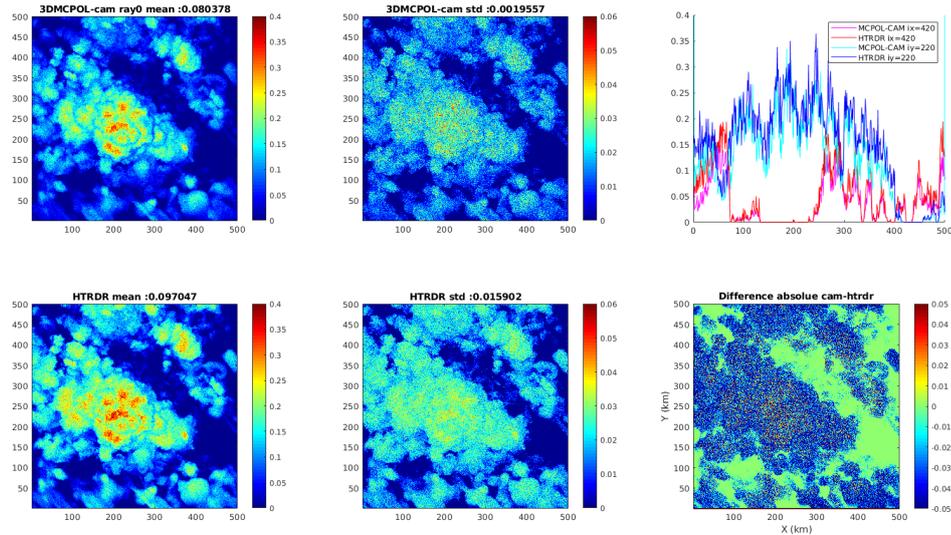


Figure 4.19 – Carte de luminances pour le champ de congestus à 10m de résolution vu de 700 km d’altitude, calculées par 3DMCPOL et par htrdr, avec le même modèle de caméra et une atmosphère transparente.

avec le concept de Veiled Core récemment décrit par [FORSTER et collab. \[2019\]](#). Cette piste sera intéressante à creuser du point de vue de la simulation directe mais également pour des objectifs d’inversion. Un autre aspect du code présenté ici est que les temps de réalisation sont définis et estimés comme des variables aléatoires, au long des chemins suivis dans la simulation. On pourrait également imaginer définir une variable aléatoire de longueurs de chemin (géométrique et optique), permettant de s’affranchir des interactions entre la physique et le suivi de chemin (au sens de la traversée des grilles et des rejets de collisions nulles). On aurait alors un outil puissant et utile à la fois pour améliorer notre compréhension des processus radiatifs en milieux nuageux, mais également dans le cadre de l’inversion de mesures effectuées par des radars ou imageurs proche infrarouge, qui visent à estimer l’épaisseur des nuages à partir de la longueur des chemins rétrodiffusés, une estimation rendue difficile par la diffusion multiple en présence de nuages optiquement épais.

## Résumé

Pour aborder les questions des effets radiatifs 3D, un code de Monte Carlo a été développé intégrant différentes options algorithmiques comme la possibilité de calculer des flux sous l’approximation des colonnes indépendantes, de séparer les flux en composantes directe et diffuse, ou d’intégrer les flux sur une dimension temporelle, sur la base d’un échantillonnage de positions solaires. En parallèle de ces développements très particuliers dus aux questions atmosphériques qui les ont motivés, d’autres développements plus larges ont été menés sur le plan informatique, en lien avec les travaux de revisite des algorithmes à collisions nulles par la communauté de la synthèse d’image. Une bibliothèque de modules permettant d’implémenter des codes Monte Carlo pour le transfert radiatif atmosphérique a été développée. Ces outils permettent deux avancées principales : i/ les temps de calcul sont insensibles à la quantité de données surfaciques et volumiques, ii/ une certaine flexibilité d’implémentation est garantie par les concepts de fonctions de filtrage. Ces modèles ont été comparés avec des modèles reconnus de la communauté atmosphérique : ecRad pour le transfert atmosphérique en ciel clair (non montré) et 3DMCPOL pour le transfert radiatif en atmosphère nuageuse. La bibliothèque a été testée sur un algorithme de rendu d’image, qui simule des champs

de luminances nuageuses. De telles images présentent de nombreux intérêts et contiennent beaucoup d'information, en particulier elles permettent d'évaluer le réalisme et les limites des modèles atmosphériques à haute résolution, ou de mieux comprendre les processus radiatifs en interaction avec les nuages. Toutefois, ces développements ayant abouti dans la dernière année de thèse, l'exploitation des images reste une perspective ouverte, discutée à la Partie [IV](#) de ce manuscrit.

# Références

- APPEL, A. 1968, «Some techniques for shading machine renderings of solids», dans *Proceedings of the April 30–May 2, 1968, Spring Joint Computer Conference*, AFIPS '68 (Spring), ACM, New York, NY, USA, p. 37–45, doi:10.1145/1468075.1468082. 70, 102
- ARVO, J. et D. KIRK. 1990, «Particle transport and image synthesis», *SIGGRAPH Comput. Graph.*, vol. 24, n° 4, doi:10.1145/97880.97886, p. 63–66, ISSN 0097-8930. 103
- BAERT, J., A. LAGAE et PH. DUTRÉ. 2013, «Out-of-core construction of sparse voxel octrees», dans *Proceedings of the 5th High-Performance Graphics Conference*, HPG '13, ACM Press, New York, NY, USA, ISBN 978-1-4503-2135-8, p. 27–32, doi:10.1145/2492045.2492048. URL <http://doi.acm.org/10.1145/2492045.2492048>. 91, 104
- BARKER, H. W., J. N. S. COLE, J. LI, B. YI et P. YANG. 2015, «Estimation of errors in two-stream approximations of the solar radiative transfer equation for cloudy-sky conditions», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 72, n° 11, doi:10.1175/JAS-D-15-0033.1, p. 4053–4074. 83
- BARKER, H. W., G. L. STEPHENS et Q. FU. 1999, «The sensitivity of domain-averaged solar fluxes to assumptions about cloud geometry», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 125, n° 558, doi:10.1002/qj.49712555810, p. 2127–2152. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49712555810>. 73
- BARKER, H. W., G. L. STEPHENS, P. T. PARTAIN, J. W. BERGMAN, B. BONNEL, K. CAMPANA, E. E. CLOTHIAUX, S. CLOUGH, S. CUSACK, J. DELAMERE et OTHERS. 2003, «Assessing 1d atmospheric solar radiative transfer models: Interpretation and handling of unresolved clouds», *Journal of Climate*, vol. 16, n° 16, p. 2676–2699. 83
- BENNER, T. C. et K. F. EVANS. 2001, «Three-dimensional solar radiative transfer in small tropical cumulus fields derived from high-resolution imagery», *Journal of geophysical research*, vol. 106, p. 14. 83
- BITTERLI, B., S. RAVICHANDRAN, T. MÜLLER, M. WRENNINGE, J. NOVÁK, S. MARSCHNER et W. JAROSZ. 2018, «A radiative transfer framework for non-exponential media», *ACM TRANSACTIONS ON GRAPHICS*, vol. 37, n° 6. 71
- BOEUF, J. P. et E. MARODE. 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*, vol. 15, n° 11, p. 2169. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/15/i=11/a=012>. 69
- BONY, S. et J.-L. DUFRESNE. 2005, «Marine boundary layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models», *Geophysical Research Letters*, vol. 32, n° 20, doi:10.1029/2005GL023851, ISSN 0094-8276. 94
- BRISC, F. et G. CIONI. 2019, «Physically based rendering of a high resolution icon-lem cloud simulation», <https://www.youtube.com/watch?v=TmSua6yPIyU>. 83

- BROWN, A., R. CEDERWALL, A. CHLOND, P. DUYNKERKE, J.-C. GOLAZ, M. KHAIROUT-DINOV, D. C. LEWELLEN, A. P. LOCK, M. K. MACVEAN, C.-H. MOENG, R. A. J. NEGGERS, A. P. SIEBESMA et B. STEVENS. 2002, «Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land», *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 128, p. 1075–1093. [94](#)
- BURAS, R. et B. MAYER. 2011, «Efficient unbiased variance reduction techniques for Monte Carlo simulations of radiative transfer in cloudy atmospheres: The solution», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 112, n° 3, doi:10.1016/j.jqsrt.2010.10.005, p. 434–447, ISSN 00224073. [93](#), [102](#)
- BURLEY, B., D. ADLER, M. J.-Y. CHIANG, H. DRISKILL, R. HABEL, P. KELLY, P. KUTZ, Y. K. LI et D. TEECE. 2018, «The design and evolution of disney’s hyperion renderer», *ACM Trans. Graph.*, vol. 37, n° 3, doi:10.1145/3182159, p. 33:1–33:22, ISSN 0730-0301. URL <http://doi.acm.org/10.1145/3182159>. [70](#), [71](#), [102](#), [104](#)
- CAHALAN, R. F., L. OREOPOULOS, A. MARSHAK, K. F. EVANS, A. B. DAVIS, R. PINCUS, K. H. YETZER, B. MAYER, R. DAVIES, T. P. ACKERMAN, H. W. BARKER, E. E. CLOTHIAUX, R. G. ELLINGSON, M. J. GARAY, E. KASSIANOV, S. KINNE, A. MACKE, W. O’HIROK, P. T. PARTAIN, S. M. PRIGARIN, A. N. RUBLEV, G. L. STEPHENS, F. SZCZAP, E. E. TAKARA, T. VÁRNAI, G. WEN et T. B. ZHURAVLEVA. 2005, «THE I3rc: Bringing Together the Most Advanced Radiative Transfer Tools for Cloudy Atmospheres», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 86, n° 9, doi:10.1175/BAMS-86-9-1275, p. 1275–1293, ISSN 0003-0007, 1520-0477. [89](#)
- CALLOT, C., S. BLANCO, C. COUSTET, M. ELHAFI, V. EYMET, V. FOREST, R. FOURNIER et B. PIAUD. 2018, «Combined conductive-radiative heat transfer analysis in complex geometry using the monte carlo method», dans *Eurotherm Seminar 110 – Computational Thermal Radiation in Participating Media - VI April 11-13, Cascais, Portugal*. [68](#)
- CALLOT, C., S. BLANCO, C. COUSTET, V. EYMET, V. FOREST, R. FOURNIER, M. ELHAFI et B. PIAUD. 2017a, «Résolution des transferts conducto-radiatifs par la méthode de monte-carlo en milieux poreux», dans *JERT Orleans, 23-24 Novembre*. [68](#)
- CALLOT, C., S. BLANCO, C. COUSTET, V. EYMET, V. FOREST, R. FOURNIER, B. PIAUD et M. ELHAFI. 2017b, «Résolution des transferts conducto-radiatifs par la méthode de monte-carlo en milieux poreux», dans *25eme Congrès Français de Thermique - Marseille - 30 Mai/ 2 Juin*. [68](#)
- CANIAUX, G., J.-L. REDELSPERGER et J.-P. LAFORE. 1994, «A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. part i: General description and water and heat budgets», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 51, n° 14, doi:10.1175/1520-0469(1994)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2, p. 2046–2074. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2). [105](#)
- CESS, R., G. POTTER, J.-P. BLANCHET, G. J BOER, S. GHAN, J. KIEHL, H. LE TREUT, Z. X LI, X. Z LIANG, J. MITCHELL, J.-J. MORCRETTE, D. A RANDALL, M. R RICHES, E. ROECKNER, U. SCHLESE, A. SLINGO, K. E TAYLOR, W. WASHINGTON, R. T WETHERALD et I. YAGAI. 1989, «Interpretation of cloud-climate feedback as produced by 14 atmospheric general circulation models», vol. 245, p. 513–6. [82](#)
- CHRISTENSEN, P., J. FONG, J. SHADE, W. WOOTEN, B. SCHUBERT, A. KENSLER, S. FRIEDMAN, C. KILPATRICK, C. RAMSHAW, M. BANNISTER, B. RAYNER, J. BROUILLAT et M. LIANI. 2018, «Renderman: An advanced path-tracing architecture for movie rendering», *ACM Trans. Graph.*, vol. 37, n° 3, doi:10.1145/3182162, p. 30:1–30:21, ISSN 0730-0301. URL <http://doi.acm.org/10.1145/3182162>. [70](#)

- CHRISTENSEN, P. H., W. JAROSZ et collab.. 2016, «The path to path-traced movies», *Foundations and Trends® in Computer Graphics and Vision*, vol. 10, n° 2, p. 103–175. [71](#)
- COLEMAN, W. A. 1968, «Mathematical verification of a certain monte carlo sampling technique and applications of the technique to radiation transport problems», *Nuclear Science and Engineering*, vol. 32, n° 1, doi:10.13182/NSE68-1, p. 76–81. [87](#), [103](#)
- COLLINS, D. G. et M. B. WELLS. 1965, «Monte carlo codes for study of light transport in the atmosphere. vol i: Description of codes», Technical Report, U.S. Department of Commerce, Institute for Applied Technology. [83](#)
- COOK, R. L., T. PORTER et L. CARPENTER. 1984, «Distributed ray tracing», *SIGGRAPH Comput. Graph.*, vol. 18, n° 3, doi:10.1145/964965.808590, p. 137–145, ISSN 0097-8930. [70](#), [102](#)
- CORNET, C., L. C.-LABONNOTE, F. WAQUET, F. SZCZAP, L. DEACONU, F. PAROL, C. VANBAUCE, F. THIEULEUX et J. RIÉDI. 2018, «Cloud heterogeneity on cloud and aerosol above cloud properties retrieved from simulated total and polarized reflectances», *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 11, n° 6, doi:10.5194/amt-11-3627-2018, p. 3627–3643. [83](#)
- CORNET, C., L. LABONNOTE et F. SZCZAP. 2010, «Three-dimensional polarized monte carlo atmospheric radiative transfer model (3dmcpl): 3d effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 111, n° 1, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.06.013, p. 174 – 186, ISSN 0022-4073. [72](#), [83](#), [107](#), [109](#)
- CUXART, J., P. BOUGEAULT et J.-L. REDELSPERGER. 2000, «A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 126, n° 562, doi:10.1002/qj.49712656202, p. 1–30. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49712656202>. [105](#)
- DAMMERTZ, H., J. HANIKA et A. KELLER. 2008, «Shallow bounding volume hierarchies for fast simd ray tracing of incoherent rays», dans *Proceedings of the Nineteenth Eurographics Conference on Rendering*, EGSR '08, Eurographics Association, Aire-la-Ville, Switzerland, Switzerland, p. 1225–1233, doi:10.1111/j.1467-8659.2008.01261.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1467-8659.2008.01261.x>. [70](#)
- DAUCHET, J., J.-J. BEZIAN, S. BLANCO, C. CALIOT, J. CHARON, C. COUSTET, M. EL HAFI, V. EYMET, O. FARGES, V. FOREST, R. FOURNIER, M. GALTIER, J. GAUTRAIS, A. KHUONG, L. PELISSIER, B. PIAUD, M. ROGER, G. TERRÉE et S. WEITZ. 2018, «Addressing nonlinearities in Monte Carlo», *Scientific reports*, vol. 8, doi:10.1038/s41598-018-31574-4, p. 2045–2322. [69](#), [83](#), [86](#), [104](#)
- DAUCHET, J., S. BLANCO, J.-F. CORNET, M. E. HAFI, V. EYMET et R. FOURNIER. 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*, vol. 128, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2012.07.004, p. 52 – 59, ISSN 0022-4073. Eurotherm Seminar on Computational Thermal Radiation in Participating Media IV. [69](#), [87](#)
- DAUHUT, T., J.-P. CHABOUREAU, J. ESCOBAR et P. MASCART. 2016, «Giga-LES of Hector the Convectoid and Its Two Tallest Updrafts up to the Stratosphere», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 73, n° 12, doi:10.1175/JAS-D-16-0083.1, p. 5041–5060, ISSN 0022-4928, 1520-0469. [92](#)

- DAVIES, R. 1978, «The Effect of Finite Geometry on the Three-Dimensional Transfer of Solar Irradiance in Clouds», *Journal Of The Atmospheric Sciences*, vol. 35, n° 9, p. 1712–1725. 83
- DAVIS, A. et A. MARSHAK. 2010, «Solar radiation transport in the cloudy atmosphere: A 3d perspective on observations and climate impacts», *Reports on Progress in Physics*, vol. 73, doi:10.1088/0034-4885/73/2/026801, p. 026 801. 83
- DAVIS, A., W. WISCOMBE, R. CAHALAN et A. MARSHAK. 1994, «Multifractal characterizations of nonstationary and intermittency in geophysical fields: Observed, retrieved, or simulated», *Journal of Geophysical Research*, vol. 99, doi:10.1029/94JD00219, p. 8055–8072. 82
- DAVISON, B. 1957, *Neutron transport theory*, International series of monographs on physics, Clarendon Press. URL <https://books.google.fr/books?id=ZhlRAAAAMAAJ>. 76
- DEARDORFF, J. W. 1980, «Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 18, n° 4, doi:10.1007/BF00119502, p. 495–527, ISSN 1573-1472. URL <https://doi.org/10.1007/BF00119502>. 105
- DELATORRE, J., G. BAUD, J. BÉZIAN, S. BLANCO, C. CALIOT, J. CORNET, C. COUSTET, J. DAUCHET, M. E. HAFI, V. EYMET, R. FOURNIER, J. GAUTRAIS, O. GOURMEL, D. JOSEPH, N. MEILHAC, A. PAJOT, M. PAULIN, P. PEREZ, B. PIAUD, M. ROGER, J. ROLLAND, F. VEYNANDT et S. WEITZ. 2014, «Monte carlo advances and concentrated solar applications», *Solar Energy*, vol. 103, doi:https://doi.org/10.1016/j.solener.2013.02.035, p. 653 – 681, ISSN 0038-092X. 68, 83, 87
- DIMOV, I. T. 2008, *Monte Carlo methods for applied scientists*, World Scientific. 69
- DUFRESNE, J.-L. et S. BONY. 2008, «An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere–ocean models», *Journal of Climate*, vol. 21, n° 19, doi:10.1175/2008JCLI2239.1, p. 5135–5144. 82
- DUNN, W. L. 1981, «Inverse monte carlo analysis», *Journal of Computational Physics*, vol. 41, n° 1, p. 154–166. 68
- DUYNKERKE, P. G., S. R. DE ROODE, M. C. VAN ZANTEN, J. CALVO, J. CUXART, S. CHEINET, A. CHLOND, H. GRENIER, P. J. JONKER, M. KÖHLER, G. LENDERINK, D. LEWELLEN, C.-L. LAPPEN, A. P. LOCK, C.-H. MOENG, F. MÜLLER, D. OLMEDA, J.-M. PIRIOU, E. SÁNCHEZ et I. SEDNEV. 2004, «Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the eurocs stratocumulus case», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 130, n° 604, doi:10.1256/qj.03.139, p. 3269–3296. 94
- EMDE, C., V. BARLAKAS, C. CORNET, F. EVANS, S. KORKIN, Y. OTA, L. C. LABONNOTE, A. LYAPUSTIN, A. MACKE, B. MAYER et M. WENDISCH. 2015, «Iprt polarized radiative transfer model intercomparison project – phase a», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 164, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.05.007, p. 8 – 36, ISSN 0022-4073. 113
- EMDE, C., V. BARLAKAS, C. CORNET, F. EVANS, Z. WANG, L. C. LABONOTTE, A. MACKE, B. MAYER et M. WENDISCH. 2018, «Iprt polarized radiative transfer model intercomparison project – three-dimensional test cases (phase b)», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 209, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2018.01.024, p. 19 – 44, ISSN 0022-4073. 107, 113
- EVANS, K. F. 1998, «The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer», *Journal of the Atmospheric Sciences*,

vol. 55, n° 3, doi:10.1175/1520-0469(1998)055<0429:TSHDOM>2.0.CO;2, p. 429–446, ISSN 0022-4928. [83](#)

EYMET, V., V. FOREST, B. PIAUD, C. COUSTET, R. FOURNIER, S. BLANCO, L. IBARRART, J. TREGAN, P. LAVIEILLE, C. CALIOT, M. EL HAFI, J. BEZIAN, R. BOUCHIE, M. GALTIER, M. ROGER, J. DAUCHET, O. FARGES, C. PENIGUEL, I. RUPP et G. EYMET. 2019, «Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température», dans *7ème congrès français de thermique - 2019, Nantes, France*. [68](#)

EYMET, V., R. FOURNIER, S. BLANCO et J.-L. DUFRESNE. 2005, «A boundary-based net-exchange monte carlo method for absorbing and scattering thick media», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 91, doi:10.1016/j.jqsrt.2004.05.049, p. 27–46. [87](#)

EYMET, V., D. POITOU, M. GALTIER, M. EL-HAFI, G. TERREE et R. FOURNIER. 2013, «Null-collision meshless Monte-Carlo —Application to the validation of fast radiative transfer solvers embedded in combustion simulators», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 129, doi:10.1016/j.jqsrt.2013.06.004, p. 145–157. [71](#), [103](#)

FEYNMAN, R. P. et A. R. HIBBS. 1965, *Quantum Mechanics and Path Integrals*, McGraw-Hill, New York. [68](#)

FORSTER, L., A. B. DAVIS, D. J. DINER et B. MAYER. 2019, «Cloud tomography from space using misr and modis: Locating the "veiled core" in opaque convective clouds», . [115](#)

FOURNIER, R., S. BLANCO, V. EYMET, M. EL HAFI et C. SPIESSER. 2015, «Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single monte carlo algorithm», dans *Eurotherm - CTRPM-V Albi*. [68](#)

FOURNIER, R., S. BLANCO, V. EYMET, E. H. MOUNA et C. SPIESSER. 2016, «Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single monte carlo algorithm», vol. 676, p. 012007. [104](#)

FOURNIER, S., R. BLANCO et M. EL HAFI. 2018, «Monte carlo et couplage conduction-convection-rayonnement instationnaire dans les échangeurs poreux», dans *SFT : Journées-Transferts thermiques dans les mousses solides - Modélisation et caractérisation*. [68](#)

GALTIER, M., S. BLANCO, C. CALIOT, C. COUSTET, J. DAUCHET, M. EL HAFI, V. EYMET, R. FOURNIER, J. GAUTRAIS, A. KHUONG, B. PIAUD et G. TERRÉE. 2013, «Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 125, doi:10.1016/j.jqsrt.2013.04.001, p. 57–68, ISSN 00224073. [71](#), [84](#), [87](#), [92](#), [107](#)

GALTIER, M., S. BLANCO, J. DAUCHET, M. E. HAFI, V. EYMET, R. FOURNIER, M. ROGER, C. SPIESSER et G. TERRÉE. 2016, «Radiative transfer and spectroscopic databases: A line-sampling monte carlo approach», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 172, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.10.016, p. 83 – 97, ISSN 0022-4073. Eurotherm Conference No. 105: Computational Thermal Radiation in Participating Media V. [92](#), [104](#)

GALTIER, M., M. ROGER, F. ANDRÉ et A. DELMAS. 2017, «A symbolic approach for the identification of radiative properties», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 196, doi:10.1016/j.jqsrt.2017.03.026, p. 130–141. [68](#), [104](#)

GATTEPAILLE, V. 2020, *Modélisation multi-échelles par formulation intégrale d'un procédé photoréactif solaire et méthode de Monte Carlo*, thèse de doctorat, Université Clermont Auvergne. En cours. [69](#)

- GLASSNER, A. S., éd.. 1989, *An Introduction to Ray Tracing*, Academic Press Ltd., London, UK, UK, ISBN 0-12-286160-4. 70
- GRIFFLE, C., I. WALD et J. AMSTUTZ. 2016, «Implementing Node Culling Multi-Hit BVH Traversal in Embree», *Journal of Computer Graphics Techniques (JCGT)*, vol. 5, n° 4, p. 1–7, ISSN 2331-7418. URL <http://jcgt.org/published/0005/04/01/>. 70
- HARSHVARDHAN, J. A. WEINMAN et R. DAVIES. 1981, «Transport of Infrared Radiation in Cuboidal Clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 38, n° 11, doi:10.1175/1520-0469(1981)038<2500:TOIRIC>2.0.CO;2, p. 2500–2513, ISSN 0022-4928. 83
- HEINZE, R., A. DIPANKAR, C. C. HENKEN, C. MOSELEY, O. SOURDEVAL, S. TRÖMEL, X. XIE, P. ADAMIDIS, F. AMENT, H. BAARS, C. BARTHLOTT, A. BEHRENDT, U. BLAHAK, S. BLEY, S. BRDAR, M. BRUECK, S. CREWELL, H. DENEKE, P. DI GIROLAMO, R. EVARISTO, J. FISCHER, C. FRANK, P. FRIEDERICHS, T. GÖCKE, K. GORGES, L. HANDE, M. HANKE, A. HANSEN, H.-C. HEGE, C. HOOSE, T. JAHNS, N. KALTHOFF, D. KLOCKE, S. KNEIFEL, P. KNIPPERTZ, A. KUHN, T. VAN LAAR, A. MACKE, V. MAURER, B. MAYER, C. I. MEYER, S. K. MUPPA, R. A. J. NEGGERS, E. ORLANDI, F. PANTILLON, B. POSPICAL, N. RÖBER, L. SCHECK, A. SEIFERT, P. SEIFERT, F. SENF, P. SILIGAM, C. SIMMER, S. STEINKE, B. STEVENS, K. WAPLER, M. WENIGER, V. WULFMEYER, G. ZÄNGL, D. ZHANG et J. QUAAS. 2017, «Large-eddy simulations over germany using icon: a comprehensive evaluation», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 143, n° 702, doi:10.1002/qj.2947, p. 69–100. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2947>. 92
- HINKELMAN, L. M., K. F. EVANS, E. E. CLOTHIAUX, T. P. ACKERMAN et P. W. STACKHOUSE. 2007, «The effect of cumulus cloud field anisotropy on domain-averaged solar fluxes and atmospheric heating rates», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 64, n° 10, doi:10.1175/JAS4032.1, p. 3499–3520. 83
- HOGAN, R. J., M. AHLGRIMM, G. BALSAMO, A. BELJAARS, P. BERRISFORD, A. BOZZO, F. D. GIUSEPPE, R. FORBES, T. HAIDEN, S. LANG, M. MAYER, I. POLICHTCHOUK, I. SANDU, F. VITART et N. WEDI. 2017, «Radiation in numerical weather prediction», *ECMWF Technical Memorandum*, , n° 816. 82
- HOGAN, R. J. et A. BOZZO. 2018, «A flexible and efficient radiation scheme for the ECMWF model», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, doi:10.1029/2018MS001364. 100, 105
- HOGAN, R. J., M. D. FIELDING, H. W. BARKER, N. VILLEFRANQUE et S. A. K. SCHÄFER. 2019, «Entrapment: An important mechanism to explain the shortwave 3d radiative effect of clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 76, n° 7, doi:10.1175/JAS-D-18-0366.1, p. 2123–2141. 83, 101
- HOGAN, R. J., S. A. K. SCHÄFER, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 2. Matrix formulation and broadband evaluation», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024875, p. 2016JD024875, ISSN 2169-8996. 83, 100
- HOGAN, R. J. et J. K. P. SHONK. 2013, «Incorporating the Effects of 3d Radiative Transfer in the Presence of Clouds into Two-Stream Multilayer Radiation Schemes», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 70, n° 2, doi:10.1175/JAS-D-12-041.1, p. 708–724, ISSN 0022-4928, 1520-0469. 83, 100
- VAN DE HULST, H. 1968, «Asymptotic fitting, a method for solving anisotropic transfer problems in thick layers», *Journal of Computational Physics*, vol. 3, n° 2, doi:[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(68\)90023-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(68)90023-5), p. 291 – 306, ISSN 0021-9991. 76

- IACONO, M. J., J. S. DELAMERE, E. J. MLAWER, M. W. SHEPHARD, S. A. CLOUGH et W. D. COLLINS. 2008, «Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the aer radiative transfer models», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 113, n° D13, doi:10.1029/2008JD009944. 90, 100, 105
- IBARRART, L., S. BLANCO, C. CALIOT, R. FOURNIER et M. ELHAFI. 2017, «Transferts thermiques radiatifs, conductifs et convectifs instationnaires dans un même algorithme de monte carlo», dans *JERT Orleans, 23-24 Novembre*. 68
- IBARRART, L., S. BLANCO, C. CALIOT, R. FOURNIER et M. ELHAFI. 2018a, «A monte carlo algorithm combining conductive, convective, and radiative heat transfer in a porous solar receiver», dans *JEMP 2018, Nantes*. 68
- IBARRART, L., S. BLANCO, M. EL HAFI, R. FOURNIER et L. PENAZZI. 2019, «Couplage conducto-convecto-radiatif par monte carlo et temps de calcul, un parallèle avec les épaisseurs optiques», dans *7ème congrès français de thermique - 2019, Nantes, France*. 68
- IBARRART, L., S. BLANCO, R. FOURNIER et M. ELHAFI. 2018b, «Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the monte carlo method», dans *The 16th International Heat Transfer Conference - Chinese National Convention Center, Beijing, China, August 10-15*. 68
- IWABUCHI, H. et H. KOBAYASHI. 2006, «Modeling of radiative transfer in cloudy atmospheres and plant canopies using monte carlo methods», Technical Report, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology (JAMSTEC). 83, 104
- IWABUCHI, H. et R. OKAMURA. 2017, «Multispectral monte carlo radiative transfer simulation by the maximum cross-section method», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 193, doi:10.1016/j.jqsrt.2017.01.025, p. 40–46. 71, 83, 84, 89, 90, 104
- IWABUCHI, H. et T. SUZUKI. 2009, «Fast and accurate radiance calculations using truncation approximation for anisotropic scattering phase functions», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 110, n° 17, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.04.006, p. 1926 – 1939, ISSN 0022-4073. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407309001496>. 93, 102
- JAKUB, F. et B. MAYER. 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*, vol. 163, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.05.003, p. 63–71, ISSN 0022-4073. 83
- JAKUB, F. et B. MAYER. 2017, «The Role of 1d and 3d Radiative Heating on the Organization of Shallow Cumulus Convection and the Formation of Cloud Streets», *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, doi:10.5194/acp-2017-415, p. 1–16, ISSN 1680-7375. 82
- JONES, A. L. et L. DI GIROLAMO. 2018, «Design and verification of a new monochromatic thermal emission component for the i3rc community monte carlo model», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 75, n° 3, doi:10.1175/JAS-D-17-0251.1, p. 885–906. 89
- JOSEPH, J. H., W. J. WISCOMBE et J. A. WEINMAN. 1976, «The Delta-Eddington Approximation for Radiative Flux Transfer», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 33, n° 12, doi:10.1175/1520-0469(1976)033<2452:TDEAFR>2.0.CO;2, p. 2452–2459, ISSN 0022-4928. 76, 100

- KAC, M. 1949, «On distributions of certain wiener functionals», *Transactions of the American Mathematical Society*, vol. 65, n° 1, p. 1–13. [68](#)
- KAJIYA, J. T. 1986, «The rendering equation», *SIGGRAPH Comput. Graph.*, vol. 20, n° 4, doi:10.1145/15886.15902, p. 143–150, ISSN 0097-8930. [70](#), [103](#)
- KATO, S. et A. MARSHAK. 2009, «Solar zenith and viewing geometry-dependent errors in satellite retrieved cloud optical thickness: Marine stratocumulus case», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 114, n° D1, doi:10.1029/2008JD010579. [83](#)
- KLINGER, C., G. FEINGOLD et T. YAMAGUCHI. 2019, «Cloud droplet growth in shallow cumulus clouds considering 1-D and 3-D thermal radiative effects», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 19, n° 9, doi:10.5194/acp-19-6295-2019, p. 6295–6313. URL <https://www.atmos-chem-phys.net/19/6295/2019/>. [83](#)
- KLINGER, C. et B. MAYER. 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*, vol. 168, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.08.020, p. 17–28, ISSN 0022-4073. [83](#)
- KLINGER, C., B. MAYER, F. JAKUB, T. ZINNER, S.-B. PARK et P. GENTINE. 2017, «Effects of 3-d thermal radiation on the development of a shallow cumulus cloud field», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 17, n° 8, doi:10.5194/acp-17-5477-2017, p. 5477–5500. [83](#)
- KOURA, K. 1986, «Null-collision technique in the direct-simulation monte carlo method», *The Physics of Fluids*, vol. 29, n° 11, doi:10.1063/1.865826, p. 3509–3511. [69](#), [103](#)
- KUTZ, P., R. HABEL, Y. K. LI et J. NOVÁK. 2017, «Spectral and decomposition tracking for rendering heterogeneous volumes», *ACM Trans. Graph.*, vol. 36, n° 4, doi:10.1145/3072959.3073665, p. 111:1–111:16, ISSN 0730-0301. [71](#), [83](#), [84](#), [89](#), [93](#), [104](#), [110](#)
- LAC, C., J.-P. CHABOUREAU, V. MASSON, J.-P. PINTY, P. TULET, J. ESCOBAR, M. LERICHE, C. BARTHE, B. AOUIZERATS, C. AUGROS, P. AUMOND, F. AUGUSTE, P. BECHTOLD, S. BERTHET, S. BIELLI, F. BOSSEUR, O. CAUMONT, J.-M. COHARD, J. COLIN, F. COUVREUX, J. CUXART, G. DELAUTIER, T. DAUHUT, V. DUCROCQ, J.-B. FILIPPI, D. GAZEN, O. GEOFFROY, F. GHEUSI, R. HONNERT, J.-P. LAFORE, C. LEBEAUPIN BROSSIER, Q. LIBOIS, T. LUNET, C. MARI, T. MARIC, P. MASCART, M. MOGÉ, G. MOLINIÉ, O. NUISSIER, F. PANTILLON, P. PEYRILLÉ, J. PERGAUD, E. PERRAUD, J. PIANEZZE, J.-L. REDELSPERGER, D. RICARD, E. RICHARD, S. RIETTE, Q. RODIER, R. SCHOETTER, L. SEYFRIED, J. STEIN, K. SUHRE, M. TAUFOR, O. THOURON, S. TURNER, A. VERRELLE, B. VIÉ, F. VISENTIN, V. VIONNET et P. WAUTELET. 2018, «Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications», *Geoscientific Model Development*, vol. 11, n° 5, doi:10.5194/gmd-11-1929-2018, p. 1929–1969. [90](#), [105](#)
- LAFORE, J. P., J. STEIN, N. ASENSIO, P. BOUGEAULT, V. DUCROCQ, J. DURON, C. FISCHER, P. HÉREIL, P. MASCART, V. MASSON, J. P. PINTY, J. L. REDELSPERGER, E. RICHARD et J. V.-G. DE ARELLANO. 1997, «The meso-nh atmospheric simulation system. part i: adiabatic formulation and control simulations», *Annales Geophysicae*, vol. 16, n° 1, doi:10.1007/s00585-997-0090-6, p. 90–109, ISSN 1432-0576. URL <https://doi.org/10.1007/s00585-997-0090-6>. [90](#), [105](#)
- LAFORTUNE, E. P. et Y. D. WILLEMS. 1993, «Bi-directional path tracing», dans *Proceedings of Third International Conference on Computational Graphics and Visualization Techniques (COMPUGRAPHICS '93)*, p. 145–153. [70](#)

- LAINE, S. et T. KARRAS. 2010, «Efficient sparse voxel octrees», dans *Proceedings of ACM SIGGRAPH 2010 Symposium on Interactive 3D Graphics and Games*, ACM Press, p. 55–63. [91](#)
- LAPEYRE, P., S. BLANCO, C. CALIOT, J. DAUCHET, M. EL HAFI, R. FOURNIER, O. FARGES et M. ROGER. 2019, «Monte-carlo and domain-deformation sensitivities», dans *Proceedings of the 9th International Symposium on Radiative Transfer, RAD-19*. [68](#)
- LOUBET, G., N. HOLZSCHUCH et W. JAKOB. 2019, «Reparameterizing discontinuous ingredients for differentiable rendering», *Transactions on Graphics (Proceedings of SIGGRAPH Asia)*, vol. 38, n° 6, doi:10.1145/3355089.3356510. [68](#)
- MACDONALD, D. J. et K. S. BOOTH. 1990, «Heuristics for ray tracing using space subdivision», *Vis. Comput.*, vol. 6, n° 3, doi:10.1007/BF01911006, p. 153–166, ISSN 0178-2789. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01911006>. [71](#)
- MARCHUK, G. I., G. A. MIKHAILOV, M. A. NAZARALIEV, R. A. DARBINJAN, B. A. KARGIN et B. S. ELEPOV. 1980a, «Elements of Radiative-Transfer Theory Used in the Monte Carlo Methods», dans *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Springer Series in Optical Sciences, Springer, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-662-13503-7 978-3-540-35237-2, p. 5–17. DOI: 10.1007/978-3-540-35237-2\_2. [83](#), [87](#)
- MARCHUK, G. I., G. A. MIKHAILOV, M. A. NAZARELIEV, R. A. DARBINJAN, B. A. KARGIN et B. S. ELEPOV. 1980b, *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-662-13503-7. [83](#), [84](#), [93](#), [103](#), [104](#), [113](#)
- MARSHAK, A. et A. DAVIS, éd.. 2005, *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Physics of Earth and Space Environments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-23958-1. DOI: 10.1007/3-540-28519-9. [83](#)
- MARSHAK, A., A. DAVIS, R. F. CAHALAN et W. WISCOMBE. 1998, «Nonlocal independent pixel approximation: direct and inverse problems», *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, , n° 1, doi:10.1109/36.655329, p. 192–205, ISSN 0196-2892. [83](#)
- MARSHAK, A., A. DAVIS, W. WISCOMBE et R. CAHALAN. 1995, «Radiative smoothing in fractal clouds», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 100, n° D12, doi: 10.1029/95JD02895, p. 26 247–26 261. [83](#)
- MATHEOU, G. et D. CHUNG. 2014, «Large-eddy simulation of stratified turbulence. part ii: Application of the stretched-vortex model to the atmospheric boundary layer», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 71, n° 12, doi:10.1175/JAS-D-13-0306.1, p. 4439–4460. [114](#)
- MAYER, B. 2009, «Radiative transfer in the cloudy atmosphere», *The European Physical Journal Conferences*, vol. 1, doi:10.1140/epjconf/e2009-00912-1, p. 75–99, ISSN 2100-014X. [83](#), [93](#)
- MAYER, B., S. HOCH et C. WHITEMAN. 2010, «Validating the mystic three-dimensional radiative transfer model with observations from the complex topography of arizona’s meteor crater», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 10, doi:10.5194/acp-10-8685-2010, p. 8685–8696. [104](#)
- MESO-STAR. 2016, «Star-engine», <https://www.meso-star.com/projects/star-engine/star-engine.html>. [90](#), [108](#)
- MILLER, B., I. GEORGIEV et W. JAROSZ. 2019, «A null-scattering path integral formulation of light transport», *ACM Trans. Graph.*, vol. 38, n° 4, doi:10.1145/3306346.3323025, p. 44:1–44:13, ISSN 0730-0301. URL <http://doi.acm.org/10.1145/3306346.3323025>. [71](#)

- MISHCHENKO, M., L. D. TRAVIS et A. LACIS. 2002, *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*, vol. 4. 106
- MISHCHENKO, M. I., J. M. DLUGACH, E. G. YANOVITSKIJ et N. T. ZAKHAROVA. 1999, «Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 63, n° 2, doi:[https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(99\)00028-X](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(99)00028-X), p. 409 – 432, ISSN 0022-4073. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002240739900028X>. 106
- MLAWER, E. J., S. J. TAUBMAN, P. D. BROWN, M. J. IACONO et S. A. CLOUGH. 1997, «Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 102, n° D14, doi:10.1029/97JD00237, p. 16 663–16 682, ISSN 2156-2202. 90, 100, 105
- MOLNAR, B., G. TOLNAI et D. LEGRADY. 2018, «Variance reduction and optimization strategies in a biased woodcock particle tracking framework», *Nuclear Science and Engineering*, vol. 190, n° 1, p. 56–72. 71
- MUSETH, K. 2013, «Vdb: High-resolution sparse volumes with dynamic topology», *ACM Trans. Graph.*, vol. 32, n° 3, doi:10.1145/2487228.2487235, p. 27:1–27:22, ISSN 0730-0301. URL <http://doi.acm.org/10.1145/2487228.2487235>. 90
- NOVÁK, J., I. GEORGIEV, J. HANIKA et W. JAROSZ. 2018, «Monte Carlo Methods for Volumetric Light Transport Simulation», *Computer Graphics Forum*, vol. 37, n° 2, doi:10.1111/cgf.13383, p. 551–576, ISSN 01677055. 71, 84, 89, 104
- NOVÁK, J., A. SELLE et W. JAROSZ. 2014, «Residual ratio tracking for estimating attenuation in participating media», *ACM Transactions on Graphics (Proceedings of ACM SIGGRAPH Asia 2014)*, vol. 33, n° 6, p. 179:1–179:11. 71, 84, 91, 93, 110
- PENAZZI, L., J. BIELE, S. BLANCO, C. CALIOT, M. EL HAFI et R. FOURNIER. 2018, «Modélisation du couplage conducto radiatif d’un lit poreux par des approches statistiques.», dans *Journées d’études en rayonnement thermique (JERT2018)*. 68
- PENAZZI, L., S. BLANCO, C. CALIOT, C. COUSTET, M. E. HAFI, R. FOURNIER, M. GALTIER, L. IBARRART et M. ROGER. 2019, «Toward the use of symbolic Monte Carlo for conduction-radiation coupling in complex geometries», dans *Proceedings of the 9th International Symposium on Radiative Transfer, RAD-19*. 68
- PERLIN, K. 1985, «An image synthesizer», *SIGGRAPH Comput. Graph.*, vol. 19, n° 3, doi:10.1145/325165.325247, p. 287–296, ISSN 0097-8930. 85, II
- PHARR, M. et G. HUMPHREYS. 2018, *Physically Based Rendering, Third Edition: From Theory To Implementation*, 3<sup>e</sup> éd.. URL <http://www.pbr-book.org/>. 70, 91, 102
- PINCUS, R. et K. F. EVANS. 2009, «Computational Cost and Accuracy in Calculating Three-Dimensional Radiative Transfer: Results for New Implementations of Monte Carlo and SHDOM», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 66, n° 10, doi:10.1175/2009JAS3137.1, p. 3131–3146, ISSN 0022-4928, 1520-0469. 83, 89
- PINCUS, R., C. HANNAY et K. F. EVANS. 2005, «The accuracy of determining three-dimensional radiative transfer effects in cumulus clouds using ground-based profiling instruments», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 62, n° 7, p. 2284–2293. 83
- PINCUS, R., E. J. MLAWER et J. S. DELAMERE. 2019, «Balancing accuracy, efficiency, and flexibility in radiation calculations for dynamical models», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 0, n° ja, doi:10.1029/2019MS001621. 89

- POTTER, J. F. 1970, «The delta function approximation in radiative transfer theory», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 27, n° 6, doi:10.1175/1520-0469(1970)027<0943:TDFAIR>2.0.CO;2, p. 943–949. [100](#)
- RAAB, M., D. SEIBERT et A. KELLER. 2006, «Unbiased global illumination with participating media», dans *Monte Carlo and Quasi-Monte Carlo Methods 2006*, édité par A. Keller, S. Heinrich et H. Niederreiter, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-540-74496-2, p. 591–605. [103](#), [104](#)
- RAMANATHAN, V., R. D. CESS, E. F. HARRISON, P. MINNIS, B. R. BARKSTROM, E. AHMAD et D. HARTMANN. 1989, «Cloud-radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment», *Science*, vol. 243, n° 4887, doi:10.1126/science.243.4887.57, p. 57–63, ISSN 0036-8075. [82](#)
- RASULOV, A., A. KARAVANOVA et M. MASCAGNI. 2004, «Quasirandom sequences in branching random walks», *Monte Carlo Methods and Applications mcma*, vol. 10, n° 3-4, p. 551–558. [69](#)
- REVELLES, J., C. UREÑA et M. LASTRA. 2000, «An efficient parametric algorithm for octree traversal», dans *Journal of WSCG*, p. 212–219. [70](#)
- ROGER, M., S. BLANCO, E. H. MOUNA et R. FOURNIER. 2005, «Monte carlo estimates of domain-deformation sensitivities», vol. 95, p. 180–601. [68](#)
- ROSSOW, W. B. et E. N. DUEÑAS. 2004, «The international satellite cloud climatology project (isccp) web site: An online resource for research», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 85, n° 2, p. 167–172, ISSN 00030007, 15200477. [82](#)
- SCHÄFER, S. 2016, *What is the global impact of 3D cloud-radiation interactions ?*, thèse de doctorat, University of Reading, Reading, England. [83](#)
- SCHÄFER, S. A. K., R. J. HOGAN, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 1. Longwave considerations and effective cloud edge length», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024876, p. 2016JD024876, ISSN 2169-8996. [83](#), [100](#)
- SHONK, J. K. P. et R. J. HOGAN. 2008, «Tripleclouds: An Efficient Method for Representing Horizontal Cloud Inhomogeneity in 1d Radiation Schemes by Using Three Regions at Each Height», *Journal of Climate*, vol. 21, n° 11, doi:10.1175/2007JCLI1940.1, p. 2352–2370, ISSN 0894-8755, 1520-0442. [100](#)
- SIEBESMA, A. P., C. S. BRETHERTON, A. BROWN, A. CHLOND, J. CUXART, P. G. DUYNKERKE, H. JIANG, M. KHAIROUTDINOV, D. LEWELLEN, C.-H. MOENG, E. SANCHEZ, B. STEVENS et D. E. STEVENS. 2003, «A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 60, n° 10, p. 1201–1219. [94](#)
- SKULLERUD, H. R. 1968, «The stochastic computer simulation of ion motion in a gas subjected to a constant electric field», *Journal of Physics D Applied Physics*, vol. 1, doi:10.1088/0022-3727/1/11/423, p. 1567–1568. [103](#)
- SMITH, T. et J. GUILD. 1931, «The c.i.e. colorimetric standards and their use», *Transactions of the Optical Society*, vol. 33, n° 3, doi:10.1088/1475-4878/33/3/301, p. 73–134. [93](#)
- STRAUSS, C., D. RICARD, C. LAC et A. VERRELLE. 2019, «Evaluation of turbulence parameterizations in convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation», *Submitted to Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. [90](#), [94](#), [III](#)

- SZIRMAY-KALOS, L., I. GEORGIEV, M. MAGDICS, B. MOLNÁR et D. LÉGRÁDY. 2017, «Unbiased light transport estimators for inhomogeneous participating media», dans *Computer Graphics Forum*, vol. 36, Wiley Online Library, p. 9–19. 71
- SZIRMAY-KALOS, L., M. MAGDICS et M. SBERT. 2018, «Multiple scattering in inhomogeneous participating media using rao-blackwellization and control variates», dans *Computer Graphics Forum*, vol. 37, Wiley Online Library, p. 63–74. 71
- TERRÉE, G., M. E. HAFI, S. BLANCO, R. FOURNIER, J. DAUCHET et J. GAUTRAIS. 2017, «Addressing the gas kinetics boltzmann equation with branching paths statistics», *arXiv preprint arXiv:1712.02900*. 69
- TREGAN, J., S. BLANCO, R. FOURNIER et M. ELHAFI. 2017, «Monte carlo et le calcul simultané de sensibilités : le problème des algorithmes à collisions nulles», dans *JERT Orleans, 23-24 Novembre*. 68
- TREGAN, J.-M., S. BLANCO, J. DAUCHET, M. HAFI, R. FOURNIER, L. IBARRART, P. LAPEYRE et N. VILLEFRANQUE. 2019, «Convergence issues in derivatives of Monte Carlo null-collision integral formulations: a solution», *arXiv e-prints*, arXiv:1903.06508. Submitted to *Journal of Computational Physics*. 71
- TU, T., J. LOPEZ et D. O'HALLARON. 2003, «The Etree library: A system for manipulating large octrees on disk», Technical Report CMU-CS-03-174, Carnegie Mellon School of Computer Science. 71, 91
- VÁRNAI, T. et R. DAVIES. 1999, «Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 56, n° 24, p. 4206–4224. 83
- VEACH, E. 1998, *Robust Monte Carlo Methods for Light Transport Simulation*, thèse de doctorat, Stanford, CA, USA. AAI9837162. 70, 103
- VEACH, E. et L. GUIBAS. 1995, «Bidirectional estimators for light transport», *Proceedings of Eurographics Workshop on Rendering*, doi:10.1007/978-3-642-87825-1\_11. 70, 103
- VEACH, E. et L. J. GUIBAS. 1997, «Metropolis light transport», doi:10.1145/258734.258775, p. 65–76. 103
- VILLEFRANQUE, N., R. FOURNIER, F. COUVREUX, S. BLANCO, C. CORNET, V. EYMET, V. FOREST et J.-M. TREGAN. 2019, «A Path-Tracing Monte Carlo Library for 3-D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, doi:10.1029/2018MS001602. 71
- WALD, I. 2004, *Realtime Ray Tracing and its use for Interactive Global Illumination*, thèse de doctorat. 71, 102
- WALD, I., S. BOULOS et P. SHIRLEY. 2007, «Ray tracing deformable scenes using dynamic bounding volume hierarchies», *ACM Trans. Graph.*, vol. 26, n° 1, doi:10.1145/1189762.1206075, ISSN 0730-0301. URL <http://doi.acm.org/10.1145/1189762.1206075>. 70
- WALD, I., B. CARSTEN, W. MARKUS et P. SLUSALLEK. 2001, «Interactive rendering with coherent ray-tracing», *Compute Graphics Forum*, vol. 20, n° 3, p. 153–164. 70, 102
- WALD, I. et V. HAVRAN. 2006, «On building fast kd-trees for ray tracing, and on doing that in  $O(n \log n)$ », dans *2006 IEEE Symposium on Interactive Ray Tracing*, p. 61–69, doi:10.1109/RT.2006.280216. 70

- WALD, I., S. WOOP, C. BENTHIN, G. S. JOHNSON et M. ERNST. 2014, «Embree: A kernel framework for efficient cpu ray tracing», *ACM Trans. Graph.*, vol. 33, n° 4, doi:10.1145/2601097.2601199, p. 143:1–143:8, ISSN 0730-0301. [70](#), [90](#), [91](#), [102](#), [104](#)
- WANG, F., I. WALD et C. R. JOHNSON. 2019, «Interactive rendering of large-scale volumes on multi-core cpus», Accepted to the IEEE Symposium on Large-Data Analysis and Visualization. [71](#)
- WAPLER, K. et B. MAYER. 2008, «A Fast Three-Dimensional Approximation for the Calculation of Surface Irradiance in Large-Eddy Simulation Models», *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, vol. 47, n° 12, doi:10.1175/2008JAMC1842.1, p. 3061–3071, ISSN 1558-8424, 1558-8432. [83](#)
- WELSH, C. «Industrialised cinematography - LEGO Batman: the movie», <https://www.expandedcinematography.com/industrialised-cinematography.html>. [70](#)
- WHITTED, T. 1980, «An improved illumination model for shaded display», *Commun. ACM*, vol. 23, n° 6, doi:10.1145/358876.358882, p. 343–349, ISSN 0001-0782. [70](#), [102](#)
- WOODCOCK, E., T. MURPHY, P. HEMMINGS et S. LONGWORTH. 1965, «Techniques used in the gem code for monte carlo neutronics calculations in reactors and other systems of complex geometry.», vol. 557. [69](#), [103](#)
- YUE, Y., K. IWASAKI, B.-Y. CHEN, Y. DOBASHI et T. NISHITA. 2011, «Toward optimal space partitioning for unbiased, adaptive free path sampling of inhomogeneous participating media», *Computer Graphics Forum*, vol. 30, n° 7, doi:10.1111/j.1467-8659.2011.02049.x, p. 1911–1919. [71](#)



# Chapitre 5

## LES : production et analyse de la donnée nuageuse

“ *Ca n'a rien à voir...!* ”

---

Un étudiant, à Catherine Rio

### Sommaire

---

5.1	État de l'Art et pratique des modèles atmosphériques à haute résolution .	<b>132</b>
5.1.1	Premiers pas, limitations, développement des Large Eddy Simulations	132
5.1.2	Rôle des LES dans le développement, l'évaluation et la calibration des paramétrisations . . . . .	137
5.2	Outils de simulation explicite et d'analyse . . . . .	<b>140</b>
5.2.1	Description d'un modèle atmosphérique non-hydrostatique : Méso-NH	140
5.2.2	Outils d'identification et de caractérisation de structures cohérentes dans les champs atmosphériques résolus . . . . .	144
5.3	Scènes nuageuses réalistes issues d'un modèle atmosphérique à haute résolution . . . . .	<b>149</b>
5.3.1	Simulation de quatre cas de cumulus idéalisés . . . . .	149
5.3.2	Analyse et comparaison des simulations de quatre cas de cumulus . .	153
5.3.3	Sensibilité des caractéristiques moyennes à la configuration du modèle	158
5.4	Analyse des populations nuageuses . . . . .	<b>161</b>
5.4.1	Comparaison des densités de taille à la littérature . . . . .	161
5.4.2	Evolution temporelle des caractéristiques nuageuses . . . . .	162
5.4.3	Analyse de la morphologie des nuages . . . . .	165

---

## Introduction

Le chapitre précédent décrit la chaîne d’outils radiatifs reconstruite pendant cette thèse, en particulier les algorithmes de Monte Carlo permettant de simuler la propagation de l’énergie radiative dans une atmosphère nuageuse. Ce chapitre s’attarde sur le maillon de la chaîne qui concerne la production de champs nuageux réalistes. Les Large Eddy Models (LEM) sont des modèles de mécanique des fluides conçus pour la simulation d’écoulements turbulents. En atmosphère, ils sont bien adaptés à l’étude de la couche limite [GUICHARD et COUVREUX, 2017], qui est caractérisée par la présence quasi permanente de turbulence et qui s’étend verticalement sur quelques kilomètres seulement, ce qui permet d’utiliser une résolution spatiale suffisamment fine pour résoudre explicitement le détail des écoulements, à un coût numérique raisonnable. Les LES (simulations effectuées par LEM) sont d’une grande utilité dans les sciences de l’atmosphère, tant au niveau de la compréhension des processus qui contrôlent son évolution, que pour le développement, l’évaluation et la calibration des paramétrisations physiques des modèles de plus grande échelle. Ces simulations explicites sont particulièrement adaptées à l’étude du transfert radiatif en milieu nuageux car elles permettent de représenter fidèlement une grande partie de la complexité spatiale des champs de cumulus dont on sait qu’elle impacte fortement le rayonnement solaire. Dans le contexte de mes travaux, j’ai eu l’occasion de réaliser de nombreuses simulations, générant ainsi une quantité de données importante et donc difficile à examiner entièrement en trois ans. J’ai tenté, par la mise en oeuvre d’une approche *orientée objets*, d’extraire une information physique de ces simulations ; elles conservent pourtant une part de mystère et de secrets, que j’espère avoir le temps d’élucider dans les années à venir.

**Plan du chapitre** Ce chapitre fait en premier lieu l’état de ma compréhension de l’histoire, des limites, de l’utilité et de la pratique des simulations LES, avec une grande partie consacrée aux travaux de la communauté DEPHY au sein de laquelle j’ai évolué pendant ma thèse (5.1). Dans un deuxième temps, le modèle LES Méso-NH ainsi que les outils d’identification et caractérisation d’objets développés au cours de cette thèse sont présentés. Dans une troisième partie, les simulations de cumulus produites par Méso-NH sont décrites et une analyse des profils verticaux moyens et de l’évolution de certaines caractéristiques intégrées spatialement est menée. Finalement, les outils d’identification sont appliqués sur les champs 3D issus des simulations et les populations de nuages sont caractérisées. Parmi toutes les caractéristiques thermodynamiques et morphologiques possibles, celles soupçonnées d’avoir un impact sur le rayonnement sont privilégiées.

## 5.1 État de l’Art et pratique des modèles atmosphériques à haute résolution

### 5.1.1 Premiers pas, limitations, développement des Large Eddy Simulations

#### 5.1.1.1 Naissance des LES

La première LES de couche limite atmosphérique a été réalisée par DEARDORFF [1972], permettant de représenter l’évolution d’une couche limite sèche. SOMMERIA [1976] ajoutent au modèle de Deardorff une représentation des processus de changement de phase permettant alors de simuler une couche limite nuageuse. La Figure 5.1 issue de SOMMERIA [1976] illustre le potentiel de ces simulations pour avancer dans notre compréhension des processus en jeu dans la couche limite : elles fournissent un ensemble de champs 3D cohérents (sur la Figure 5.1, la vitesse verticale  $w$ , la température potentielle  $\theta$ , l’humidité spécifique  $q_v$ , et le contenu en eau liquide  $q_l$ ) qui permettent d’étudier en détail les processus par exemple en observant que les maximum de vitesses verticales se trouvent sous les zones nuageuses. Les

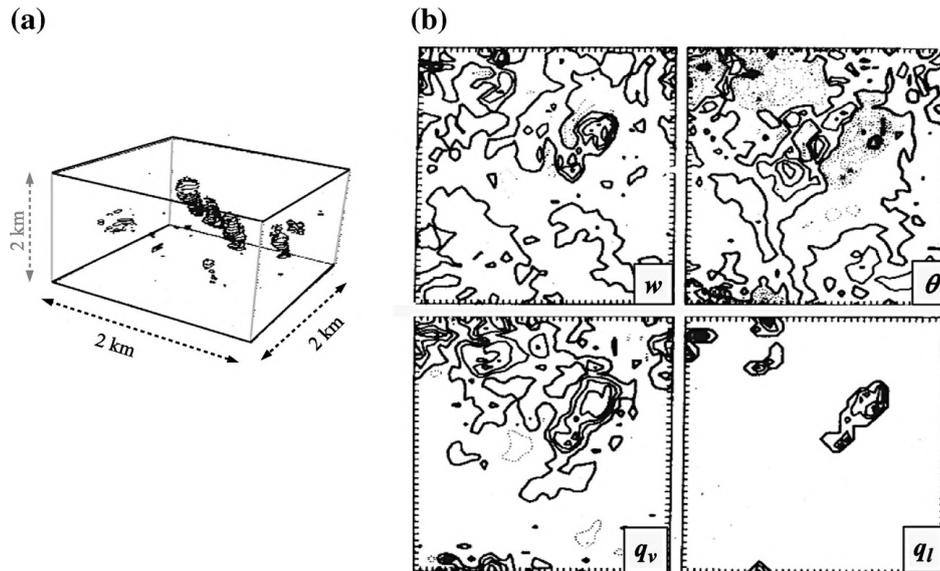


Figure 5.1 – Figure 3. de [GUICHARD et COUVREUX \[2017\]](#), adaptée de [SOMMERIA \[1976\]](#) © 1976 AMS. L’une des premières simulations LES de cumulus. (a) vue du champ d’eau liquide après 4h de simulation et (b) coupes horizontales à 775 m d’altitude, de la vitesse verticale ( $w$ ), température potentielle ( $\theta$ ), humidité spécifique ( $q_v$ ), et rapport de mélange en eau liquide ( $q_l$ ).

structures cohérentes de couche limite ont été pour la première fois étudiées dans [SCHMIDT et SCHUMANN \[1989\]](#) à partir de simulations LES. Les auteurs identifient des thermiques qui acquièrent une flottabilité négative dans la partie haute de la couche limite, mais qui par inertie arrivent tout de même à percer le sommet de la couche limite. Ces premiers modèles ont également permis de mettre en évidence la contribution des processus de condensation et d’évaporation à la variabilité des flux de chaleur et d’humidité dans la couche limite.

Peu de temps après avoir ajouté une représentation des changement de phase, [SOMMERIA et DEARDORFF \[1977\]](#) proposent d’ajouter un schéma de condensation sous maille, permettant de produire de l’eau liquide nuageuse avant que la maille ne soit entièrement saturée. L’énergie cinétique turbulente est introduite comme variable pronostique par [REDELSPERGER et SOMMERIA \[1981\]](#), améliorant ainsi le schéma de turbulence sous-maille du modèle. L’utilisation de ces modèles explicites permet de s’affranchir d’un certain nombre d’hypothèses formulées lors de la modélisation des processus en jeu dans la formation et le maintien des startocumulus, hypothèses dont dépendent directement les conclusions tirées de telles études (par exemple [LILLY \[1968\]](#)). En même temps qu’il défend ce point de vue, [DEARDORFF \[1980\]](#) souligne l’importance de la résolution verticale au niveau de l’inversion au sommet du nuage, en particulier pour le refroidissement radiatif et l’entraînement sommital. Du côté de la microphysique, [REDELSPERGER et SOMMERIA \[1986\]](#) introduisent une nouvelle variable pronostique dans leur modèle pour représenter l’eau précipitante, et [KOGAN et collab. \[1995\]](#) introduisent l’idée de distribution de taille de gouttes d’eau pour mieux représenter la bruine. Finalement, les travaux de [GRABOWSKI et collab. \[1996\]](#) ouvrent les modèles à aire limitée à une représentation plus réaliste de la couche limite en introduisant une variabilité temporelle dans les forçages liés aux advections de grande échelle. Ce développement a permis de simuler des cas dérivés de situations observées, en plus des cas idéalisés utiles à la compréhension des processus physiques et thermodynamiques.

### 5.1.1.2 LES et observations

#### 5.1.1.2.1 Réalisme et limitations des LES

Le réalisme des simulations LES ne cesse d’augmenter. Cela est dû à une croissance de la puissance de calcul qui permet de descendre à des résolutions extrêmement fines, auxquelles la majorité des processus de couche

limite sont résolus explicitement. Les processus qui ne sont pas résolus explicitement (micro-physique, rayonnement, une partie de la turbulence) sont paramétrisés et la sophistication de ces paramétrisations augmente également avec le temps. Ces simulations sont de façon récurrente évaluées et validées par des comparaisons de champs nuageux simulés et observés (voir par exemple [BROWN et collab. \[2002\]](#); [NEGGERS et collab. \[2003a\]](#); [SIEBESMA et collab. \[2003\]](#); [VANZANTEN et collab. \[2011\]](#)). Malgré leur réalisme frappant, les LES restent des simulations numériques et les champs atmosphériques qu’elles simulent ne peuvent pas intégrer la complexité infinie de la nature. Les contraintes numériques exercées sur ces modèles engendrent des erreurs : malgré une résolution relativement haute, certains processus restent sous maille et doivent être représentés de manière approchée ; les domaines ne couvrent pas tout le globe donc les interactions avec les processus de grande échelle ne peuvent pas être explicitement simulées (subsidence, advection d’humidité et de température) ; la résolution des équations reste approchée, par définition des méthodes numériques (représentation discrète des nombres), et biaisée, par définition de la discrétisation (déterministe) des équations d’évolution du système (schémas numériques aux différences ou volumes finis). Les champs nuageux produits par LES sont sensibles aux incertitudes numériques introduites par les schémas d’advection [[LAC et collab., 2018](#); [MATHEOU et collab., 2011](#)], par le choix d’une résolution finie (voir par exemple dans [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#)) et par les paramétrisations par exemple sous certaines conditions, du rayonnement [[JAKUB et MAYER, 2017](#); [KLINGER et collab., 2017](#)]. Les simulations LES n’ont donc pas vocation à remplacer les observations, qui elles, intègrent toute la complexité phénoménologique de l’atmosphère. Le rôle des LES est plutôt de construire un pont entre les observations et les modèles de plus grande échelle.

**5.1.1.2.2 Limitations des observations** Les observations ont elles aussi leurs propres limites, qu’il convient de rappeler : toute mesure est teintée d’incertitude due à son caractère expérimental (les conditions de la mesure ne sont pas parfaitement contrôlées) ; certaines quantités sont difficiles, voire impossibles à observer, ou leur observation est disparate dans le temps et l’espace, rendant difficile leur analyse ; les campagnes d’observation in-situ et les missions satellites ont un coût non négligeable (certes contrebalancé par la richesse des données qu’elles offrent à la communauté). La tendance est à la synergie d’instruments avec par exemple les sites instrumentés des projets ARM (Atmospheric Radiation Measurement) ou ACTRIS (Aerosol, Clouds and Trace Gases Research Infrastructure), la constellation de satellites A-Train, ou la (future) mission spatiale EarthCARE. Cette synergie permet de développer de nouvelles méthodes d’inversion (par exemple, [BARKER et collab. \[2011\]](#); [FORSTER et collab. \[2019\]](#)), visant à dériver l’état de l’atmosphère (ou de certaines de ses composantes) à partir d’une combinaison de quantités observées. Toutefois, les méthodes de reconstruction sont souvent sensibles aux hypothèses formulées par exemple radiatives [[PINCUS et collab., 2012](#)]. La plupart des inversions sont réalisées à partir d’observations 2D (altitude-temps lorsque les mesures sont acquises par un instrument profileur comme un radar ou un lidar, longitude-latitude pour les imageurs) et manquent donc une partie de la variabilité spatio-temporelle (4D) de l’atmosphère. De plus, certaines inversions des mesures altitude-temps reposent sur l’hypothèse de Taylor (hypothèse de la turbulence gelée, [TAYLOR \[1938\]](#)) permettant de convertir une variabilité temporelle en variabilité spatiale, hypothèse qui n’est pas toujours vérifiée dans la couche limite [[HIGGINS et collab., 2012](#)]. De nouveaux instruments sont développés pour parer aux écueils de la sous-dimensionnalité, comme les radars scannant [[WIDENER et collab., 2012](#)] à partir desquels un champ 3D nuageux peut être reconstitué [[FIELDING et collab., 2013, 2014](#)].

En résumé, les LES sont biaisées par rapport à la réalité mais ont l’avantage de fournir une multitude de champs 4D cohérents en temps et en espace (voir par exemple la Figure 5.2, qui montre des champs similaires à ceux de la Figure 5.1 issus de simulations réalisées plus de 30 ans plus tard ; l’augmentation de la résolution permet de capturer des structures de très fine échelle). Ces champs résolus complètent et aident à analyser les observations plus

éparses. Le manque de réalisme des LES, aussi anecdotique soit-il, doit être relativisé au regard de la sensibilité des méthodes d'inversion qui utilisent souvent des hypothèses fortes pour inférer l'état de l'atmosphère à partir de mesures indirectes.

### 5.1.1.3 Complexité des LES de nos jours

Dans leurs premières décades, les LES atmosphériques ont été développées et complexifiées par quelques physiciens, qui y ont intégré de nouveaux processus thermodynamiques. Cela les a rendues plus réalistes, et capables de représenter divers régimes de couche limite. Depuis, la complexité de ces modèles n'a cessé de croître. Non seulement du point de vue numérique, avec les méthodes spectrales, les maillages complexes permettant d'améliorer la dynamique ou adaptés aux reliefs de surface ; mais également au niveau phénoménologique, en réaction à l'émergence de nouvelles préoccupations sociétales, par exemple au sujet de l'effet des zones urbaines sur la qualité de vie, de la conception des villes de demain, de l'impact des aérosols sur le climat, ou en lien avec la nécessité de se donner des outils pour mieux exploiter les énergies *propres* face à l'urgence climatique. Les atmosphériciens spécialistes de la couche limite, confrontés à ces nouvelles questions, cherchent à mieux comprendre les processus en jeu, leur importance relative et leurs origines, afin de pouvoir soit améliorer leur représentation dans des modèles de plus grande échelle, capables de prévoir leur évolution sur le long terme (typique des questions climatiques), soit fournir des informations précieuses aux ingénieurs qui conçoivent des systèmes en forte interaction avec l'atmosphère (typique des questions énergétiques). Les développements qui illustrent cette montée en complexité des modèles à haute résolution incluent par exemple :

- des schémas de surface sophistiqués permettant de représenter les interactions entre les premières couches d'atmosphère et de surface, intégrant par exemple des couplages avec la végétation, les rivières ou les zones urbaines,
- de nouveaux couplages dynamiques comme par exemple l'introduction d'un schéma représentant l'effet d'un champ d'éoliennes sur la turbulence de couche limite [JOULIN et collab., 2019],
- des schémas microphysiques "bin" (discrétisation des distribution de taille des hydrométéores) ou "bulk" (résumé des distributions de taille à quelques moments) représentant des dizaines de processus liquides et glacés mais également les interactions entre hydrométéores et aérosols [MORRISON et collab., 2009; SEIFERT et BEHENG, 2006; VIÉ et collab., 2016], et les modèles de chimie qui permettent de simuler l'évolution de la composition de l'atmosphère incluant différentes espèces d'aérosols,
- le développement de schémas de rayonnement adaptés aux échelles résolues par les LES, notamment par la prise en compte des effets radiatifs 3D des nuages dans le LW [KLINGER et MAYER, 2016], dans le SW (par exemple, WAPLER et MAYER [2008]; WISSMEIER et collab. [2013]) ou les deux [JAKUB et MAYER, 2015].

### 5.1.1.4 Explosion de la quantité de données produite par LES

La montée en puissance des machines de calcul, l'augmentation de leur capacité de stockage et l'utilisation de parallélisation massive a rendu possible cette complexification des modèles LES. Elle a également permis de réaliser des études soit plus systématiques, permettant de comparer sur un grand nombre de cas des sorties de modèles LES à des observations, par exemple avec le projet LASSO [GUSTAFSON et collab., 2017] ; soit plus couteuses, à très haute résolution et/ou sur très grand domaine, par exemple pour dériver des statistiques de tailles de nuages de façon significative [NEGGERS et collab., 2019], étudier en détail la turbulence aux bords des nuages convectifs [STRAUSS et collab., 2019] ou dans les stratocumulus [MATHEOU, 2018], élucider le rôle de la convection profonde dans l'humidification de la stratosphère

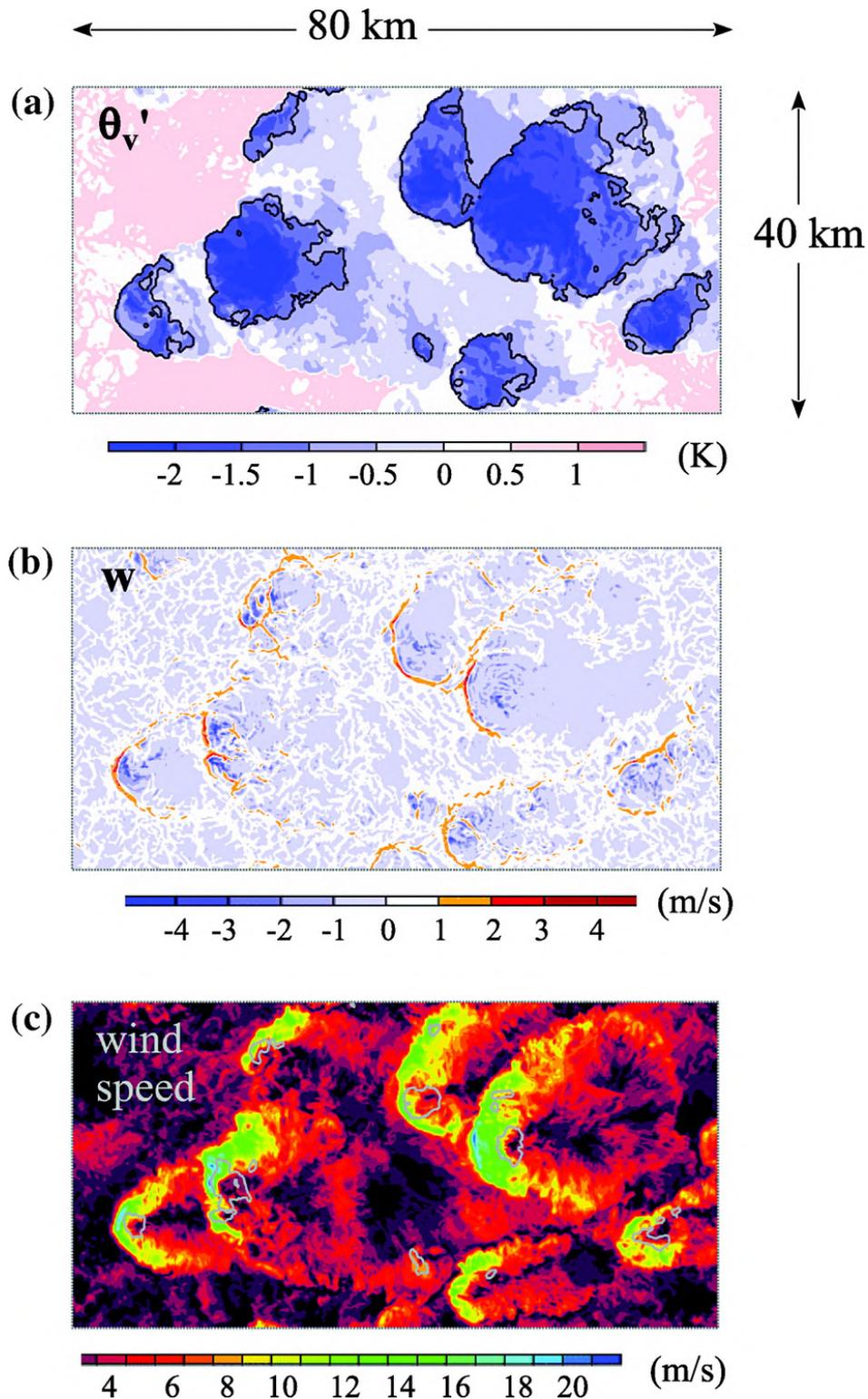


Figure 5.2 – Figure 14. de **GUICHARD et COUVREUX [2017]**. Coupes horizontales, proches de la surface, de (a) l'anomalie de température potentielle virtuelle, (b) vitesse verticale et (c) vitesse horizontale ; issus de champs 3D simulés par Méso-NH en mode LES, pour un cas de convection profonde en régime semi-aride [**COUVREUX et collab., 2012**]. On y voit l'empreinte de courants de densité formés par évaporation des pluies sous les nuages précipitants. L'air est refroidit par l'évaporation, perd sa flottabilité et chute vers la surface. A la surface, on repère les courants de densité par une anomalie froide de température (ici, -2.5 K), un front de rafale en aval de la poche atteignant des vitesses élevées (ici, plus de 15 m/s), capables de soulever l'air au bord des fronts et ainsi de générer de nouvelles cellules convectives.

[DAUHUT et collab., 2016], ou pour évaluer le réalisme des simulations explicites sur grand domaine, par rapport à des observations et à des modèles de moindre résolution [HEINZE et collab., 2017]. Ces simulations produisent une quantité très importante de données, dont l'exploitation et le stockage peuvent poser question.

De nouvelles branches scientifiques émergent dans la communauté atmosphère, ainsi que dans d'autres communautés de modélisateurs ou d'observateurs, confrontées aux mêmes questionnements. La science du *big data* met en oeuvre des techniques d'apprentissage statistique capables d'appréhender et d'exploiter cette grande quantité d'information. Ces méthodes permettent d'extraire une information de ces données, qui peut permettre de l'organiser et de la classifier ; mais n'engendrent pas systématiquement une meilleure compréhension des processus physiques à l'origine des résultats. D'autres voies existent dans le paysage ; un exemple un peu lointain en est le développement de méthodes Monte Carlo permettant de réaliser des calculs radiatifs qui intègrent la grande complexité des champs nuageux produits par LES tout en restant performants indépendamment de la quantité de détail (donc de donnée) décrivant le champ nuageux. Ces développements peuvent être vus comme un moyen de conserver une approche basée sur la physique malgré une quantité de données potentiellement ingérable. Ils ont été réalisés au cours de cette thèse et sont au coeur du Chapitre 4. Un autre exemple d'analyse permettant de résumer l'information complexe produite par les LES tout en restant basée sur les processus physiques est la vision *objets*, détaillée en 5.1.2.2.

### 5.1.2 Rôle des LES dans le développement, l'évaluation et la calibration des paramétrisations

Les LES sont d'une grande utilité dans le processus de développement des paramétrisations physiques d'un modèle de grande échelle. Elles permettent de décortiquer le rôle de divers processus et objets dans l'évolution des variables d'état afin de mieux comprendre la physique sous-jacente (par exemple, HEUS et collab. [2008]; ZHAO et AUSTIN [2005a,b]). A partir de cette compréhension, des formulations approchées de l'effet moyen de ces processus sur les variables résolues peuvent être proposées. Une fois développées, ces formulations ou paramétrisations doivent être évaluées, et leurs conditions de validité établies. Les LES ont également un rôle à jouer dans cette évaluation : les expériences peuvent être contrôlées au travers des forçages et conditions initiales, divers régimes peuvent être explorés. Les LES jouent ainsi le rôle de laboratoires numériques. Une troisième étape dans la vie d'une paramétrisation est sa calibration. En effet, lorsque les formulations sont développées sur la base de considérations théoriques ou d'arguments de similarité, des paramètres libres apparaissent. Ces paramètres n'ont pas toujours de sens physique, ou sont difficilement observables. Les LES peuvent donc aider le modélisateur à contraindre ces paramètres. Comme cela a déjà été mentionné, le projet HIGH-TUNE autour duquel gravitent ces travaux de thèse propose un cadre rigoureux pour la calibration des modèles de grande échelle, basé sur l'utilisation des LES et d'outils statistiques permettant d'explorer largement l'espace de grande dimension formé par les paramètres à contraindre dans différentes paramétrisations des processus de couche limite.

#### 5.1.2.1 Stratégies d'utilisation de LES

Dans le cadre du développement, de l'évaluation et de la calibration des paramétrisations d'un modèle de grande échelle, les simulations explicites peuvent être utilisées de différentes façon. Les profils moyens de la LES peuvent être comparés aux profils issus de modèles 1D, intégrant ainsi l'effet de toutes les paramétrisations et de leurs couplages [HOURDIN et collab., 2002; NEGGERS et collab., 2009; PERGAUD et collab., 2009; SIEBESMA et collab., 2007]. Ces simulations 1D sont réalisées par des modèles colonnes (Single Column Model, SCM). Ces modèles sont des modèles colonnes qui correspondent à l'extraction d'une unique colonne atmosphérique d'un modèle 3D. La comparaison entre les LES et les modèles 1D SCM (Single

Column Model) est un cadre privilégié permettant d’isoler les processus physiques en contraignant les processus de grande échelle de la même façon dans les deux modèles [RANDALL et collab., 1996]. Cette méthodologie est également promue par le projet Cloud System Study (GCSS) du GEWEX (Global Energy and Water Cycle Experiment ; BROWNING et TEAM [1993]). En plus des profils moyens, les LES peuvent souvent produire des bilans sur les variables d’état, révélant la contribution de divers processus (par exemple advection, rayonnement, processus microphysiques) à l’évolution temporelle de ces variables. Cette approche peut permettre d’identifier les paramétrisations à l’origine d’un écart entre les profils LES et 1D [DE ROODE et collab., 2012]. Une paramétrisation ou une partie peut être évaluée indépendamment du reste de la physique, si la quantité qu’elle tente de représenter peut être diagnostiquée directement à partir des champs 3D, par exemple pour le taux d’entraînement [GREGORY, 2001; RIO et collab., 2010; SIEBESMA et HOLTSLAG, 1996].

### 5.1.2.2 Structures cohérentes

Des *structures* cohérentes apparaissent dans les champs 3D thermodynamiques issus de LES, par exemple : les mailles saturées, contenant de l’eau liquide, délimitent des volumes isolés les uns des autres (les nuages) ; dans l’anomalie de température potentielle virtuelle de surface apparaissent des poches froides (produites par des courants de densité, voir la Figure 5.2) qui peuvent également être étendues en volume ; les particules virtuelles émises en surface, au sommet de la couche limite ou des nuages, sont passivement advectées par le vent et tracent les mouvements d’air ascendant et descendant aux différentes échelles turbulentes et convectives de la couche limite simulée.

Lorsque ces structures existent dans les champs issus du modèle, elles peuvent être identifiées à l’aide par exemple d’un masque binaire répondant à un critère d’identification, de mêmes dimensions que le champ, repérant les mailles appartenant à de telles structures. Ces structures peuvent alors être caractérisées en diagnostiquant les distributions de diverses variables thermodynamiques dans les mailles sélectionnées par le masque d’identification. Par exemple, COUVREUX et collab. [2010] construit un masque binaire 3D, basé sur l’anomalie horizontale de la concentration d’un traceur passif émis en surface. Ce masque permet de repérer les parties du fluide où le traceur a été transporté préférentiellement, relativement à d’autres zones. Il délimite ainsi les grands tourbillons ou thermiques (responsables du transport non-local dans la couche limite) en opposition à la turbulence de petite échelle (transport local). Séparer ces *objets* de leur environnement constitue déjà un remarquable outil d’analyse, permettant d’extraire une information pertinente d’une simulation produisant de grandes quantités de données. Cette démarche est utile au développement des paramétrisations, comme le démontre par exemple la seconde partie de cette étude sur les thermiques, qui a mené à une amélioration de la représentation des processus d’entraînement et de déentraînement dans les thermiques [RIO et collab., 2010] pour les paramétrisations de convection actives dans les modèles de grande échelle.

Nous avons mené une étude similaire, dans laquelle les descentes d’air étaient considérées en plus des ascendances, dans une couche limite surmontée de stratocumulus plutôt que de cumulus [BRIENT et collab., 2019]. Une différence dans l’approche proposée par cette étude récente est que les structures cohérentes ne sont pas vues uniquement dans leur globalité comme un ensemble de cellules répondant à un critère et analysées collectivement (ce qui correspond à la vision du masque binaire) mais comme un ensemble d’objets distincts les uns des autres, bien délimités dans l’espace, et analysés individuellement. Cet ensemble d’objets individuels forme une population, dont on peut caractériser les distributions par exemple de taille et de volume, ou diagnostiquer les caractéristiques individuelles (voir par exemple la Figure 5.3), afin de comprendre par exemple ici, comment une partie de la population identifiée contribue au transport non-local dans la couche limite. D’autres études en cours se basent sur cette approche objet, en y ajoutant éventuellement une dimension temporelle qui permet d’appréhender le cycle de vie des objets d’intérêt. Parmi ces études, certaines utilisent

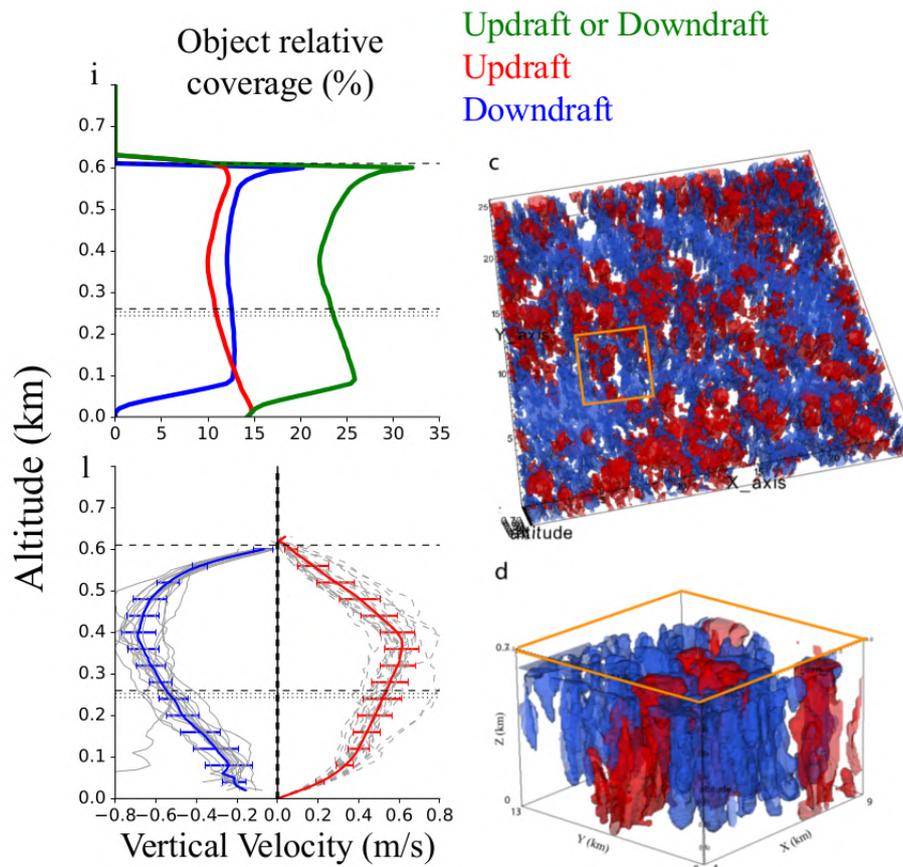


Figure 5.3 – Adapté de [BRIENT et collab. \[2019\]](#). Identification des structures cohérentes (updrafts en rouge, downdrafts en bleu) dans une couche limite surmontée d'un stratocumulus, simulée par Méso-NH. En haut à gauche (i), fraction couverte par l'ensemble des updrafts, des downdrafts et la somme des deux (en vert). En bas à gauche (l), profils de vitesse verticale diagnostiquée dans les structures cohérentes individuelles (en gris), sur l'ensemble des updrafts (en rouge) et sur l'ensemble des downdrafts (en bleu). Seuls les objets d'un volume supérieur à  $0.25 \text{ km}^3$  sont représentés. En haut à droite (c), vue 3D des structures cohérentes sur le champ entier ( $25.6 \text{ km} \times 25.6 \text{ km}$ ) et (d) zoom sur le carré orange ( $x=4-9 \text{ km}$ ;  $y=8-13 \text{ km}$ )

comme [BRIENT et collab. \[2019\]](#) les outils développés au cours de cette thèse et décrits dans la section 5.2.2 ; par exemple pour analyser les cycles de vie des tourbillons dans la couche limite stable ou identifier les poches froides formées par l'évaporation de précipitations [[ROCHETIN et collab., 2019](#)].

Par ces méthodes orientées objets, la communauté gagne en compréhension des processus à l'oeuvre dans le développement de certains *objets* (ou structures cohérentes), et des mécanismes responsables de leurs caractéristiques. Cette connaissance rejaille lors du développement de formulations qui doivent permettre de représenter ces mêmes objets dans des modèles où ils ne sont pas simulés explicitement ; c'est bien sûr tout l'enjeu du développement des paramétrisations. De plus, le fait d'avoir identifié et caractérisé une population permet d'étudier sa variabilité, donc de se donner les moyens de choisir ou de justifier certaines hypothèses (par exemple pour les schémas de convection peu profonde, la nécessité de représenter une population de thermiques vs. la représentation d'un unique thermique moyen peut être interrogée).

### 5.1.2.3 Robustesse des modèles LES

De l'idée d'utiliser les LES comme modèle de référence, vient immédiatement le besoin d'évaluer leur robustesse. En effet, comme discuté ci-avant, les LES restent des simulations

numériques. Leur dépendance aux paramètres numériques et au choix des paramétrisations qu'elles utilisent importe peut-être moins pour la phase de développement des paramétrisations de grande échelle que pour leur évaluation et leur calibration. En effet, la dispersion des LES reste assez faible pour permettre une compréhension approfondie de la plupart des processus résolus, qui sont fidèlement représentés malgré les imprécisions numériques et les incertitudes liées aux paramétrisations de la microphysique ou de la turbulence. Lorsque les LES sont utilisées pour évaluer ou calibrer les paramétrisations de grande échelle, il est nécessaire d'estimer et de prendre en compte les incertitudes des LES, afin de ne pas surcontraindre les modèles approchés qui tentent de reproduire leur comportement. Cette incertitude peut être évaluée en utilisant divers modèles de haute résolution possédant des caractéristiques différentes mais utilisant les mêmes forçages et conditions initiales (l'un des objectifs des exercices d'intercomparaison de LES menés par GCSS), ou alternativement en utilisant un seul modèle dont les paramètres numériques et paramétrisations physiques sont modifiés, produisant ainsi des champs atmosphériques différents.

#### 5.1.2.4 Utilisation des LES dans cette thèse

Dans la suite, un modèle LES est décrit puis utilisé pour réaliser des simulations de cumulus marins et continentaux, avec une configuration de référence ainsi que diverses configurations perturbées servant à estimer la robustesse du modèle. Des outils Python développés au cours de cette thèse seront également décrits ; ils permettent d'identifier des structures cohérentes dans des champs résolus. Ces outils seront appliqués aux champs 3D de cumulus, afin d'examiner les caractéristiques des populations nuageuses simulées. Ces champs nuageux et leur description serviront de matière à une analyse de leurs effets radiatifs, dans les chapitres 6 et 7.

## 5.2 Outils de simulation explicite et d'analyse

### 5.2.1 Description d'un modèle atmosphérique non-hydrostatique : Méso-NH

Pour produire les champs de cumulus dont les effets radiatifs seront analysés dans cette thèse, le modèle Méso-NH a été utilisé en mode LES. Il s'agit d'un modèle développé depuis plus de vingt ans par les chercheurs du Centre National de Recherches Météorologiques et du Laboratoire d'Aérodynamique. La première version référencée est décrite dans [LAFORE et collab. \[1997\]](#), tandis que [LAC et collab. \[2018\]](#) proposent un résumé des développements et utilisations récents du modèle. Le système d'équations dynamique et thermodynamique résolu par le modèle correspond au système de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie (Navier Stokes) et de la quantité d'eau. Il est décrit dans [LAFORE et collab. \[1997\]](#) et dans la documentation du modèle, et ne sera pas rappelé ici.

Méso-NH est un modèle non hydrostatique, à aire limitée, qui utilise une discrétisation spatio-temporelle en points de grille. Le maillage est régulier horizontalement mais peut être irrégulier sur la verticale. Les équations qui décrivent l'évolution de l'atmosphère sont résolues par la méthode des volumes finis pour les variables thermodynamiques (température potentielle, rapports de mélange de la vapeur d'eau et des hydrométéores, énergie cinétique turbulente) et par différences finies pour les variables dynamiques (les trois composantes du vent). La pression est calculée à la fin de chaque pas de temps en résolvant l'équation elliptique obtenue suite à la formulation de l'hypothèse anélastique (adaptée aux fluides pseudo-compressibles).

Méso-NH dispose d'un ensemble de paramétrisations sophistiquées pour représenter les processus physiques aux échelles sous-maille. Le choix de la résolution, de la taille du domaine simulé, du schéma d'advection, des paramétrisations actives et des formulations utilisées parmi plusieurs disponibles, est la responsabilité de l'utilisateur qui doit configurer le modèle

en accord avec ce qu'il cherche à représenter. Dans cette thèse, les champs nuageux sont simulés afin d'étudier leur effet radiatif ; il suffit donc que les champs atmosphériques 3D soient réalistes d'un point de vue statistique, sans chercher à reproduire un événement réel. Pour cette raison, toutes nos simulations sont des cas idéalisés, c'est-à-dire que les interactions avec la surface et la grande échelle sont représentées de façon simplifiée. Ces aspects ne seront donc pas abordés ici. Par contre, une attention particulière a été portée aux schémas d'advection et paramétrisations utilisés dans nos simulations.

### 5.2.1.1 Discrétisation temporelle

Les équations résolues par le modèle portent sur l'évolution des variables d'état. La dérivée temporelle de ces quantités est discrétisée afin de pouvoir mettre à jour les valeurs de ces grandeurs en fonction du pas de temps du modèle. Ce pas de temps est contraint par la condition Courant-Friedrichs-Lewy de stabilité numérique qui assure que les champs advectés entre deux pas de temps ne le soient pas sur une plus grande distance que la taille d'une maille de modèle. Le coût d'une simulation utilisant une résolution spatiale très fine est donc en partie lié à ce que sa résolution temporelle doit également être fine. Certains schémas de discrétisation temporelle implémentés dans Meso-NH (dits *explicit time-splitting schemes*) utilisent un pas de temps deux fois plus court pour la dynamique (afin de vérifier la condition de stabilité) que pour la physique (le pas de temps du modèle). Ces schémas sont de type Runge Kutta, d'ordre trois (RK53) ou quatre (RKC4). Un schéma de type leapfrog (LF), plus rapide mais moins précis, est également disponible.

### 5.2.1.2 Schémas d'advection

D'après la formulation eulérienne des équations de la dynamique des fluides, l'un des termes d'évolution des variables d'état correspond à l'advection : les grandeurs sont transportées par le champ de vent. Ce terme d'advection fait intervenir une dérivée spatiale, qui doit être discrétisée afin de pouvoir être calculée numériquement. Différents schémas de discrétisation existent et ont des caractéristiques différentes. Pour les différences finies, les schémas implémentés dans Meso-NH sont :

- deux schémas essentiellement non oscillants (Weighted Essentially Non-Oscillatory, WENO) d'ordre 3 ou 5 (WENO3, WENO5). Leur caractère non oscillant est bien adapté à l'advection de quantités marquées par de forts gradients [LAC et collab., 2018]. Le schéma WENO3 est le moins coûteux numériquement, mais il introduit une diffusion numérique importante, ce qui ne permet par exemple pas de reproduire le caractère fractal et turbulent observé sur les bords de nuages.
- un schéma centré du quatrième ordre (CEN4TH), décrit dans LUNET et collab. [2017], et un schéma centré du second ordre (CEN2ND). Comme ils introduisent des oscillations artificielles aux petites échelles, il est nécessaire de dissiper l'énergie ainsi accumulée en ajoutant un terme de diffusion numérique. CEN4TH est plus coûteux numériquement que CEN2ND et que les WENO mais il est plus précis, sa résolution effective est de 4 à 6 fois la taille d'une maille (contre 8 à 10 pour les WENO), d'après RICARD et collab. [2013] et LAC et collab. [2018]. D'après LAC et collab. [2018], ce schéma de discrétisation spatiale est le plus adapté pour l'advection des vents dans une simulation LES nuageuse. Les tests de sensibilité effectués dans cette thèse sont en accord avec ce diagnostic (voir la section 5.3.3).

Pour les volumes finis, des schémas de type parabolique par morceaux (Piecewise Parabolic Methods, PPM) sont utilisés pour reconstruire la variation spatiale sous maille des variables d'état intégrées sur le volume (température, humidité, hydrométéores, traceurs...). Différentes implémentations sont disponibles : PPM\_00 est le plus rapide car il n'est pas restreint (des

oscillations non physiques peuvent apparaître et amplifier les extrema du champ advecté) tandis que PPM\_01 et PPM\_02 [COLELLA et WOODWARD, 1984] sont plus coûteux car ils utilisent des limiteurs de pente (respectivement, LIN et ROOD [1996] et SKAMAROCK [2006]) pour garantir la monotonie du schéma. Dans nos simulations, le schéma PPM\_01 est toujours utilisé (moins précis que PPM\_02 mais plus rapide).

### 5.2.1.3 Turbulence

La résolution des modèles LES intersecte la zone inertielle de la turbulence, ce qui implique que le transport turbulent sous maille ( $\sim 20\%$  de l'énergie cinétique turbulente dans une LES ; POPE [2000]) doit être paramétrisé. Dans Méso-NH, le schéma de turbulence est basé sur REDELSPERGER et SOMMERIA [1982, 1986] et implémenté d'après CUXART et collab. [2000]. Les flux turbulents sont exprimés selon REDELSPERGER et SOMMERIA [1981], en fonction des gradients des variables d'état, de fonctions de stabilité et de l'énergie cinétique turbulente, dont l'équation pronostique fait intervenir des termes de production dynamique et thermique, un terme de diffusion et un terme de dissipation. Si les gradients sont pris en compte dans les trois directions, le schéma de turbulence est 3D (il est 1D si uniquement les gradients verticaux sont considérés). L'équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente fait également intervenir un paramètre appelé longueur de mélange, qui représente la taille des tourbillons sous maille. Cette longueur de mélange  $L$  doit être paramétrisée afin de fermer le modèle.

- La formulation la plus simple (DELT) consiste à prendre la taille de la maille, limitée près de la surface où les tourbillons sont plus petits ( $L$  doit être inférieur à  $0.4z$  d'après la formulation de von Karman [MALARDEL, 2008]).
- La formulation de Bougeault-Lacarrère (BL89 ; BOUGEAULT et LACARRERE [1989]), adaptée pour un schéma de turbulence 1D, permet de limiter la longueur de mélange lorsque l'atmosphère est stable. La longueur de mélange est alors définie comme la distance verticale que peut parcourir une parcelle possédant une énergie cinétique donnée, avant que la force de flottabilité ne s'oppose à son mouvement : les couches stables jouant le rôle de barrières qui empêchent les tourbillons de se développer. Cette hauteur est proche de la hauteur de la couche limite en conditions convectives.
- La formulation de RODIER et collab. [2017] reprend la formulation de BL89 et introduit un terme lié au cisaillement de vent pour mieux prendre en compte les couches neutres où la production d'énergie cinétique turbulente est essentiellement d'origine dynamique.
- La formulation de Deardorff [DEARDORFF, 1980], adaptée à un schéma de turbulence 3D, se base sur la formulation DELT mais tient compte de la stabilité statique en plus de limiter la longueur de mélange en fonction de la distance au sol

$$L = \min \left( (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}, 0.76 \sqrt{e/N} \right)$$

où  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  représentent la dimension d'une maille dans chacune des trois directions,  $e$  est l'énergie cinétique turbulente et  $N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \partial_z \theta}$  est la fréquence d'oscillation de Brunt Väisälä, nulle en cas de régime neutre (pas d'oscillation après qu'une parcelle est déplacée), réelle en cas de régime stable (régime oscillant car la stratification s'oppose au mouvement de la parcelle) et imaginaire en cas de régime instable (régime dissipatif non oscillant, le gradient de température potentielle ne s'oppose pas à l'accélération de la parcelle).

### 5.2.1.4 Microphysique

Les schémas microphysiques disponibles dans Méso-NH sont de type bulk, c'est-à-dire qu'ils calculent un certain nombre de moments de la distribution de taille des hydrométéores en sup-

posant une forme de distribution lognormale ou gamma généralisée. Ces schémas s’opposent aux schémas de type *bin* qui font évoluer les hydrométéores classés en différents compartiments de taille (la distribution de taille est représentée explicitement et non pas de façon intégrée). Les schémas dits à un moment calculent le rapport de mélange des hydrométéores (c’est-à-dire leur masse, qui correspond au moment de troisième ordre de la distribution de taille). Les schémas à deux moments, plus coûteux numériquement, calculent en plus la concentration des différents hydrométéores.

- Dans Méso-NH, le schéma microphysique à un moment pour les phases liquides et glacées est ICE3 [PINTY et JABOUILLE, 1998] (ou ICE4 pour prendre en compte la grêle comme un hydrométéore distinct). Il implémente le schéma de KESSLER [1969] pour la microphysique chaude qui nous concerne dans cette thèse. Entre autres processus, il modélise la conversion de gouttelettes nuageuses en gouttes de pluie (l’autoconversion) et la collecte d’eau nuageuse par les gouttes de pluie (l’accrétion).
- Une alternative (moins coûteuse) est d’utiliser un schéma modélisant uniquement les processus réversibles de saturation et condensation. La quantité d’eau liquide et les variables thermodynamiques sont ajustées en fonction de l’humidité relative et les précipitations ne sont pas autorisées.
- Un schéma à deux moments est également disponible dans Méso-NH : Liquid Ice Multiple Aerosols (LIMA ; VIÉ et collab. [2016]). Il est cohérent avec le schéma à un moment ICE3, et diagnostique en supplément la concentration de gouttes d’eau liquide nuageuse, de gouttes de pluie et de cristaux de glace, grâce à une équation pronostique sur les noyaux de condensation incluant différentes espèces d’aérosols. Il est donc plutôt adapté aux simulations effectuées dans le cadre d’une étude sur les aérosols.
- Un schéma particulier basé sur KHAIROUTDINOV et KOGAN [2000] a été développé par GEOFFROY et collab. [2008] pour les cas de nuages bas précipitants (stratocumulus produisant de la bruine).

### 5.2.1.5 Schéma de nuage

Les scènes nuageuses simulées dans cette thèse ont pour objectif final d’être utilisées comme support de la propagation du rayonnement solaire. Pour résoudre le transfert radiatif par Monte Carlo, le champ nuageux doit être explicitement résolu. Pour cette raison, la plupart des simulations réalisées n’utilisent pas de schéma de condensation sous maille, dont l’objectif est de condenser une partie de la vapeur d’eau avant que le rapport de mélange moyen ait atteint la valeur de saturation. Toutefois, il existe des schémas de condensation sous maille dans Méso-NH, plutôt adaptés aux résolutions plus lâches. Ces schémas sont basés sur une représentation statistique du déficit à la saturation dans la maille, suivant SOMMERIA et DEARDORFF [1977]. La variance du déficit à la saturation est calculée à partir des variances et co-variance de température potentielle et d’eau totale dans la maille, une hypothèse est formulée sur la forme de la distribution du déficit à la saturation qui permet de calculer la fraction de vapeur d’eau saturée dans la maille. La forme de la distribution du déficit est soit gaussienne (dans la formulation originale), soit de type Gamma dans la formulation de BOUGEAULT [1981, 1982]. Si Méso-NH est utilisé avec une résolution suffisamment importante pour nécessiter une paramétrisation de la convection peu profonde (ce qui n’est pas le cas dans les LES), la caractérisation de la variabilité sous maille du déficit à saturation peut être issue de cette paramétrisation (schéma en flux de masse de PERGAUD et collab. [2009]), adapté par HONNERT et collab. [2016] aux résolutions intermédiaires (la zone grise de la turbulence) où la convection peu profonde est partiellement résolue).

### 5.2.1.6 Rayonnement

La résolution du transfert radiatif, dans le solaire (ondes courtes, SW) et dans le thermique (ondes longues, LW) peut être réalisée par le schéma utilisé dans le modèle IFS, développé au Centre Européen : ecRad [HOGAN et BOZZO \[2018\]](#). Ce modèle très flexible, orienté pour la recherche mais également performant dans sa configuration opérationnelle, a récemment été implémenté dans Méso-NH par Quentin Libois. Etant donnée l'importance du rayonnement dans cette thèse, ce schéma, déjà mentionné au Chapitre 4, est décrit en détail au Chapitre 7. D'autres schémas de rayonnement sont disponibles dans Méso-NH : le schéma de Morcrette [[MORCRETTE, 1991](#)] ou le modèle RRTM [[MLAWER et collab., 1997](#)] dans le LW, et le schéma de [FOUQUART et BONNEL \[1980\]](#) dans le SW.

### 5.2.1.7 Traceurs

Un ensemble de traceurs passifs peuvent être émis à différents niveaux d'altitude choisis par l'utilisateur. Leur concentration subit généralement une décroissance radioactive avec un temps de demi-vie également choisie par l'utilisateur. Ces traceurs sont advectés par le vent mais ne sont pas affectés par les processus microphysiques comme le serait par exemple la température, ils permettent donc d'analyser les mouvements d'air dans la couche limite. Emis en surface, ils seront un bon marqueur des thermiques en cas de couche limite convective, car transportés principalement par eux vers le reste de la couche limite [[COUVREUX et collab., 2010](#)]. Emis au sommet des nuages, ils permettent d'éclairer les processus d'entraînement sommital [[BRIENT et collab., 2019](#)]. Emis à tous les niveaux, ils permettent d'analyser les échanges latéraux, en construisant par exemple des matrices indiquant l'altitude à laquelle l'air est rejeté hors du thermique ou du nuage, en fonction de l'altitude à laquelle il y avait pénétré [[HEUS et collab., 2008](#)].

## 5.2.2 Outils d'identification et de caractérisation de structures cohérentes dans les champs atmosphériques résolus

Le modèle Méso-NH en mode LES va être utilisé pour simuler des couches limites convectives avec formation de cumulus. L'objectif est de produire des champs nuageux physiquement réalistes dans lesquels simuler le transfert radiatif solaire par Monte Carlo. A partir de ces calculs de référence, on voudra comprendre comment différentes caractéristiques nuageuses impactent le rayonnement incident en surface. Pour cela, on aura besoin de définir et de calculer des métriques qui caractérisent les champs nuageux. En plus des caractéristiques moyennes de chaque scène simulée, comme par exemple l'épaisseur de la couche nuageuse ou la couverture nuageuse, les nuages seront caractérisés en tant que populations. Cela nécessite tout d'abord d'identifier et de caractériser chaque nuage individuellement. Les outils qui ont permis de le faire font l'objet de cette section.

### 5.2.2.1 Objectifs et utilisation de l'outil

Afin d'identifier et caractériser les nuages dans les champs simulés, deux modules Python ont été développés. La volonté qui a marqué la conception de ces outils est qu'ils soient simples à utiliser et suffisamment génériques pour être appliqués à d'autres types d'objets que les nuages. Ces modules sont des interfaces de programmation qui permettent d'accéder à différentes fonctionnalités, implémentées comme des méthodes de classes. Les deux modules utilisent le format de données netCDF, en lecture et en écriture. Le premier module permet d'identifier et de segmenter (labelliser) des structures à partir d'un masque binaire. Le second module permet de caractériser chaque objet à partir de la segmentation réalisée avec le premier module (ou par d'autres outils).

De nombreux outils du même type existent dans la communauté atmosphère, par exemple les outils décrits par [HEIKENFELD et collab. \[2019\]](#) qui ont l'avantage de la flexibilité sinon de

la primeur, ceux de CRANE [1979] pour les observations radars, AUTONÈS et MOISSELIN [2013] ou FIOLEAU et ROCA [2013] pour les images satellites géostationnaires. L’algorithme de FIOLEAU et ROCA [2013] a également été appliqué à des simulations explicites de convection profonde en régime semi-aride (cas de transition de convection peu profonde à profonde à Niamey ; COUVREUX et collab. [2012]), permettant d’étudier les caractéristiques et cycles de vie des courants de densité formés par évaporation des précipitations [VILLEFRANQUE et collab., 2015].

Les outils décrits ici ne sont pas des plus performants ni des plus sophistiqués. Par exemple, ils traitent le temps comme toute autre dimension : la fonction de segmentation est agnostique de la donnée qu’elle traite. Les processus de fusion et séparation (merging / splitting) ne sont donc pas modélisés explicitement. Il est tout de même possible de réaliser un suivi temporel des objets, à condition que les données d’entrée soient suffisamment résolues dans le temps. Pour être identifiées comme appartenant à un même objet entre deux pas de temps, les cellules qui constituent cet objet doivent partiellement se recouvrir (les champs doivent être résolus plus finement que le temps d’advection moyen sur une maille, ce qui dépend du vent et de la résolution spatiale de la simulation). Pour capturer le cycle de vie de l’objet, les champs doivent être résolus plus finement que les échelles temporelles caractéristiques des objets, et pendant plus longtemps que leur durée de vie. Pour les cumulus simulés ici, la fréquence d’échantillonnage adéquate serait au minimum de deux champs par minute, et la durée d’au moins quinze minutes. Le cycle de vie des cumulus n’étant pas l’objet d’étude de cette thèse, seuls les résultats issus d’une identification 3D seront présentés. D’autres études ont utilisé ces outils en 4D (3D + temps), ou également en 3D [BRIENT et collab., 2019; ROCHETIN et collab., 2019].

Finalement, ces modules sont pensés comme des outils collaboratifs, où chaque utilisateur peut implémenter de nouvelles fonctionnalités lorsque le besoin se présente. Ils sont donc voués à évoluer, la description qui en est faite ici n’a pas vocation à figer définitivement leur état. Le répertoire contenant les modules et quelques exemples d’utilisation est hébergé sous <https://gitlab.com/tropics/objects>.

### 5.2.2.2 Identification

Le module d’identification propose à l’utilisateur une fonction *identify*, point de communication avec les différentes fonctionnalités du module. Les arguments obligatoires de cette fonction sont

- un fichier netCDF contenant les champs à exploiter, de dimension quelconque,
- la liste des noms des variables à lire dans le fichier netCDF,
- une fonction correspondant au critère de définition des objets, qui retourne un masque binaire (de dimension quelconque) avec des un dans les cellules appartenant à un objet et des zéros partout ailleurs.

A partir de ces données, la fonction *identify* lit les champs dans le fichier netCDF et construit le masque binaire d’après la fonction définie par l’utilisateur. L’étape de labellisation, ou segmentation, vise à affecter un numéro d’objet distinct à chaque amas de cellules “un” contiguës. Cette étape est réalisée par la fonction *label* du module *ndimage* de *scipy*. La définition de la matrice de contiguïté est à la charge de l’utilisateur. Plusieurs options permettent ensuite de supprimer les petits objets, de gérer des conditions aux bords cycliques, de trier les objets selon un critère défini par l’utilisateur etc. Le tableau contenant les numéros d’objet est finalement écrit dans le fichier netCDF fourni en entrée.

### 5.2.2.3 Caractérisation

Le module de caractérisation propose à l’utilisateur une fonction *characterize*, point de communication avec les différentes fonctionnalités du module. Le seul argument obligatoire de

cette fonction est un fichier netCDF contenant au moins un champ *objets*. Il est possible de définir des fonctions caractéristiques, sous deux formes :

- des fonctions qui renvoient un champ de la taille du champ objet, calculé à partir des champs disponibles dans le fichier netCDF d'entrée ; par exemple, un champ de coefficients d'extinctions, d'anomalies de température etc. Cette fonction sera appelée une seule fois et elle peut être exécutée sans connaissance de la position des objets dans le champ ;
- des fonctions qui calculent des caractéristiques propres à chaque objet ; par exemple un volume, une aire etc. Ces fonctions seront appelées pour chaque objet, et prennent en entrée les indices de l'objet courant.

En plus de ces fonctions caractéristiques, l'utilisateur peut demander des caractéristiques brutes sur les champs disponibles dans le fichier netCDF d'entrée. Différentes statistiques de ces caractéristiques seront diagnostiquées pour chaque objet (soit pour l'objet entier, soit, optionnellement, pour chaque objet et chaque niveau d'une ou plusieurs dimensions données par l'utilisateur). Ces statistiques sont : la valeur moyenne, minimum et maximum, l'écart type, la médiane, les 5<sup>ième</sup> et 95<sup>ième</sup> quantiles et la somme ; de chaque caractéristique calculée dans chaque objet. Ces caractéristiques sont ensuite écrites dans un nouveau fichier netCDF. Les dimensions de ce fichier sont à minima les objets et les statistiques, et possiblement les dimensions conservées par l'utilisateur lors de la caractérisation (par exemple, les niveaux verticaux pour avoir des profils de caractéristiques) ; les champs de ce fichier sont les différentes caractéristiques (par exemple, coefficient d'extinction, anomalie de température, volume, rapport de mélange en eau liquide...).

#### 5.2.2.4 Application de ces outils aux simulations de cumulus

Ces outils ont été appliqués de la façon suivante :

- le masque binaire permettant d'identifier les nuages est 3D, tel que les cellules dont le rapport de mélange en eau liquide est supérieur à  $10^{-6}$  kg/kg sont à un et les autres à zéro,
- aucun filtre de taille n'est appliqué, certains objets peuvent occuper par exemple une seule cellule,
- les profils de caractéristiques calculés dans chaque objet concernent : l'aire (par niveau), le demi-grand axe d'une ellipse de même aire que le nuage (par niveau)
- les caractéristiques calculées pour chaque objet sont : le volume, la hauteur de base (par colonne), la hauteur de sommet (par colonne), l'épaisseur géométrique (par colonne), l'épaisseur optique (par colonne) et la couverture totale (fraction de colonnes nuageuses).

Si les caractéristiques sont calculées par colonnes, les statistiques (moyenne, minimum, maximum...) sont disponibles pour chaque nuage. La Figure 5.4 illustre les résultats de l'identification et de la caractérisation, pour une population de cumulus (issue de la simulation ARM-Cumulus, voir section suivante). Les bases des nuages s'étendent de 1 km à plus de 1.8 km environ, tandis que les sommets s'étendent de 1.1 km à plus de 2.2 km environ. Les nuages les moins étendus verticalement sont également les moins étalés horizontalement, mais le nuage le plus couvrant (le numéro 28) n'est que le troisième plus épais. Les épaisseurs optiques moyennes de chaque nuage sont bien corrélées avec les épaisseurs géométriques, sauf pour le nuage numéro 58 qui possède une épaisseur optique moyenne supérieure à 18 (contre 12 pour le second nuage le plus optiquement épais), alors qu'il n'est pas le plus étendu verticalement. La plupart des nuages ont une épaisseur optique moyenne inférieure à 4, et tous ont une variabilité relative (écart type des épaisseurs optiques du nuage normalisé par

l'épaisseur optique moyenne du nuage) supérieure à 50%. Tous les champs simulés ne pourront pas être étudiés en détail, mais cette méthodologie reste un outil puissant du point de vue de l'analyse des populations nuageuses : elle apporte un éclairage qui pourrait permettre de remonter aux processus qui expliquent les caractéristiques des nuages et leur variabilité.

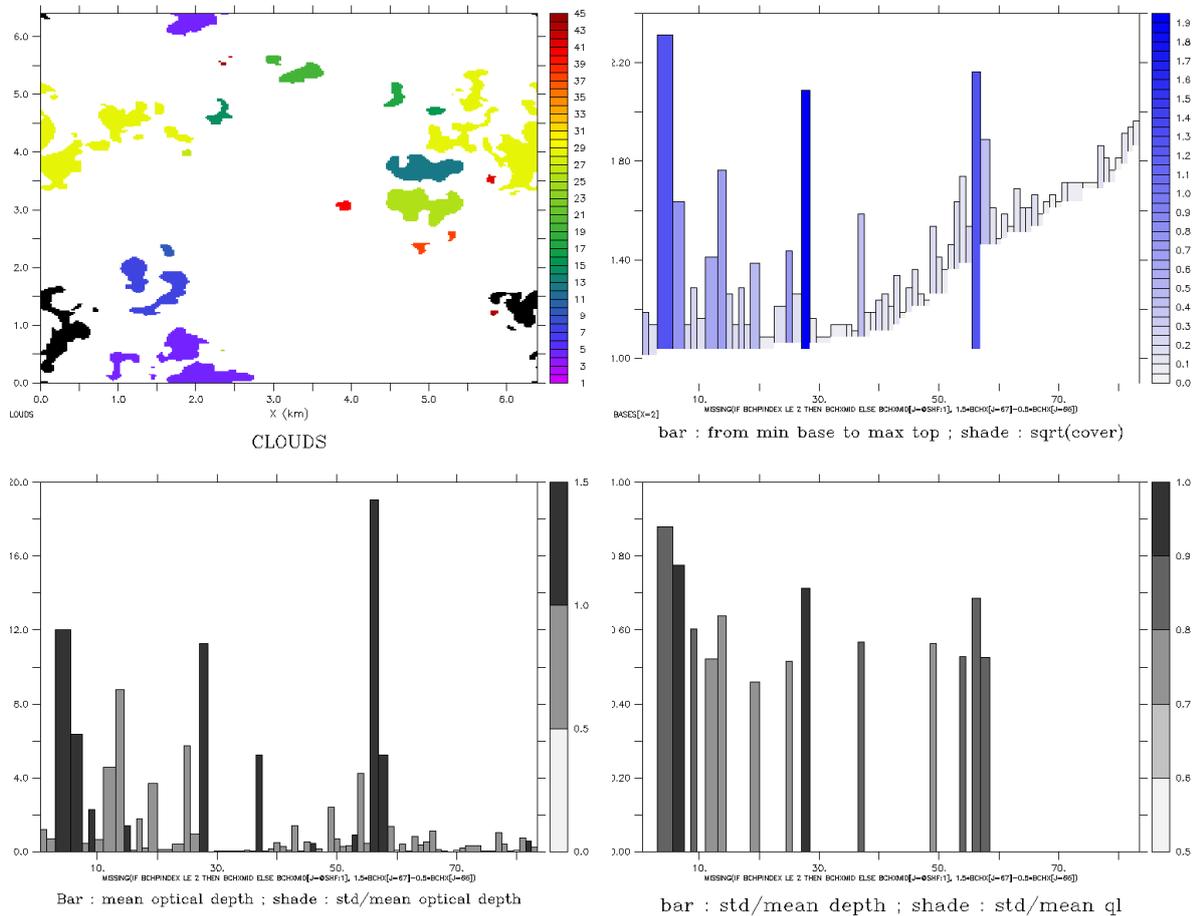


Figure 5.4 – Caractérisation d’une population de cumulus (8ème heure de la simulation ARMCu, voir section suivante). En haut à gauche, coupe horizontale (x en abscisse, y en ordonnées) des nuages identifiés à 1.2 km d’altitude (le nuage noir correspond au numéro 57). Pour les autres figures, l’abscisse donne l’index du nuage pour chaque nuage identifié dans le champ 3D. L’ordonnée et la couleur donnent des informations sur les caractéristiques de chacun de ces nuages. En haut à droite, pour chaque nuage (chaque barre), la barre s’étend verticalement depuis la base jusqu’au sommet du nuage, et la couleur correspond à la longueur équivalente du nuage (racine carrée de la couverture totale couverte par le nuage). On a donc une information sur la hauteur, l’épaisseur et l’étendue horizontale de chaque nuage sur cette figure. En bas à gauche, pour chaque nuage, la barre s’étend jusqu’à l’épaisseur optique moyenne du nuage, et la couleur correspond à l’écart type de l’épaisseur optique (sur les colonnes appartenant au nuage) normalisé par l’épaisseur optique moyenne. En bas à droite, pour chaque nuage, la barre s’étend jusqu’à l’écart type normalisé de l’épaisseur géométrique, et la couleur correspond à l’écart type normalisé du rapport de mélange en eau liquide.

### 5.3 Scènes nuageuses réalistes issues d’un modèle atmosphérique à haute résolution

Quatre cas de cumulus idéalisés ont été simulés afin de produire une diversité de scènes nuageuses réalistes. Ces cas ont été sélectionnés dans la littérature et sont issus de cas d’intercomparaisons de modèles LES et ont été conçus à partir de données acquises pendant des campagnes d’observation. Deux de ces cas sont des cumulus marins observés dans les zones d’alizés [SIEBESMA et collab., 2003; VANZANTEN et collab., 2011], le troisième cas est un cas continental observé au centre des Etats-Unis [BROWN et collab., 2002], le dernier cas est également un cas continental mais présente de caractéristiques hybrides de par sa proximité avec l’océan (en Floride, NEGGERS et collab. [2003a]). Les simulations de référence pour ces quatre cas sont décrites et analysées, et des simulations réalisées à partir de configurations perturbées du modèle sont également présentées. Elles permettent non seulement d’évaluer la sensibilité du modèle mais également d’étendre l’échantillon de scènes nuageuses qui seront utilisées dans les études radiatives des prochains chapitres.

#### 5.3.1 Simulation de quatre cas de cumulus idéalisés

Les quatre cas de cumulus simulés avec le modèle non-hydrostatique Méso-NH en mode LES sont référencés dans la Table 5.1. Le cadre numérique commun aux quatre simulations, la configuration (set-up) du modèle ainsi que les conditions initiales et forçages de grandes échelles sont décrits. L’évolution des profils thermodynamiques et nuageux est analysée pour les quatre cas, avec un bon accord avec les résultats de référence décrits dans les différentes publications de la Table 5.1.

##### 5.3.1.1 Cadre numérique

Chacune des simulations de référence occupe un domaine de taille  $6.4 \times 6.4 \times 4 \text{ km}^3$ , discrétisé en mailles cubiques de  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 25 \text{ m}$  ( $256 \times 256 \times 160$  mailles). Les quatre faces verticales du domaine sont contraintes par des conditions aux limites périodiques ; aucun gradient horizontal dû aux advections de grande échelle ne peut être explicitement représenté à l’échelle du domaine. Un pas de temps de  $\Delta t = 1 \text{ s}$  est utilisé afin de vérifier la condition de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Les champs scalaires sont advectés par un schéma en volume fini de type PPM, et les champs de vitesse sont advectés par un schéma aux différences finies centrées du 4ème ordre (CEN4TH), et un schéma de Runge Kutta centré d’ordre 4 (RKC4) en temps. Ces choix suivent les recommandations de LAC et collab. [2018] pour la simulation explicite de couches limites nuageuses. Un terme de diffusion numérique est également ajouté pour dissiper l’énergie accumulée aux petites échelles par le schéma centré (qui crée des oscillations artificielles).

##### 5.3.1.2 Choix des paramétrisations

Le schéma de turbulence sous-maille utilise une formulation en énergie cinétique turbulente [CUXART et collab., 2000] fermée par la longueur de mélange de Deardorff [DEARDORFF, 1980]

Cas	Article de référence
ARM-Cumulus	BROWN et collab. [2002]
SCMS	NEGGERS et collab. [2003a]
BOMEX	SIEBESMA et collab. [2003]
RICO	VANZANTEN et collab. [2011]

Table 5.1 – Articles de référence pour les cas de cumulus simulés

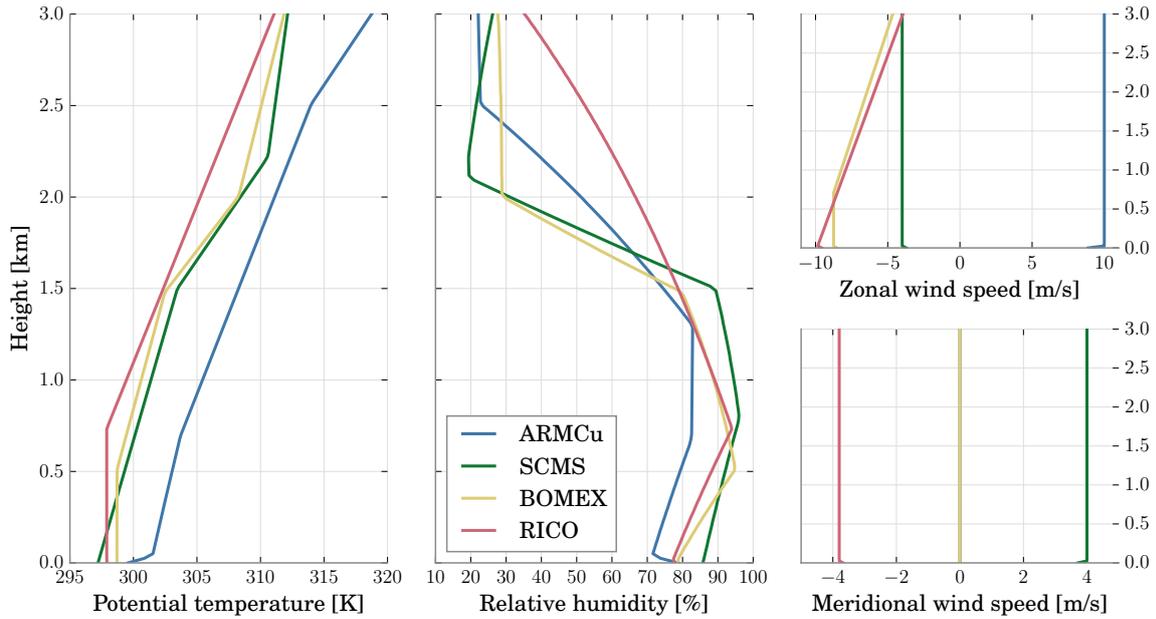


Figure 5.5 – Profils initiaux en température potentielle, humidité relative et vitesses des vents zonaux et méridionaux pour les quatre cas de cumulus

(voir section 5.2.1). Aucun schéma de convection n'est actif car les grands tourbillons sont résolus explicitement. La fine résolution permet l'utilisation d'un schéma de condensation de type *tout ou rien* : l'eau liquide se forme par condensation uniquement lorsque le contenu en vapeur d'eau intégré dans la maille est suffisamment élevé pour que le déficit à saturation moyen s'annule, auquel cas la maille devient entièrement condensée. La fraction nuageuse sous-maille vaut soit un soit zéro. Le schéma de microphysique utilisé est ICE3 [CANIAUX et collab., 1994], dont la partie concernant les processus liquides qui nous intéressent est un schéma de Kessler à un moment [KESSLER, 1969] qui permet la formation de précipitations.

Comme c'est souvent le cas pour des simulations de cumulus, aucun schéma de rayonnement n'est actif. L'impact du rayonnement est représenté implicitement : à la surface, au travers de la prescription des flux latents et sensibles ; dans l'atmosphère, au travers de profils verticaux appliqués à la tendance en température, représentant un refroidissement dû à l'émission de rayonnement thermique par les gaz atmosphériques.

### 5.3.1.3 Conditions initiales

Pour les quatre cas ARM-Cumulus (ci-après, ARMCu), SCMS, BOMEX et RICO, le modèle est initialisé à l'aide de profils verticaux de température potentielle, eau totale et vents. Ces profils représentent l'état horizontalement moyenné de l'atmosphère, au début de la simulation. Afin d'accélérer le développement de la turbulence et de la convection, une perturbation aléatoire de type bruit blanc est appliquée, soit sur les deux premiers niveaux du champ de température potentielle  $\theta$  (ARMCu, SCMS, RICO), soit depuis le premier niveau jusqu'à 1.6 km d'altitude, sur les champs de température potentielle et d'humidité (BOMEX). Différentes méthodes, décrites dans les publications de référence, ont été utilisées pour définir les conditions initiales des quatre cas. Les profils initiaux en température potentielle, humidité relative et en vents sont présentés en Figure 5.5.

- Le cas ARMCu est basé sur les données issues d'une journée (21 juin 1997) de mesures in-situ et de télédétection sur le site [Atmospheric Radiation Measurement \(ARM\) des Southern Great Plains \(35.8N, 97.3W\) \(SGP\)](#), à l'initiative du programme [Global Energy and Water Cycle Experiment Cloud System Study \(GCSS\)](#). Les profils initiaux

sont issus d’une interpolation idéalisée des profils mesurés par un radiosondage à 11h30 UTC (05h30 heure locale), heure de début de la simulation.

- Le cas SCMS est basé sur la campagne [Small Cumulus Microphysics Study \(SCMS\)](#) ayant eu lieu du 17 juillet au 13 août 1995 en Floride (28.5N, 81W). Le cas est continental mais subit l’influence des circulations atmosphériques de grande échelle typiques des côtes océaniques. Les profils utilisés pour initialiser la simulation LES sont basés sur une correction des profils mesurés par l’avion C-130 du NCAR (vol de 18h30 à 21h30 UTC), par les profils mesurés par divers radiosondages réalisés à intervalles réguliers pendant la journée. La simulation commence à 12h00 UTC (07h00 heure locale).
- Le cas BOMEX est basé sur la phase 3 de la campagne de mesure [Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment \(BOMEX\)](#). Le cas présente un caractère stationnaire dû à l’inertie de la surface océanique et sa faible sensibilité au cycle diurne. Les profils initiaux sont calculés en moyennant des données issues de radiosondages effectués les 22 et 23 juin 1969 depuis le bateau *Oceanographer*, situé le plus au Nord des cinq bateaux de la campagne [BOMEX](#) (17.5N, 54.3W).
- Le cas RICO est basé sur une partie de la campagne [Rain in Cumulus over the Ocean \(RICO\)](#) qui s’étend du 16 décembre 2004 au 8 janvier 2005, et mesure un état quasi-stationnaire de l’atmosphère au-dessus de l’île d’Antigua-et-Barbuda (18N, 61.5W). Pendant cette période, 2 à 6 radiosondages ont été effectués chaque jour, et les profils initiaux utilisés pour les [Large Eddy-Simulation \(LES\)](#) sont des composites idéalisés des conditions observées durant cette période.

Les profils initiaux présentés en Figure 5.5 présentent des différences marquées entre les cas. La couche limite des cas BOMEX et RICO est déjà mélangée, ce qui est typique des surfaces océaniques, tandis qu’elle est plutôt stable pour les cas continentaux ARMCu et SCMS, en accord avec l’heure matinale du début de simulation. Dans les basses couches, c’est le cas ARMCu qui est le plus chaud et le plus loin de la saturation, ce qui retardera l’initialisation de la convection et l’apparition de nuages. Les inversions sont bien marquées dans les profils d’humidité relative des différents cas. La première inversion correspond au maximum d’humidité relative, soit l’altitude à laquelle la condensation sera déclenchée le plus facilement suite à un apport d’humidité (e.g. par la convection) ou un refroidissement (e.g. par la grande échelle). Elle indique approximativement les hauteurs de la base des nuages qui vont se développer : autour de 500m pour BOMEX, 700m pour ARMCu et 750m pour RICO et SCMS. La seconde inversion est marquée pour tous les cas sauf RICO, indiquant l’altitude approximative des sommets des nuages : autour de 1500m pour BOMEX et SCMS, plus bas pour ARMCu mais on s’attend à observer une évolution du profil d’humidité et de température suite à la croissance de la couche limite. Pour ce qui est des profils de vent, on distingue bien les cas océaniques qui se situent dans des zones d’alizés avec un vent d’est pour BOMEX et d’est-nord-est pour RICO, des cas continentaux avec un faible vent de sud-est pour SCMS et un vent d’ouest (de plaine) plus intense pour ARMCu.

#### 5.3.1.4 Forçages

**Dans l’atmosphère** Étant donné que les LES sont réalisées sur des domaines à aire limitée, l’effet des circulations de plus grande échelle sur le domaine ne peut pas être explicitement représenté. De même, aucune paramétrisation du transfert radiatif n’est utilisée pendant ces simulations. Afin de prendre en compte les effets de la grande échelle et du rayonnement dans l’évolution des profils thermodynamiques dans la couche limite, des tendances sont appliquées aux profils de température et d’humidité, simultanément sur toutes les colonnes de la simulation. La Figure 5.6 illustre les tendances en température dues au rayonnement.

- Pour ARMCu, l'information de grande échelle est issue d'une méthode variationnelle basée sur les mesures acquises sur la totalité du site SGP. Les tendances sont appliquées dans les deux premiers kilomètres de la couche limite, et varient avec le temps. Au début, l'advection apporte de l'humidité, de 0.08 à 0.02 g/kg/h entre 11h30 à 14h30 UTC. Cette période est suivie d'un refroidissement et assèchement croissant à partir de 17h30 UTC, de -0.1 à -0.3 g/kg/h et de -0.08 K/h à -0.16 K/h entre 20h30 et 02h00 UTC. Le modèle du Met Office incluant un code radiatif interactif de type deux flux a permis d'estimer l'amplitude du refroidissement radiatif au cours de la journée. En début de simulation la tendance est à -0.125 K/h puis elle s'annule au bout de 3h pour finalement redescendre à -0.1 K/h en fin de simulation.
- Pour SCMS, les tendances de grande échelle n'ont pas pu être mesurées. Le forçage radiatif est utilisé comme un outil de calibration permettant de reproduire correctement les hauteurs d'inversion, de base et sommet de nuages observées. La tendance radiative est donc à -0.125 K/h à la surface et décroît linéairement avec l'altitude pour s'annuler à 1500m.
- Pour BOMEX, elles sont issues d'études réalisées par [HOLLAND et RASMUSSEN \[1973\]](#) et [NITTA et ESBENSEN \[1974\]](#) et ne varient pas dans le temps. Le forçage le plus significatif est dû à la subsidence (typique des zones d'alizés), qui croit de la surface jusqu'à la première inversion (terme puits sur la vitesse verticale, jusqu'à -0.65 cm/s à 1500 m) puis décroît pour s'annuler à 2100 m. Un faible assèchement des basses couches (-0.04 g/kg/h) est également imposé. Le refroidissement radiatif représente uniquement l'effet de l'atmosphère en ciel clair sur le rayonnement thermique, négligeant ainsi la présence des nuages [[JIANG et COTTON, 2000](#)]. La tendance est constante dans le temps et vaut -0.08 K/h depuis la surface jusqu'à la hauteur d'inversion, puis décroît linéairement jusqu'à s'annuler dans l'atmosphère libre.
- Pendant la campagne RICO, les advections de grande échelle n'ont pas été observées. Afin de contraindre les simulations, le modèle RACMO forcé par des données du [Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme \(CEP\)](#) a simulé les deux mois pendant lesquels a eu lieu la campagne RICO, sur un domaine de  $1800 \times 1800 \text{ km}^2$  incluant le domaine de simulation LES, afin de fournir les informations de grande échelle adéquates. La subsidence (-0.5 cm/s à 2260 m) est moins intense que pour BOMEX, ce qui pourrait permettre un développement plus profond de la couche nuageuse. Les tendances en température et humidité (-0.1 K/h sur toute la verticale et de -0.04 à 0.014 g/kg/h entre 0 et 2980 m) représentent un refroidissement plus intense et un moindre assèchement de la couche limite par rapport au cas BOMEX, ce qui explique des nuages plus épais. Le refroidissement radiatif prescrit est issu d'une simulation offline utilisant le (ancien) schéma radiatif du CEP, initialisé avec les profils de température et d'humidité initiaux de RICO décrits plus haut. Comme pour BOMEX, l'impact des nuages est à nouveau négligé. La tendance ainsi obtenue est de -0.08 K/h à la surface et décroît avec l'altitude jusqu'à atteindre -0.04 K/h en atmosphère libre.

**En surface** En l'absence de schéma de surface explicite, des conditions de flux turbulents (latent et sensible) ou une température de surface sont prescrites, en fonction du type de simulation. Les cas ARMCu et SCMS sont continentaux, les flux de chaleurs sensible et latente présentent un fort cycle diurne. Pour ces deux cas, les flux ont été mesurés au cours de la journée, ce qui permet de prescrire les deux types de flux de surface tout au long de ces simulations. BOMEX et RICO sont des cas océaniques, les flux sont quasiment stationnaires. Dans le cas BOMEX, une température de surface a été mesurée, puis les flux sensible et latent correspondants ont été calculés d'après [SIEBESMA et CUIJPERS \[1995\]](#). Ces flux sont prescrits pour la durée de la simulation. Dans le cas RICO, une température de surface constante est prescrite pour toute la durée de la simulation. Les flux turbulents sont

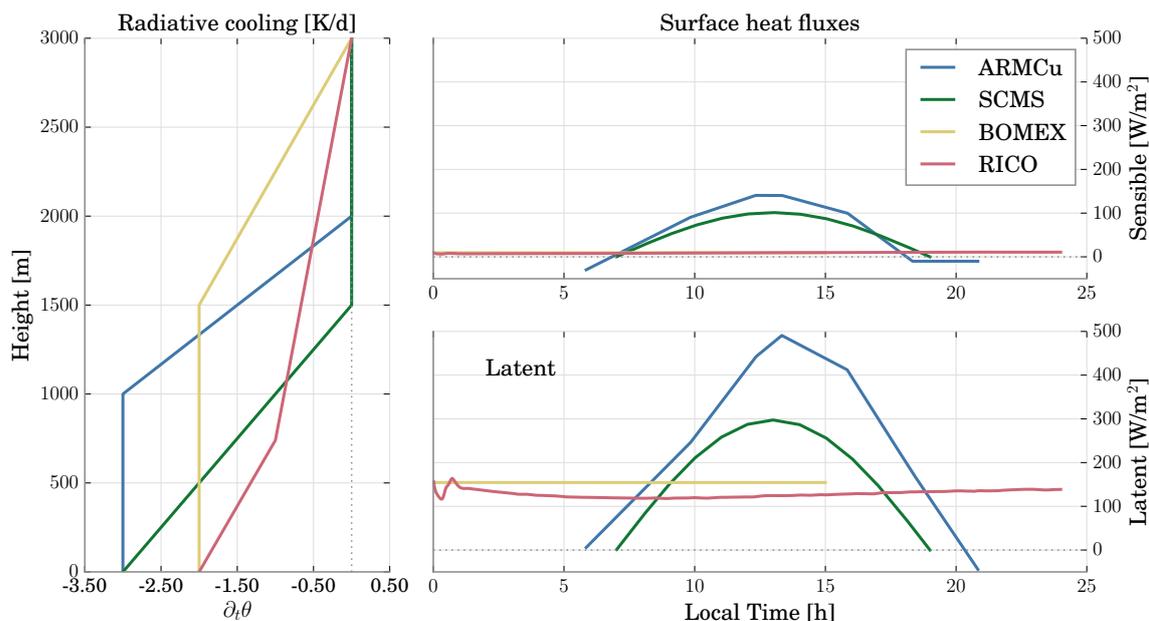


Figure 5.6 – Réponses de l’atmosphère et de la surface aux forçages radiatifs. Gauche : profils de tendance en température potentielle. Le profil ARMCu est donné à l’instant initial de la simulation (11h30 UTC, 05h30 LT). Droite : évolution temporelle des flux de chaleur fournis par la surface.

ensuite calculés en utilisant les formulations de Monin-Obukhov (dépendance des flux de chaleur à la température, à l’humidité, au vent au premier niveau du modèle et à la stabilité de la colonne atmosphérique). Les flux sensibles et latents résultants sont présentés pour les quatre cas en Figure 5.6.

Les équilibres entre flux sensible (H) et latent (LE) sont caractérisés par le rapport de Bowen ( $Bo=H/LE$ ) et sont typiques des types de surfaces simulées. Pour ARMCu comme pour SCMS, ce rapport est autour de 0.3-0.4, typique des surfaces continentales, même si on peut rencontrer des valeurs bien plus importantes par exemple en zone semi-aride. Pour BOMEX et RICO, il est inférieur à 0.1, typique des surfaces océaniques. L’énergie délivrée par la surface entre 7h et 19h (heure locale) est la plus importante pour ARMCu ( $4.71 \text{ kW.h.m}^{-2}$ ) et la plus faible pour RICO ( $1.6 \text{ kW.h.m}^{-2}$ ). Les flux de chaleur sont nuls la nuit sur continent alors que l’océan continue à délivrer de la chaleur latente (la couche nuageuse est ainsi maintenue). Les principales caractéristiques des quatre cas sont rappelées dans la Table 5.2. En résumé, les deux cas continentaux ARMCu et SCMS présentent un fort cycle diurne et l’apport d’énergie par la surface est plus important que pour les cas océaniques, ce qui pourra se traduire en un couche limite et une couche nuageuse plus développées. Le cas ARMCu est initialement le plus chaud et le moins humide, dû à sa localisation géographique au milieu des grandes plaines de l’Oklahoma. Le cas SCMS présente des caractéristiques atmosphériques proches des cas océaniques, plus froids et plus humides ; les nuages de SCMS, sous condition atmosphérique océanique mais développés au-dessus d’une surface continentale, devraient présenter des caractéristiques intermédiaires.

### 5.3.2 Analyse et comparaison des simulations de quatre cas de cumulus

La Figure 5.7 présente pour les quatre cas de cumulus les évolutions des grandeurs nuageuses moyennes sur le domaine obtenues par Meso-NH : couverture nuageuse, eau liquide intégrée, hauteurs de base et de sommet. La couverture nuageuse totale (ou nébulosité) est la fraction des colonnes du domaine contenant de l’eau liquide nuageuse. Elle est bien définie pour un champ 3D issu d’un modèle à très haute résolution, mais pas forcément pour des résolutions plus laches ou pour des techniques observationnelles, comme le montrent [STEVENS et collab.,

Cas	ARM	SCMS	BOMEX	RICO
<b>Espace</b>				
$\Delta x = \Delta y = \Delta z$ (m)	25	25	25	25
$L_x = L_y$ (km)	6.4	6.4	6.4	6.4
$L_z$ (km)	4	4	4	4
<b>Temps</b>				
$\Delta t$ (s)	1	1	1	1
Durée (h)	15	12	15	24
Début (UTC)	11:30	12:00	-	-
Début (h locale)	05:30	07:00	-	-
<b>Surface</b>				
Surface	Continent	Continent	Océan	Océan
Forçage	Flux	Flux	Flux	SST
LE moy/max ( $W.m^{-2}$ )	257/491	188/297	154/154	128/164
H moy/max ( $W.m^{-2}$ )	63/140	64/101	9.4/9.4	9.1/11
Énergie totale 12h ( $kW.h.m^{-2}$ )	4.71	3.03	1.97	1.60
<b>Profils initiaux</b>				
$\theta_{surf}$ init (K)	299	297.2	298.7	297.9
$rv_{surf}$ init (g/kg)	15.2	17.8	17.3	16.3
Hauteur inversion (m)	700	780	520	740
$\theta_{inv}$ init (K)	303.7	300.4	298.7	297.9
$rv_{inv}$ init (g/kg)	14.7	16.8	16.6	14

Table 5.2 – Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des quatre simulations LES des cas de cumulus étudiés : ARM, SCMS, BOMEX et RICO. L'énergie totale délivrée par la surface est calculée comme l'intégrale de la somme des flux latent et sensible de 7h à 19h heure locale.

2019]. La densité de flux solaire incident en surface et réfléchi au sommet de l’atmosphère étant extrêmement sensible à la présence d’eau liquide nuageuse, la nébulosité a des effets importants sur le rayonnement.

### 5.3.2.1 Spin-up

Les deux premières heures de simulation correspondent à une phase de mise en régime du modèle. Le spin-up correspond au temps nécessaire pour qu’un modèle retrouve un équilibre propre en partant de conditions initiales. En effet, le modèle est initialisé sans eau liquide alors que pour BOMEX et RICO, les profils et les forçages imposés correspondent à des conditions atmosphériques nuageuses. Il faut donc environ 2h au modèle pour atteindre cet équilibre. Pour les cas ARMCu et SCMS, l’initialisation correspond à un équilibre sec, l’équilibrage du modèle est donc moins brutal. Le cycle diurne de la couche limite contrôle le développement progressif de la turbulence, de la convection et de la couche nuageuse. A cause de leur sensibilité au cycle diurne, les couches continentales ne sont jamais parfaitement en équilibre (les flux de surface varient relativement rapidement). On peut considérer que le modèle est en équilibrage permanent pour les couches limites continentales, mais cet équilibrage est lié aux processus physiques qui évoluent (la couche limite se développe) et non à un forçage instantané de conditions loin de l’équilibre comme c’est le cas pour l’initialisation des couches limites océaniques. Il est donc plus difficile de définir un temps de spin-up pour ces simulations.

### 5.3.2.2 Stationnarité

Les cas océaniques BOMEX et RICO présentent une évolution quasi-stationnaire de la couverture nuageuse et de la hauteur de la base de nuages tandis que les simulations continentales ARMCu et SCMS présentent la signature du cycle diurne qui impacte la couche limite, sensible aux variations des flux de surfaces prescrits tels que présentés dans la Figure 5.6. La couche nuageuse apparaît plus stationnaire dans le cas BOMEX que dans le cas RICO : l’épaisseur des nuages du cas RICO augmente avec le temps tandis que la hauteur de leur base diminue légèrement, de manière cohérente avec la Figure 3 de VANZANTEN et collab. [2011].

### 5.3.2.3 Développement nuageux

**5.3.2.3.1 Couverture nuageuse et hauteur de couche limite** Dans SCMS, les premiers nuages apparaissent dès 90 minutes de simulation environ, contre 180 pour ARMCu. Ce résultat est cohérent avec les profils initiaux d’humidité relative présentés en Figure 5.5 : initialement, SCMS est plus proche de la saturation que ARMCu. SCMS développe très rapidement des cumulus plus couvrant que ARMCu avec un maximum de couverture autour de 45% 2h après la première apparition de nuages pour SCMS, contre un maximum autour de 37% environ, 3h après l’apparition des premiers nuages pour ARMCu. Les flux de chaleur sensible en surface, plus forts pour ARMCu, expliquent une hauteur de couche limite plus importante ainsi qu’une base nuageuse plus haute pour ce cas, et ce malgré une hauteur d’inversion dans les profils initiaux plus basse que dans le cas SCMS.

**5.3.2.3.2 Epaisseur de la couche nuageuse et quantité d’eau liquide** La quantité d’eau liquide intégrée sur le domaine est en cohérence avec les profils initiaux de vapeur d’eau dont les valeurs en surface et au niveau d’inversion sont données dans la Table 5.2 : ayant une plus grande quantité de vapeur d’eau disponible, accompagnée d’une température d’inversion plus froide, SCMS présente la plus importante quantité d’eau condensée, en cohérence avec le profil d’humidité relative initial. L’épaisseur de la couche nuageuse dans ARMCu et SCMS augmente en même temps que l’eau condensée, en accord avec les profils adiabatiques qui prévoient une augmentation de l’eau liquide avec la hauteur. Dans SCMS, le sommet des

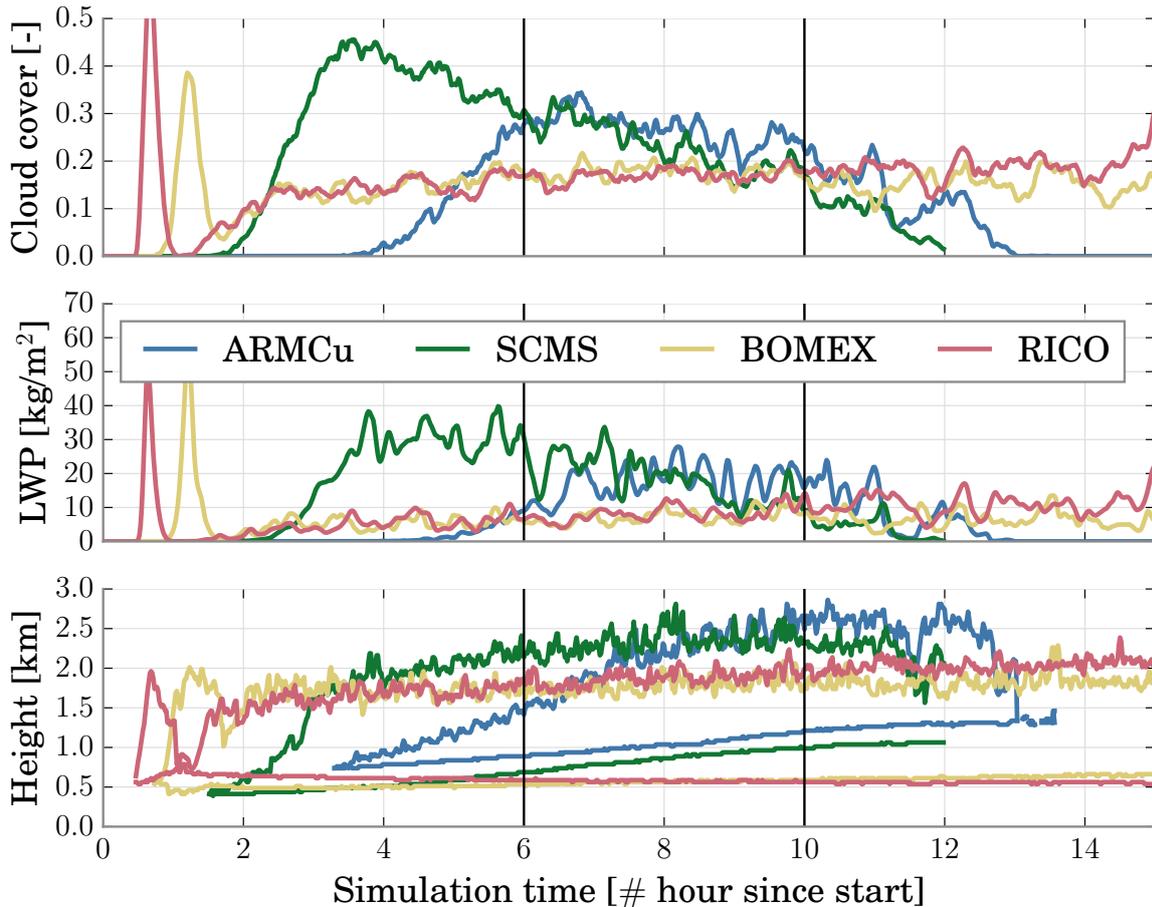


Figure 5.7 – Evolution temporelle de la couverture nuageuse, de la quantité d’eau intégrée sur le domaine, des hauteurs de base et de sommet des nuages pour les quatre simulations. Les lignes verticales noires à 6 et 10h de simulation délimitent la période sur laquelle les profils thermodynamiques sont moyennés dans la Figure 5.9. Les premières heures de simulation, marquées par de fortes oscillations pour les cas océaniques, correspondent à la phase d’équilibrage du modèle ou *spin-up*.

nuages monte rapidement, en même temps que la couverture nuageuse augmente. Dans ARMCu, le développement vertical de la couche nuageuse est plus lent que le développement horizontal. Il est difficile d’interpréter ces évolutions moyennes : la couverture nuageuse peut augmenter si la base des nuages s’étale (Figure 5.8-b), si le cisaillement de vent augmente (Figure 5.8-c), ou si le nombre de nuages augmente (Figure 5.8-d). Il est nécessaire d’étudier les caractéristiques de la population de nuages afin de pouvoir discriminer les différentes possibilités expliquant le développement nuageux moyen.

#### 5.3.2.4 Profils thermodynamiques

La Figure 5.9 présente les profils verticaux de diverses quantités moyennées en temps sur la période allant de la sixième à la dixième heure de simulation, pour les quatre cas de cumulus. Les profils sont calculés à partir des champs 3D, en moyenne sur le domaine (“mean”), moyennés uniquement sur les cellules nuageuses (“cloud”, contenu en eau liquide positif) ou appartenant aux coeurs de nuages (“core”, contenu en eau liquide positif et flottabilité positive). Dans les simulations, un traceur passif émis en surface et dont la concentration décroît exponentiellement au cours du temps, sur le modèle d’un composant radioactif (avec un temps de demi-vie de 15 minutes), permet de repérer les thermiques, par la méthode d’échantillonnage conditionnel développée par COUVREUX et collab. [2010]. Les profils “updrafts” sont moyennés uniquement sur les cellules sélectionnées par l’échantillonnage conditionnel.

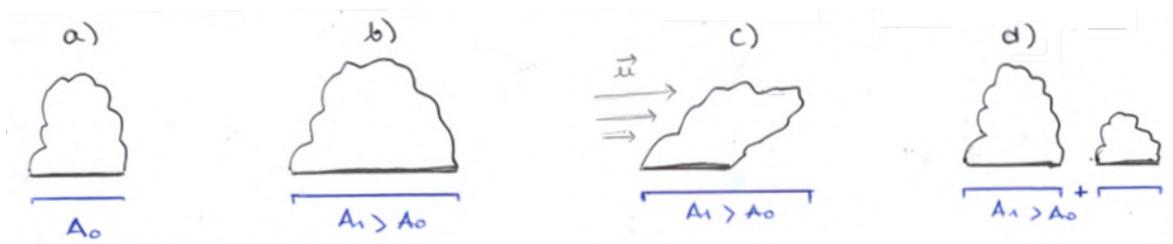


Figure 5.8 – Causes possibles d’une augmentation de la couverture nuageuse totale entre deux pas de temps : b) étalement horizontal du nuage ; c) cisaillement de vent ; d) formation d’un nouveau nuage.

**5.3.2.4.1 Fraction et eau condensée** Les profils de fraction nuageuse et de fraction de coeur de nuage (nombre de mailles appartenant à la catégorie nuage ou coeur sur nombre total de mailles pour chaque niveau) démontrent d’une activité convective plus intense pour les cas continentaux, avec une couche nuageuse plus développée verticalement et un maximum de fraction nuageuse plus élevé, autour de 8% pour ARMCu contre environ 5% pour BOMEX par exemple pour les coeurs de nuages. Les profils d’eau liquide moyen sur le domaine et moyens dans le temps mettent en évidence le caractère hybride du cas SCMS, qui présente les caractéristiques de forme des profils océaniques mais des valeurs absolues et un développement vertical de la couche nuageuse plus proches du cas continental ARMCu. En effet, le profil d’eau condensée présente un maximum bien marqué pour le cas ARMCu, autour de 1.4km, un peu plus haut que le maximum de fraction nuageuse autour de 1.2km qui correspond environ à la hauteur de la base des nuages moyenne sur la période d’après la Figure 5.7. Les cas océaniques présentent des maximum de fraction nuageuse plus proche de la base des nuages.

**5.3.2.4.2 Température et vapeur d’eau** Les profils de température potentielle liquide ( $\theta_l$ ) montrent que la couche limite est bien mélangée, jusqu’à la base des nuages, pour tous les cas. Les thermiques et leurs parties condensées (les nuages) sont composés d’air provenant de la surface, plus froid que leur environnement dans la couche saturée : les profils diagnostiqués dans les nuages et thermiques sont mieux mélangés que l’environnement. Ils concentrent une partie de la vapeur d’eau dans les basses couches. Tandis que l’atmosphère libre est plus sèche et chaude que la couche limite, les parties condensées présentent des caractéristiques entre le profil de couche limite et le profil moyen de la couche supérieure : l’air des thermiques n’est pas complètement isolé de son environnement mais y est mélangé par processus d’entraînement. De faibles précipitations peuvent également expliquer l’écart de température potentielle liquide entre le profil de couche limite et le profil moyen dans la couche nuageuse, car le calcul de la température potentielle liquide  $\theta_l$  ne prend en compte que l’évaporation de l’eau liquide nuageuse et non précipitante : une partie du dégagement de chaleur latente dû à la condensation n’est pas pris en compte.

**5.3.2.4.3 Vents** Finalement, les profils de vent vertical montrent à nouveau que la convection est plus intense dans le cas de ARMCu, avec des vitesses verticales atteignant plus de 1.5m/s en moyenne dans les thermiques, contre environ 1.25m/s (0.6m/s) au maximum pour les cas SCMS (BOMEX et RICO). Les cellules appartenant aux coeurs de nuages sont sélectionnées sur critère de présence d’eau liquide et vitesse verticale positive, les vitesses verticales dans les coeurs sont donc, par définition, plus élevées que dans les nuages qui eux contiennent des cellules d’air descendant et neutre. Les thermiques présentent un vent horizontal plus faible que l’environnement. Sur continent et en particulier dans le cas ARMCu, le module du vent horizontal dans les nuages reste inférieur au module du vent moyen, signe d’une convection plus active et d’un important mélange vertical, alors que les profils de vent se rejoignent pour les cas océaniques. Pour le cas SCMS, la vitesse du vent est à peu près uniforme sur la verticale dans la couche nuageuse, tandis que dans ARMCu, le vent croît

avec l'altitude, et dans BOMEX et RICO le vent présente un maximum de vitesse dans le premier tiers de la couche nuageuse. Le gradient de vent horizontal (cisaillement) participe à l'étalement des l'eau liquide et donc à la forme du profil de fraction nuageuse décrit ci-avant.

Dans la suite du manuscrit, on verra comment ces caractéristiques moyennes impactent les caractéristiques des populations de nuages en termes de distribution de taille, d'épaisseur et de rapport d'aspect, et comment à leur tour ces caractéristiques morphologiques nuageuses impactent les caractéristiques radiatives des différentes scènes de cumulus.

### 5.3.3 Sensibilité des caractéristiques moyennes à la configuration du modèle

Afin de tester la sensibilité du modèle Meso-NH à divers paramètres, plusieurs simulations ont été réalisées, pour les quatre cas de cumulus présentés à la section précédente. Ces simulations permettent d'évaluer la robustesse du modèle à diverses configurations, résolution ou représentation des processus sous-maille, mais également de mieux comprendre comment ces paramètres interagissent avec la formation et le développement des cumulus simulés. Ces simulations, qualifiées de *perturbées*, permettront d'élargir le spectre des caractéristiques nuageuses représentées lorsqu'elles seront analysées au regard de l'effet radiatif des scènes, au chapitre 6. L'effet des différentes perturbations ne sera donc pas étudié en particulier, mais le lien entre les caractéristiques globales (issues de toutes les configurations modèles confondues) avec le rayonnement, permettront de relier la perturbation du modèle à la perturbation des effets radiatifs des nuages : par exemple si le rayonnement incident en surface dépend de la couverture nuageuse, on s'attendra à ce qu'un champ nuageux issu d'une simulation perturbée surestimant la couverture nuageuse par rapport à une simulation de référence, ait un effet radiatif significativement différent de l'effet radiatif de la simulation de référence. Ces simulations perturbées ont également été utilisées dans le projet HIGH-TUNE afin de définir une incertitude autour des LES de référence, utile pour l'application de l'outil de tuning à la comparaison de simulations 1D/LES.

#### 5.3.3.1 Description des configurations explorées

Les modifications portent i/ sur les paramétrisations de la turbulence, de la condensation sous-maille et de la microphysique, ii/ sur les schémas d'advection des vents iii/ sur la résolution du maillage et la taille du domaine résolu. La Table 5.3 récapitule les différentes configurations explorées.

Simulation	$L_h$ (km)	$\Delta_h$ (m)	$\Delta_v$ (m)	Précip.	CSM	L mélange	Advec. espace/temps
REF	6.4	25	25	oui	non	Deardorff	CEN4TH / RKC4
DX40m	-	40	25	-	-	-	-
DZ40m	-	40	40	-	-	-	-
D100m	-	100	40	-	-	-	-
L12km	12.8	-	-	-	-	-	-
L10km	10	100	40	-	-	-	-
L25km	25.6	100	40	-	-	-	-
MREVE	-	-	-	non	-	-	-
TDELTA	-	-	-	-	-	$\sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$	-
SCOND	-	-	-	-	oui	-	-
CEN2D	-	-	-	-	-	-	CEN2ND / LF
WENO3	-	-	-	-	-	-	WENO3 / RK53

Table 5.3 – Récapitulatif des différentes simulations perturbées. La présence d'un tiret indique que la valeur du paramètre est identique à celle de la simulation de référence.  $L_h$  = taille horizontale du domaine,  $\Delta_h$  = taille horizontale d'une maille,  $\Delta_v$  = taille verticale d'une maille, Précip. = précipitations autorisées, CSM = Condensation sous-maille, L mélange = longueur de mélange, Advec. = advection (des vents).

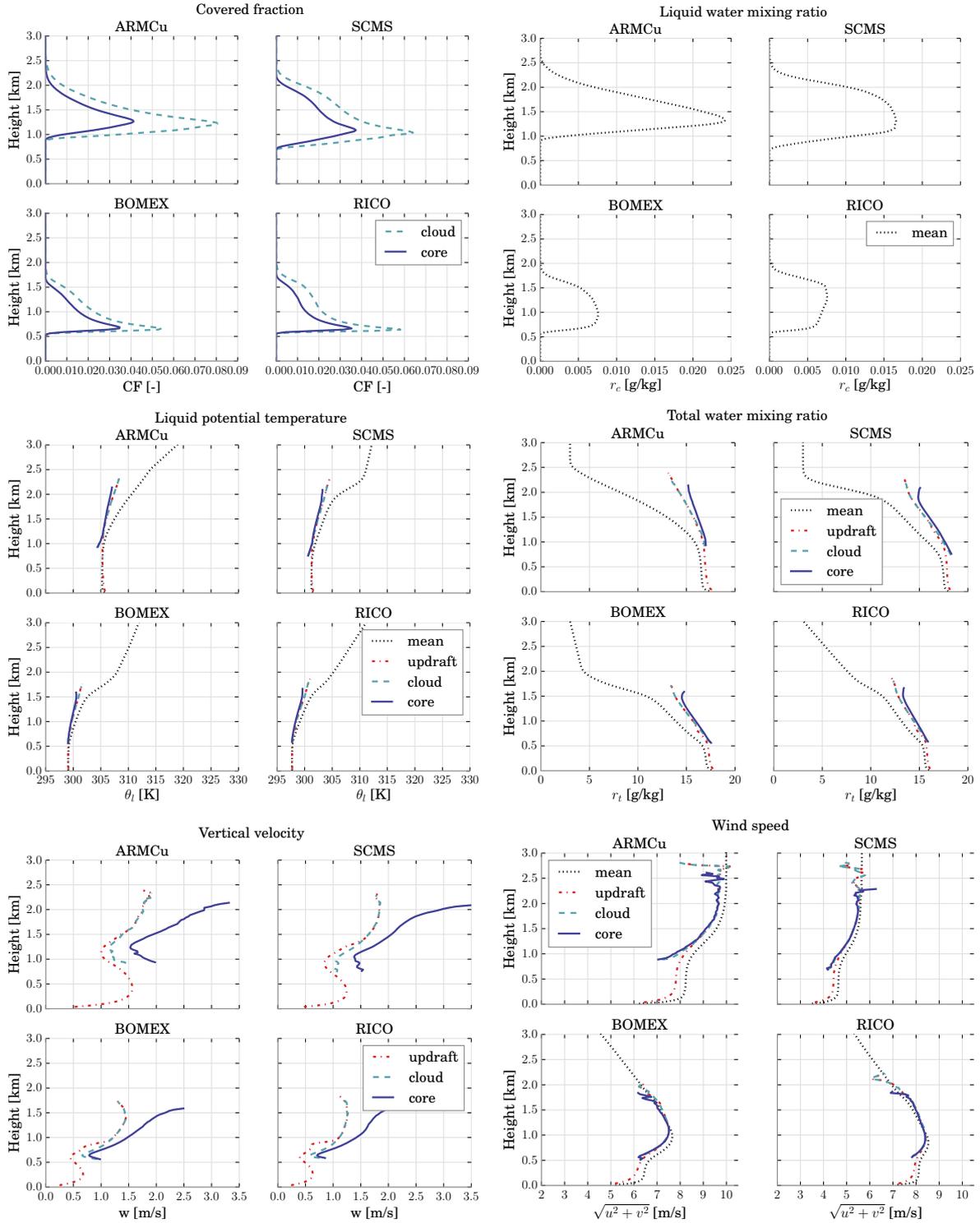


Figure 5.9 – Profils thermodynamiques pour les quatre cas de cumulus. Les profils de ARMCu sont moyennés entre les heures 6 et 10 de simulation (17h30 UTC à 21h30UTC), les profils de SCMS sont moyennés entre les heures 6 et 9 de simulation (18h00 UTC à 21h00 UTC), les profils de BOMEX et RICO sont moyennés entre les heures 8 et 12 de simulation.

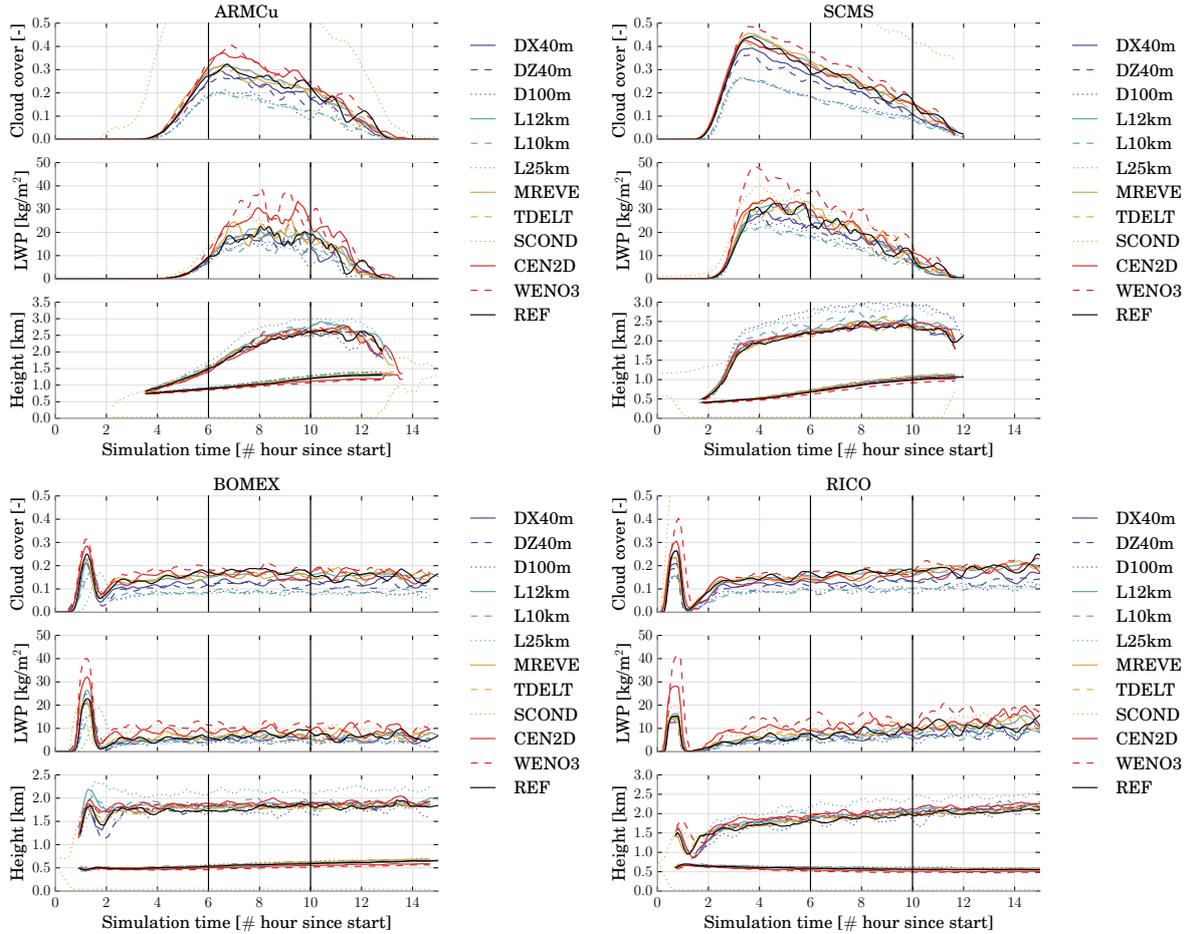


Figure 5.10 – Evolution temporelle de la couverture nuageuse, de la quantité d’eau intégrée sur le domaine, des hauteurs de base et de sommet des nuages pour les simulations perturbées décrites en 5.3, pour les quatre cas de cumulus.

### 5.3.3.2 Analyse des différentes simulations

L’équivalent de la Figure 5.7 est présenté pour les différentes simulations perturbées en Figure 5.10 (les évolutions sont lissées sur une fenêtre glissante d’une heure). Les diagnostics de couverture nuageuse et de profil de fraction nuageuse de la simulation SCOND présentent un biais étant donné qu’une maille contenant de l’eau liquide est considérée comme entièrement nuageuse dans ce diagnostic. Dans SCOND, de nombreuses mailles sont partiellement saturées mais produisent une augmentation négligeable de la quantité d’eau liquide intégrée sur le domaine, ce qui montre que l’approximation tout ou rien est valide à 25 m de résolution. La Figure 5.10 montre également que les couvertures nuageuses, quantité d’eau liquide, base et hauteur de nuages sont fortement sensibles aux schémas d’advection (CEN2D, WENO3) qui, à cause de leur caractère diffusif, tendent à produire des couvertures nuageuses plus importantes, plus d’eau condensée et une base nuageuse plus basse ; et à la résolution du maillage qui, si elle est trop lâche (entre 40 et 100m) et en l’absence de schéma de condensation sous maille, retarde la condensation de la vapeur d’eau et produit une moindre quantité d’eau liquide et de couverture nuageuse totale. Le fait d’agrandir le domaine, à résolution égale, semble avoir pour impact de lisser l’évolution des grandeurs nuageuses : les oscillations de couverture nuageuse observées dans les cas de référence seraient alors liées à la taille du domaine, trop petit, qui ne permettrait pas d’avoir une statistique nuageuse suffisamment élevée pour être robuste d’un pas de temps à l’autre.

L’équivalent de la Figure 5.9 pour les sensibilités (non montré) confirme ces diagnostics, avec une très faible sensibilité des profils thermodynamiques, excepté pour le profil de vent

vertical diagnostiqué dans les thermiques (plus faible pour WENO3, plus élevé pour L10km, L25km, D100m) tandis que les profils de fraction nuageuse et surtout d'eau liquide présentent une forte sensibilité en particulier à la résolution (plus faibles) et à l'advection (plus élevées). L'activation du schéma de condensation sous maille présente également un impact sur le profil d'eau liquide nuageuse (plus élevée).

**En résumé** , afin de simuler des cumulus de manière réaliste, un schéma d'advection non diffusif est préconisé (comme le recommandaient déjà [LAC et collab. \[2018\]](#)), un domaine d'au moins 12.8 kilomètres permet d'éliminer les fluctuations temporelles, ce qui montre qu'elles ne sont pas intrinsèques à l'évolution du champ nuageux mais artificielles ; une résolution d'au moins 25 mètres semble nécessaire pour capturer l'évolution de la quantité d'eau liquide et de la couverture nuageuse.

## 5.4 Analyse des populations nuageuses

Ici, les propriétés macrophysiques des nuages produits par les différentes simulations réalisées à 25 mètres de résolution sur un domaine de 12.8 kilomètres de côté sont analysées plus en détail. Pour ce faire, les outils d'identification et de caractérisation décrits à la section [5.2.2](#) sont appliqués aux scènes 3D horaires des 4 cas.

### 5.4.1 Comparaison des densités de taille à la littérature

Avant d'entrer dans les détails de cette analyse, un détour par la Figure [5.11](#) permet de comparer les caractéristiques nuageuses étudiées ici à celles décrites dans la littérature, ici un diagnostic de distribution de taille proposé par [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#) (voir leur figure 4). La Figure [5.11](#) présente les distributions des tailles équivalentes (mesure unidimensionnelle de l'aire couverte par un nuage, obtenue à partir d'une approximation géométrique par exemple de carré, de cercle ou d'ellipse) des nuages pour les simulations de référence des quatre cas, et pour les différentes simulations de sensibilité pour les cas ARMCu et BOMEX. Sur la figure des cas de référence, la loi de puissance proposée par [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#), d'exposant -1.7 est également représentée. D'autres valeurs sont proposées dans la littérature, -1.98 en moyenne d'après [BENNER et CURRY \[1998\]](#). La valeur de [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#) semble en accord avec nos résultats, à quelques différences près : les plus petits nuages sont absents de la figure 4 de [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#) car la résolution diffère (25 m ici contre 40 m dans leurs simulations) — leur figure 9 présente des distributions de taille pour une résolution à 25 m et des différences subsistent, potentiellement pour des raisons numériques (liées aux schémas d'advection) comme le soulignent [HEUS et SEIFERT \[2013\]](#) ; les nuages de toutes les scènes horaires sont mélangés tandis que seules certaines heures sont considérées dans [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#), ce qui explique probablement l'écart pour le cas ARMCu, plus variable dans le temps ; une rupture dans la distribution (scale break) est également visible sur la Figure [5.11](#) mais le manque de statistique rend sa lecture difficile. La récente étude de [NEGGERS et collab. \[2019\]](#) souligne l'importance de la taille du domaine dans l'étude des caractéristiques nuageuses simulées ; dans la suite, toutes les caractéristiques étudiées sont calculées pour les simulations sur les domaines de 12.8 kilomètres de côté. Les figures de sensibilité pour ARMCu et BOMEX montrent également l'importance de la résolution et du schéma d'advection, qui a tendance à sous-estimer le nombre de petits nuages lorsqu'ils sont trop diffusifs, en accord avec [HEUS et SEIFERT \[2013\]](#). La résolution effective d'environ quatre mailles (ici, 100 m) prévue par [RICARD et collab. \[2013\]](#) paraît vérifiée : la proportion de nuages de 100 m de côté est bien prévue par la loi de puissance lorsque le schéma d'advection centré du quatrième ordre est utilisé. Lorsque le schéma de condensation sous-maille est actif à ces fines résolutions, de nombreux petits nuages sont simulés. En réalité seule une fraction de ces mailles sont saturées donc les nuages sont probablement encore plus petits ; sans doute

peu réalistes, quoique la résolution et la sensibilité des images satellites ne permettent pas vraiment de vérifier l'existence de ces nuages "sous pixel" et probablement très peu réfléchifs (vu la faible sensibilité du contenu en eau liquide intégré démontrée par la Figure 5.10). La question de la définition d'un nuage reste ouverte (et d'actualité, cf les mails échangés pendant la pré-campagne EUREC4A).

#### 5.4.2 Evolution temporelle des caractéristiques nuageuses

Avant de regarder d'autres distributions, les évolutions temporelles des caractéristiques des populations nuageuses sont présentées en Figure 5.12. Il s'agit ici d'obtenir une compréhension globale de l'évolution des nuages simulés, toutefois plus approfondie que dans la section précédente où seules des quantités moyennes étaient présentées (couverture nuageuse, eau liquide intégrée, base et sommet).

La fraction volumique est le nombre de mailles nuageuses sur le nombre de mailles totales de la couche nuageuse (entre la base et le sommet des nuages). La couverture surfacique est le nombre de colonnes nuageuses sur le nombre de colonnes du domaine. Pour les cas BOMEX et RICO, la fraction de volume occupée varie peu avec le temps : approximativement entre 1.5 et 2% du volume pour BOMEX, entre 1.8 et 2.5% du volume pour RICO. Pour les cas ARMCu et SCMS, les fractions volumiques occupées présentent une évolution temporelle marquée, avec une fraction occupée inférieure à 1% en début et fin de simulation, contre environ 7% au maximum. Pour ARMCu, la fraction volumique augmente plus vite que la fraction surfacique, car la fraction volumique est diagnostiquée dans la couche nuageuse et celle-ci croît très lentement en début de simulation. Pour toutes les simulations, la taille du plus gros nuage augmente en même temps que leur nombre diminue. Pour les cas océaniques, cette relation semble vérifiée pendant toute la simulation, tandis que pour les cas continentaux, la taille du plus gros nuage atteint un maximum environ deux heures après le maximum de couverture nuageuse (4-6h pour SCMS et 7-9h pour ARMCu), puis commence à diminuer. Les variations en densité de nombre de nuages et en fraction volumique sont en phase : en début de simulation, l'augmentation de couverture nuageuse est contrôlée par l'apparition de nouveaux nuages (Figure 5.8-d), bien que la taille des plus gros nuages augmente également. Dans les cas continentaux, les nuages seraient moins nombreux et plus volumineux avec le temps, ce qui pourrait s'expliquer par des thermiques plus larges, par une fusion de nuages voisins en un plus gros nuage, ou par une dissipation des plus petits nuages dont l'eau ainsi évaporée serait entraînée et recondensée dans les plus gros nuages qui pourraient alors s'étendre.

La Figure 5.13 présente pour les quatre cas la distribution cumulée des couvertures nuageuses surfaciques, dans l'ordre décroissant des aires projetées, pour chaque heure des différentes simulations. Ce cumul croît très vite avec les premiers nuages, puis beaucoup plus lentement jusqu'à la valeur de la somme des couvertures des différents nuages (qui peut être supérieure à la couverture nuageuse si des nuages distincts se recouvrent verticalement). Les emplacements des croix noires marquent le 90ème quantile de la distribution de couverture nuageuse : pour ARMCu, moins de 20% des plus gros nuages contribuent à 90% de la couverture nuageuse totale pour les heures de six à dix ; pour SCMS, cette valeur est plus variable et plutôt autour de 30% ; légèrement en dessous de 40% pour BOMEX et légèrement au-dessus pour RICO. La couverture nuageuse de RICO semble d'ailleurs plus évolutive que BOMEX, avec une variation de 14% en début de simulation à 21% en fin de simulation environ. BOMEX varie environ moitié moins (de 14 à 17% environ) sans ordre apparent. Cela s'explique par le fait que pour le cas RICO, la température de surface est imposée et non les flux directement, ce qui laisse plus de souplesse à l'interaction entre atmosphère et surface : les flux sont calculés d'après les formulations de Monin-Obukhov et peuvent donc être impactés par les changements de température, humidité et vent ayant cours durant la simulation.

Les courbes en pointillé sur les figures du milieu de la Figure 5.12 représentent les caractéristiques des plus gros nuages : évolution de la densité de nombre de nuages appartenant

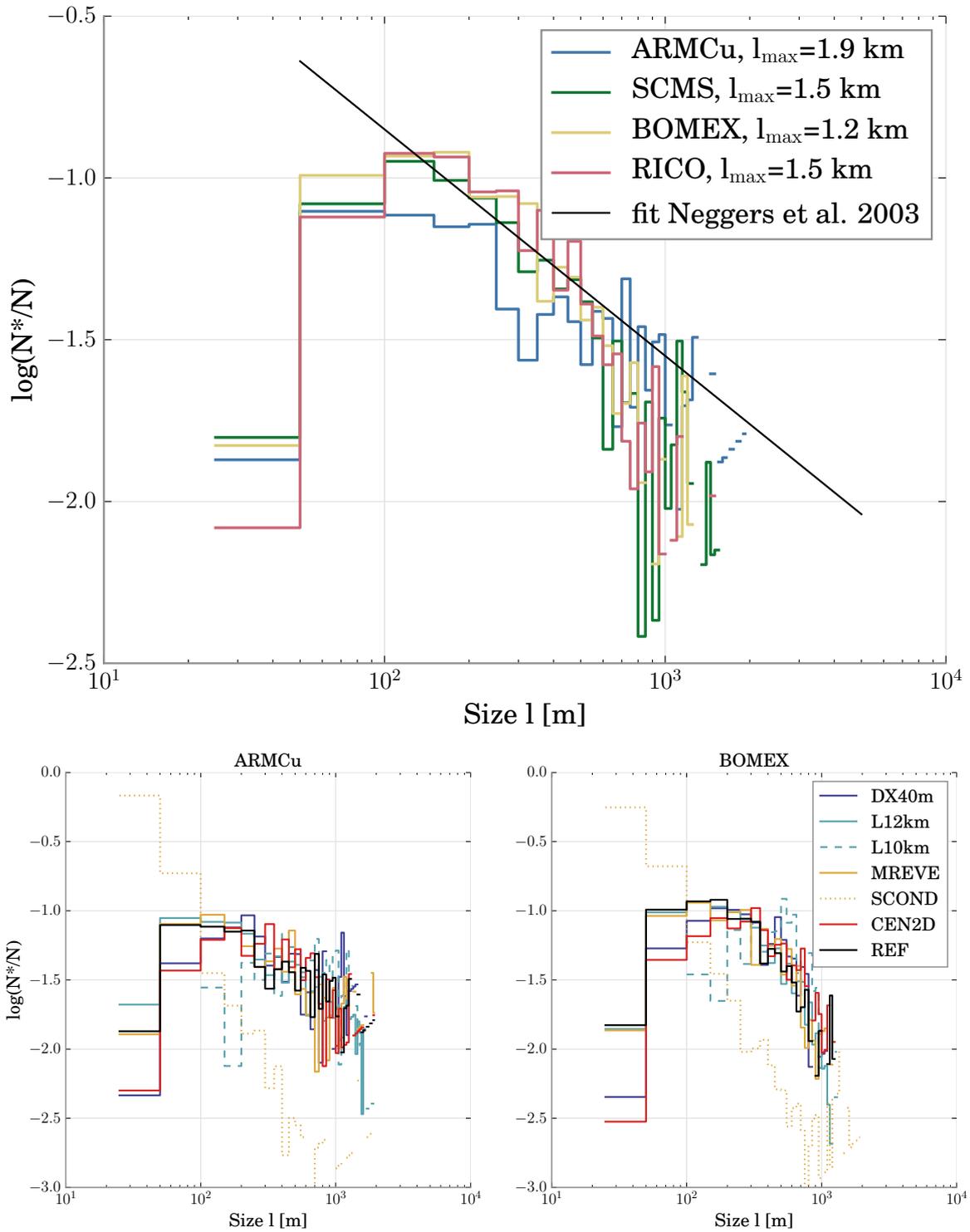


Figure 5.11 – Densité de taille en échelle log /log calculée comme pour la figure 4 de [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#) afin de pouvoir les comparer. La ligne noire correspond à la pente du fit proposé par [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#) à partir des cas BOMEX, SCMS et ARMCu, translatée pour intersecter nos courbes. La loi de puissance dérivée par [NEGGERS et collab. \[2003b\]](#) semble vérifiée dans nos simulations.

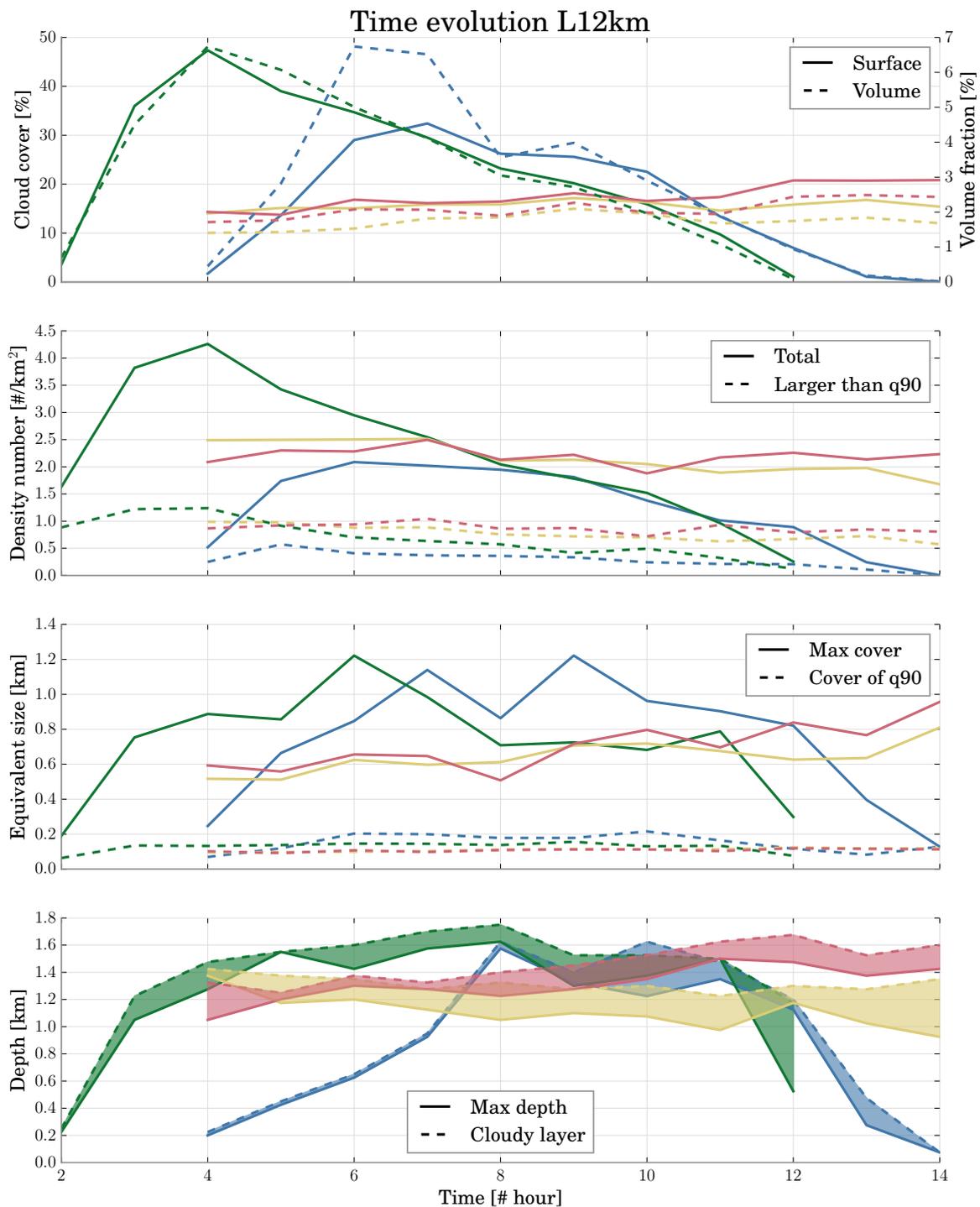


Figure 5.12 – Evolution temporelle des caractéristiques principales des quatre cas nuageux : ARMCu en bleu, SCMS en vert, BOMEX en jaune et RICO en rouge. Première figure en haut : fractions nuageuses surfacique (trait plein) et volumique (trait pointillé). Deuxième figure : nombre de nuages par kilomètre carré, en comptant tous les nuages (trait plein) ou seulement les plus couvrants (trait pointillé, nuages plus couvrants que le q90, voir Figure 5.13). Troisième figure : taille équivalente du nuage le plus couvrant (trait plein) et du plus couvrant parmi les nuages plus couvrants que le q90 (voir Figure 5.13). La taille équivalente est le rayon du cercle de même aire que l’aire projetée verticalement du nuage. Quatrième figure : épaisseur du nuage le plus épais (trait plein) et de la couche nuageuse totale (trait pointillé).

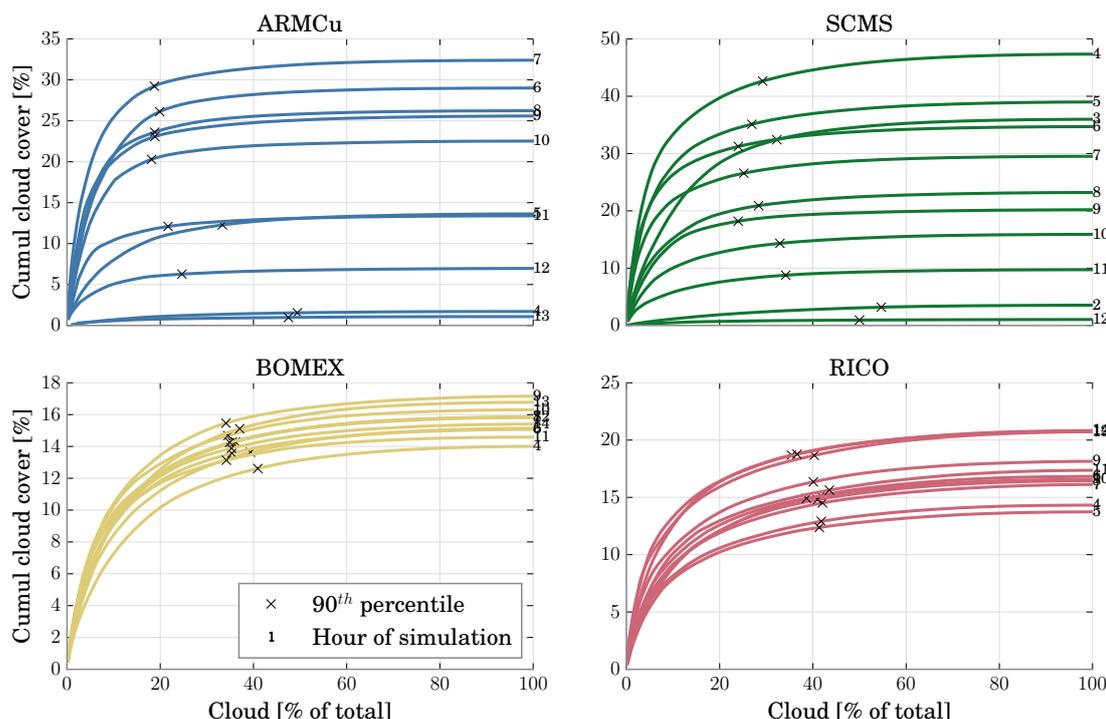


Figure 5.13 – Cumul des couvertures nuageuses augmentant avec le pourcentage de nuages comptés, en ordre décroissant de couverture nuageuse (les nuages sont d’abord ordonnés selon leur couverture, du plus grand au plus petit, puis la couverture est cumulée sur la population des nuages). La couverture nuageuse est le nombre de colonnes nuageuses occupé par un nuage divisé par le nombre de colonnes dans le domaine. Chaque ligne correspond à un instant différent. Les croix marquent le point où le cumul des couvertures nuageuses atteint 90% de la couverture nuageuse totale. Pour 100% des nuages, on a la couverture nuageuse totale.

à ce groupe des plus gros nuages formant 90% de la couverture nuageuse, et évolution de la taille équivalente du plus gros nuage de ce groupe. Le groupe des plus gros nuages est donc formé de 20 à 40% des nuages environ selon les cas, et leurs tailles équivalentes s’étendent environ de 200 à 1200 m pour ARMCu, de 150 à 1200 m pour SCMS, et de 100 à 1000 m pour RICO et BOMEX.

En résumé pour les cas continentaux, dans un premier temps, le nombre de nuages augmente et atteint un maximum, puis la couverture nuageuse atteint un maximum peu de temps après, suivi du maximum de taille du plus gros nuage environ deux heures plus tard. Pour tous les cas (sauf peut-être SCMS), la taille du plus gros nuage est corrélée à l’épaisseur de la couche nuageuse, comme le prévoyaient déjà [MALKUS et SIMPSON \[1964\]](#). Les populations sont faites d’une grande majorité de petits nuages (en accord avec la littérature) dont le plus couvrant a une longueur équivalente de 100 à 200 mètres selon les cas.

### 5.4.3 Analyse de la morphologie des nuages

#### 5.4.3.1 Longueur équivalente

Afin de corroborer les cumuls de couverture nuageuse, la Figure 5.14 présente les distributions de taille équivalente des nuages (en échelle log / log), heure par heure. Les simulations ARMCu et SCMS présentent la plus grande variabilité inter horaire en accord avec l’évolution diurne de la couche limite. Les simulations BOMEX et RICO présentent environ la même proportion de nuages moyens (de 30 à 110 mètres) mais la proportion de petits nuages diminue avec le temps au profit des populations de plus gros nuages. Cette évolution pourrait être le signe d’une organisation dans la couche limite, où les plus petits nuages disparaissent peu à peu au profit des plus gros. Finalement, même les cas océaniques ne sont pas tout à fait

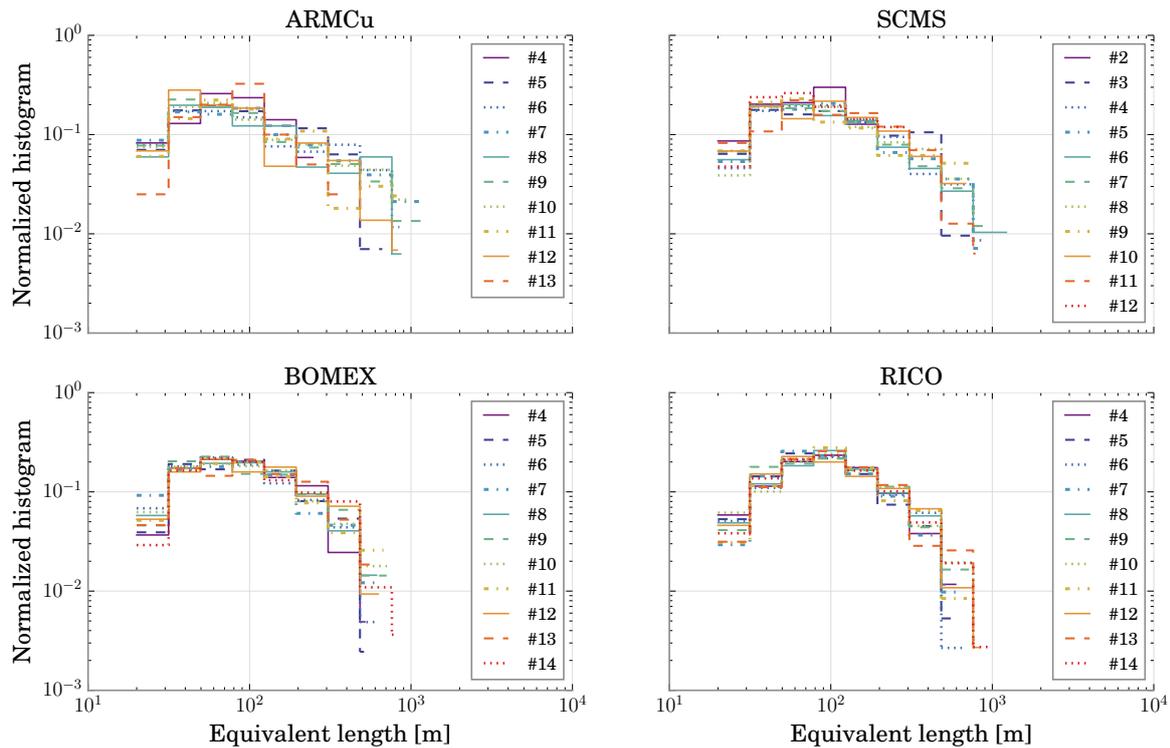


Figure 5.14 – Distributions de taille équivalente pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. La taille équivalente est le rayon du cercle de même aire que l’aire projetée verticalement du nuage. Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle logarithmique.

stationnaires. Les distributions de maximum vertical de fraction nuageuse présentent à peu près les mêmes caractéristiques, avec de plus faibles valeurs : si le maximum de fraction nuageuse vaut la couverture totale, c’est que le nuage n’est pas cisailé.

### 5.4.3.2 Cisaillement

La Figure 5.15 présente la distribution des rapports entre couverture totale et maximum de fraction, pour chaque cas, heure par heure. Cette figure montre que ce rapport, qui est interprété ici comme une mesure indirecte du cisaillement du vent dans les nuages (voir le schéma en Figure 5.16), est compris entre un et quatre (un peu plus de quatre et demi pour l’un des nuages de BOMEX) : l’aire couverte par la projection verticale de l’eau liquide contenue dans un nuage peut être jusqu’à quatre fois plus grande que l’aire couverte par la plus étendue de ses couches verticales. Cette valeur croît avec le temps, sans doute en lien avec le cisaillement de vent et avec l’épaisseur des nuages, pour les plus gros nuages (non montré). Toutefois, près de la moitié de la population a un rapport de cisaillement proche de un. Laquelle de ces mesures de nébulosité est pertinente pour le rayonnement ? Lorsque le soleil est parfaitement au zénith, c’est la couverture totale qui compte, mais ce cas de figure est rare. Lorsque le soleil atteint les nuages sous un angle zénithal non nul, les bords des nuages agissent pour l’intercepter. Le cisaillement peut réduire ou augmenter la couverture nuageuse vue par le soleil (couverture effective) en fonction de son orientation par rapport au vent. En plus du cisaillement, l’épaisseur des nuages peut modifier la couverture effective.

### 5.4.3.3 Epaisseur

La Figure 5.17 présente la distribution des épaisseurs des nuages, ressemblant par certains aspects à la distribution des tailles horizontales : les mêmes ordres de grandeur sont couverts,

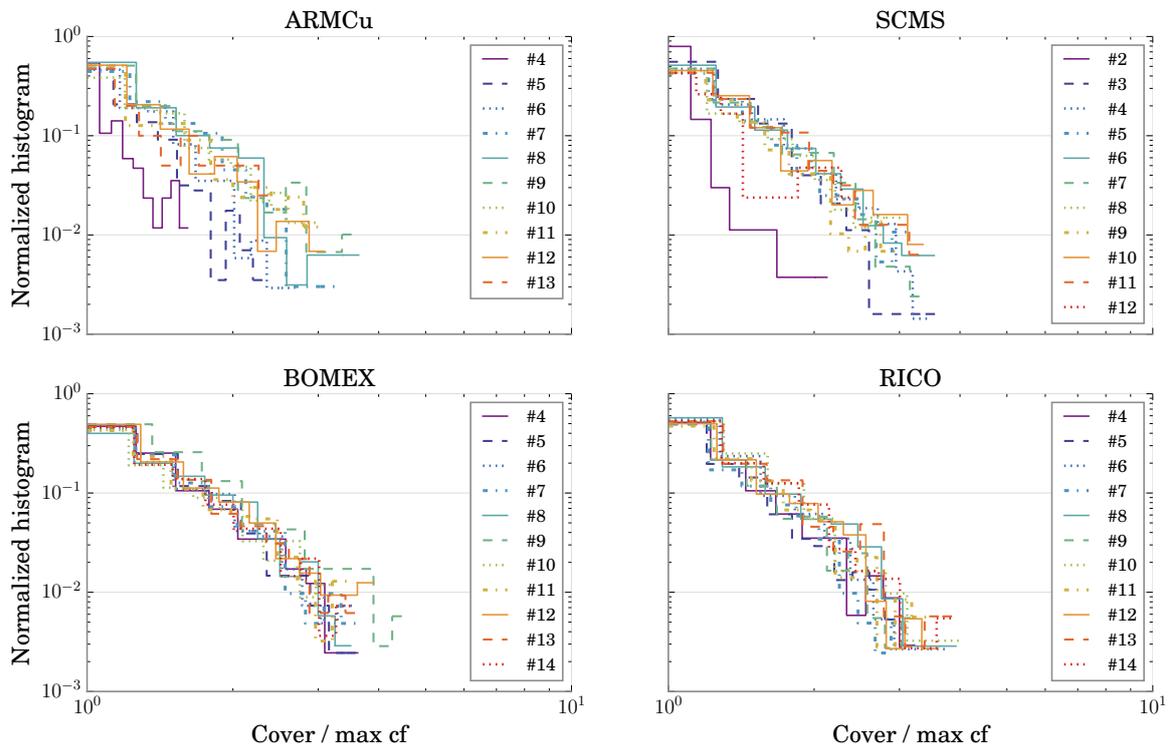


Figure 5.15 – Distributions de rapport de couverture nuageuse totale sur maximum de fraction nuageuse (voir schéma en Figure 5.16) pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle logarithmique.

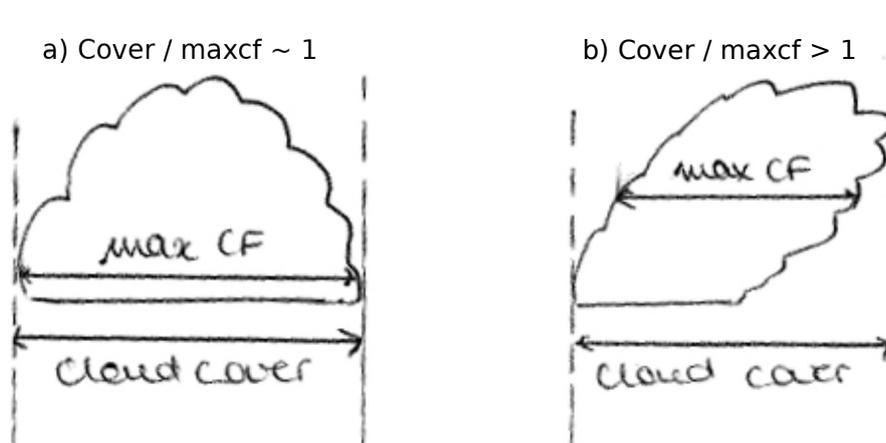


Figure 5.16 – Schéma représentant deux nuages, l'un sans cisaillement (gauche) et l'autre avec (droite). Le rapport de maximum de fraction nuageuse et de couverture totale est une mesure du cisaillement

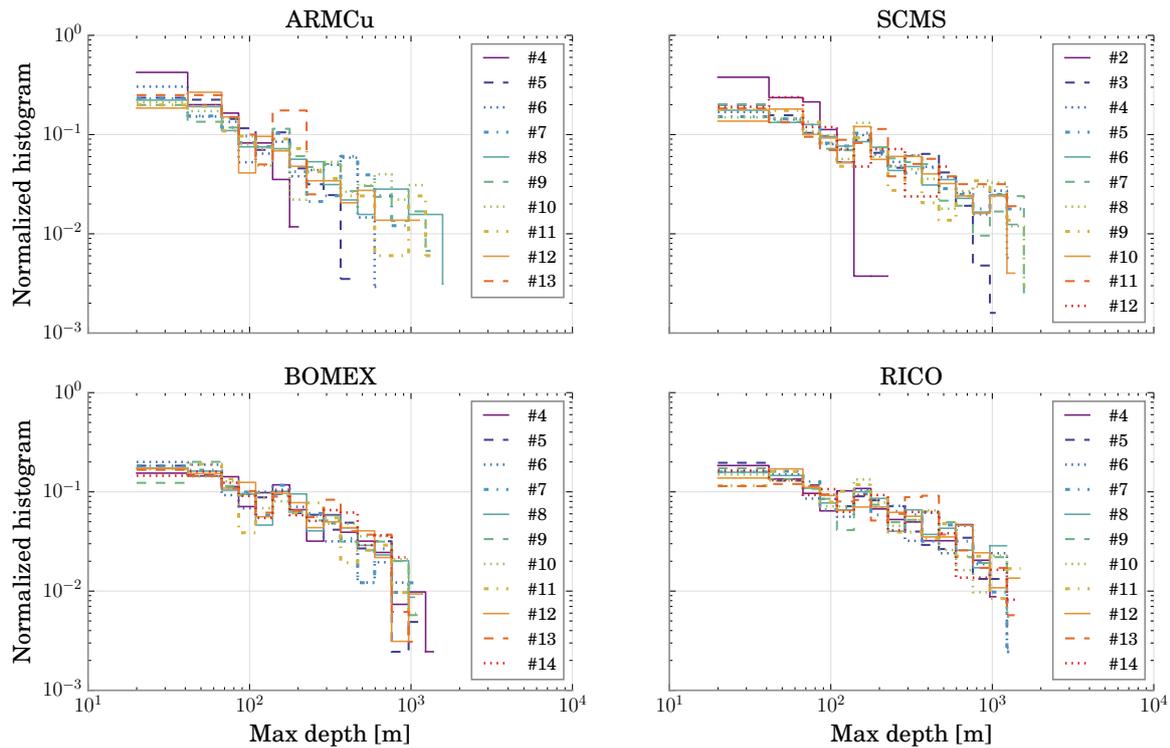


Figure 5.17 – Distributions d'épaisseur des nuages pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. L'épaisseur est le produit de la résolution verticale par le nombre de niveaux couverts par la colonne la plus épaisse du nuage. Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle logarithmique.

de  $\sim 25$  mètres à un peu plus d'un kilomètre ; un régime linéaire dans l'espace log / log, correspondant à une loi de puissance, puis un décrochage marquant une plus faible représentation des nuages les plus épais. La distribution d'épaisseur est peu variable pour BOMEX et RICO comparé à ARMCu et SCMS. Toutefois, les nuages les moins épais sont représentés en nombre, suivant la loi de puissance, contrairement aux nuages peu étendus horizontalement peu fréquents d'après la Figure 5.14. Cela peut signifier qu'une grande partie des nuages moyennement étendus horizontalement sont peu étendus verticalement. Cela corroborerait l'hypothèse selon laquelle les thermiques ascendants jusqu'au sommet de la couche limite ont pour la plupart acquis une taille *moyenne* au moment d'atteindre le niveau de condensation : le sommet de ces thermiques sature sur une faible épaisseur (quelques mètres) mais sur une étendue déjà moyenne car le diamètre du thermique est déjà important (en lien avec l'intensité du flux délivré par la surface).

#### 5.4.3.4 Rapport d'aspect

La Figure 5.18 représente la distribution des rapports d'aspect des nuages, définis comme le rapport d'épaisseur et de longueur équivalente à leur aire projetée (sous l'hypothèse circulaire). Les rapports d'aspect inférieur à un correspondent à des nuages plus plats que hauts et les rapports d'aspect supérieur à un à des nuages plutôt allongés verticalement. Les nuages marins sont plus allongés verticalement que les nuages continentaux. Les simulations sur continent ARMCu et SCMS sont marquées par une évolution temporelle de la distribution du rapport d'aspect, avec une proportion de nuages allongés verticalement qui augmente au cours de la journée puis diminue d'après la Figure 5.18 ; les nuages de ARMCu sont plutôt moins allongés que les nuages de SCMS, qui eux atteignent des valeurs proches des nuages de RICO dont quasiment 30% (entre 25 et 33) ont un rapport d'aspect supérieur à un pour

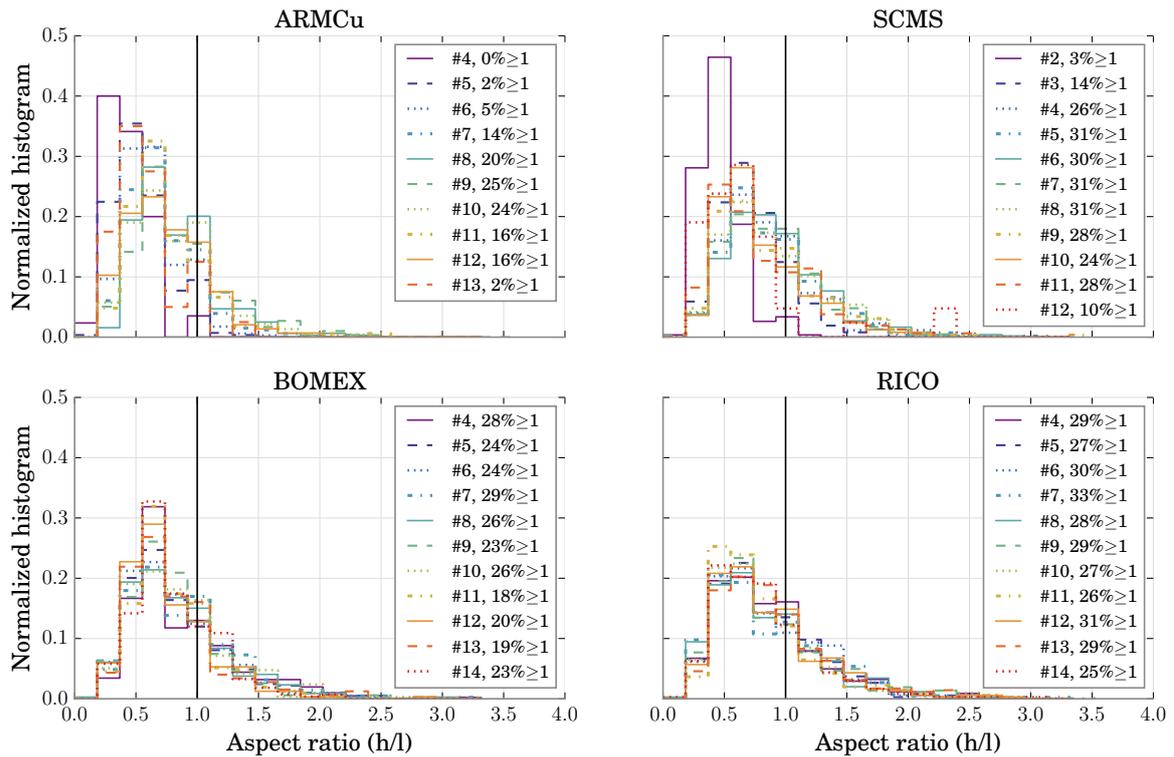


Figure 5.18 – Distributions de rapports d’aspect pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. Le rapport d’aspect du nuage est le rapport de l’épaisseur maximale (voir Figure 5.17) par la longueur équivalente (voir Figure 5.14). Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle linéaire.

tous les pas de temps. BOMEX présente également un caractère quasi stationnaire mais avec moins de nuages allongés, entre 18 et 29% au cours de la simulation. Les nuages plus plats de ARMCu pourraient donc selon l’hypothèse énoncée au paragraphe précédent correspondre à la naissance de nuages au sommet de thermiques déjà relativement étendus.

## Resumé

Les Large-Eddy Simulations permettent de produire des nuages de couche limite réalistes, décrits par un ensemble de champs 4D cohérents en temps et en espace. Ces simulations peuvent être utilisées pour mieux comprendre les processus de couche limite, et pour développer, améliorer, évaluer et contraindre les paramétrisations représentant ces processus dans les modèles de grande échelle. Dans nos travaux, quatre cas de cumulus continentaux et marins ont été simulés avec Méso-NH, puis analysés à l’aide d’outils d’identification et de segmentation d’objets, développés dans le cadre de cette thèse. Des simulations de référence ainsi que des simulations perturbées ont été réalisées afin d’évaluer la robustesse des caractéristiques nuageuses à la configuration du modèle. Les résultats de la littérature sont retrouvés pour les cas de référence, et la sensibilité des caractéristiques nuageuses à la résolution et au schéma d’advection du modèle a été mise en évidence. Pour les cumulus, une résolution de 25 m sur un domaine d’au moins 12.8 km de côté est préconisée, et l’utilisation d’un schéma d’advection d’ordre élevé est cruciale pour éviter que la diffusion numérique ne modifie les nuages simulés. Suite à l’analyse de la morphologie des nuages, nous proposons l’hypothèse que sur continent, où la surface délivre un flux de chaleur sensible plus intense, les thermiques sont moins nombreux et plus étalés horizontalement par rapport aux thermiques océaniques, peut être par des effets de compétition (des thermiques plus intenses entraîneraient plus d’air

jusqu'à fusionner avec les thermiques voisins). En conséquence, les nuages sur continent sont plus larges, avec une croissance verticale proportionnelle à la croissance de la couche limite au cours du cycle diurne. Les nuages marins sont plus cisailés que les nuages continentaux, en lien avec les profils de vent horizontaux. Les caractéristiques des nuages de SCMS en Floride présentent une évolution temporelle due à l'évolution des flux de surface mais leurs caractéristiques morphologiques, marquées par l'influence des advections océaniques, sont proches de celles des nuages marins des cas RICO et BOMEX.

# Références

- AUTONÈS, F. et J. M. MOISSELIN. 2013, «Algorithm Theoretical Basis Document for "Rapid Development Thunderstorms" (RDT-PGE11 v3.0)», Technical Report, SAF/NWC/CDOP/MFT/SCI/ATBD/11. URL [http://www.nwcsaf.org/AemetWebContents/ScientificDocumentation/Documentation/MSG/SAF-NWC-CDOP2-MFT-SCI-VR-11\\_v3.0.pdf](http://www.nwcsaf.org/AemetWebContents/ScientificDocumentation/Documentation/MSG/SAF-NWC-CDOP2-MFT-SCI-VR-11_v3.0.pdf). 145
- BARKER, H. W., M. P. JERG, T. WEHR, S. KATO, D. P. DONOVAN et R. J. HOGAN. 2011, «A 3D cloud-construction algorithm for the EarthCARE satellite mission», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 137, n° 657, doi:10.1002/qj.824, p. 1042–1058, ISSN 00359009. 134
- BENNER, T. C. et J. A. CURRY. 1998, «Characteristics of small tropical cumulus clouds and their impact on the environment», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 103, n° D22, doi:10.1029/98JD02579, p. 28 753–28 767. 161
- BOUGEAULT, P. 1981, «Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part I: testing the ensemble cloud relations against numerical data», *J. Atmos. Sci.*, vol. 38, p. 2414–2428. 143
- BOUGEAULT, P. 1982, «Cloud-ensemble relations based on the gamma probability distribution for the higher-order models of the planetary boundary layer», *J. Atmos. Sci.*, vol. 39, p. 2691–2700. 143
- BOUGEAULT, P. et P. LACARRERE. 1989, «Parameterization of orography induced turbulence in a mesobeta-scale model», *Mon. Wea. Rev.*, vol. 117, p. 1872–1890. 142
- BRIENT, F., F. COUVREUX, N. VILLEFRANQUE, C. RIO et R. HONNERT. 2019, «Object-oriented identification of coherent structures in large eddy simulations: Importance of downdrafts in stratocumulus», *Geophysical Research Letters*, vol. 46, n° 5, doi:10.1029/2018GL081499, p. 2854–2864. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL081499>. 138, 139, 144, 145, V
- BROWN, A., R. CEDERWALL, A. CHLOND, P. DUYNKERKE, J.-C. GOLAZ, M. KHAIROUTDINOV, D. C. LEWELLEN, A. P. LOCK, M. K. MACVEAN, C.-H. MOENG, R. A. J. NEGGERS, A. P. SIEBESMA et B. STEVENS. 2002, «Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land», *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 128, p. 1075–1093. 134, 149
- BROWNING et G. C. S. S. TEAM. 1993, «The GEWEX Cloud System Study (GCSS)», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 74, n° 3, doi:10.1175/1520-0477(1993)074<0387:TGCSS>2.0.CO;2, p. 387–400. 138
- CANIAUX, G., J.-L. REDELSPERGER et J.-P. LAFORE. 1994, «A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. part i: General description and water and heat budgets», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 51, n° 14, doi:10.1175/1520-0469(1994)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2, p. 2046–2074. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2). 150

- COLELLA, P. et P. R. WOODWARD. 1984, «The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations», *Journal of Computational Physics*, vol. 54, doi:10.1016/0021-9991(84)90143-8, p. 174–201. [142](#)
- COUVREUX, F., F. HOURDIN et C. RIO. 2010, «Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part i: A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 134, n° 3, doi:10.1007/s10546-009-9456-5, p. 441–458, ISSN 1573-1472. URL <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9456-5>. [138](#), [144](#), [156](#)
- COUVREUX, F., C. RIO, F. GUICHARD, M. LOTHON, G. CANUT, D. BOUNIOL et A. GOUNOU. 2012, «Initiation of daytime local convection in a semi-arid region analysed with high-resolution simulations and amma observations», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 138, n° 662, doi:10.1002/qj.903, p. 56–71. [136](#), [145](#), [V](#)
- CRANE, R. K. 1979, «Automatic cell detection and tracking», *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, vol. 17, n° 4, doi:10.1109/TGE.1979.294654, p. 250–262, ISSN 0018-9413. [145](#)
- CUXART, J., P. BOUGEALT et J.-L. REDELSPERGER. 2000, «A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 126, n° 562, doi:10.1002/qj.49712656202, p. 1–30. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49712656202>. [142](#), [149](#)
- DAUHUT, T., J.-P. CHABOUREAU, J. ESCOBAR et P. MASCART. 2016, «Giga-LES of Hector the Convecteur and Its Two Tallest Updrafts up to the Stratosphere», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 73, n° 12, doi:10.1175/JAS-D-16-0083.1, p. 5041–5060, ISSN 0022-4928, 1520-0469. [137](#)
- DEARDORFF, J. W. 1972, «Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 29, n° 1, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<0091:NIONAU>2.0.CO;2, p. 91–115. [132](#)
- DEARDORFF, J. W. 1980, «Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 18, n° 4, doi:10.1007/BF00119502, p. 495–527, ISSN 1573-1472. URL <https://doi.org/10.1007/BF00119502>. [133](#), [142](#), [149](#)
- FIELDING, M. D., J. C. CHIU, R. J. HOGAN et G. FEINGOLD. 2013, «3d cloud reconstructions: Evaluation of scanning radar scan strategy with a view to surface shortwave radiation closure: 3d SCANNING CLOUD RADAR SCAN STRATEGY», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 118, n° 16, doi:10.1002/jgrd.50614, p. 9153–9167, ISSN 2169897X. [134](#)
- FIELDING, M. D., J. C. CHIU, R. J. HOGAN et G. FEINGOLD. 2014, «A novel ensemble method for retrieving properties of warm cloud in 3-D using ground-based scanning radar and zenith radiances: Retrieving 3d cloud properties», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 119, n° 18, doi:10.1002/2014JD021742, p. 10,912–10,930, ISSN 2169897X. [134](#)
- FIOLLEAU, T. et R. ROCA. 2013, «An algorithm for the detection and tracking of tropical mesoscale convective systems using infrared images from geostationary satellite», *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 51, n° 7, doi:10.1109/TGRS.2012.2227762, p. 4302–4315, ISSN 0196-2892. [145](#)
- FORSTER, L., A. B. DAVIS, D. J. DINER et B. MAYER. 2019, «Cloud tomography from space using misr and modis: Locating the "veiled core" in opaque convective clouds», . [134](#)

- FOUQUART, Y. et B. BONNEL. 1980, « Computations of Solar Heating of the Earth’s Atmosphere — A New Parameterization », *Beitrage zur Physik der Atmosphäre*, vol. 53, p. 35–62. [144](#)
- GEOFFROY, O., J.-L. BRENGUIER et I. SANDU. 2008, « Relationship between drizzle rate, liquid water path and droplet concentration at the scale of a stratocumulus cloud system », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 8, n° 16, doi:10.5194/acp-8-4641-2008, p. 4641–4654. [143](#)
- GRABOWSKI, W. W., X. WU et M. W. MONCRIEFF. 1996, « Cloud-resolving modeling of tropical cloud systems during phase iii of gate. part i: Two-dimensional experiments », *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 53, n° 24, doi:10.1175/1520-0469(1996)053<3684:CRMOTC>2.0.CO;2, p. 3684–3709. [133](#)
- GREGORY, D. 2001, « Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds », *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 127, n° 571, doi:10.1002/qj.49712757104, p. 53–72. [138](#)
- GUICHARD, F. et F. COUVREUX. 2017, « A short review of numerical cloud-resolving models », *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*, vol. 69, n° 1, doi:10.1080/16000870.2017.1373578, p. 1373 578. [132](#), [133](#), [136](#), [IV](#), [V](#)
- GUSTAFSON, W. I., A. M. VOGELMANN, X. CHENG, S. ENDO, B. KRISHNA, Z. LI, T. TOTO et H. XIAO. 2017, « Description of the lasso alpha 1 release », doi:10.2172/1373564. [135](#)
- HEIKENFELD, M., P. J. MARINESCU, M. CHRISTENSEN, D. WATSON-PARRIS, F. SENF, S. C. VAN DEN HEEVER et P. STIER. 2019, « tobac v1.0: towards a flexible framework for tracking and analysis of clouds in diverse datasets », *Geoscientific Model Development Discussions*, vol. 2019, doi:10.5194/gmd-2019-105, p. 1–31. URL <https://www.geosci-model-dev-discuss.net/gmd-2019-105/>. [144](#)
- HEINZE, R., A. DIPANKAR, C. C. HENKEN, C. MOSELEY, O. SOURDEVAL, S. TRÖMEL, X. XIE, P. ADAMIDIS, F. AMENT, H. BAARS, C. BARTHLOTT, A. BEHRENDT, U. BLAHAK, S. BLEY, S. BRDAR, M. BRUECK, S. CREWELL, H. DENEKE, P. DI GIROLAMO, R. EVARISTO, J. FISCHER, C. FRANK, P. FRIEDERICHS, T. GÖCKE, K. GORGES, L. HANDE, M. HANKE, A. HANSEN, H.-C. HEGE, C. HOOSE, T. JAHNS, N. KALTHOFF, D. KLOCKE, S. KNEIFEL, P. KNIPPERTZ, A. KUHN, T. VAN LAAR, A. MACKE, V. MAURER, B. MAYER, C. I. MEYER, S. K. MUPPA, R. A. J. NEGGERS, E. ORLANDI, F. PANTILLON, B. POSPICHAL, N. RÖBER, L. SCHECK, A. SEIFERT, P. SEIFERT, F. SENF, P. SILIGAM, C. SIMMER, S. STEINKE, B. STEVENS, K. WAPLER, M. WENIGER, V. WULFMAYER, G. ZÄNGL, D. ZHANG et J. QUAAS. 2017, « Large-eddy simulations over germany using icon: a comprehensive evaluation », *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 143, n° 702, doi:10.1002/qj.2947, p. 69–100. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2947>. [137](#)
- HEUS, T., G. VAN DIJK, H. J. J. JONKER et H. E. A. VAN DEN AKKER. 2008, « Mixing in shallow cumulus clouds studied by lagrangian particle tracking », *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 65, n° 8, doi:10.1175/2008JAS2572.1, p. 2581–2597. [137](#), [144](#)
- HEUS, T. et A. SEIFERT. 2013, « Automated tracking of shallow cumulus clouds in large domain, long duration large eddy simulations », *Geoscientific Model Development*, vol. 6, n° 4, doi:10.5194/gmd-6-1261-2013, p. 1261–1273. URL <https://www.geosci-model-dev.net/6/1261/2013/>. [161](#)
- HIGGINS, C. W., M. FROIDEVAUX, V. SIMEONOV, N. VERCAUTEREN, C. BARRY et M. B. PARLANGE. 2012, « The Effect of Scale on the Applicability of Taylor’s Frozen Turbulence

- Hypothesis in the Atmospheric Boundary Layer», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 143, n° 2, doi:10.1007/s10546-012-9701-1, p. 379–391, ISSN 0006-8314, 1573-1472. [134](#)
- HOGAN, R. J. et A. BOZZO. 2018, «A flexible and efficient radiation scheme for the ECMWF model», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, doi:10.1029/2018MS001364. [144](#)
- HOLLAND, J. Z. et E. M. RASMUSSEN. 1973, «Measurements of the atmospheric mass, energy, and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropical ocean», *Monthly Weather Review*, vol. 101, n° 1, p. 44–55. [152](#)
- HONNERT, R., F. COUVREUX, V. MASSON et D. LANCZ. 2016, «Sampling the Structure of Convective Turbulence and Implications for Grey-Zone Parametrizations», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 160, n° 1, doi:10.1007/s10546-016-0130-4, p. 133–156, ISSN 0006-8314. WOS:000379026800007. [143](#)
- HOUDIN, F., F. COUVREUX et L. MENUT. 2002, «Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 59, n° 6, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<1105:POTDCB>2.0.CO;2, p. 1105–1123. [137](#)
- JAKUB, F. et B. MAYER. 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*, vol. 163, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.05.003, p. 63–71, ISSN 0022-4073. [135](#)
- JAKUB, F. et B. MAYER. 2017, «The Role of 1d and 3d Radiative Heating on the Organization of Shallow Cumulus Convection and the Formation of Cloud Streets», *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, doi:10.5194/acp-2017-415, p. 1–16, ISSN 1680-7375. [134](#)
- JIANG, H. et W. R. COTTON. 2000, «Large eddy simulation of shallow cumulus convection during bomex: Sensitivity to microphysics and radiation», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 57, n° 4, p. 582–594. [152](#)
- JOULIN, P., M. MAYOL, F. BLONDEL, V. MASSON, Q. RODIER et C. LAC. 2019, «Coupling the actuator line method to the high order meteorological LES model meso-NH to study wind farm wakes impacts on local meteorology», *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1256, doi:10.1088/1742-6596/1256/1/012019, p. 012019. [135](#)
- KESSLER, E. 1969, *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations*, *Meteorological Monographs*, vol. 32, American Meteorological Society. [143](#), [150](#)
- KHAIROUTDINOV, M. et Y. KOGAN. 2000, «A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus», *Monthly Weather Review*, vol. 128, n° 1, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<0229:ANCPPI>2.0.CO;2, p. 229–243, ISSN 0027-0644. WOS:000084609300013. [143](#)
- KLINGER, C. et B. MAYER. 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*, vol. 168, doi:10.1016/j.jqsrt.2015.08.020, p. 17–28, ISSN 0022-4073. [135](#)
- KLINGER, C., B. MAYER, F. JAKUB, T. ZINNER, S.-B. PARK et P. GENTINE. 2017, «Effects of 3-d thermal radiation on the development of a shallow cumulus cloud field», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 17, n° 8, doi:10.5194/acp-17-5477-2017, p. 5477–5500. [134](#)

- KOGAN, Y. L., M. P. KHAIROUTDINOV, D. K. LILLY, Z. N. KOGAN et Q. LIU. 1995, «Modeling of stratocumulus cloud layers in a large eddy simulation model with explicit microphysics», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 52, n° 16, doi:10.1175/1520-0469(1995)052<2923:MOSCLI>2.0.CO;2, p. 2923–2940. 133
- LAC, C., J.-P. CHABOUREAU, V. MASSON, J.-P. PINTY, P. TULET, J. ESCOBAR, M. LERICHE, C. BARTHE, B. AOUIZERATS, C. AUGROS, P. AUMOND, F. AUGUSTE, P. BECHTOLD, S. BERTHET, S. BIELLI, F. BOSSEUR, O. CAUMONT, J.-M. COHARD, J. COLIN, F. COUVREUX, J. CUXART, G. DELAUTIER, T. DAUHUT, V. DUCROCQ, J.-B. FILIPPI, D. GAZEN, O. GEOFFROY, F. GHEUSI, R. HONNERT, J.-P. LAFORE, C. LEBEAUPIN BROSSIER, Q. LIBOIS, T. LUNET, C. MARI, T. MARIC, P. MASCART, M. MOGÉ, G. MOLINIÉ, O. NUISSIER, F. PANTILLON, P. PEYRILLÉ, J. PERGAUD, E. PERRAUD, J. PIANEZZE, J.-L. REDELSPERGER, D. RICARD, E. RICHARD, S. RICHETTE, Q. RODIER, R. SCHOETTER, L. SEYFRIED, J. STEIN, K. SUHRE, M. TAUFOR, O. THOURON, S. TURNER, A. VERRELLE, B. VIÉ, F. VISENTIN, V. VIONNET et P. WAUTELET. 2018, «Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications», *Geoscientific Model Development*, vol. 11, n° 5, doi:10.5194/gmd-11-1929-2018, p. 1929–1969. 134, 140, 141, 149, 161
- LAFORE, J. P., J. STEIN, N. ASENCIO, P. BOUGEAULT, V. DUCROCQ, J. DURON, C. FISCHER, P. HÉREIL, P. MASCART, V. MASSON, J. P. PINTY, J. L. REDELSPERGER, E. RICHARD et J. V.-G. DE ARELLANO. 1997, «The meso-nh atmospheric simulation system. part i: adiabatic formulation and control simulations», *Annales Geophysicae*, vol. 16, n° 1, doi:10.1007/s00585-997-0090-6, p. 90–109, ISSN 1432-0576. URL <https://doi.org/10.1007/s00585-997-0090-6>. 140
- LILLY, D. K. 1968, «Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 94, n° 401, doi:10.1002/qj.49709440106, p. 292–309. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49709440106>. 133
- LIN, S.-J. et R. B. ROOD. 1996, «Multidimensional flux-form semi-lagrangian transport schemes», *Monthly Weather Review*, vol. 124, n° 9, doi:10.1175/1520-0493(1996)124<2046:MFFSLT>2.0.CO;2, p. 2046–2070. 142
- LUNET, T., C. LAC, F. AUGUSTE, F. VISENTIN, V. MASSON et J. ESCOBAR. 2017, «Combination of weno and explicit runge–kutta methods for wind transport in the meso-nh model», *Monthly Weather Review*, vol. 145, n° 9, doi:10.1175/MWR-D-16-0343.1, p. 3817–3838. 141
- MALARDEL, S. 2008, *Fondamentaux de météorologie*. 142
- MALKUS, J. S. et R. H. SIMPSON. 1964, «Modification experiments on tropical cumulus clouds», *Science*, vol. 145, n° 3632, p. 541–548, ISSN 00368075, 10959203. 165
- MATHEOU, G. 2018, «Turbulence structure in a stratocumulus cloud», *Atmosphere*, vol. 9, n° 10, doi:10.3390/atmos9100392, p. 392, ISSN 2073-4433. URL <http://dx.doi.org/10.3390/atmos9100392>. 135
- MATHEOU, G., D. CHUNG, L. NUIJENS, B. STEVENS et J. TEIXEIRA. 2011, «On the Fidelity of Large-Eddy Simulation of Shallow Precipitating Cumulus Convection», *Monthly Weather Review*, vol. 139, n° 9, doi:10.1175/2011MWR3599.1, p. 2918–2939, ISSN 0027-0644. WOS:000294932100014. 134
- MLAWER, E. J., S. J. TAUBMAN, P. D. BROWN, M. J. IACONO et S. A. CLOUGH. 1997, «Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 102, n° D14, doi:10.1029/97JD00237, p. 16 663–16 682, ISSN 2156-2202. 144

- MORCRETTE, J.-J. 1991, «Radiation and cloud radiative properties in the european centre for medium range weather forecasts forecasting system», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 96, n° D5, doi:10.1029/89JD01597, p. 9121–9132. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/89JD01597>. 144
- MORRISON, H., G. THOMPSON et V. TATARSKII. 2009, «Impact of Cloud Microphysics on the Development of Trailing Stratiform Precipitation in a Simulated Squall Line: Comparison of One- and Two-Moment Schemes», *Monthly Weather Review*, vol. 137, n° 3, doi:10.1175/2008MWR2556.1, p. 991–1007, ISSN 0027-0644. WOS:000265366800012. 135
- NEGGERS, R., P. DUYNKERKE et S. RODTS. 2003a, «Shallow cumulus convection : A validation of large-eddy simulation against aircraft and Landsat observations», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 129, p. 2671–2696. 134, 149
- NEGGERS, R. A. J., P. J. GRIEWANK et T. HEUS. 2019, «Power-law scaling in the internal variability of cumulus cloud size distributions due to subsampling and spatial organization», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 76, n° 6, doi:10.1175/JAS-D-18-0194.1, p. 1489–1503. 135, 161
- NEGGERS, R. A. J., H. J. J. JONKER et A. P. SIEBESMA. 2003b, «Size statistics of cumulus cloud populations in large-eddy simulations», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 60, n° 8, p. 1060–1074. 134, 161, 163, VI
- NEGGERS, R. A. J., M. KÖHLER et A. C. M. BELJAARS. 2009, «A dual mass flux framework for boundary layer convection. part i: Transport», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 66, n° 6, doi:10.1175/2008JAS2635.1, p. 1465–1487. 137
- NITTA, T. et S. ESBENSEN. 1974, «Heat and moisture budget analyses using bomex data», *Monthly Weather Review*, vol. 102, n° 1, p. 17–28. 152
- PERGAUD, J., V. MASSON, S. MALARDEL et F. COUVREUX. 2009, «A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 132, n° 1, doi:10.1007/s10546-009-9388-0, p. 83, ISSN 1573-1472. 137, 143
- PINCUS, R., S. PLATNICK, S. A. ACKERMAN, R. S. HEMLER et R. J. PATRICK HOFMANN. 2012, «Reconciling Simulated and Observed Views of Clouds: MODIS, ISCCP, and the Limits of Instrument Simulators», *Journal of Climate*, vol. 25, n° 13, doi:10.1175/JCLI-D-11-00267.1, p. 4699–4720, ISSN 0894-8755, 1520-0442. 134
- PINTY, J.-P. et P. JABOUILLE. 1998, «A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations», *Conf. on cloud physics*, p. 217–220. 143
- POPE, S. B. 2000, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, doi:10.1017/CBO9780511840531. 142
- RANDALL, D. A., K.-M. XU, R. J. C. SOMERVILLE et S. IACOBELLIS. 1996, «Single-column models and cloud ensemble models as links between observations and climate models», *Journal of Climate*, vol. 9, n° 8, doi:10.1175/1520-0442(1996)009<1683:SCMACE>2.0.CO;2, p. 1683–1697. 138
- REDELSPERGER, J. L. et G. SOMMERIA. 1981, «Methode de representation de la turbulence d’échelle inferieure a la maille pour un modele tri-dimensionnel de convection nuageuse», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 21, n° 4, doi:10.1007/BF02033598, p. 509–530, ISSN 1573-1472. 133, 142

- REDELSPERGER, J.-L. et G. SOMMERIA. 1982, «Method of representing the turbulence associated with precipitations in a three-dimensional model of cloud convection», *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 24, p. 231–252. 142
- REDELSPERGER, J. L. et G. SOMMERIA. 1986, «Three-dimensional simulation of a convective storm: Sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 43, n° 22, doi:10.1175/1520-0469(1986)043<2619:TDSOAC>2.0.CO;2, p. 2619–2635. 133, 142
- RICARD, D., C. LAC, S. RIETTE, R. LEGRAND et A. MARY. 2013, «Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models arome and meso-nh», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 139, n° 674, doi:10.1002/qj.2025, p. 1327–1341. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.2025>. 141, 161
- RIO, C., F. HOURDIN, F. COUVREUX et A. JAM. 2010, «Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part II: Continuous Formulations of Mixing Rates for Mass-Flux Schemes», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 135, n° 3, doi:10.1007/s10546-010-9478-z, p. 469–483, ISSN 0006-8314, 1573-1472. 138
- ROCHETIN, N., C. HOHENEGGER et N. VILLEFRANQUE. 2019, «Physically based detection and analysis of density currents in kilometer- to hectometer-scale models : towards a standard methodology», *in prep. for Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 139, 145
- RODIER, Q., V. MASSON, F. COUVREUX et A. PACI. 2017, «Evaluation of a Buoyancy and Shear based Mixing Length for a Turbulence Scheme», *Frontiers in Earth Science*, vol. 5, doi:10.3389/feart.2017.00065, 65. 142
- DE ROODE, S. R., A. P. SIEBESMA, H. J. J. JONKER et Y. DE VOOGD. 2012, «Parameterization of the vertical velocity equation for shallow cumulus clouds», *Monthly Weather Review*, vol. 140, n° 8, doi:10.1175/MWR-D-11-00277.1, p. 2424–2436. 138
- SCHMIDT, H. et U. SCHUMANN. 1989, «Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations», *J. Fluid Mech.*, vol. 200, p. 511–562. 133
- SEIFERT, A. et D. K. BEHENG. 2006, «A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. Part 1: Model description», *Meteorology and Atmospheric Physics*, vol. 92, n° 1, doi:10.1007/s00703-005-0112-4, p. 45–66, ISSN 1436-5065. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00703-005-0112-4>. 135
- SIEBESMA, A. P., C. S. BRETHERTON, A. BROWN, A. CHLOND, J. CUXART, P. G. DUYNKERKE, H. JIANG, M. KHAIROUTDINOV, D. LEWELLEN, C.-H. MOENG, E. SANCHEZ, B. STEVENS et D. E. STEVENS. 2003, «A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 60, n° 10, p. 1201–1219. 134, 149
- SIEBESMA, A. P. et J. W. M. CUIJPERS. 1995, «Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 52, n° 6, p. 650–666. 152
- SIEBESMA, A. P. et A. A. M. HOLTSLAG. 1996, «Model Impacts of Entrainment and Detrainment Rates in Shallow Cumulus Convection», *J. Atmos. Sci.*, vol. 53, p. 2354–2364. 138
- SIEBESMA, A. P., P. M. M. SOARES et J. TEIXEIRA. 2007, «A combined eddy-diffusivity mass-flux approach for the convective boundary layer», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 64, n° 4, doi:10.1175/JAS3888.1, p. 1230–1248. 137

- SKAMAROCK, W. C. 2006, «Positive-definite and monotonic limiters for unrestricted-time-step transport schemes», *Monthly Weather Review*, vol. 134, n° 8, doi:10.1175/MWR3170.1, p. 2241–2250. [142](#)
- SOMMERIA, G. 1976, «Three-Dimensional Simulation of Turbulent Processes in an Undisturbed Trade Wind Boundary Layer», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 33, n° 2, doi:10.1175/1520-0469(1976)033<0216:TDSOTP>2.0.CO;2, p. 216–241, ISSN 0022-4928. [132](#), [133](#), [IV](#)
- SOMMERIA, G. et J. W. DEARDORFF. 1977, «Subgrid-scale condensation in models of non-precipitating clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 34, n° 2, doi:10.1175/1520-0469(1977)034<0344:SSCIMO>2.0.CO;2, p. 344–355. [133](#), [143](#)
- STEVENS, B., F. AMENT, S. BONY, S. CREWELL, F. EWALD, S. GROSS, A. HANSEN, L. HIRSCH, M. JACOB, T. KÖLLING, H. KONOW, B. MAYER, M. WENDISCH, M. WIRTH, K. WOLF, S. BAKAN, M. BAUER-PFUNDSTEIN, M. BRUECK, J. DELANOË, A. EHRlich, D. FARRELL, M. FORDE, F. GÖDDE, H. GROB, M. HAGEN, E. JÄKEL, F. JANSEN, C. KLEPP, M. KLINGEBIEL, M. MECH, G. PETERS, M. RAPP, A. A. WING et T. ZINNER. 2019, «A high-altitude long-range aircraft configured as a cloud observatory: The narval expeditions», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 100, n° 6, doi:10.1175/BAMS-D-18-0198.1, p. 1061–1077. [153](#)
- STRAUSS, C., D. RICARD, C. LAC et A. VERRELLE. 2019, «Evaluation of turbulence parameterizations in convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation», *Submitted to Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. [135](#)
- TAYLOR, G. 1938, «The spectrum of turbulence», *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 164, p. 476–490. [134](#)
- VANZANTEN, M. C., B. STEVENS, L. NUIJENS, A. P. SIEBESMA, A. S. ACKERMAN, F. BURNET, A. CHENG, F. COUVREUX, H. JIANG, M. KHAIROUTDINOV, Y. KOGAN, D. C. LEWELLEN, D. MECHEM, K. NAKAMURA, A. NODA, B. J. SHIPWAY, J. SLAWINSKA, S. WANG et A. WYSZOGRODZKI. 2011, «Controls on precipitation and cloudiness in simulations of trade-wind cumulus as observed during rico», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 3, n° 2. [134](#), [149](#), [155](#)
- VIÉ, B., J.-P. PINTY, S. BERTHET et M. LERICHE. 2016, «Lima (v1.0): A quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei», *Geoscientific Model Development*, vol. 9, n° 2, doi:10.5194/gmd-9-567-2016, p. 567–586. URL <https://www.geosci-model-dev.net/9/567/2016/>. [135](#), [143](#)
- VILLEFRANQUE, N., F. COUVREUX, D. BOUNIOL et F. GUICHARD. 2015, «Caractérisation des courants de densité simulés par les en zone sahéenne», Rapport de stage. Available on demand. [145](#)
- WAPLER, K. et B. MAYER. 2008, «A Fast Three-Dimensional Approximation for the Calculation of Surface Irradiance in Large-Eddy Simulation Models», *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, vol. 47, n° 12, doi:10.1175/2008JAMC1842.1, p. 3061–3071, ISSN 1558-8424, 1558-8432. [135](#)
- WIDENER, K., N. BHARADWAJ et K. JOHNSON. 2012, «Scanning ARM Cloud Radar Handbook», DOI: 10.2172/1043296. [134](#)
- WISSMEIER, U., R. BURAS et B. MAYER. 2013, «paNTICA: A Fast 3d Radiative Transfer Scheme to Calculate Surface Solar Irradiance for NWP and LES Models», *Journal of*

*Applied Meteorology and Climatology*, vol. 52, n° 8, doi:10.1175/JAMC-D-12-0227.1, p. 1698–1715, ISSN 1558-8424, 1558-8432. [135](#)

ZHAO, M. et P. H. AUSTIN. 2005a, «Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. part i: Transport», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 62, n° 5, doi:10.1175/JAS3414.1, p. 1269–1290. [137](#)

ZHAO, M. et P. H. AUSTIN. 2005b, «Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. part ii: Mixing dynamics», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 62, n° 5, doi:10.1175/JAS3415.1, p. 1291–1310. [137](#)



## Partie III

# Effets radiatifs des nuages de couche limite : simulations explicites et paramétrisations



## Chapitre 6

# Effets radiatifs 3D de scènes de cumulus

“ *Je suis 3D.* ”

---

Sabah Myah

### Sommaire

---

6.1	Effets 3D et angle solaire . . . . .	<b>187</b>
6.1.1	Effets 3D en surface et au sommet de l’atmosphère . . . . .	187
6.1.2	Composantes directe et diffuse des effets 3D en surface . . . . .	190
6.2	Impact des caractéristiques nuageuses sur le rayonnement solaire en surface	<b>194</b>
6.2.1	Couverture nuageuse . . . . .	194
6.2.2	Epaisseur géométrique . . . . .	197
6.3	Manipulation d’un champ nuageux pour isoler l’impact de certaines caractéristiques en milieu complexe . . . . .	<b>198</b>
6.3.1	Hétérogénéité du champ nuageux . . . . .	198
6.3.2	Étendue horizontale des nuages . . . . .	201
6.3.3	Orientation de la scène nuageuse par rapport au soleil . . . . .	207
6.4	Effets radiatifs nuageux en surface, intégrés sur une journée . . . . .	<b>211</b>

---

## Introduction

**Caractérisation des interactions nuages–rayonnement** Ce chapitre aborde la caractérisation des interactions entre nuages et rayonnement solaire à partir d’outils de référence décrits aux chapitres 4 et 5. Des scènes de cumulus hautement résolus ont été produites à l’aide de Méso-NH : plusieurs cas de cumulus marins et continentaux, ainsi que plusieurs simulations perturbées qui ont permis d’évaluer la sensibilité des caractéristiques nuageuses aux choix du schéma d’advection, des paramétrisations, de la résolution et de la taille de domaine. Ces différentes simulations permettent d’obtenir un ensemble de scènes aux caractéristiques variables ; par exemple, la couverture nuageuse varie entre 0 et 40%, et l’extension verticale des nuages entre 100 et 1 700 mètres.

**Illustration de l’effet radiatif des nuages de couche limite** A titre d’illustration, la Figure 6.1 présente l’évolution du flux radiatif incident en surface pour un angle solaire fixe de  $30^\circ$ , pour les différentes simulations. Les différentes caractéristiques des champs nuageux impactent le rayonnement total incident en surface : la transmissivité diminue lorsque la couverture nuageuse et l’épaisseur des nuages augmentent, comme en témoignent les courbes correspondant aux simulations ARMCu et SCMS, marquées par l’empreinte du cycle diurne de la couche limite nuageuse sur continent, tandis que les courbes correspondant aux simulations BOMEX et RICO présentent un caractère plus stationnaire. Les différentes configurations du modèle LES produisent des champs nuageux suffisamment différents pour modifier le flux de surface, en particulier la forte sensibilité au schéma d’advection des vents et à la résolution horizontale, déjà analysée au Chapitre 5, se répercute sur les propriétés radiatives de ces cumulus.

**Effets radiatifs 3D** Au delà de l’effet radiatif des cumulus, ce sont les effets tridimensionnels, c’est-à-dire la modification des flux radiatifs due au transport 3D de l’énergie, opposée à un transport uniquement vertical, qui nous intéressent dans cette thèse. La littérature du transfert radiatif 3D en atmosphère nuageuse fait l’état de l’amplitude de ces effets 3D pour différents types de nuages, et pour différentes observables radiatives. Les luminances observées par satellite par exemple sont sensibles au transport horizontal, qui a tendance à lisser les champs radiatifs par rapport aux échelles de variations des champs nuageux [MARSHAK et collab., 1995]. Dans les modèles LES, le transport horizontal de l’énergie solaire et thermique a également un impact sur les caractéristiques microphysiques des nuages [KLINGER et collab., 2018], sur le développement des nuages [KLINGER et collab., 2017] et sur leur organisation à l’échelle mésoscopique [JAKUB et MAYER, 2017]. Ces deux catégories d’effets 3D sont mesurées aux échelles locales, observées ou simulées. Dans les travaux qui suivent, ce sont les effets 3D moyennés sur des domaines horizontaux de l’ordre de la dizaine de kilomètres qui nous intéressent. De plus, la question de la rétroaction des effets 3D sur les champs nuageux est laissée de côté ; seuls les impacts de nuages sur les observables radiatives sont étudiés. Les questions qui se posent concernent alors la représentation du milieu nuageux et les effets du transport horizontal sur les flux moyens.

**Effets radiatifs 3D des nuages aux grandes échelles** Dans les modèles de grande échelle, le transport de l’énergie entre les colonnes voisines est négligé — une hypothèse raisonnable pour des colonnes de 100 km d’étendue horizontale [MARSHAK et DAVIS, 2005]. Toutefois, le transport horizontal de l’énergie solaire n’est pas limité à un transport intercolonnes : au sein d’une même colonne atmosphérique, les effets radiatifs 3D des nuages impactent les profils de flux et leur divergence, de la surface au sommet de l’atmosphère. L’ordre de grandeur de ces effets 3D, moyennés sur un domaine horizontal, est déjà d’une dizaine de  $\text{W.m}^{-2}$  à la surface et au sommet de l’atmosphère et de quelques  $\text{W.m}^{-2}$  sur l’absorption [BARKER et collab., 2015]. Dans la majorité des études existantes, les effets

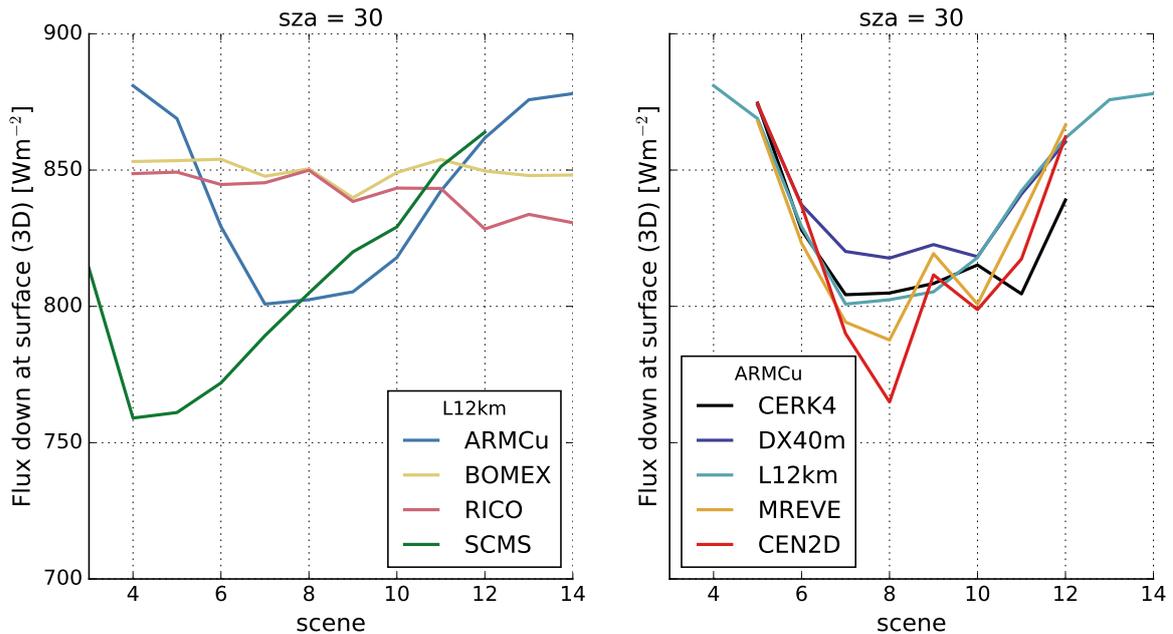


Figure 6.1 – A gauche : flux radiatif solaire incident en surface, calculé à angle solaire constant ( $30^\circ$ ) pour les différents instants horaires (en abscisse) des simulations de cumulus présentées précédemment. A droite : comme la figure de gauche mais pour certaines des simulations perturbées du cas ARMCu. CERK4 : simulation de référence à 25 m de résolution dans les trois directions, sur un domaine de 6.4 kilomètres de côté [BROWN et collab., 2002] ; DX40m : résolution horizontale de 40 m ; L12km : domaine horizontal étendu à 12.8 km de côté ; MREVE : schéma microphysique sans précipitations ; CEN2D : schéma d’advection des vents centré d’ordre deux (au lieu de centré d’ordre quatre pour CERK4).

3D de différentes scènes nuageuses sont évalués et documentés en moyenne ou en fonction de l’angle solaire, sans forcément relier la variabilité de ces effets 3D aux caractéristiques des scènes. Certains comme MCKEE et KLEHR [1978] étudient spécifiquement l’effet de la morphologie des nuages mais utilisent des géométries simplifiées. BENNER et EVANS [2001] utilisent des scènes dérivées d’observations satellites de cumulus marins et établissent un lien entre différents paramètres nuageux et leurs effets 3D, en analysant les coefficients de corrélation entre les caractéristiques nuageuses et les écarts 3D-1D. Ils démontrent ainsi l’influence de la couverture nuageuse et de l’aire totale de bords nuageux sur les effets 3D. Ils trouvent des effets 3D globalement faibles, dus selon eux à une faible couverture nuageuse et une faible réflectivité. HINKELMAN et collab. [2007] utilisent des scènes de cumulus réalistes, générées stochastiquement, pour estimer l’effet de l’anisotropie des champs nuageux sur le rayonnement et reportent des différences sur les flux de surface intégrés sur le domaine (de l’ordre de 10 km de côté) jusqu’à  $40 \text{ W.m}^{-2}$  dues au cisaillement des nuages, c’est-à-dire à l’augmentation de la couverture effective (vue par le soleil). Plus récemment, ČRNIVEC et MAYER [2019] utilisent dix champs nuageux issus de LES et reportent des effets 3D intégrés horizontalement sur des domaines de 6.4 km de côté (les colonnes font 25 m de côté), de l’ordre de  $-30$  à  $60 \text{ W.m}^{-2}$  en fonction de l’angle solaire et de la couverture nuageuse. Pour les angles proches de l’horizon, les effets sont maximaux aux couvertures nuageuses intermédiaires (entre environ 40 et 70%), tandis que pour les angles proches du zénith, ils sont maximaux pour une couverture nuageuse autour de 90%. Les effets 3D intégrés sur des sous-domaines de 2.8 km de côté sont bien plus importants (de l’ordre de  $\pm 100 \text{ W.m}^{-2}$ ) et se rapprochent des effets 3D locaux estimés sur les champs résolus de densité de flux.

**Objectifs des travaux exposés dans ce chapitre** Les travaux rapportés ici visent à approfondir notre compréhension des processus radiatifs tridimensionnels. Pour cela, la vari-

abilité des effets radiatifs 3D estimés à partir de scènes nuageuses issues de simulations LES, aux caractéristiques différentes, est analysée. Ces effets radiatifs 3D sont estimés par différence entre deux calculs Monte Carlo indépendants, effectués en 1D et 3D. La même base algorithmique est utilisée pour les deux modes 1D et 3D : un algorithme direct où les chemins sont émis au sommet de l’atmosphère et sont suivis jusqu’à absorption ou sortie du domaine. La surface plane est lambertienne avec un albedo de 8%. Les propriétés optiques des champs nuageux sont données par la théorie de Mie. Les propriétés optiques des gaz sont données par le modèle de k-distributions utilisés dans ecRad, issu de RRTM-G, mais peuvent être mises à zéro pour ne simuler que l’effet radiatif des nuages (dans le vide). Les propriétés des gaz varient uniquement sur la verticale, correspondent aux profils thermodynamiques (température, pression, humidité spécifique) moyens des LES depuis la surface jusqu’à 4 km d’altitude et à un profil standard (le même que celui utilisé pour prolonger la scène de cumulus qui fait l’objet de l’exercice d’intercomparaison de l’I3RC) de 4 à 80 kilomètres d’altitude (les profils de la LES sont tirés vers le profil standard entre 3.5 et 4 km pour assurer un raccordement régulier). Les champs issus de LES sont cycliques horizontalement, le transfert radiatif simulé l’est également. Les flux sont intégrés sur le spectre solaire, sur le domaine horizontal et sur les hémisphères montant ou descendant, à différentes altitudes dans le domaine (à minima, à la surface et au sommet de l’atmosphère). La différence entre les modes 1D et 3D est qu’en 1D, les trajectoires simulées sont contraintes à l’intérieur de la colonne échantillonnée lors de l’émission au sommet de l’atmosphère (ce qui revient à dire que la résolution du champ nuageux vu par ce chemin est virtuellement infinie où chaque maille saturée contient un nuage plan parallèle homogène). Cette méthodologie est similaire à celle employée par exemple par [BARKER et collab. \[2015\]](#) (ainsi que par d’autres auteurs), et a été décrite plus en détail au Chapitre 4 (section 4.1.1). Dans les scènes nuageuses utilisées, le champ 3D d’eau liquide est connu en détail. L’objectif est donc d’isoler les effets du transport horizontal sur les flux radiatifs moyens, et sur leurs composantes directe et diffuse. L’erreur réalisée lorsque ces effets sont négligés correspond au biais introduit par l’approximation des colonnes indépendantes (ICA) dans l’hypothèse où les propriétés optiques sous maille correspondraient à un milieu nuageux 3D parfaitement connu et réaliste. Les questions abordées à travers cette étude sont les suivantes : comment les caractéristiques nuageuses sont-elles corrélées aux effets radiatifs 3D d’un ensemble de scènes de cumulus ? L’influence de la couverture nuageuse et de l’aire totale de bords nuageux annoncée par [BENNER et EVANS \[2001\]](#) est elle vérifiée pour des cumulus simulés par LES, et pour des cumulus continentaux qui ont des caractéristiques distinctes de celles des cumulus marins ? Quels mécanismes liés au transport horizontal expliquent ces effets ?

**Plan du chapitre** Des éléments de réponse sont apportés selon quatre séries d’analyses :

1. Dans la section 6.1, la dépendance des effets 3D à l’angle solaire zénithal est analysée. Les effets 3D sur la réflectivité au sommet de l’atmosphère, la transmissivité à la surface, ainsi que ses composantes directe et diffuse, sont étudiés. Etant donné la variabilité observée à un angle solaire donné, et en particulier aux angles solaires élevés où les effets 3D sont les plus importants, il apparait que l’angle solaire n’est pas le seul paramètre qui impacte les effets radiatifs des nuages.
2. L’hypothèse est que certaines caractéristiques des scènes nuageuses expliquent la variabilité des effets 3D pour un angle solaire donné. Dans la section 6.2, les flux et effets 3D en surface sont à nouveau décomposés en composantes directe et diffuse et analysés au regard de deux caractéristiques nuageuses : la couverture nuageuse ou nébulosité, et l’épaisseur géométrique de la couche nuageuse. Si des relations de corrélation se dégagent de ces analyses, il est difficile de conclure sur l’impact réel d’une caractéristique donnée, étant donné que les caractéristiques des différentes scènes évoluent en même temps (voir les analyses du Chapitre 5).

3. Afin de dégager le rôle peut-être plus subtil de certaines caractéristiques dans l’amplitude des effets 3D de surface, des expériences numériques sont effectuées dans la section 6.3 sur un champ de cumulus typique. Ce champ est modifié artificiellement de façon à isoler l’impact de certaines caractéristiques nuageuses sur le rayonnement de surface : l’hétérogénéité horizontale de l’eau liquide nuageuse, l’étendue horizontale des nuages, et l’orientation de la scène nuageuse par rapport au soleil. Pour approfondir ce dernier point, un nouveau champ nuageux est introduit car il possède une organisation particulière en ruelles, typique des régions de cold air outbreak aux hautes latitudes. De cette analyse se dégagent plus clairement des liens de causalité permettant de conclure sur les effets d’une caractéristique donnée sur les effets 3D.
4. Etant donné que les effets 3D sont tantôt négatifs tantôt positifs en fonction de l’angle solaire zénithal, la section 6.4 propose une analyse intégrée dans le temps, basée sur un échantillonnage statistique des positions solaires, à différentes latitudes.

## 6.1 Effets 3D et angle solaire

Le Chapitre 5 présente les quatre cas de cumulus simulés à haute résolution et certaines de leurs caractéristiques morphologiques. Dans cette section, les effets radiatifs de ces différentes scènes, y compris certaines des simulations perturbées, sont analysés en fonction de l’angle solaire, en termes de réflectivité au sommet de l’atmosphère, de transmissivité à la surface et des transmissivités directe et diffuse à la surface. La réflectivité est le flux montant au sommet de l’atmosphère normalisé par le flux incident au sommet de l’atmosphère. La transmissivité est le flux incident à la surface normalisé par le flux incident au sommet de l’atmosphère. La transmissivité directe est le flux de surface direct (auquel contribuent les chemins n’ayant jamais été diffusés ni réfléchis) normalisé par le flux incident au sommet de l’atmosphère. La transmissivité diffuse est le flux de surface diffus (auquel contribuent les chemins ayant été diffusés ou réfléchis au moins une fois) normalisé par le flux incident au sommet de l’atmosphère. Ces quantités sont calculées par Monte Carlo en moyenne sur le domaine horizontal, de 6.4 à 12.8 km de côté en fonction des scènes. Les scènes utilisées sont données dans le Tableau 6.1 et décrites en détail au Chapitre 5, sauf pour trois simulations supplémentaires réalisées avec le schéma microphysique LIMA initialisé avec trois concentrations de noyaux de condensation différents (LIMA0 : 300 CCN/m<sup>3</sup> comme dans ICE3 ; LIMA1 : 50 CCN/m<sup>3</sup> ; LIMA2 : 1000 CCN/m<sup>3</sup>). Les propriétés optiques des atmosphères gazeuses (ciel clair) des différentes scènes sont uniquement 1D : les profils de température, pression et vapeur sont moyennés dans le domaine, et sont prolongés par les profils de température, pression et vapeur d’eau du champ de cumulus de l’exercice d’intercomparaison I3RC<sup>1</sup> (cas 4, phase 2, HINKELMAN et collab. [2007]).

### 6.1.1 Effets 3D en surface et au sommet de l’atmosphère

Comme décrit au Chapitre 1, les effets 3D ont tendance à augmenter les flux de surface aux angles solaires proches du zénith (entre 0 et environ 40 degrés, la différence 3D-1D est positive), et à les réduire pour les angles proches de l’horizon (la différence 3D-1D devient négative). Ces effets, de signe opposé sur la réflectivité au sommet de l’atmosphère, sont clairement visibles sur la Figure 6.2, qui présente l’écart 3D-1D sur la transmissivité en surface en fonction de l’écart 3D-1D sur la réflectivité au sommet de l’atmosphère nuageuse. La transmissivité est le flux descendant en surface normalisé par le flux descendant au sommet de l’atmosphère, tandis que la réflectivité est le flux montant au sommet de l’atmosphère normalisé par le flux descendant au sommet de l’atmosphère (tous les flux sont intégrés horizontalement sur le domaine).

<sup>1</sup><https://i3rc.gsfc.nasa.gov/input/ftp/Cu/index.html>

Table 6.1 – Scènes analysées dans les sections 6.1 et 6.2

Case	Simu	Times
ARMCu	CERK4, D100m, DX40m, DZ40m	5-12
ARMCu	MREVE, TDELTA, CEN2D, WENO3	5-12
ARMCu	LIMA0, LIMA1, LIMA2	4-13
ARMCu	L12km	4-14
BOMEX	L12km	4-14
RICO	L12km	4-14
SCMS	L12km	2-12

CERK4 : simulation de référence à 25 m de résolution dans les trois directions, domaine de 6.4 km de côté, schéma d'advection des vents centré d'ordre quatre, schéma microphysique à un moment ( $300 \text{ CCN/m}^3$ ) avec précipitations, fermeture du schéma de turbulence de Deardorff

D100m : résolution horizontale de 100 m et verticale de 40 m

DX40m : résolution horizontale de 40 m

DZ40m : résolution horizontale de 40 m et verticale de 40 m

MREVE : schéma microphysique sans précipitations

TDELTA : fermeture du schéma de turbulence fonction de la résolution

CEN2D : schéma d'advection des vents centré d'ordre deux

WENO3 : schéma microphysique sans précipitations

LIMA0 : schéma microphysique à deux moments, concentration initiale  $300 \text{ CCN/m}^3$

LIMA1 : schéma microphysique à deux moments, concentration initiale  $50 \text{ CCN/m}^3$

LIMA2 : schéma microphysique à deux moments, concentration initiale  $1000 \text{ CCN/m}^3$

L12km : domaine horizontal étendu à 12.8 km de côté

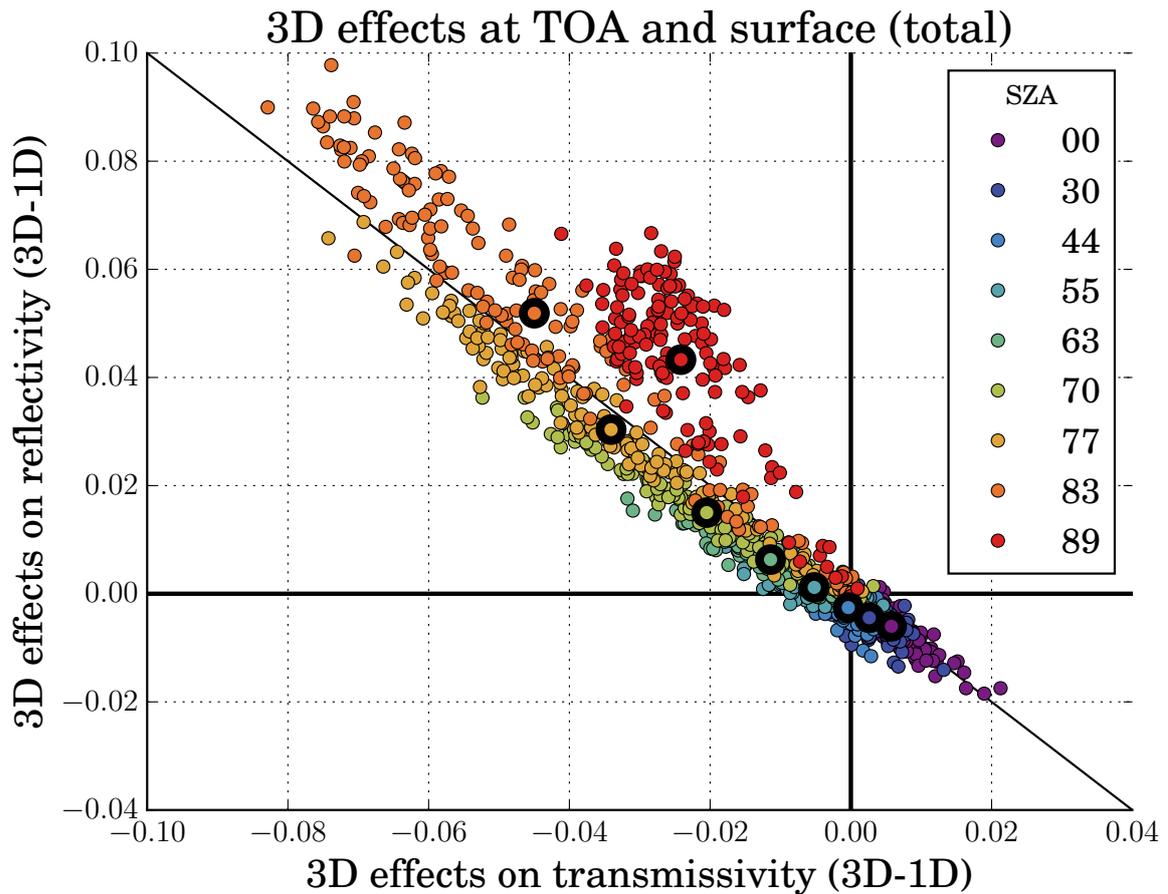


Figure 6.2 – Différences entre calculs 3D et 1D (effets 3D) de transmissivité en surface (abscisse) et de réflectivité au sommet de l’atmosphère (ordonnées) pour différentes scènes de cumulus, en fonction de l’angle solaire zénithal (couleurs). Les différents points colorés correspondent aux différentes scènes de cumulus. Les points cerclés de noir correspondent à la moyenne des grandeurs pour les différentes scènes, à angle solaire donné. La ligne noire correspond à la fonction  $y=-x$ , où les écarts 3D-1D sur la transmissivité et la réflectivité se compensent parfaitement (aucun effet 3D n’est répercuté sur l’absorption).

Tous les points ne reposent pas sur la ligne  $y=-x$ , ce qui implique que les effets 3D en surface et au sommet de l’atmosphère ne se compensent pas, donc que les effets 3D affectent également l’absorption dans le volume de l’atmosphère.

**Pour les petits angles solaires** (entre 0 et environ 40 degrés), les effets 3D sur la transmissivité sont positifs et les effets 3D sur la réflectivité sont négatifs pour la plupart des scènes. Les effets 3D augmentent la transmissivité car les rayons peuvent s’échapper par les bords des nuages et être diffusés vers la surface, ce qui ne peut pas être représenté en 1D. En outre, une partie des chemins qui atteignent la surface sont réfléchis (l’albédo de surface est 8% pour toutes les scènes, typique d’une surface océanique), et peuvent être interceptés par un nuage avant d’atteindre le sommet de l’atmosphère. La proportion de tels chemins est plus grande en 3D qu’en 1D : en 3D, les chemins ayant traversé l’atmosphère en ciel clair lors de la descente peuvent être interceptés par un nuage après avoir été réfléchis par la surface, ce qui n’est pas le cas des chemins en 1D. Une partie du flux qui aurait été réfléchi vers le sommet de l’atmosphère en 1D est à la place transmis à la surface en 3D : les effets 3D tendent à diminuer la réflectivité aux faibles angles solaires.

**Pour des angles solaires plus importants,** les effets 3D sur la transmissivité deviennent négatifs, et de réflectivité, positifs. En 1D, les rayons émis au sommet d’une colonne de ciel clair ne sont jamais interceptés par des nuages. En 3D, quand l’angle solaire augmente, ces mêmes rayons peuvent être interceptés par les bords de nuages et ne pas atteindre la surface, et ce processus s’accroît avec l’angle solaire. En 1D, une partie de cet excès de flux en surface correspond à un déficit de réflectivité au sommet de l’atmosphère. Mais la plupart des points aux angles inférieurs à 77 ne sont pas sur la ligne  $y=-x$ . L’excès de transmissivité en 1D n’est pas entièrement compensé par le déficit de réflectivité ; une partie est due à un déficit d’absorption en 1D par rapport aux calculs 3D (les effets 3D augmentent l’absorption, en accord avec par exemple [BENNER et EVANS \[2001\]](#)). Aux angles plus élevés, c’est le contraire : le déficit de réflectivité est plus important que l’excès de transmissivité. Une partie des chemins qui n’ont pas été interceptés par les bords de nuages et donc qui n’ont pas été réfléchis en 1D n’ont pas été transmis à la surface : certains ont été absorbés, d’où un excès d’absorption en 1D par rapport aux calculs 3D (les effets 3D diminuent l’absorption). Une hypothèse est que les chemins sont suffisamment longs lorsque l’angle est proche de l’horizon pour que l’atmosphère gazeuse devienne absorbante, alors qu’une partie de l’énergie aurait été réfléchie par un nuage si le transport inter-colonnes était autorisé. Un calcul négligeant les effets des gaz pourrait permettre de vérifier cette hypothèse mais n’a pas encore été réalisé.

### 6.1.2 Composantes directe et diffuse des effets 3D en surface

La Figure 6.3 présente une décomposition des effets 3D de surface en composantes directe et diffuse. Cette décomposition permet de quantifier les différents processus proposés au paragraphe précédent pour expliquer les effets 3D estimés par Monte Carlo.

Pour la plupart des scènes et des angles solaires, les effets 3D diminuent la transmissivité directe, et augmentent la transmissivité diffuse. Le déficit de transmissivité directe n’est la plupart du temps pas égal à l’excès de transmissivité diffuse. Aux petits angles solaires, le déficit de transmissivité directe est proche de zéro tandis qu’un excès de transmissivité diffuse est présent (entre 0 et 2% du flux incident au sommet de l’atmosphère environ). Les effets de fuite des chemins par les bords de nuages (ou de manière plus générale, par les zones de faible épaisseur optique) et de piégeage après réflexion, qui ne sont pas représentés en 1D, expliquent cet écart 3D-1D : la transmissivité totale en 1D est donc inférieure à la transmissivité totale 3D.

Les scènes et angles solaires pour lesquels la transmissivité totale est la même en 1D et 3D ne correspondent pas à une absence de différences entre les flux 1D et 3D, mais bien à une compensation d’erreurs entre composantes directe et diffuse. D’après l’ajustement des

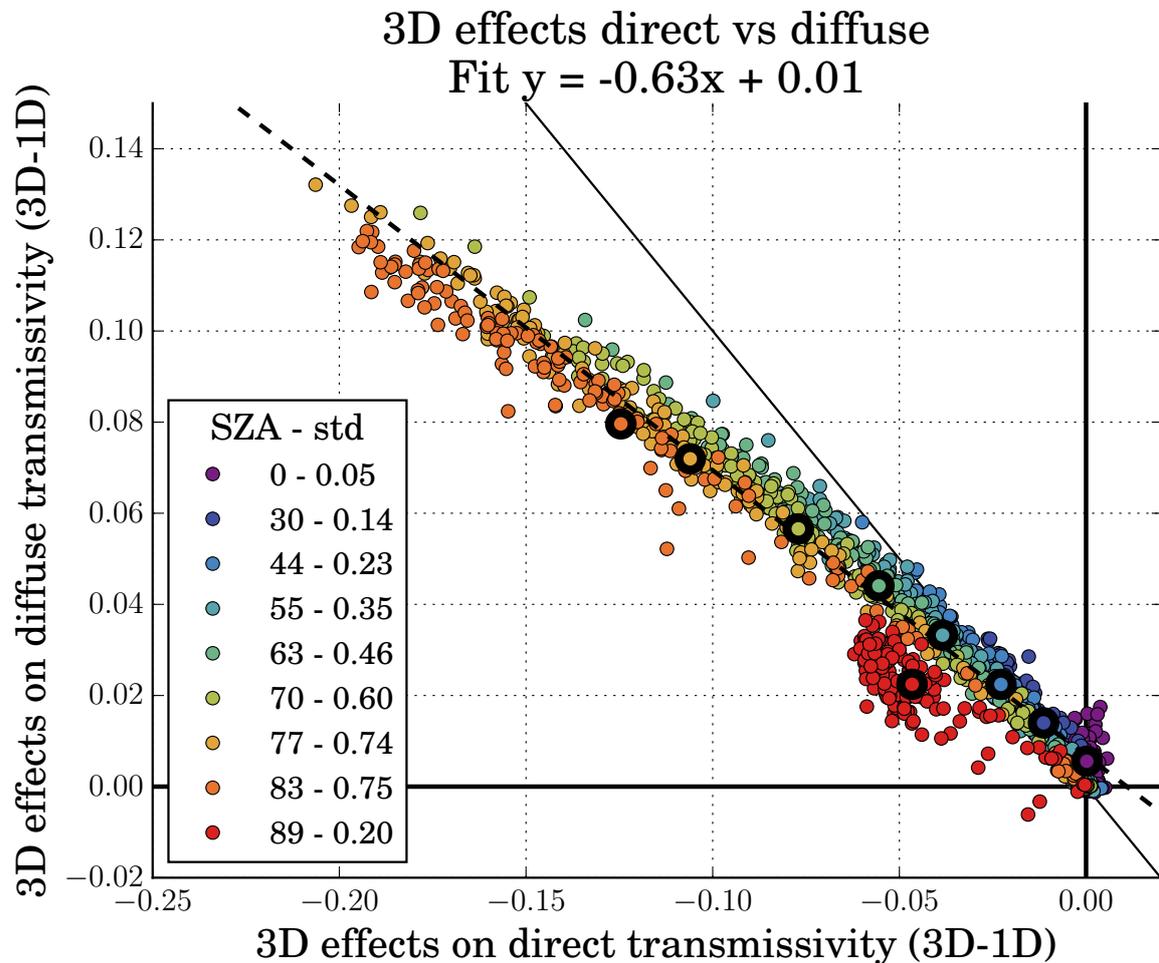


Figure 6.3 – Différences entre calculs 3D et 1D (effets 3D) des composantes directe (abscisse) et diffuse (ordonnées) de la transmissivité en surface, pour différentes scènes de cumulus, en fonction de l'angle solaire zénithal (couleurs). Les points colorés correspondent aux différentes scènes nuageuses et les points cerclés de noir aux quantités moyennées sur les différentes scènes, pour chaque angle solaire. La ligne pleine correspond à la fonction  $y=-x$ , où les effets 3D sur les flux direct et diffus se compensent parfaitement, c'est à dire où les effets 3D sur la transmissivité sont nuls. La ligne pointillée correspond à la fonction linéaire décrite dans le titre de la figure. Cette fonction a été calculée comme la fonction linéaire qui minimise l'écart quadratique des points (à l'exception des points correspondant à l'angle solaire de 89 degrés) à la courbe. Dans la légende, la dispersion des scènes autour de la moyenne est calculée pour chaque angle solaire comme  $\sqrt{\sum_{scene} |p_{scene} - p_{mean}|^2}$ .

moindres carrés réalisé sur les points correspondant aux angles solaires strictement inférieurs à 89 degrés, cette compensation a lieu en moyenne pour des écarts 3D-1D autour de -2.7% sur la transmissivité directe (2.7% sur la transmissivité diffuse). Cette compensation semble correspondre à un angle solaire proche de 45 degrés. Cependant, une variabilité importante est visible : pour certaines scènes, les écarts 3D-1D direct et diffus se compensent à des angles bien plus élevés.

A mesure que l'angle solaire augmente, le déficit de transmissivité directe croît (en valeur absolue) car la couverture effective (couverture nuageuse projetée en direction du soleil) augmente en 3D tandis qu'elle est constante en 1D. Le déficit de transmissivité augmente plus rapidement que l'excès de transmissivité diffus. Une partie du rayonnement direct perdu par effets 3D correspond bien à l'excès de rayonnement diffus à la surface. Cependant, une partie du rayonnement direct intercepté par les bords de nuages en 3D est réfléchi ou absorbé et n'atteint pas la surface. D'après l'équation du fit linéaire, il existe une relation affine entre le flux direct intercepté par les bords de nuages et le flux diffusé vers la surface. Une partie de ce flux diffus à la surface correspond aux mécanismes de fuite et de piégeage (mesurable à angle solaire zénithal nul), et une partie correspond à une diffusion vers la surface du flux intercepté par les bords de nuages.

Comment ces mécanismes sur les flux diffus dépendent-ils de l'angle solaire ? L'ajustement des moindres carrés indique seulement une relation linéaire entre les effets 3D diffus et directs, mais ne permet pas de décomposer les effets 3D diffus en différents mécanismes physiques. VÁRNASI et DAVIES [1999] proposent une décomposition des chemins selon que les effets 3D transportent l'énergie descendante (downward) et montante (upward) vers des régions optiquement plus fines (escape, fuite) ou plus épaisses (trapping, piégeage) et augmentent ou diminuent la transmissivité en surface (Figure 6.4). Leur référence n'est pas un calcul totalement 1D car leurs colonnes indépendantes sont orientées dans la direction du soleil (selon la méthode qu'ils développent dans ces mêmes travaux ; Tilted Independent Pixel Approximation ou TIPA). L'effet de transport horizontal qu'ils mesurent n'inclue donc pas l'effet d'interception par les bords de nuages, représenté correctement par la méthode TIPA. Alors que les effets 3D relatifs à la méthode ICA changent de signe avec l'angle solaire, la méthode TIPA surestime la réflectivité des nuages pour tous les angles. D'après VÁRNASI et DAVIES [1999], les effets de fuite (vers le sommet de l'atmosphère ou vers la surface) sont environ constants avec l'angle solaire : la proportion de flux diffusé par une région optiquement épaisse et transporté vers une région optiquement fine est constante avec l'angle solaire incident. A contrario, la proportion de flux diffusé par une région fine et transporté vers une région épaisse augmente avec l'angle solaire (le rayonnement intercepté par les bords pénètre plus en avant dans les coeurs de nuages dû à la faible épaisseur optique des bords de nuages et du pic avant de la fonction de phase de Mie), et la diminution de la réflectivité nuageuse par piégeage (Figure 6.4-a) est plus rapide que l'augmentation de la réflectivité concurrente (Figure 6.4-b).

Les figures présentées dans cette section examinent la dépendance des effets 3D à l'angle solaire zénithal : l'excès de flux direct en 1D augmente avec l'angle solaire, n'est pas compensé par un déficit de flux diffus, ce qui entraîne une surestimation de la transmissivité totale qui croît avec l'angle solaire. Cet excès de transmissivité n'est pas compensé par un déficit de réflectivité : l'absorption est plus importante en 3D qu'en 1D, excepté quand le soleil est très proche de l'horizon. Si l'angle solaire apparaît ici comme première source de variabilité dans les effets 3D, la variabilité entre les différentes scènes, à un angle donné, reste importante, en particulier aux angles zénithaux compris entre 70 et 83 degrés. Dans la suite, cette variabilité inter-scènes est analysée, afin de comprendre quelles caractéristiques nuageuses impactent les effets radiatifs 3D des cumulus, et par quels mécanismes.

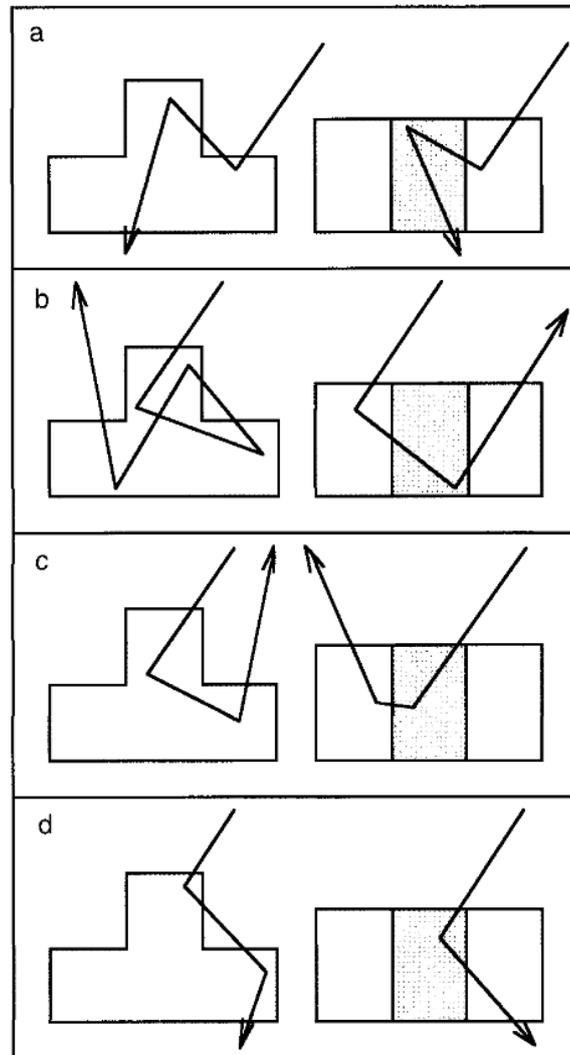


Figure 6.4 – Issu de **VÁRNAI et DAVIES [1999]**. Décomposition des effets des hétérogénéités nuageuses sur le transport dans une direction non colinéaire à la direction du soleil, selon que la variabilité de l'épaisseur optique soit due à une variabilité géométrique (à gauche) ou des propriétés optiques (à droite). Les zones grisées représentent un coefficient d'extinction plus élevé que les zones claires. a) upward trapping ou entrapment (piégeage) b) downward trapping c) upward escape d) downward escape (fuite).

## 6.2 Impact des caractéristiques nuageuses sur le rayonnement solaire en surface

L'angle solaire est la première source de dispersion des effets 3D à la surface. Lorsque le soleil approche de l'horizon, les bords des nuages interceptent le rayonnement direct 3D qui devient diffus en surface, absorbé ou réfléchi ; tandis que le rayonnement 1D ne voit pas les bords des nuages. Cependant, pour un angle solaire particulier, les effets 3D présentent des caractéristiques différentes lorsqu'ils sont évalués sur un ensemble de scènes de cumulus. Dans cette section, on analyse les liens statistiques entre les caractéristiques nuageuses et le rayonnement, en particulier l'impact du transport horizontal sur les flux directs et diffus estimés à la surface pour trois angles solaires zénithaux :  $0^\circ$  au zénith, les effets 3D sont positifs à la surface ;  $44^\circ$ , les effets 3D sont quasiment nuls ;  $77^\circ$  proche de l'horizon, les effets 3D sont fortement négatifs.

Pour ces trois angles, les coefficients de corrélation ont été calculés entre un certain nombre de caractéristiques (voir Chapitre 5 pour une définition de ces caractéristiques), et les métriques radiatives suivantes : effets 3D totaux, directs et diffus, flux incidents totaux en surface 1D et 3D. Le tableau 6.2 présente les corrélations entre les caractéristiques principales et les effets 3D. Pour les flux totaux en 1D ou 3D, la caractéristique la mieux corrélée est la couverture nuageuse (Cover), suivie de la fraction volumique occupée par les nuages, elle-même hautement corrélée à la couverture surfacique. L'épaisseur maximum du nuage le plus épais est corrélée aux flux 1D aux faibles angles zénithaux et aux flux 3D pour les angles solaires proches de l'horizon (seules les corrélations supérieures à 60% sont discutées ici). L'épaisseur de la couche nuageuse (Max depth) ainsi que la variabilité inter nuageuse des épaisseurs (normalisée par l'épaisseur moyenne ; FSD depth) semblent également avoir un lien avec les effets 3D.

### 6.2.1 Couverture nuageuse

La couverture nuageuse mesure classiquement la quantité de nuages projetée verticalement. La fraction nuageuse quant à elle mesure cette quantité à chaque niveau d'altitude. Dans le chapitre d'introduction de [MARSHAK et DAVIS \[2005\]](#), W. J. Wiscombe critique la notion de couverture nuageuse. Selon lui, ce concept fondamentalement 2D n'est pas adapté à une description tridimensionnelle des nuages (des objets fractaux qui plus est). De plus, l'angle solaire varie au cours de la journée : mesurer la quantité de nuages comme une projection verticale paraît pour le moins arbitraire. W. J. Wiscombe écrit, il y a presque 15 ans déjà, son espoir de voir le concept de couverture nuageuse débouté par les générations qui lui succéderont, pour être remplacé par une mesure plus pertinente au regard de la nature des nuages. Malgré cette claire incitation, et de nombreuses autres critiques et questionnements (par exemple [HENDERSON-SELLERS et MCGUFFIE \[1990\]](#); [LUND \[1965\]](#); [SLINGO et SLINGO \[1988\]](#); [STEVENS et collab. \[2019a\]](#) ou dans les mails quotidiens échangés pendant la préparation de la campagne d'observations EUREC4A (campagne d'observations des cumulus en janvier et février 2020 dans la zone des Antilles), par exemple par Stevens, Mayer ou Kölling) la couverture nuageuse reste une quantité largement utilisée dans la communauté.

Dans les scènes de cumulus simulées par LES, la couverture nuageuse est définie comme la proportion de colonnes contenant de l'eau liquide. Elle varie entre 0 et 47 % environ. Les couvertures nuageuses des scènes de cumulus sur océan varient relativement peu, entre  $\sim 13$  et 21%, tandis que les cumulus continentaux, modulés par le cycle diurne des flux de chaleur en surface, se développent au cours de la journée et couvrent de plus grandes surfaces. La Figure 6.5 présente pour les trois angles solaires, les flux direct et diffus normalisés par le flux entrant au sommet de l'atmosphère, et la différence entre les flux direct et diffus 3D et 1D (les effets 3D), en fonction de la couverture nuageuse.

Une relation linéaire se dégage entre la couverture nuageuse et le rayonnement transmis en surface, ses deux composantes directe et diffuse, et les effets 3D.

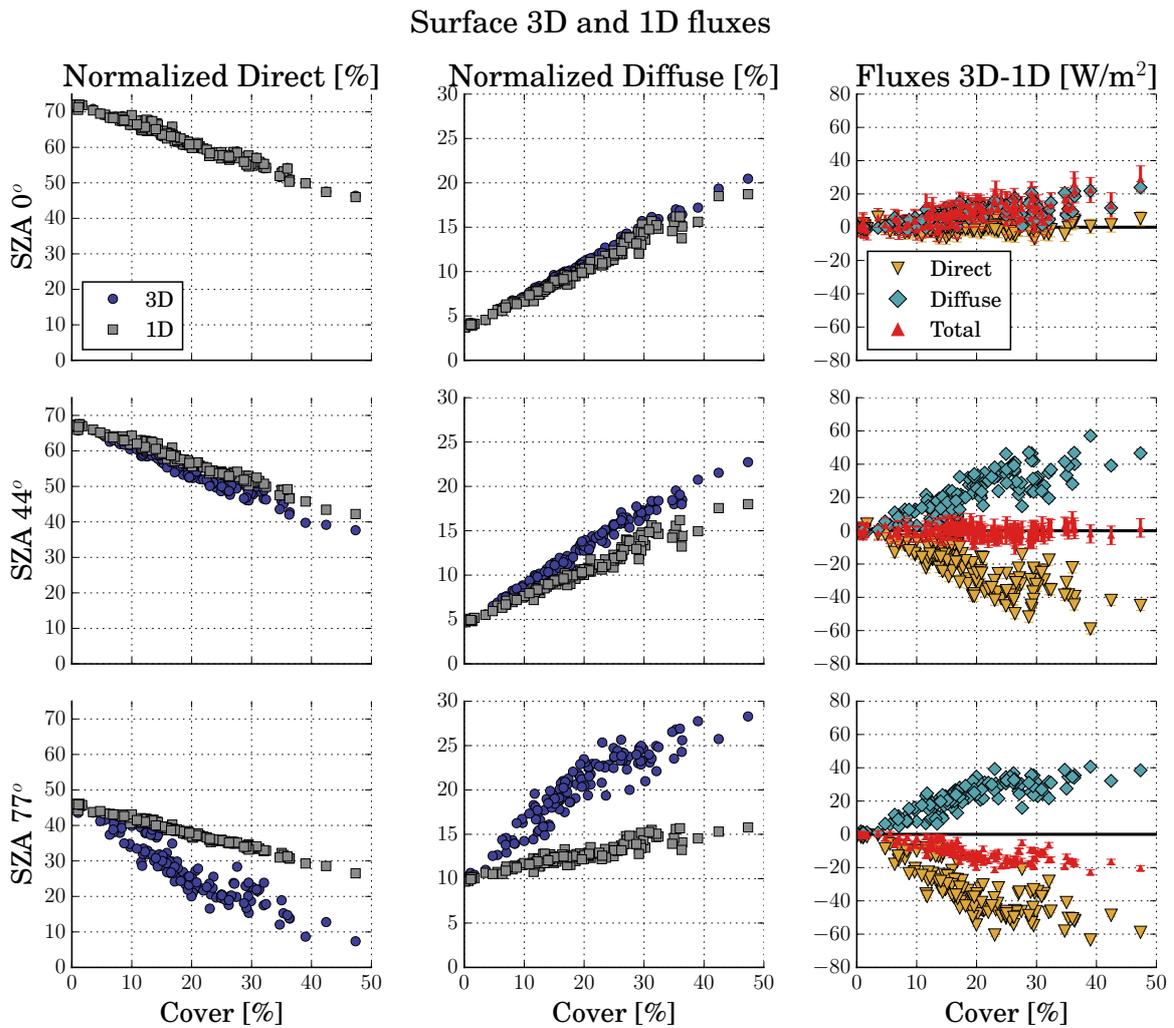


Figure 6.5 – Flux direct (colonne de gauche) et diffus (colonne du milieu) incidents en surface, normalisés par le flux incident au sommet de l’atmosphère, en fonction de la couverture nuageuse des différentes scènes (abscisse), et de l’angle solaire zénithal (rangées), en 1D (carrés gris) et 3D (cercles violets). La troisième colonne représente les écarts entre flux 3D et 1D direct (triangles jaunes) et diffus (losanges bleus) en surface, en fonction de la couverture nuageuse et de l’angle solaire.

Table 6.2 – Corrélations entre caractéristiques nuageuses et effets 3D en surface.

SZA °	Caractéristique	Effets 3D	Coefficient de corrélation
0	Max depth	totaux	0.64
0	Max depth	diffus	0.71
0	FSD depth	diffus	0.61
44	Max depth	directs	-0.62
44	Max depth	diffus	0.64
44	FSD depth	diffus	0.61
44	Cover	directs	-0.60
44	Cover	diffus	0.61
77	Max depth	totaux	-0.75
77	Max depth	directs	-0.74
77	Max depth	diffus	0.72
77	FSD depth	totaux	-0.67
77	FSD depth	directs	-0.67
77	FSD depth	diffus	0.66

FSD : Fractional Standard Deviation

Les p-value sont de l'ordre de  $10^{-16}$  à  $10^{-26}$

**A angle solaire nul** les flux directs en 1D et 3D sont quasiment égaux et les effets 3D directs sont nuls. En 1D comme en 3D, les flux diffus augmentent avec la couverture nuageuse, plus lentement que ne décroissent les flux directs ; la transmissivité totale décroît avec la couverture nuageuse. Les flux diffus sont plus importants en 3D qu'en 1D et cette différence s'accroît avec la couverture nuageuse.

**Lorsque la position du soleil est intermédiaire** une différence apparaît entre les flux directs 1D et 3D, et la différence entre les flux diffus 1D et 3D s'accroît. Les effets 3D sur le direct (diffus) passent de 0 à -60 (60)  $\text{W.m}^{-2}$  en surface lorsque la couverture nuageuse passe de 0 à 47%, mais se compensent sur les effets 3D totaux.

**Pour un soleil proche de l'horizon** les effets 3D relatifs sont plus importants mais le flux incident au sommet de l'atmosphère est plus faible, l'amplitude des effets 3D absolus reste donc modérée. Les effets 3D directs continuent d'augmenter avec l'angle mais les effets 3D sur le diffus sont du même ordre qu'à SZA  $44^\circ$  pour des couvertures nuageuses inférieures à 20%, et plus faibles pour des couvertures nuageuses supérieures. Comme les effets 3D directs dominent, les effets 3D totaux sont négatifs.

**Effet de l'angle solaire sur la croissance des effets 3D avec la couverture nuageuse**

En 1D, la décroissance du flux direct avec la couverture nuageuse varie peu avec l'angle solaire, tandis qu'en 3D cette décroissance est accélérée par la contribution des bords de nuages. La transmission du flux diffus augmente avec la couverture nuageuse, et cette augmentation est plus rapide en 3D qu'en 1D dû aux effets 3D de fuite et de piégeage des photons. En 3D, la croissance de la transmissivité diffuse avec la couverture nuageuse accélère quand l'angle solaire augmente. En effet, le flux disponible pour être diffusé vers la surface augmente avec l'interception du rayonnement solaire par les bords de nuages. En 1D, la croissance de la transmissivité diffuse avec la couverture nuageuse décélère quand l'angle solaire augmente : d'une part, le maximum de transmission diffuse, qui correspond aux couvertures nuageuses les plus importantes, dépend peu de la position du soleil ; d'autre part, le minimum de transmission diffuse, qui correspond aux couvertures nuageuses les plus faibles, augmente

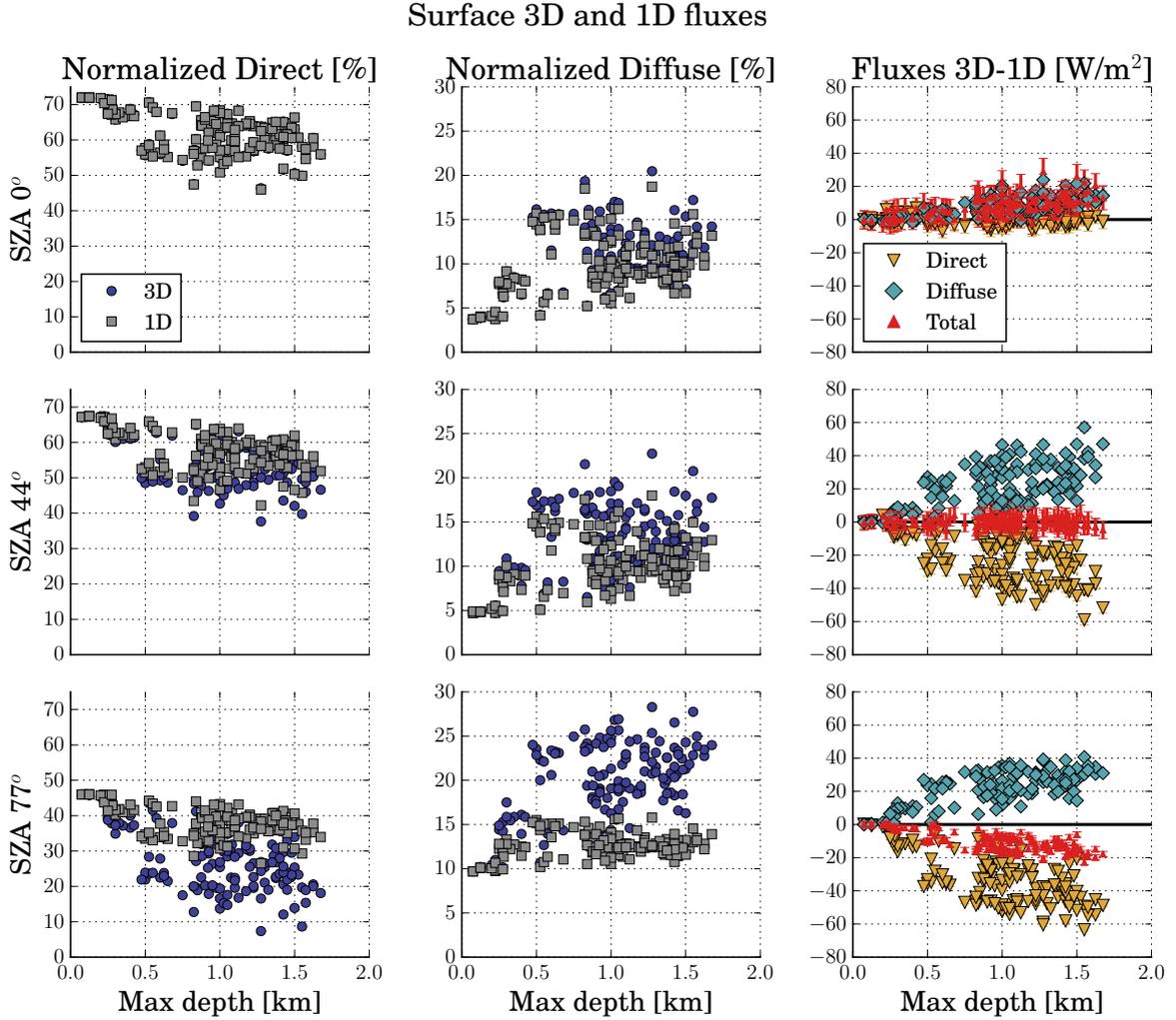


Figure 6.6 – Comme la Figure 6.5 mais en fonction de l’étendue verticale du nuage le plus épais : flux direct (colonne de gauche) et diffus (colonne du milieu) incidents en surface, normalisés par le flux incident au sommet de l’atmosphère, en fonction de l’étendue verticale du nuage le plus épais (abscisse), et de l’angle solaire zénithal (rangées), en 1D (carrés gris) et 3D (cercles violets). La troisième colonne représente les écarts entre flux 3D et 1D direct (triangles jaunes) et diffus (losanges bleus) en surface, en fonction de l’étendue verticale du nuage le plus épais et de l’angle solaire.

avec l’angle solaire (du fait de l’augmentation de l’épaisseur optique traversée par les chemins obliques).

### 6.2.2 Épaisseur géométrique

La corrélation linéaire entre couverture nuageuse et flux transmis est plus marquée en 1D qu’en 3D. En 3D, une dispersion des scènes persiste à angle solaire donné et à couverture nuageuse donnée. Cette dispersion se répercute sur les effets 3D. D’après le Tableau 6.2, l’épaisseur nuageuse est également corrélée aux effets 3D. La Figure 6.6 présente les mêmes grandeurs (calculées sur les mêmes scènes) qu’au paragraphe précédent, mais cette fois en fonction de l’étendue verticale du nuage le plus épais.

L’extension verticale des nuages varie de quelques mètres à plus de 1.5 kilomètres entre les différentes scènes simulées. Les nuages les plus étendus verticalement correspondent aux simulations continentales ARMCu et SCMS. Le cycle diurne qui marque les cumulus continentaux implique une certaine forme de corrélation entre la couverture nuageuse et l’épaisseur des nuages. Cependant, les analyses menées au Chapitre 5 ont montré que l’évolution temporelle de ces deux quantités n’était pas tout à fait en phase : la couverture nuageuse atteint

un maximum au bout de quelques heures puis décroît pendant le reste de la simulation, tandis que l'extension verticale des nuages les plus développés atteint un maximum plus tard dans les simulations, et ne diminue que dans les dernières heures. Ainsi, la couverture nuageuse décroît pendant que l'épaisseur maximale nuageuse est conservée sur plusieurs heures.

La corrélation des flux transmis, forte avec la couverture nuageuse, l'est beaucoup moins avec l'épaisseur. En 3D, l'effet combiné de l'augmentation de l'épaisseur optique et de l'interception du rayonnement direct par les bords de nuages (en particulier aux grands angles zénithaux) explique le lien entre les grandeurs radiatives et l'épaisseur des nuages. A contrario, en 1D et lorsque le soleil est proche de l'horizon, les flux transmis n'évoluent quasiment pas avec l'épaisseur. Au total, les effets 3D restent donc bien corrélés à l'épaisseur de la couche nuageuse.

Cependant, une certaine dispersion des flux et effets 3D à la surface reste inexplicée par la couverture nuageuse et l'épaisseur de la couche nuageuse. Les caractéristiques nuageuses qui pourraient impacter les effets 3D sont multiples, et leur effet apparait dans tous les cas de second ordre par rapport au rôle majeur de la couverture nuageuse, et mineur de l'épaisseur de la couche nuageuse. Etant donné la difficulté d'extraire de l'information détaillée des nombreuses scènes étudiées jusqu'ici, deux solutions s'offrent à nous : i/ pousser plus loin l'étude statistique à l'aide d'outils plus élaborés ou ii/ tenter une nouvelle approche plus directe pour isoler l'impact d'une caractéristique donnée. La première piste n'a pas été empruntée ici, mais des outils statistiques seront bien mis en oeuvre pour étudier cette question au chapitre suivant. Ainsi, dans la suite, le champ d'eau 3D d'une scène nuageuse typique est modifié de façon à perturber une seule caractéristique à la fois : hétérogénéité horizontale, étendue horizontale, orientation de la scène par rapport au soleil. Le choix qui est fait ici est donc de privilégier une stratégie permettant de tester directement des hypothèses, émises à la lueur de la littérature.

### 6.3 Manipulation d'un champ nuageux pour isoler l'impact de certaines caractéristiques en milieu complexe

L'étude de [BENNER et EVANS \[2001\]](#) met en évidence l'importance de l'aire des bords nuageux pour les effets radiatifs 3D des cumulus. Au paragraphe précédent, les effets radiatifs de toutes les scènes nuageuses ont été reliés à la couverture nuageuse et à l'épaisseur de la couche nuageuse, ce qui est cohérent avec les résultats de [BENNER et EVANS \[2001\]](#) : pour un nuage isolé et isotrope, l'aire de l'interface nuage – ciel clair augmente avec la couverture nuageuse (soit, avec la taille de l'unique nuage) et avec l'étendue verticale du nuage. Ces deux propriétés sont potentiellement disponibles dans les modèles qui diagnostiquent la fraction condensée de chaque maille ; la couverture totale peut être retrouvée à partir d'hypothèses sur le recouvrement vertical des mailles (voir chapitre suivant) et l'épaisseur de la couche nuageuse est connue. Des propriétés plus subtiles et complexes, comme l'hétérogénéité horizontale du contenu en eau liquide condensée dans chaque couche, ou la densité surfacique en nombre de nuages, peuvent également impacter les effets 3D, et ne sont pas toujours disponibles dans les modèles. Ces caractéristiques ne sont pas ressorties de l'analyse précédente, soit car leur impact est faible, soit car elles ne varient pas beaucoup dans l'échantillon de scènes étudiées. L'objectif de cette section est d'évaluer l'impact isolé de ces caractéristiques sur les effets 3D, tout en conservant la complexité et le réalisme des champs nuageux étudiés ; non seulement pour mieux comprendre les effets 3D, mais également pour pouvoir mieux contraindre leur représentation au chapitre suivant.

#### 6.3.1 Hétérogénéité du champ nuageux

Afin d'isoler l'impact de l'hétérogénéité horizontale de l'eau liquide sur le rayonnement, et en particulier sur le transport horizontal, deux champs synthétiques sont construits à partir d'une

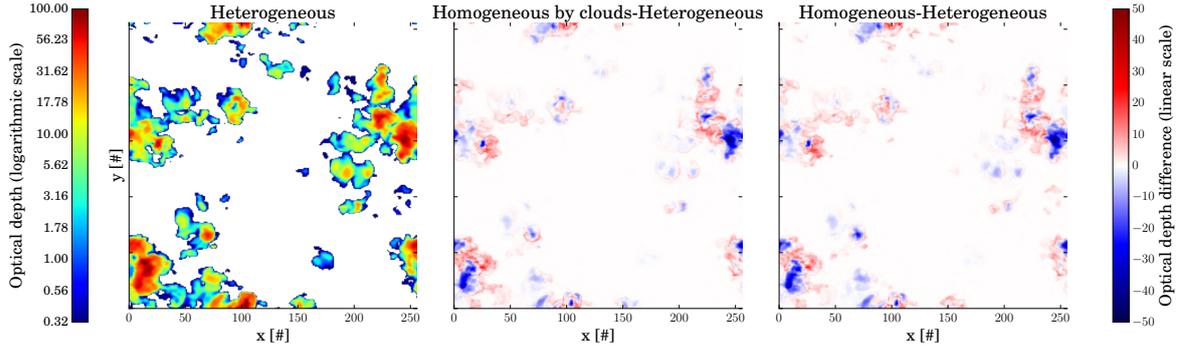


Figure 6.7 – Cartes des épaisseurs optiques verticales dans chaque colonne des trois champs nuageux, hétérogène (sortie d’origine de la LES, gauche), différence entre homogène par nuage et hétérogène (centre), et différence entre homogène et hétérogène (droite).

sortie de simulation LES. La huitième heure de simulation de ARMCu à 6.4 km de côté et 25m de résolution est utilisée pour cette expérience. Les champs synthétiques sont identiques en tout point au champ d’origine, à l’exception du champ d’eau liquide. VÁRNASI et DAVIES [1999] ont démontré que l’hétérogénéité horizontale du coefficient d’extinction (proportionnel au contenu en eau liquide ici car la distribution de taille de gouttes est constante dans le champ nuageux) a moins d’impact que l’hétérogénéité géométrique des sommets des nuages. Afin de vérifier cette hypothèse, une autre expérience permettant de modifier la géométrie des nuages sans perturber le contenu intégré d’eau liquide devra être effectuée dans des travaux ultérieurs.

### 6.3.1.1 Description de l’hétérogénéité horizontale de l’eau liquide dans les champs étudiés

Le premier champ synthétique “homogène” est construit en remplaçant le rapport de mélange en eau liquide du champ “original” par le rapport de mélange en eau liquide moyenné horizontalement, sur l’ensemble des mailles nuageuses, à chaque niveau vertical. Le second champ synthétique “homogène par nuage” est construit en remplaçant, dans chaque nuage, le rapport de mélange en eau liquide du champ “original” par le rapport de mélange en eau liquide moyenné horizontalement, sur les mailles nuageuses de ce nuage uniquement, à chaque niveau vertical.

La Figure 6.7 présente une carte d’épaisseurs optiques verticales pour le champ de référence et des cartes de différences d’épaisseurs optiques pour les deux autres champs. À gauche, le champ hétérogène original présente de fortes variabilités intra nuageuse avec des épaisseurs optiques maximales aux centres et plus faibles aux bords. Au milieu et à droite, la différence d’épaisseur optique est environ la même pour les deux expériences, avec des coeurs de nuages moins épais (jusqu’à -47) et des bords plus épais (jusqu’à 30). Les champs “homogène par nuage” et “homogène” sont plus lisses : seule la variabilité de l’épaisseur géométrique des nuages explique la variabilité horizontale de l’épaisseur optique.

La Figure 6.8 présente les profils d’hétérogénéité pour les trois champs, original et synthétiques. L’hétérogénéité est calculée à chaque niveau vertical comme l’écart type horizontal du rapport de mélange en eau liquide  $\sigma^c(rc)$  (calculé uniquement sur les mailles nuageuses), divisé par la moyenne horizontale du rapport de mélange en eau liquide  $\bar{rc}^c$ , également calculé sur les mailles nuageuses uniquement :

$$f_{sd} = \frac{\sigma^c(rc)}{\bar{rc}^c} \quad (6.1)$$

Pour le profil “original”, l’hétérogénéité est autour de 60 à 80%, un intervalle de valeurs en accord avec la littérature [SHONK et collab., 2010]. Pour le champ “homogène”, l’hétérogénéité

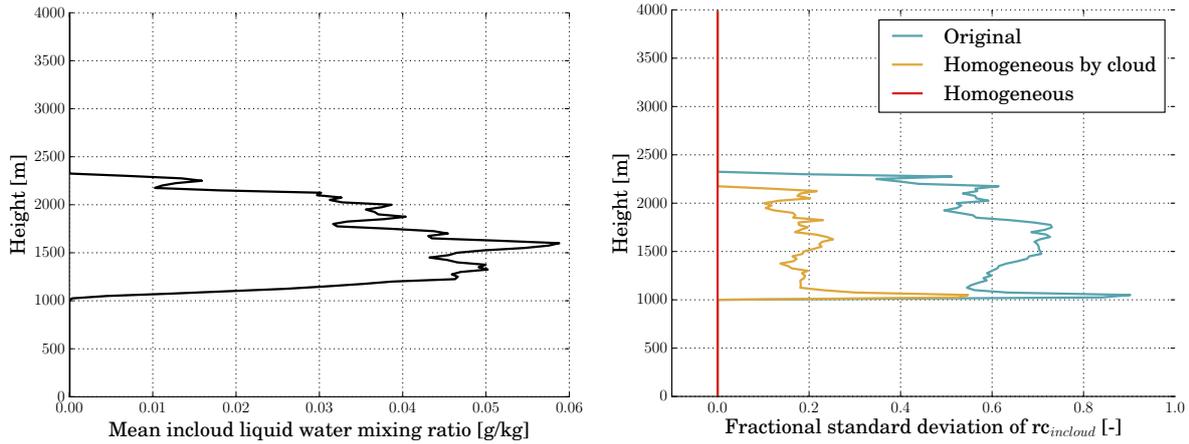


Figure 6.8 – Gauche : profil vertical de l’eau liquide nuageuse moyennée horizontalement sur les mailles nuageuse, inchangé entre les trois champs étudiés. Droite : profil vertical de l’écart type normalisé de l’eau liquide nuageuse diagnostiqué dans un champ original (ARMCu 8ème heure), dans un champ artificiellement homogénéisé à chaque niveau vertical (homogène, pas de variabilité horizontale intra ou inter nuageuse), et dans un champ artificiellement homogénéisé à chaque niveau vertical et pour chaque nuage (homogène par nuage, pas de variabilité horizontale intra nuageuse).

à chaque niveau est nulle : toutes les mailles nuageuses contiennent le même rapport de mélange en eau liquide. Pour le champ “homogène par nuage”, l’hétérogénéité est intermédiaire, autour de 20%. Un pic de l’hétérogénéité relative est présent à la base du nuage, où le contenu en eau liquide moyen (au dénominateur de la grandeur représentée) est encore faible; puis un deuxième pic apparaît vers le milieu de la couche nuageuse où le contenu en eau est le plus important. C’est à ce niveau que la plus grande variabilité de contenu en eau est observée. Plus bas dans le nuage, peu de mélange avec l’environnement a eu lieu, en accord avec l’analyse des profils verticaux présentés en Figure 5.9 à la section 5.3, ce qui peut expliquer une plus faible variabilité de l’eau liquide nuageuse dans les premières couches.

Entre les différents nuages de la scène, assez peu de variabilité de la  $fsd$  est observée, de l’ordre de 25% (non montré). Chaque nuage a une valeur de  $fsd$  proche de la valeur totale de la scène. La variabilité horizontale de l’eau liquide nuageuse de la scène dans sa totalité est donc expliquée par la variabilité intra-nuageuse plutôt qu’inter-nuageuse : chaque nuage capture un fort degré de variabilité horizontale, en particulier les nuages les plus développés verticalement. Dans la suite, on s’intéresse à l’impact de cette variabilité horizontale intra-nuageuse, ainsi que de la variabilité horizontale totale, sur le rayonnement solaire incident en surface.

### 6.3.1.2 Effet radiatif de l’hétérogénéité horizontale en eau liquide nuageuse

Pour chaque scène, des calculs sont effectués par Monte Carlo pour différentes valeurs d’angles solaires zénithaux, en 1D et en 3D. La Figure 6.9 présente les flux solaires incidents en surface (total, direct et diffus) calculés par Monte Carlo 3D ( $10^5$  réalisations par calcul). L’hétérogénéité a assez peu d’impact sur les flux totaux, directs et diffus. La différence est toutefois plus importante entre les champs hétérogène et homogène par nuage, qu’entre les champs homogène par nuage et homogène. La part de variabilité horizontale ayant le plus d’impact sur le rayonnement est donc la variabilité intra nuageuse. Les nuages artificiellement homogénéisés ont tendance à transmettre moins de flux que les nuages hétérogènes. En effet, l’homogénéisation a tendance à lisser les épaisseurs optiques nuageuses: les coeurs de nuages restent optiquement épais (en partie grâce à leur épaisseur géométrique), tandis que les bords deviennent plus épais et donc plus réfléchissants, ce qui conduit à une diminution du flux direct, une augmentation du diffus, et une faible diminution du flux total. En effet, la transmissivité n’est pas une fonction linéaire de l’épaisseur optique. La transmissivité

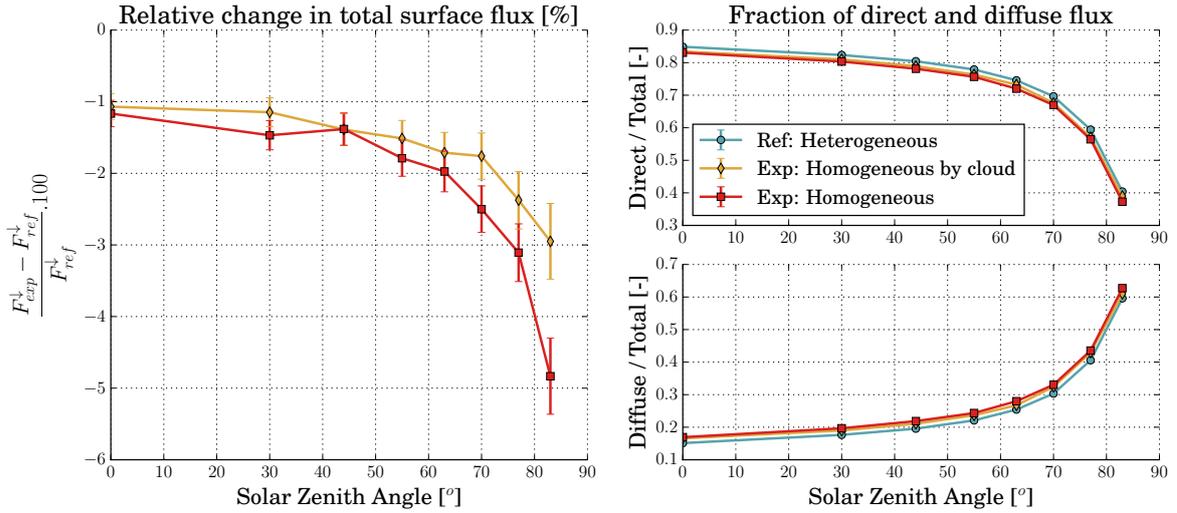


Figure 6.9 – Flux solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l’angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : hétérogène, homogène par nuage et homogène. A gauche : différence entre les flux calculés dans le champ “hétérogène” et dans les champs “homogène” et “homogène par nuage” ; à droite : en haut, la proportion de flux direct en surface pour les trois cas, en bas, la proportion de flux diffus en surface pour les trois cas. Le flux total dans le champ de référence décroît de  $1280 \text{ W.m}^{-2}$  à  $100 \text{ W.m}^{-2}$  quand l’angle solaire zénithal augmente.

moyenne d’un champ hétérogène n’est pas égale à la transmissivité d’un champ hétérogène moyenné.

On s’intéresse spécifiquement à l’effet de l’hétérogénéité nuageuse sur le transport horizontal. D’après la littérature, par exemple [VÁRNAI et DAVIES \[1999\]](#), l’énergie radiative a tendance à être transportée horizontalement, des zones optiquement épaisses vers les zones optiquement faibles, par lesquelles elle est plus facilement transmise jusqu’à la surface. Les effets 3D à la surface devraient donc être moins importants pour un champ homogène. La Figure 6.10 présente pour chaque cas la différence entre flux 3D et 1D en surface, en fonction de l’angle solaire zénithal. Les effets 3D décrits à la section précédente sont présents pour les trois champs (augmentation du flux transmis diffus aux angles solaires proches du zénith grâce aux effets de fuite et de piégeage, diminution du flux direct transmis aux angles solaires proches de l’horizon grâce aux effets d’interception par les bords). L’écart sur les effets 3D calculés dans les différents champs est quasiment nulle au sens des incertitudes statistiques qui accompagnent les calculs Monte Carlo effectués ici.

**Finalement**, l’hétérogénéité horizontale de contenu en eau liquide des champs de cumulus, à l’échelle résolue (ici 25 m) a un impact modéré sur le flux total transmis en surface (l’homogénéité diminue la transmission de un à cinq pour cent) ; cet effet n’est pas dû à une modification des effets radiatifs 3D des cumulus. D’après les résultats de la section précédente, l’impact de l’hétérogénéité au sens de la fraction surfacique couverte par les nuages, et de l’hétérogénéité géométrique des nuages, domine l’impact de l’hétérogénéité sur les effets 3D.

### 6.3.2 Étendue horizontale des nuages

Pour un même profil moyen d’eau liquide, il existe une infinité de façon de répartir l’eau liquide dans la colonne : entre un unique nuage très volumineux ou un grand nombre de nuages plus petits, la longueur de l’interface entre ciel clair et nuages, suspectée de dominer les effets 3D, varie énormément. Dans cette section, l’effet de la longueur de cette interface, à fraction couverte égale, est étudié. Pour cela, le champ LES utilisé dans la section précédente

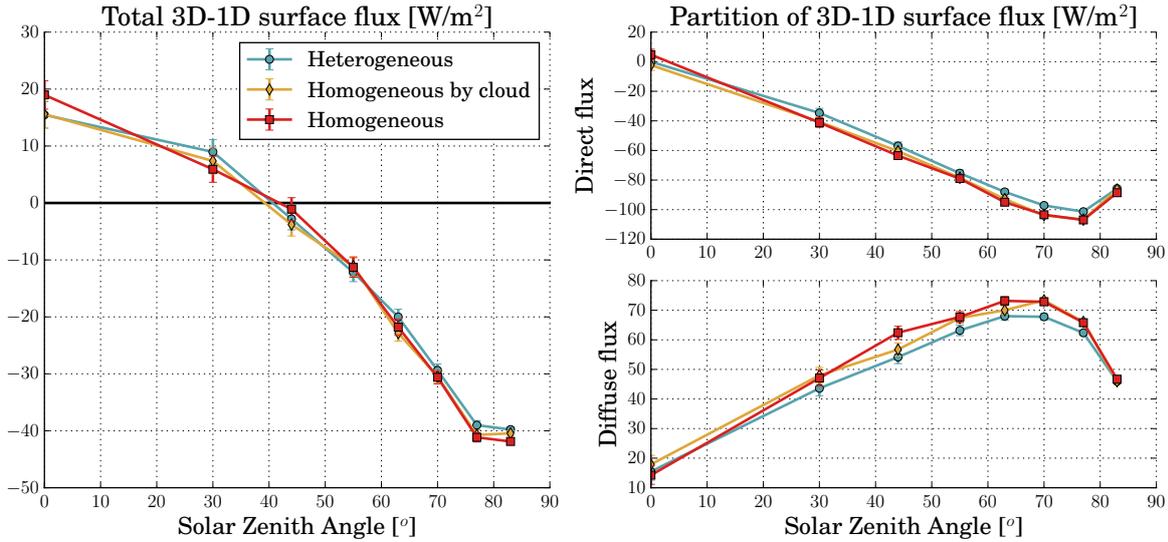


Figure 6.10 – Différence entre les flux 3D et 1D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l’angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : “hétérogène”, “homogène par nuage” et “homogène”. A gauche : effets 3D sur le flux total incident en surface ; à droite : effets 3D sur les flux direct (en haut) et diffus (en bas).

(ARMCu 8ème heure), est modifié de façon à modifier le rapport d’aspect des nuages, qui caractérise le rapport d’épaisseur sur étendue horizontale : l’épaisseur est conservée mais l’étendue horizontale est augmentée.

### 6.3.2.1 Description des étendues horizontales des nuages dans les champs étudiés

Afin de modifier artificiellement l’étendue horizontale des nuages et de l’espace de ciel clair entre les nuages, la dimension des mailles du champ original est doublée dans les deux directions horizontales. Le reste du champ nuageux est inchangé. L’épaisseur optique verticale ainsi que la fraction surfacique nuageuse sont préservées par cette modification, ainsi que les profils verticaux moyens de contenu en eau liquide, et d’hétérogénéité (voir Figure 6.11).

La Figure 6.12 présente les profils de densité surfacique de périmètres nuageux, matérialisant l’interface ciel clair–nuages, pour les deux champs “original” et “double”. Le périmètre total est calculé à chaque niveau comme la somme pour tous les nuages présents à ce niveau, des périmètres des cercles de même aire que chacun des nuages :

$$P_i = 2\sqrt{\pi\Delta x\Delta yN_{c,i}}$$

où  $P_i$  est le périmètre d’un nuage à un niveau donné ( $P$  est la somme des périmètres des différents nuages au niveau donné),  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont les étendues horizontales d’une maille (l’aire totale du domaine est  $A$ ), et  $N_{c,i}$  est le nombre de mailles nuageuses appartenant au nuage au niveau en question. Afin d’estimer ce périmètre plus précisément, d’autres approximations de forme (par exemple, elliptique plutôt que circulaire comme le préconisent SCHÄFER et collab. [2016]) peuvent être appliquées ; ou encore la longueur de l’interface entre les mailles nuageuses et claires aux bords du nuage peut être diagnostiquée directement (mais devrait être pondérée pour tenir compte des effets de lissage radiatif ; MARSHAK et collab. [1995]). L’approximation circulaire étant la plus simple, c’est celle qui est utilisée ici ; elle tend à sous-estimer la longueur de l’interface entre nuages et ciel clair par rapport à d’autres estimations.

Dans le champ original, la densité de périmètre nuageux  $p = P/A$  est au maximum autour de 678 mètres par kilomètre carré, à une altitude de 1125 mètres. Dans le champ doublé, la

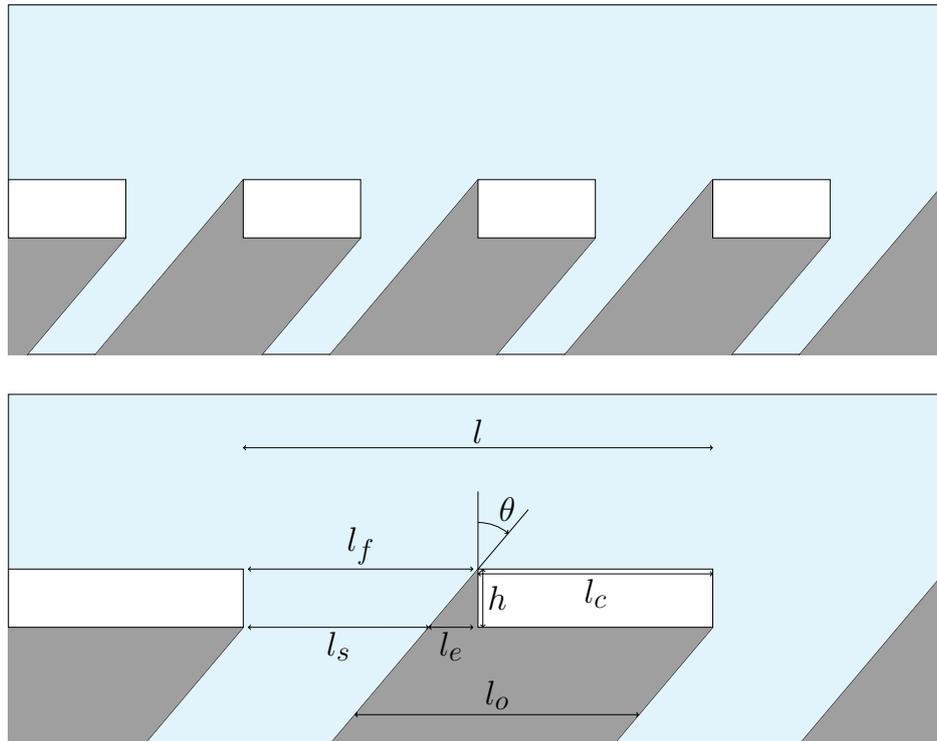


Figure 6.11 – Schéma descriptif des effets radiatifs solaires 3D sur le flux direct, pour des champs de nuages idéalisés de taille originale (en haut), et doublée (en bas). Ce schéma illustre l'expérience réalisée dans cette section. Le rayonnement est incident au sommet du domaine avec un angle zénithal  $\theta$  et est intercepté par des nuages de hauteur  $h$  et de longueur équivalente  $l_c$ , séparés par une distance  $l_f$ .  $l$  est défini tel que  $l = l_c + l_f$ . La longueur équivalente de l'ombre portée des nuages est  $l_o$ , la longueur équivalente de la zone de ciel clair séparant deux ombres est  $l_s$ .  $l_o$  est la somme de la contribution de l'ombre portée par le sommet du nuage, de longueur équivalente  $l_c$ , et de l'ombre portée par le bord du nuage, de longueur équivalente  $l_e$ . Les longueurs équivalentes sont des mesures 1D de grandeurs potentiellement mesurées dans des espaces de plus grande dimension.

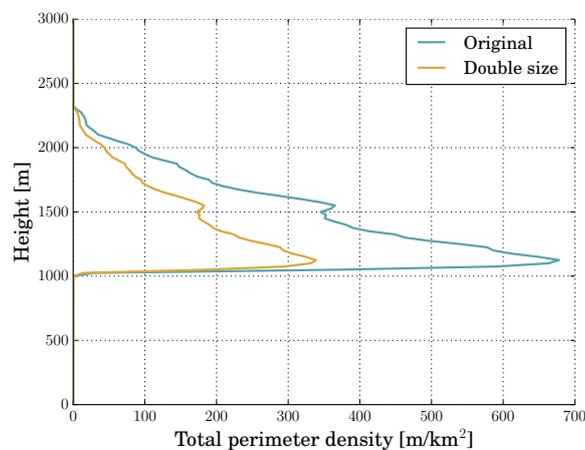


Figure 6.12 – Densité de périmètre nuageux  $p$ , pour le champ original et pour un champ artificiellement étiré selon ses deux dimensions horizontales.

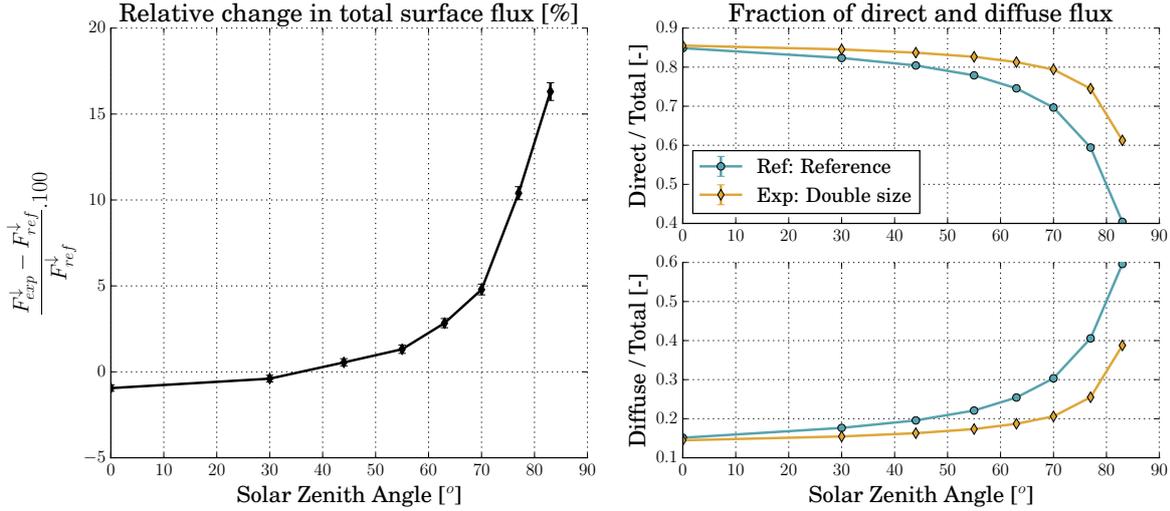


Figure 6.13 – Flux solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l’angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : original et double. A gauche : différence entre les flux calculés dans le champ “original” et dans le champ “double” ; à droite : en haut, la proportion de flux direct en surface pour les deux cas, en bas, la proportion de flux diffus en surface pour les deux cas. Le flux total dans le champ de référence décroît de  $1280 \text{ W.m}^{-2}$  à  $100 \text{ W.m}^{-2}$  quand l’angle solaire zénithal augmente.

densité de périmètre  $p'$  diminue de moitié soient environ 339 mètres par kilomètres carré, à la même altitude. En effet, en doublant  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , on obtient :

$$p' = \frac{2\sqrt{\pi N_c}(2 \times \Delta x) \times (2 \times \Delta y)}{N(2 \times \Delta x) \times (2 \times \Delta y)} = \frac{1}{2} \times \frac{2\sqrt{\pi N_c} \Delta x \Delta y}{N \Delta x \Delta y} = \frac{1}{2} \times p \quad (6.2)$$

et ce à chaque niveau vertical. A couverture nuageuse équivalente, une plus grande densité de périmètre nuageux correspond à une plus longue interface entre nuages et ciel clair ; autrement dit, plus de bords de nuages. L’impact de ce changement sur le rayonnement est l’objet du paragraphe suivant.

### 6.3.2.2 Effet radiatif du diamètre équivalente des nuages

De nouveaux calculs ont été réalisés, à l’aide du même code Monte Carlo. Pour les deux champs (“original” et “double”), un calcul intégrant  $10^5$  réalisations a été effectué à différents angles solaires, en 1D et en 3D. Le flux solaire 3D incident en surface, ainsi que ses composantes directe et diffuse, est présenté en Figure 6.13.

La différence relative entre le flux total en surface sous le champ original et sous le champ doublé est relativement faible au zénith (moins d’un pour cent) mais mène à une différence absolue d’environ  $-12 \text{ W.m}^{-2}$ . La différence relative est modérée (16%) à l’horizon et mène à un écart absolu autour de  $16 \text{ W.m}^{-2}$  pour un angle solaire de  $83^\circ$ . La décomposition des flux en direct et diffus est modifiée de façon significative à l’horizon. Lorsque les nuages et l’espace qui les sépare sont plus petits (dans le champ original), une plus grande partie du flux total est diffuse, et la différence s’accroît lorsque le soleil s’approche de l’horizon. Cet effet d’angle traduit le fait que le flux direct est intercepté par les bords des nuages lorsque le soleil s’éloigne du zénith, comme illustré sur le schéma présenté en Figure 6.11 où la part d’ombre  $l_e$  due aux bords de nuages dépend de la tangente de l’angle solaire. Pour une géométrie simplifiée telle que celle représentée sur la Figure 6.11, la proportion d’ombre à la surface  $l_o/l$  peut être dérivée à l’aide de considérations trigonométriques :

$$\frac{l_o}{l} = \min\left(1, \frac{l_c}{l} + \frac{h}{l} \tan \theta\right) \quad (6.3)$$

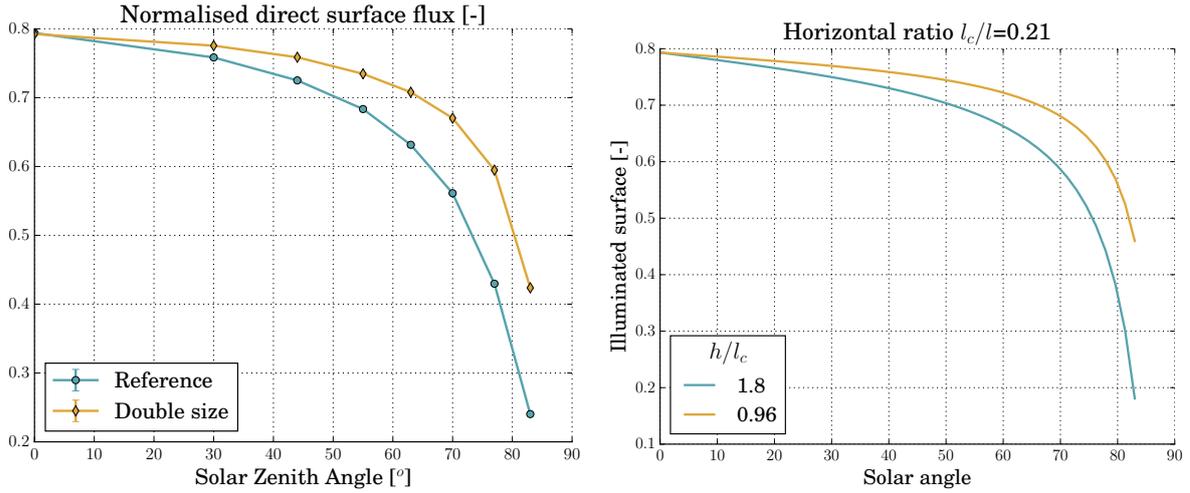


Figure 6.14 – A gauche : flux direct incident en surface, calculé en 3D par Monte Carlo, dans le champ original et dont l’extension horizontale des mailles a été artificiellement doublée, normalisé par le flux solaire incident au sommet de l’atmosphère (et pas par le flux incident en surface comme sur la Figure 6.13). A droite : proportion de la surface non ombragée d’après le modèle simplifié décrit dans le texte (équation (6.3)), où les paramètres nuageux (rapport d’aspect horizontal et vertical) ont été ajustés pour reproduire les calculs Monte Carlo présentés à gauche.

car  $l_e = h \tan \theta$  est l’ombre portée par les bords et  $l_o = l_c + l_e$ . Cette fonction dépend de l’angle solaire zénithal  $\theta$ , de l’épaisseur de la couche nuageuse  $h$ , de l’étendue horizontale du nuage  $l_c$ , et de la distance horizontale séparant le nuage de son plus proche voisin dans la direction opposée au soleil,  $l_f$ , avec  $l = l_c + l_f$ . Lorsque le soleil est au zénith, la proportion d’ombre correspond à la proportion de surface couverte par des nuages (l’ombre portée par les sommets des nuages). La Figure 6.14-gauche présente le flux solaire direct incident en surface, normalisé par le flux incident au sommet de l’atmosphère. La figure de droite présente l’évolution du complément à 1 de la fonction donnée par (6.3), c’est-à-dire, la proportion de la surface qui n’est pas couverte par des ombres. Pour tracer ces courbes, les paramètres de la fonction ont été ajustés à partir de la proportion de flux direct incidente en surface simulée aux différents angles dans les champs original et doublé :  $l_c/l$  est obtenu à partir du flux direct à  $\theta = 0$  (ce paramètre ne dépendant pas du rapport d’aspect des nuages, il est le même dans les deux champs) ;  $h/l$  est obtenu à l’aide du flux direct incident aux autres valeurs de  $\theta$ . Ce modèle, bien que très simplifié, permet de reproduire la décroissance du flux direct incident en surface lorsque l’angle solaire augmente, ainsi que l’impact sur le flux direct du rapport d’aspect moyen des nuages (du simple au double entre les deux courbes).

La couverture nuageuse à la 8ème heure de la simulation ARMCu a été diagnostiquée au Chapitre 5 autour de 0.25. La valeur déterminée ici en inversant la relation (6.3) pour  $\theta = 0$  et en utilisant la proportion de flux direct estimée par Monte Carlo est plutôt autour de 0.21. Cela souligne la transparence des nuages les plus optiquement fins : certaines colonnes diagnostiquées comme nuageuses au Chapitre 5 ne sont pas suffisamment optiquement épaisses pour diffuser le rayonnement solaire, qui a ainsi atteint la surface et a contribué au flux direct incident dans la simulation Monte Carlo. L’équation (6.3) ne prend pas en compte l’épaisseur optique des nuages. Si seules les colonnes du champ 3D dont l’épaisseur optique verticale est supérieure à un sont considérées comme nuageuses, plutôt que toutes celles contenant de l’eau liquide, on obtient une couverture nuageuse de 0.2 au lieu de 0.25, plus proche donc de la valeur de 0.21 inférée à l’aide du modèle géométrique (6.3).

Le rapport d’aspect des nuages du champ a également été diagnostiqué au Chapitre 5, et présente une forte variabilité, de moyenne 1.1 et d’écart type 0.5. Ce rapport d’aspect est plus faible que celui diagnostiqué à l’aide de l’analyse du flux direct incident en surface, et compense ainsi la surestimation du flux direct arrivant en surface lorsque les simplifications

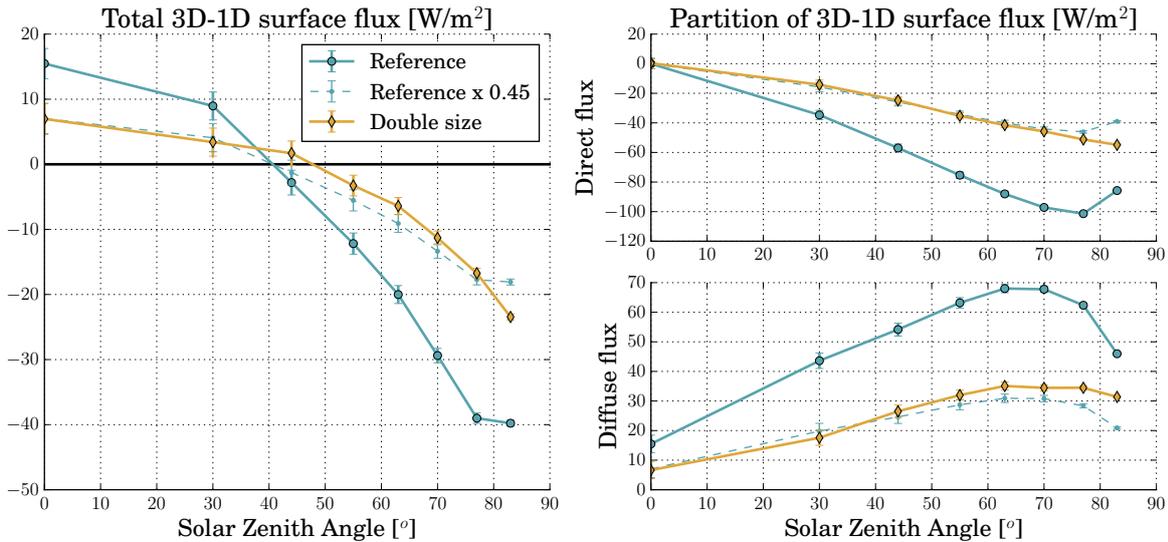


Figure 6.15 – Différence entre les flux 3D et 1D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l’angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : “original” et “double”. A gauche : effets 3D sur le flux total incident en surface ; à droite : effets 3D sur les flux direct (en haut) et diffus (en bas).

sous-jacentes à l’équation (6.3) sont utilisées, à savoir : les nuages sont répartis horizontalement de façon régulière, ils ont tous la même forme, la même taille et la même orientation, et leurs bases sont toutes à la même hauteur.

La comparaison des courbes à droite et à gauche de la Figure 6.14 permet de jauger l’impact de telles hypothèses sur une estimation du flux direct incident en surface : pour obtenir une évolution comparable des flux directs en surface, le milieu régulier équivalent le plus proche du milieu hétérogène complexe étudié ici est formé de nuages plus hauts que longs ( $h/l_c$  est surestimé). Cela peut être le signe que les nuages les plus épais sont déterminants par rapport aux nuages de faible rapport d’aspect qui tirent la moyenne diagnostiquée dans le champ réel vers le bas.

Dans le paradigme 1D cependant, l’étendue horizontale des nuages et des zones de ciel clair n’a aucun impact sur les flux, qui ne sont pas propagés selon l’angle solaire zénithal mais verticalement dans chaque colonne (le rapport d’aspect des nuages est nul). Ainsi, seuls les sommets de nuages interceptent le rayonnement. La Figure 6.15 présente l’écart entre deux simulations Monte Carlo, 1D et 3D, pour les deux champs original et doublé, en fonction de l’angle solaire zénithal.

Les effets 3D sur le champ original sont bien sûr les mêmes qu’à la section précédente. Cependant ici une différence très nette entre les calculs effectués dans le champ original et doublé apparaît, mettant en évidence le rôle majeur des rapports d’aspects ou, de façon équivalente, de la longueur de l’interface ciel clair–nuages sur le transport horizontal. Lorsque le rapport d’aspect des nuages est doublé, les effets 3D sont fortement diminués, par exemple le flux direct est réduit à presque exactement 45% de sa valeur originale, pour tous les angles solaires. Les effets 3D, positifs pour des angles solaires faibles et négatifs aux grands angles, s’annulent pour une position solaire particulière, autour de 40 degrés pour le champ original, et proche de 50 pour le champ doublé. Le fait que cet écart s’annule sur le flux total signifie que les effets 3D sur les composantes directe et diffuse (qui eux ne sont jamais nuls) se compensent parfaitement : l’excès de flux direct incident en surface en 1D (i.e. le flux qui n’a pas été intercepté par les bords de nuages) est égal au déficit de flux diffus.

Le lien entre transport horizontal et décomposition des flux direct et diffus est ainsi démontré en géométrie complexe : si la Figure 6.15 présente un impact modéré de l’étendue

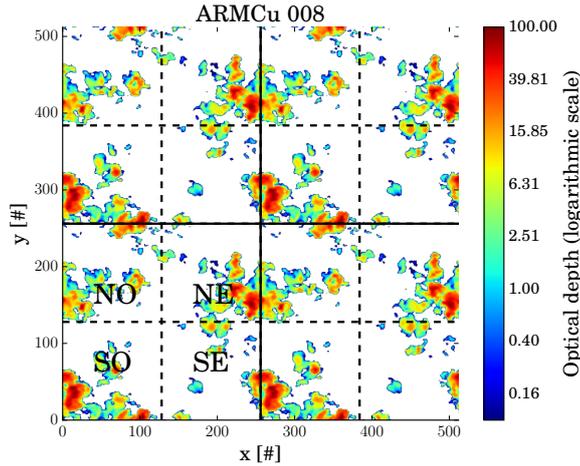


Figure 6.16 – Carte des épaisseurs optiques verticales du champ de cumulus étudié dans cette section, répétées deux fois dans chaque direction horizontale. Les milieux d’origine sont délimités par les lignes solides. Les quatre régions nord-ouest (NO), nord-est (NE), sud-ouest (SO) et sud-est (SE) sont identifiées dans le domaine en bas à gauche de la carte et séparés par des lignes pointillées.

des nuages (donc, du transport horizontal) sur les flux totaux transmis en surface, l’impact sur les composantes directe et diffuse est remarquable. Les flux directs et diffus semblent donc pouvoir être utilisés comme marqueurs de la présence d’effets radiatifs 3D.

### 6.3.3 Orientation de la scène nuageuse par rapport au soleil

Dans les calculs précédents, l’angle solaire zénithal, ainsi qu’une caractéristique donnée du champ nuageux, variaient, tandis que l’angle azimutal était nul (le soleil vient de l’est). Dans cette section, l’effet de l’orientation de la scène nuageuse par rapport au soleil est étudiée. En effet, dans les résolutions approchées du transfert radiatif, les champs nuageux sont considérés isotropes : le résultat du transfert est le même indépendamment de l’azimut. [HINKELMAN et collab. \[2007\]](#) démontrent à partir de champs de cumulus artificiellement étirés que le degré d’anisotropie affecte les flux moyennés horizontalement. Ici, le champ de cumulus (ARMCu 8e heure) ne sera pas modifié artificiellement mais l’effet de son orientation par rapport au soleil sur les effets 3D sera évalué et comparé à celui évalué dans une autre scène nuageuse de type ruelle de nuages, dont l’anisotropie est plus importante.

#### 6.3.3.1 Impact de l’orientation d’une scène de cumulus

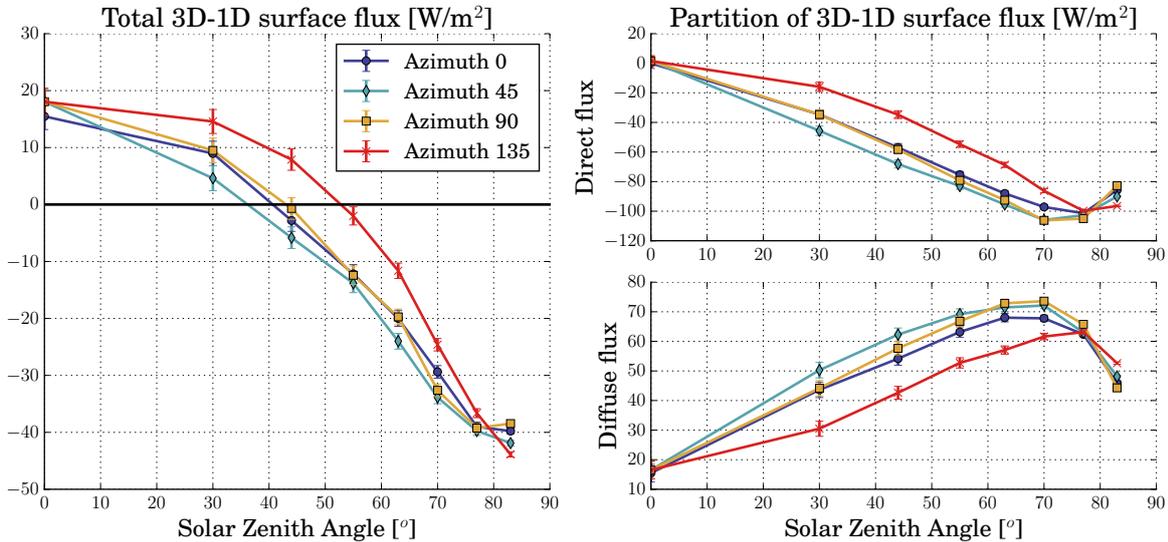
Les cumulus du champ de cumulus étudié ici ne présentent pas d’organisation particulière à première vue. La Figure 6.16 présente une carte d’épaisseurs optiques verticales calculées à partir du champ 3D d’eau liquide, dupliquée dans les directions  $x$  et  $y$  afin de visualiser le domaine nuageux périodique (suivant les conditions de bords cycliques des simulations LES et Monte Carlo).

Les nuages semblent aléatoirement répartis dans le champ, sans direction privilégiée. Une rapide analyse des différentes régions du champ original est menée : le domaine de 6.4 km de côté est découpé en quatre régions, nord-est (NE), nord-ouest (NO), sud-est (SE), sud-ouest (SO). La Table 6.3 donne pour les quatre régions la couverture nuageuse, le nombre de nuages identifiés dans la zone, et la taille équivalente des nuages calculée comme  $size = \sqrt{A_c/n_c}$  où  $A_c$  est l’aire couverte par les  $n_c$  nuages de la région.

Les disparités entre les différentes zones ne démontrent pas d’une organisation déterministe mais correspondent aux propriétés attendues pour des nuages distribués aléatoirement selon un bruit Brownien. Toutefois, le champ reste petit (6.4 km  $\times$  6.4 km), il est donc difficile de construire des statistiques fiables pour décrire l’organisation nuageuse. De plus,

Table 6.3 – Couverture nuageuse (gauche), nombre de nuages (milieu) et taille équivalente (droite) pour les différentes régions du champ de cumulus ARMCu 8e heure

Cover	West		East		Number	West		East		Size	West		East	
	West	East	West	East		West	East	West	East		West	East		
North	30.6%	27.8%	North	31	23	North	318m	352m						
South	30.3%	15.2%	South	16	17	South	441m	302m						


 Figure 6.17 – Différence entre les flux 1D et 3D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l’angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour le champ de cumulus, à différents angles azimutaux :  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et en moyenne sur  $[0,360]$  degrés.

la détermination des mécanismes qui régulent l’organisation des cumulus est une question ouverte [RASP et collab., 2019; STEVENS et collab., 2019b; TOMPKINS et SEMIE, 2017]. Il est possible que les simulations LES ne puissent pas reproduire une organisation observée du fait d’un trop petit domaine, de l’absence de rayonnement interactif [JAKUB et MAYER, 2017], d’une surface trop idéalisée ou encore des conditions cycliques qui interdisent l’instauration de gradients horizontaux à l’échelle du domaine.

Différentes simulations Monte Carlo ont été effectuées dans ce champ, à différents angles zénithaux et azimutaux. Les angles zénithaux varient comme pour les expériences précédentes. Les angles azimutaux ont été fixés pour quatre simulations, à des valeurs de 0, 45, 90 et 135 degrés. Un azimut de zéro correspond à la direction est vers ouest, un azimut de 90 correspond à une direction solaire sud vers nord. Les variations d’azimut par rapport à l’angle 0 provoquent peu de variations des flux transmis en surface, excepté pour la direction  $135^\circ$  qui modifie de 2 à -5% le flux transmis total en fonction de l’angle solaire (non montré). L’impact sur les composantes directe et diffuse est également faible.

Les effets 3D pour les différents angles sont présentés en Figure 6.17. Comme anticipé d’après le lien entre composantes directe et diffuse et effets 3D, les différences entre les simulations aux angles azimutaux variables sont également quasiment nulles, excepté pour l’angle  $135^\circ$  qui donne des effets 3D plus importants aux faibles angles solaires zénithaux et des effets moins importants aux angles solaires horizontaux. Les effets 3D s’annulent autour de  $50^\circ$  pour l’azimut  $135^\circ$  contre environ  $40^\circ$  pour les autres angles azimutaux. L’angle  $45^\circ$  modifie les effets 3D dans l’autre sens, et dans une moindre mesure. La couverture nuageuse effective vue depuis l’angle  $135^\circ$  doit être moins importante que pour les autres angles, diminuant ainsi les échanges horizontaux entre ciel clair et nuageux et donc les effets 3D moyens.

### 6.3.3.2 Impact de l'orientation d'une scène organisée

L'orientation d'une scène de cumulus a peu d'impact sur les flux incidents en surface. Cela est en partie dû au fait que les cumulus étudiés ici ne présentent pas de caractère organisé. Pourtant, d'autres types de nuages fréquemment observés forment des organisations particulières, en ruelles [ETLING et BROWN, 1993]. Les conditions de vent ainsi que le rayonnement sont responsables de la formation de telles organisations [JAKUB et MAYER, 2017]. En retour, cette organisation modifie le rayonnement incident en surface. Afin d'étudier ce phénomène, un champ de nuage issu d'une autre simulation LES est utilisé. La simulation en question a été effectuée dans le cadre d'un couplage dynamique de l'atmosphère avec un modèle d'éoliennes. JOULIN et collab. [2019] décrit cette simulation en détail. Le champ étudié ici correspond à une rangée de 8 éoliennes placées les unes derrière les autres selon  $y$ , au-dessus de l'océan. Un nuage se développe dans leur sillage. Le domaine fait 600 mètres de large (selon  $x$ ) sur 8 km de long (selon  $y$ ). Le champ original a été simulé sur un domaine de 830 mètres de haut, avec une résolution verticale variable entre 5 mètres dans les 200 premiers mètres puis croissante jusqu'à 20 mètres dans les plus hautes couches. Les nuages de ce champ sont très fins, plus proches d'un brouillard que des cumulus étudiés jusqu'ici. Afin de pouvoir comparer les effets radiatifs de ces nuages aux effets radiatifs des cumulus, le champ est artificiellement modifié : les mailles verticales sont étirées afin que la couche nuageuse s'étende sur environ 1 km de haut, et le contenu en eau liquide est augmenté afin que l'épaisseur optique maximale dans le champ soit autour de 100 comme pour le champ de cumulus étudié auparavant.

La Figure 6.18 présente différentes vues du champ d'eau liquide nuageuse modifiée. Les nuages couvrent environ 61% du domaine. Une zone de ciel clair est présente avant et après le nuage selon  $y$ , et à droite et à gauche, selon  $x$ . Contrairement à la scène de cumulus, la scène de ruelles apparaît extrêmement organisée. La Figure 6.19 présente l'évolution des flux incidents en surface avec l'angle zénithal, pour les mêmes valeurs d'angles azimutaux que précédemment.

Les différences de flux totaux pour les simulations à angles 0, 45 et 135 sont proches pour des angles zénithaux faibles, tandis que l'azimut de 90 degrés augmente le flux total jusqu'à 15% par rapport à l'angle 0. Cela s'explique par une plus grande quantité de flux solaire direct atteignant la surface lorsque le soleil est aligné avec le motif nuageux (les ruelles). A azimut nul, à partir d'un certain angle zénithal (autour de 60 degrés), tout le rayonnement direct est intercepté entre les ruelles (en  $x$ ) et transmis dans la zone claire derrière elles (en  $y$ ), d'où un flux direct constant autour de 20% du flux total transmis. Lorsque l'azimut est à 45 degrés ou à 135 degrés, le soleil n'est aligné ni avec les ruelles, ni avec les zones claires devant et derrière elles : une plus grande partie du rayonnement est interceptée lorsque l'angle zénithal augmente. La forte sensibilité des flux direct et diffus à l'orientation de la scène (à l'angle azimutal) signale le rôle important du transport horizontal dans les mécanismes radiatifs en jeu dans cette scène.

Les effets 3D pour les différents angles azimutaux présentent en effet une forte variabilité (Figure 6.20). L'erreur la plus faible correspond à la simulation avec azimut 90 degrés, c'est-à-dire lorsque le soleil est aligné avec les ruelles de nuage : les effets d'angles solaires sont minimisés par le fait qu'une partie du flux est transmis entre ces ruelles, autant en 1D qu'en 3D. Pour des angles azimutaux nul et diagonaux, les effets 3D sont importants : jusqu'à presque  $100 \text{ W.m}^{-2}$  lorsque l'angle solaire zénithal est entre 60 et 70 degrés. Les effets 3D sur les flux direct et diffus sont également très élevés, de l'ordre de 300 à  $400 \text{ W.m}^{-2}$ , près de 100% du flux total transmis autour de  $65^\circ$ .

Pour un champ peu organisé comme issus des simulations de cumulus présentées au Chapitre 5, l'orientation de la scène par rapport au soleil a un impact mineur sur les flux de surface, et sur le rôle du transport horizontal dans la propagation des flux. Ce n'est pas le cas pour des champs organisés en ruelle. Cette organisation est fréquente sur le globe. Si les flux sont calculés en 3D, il sera important de prendre en compte cette organisation. Les erreurs commises sur l'estimation des flux lorsque le transport horizontal est négligé varient

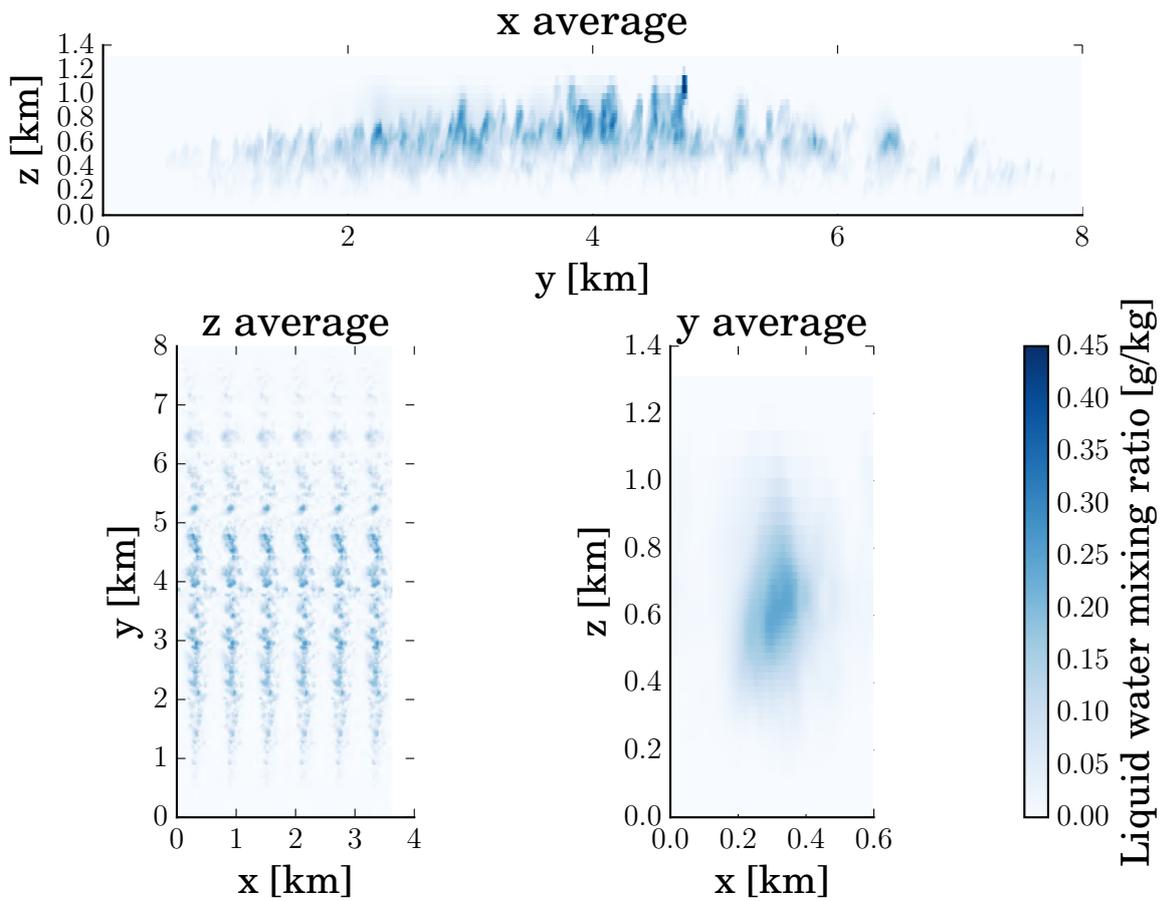


Figure 6.18 – Projections du champ d'eau liquide nuageuse pour la scène de ruelles selon les trois dimensions spatiales : en haut, le champ est moyenné selon l'axe des  $x$  et présenté selon  $(y, z)$ . En bas à gauche, le champ est moyenné selon  $z$ , et présenté selon  $(x, y)$ . Le champ est répété 6 fois à l'identique selon  $x$ . En bas à droite, le champ est moyenné selon  $y$ , et présenté selon  $(x, z)$ .

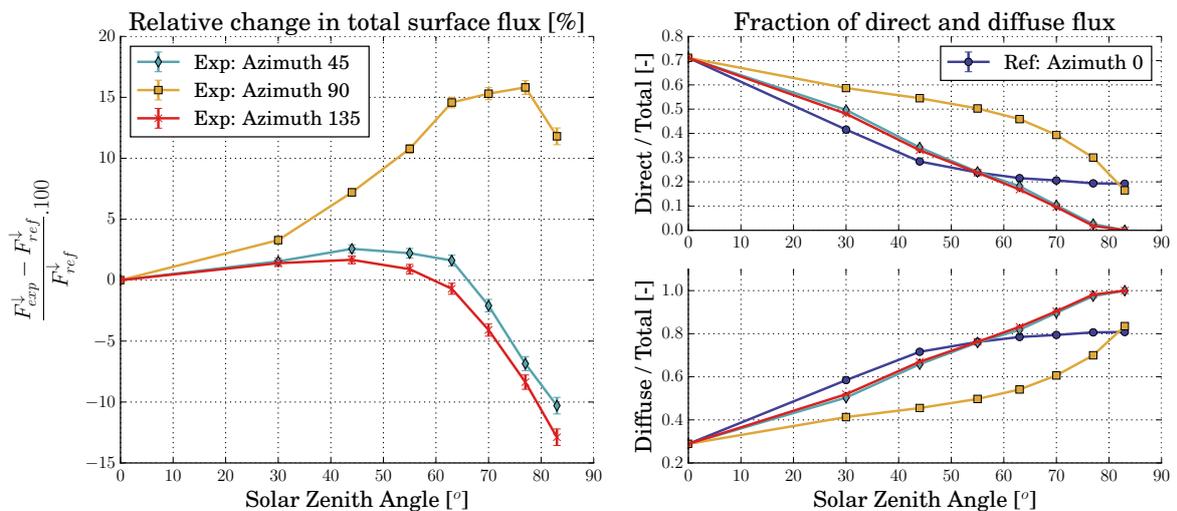


Figure 6.19 – Flux solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour le champ de ruelles de nuages, à différents angles azimutaux :  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et en moyenne sur  $[0,360]$  degrés.

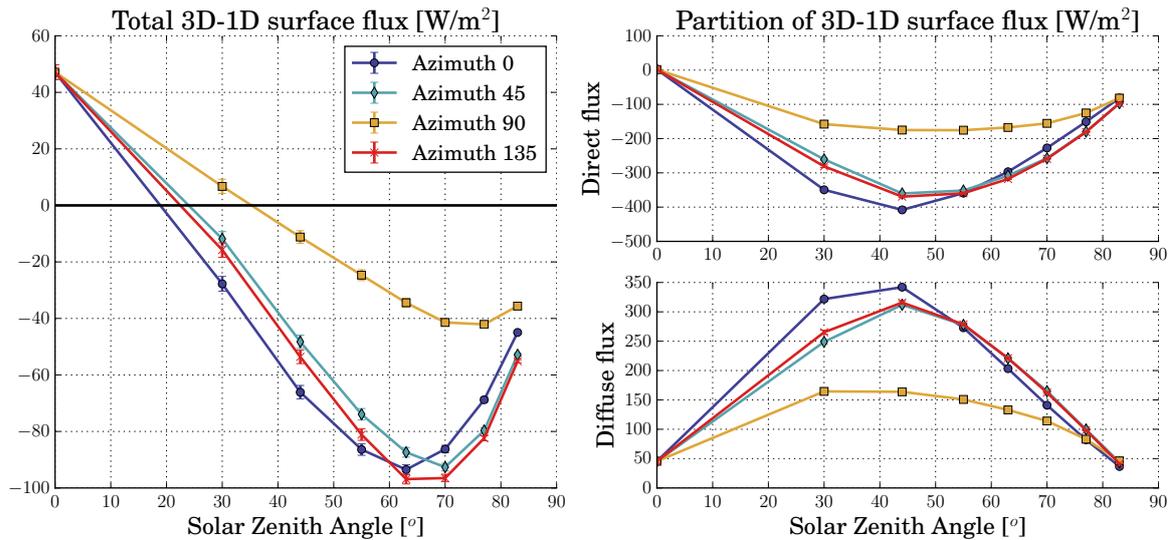


Figure 6.20 – Différence entre les flux 1D et 3D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l’angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire,  $10^5$  réalisations par calcul), pour le champ de ruelles de nuages, à différents angles azimutaux :  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et en moyenne sur  $[0,360]$  degrés.

avec le rapport d’aspect des nuages et leur orientation par rapport au soleil. Elles mènent à une sous-estimation du flux transmis pour de faibles angles solaires zénithaux, et à une surestimation pour de grands angles. Dans l’idée d’estimer l’impact moyen de ces effets 3D dans la section suivante les flux 3D et 1D sont calculés par Monte Carlo, en moyenne sur une journée : le soleil se déplace mais le champ nuageux reste inchangé. En réalité, les nuages évoluent avec les processus dynamiques, microphysiques et radiatifs qui les gouvernent, mais dans certaines régions, comme sur l’océan Atlantique dans la zone d’alizés, ou dans les zones de cold air outbreak, les caractéristiques nuageuses présentent un caractère stationnaire avec peu de variabilité diurne. En moyenne, au moins pour ces zones, l’approximation de nuages statiques paraît raisonnable. De plus, ces zones ont une importance certaine pour les processus atmosphériques de grande échelle et pour le climat [BONY et DUFRESNE, 2005], d’où l’importance de mieux caractériser leurs impacts radiatifs moyens.

## 6.4 Effets radiatifs nuageux en surface, intégrés sur une journée

De nouveaux calculs Monte Carlo sont effectués dans les champs étudiés dans les sections précédentes : le champ “original”, le champ “homogène” et le champ “double”. Les flux solaires sont intégrés sur une journée, au 21 septembre et 21 juin, et calculés à plusieurs latitudes, en 1D et en 3D. Plutôt que de présenter les flux bruts, ce sont les effets radiatifs nuageux (*Cloud Radiative Effect*, CRE) qui sont décrits ici. Le CRE est la contribution des nuages aux flux radiatifs. Il est défini comme la différence entre des flux calculés dans une atmosphère nuageuse (les effets de l’atmosphère sont pris en compte), et des flux calculés dans la même atmosphère, sans nuages. Le CRE est généralement différent d’un flux calculé dans le vide (seuls les nuages affectent le rayonnement) car la distribution angulaire du flux solaire est modulée par la diffusion de Rayleigh lorsque les gaz sont pris en compte (le flux direct est diminué donc l’interception du flux direct par les bords de nuages est diminuée donc les effets 3D sont diminués). Le CRE SW sur les flux de surface est négatif car les nuages réfléchissent une partie du rayonnement incident, qui aurait éclairé la surface en leur absence. La Figure 6.21 présente les CRE 3D sur les flux incidents en surface pour les différents champs, en moyenne au 21 septembre.

Un calcul est réalisé sans nuages et avec un même profil de gaz à toutes les latitudes (profils

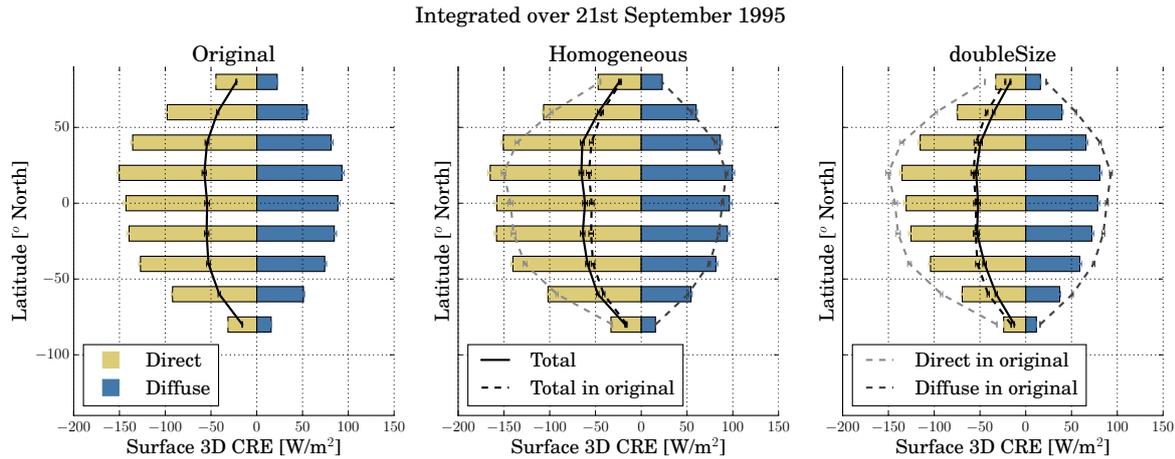


Figure 6.21 – Effet radiatif des nuages (CRE : calcul en ciel nuageux - calcul en ciel clair) calculés par Monte Carlo en 3D, intégrés sur la journée du 21 septembre 1995, aux différentes latitudes, dans les champs de cumulus d’origine, homogène et dont l’extension horizontale des mailles a été artificiellement doublée. Le CRE total est représenté par des courbes noires, le CRE direct par des barres jaunes et le CRE diffus par des barres bleues. Les valeurs dans le champ original sont reportées en lignes pointillées sur les figures des autres champs pour faciliter la comparaison.

Table 6.4 – CRE 3D en moyenne sur les différentes latitudes, ainsi que leurs écarts-types pour l’échantillon de 9 valeurs latitudinales.

Field	CRE Direct [ $W.m^{-2}$ ]	CRE Diffuse [ $W.m^{-2}$ ]	CRE Total [ $W.m^{-2}$ ]
Original	$-107 \pm 41$	$63 \pm 27$	$-44 \pm 14$
Homogeneous	$-119 \pm 47$	$68 \pm 20$	$-50 \pm 17$
doubleSize	$-90 \pm 39$	$51 \pm 25$	$-39 \pm 15$

moyens de la LES dans la couche limite, prolongé par le profil du champ de cumulus de l’I3RC jusqu’au sommet de l’atmosphère). Les différences de flux de surface entre les latitudes ne proviennent alors que des différences de flux horizontal incident au sommet de l’atmosphère, et de l’épaisseur optique effective traversée par les rayons plus ou moins obliques, en lien avec la dépendance de la course du soleil à la latitude. Les latitudes tropicales reçoivent en surface autour de  $600 W.m^{-2}$  à la surface avec une majorité de flux direct, tandis que les hautes latitudes reçoivent moins de  $60 W.m^{-2}$  avec une part plus équilibrée de direct et diffus. Dans le champ original, le CRE est compris entre  $-57$  et  $-16 W.m^{-2}$  aux différentes latitudes. Il est plus important sous le champ homogène, en particulier aux latitudes tropicales où les angles zénithaux atteignent des valeurs proches de zéro durant la journée. Les nuages homogènes interceptent plus de flux direct, jusqu’à  $19 W.m^{-2}$  de plus que les nuages hétérogènes. Ce déficit de flux direct en surface sous le champ homogène n’est pas compensé par l’excès de flux diffus (au maximum  $9 W.m^{-2}$ ) car une partie du flux diffusé est réfléchi et n’atteint donc pas la surface. Sous le champ de rapport d’aspect doublé, le CRE en surface est moins important (les nuages sont moins réfléchissants) que sous le champ original, avec une différence maximale pour le CRE total à la latitude  $-60$  ( $9 W.m^{-2}$ ) et quasiment nulle aux latitudes entre  $-20$  et  $20$  degrés nord. La composante directe du CRE est sous-estimée sous le champ doublé par rapport au champ d’origine, jusqu’à  $23 W.m^{-2}$  d’écart à  $60$  degrés nord. L’écart entre les composantes diffuses sous le champ doublé et d’origine est compris entre  $-4$  et  $-15 W.m^{-2}$ . La Table 6.4 donne pour chaque champ nuageux les CRE moyens et leurs écarts-types calculés sur les différentes latitudes.

L’amplitude de l’impact des modifications (homogénéité, rapport d’aspect) est de l’ordre de  $5 W.m^{-2}$  sur le CRE total moyen. L’amplitude de l’impact du rapport d’aspect sur les flux direct / diffus est plus important que celui de l’hétérogénéité ( $+17/-12 W.m^{-2}$  vs

Table 6.5 – CRE 1D en moyenne sur les différentes latitudes, ainsi que leurs écarts-types pour l'échantillon de 9 valeurs latitudinales.

Field	Direct flux [ $\text{W.m}^{-2}$ ]	Diffuse flux [ $\text{W.m}^{-2}$ ]	Total flux [ $\text{W.m}^{-2}$ ]
Original	$-74 \pm 41$	$37 \pm 23$	$-38 \pm 17$
Homogeneous	$-83 \pm 46$	$40 \pm 27$	$-43 \pm 20$
doubleSize	$-74 \pm 41$	$37 \pm 23$	$-37 \pm 17$

$-12/+5 \text{ W.m}^{-2}$ ). L'impact du changement de rapport d'aspect sur les effets 3D de CRE devrait donc être plus important que l'impact de l'hétérogénéité. L'équivalent du tableau 6.4 pour les CRE 1D est donné dans la Table 6.5. Les CRE sont plus faibles en 1D qu'en 3D : les nuages ne sont pas assez réfléchissants en 1D.

La Figure 6.22 présente les effets 3D sur le CRE, intégrés sur la journée du 21 septembre (en haut) et du 21 juin (en bas). Les effets 3D sur le CRE, positifs au zénith (diminuent la réflectivité) et négatifs à l'horizon (augmentent la réflectivité), ne se compensent pas forcément lorsqu'ils sont intégrés sur une journée. Aux latitudes tropicales, les effets 3D intégrés peuvent être positifs : le soleil est suffisamment haut dans le ciel au cours de la journée pour que l'effet d'interception par les bords de nuages soit dominé par l'effet de fuite et de piégeage. C'est d'autant plus vrai pour les simulations dans le champ doublé, où les effets d'angle solaire sont moins importants que pour le champ original. Aux hautes latitudes, le CRE sous le champ d'origine atteint  $11 \text{ W.m}^{-2}$ . L'amplitude des effets 3D est proche sous le champ homogène, mais fortement diminuée aux hautes latitudes sous le champ doublé (au maximum  $5 \text{ W.m}^{-2}$  soit moins de la moitié du maximum atteint sous le champ d'origine). Au mois de juin, le profil latitudinal n'est plus symétrique mais décalé vers l'hémisphère nord. Les valeurs extrêmes sont similaires pour les deux mois, ainsi que les impacts des modifications d'hétérogénéité et de rapport d'aspect des nuages.

Cette estimation ne concerne que les zones de cumulus stationnaires, et le rayonnement solaire. L'intégration des effets 3D sur tout le spectre et tout le globe donnerait des résultats évidemment différents. Mais ces chiffres peuvent servir à estimer la part globale des effets 3D à partir de la distribution de cumulus marins sur la planète, et de leurs propriétés macrophysiques : comme démontré au cours de ce chapitre, une couverture plus faible ou une épaisseur verticale plus faible diminuent les effets 3D, tandis que le morcellement de la couverture nuageuse en un plus grand nombre de petits nuages donnera des effets 3D plus importants.

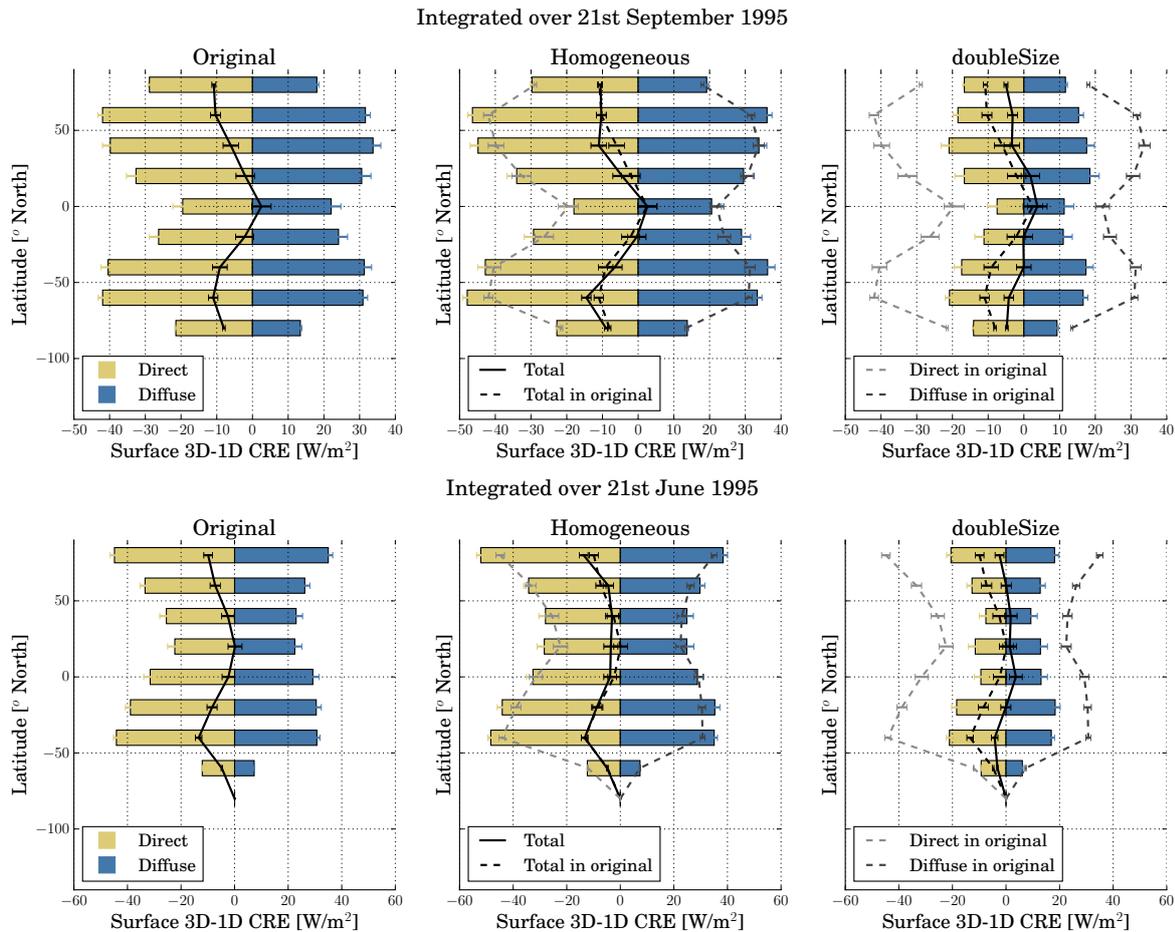


Figure 6.22 – Ecart 3D-1D sur les effets radiatifs des nuages (CRE : calcul en ciel nuageux - calcul en ciel clair) calculés par Monte Carlo, intégrés sur les journées du 21 septembre 1995 (en haut) et 21 juin 1995 (en bas), aux différentes latitudes, dans les champs de cumulus d’origine, homogène et dont l’extension horizontale des mailles a été artificiellement doublée. Le CRE 3D-1D total est représenté par des courbes noires, le CRE 3D-1D direct par des barres jaunes et le CRE 3D-1D diffus par des barres bleues. Les valeurs dans le champ original sont reportées en lignes pointillées sur les figures des autres champs pour faciliter la comparaison.

## Résumé

Les effets du transport horizontal (différence entre transport 3D et 1D) sur l'effet radiatif des nuages peuvent atteindre des valeurs absolues importantes, de l'ordre d'une dizaine de  $\text{W.m}^{-2}$  pour un champ de cumulus hétérogène, en moyenne sur une journée et sur une surface horizontale. Les effets 3D sur les flux directs et diffus sont encore plus importants, jusqu'à une cinquantaine de  $\text{W.m}^{-2}$  en moins pour un calcul 3D par rapport à un calcul 1D. Ces effets 3D agissent tantôt en diminuant ou augmentant l'effet radiatif SW des nuages de couche limite, ce qui module le réchauffement radiatif de la surface. Dans la plupart des situations (latitudes, caractéristiques nuageuses) étudiées ici, les effets 3D ont tendance à augmenter l'amplitude du CRE, c'est-à-dire à augmenter le pouvoir réfléchissant des nuages. Cela dit, les incertitudes présentées sur nos résultats n'incluent que l'incertitude statistique de Monte Carlo ; elles ne disent rien des incertitudes liées à la variabilité du milieu nuageux. On a vu jusqu'ici que les caractéristiques des nuages simulés par LES sont sensibles à la configuration du modèle, et que cette sensibilité se répercute sur les effets radiatifs estimés par Monte Carlo. Il convient donc d'être prudent devant la conclusion tirée du calcul des effets 3D intégrés dans le temps.

Afin d'estimer l'impact global des effets 3D sur les flux solaires en surface, une paramétrisation capable de représenter ces effets 3D devra être couplée à un modèle atmosphérique global. En complexifiant les processus représentés dans les paramétrisations (en ajoutant par exemple une représentation des effets radiatifs 3D des nuages), les modèles deviennent sensibles à de nouveaux paramètres. En 1D, la taille des nuages n'a aucun impact sur les flux, il n'est donc pas nécessaire de la caractériser. En ajoutant une représentation des effets 3D des nuages, il devient important de contraindre le schéma radiatif suffisamment précisément. Au vu des résultats présentés ici, une estimation erronée de la taille des nuages peut mener à un changement de signe des effets 3D sur le CRE, ou à passer du simple au double sur sa valeur absolue, en fonction des positions solaires au cours de la journée. Dans le prochain chapitre, une telle paramétrisation, récemment développée au Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF), est étudiée. En écho aux études menées dans ce chapitre, une attention particulière est portée à la sensibilité des effets 3D paramétrisés à la représentation du milieu nuageux.



# Références

- BARKER, H. W., J. N. S. COLE, J. LI, B. YI et P. YANG. 2015, «Estimation of errors in two-stream approximations of the solar radiative transfer equation for cloudy-sky conditions», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 72, n° 11, doi:10.1175/JAS-D-15-0033.1, p. 4053–4074. [184](#), [186](#)
- BENNER, T. C. et K. F. EVANS. 2001, «Three-dimensional solar radiative transfer in small tropical cumulus fields derived from high-resolution imagery», *Journal of geophysical research*, vol. 106, p. 14. [185](#), [186](#), [190](#), [198](#)
- BONY, S. et J.-L. DUFRESNE. 2005, «Marine boundary layer clouds at the heart of tropical cloud feedback uncertainties in climate models», *Geophysical Research Letters*, vol. 32, n° 20, doi:10.1029/2005GL023851, ISSN 0094-8276. [211](#)
- BROWN, A., R. CEDERWALL, A. CHLOND, P. DUYNKERKE, J.-C. GOLAZ, M. KHAIROUTDINOV, D. C. LEWELLEN, A. P. LOCK, M. K. MACVEAN, C.-H. MOENG, R. A. J. NEGGERS, A. P. SIEBESMA et B. STEVENS. 2002, «Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land», *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 128, p. 1075–1093. [185](#), [VII](#)
- ETLING, D. et R. A. BROWN. 1993, «Roll vortices in the planetary boundary layer: A review», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 65, n° 3, doi:10.1007/BF00705527, p. 215–248, ISSN 1573-1472. URL <https://doi.org/10.1007/BF00705527>. [209](#)
- HENDERSON-SELLERS, A. et K. MCGUFFIE. 1990, «Are cloud amounts estimated from satellite sensor and conventional surface-based observations related?», *International Journal of Remote Sensing*, vol. 11, n° 3, doi:10.1080/01431169008955038, p. 543–550. [194](#)
- HINKELMAN, L. M., K. F. EVANS, E. E. CLOTHIAUX, T. P. ACKERMAN et P. W. STACKHOUSE. 2007, «The effect of cumulus cloud field anisotropy on domain-averaged solar fluxes and atmospheric heating rates», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 64, n° 10, doi:10.1175/JAS4032.1, p. 3499–3520. [185](#), [187](#), [207](#)
- JAKUB, F. et B. MAYER. 2017, «The Role of 1d and 3d Radiative Heating on the Organization of Shallow Cumulus Convection and the Formation of Cloud Streets», *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, doi:10.5194/acp-2017-415, p. 1–16, ISSN 1680-7375. [184](#), [208](#), [209](#)
- JOULIN, P., M. MAYOL, F. BLONDEL, V. MASSON, Q. RODIER et C. LAC. 2019, «Coupling the actuator line method to the high order meteorological LES model meso-NH to study wind farm wakes impacts on local meteorology», *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1256, doi:10.1088/1742-6596/1256/1/012019, p. 012019. [209](#)
- KLINGER, C., G. FEINGOLD et T. YAMAGUCHI. 2018, «Cloud droplet growth in shallow cumulus clouds considering 1d and 3d thermal radiative effects», *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, vol. 2018, doi:10.5194/acp-2018-1204, p. 1–29. [184](#)

- KLINGER, C., B. MAYER, F. JAKUB, T. ZINNER, S.-B. PARK et P. GENTINE. 2017, «Effects of 3-d thermal radiation on the development of a shallow cumulus cloud field», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 17, n° 8, doi:10.5194/acp-17-5477-2017, p. 5477–5500. [184](#)
- LUND, I. A. 1965, «Estimating the Probability of Clear Lines-of-Sight from Sunshine and Cloud Cover Observations.», *Journal of Applied Meteorology*, vol. 4, doi:10.1175/1520-0450(1965)004<0714:ETPOCL>2.0.CO;2, p. 714–722. [194](#)
- MARSHAK, A. et A. DAVIS, éd.. 2005, *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Physics of Earth and Space Environments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-23958-1. DOI: 10.1007/3-540-28519-9. [184](#), [194](#)
- MARSHAK, A., A. DAVIS, W. WISCOMBE et R. CAHALAN. 1995, «Radiative smoothing in fractal clouds», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 100, n° D12, doi: 10.1029/95JD02895, p. 26 247–26 261. [184](#), [202](#)
- MCKEE, T. B. et J. T. KLEHR. 1978, «Effects of Cloud Shape on Scattered Solar Radiation», *Monthly Weather Review*, vol. 106, n° 3, doi:10.1175/1520-0493(1978)106<0399:EOCSOS>2.0.CO;2, p. 399–404. [185](#)
- RASP, S., H. SCHULZ, S. BONY et B. STEVENS. 2019, «Combining crowd-sourcing and deep learning to understand meso-scale organization of shallow convection», *arXiv:1906.01906*. [208](#)
- SCHÄFER, S. A. K., R. J. HOGAN, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 1. Longwave considerations and effective cloud edge length», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024876, p. 2016JD024 876, ISSN 2169-8996. [202](#)
- SHONK, J. K. P., R. J. HOGAN, J. M. EDWARDS et G. G. MACE. 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*, doi:10.1002/qj.647, p. n/a–n/a, ISSN 00359009, 1477870X. [199](#)
- SLINGO, A. et J. M. SLINGO. 1988, «The response of a general circulation model to cloud longwave radiative forcing. i: Introduction and initial experiments», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 114, n° 482, doi:10.1002/qj.49711448209, p. 1027–1062. [194](#)
- STEVENS, B., F. AMENT, S. BONY, S. CREWELL, F. EWALD, S. GROSS, A. HANSEN, L. HIRSCH, M. JACOB, T. KÖLLING, H. KONOW, B. MAYER, M. WENDISCH, M. WIRTH, K. WOLF, S. BAKAN, M. BAUER-PFUNDSTEIN, M. BRUECK, J. DELANOË, A. EHRlich, D. FARRELL, M. FORDE, F. GÖDDE, H. GROB, M. HAGEN, E. JÄKEL, F. JANSEN, C. KLEPP, M. KLINGEBIEL, M. MECH, G. PETERS, M. RAPP, A. A. WING et T. ZINNER. 2019a, «A high-altitude long-range aircraft configured as a cloud observatory: The narval expeditions», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 100, n° 6, doi:10.1175/BAMS-D-18-0198.1, p. 1061–1077. [194](#)
- STEVENS, B., S. BONY, H. BROGNIEZ, L. HENTGEN, C. HOHENEGGER, C. KIEMLE et AL. 2019b, «Sugar, gravel, fish, and flowers: Mesoscale cloud patterns in the tradewinds.», (*submitted*). [208](#)
- TOMPKINS, A. M. et A. G. SEMIE. 2017, «Organization of tropical convection in low vertical wind shears: Role of updraft entrainment», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 9, n° 2, doi:10.1002/2016MS000802, p. 1046–1068. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016MS000802>. [208](#)

- VÁRNAI, T. et R. DAVIES. 1999, «Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 56, n° 24, p. 4206–4224. [192](#), [193](#), [199](#), [201](#), [VII](#)
- ČRNIVEC, N. et B. MAYER. 2019, «Quantifying the bias of radiative heating rates in numerical weather prediction models for shallow cumulus clouds», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 19, n° 12, doi:10.5194/acp-19-8083-2019, p. 8083–8100. [185](#)



# Chapitre 7

## Représentation des effets radiatifs 3D dans SPARTACUS

*“ A man is never too weak... or  
too wounded to fight. If the cause  
is greater than his own life. ”*

---

Oenomaus

### Sommaire

---

7.1	Résolution approchée du rayonnement 3D . . . . .	<b>223</b>
7.1.1	ecRad : un schéma modulaire et flexible . . . . .	223
7.1.2	SPARTACUS : une paramétrisation des effets radiatifs 3D . . . . .	224
7.1.3	Le processus de piégeage . . . . .	228
7.2	Evaluation de la représentation des effets 3D . . . . .	<b>233</b>
7.2.1	Evaluation du partitionnement direct / diffus . . . . .	233
7.2.2	Estimation des paramètres nuageux nécessaires à la résolution du transfert 3D par SPARTACUS . . . . .	235
7.2.3	Evaluation de simulations ecRad en 1D . . . . .	240
7.2.4	Evaluation de simulations ecRad en 3D . . . . .	242
7.3	Exploration du comportement de SPARTACUS en fonction des paramètres nuageux . . . . .	<b>244</b>
7.3.1	Stratégie . . . . .	244
7.3.2	Transmissivité atmosphérique . . . . .	250
7.3.3	Effets 3D . . . . .	250
7.3.4	Proportion de flux direct . . . . .	253

---

## Introduction

Au chapitre précédent, des calculs radiatifs Monte Carlo ont été utilisés pour tenter de comprendre quelles caractéristiques nuageuses sont clé pour le rayonnement de surface, et en particulier pour les effets radiatifs 3D des nuages. Dans un modèle de climat ou de prévision numérique du temps, les injonctions d'efficacité interdisent l'utilisation de tels calculs, précis mais coûteux numériquement. Le transfert radiatif doit donc être résolu de manière approchée. C'est la mission confiée aux schémas de rayonnement dans les modèles atmosphériques. Plus qu'une simple paramétrisation, ces schémas sont de véritables logiciels, qui peuvent souvent être exécutés en dehors des modèles atmosphériques, en mode *offline*. Ils contiennent différentes sous-paramétrisations, qui permettent de réaliser les trois étapes principales de la résolution du transfert :

1. des paramétrisations qui permettent de calculer les propriétés optiques d'un composant en fonction de ses propriétés microphysiques et de la longueur d'onde. Elles permettent par exemple de calculer l'albédo de diffusion simple d'un milieu ou le coefficient d'asymétrie d'une fonction de phase en fonction du rayon effectif des diffuseurs, et ce pour différentes régions du spectre électromagnétique. Elles sont construites à partir d'observations ou de modèles de référence qui sont précis mais trop coûteux pour être simulés à la volée (comme c'est le cas par exemple des codes de Mie qui permettent de calculer les propriétés optiques d'une goutte d'eau sphérique et pure) ;
2. des paramétrisations macrophysiques qui permettent de représenter les propriétés optiques globales du milieu en fonction des propriétés optiques et physiques de chaque constituant. Elles permettent par exemple de représenter la répartition horizontale de l'eau liquide nuageuse dans chaque couche, en fonction de la fraction nuageuse de la maille, du contenu moyen en eau et d'hypothèses sur la distribution de l'eau liquide sous-maille, ou encore de contraindre le recouvrement vertical des couches nuageuses dont dépendent les épaisseurs optiques et couvertures nuageuses totales ;
3. des solveurs numériques du transfert radiatif qui permettent de simuler la propagation des flux spectraux dans l'atmosphère bornée par l'espace et la surface.

Les solveurs permettent de calculer les flux et leur divergence (taux de chauffage) aux différentes altitudes et dans les différentes colonnes. La plupart des solveurs pour les modèles de grande échelle font l'hypothèse des colonnes indépendantes, c'est-à-dire que l'énergie n'est pas transportée d'une colonne à l'autre. Cette hypothèse paraît justifiée pour des colonnes très étendues comme dans les modèles de climat, mais la question se pose pour les modèles de prévision numérique du temps dont les résolutions sont plus proches du kilomètre que de la centaine de kilomètres [DAVIS et MARSHAK, 2010; ČRNIVEC et MAYER, 2019]. Finalement, à l'intérieur de chaque colonne, différents solveurs peuvent être appliqués, implémentant des approximations différentes. La plupart des solveurs utilisés en atmosphère sont basés sur des schémas à deux flux qui propagent l'énergie verticalement [MEADOR et WEAVER, 1980].

Depuis les années 1990, le schéma de rayonnement de Morcrette [MORCRETTE, 1991] était utilisé dans les modèles du Centre Européen et dans les modèles français. De nombreuses modifications ont eu lieu au cours des années, notamment sur le traitement de la dimension spectrale avec l'implémentation des modèles RRTM pour les ondes longues [MLAWER et collab., 1997] et courtes [CLOUGH et collab., 2005] ; la mise à jour des albédo de surface ; ou l'utilisation d'une nouvelle climatologie pour les aérosols. Continuellement développé et amélioré, il est devenu McRad en 2007 [MORCRETTE et collab., 2008] suite à une mise à jour conséquente, notamment l'implémentation d'un nouveau paradigme pour le traitement des nuages avec le schéma McICA [PINCUS et collab., 2003]. Ce schéma est basé sur la méthode des colonnes indépendantes (ICA), qui consiste à résoudre le transfert radiatif dans des sous-colonnes aux propriétés optiques différentes afin d'échantillonner la variabilité horizontale des

milieux nuageux. A cause de la dimension spectrale qui requiert un calcul par sous-colonne et par longueur d’onde, la méthode des colonnes indépendantes n’était pas utilisée dans les modèles de grande échelle. McICA résout ce problème en utilisant la méthode de Monte Carlo pour combiner l’intégration de la dimension spectrale et de la variabilité horizontale. Le transfert est désormais résolu de façon monochromatique pour chaque sous-colonne, et les flux large-bande sont obtenus en moyennant les flux calculés sur les différentes sous-colonnes aux différentes longueurs d’onde. Cette méthode permet de convertir le biais lié aux calculs en milieux homogènes, en un bruit aléatoire lié à l’incertitude statistique de l’intégration Monte Carlo [BARKER, 2008; MORCRETTE et collab., 2008; RÄISÄNEN et collab., 2007]. Les biais liés au calcul 1D sont cependant conservés.

Au-delà des nouvelles idées et formulations, une avancée remarquable dans les dernières années a été le découplage entre les paramétrisations qui implémentent les différentes étapes indiquées ci-dessus : calcul des propriétés optiques du milieu et résolution du transfert. D’une volonté globale d’assainissement et de prise de recul sur les techniques développées jusqu’alors, de nouveaux outils ont émergé. Par exemple RTE+RRTMGP est un ensemble de modules permettant de simuler le transfert radiatif en ciel clair, mis à la disposition de la communauté par PINCUS et collab. [2019]<sup>1</sup>. Un autre exemple est le logiciel ecRad [HOGAN et BOZZO, 2018], qui fait l’objet de ce chapitre. En effet, ecRad est le premier code de rayonnement qui implémente un solveur représentant le transport horizontal de l’énergie sous maille. Il s’agit du Speedy Algorithm for Radiative Transfer through Cloud Sides, ou SPARTACUS [HOGAN et collab., 2016; HOGAN et SHONK, 2013; SCHÄFER et collab., 2016].

Etant donné le jeune âge de SPARTACUS, peu de travaux existent encore autour de lui, en dehors de ceux effectués par le groupe qui l’a développé. L’objectif de ce chapitre est de visiter les hypothèses qui contraignent les paramètres intervenant dans la représentation du milieu nuageux (étape 2), en particulier les paramètres liés au transport 3D paramétrisé par SPARTACUS. Dans une première section, le code ecRad est brièvement décrit, et le solveur SPARTACUS est présenté avec une attention particulière portée sur les paramètres les plus importants. De récents développements incluant des contributions réalisées pendant cette thèse sont également mentionnés. Ensuite, la capacité de SPARTACUS à estimer i/ la décomposition des flux en direct diffus, en comparaison avec des observations et ii/ les effets radiatifs 3D des nuages, en comparaison avec des calculs de Monte Carlo, est évaluée au regard de sa sensibilité aux différents paramètres utilisés (section 7.2). Dans l’idée d’explorer plus largement et plus systématiquement le comportement de SPARTACUS, une troisième section présente une méthode de calibration automatique basée sur des outils statistiques, et expose les résultats émergeant de leur application à SPARTACUS (section 7.3).

## 7.1 Résolution approchée du rayonnement 3D

### 7.1.1 ecRad : un schéma modulaire et flexible

Le logiciel de transfert radiatif ecRad est opérationnel dans le modèle du Centre Européen depuis juillet 2017. HOGAN et BOZZO [2018] décrit en détail les modifications implémentées par ce nouveau code, ainsi que leur répercussion sur la qualité des prévisions numériques du temps effectuées par le Centre Européen. D’après les auteurs, le développement de ce logiciel a été motivé par un besoin de flexibilité et d’efficacité. La flexibilité devrait permettre de mettre à jour et de tester de nouvelles idées plus facilement, tandis que l’efficacité numérique gagnée pourra être réinvestie dans divers aspects, par exemple l’introduction de processus plus coûteux comme la diffusion multiple des ondes longues. Un coût numérique plus faible peut également permettre d’exécuter le schéma de rayonnement à une plus haute fréquence temporelle et/ou spatiale, si le code n’est pas déjà appelé à tous les pas de temps et dans toutes les colonnes comme c’est le cas par exemple dans le modèle de prévision globale du

<sup>1</sup>Distribué librement, voir <https://github.com/RobertPincus/rte-rrtmgp>

Property	Options
Gas optics model	Monochromatic; <b>RRTM-G</b> (other options are planned)
Aerosol optics model	<b>Generalized</b> (supporting Tegen and CAMS types); optics computed externally
Liquid cloud optics	Slingo (1989) and Lindner and Li (2000); <b>SOCRATES</b>
Ice cloud optics	<b>Fu (1996) and Fu et al. (1998)</b> ; Yi et al. (2013); Baran et al. (2014)
$\delta$ -Eddington mode	Particles and gases; <b>Particles only</b>
SW and LW solver	Homogeneous; <b>McICA</b> ; Tripleclouds; SPARTACUS
Longwave scattering	Off; <b>cloud only</b> ; cloud and aerosols
Cloud overlap scheme	<b>EXP-EXP</b> (only available with McICA); MAX-RAN; EXP-RAN
Cloud overlap parameter	<b>alpha (Hogan &amp; Illingworth, 2000)</b> ; beta (Shonk et al., 2010)
Cloud water PDF shape	<b>Gamma</b> ; Lognormal

Figure 7.1 – Figure correspondant à la Table 2 de [HOGAN \[2019b\]](#). Principales options implémentées dans ecRad. La configuration opérationnelle dans le modèle de prévision du Centre Européen est en gras

centre européen.

La Table 2 de [HOGAN et BOZZO \[2018\]](#), présentée ici en Figure 7.1, illustre la modularité d’ecRad. Pour chaque composante du code — des propriétés optiques des gaz, aérosols et hydrométéores, aux hypothèses macrophysiques de recouvrement vertical et de distribution horizontale, aux solveurs simulant le transfert — différentes options sont disponibles. La structure du code permet également l’implémentation rapide de nouvelles formulations. Quant à l’objectif d’efficacité, [HOGAN et BOZZO \[2018\]](#) reportent une diminution du temps de calcul de 41% par rapport à McRad, pour la configuration opérationnelle sans diffusion des ondes longues. Cette accélération est due en grande partie à une amélioration de l’implémentation de McICA : l’échantillonnage stochastique des propriétés optiques nuageuses ainsi que la résolution du transfert sont plus rapides (et les résultats sont moins bruités).

Le logiciel ecRad a récemment été implémenté dans Meso-NH, et est en cours d’implémentation dans AROME, deux modèles atmosphériques français. Une version offline du code est également disponible. Bien adapté aux thématiques de recherche de par sa flexibilité, sa facilité d’utilisation et ses nombreuses options déjà disponibles, ecRad continue d’être développé et devrait être de plus en plus utilisé dans les années à venir. Ces récents développements (ecRad, mais également RRTMG+RTE, [PINCUS et collab. \[2019\]](#)) illustrent la dynamique récente d’une partie de la communauté du rayonnement atmosphérique, dont la principale préoccupation est de se réappropriier les outils numériques existant en les décomposant en des briques élémentaires, et de revisiter certaines des hypothèses sous-jacentes à la résolution du transfert.

### 7.1.2 SPARTACUS : une paramétrisation des effets radiatifs 3D

Le solveur SPARTACUS disponible dans ecRad permet de représenter l’effet du flux horizontal de l’énergie radiative propagée dans l’atmosphère sur les flux verticaux qu’il résout explicitement selon le modèle à deux flux [[MEADOR et WEAVER, 1980](#)]. Seul le transport horizontal au sein d’une colonne est représenté. En ce sens, ce solveur est adapté aux modèles de grande échelle, dont l’extension horizontale des colonnes est suffisamment importante pour que le transport entre deux colonnes voisines soit en moyenne négligeable devant le transport interne à une colonne — bien que la validité de cette hypothèse dépende fortement de la résolution du modèle, des angles solaires (donc des latitudes), et de la définition de “négligeable”, et mériterait d’être revisitée en détail afin de déterminer la résolution à partir de laquelle le transport inter-colonnes devient une contribution majeure au transfert radiatif total. Les idées principales implémentées dans SPARTACUS ont été initialement décrites par [HOGAN et SHONK \[2013\]](#) : au sein d’une couche atmosphérique, le taux de transport de flux solaire

d'une région à l'autre est proportionnel à la densité de bords de nuages. SCHÄFER et collab. [2016] et HOGAN et collab. [2016] ont implémenté de nouveaux développements, notamment une extension à tout le spectre et à un nombre arbitraire de régions (tandis que la version précédente était adaptée au modèle classique incluant deux régions seulement, une pour le ciel clair et une pour la fraction nuageuse de chaque couche). Ils ont également proposé une résolution numérique plus précise et élégante, basée sur des exponentielles de matrice [FLATAU et STEPHENS, 1988; WATERMAN, 1981].

Ce code suppose dans le cas du transport horizontal de l'énergie solaire que : les bords nuageux sont verticaux dans chaque couche, ce qui est raisonnable si la résolution verticale des modèles est suffisamment fine, ou si le cisaillement de vent n'est pas trop élevé [BROOKS et collab., 2005] ; les densités de flux sont homogènes dans chaque région (pas d'hétérogénéité des flux verticaux au sein d'une région donnée) ; les nuages sont aléatoirement orientés et distribués horizontalement ce qui revient à calculer des flux moyennés sur les directions solaires azimutales plutôt que de tenir compte d'orientations particulières du soleil par rapport à l'orientation des champs nuageux. Plus récemment, une correction du traitement du transport horizontal a été développée pour rendre compte explicitement du phénomène de piégeage (HOGAN et collab. [2019], voir section suivante). SPARTACUS a également été adapté pour représenter le transport tridimensionnel de l'énergie radiative dans les canopées (SPARTACUS-Vegetation, HOGAN et collab. [2018]) et les milieux urbains (SPARTACUS-Urban, HOGAN [2019a,b]).

Lorsque trois régions sont utilisées dans chaque couche pour représenter l'hétérogénéité horizontale du champ nuageux, SPARTACUS devient l'équivalent 3D du solveur Tripleclouds [SHONK et HOGAN, 2008], qui prend en compte l'hétérogénéité nuageuse en séparant explicitement la fraction de la maille saturée en deux régions d'épaisseurs optiques différentes (censées représenter les parties optiquement fines et épaisses des nuages). Dans ce cas, les paramètres permettant de représenter le champ nuageux en moyenne dans chaque colonne (en plus des profils atmosphériques usuels de fraction nuageuse et contenu en eau liquide) sont trois profils qui représentent respectivement :

- Le taux de recouvrement vertical entre deux couches nuageuses adjacentes  $\alpha$ . Le taux de recouvrement vertical des couches nuageuses adjacentes lie le profil de fraction nuageuse à la couverture totale. Ce taux de recouvrement est impacté par les conditions atmosphériques, en particulier par la vitesse verticale et le cisaillement de vent [DI GIUSEPPE et TOMPKINS, 2015; LI et collab., 2015]. D'après [HOGAN et ILLINGWORTH, 2000], la couverture nuageuse totale  $c_{true}(i, j)$  de deux couches nuageuses adjacentes  $i$  et  $j$  est la somme pondérée de deux termes :  $c_{max}(i, j) = \max(c_i, c_j)$  et  $c_{rand}(i, j) = (c_i + c_j - c_i c_j)$  tel que

$$c_{true}(i, j) = \alpha c_{max} + (1 - \alpha) c_{rand}(i, j) \quad (7.1)$$

où  $c_i$  et  $c_j$  sont les fractions nuageuses des couches  $i$  et  $j$ . Le taux de recouvrement  $\alpha$  peut donc être estimé à partir du calcul des fractions nuageuses de chacune des deux couches prises séparément, puis de la couverture nuageuse des deux couches considérées conjointement, lorsque le champ 3D d'eau liquide est connu. D'après des observations radar [HOGAN et ILLINGWORTH, 2000], le facteur de pondération  $\alpha$  peut être paramétrisé par une fonction exponentielle qui dépend de la distance séparant les deux couches  $i$  et  $j$  ( $\Delta z(i, j)$ ), et d'une longueur de décorrélation  $\Delta z_0$ . Dans le cas de couches non adjacentes (séparées par une couche de ciel clair), le recouvrement est aléatoire ( $c_{true} = c_{rand}$ ).

- L'écart type normalisé de l'eau nuageuse  $f_{sd}$ . Cet écart type est utilisé en conjonction avec une hypothèse sur la forme de la distribution de l'eau nuageuse, log-normale ou de type Gamma. A partir de ces deux informations et du contenu moyen en eau nuageuse dans la maille, l'eau est répartie dans les deux régions nuageuses  $b$  et  $c$  (la région  $a$  représente le ciel clair). D'après SHONK et HOGAN [2008], la répartition pour laquelle les

flux sont les plus réalistes correspond (pour une distribution log-normale et des valeurs de  $fsd < 2$ ) à deux régions nuageuses d'aires égales, dont le contenu en eau de la partie fine correspond au 16<sup>ème</sup> quantile de la distribution, et le contenu en eau de la partie épaisse est calculée afin de préserver le contenu moyen dans la maille. D'après [HOGAN et collab. \[2019\]](#), ce traitement n'est pas optimal car i/ l'utilisation d'une distribution gamma permettrait de réduire les biais de réflectivité pour toutes les valeurs de  $fsd$ , ii/ même avec la distribution gamma, des biais importants persistent pour des grandes valeurs de  $fsd$  (entre 2 et 4). Une correction existe dans les versions les plus récentes d'ecRad mais les travaux présentés par la suite ne l'utilisent pas. Cependant, les valeurs de  $fsd$  dans les champs de cumulus étudiés ici ne dépassent pas 1.5 donc peu d'impact est attendu sur nos conclusions.

- La taille effective des nuages  $C_s$ . Le taux de transport latéral étant proportionnel à la densité de bords nuageux, la taille des nuages est clé pour les effets 3D. Comment évaluer la densité surfacique de périmètre nuageux pour une scène donnée ? La nature fractale des nuages implique que la mesure des périmètres nuageux augmente avec la résolution de la donnée à partir de laquelle elle est réalisée (que ce soit dans les modèles ou les observations). Heureusement, en ce qui concerne le transfert radiatif, de nombreuses études (par exemple, [CAHALAN et SNIDER \[1989\]](#); [DAVIS et collab. \[1997\]](#); [MARSHAK et collab. \[1995\]](#)) ont montré que les champs de luminance observés par satellite ou simulés numériquement étaient plus lisses que les champs nuageux ayant interagi avec le rayonnement : le transport horizontal induit un lissage des hétérogénéités nuageuses de petite échelle (en dessous de 200 mètres environ d'après [MARSHAK et collab. \[1995\]](#)). [SCHÄFER \[2016\]](#) fait alors l'hypothèse que les fluctuations de petite échelle du champ d'eau nuageuse peuvent être ignorées lorsque le périmètre effectif des nuages est calculé pour nourrir un code de transfert radiatif. En conséquence, elle propose de calculer le périmètre effectif d'un nuage comme le périmètre d'une ellipse ajustée à ce nuage, et ce à chaque niveau vertical. Le problème de mesure posé par la nature fractale des nuages est donc évité.

Il reste à déterminer un paramètre de taille suffisamment invariant pour être utilisé dans une paramétrisation. La seule quantité connue est l'aire occupée par le nuage (ou sa densité surfacique c'est-à-dire la couverture nuageuse  $c$ ). En fonction du nombre de nuages distincts formant cette couverture totale, le périmètre nuageux change (il augmente avec le nombre de nuages, à couverture donnée). On cherche donc à caractériser le rapport d'aire sur périmètre, ou de façon équivalente, de couverture nuageuse  $c$  sur densité surfacique de périmètre  $p$ . Une première proposition, la plus naturelle, est de considérer le diamètre moyen des nuages,  $C_D$ . Si le champ était constitué de nuages (tous de même taille) tels que le rapport d'aire sur périmètre serait respecté, alors ces nuages auraient pour diamètre  $C_D = \frac{4c}{p}$ . Mais  $C_D$  n'est pas invariant. D'après des observations satellites, il dépend fortement de la couverture nuageuse [[JENSEN et collab., 2008](#)] : les nuages les plus gros correspondent à une couverture nuageuse élevée. [MORCLETTE \[2012\]](#), dans le contexte de la paramétrisation du taux d'entraînement en bords de nuages, s'intéresse aussi à la caractérisation géométrique des nuages. Par des considérations théoriques, il montre que le périmètre nuageux est maximum pour des couvertures nuageuses intermédiaires : ce n'est pas la taille des nuages qui compte, mais la longueur totale de l'interface entre nuages et ciel clair. Il pose que la densité de périmètre recherchée est donc proportionnelle au produit de la densité de nuages et de la densité de ciel clair :

$$p = \frac{\alpha}{\Delta x} 4c(1 - c)$$

où  $\Delta x$  est la résolution des images satellites (dont dépend le périmètre fractal des nuages) et  $\alpha$  est un paramètre supposé invariant, qu'il évalue autour de 1/3 dans les observations qu'il analyse. Dans sa thèse, [SCHÄFER \[2016\]](#) définit la taille effective des

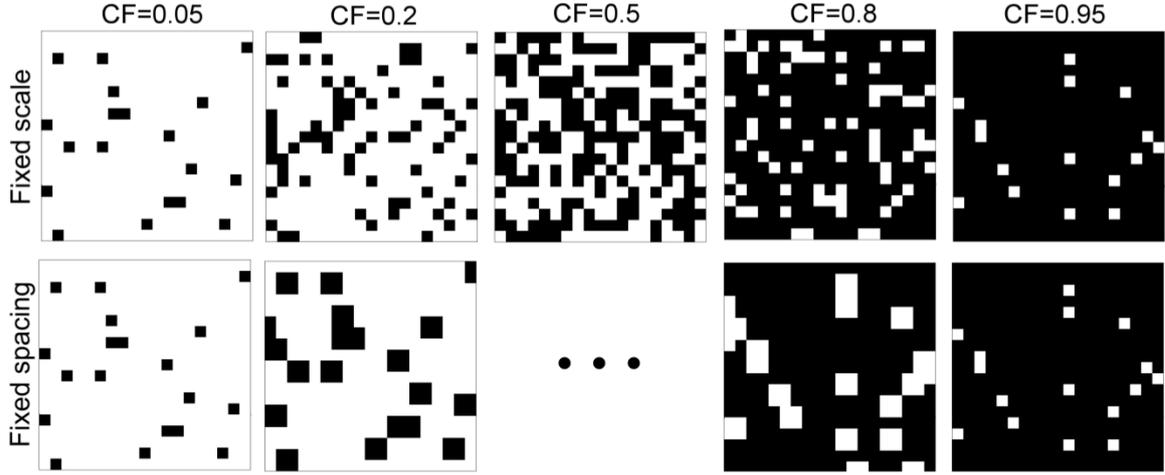


Figure 7.2 – Figure 2 de [FIELDING et collab. \[2019\]](#). Deux modèles conceptuels pour caractériser la taille des nuages dans un champ de couverture nuageuse donnée (CF). En haut, le modèle de la taille effective  $C_S$ , où le nombre de nuages (de trous) augmente en même temps que la couverture nuageuse (que la couverture de ciel clair) croît de 0 à 0.5. En bas, le modèle de l’espacement effectif  $C_X$ , où la taille des nuages augmente en même temps que la couverture nuageuse (que la couverture de ciel clair) croît de 0 à 0.5.

nuages  $C_S$  comme

$$C_S = \frac{4c(1-c)}{p}$$

c’est-à-dire  $C_S = \frac{\Delta x}{\alpha}$ . Cette grandeur caractérise une scène nuageuse donnée de la façon suivante : si la couverture nuageuse d’une scène nuageuse virtuelle est augmentée en disposant aléatoirement des nuages de taille  $C_S$  jusqu’à atteindre la couverture nuageuse de la vraie scène, alors la densité de périmètre totale des deux scènes est identique. Finalement, [FIELDING et collab. \[2019\]](#) montrent que  $C_S$  n’est pas tout à fait invariant mais a une forme parabolique fonction de la couverture nuageuse. Cela les conduit à proposer un autre modèle pour caractériser la taille des nuages : l’espacement effectif  $C_X$ . Cette grandeur peut s’interpréter comme la taille que doit avoir en moyenne une zone qui contiendrait un seul nuage, ou de façon équivalente, une seule zone de ciel clair. Comme l’illustre la Figure 2 de [FIELDING et collab. \[2019\]](#), présentée ici en Figure 7.2, si  $C_S$  revient à augmenter la couverture nuageuse en augmentant le nombre de nuages de taille fixe,  $C_X$  revient à augmenter la couverture nuageuse en augmentant la taille d’un nombre fixe de nuages. [FIELDING et collab. \[2019\]](#) définit  $C_X$  comme

$$C_X = \frac{4\sqrt{c(1-c)}}{p}$$

et utilise des observations et des sorties de modèles pour inférer les valeurs typiques de  $C_X$  pour différents types de nuage, entre 2 et 4 km dans la couche limite et 5 à 10 km en dehors, comme l’illustre leur Figure 5, présentée ici en Figure 7.3.

Dans la section 7.2, ces trois profils de paramètres sont diagnostiqués dans les champs nuageux simulés par LES et comparés aux valeurs par défaut préconisées dans SPARTACUS, et l’impact de ces paramètres sur le rayonnement de surface et sur les effets 3D est évalué et discuté. Avant cela, la section 7.1.3 décrit de récents développements dans SPARTACUS auxquels j’ai participé, visant à représenter explicitement un effet 3D auparavant implicite : le processus de piégeage.

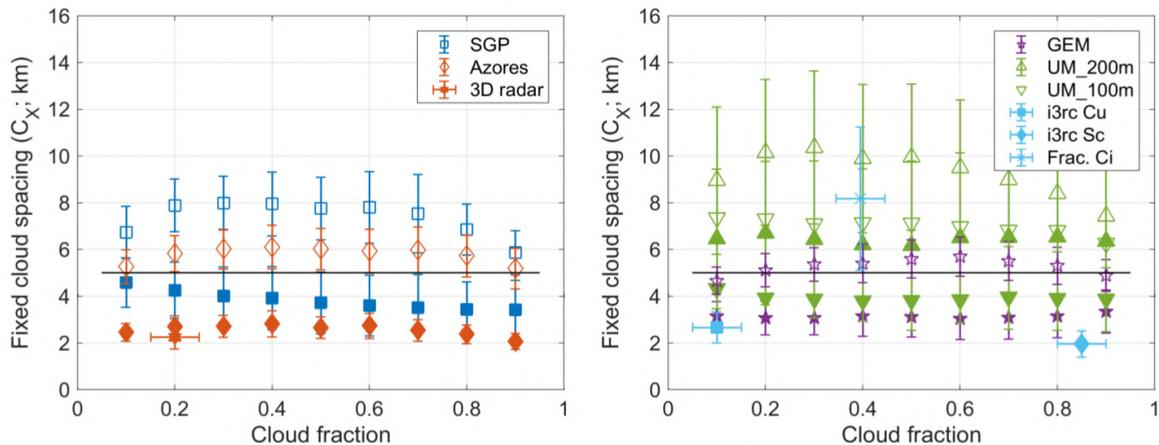


Figure 7.3 – Figure 5 de [FIELDING et collab. \[2019\]](#). Espacement effectif nuageux dérivé d’observations (à gauche) et de simulations (à droite), en fonction de la couverture nuageuse. Les points remplis correspondent aux nuages de couche limite.

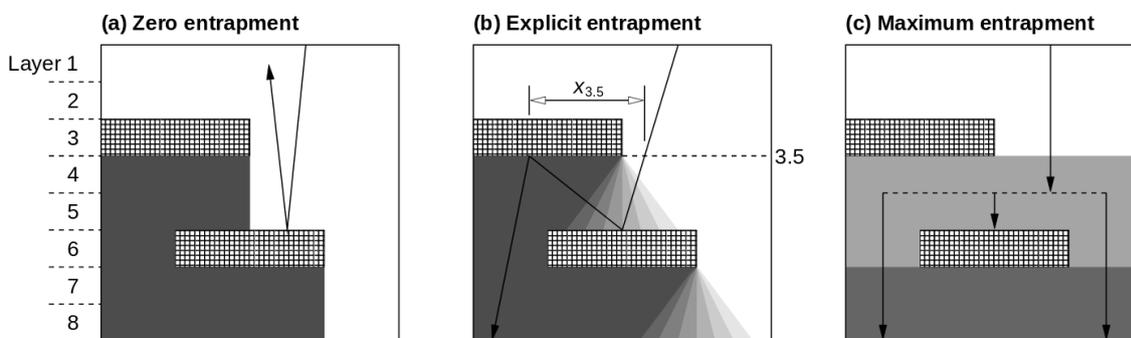


Figure 7.4 – Figure 1 de [HOGAN et collab. \[2019\]](#). Représentation de l’effet de piégeage dans un modèle à deux flux. A gauche, aucun piégeage n’est considéré ; au milieu, le taux de piégeage est calculé explicitement ; à droite, le taux de rayonnement descendant piégé dépend uniquement de la couverture nuageuse de la couche supérieure.

## 7.1.3 Le processus de piégeage

### 7.1.3.1 Principe

Le phénomène de piégeage (trapping ou entrapment en anglais) a été mis en évidence par [VÁRNAI et DAVIES \[1999\]](#) dans sa classification des effets 3D. Cet effet correspond aux chemins optiques qui, au lieu d’être réfléchis vers l’espace en 1D, sont interceptés par un nuage en 3D. Cet effet 3D tend donc à augmenter le flux incident en surface puisqu’il “piège” l’énergie dans l’atmosphère. D’après [VÁRNAI et DAVIES \[1999\]](#), une hétérogénéité géométrique ou optique du champ nuageux peut être à l’origine de cette interception, par exemple par les protubérances classiquement observées aux bords et sommets des cumulus. Malgré cette proposition, cet effet n’a pas reçu beaucoup d’attention comparé aux classiques effets de fuite et d’angle solaire. D’après [HOGAN et collab. \[2019\]](#) cela est dû au fait que peu de scènes contenant plusieurs niveaux nuageux ont été étudiées dans la communauté ; or, c’est pour ces scènes que l’effet de piégeage est le plus important. Les chemins optiques issus du sommet de l’atmosphère, qui traversent une zone de ciel clair avant d’être réfléchis par les sommets des nuages bas peuvent ensuite être interceptés par les bases ou les côtés des nuages situés à plus haute altitude, ce qui n’est pas le cas dans un transport uniquement vertical (voir le schéma du milieu de la Figure 1 de [HOGAN et collab. \[2019\]](#) présenté ici en Figure 7.4.

### 7.1.3.2 Représentation

Dans les premières versions de SPARTACUS, l'effet de piégeage est représenté implicitement par les matrices de recouvrement permettant de redistribuer les flux issus de différentes régions dans une couche donnée, aux différentes régions d'une couche adjacente. Cette représentation homogénéise implicitement les flux ce qui conduit à une surestimation de l'effet de piégeage (Figure 7.4-c), donc des effets radiatifs 3D des nuages. HOGAN et collab. [2019] propose une paramétrisation permettant de représenter explicitement la densité de flux piégée. En plus des paramètres déjà connus par le modèle (couverture nuageuse, taille effective des nuages, taux de recouvrement vertical etc.), cette formulation dépend essentiellement de la distance horizontale parcourue en moyenne par un chemin optique entre deux traversées successives d'une couche donnée, entre lesquelles le chemin a été réfléchi par l'atmosphère ou la surface dans une couche inférieure ( $x_{3,5}$  sur la Figure 7.4-b).

### 7.1.3.3 Distances horizontales

Afin de valider la paramétrisation de cette distance horizontale moyenne, et avec pour objectif secondaire de mieux comprendre le transport horizontal de l'énergie solaire à travers une atmosphère nuageuse, j'ai réalisé des simulations Monte Carlo dans différents champs nuageux à l'aide des outils décrits au Chapitre 4, et étudié les statistiques des chemins ainsi simulés. Pour ce faire, des capteurs virtuels ont été placés à différents niveaux verticaux dans les champs nuageux, et les positions et directions des chemins simulés ont été sauvegardées à chaque intersection avec l'un de ces capteurs virtuels. Finalement, pour chaque capteur, la distance horizontale moyenne parcourue par les chemins optiques a été calculée. Cette distance dépend, à chaque niveau vertical, de l'angle solaire, de la couverture nuageuse, de l'albédo de surface, et de la réflectivité des couches atmosphériques situées en dessous du niveau considéré. Comme les chemins n'ayant jamais été diffusés avant d'atteindre ce niveau en descendant vers la surface ont un angle incident différent des chemins diffus, les distances horizontales moyennes sont calculées séparément pour ces deux catégories de chemin. Cette distance horizontale moyenne fait partie d'une paramétrisation intégrée dans un schéma à deux flux utilisant l'approximation de delta-Eddington [JOSEPH et collab., 1976], dans laquelle les propriétés optiques des nuages sont modifiées. Pour admettre une comparaison les calculs de Monte Carlo sont réalisés sur des propriétés optiques modifiées selon la même approximation : la fonction de phase de Henyey-Greenstein est utilisée avec un facteur d'asymétrie réduit  $g' = g/(1 + g) \approx 0.46$ , et les coefficients de diffusion sont également réduits  $k'_s = k_s \times (1 - g^2) \approx k_s \times 0.26$ .

La Figure 7.5 présente les distances horizontales moyennes parcourues par les chemins optiques à chaque niveau, pour différentes scènes nuageuses et angles solaires. Toutes les simulations ont été réalisées sans prendre en compte les effets des gaz atmosphériques (seuls les nuages interagissent avec le rayonnement), à une longueur d'onde donnée dans le spectre visible, pour permettre une meilleure compréhension des processus. La surface est Lambertienne d'albédo 0.2. Les deux premières rangées de figures illustrent les profils de distances horizontales calculées dans des nuages plans parallèles couvrant entièrement la scène, d'épaisseur optique 1 et 5 respectivement. La troisième rangée correspond à un champ de cumulus issu de la simulation ARMCu (voir Chapitre 5.3), dont la couverture nuageuse est faible. Le dernier cas est issu d'une simulation réalisée à l'aide du modèle canadien GEM (Global Environmental Multiscale), représentant un cas de convection au-dessus de l'océan pacifique ; la simulation est à 250 mètres de résolution horizontale sur un domaine de 100 kilomètres de côté. La caractéristique principale de cette scène est qu'elle contient plusieurs couches nuageuses, favorisant le processus de piégeage par rapport aux autres scènes.

Sous la base des nuages, seule la surface réfléchit les flux incidents. Soit  $z_i$  un niveau situé sous la base nuageuse. La distance horizontale parcourue par le flux direct entre  $z_i$  et la surface est exactement la tangente de l'angle solaire zénithal  $\theta_s$  multiplié par la distance

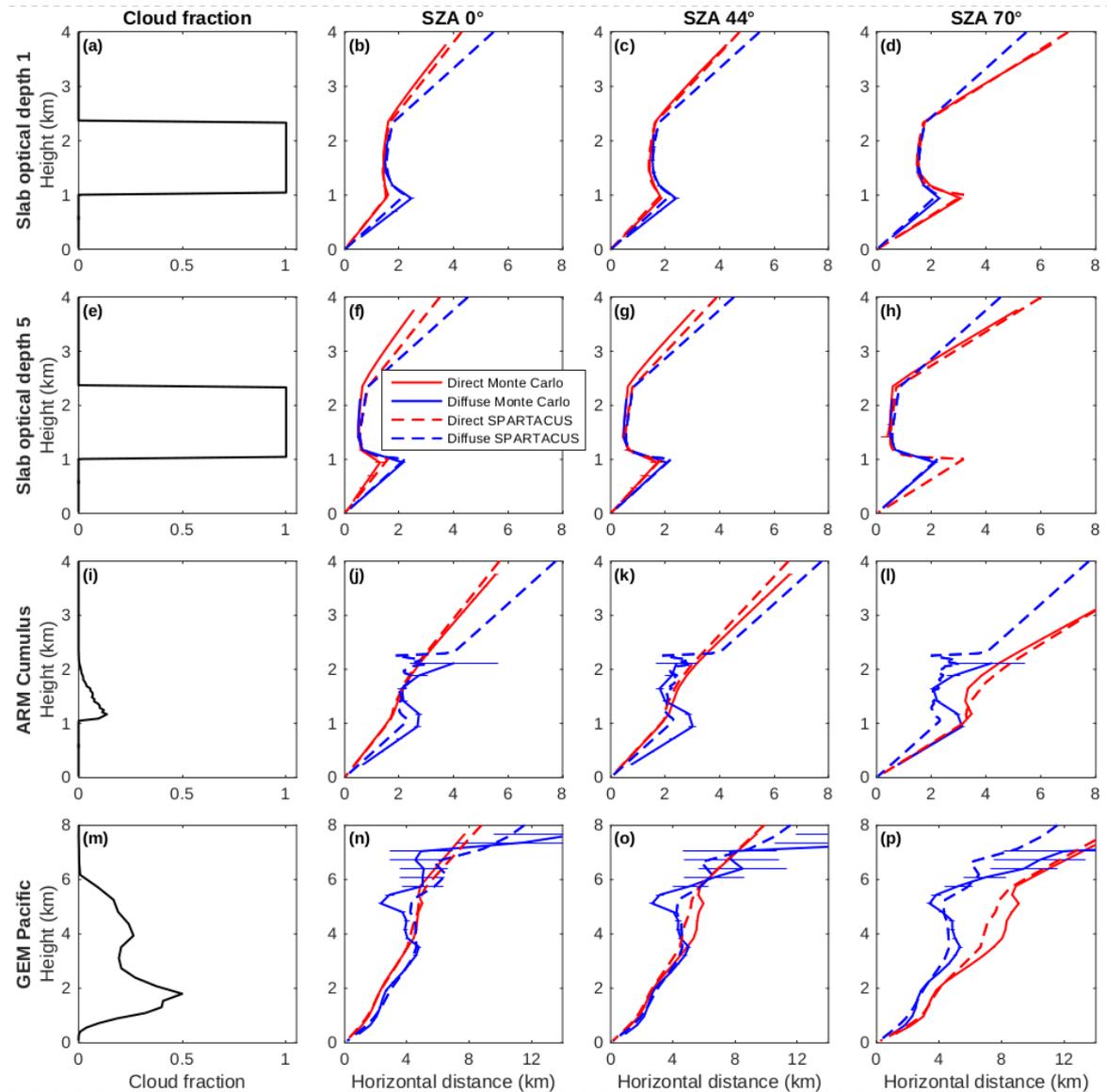


Figure 7.5 – Distances horizontales parcourues en moyenne par les chemins réfléchis sous un niveau donné, pour quatre champs nuageux (chaque rangée de figures) décrits par leurs profils de fraction nuageuse (première colonne), et pour trois angles solaires zénithaux (trois colonnes suivantes). Les traits pleins correspondent à des calculs Monte Carlo de référence tandis que les traits pointillés correspondent à une formulation approchée telle que décrite par HOGAN et collab. [2019]. Les traits rouges correspondent à des chemins optiques n’ayant jamais été diffusés avant d’atteindre le niveau pour la première fois, et les traits bleus correspondent aux chemins diffus.

$\Delta z$  séparant le niveau  $z_i$  de la surface :

$$\Delta y_i = \Delta z \tan \theta_s$$

Comme la surface est Lambertienne, la distance horizontale parcourue au retour entre la surface et  $z_i$  correspond à la distance horizontale parcourue par un rayonnement diffus traversant une couche d'épaisseur  $\Delta z$ . D'après [SCHÄFER et collab. \[2016\]](#), cette distance vaut en moyenne  $\Delta x_i = \Delta z \pi/2$ . Etant donné que l'angle azimutal formé entre les rayons incident et réfléchi est aléatoire, les deux distances horizontales parcourues à l'aller et au retour sont sommées en quadrature :

$$y_i = \Delta z \sqrt{\tan(\theta_s)^2 + (\pi/2)^2}$$

pour les chemins "directs" et

$$x_i = \Delta z \frac{\pi}{\sqrt{2}}$$

pour les chemins diffus. Les distances horizontales diffuses présentées sur la Figure 7.5 devraient donc être indépendantes de l'angle solaire pour les premiers niveaux proches de la surface. Or, ce n'est pas le cas dans les calculs Monte Carlo effectués dans la scène de cumulus. Cela pourrait être expliqué par des chemins de faible ordre de diffusion qui auraient conservé, malgré l'approximation de delta-Eddington censée lisser le pic de densité de diffusion vers l'avant, une direction diffuse proche de la direction solaire. Pour des nuages plus optiquement épais ou plus couvrant, ces chemins sont plus rares car les ordres élevés de diffusion sont favorisés, ce qui expliquerait que la distance horizontale moyenne parcourue par les chemins diffus ne dépende effectivement plus de l'angle solaire.

Dans la couche nuageuse, les distances moyennes parcourues sont plus faibles car une grande partie des chemins est réfléchié dans la couche nuageuse plutôt qu'à la surface, raccourcissant ainsi leur trajectoire. Sur l'ensemble des configurations nuageuses et solaires étudiées, la paramétrisation de la distance horizontale proposée par [HOGAN et collab. \[2019\]](#) capture les variations et ordres de grandeur observés dans les simulations Monte Carlo de référence. Le détail des formulations pour les distances horizontales et de leur utilisation dans le solveur SPARTACUS pour représenter explicitement la densité de flux piégée est développé dans [HOGAN et collab. \[2019\]](#). En réalisant plusieurs simulations dont certaines représentent le piégeage et d'autres non, nous avons conclu sur l'importance de ce processus pour les effets 3D des nuages (voir Figure 10, présentée ici en Figure 7.6) ; le piégeage n'est pas dominant pour les cumulus de couche limite car leur petite taille favorise plutôt les effets de bord comme principal processus responsable de leurs effets radiatifs 3D.

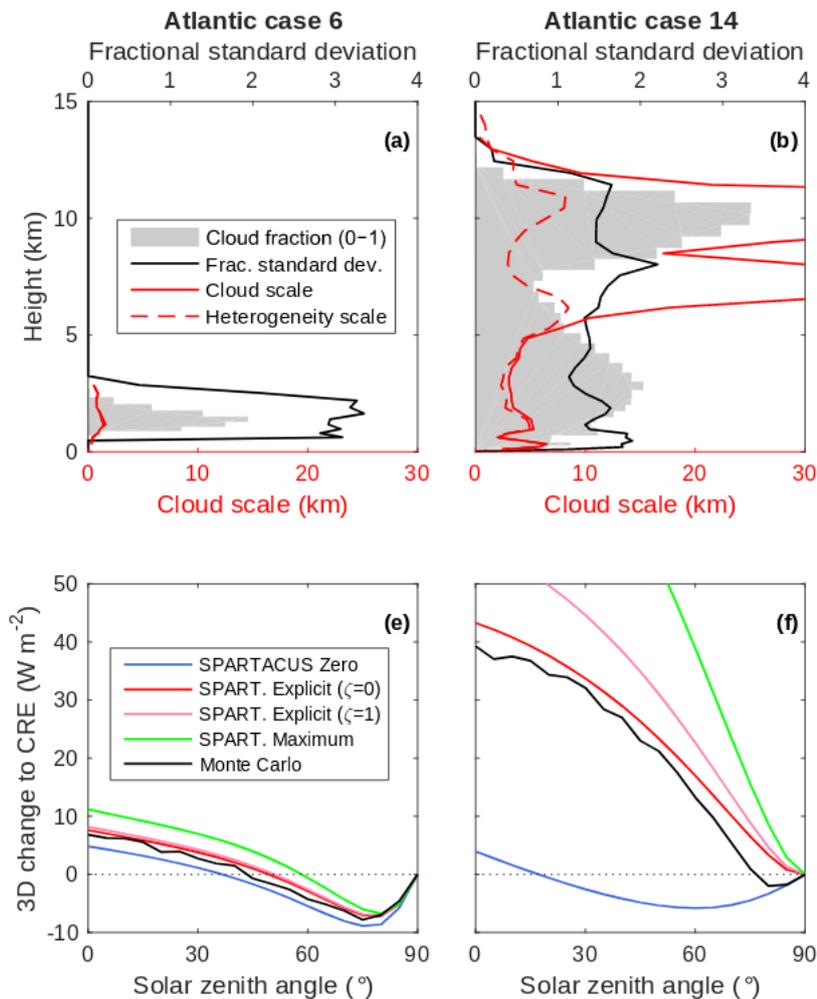


Figure 7.6 – Figure adaptée de la Figure 10 de HOGAN et collab. [2019]. Deux scènes nuageuses contrastées (en haut) et leurs effets 3D (en bas). Les différentes courbes colorées pour les effets 3D ont été obtenues à partir de différentes représentations du processus de piégeage dans SPARTACUS, tandis que la courbe noire représente la référence de Monte Carlo (calculs effectués par H. Barker). SPARTACUS Zero correspond à la Figure 7.4-a et SPART. Maximum correspond à la Figure 7.4c. Les deux SPART. Explicit correspondent à la Figure 7.4-b où les distances horizontales parcourues et le taux de piégeage sont calculés explicitement. A gauche, une scène de nuages bas, de couverture nuageuse modérée, composée de nombreux petits nuages. Les tailles effectives des nuages et des hétérogénéités nuageuses représentées en rouge sont environ égales pour ce champ. A droite, une scène de convection profonde composée de nuages moyens et hauts, favorisant le processus de piégeage.

## 7.2 Evaluation de la représentation des effets 3D

Le solveur SPARTACUS a été développé récemment et certains aspects sont encore en cours de développement et d'amélioration. Lors de sa conception et dans les publications qui ont suivi, le solveur a été évalué contre des références issues de calculs Monte Carlo, et a généralement montré un bon accord avec ces résultats. D'après HOGAN et collab. [2016], les angles solaires où les effets 3D sont les plus prononcés, autour de  $70^\circ$  sont les moins bien représentés par SPARTACUS. Mais cette évaluation a été réalisée avant d'introduire la formulation explicite du processus de piégeage. Dans HOGAN et collab. [2019], le comportement du solveur SPARTACUS est évalué à partir de nombreuses scènes nuageuses. Le biais sur les effets 3D entre une estimation par SPARTACUS et un calcul explicite par Monte Carlo est faible ( $0.3 \text{ W.m}^{-2}$ ) pour des effets allant de  $-10 \text{ W.m}^{-2}$  à  $50 \text{ W.m}^{-2}$ . Pourtant, il apparaît que certaines scènes présentent des biais beaucoup plus élevés. Dans cette section, ecRad et en particulier SPARTACUS sont évalués contre des références afin de mieux caractériser leur limitations, dans des situations de nuages de couche limite.

Dans l'article présenté au Chapitre 4 de cette thèse, une évaluation de SPARTACUS a été présentée, comparant des estimations issues de SPARTACUS avec des estimations par Monte Carlo. La métrique ciblée lors de cet exercice était la décomposition du flux de surface en contributions directe et diffuse. Lors d'une visite de deux mois au Centre Européen dans l'équipe à l'origine des développements de SPARTACUS, j'ai travaillé à la comparaison de flux direct et diffus estimés par SPARTACUS et observés. La première partie de cette section décrit ces travaux. Dans la seconde partie, les flux 1D et 3D incidents en surface estimés par SPARTACUS sont comparés à des calculs par Monte Carlo. Dans cette comparaison, une attention particulière est portée aux paramètres permettant de représenter le milieu nuageux : hétérogénéité horizontale, recouvrement vertical, taille des nuages. Dans un premier temps, ces paramètres sont diagnostiqués dans les champs LES décrits au Chapitre 5, et comparés aux paramètres utilisés par défaut dans SPARTACUS, ou récemment dérivés d'observations par exemple pour la taille effective des nuages. Les scènes nuageuses sont les mêmes qu'au chapitre précédent (voir Tableau 6.1). L'impact de différents choix de paramètres sur les flux radiatifs incidents en surface est évalué, d'abord sur l'effet radiatif des nuages en 1D, puis sur les effets 3D.

### 7.2.1 Evaluation du partitionnement direct / diffus

#### 7.2.1.1 Comparaison avec des calculs de Monte Carlo

Pour un modèle de prévision numérique du temps ou de climat, les flux radiatifs globaux sont les principales quantités nécessaires pour résoudre le couplage entre le chauffage radiatif et l'atmosphère ou la surface. Cependant, la décomposition des flux de surface en contributions directe et diffuse est une grandeur d'intérêt pour différents acteurs, par exemple pour l'industrie de l'énergie solaire (photovoltaïque ou à concentration). La capacité d'une paramétrisation de transfert radiatif à prédire cette décomposition est donc un critère d'évaluation important pour les paramétrisations, et cette importance ne peut que prendre de l'ampleur dans la conjoncture actuelle où la transition énergétique vers des sources dites renouvelables est plus que péremptoire. Une première comparaison illustrée en Figure ?? a été réalisée en utilisant des calculs de Monte Carlo comme référence pour l'évaluation de SPARTACUS. Les calculs sont réalisés dans le champ LES correspondant à la huitième heure du cas ARM-Cumulus, à différents angles solaires.

Comme décrit à la section 4.1.2, l'estimation de flux direct par Monte Carlo peut être adaptée à une définition particulière du flux direct. Ici, il est défini tel que seuls les chemins jamais diffusés ni réfléchis contribuent au flux direct lorsqu'ils atteignent la surface. Le rapport de flux direct sur global a été évalué pour deux fonctions de phase : la fonction de phase de Mie et la fonction de phase de Henyey-Greenstein modifiée de façon à représenter

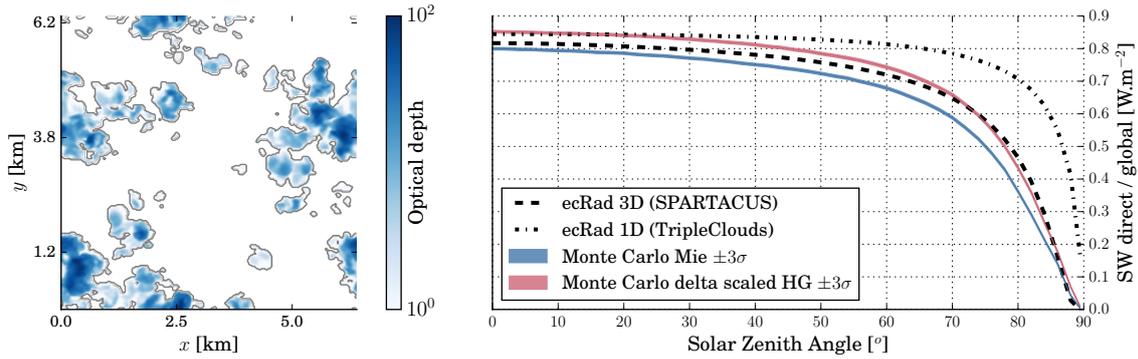


Figure 7.7 – Figure 9 de [VILLEFRANQUE et collab. \[2019\]](#). Gauche : carte horizontale d'épaisseur optique (échelle logarithmique) pour la scène de cumulus ARMCu huitième heure, 15h30 heure locale. Droite : Calculs par Monte Carlo et par ecRad du rapport de flux direct sur global incident en surface, moyenné horizontalement et sur le spectre solaire, en fonction de l'angle solaire zénithal. Des résultats issus de deux simulations ecRad sont présentés en noir, avec le solveur Tripleclouds (tireté) et avec le solveur SPARTACUS (pointillé). Des résultats issus de deux simulations Monte Carlo, avec la fonction de phase de Mie (en bleu) ou une fonction de phase de Henyey Greenstein modifiée (en rouge), mettent en évidence l'impact de l'approximation de delta-Eddington sur la décomposition direct / diffus des flux.

l'approximation de delta-Eddington (voir la section 4.1.2 pour plus de détails). Comme le milieu est plus optiquement fin dans l'approximation de delta-Eddington, le flux direct est surestimé par rapport à une estimation non biaisée (fonction de phase et propriétés optiques directement données par la théorie de Mie).

Deux calculs ont été réalisés avec ecRad pour chaque angle solaire : l'un avec Tripleclouds (solveur 1D) et l'autre avec SPARTACUS (solveur 3D). Les profils d'entrée des simulations sont les profils moyennés horizontalement dans le champ issu de LES. Les paramètres nuageux nécessaires à un calcul de ecRad : taux de recouvrement vertical, écart type normalisé, taille effective des nuages (pour SPARTACUS uniquement) sont diagnostiqués dans le champ LES (méthode décrite à la section suivante). Le rapport de flux direct sur global à la surface estimé par le solveur SPARTACUS est en accord avec les estimations de référence de Monte Carlo pour tous les angles, à l'incertitude liée à l'approximation de delta-Eddington près. Par contre, le solveur Tripleclouds ne permet pas de reproduire la chute rapide du taux de flux direct quand le soleil s'approche de l'horizon (angles solaires élevés). Cette décroissance est due à l'augmentation de la couverture effective c'est à dire l'augmentation de l'interception du flux solaire incident par les bords de nuages (comme discuté au Chapitre 6), qui n'est pas représentée dans Tripleclouds. Sans les effets 3D et à fortiori avec l'approximation de delta-Eddington, ecRad surestime le taux de flux direct incident en surface, en présence de nuages.

### 7.2.1.2 Comparaison avec des observations

Afin d'étendre la significativité de ce résultat, une comparaison entre le rapport de flux direct sur global estimé par ecRad est comparé à un rapport direct sur global observé sous des nuages de couche limite. Pour pouvoir comparer les flux simulés et observés en isolant la représentation du transfert radiatif, les profils de flux nuageux observés ont été utilisés comme donnée d'entrée pour les calculs ecRad. Les données Cloudnet [[ILLINGWORTH et collab., 2007](#)] utilisées ici sont les profils nuageux observés sur l'île de Graciosa dans les Açores, entre le 5 juin 2009 et le 31 décembre 2010 (mesures acquises par un dispositif mobile déployé à l'occasion de la campagne de mesure Clouds, Aerosol and Precipitation in the Marine Boundary Layer (CAP-MBL)) et entre le 17 juillet 2015 et le 21 septembre 2017 (mesures acquises par un dispositif permanent installé à Graciosa). Les profils d'eau liquide nuageuse, de

fraction nuageuse et d'hétérogénéité horizontale sont reconstruits à partir d'une combinaison de mesures lidars et radars (l'eau totale intégrée verticalement est répartie entre le sommet et la base nuageuse en supposant un profil de condensation adiabatique), puis sont interpolés sur la grille spatiotemporelle du modèle de prévision globale du Centre Européen (Integrated Forecast System, IFS), à raison d'un profil par heure. Seuls les profils correspondant à une situation de nuages de couche limite sont étudiés. Les données de flux radiatifs incidents en surface sont issus de la base de donnée de ARM à Graciosa pour les mêmes périodes. Le flux direct est mesuré par un pyréliomètre dont l'angle d'ouverture est de 5 degrés, le flux global est mesuré par un pyranomètre. En cas de qualité insuffisante de la mesure, les données correspondantes sont ignorées. Les mesures sont moyennées sur une période d'une heure. Pour que la définition du flux direct du modèle corresponde à celle des observations, le flux direct est calculé par ecRad avec une modification du facteur de pondération dans l'approximation de  $\delta$ -Eddington. Avec cette modification, le flux diffusé dans un angle solide correspondant à l'ouverture du pyréliomètre est considéré comme direct, comme présenté à la section 4.1.2 du Chapitre 4 (simulation **Mie instrument**).

Les résultats principaux sont synthétisés par la Figure 7.8 :

1. la proportion de flux direct diminue lorsque l'angle solaire zénithal augmente (soleil proche de l'horizon) et lorsque la couverture nuageuse totale augmente ;
2. lorsque le transport horizontal est représenté avec le solveur SPARTACUS, le flux direct diminue par rapport à un calcul 1D (Tripleclouds) car une partie du flux direct est intercepté par les bords de nuages ;
3. les observations sont significativement plus proches des prédictions de SPARTACUS que des calculs 1D de Tripleclouds en particulier aux angles solaires élevés et aux couvertures nuageuses intermédiaires à élevées, c'est à dire lorsque les effets 3D sont dominants.

Cela démontre finalement de l'impact des effets 3D sur la proportion de flux direct incident en surface. Cette métrique pourrait être plus systématiquement exploitée dans les comparaisons de modèles aux observations, bien que cela demande des précautions particulières comme par exemple la gestion de l'approximation de  $\delta$ -Eddington. Toutefois, la prédiction des flux directs étant d'intérêt pour différentes communautés, il reste pertinent de revisiter leur représentation à la lumière de la complexification des schémas de rayonnement et de la meilleure représentation des nuages bas dans les modèles de grande échelle, comme le font par exemple RÄISÄNEN et LINDFORS [2019].

## 7.2.2 Estimation des paramètres nuageux nécessaires à la résolution du transfert 3D par SPARTACUS

### 7.2.2.1 Diagnostics dans les scènes nuageuses 3D et paramètres par défaut

Les profils de paramètres décrits à la section 7.1.2 sont évalués dans les champs LES 3D de cumulus et représentés sur la Figure 7.9. Les profils de recouvrement vertical sont globalement entre 0.8 et 1, caractérisant un recouvrement plutôt maximal des couches nuageuses adjacentes. Cela est lié à la résolution verticale assez fine des champs et au cisaillement modéré. La couverture nuageuse de deux couches adjacentes est donc proche de la couverture nuageuse maximale des deux couches. La valeur par défaut du taux de recouvrement est calculée à partir de la valeur par défaut de la longueur de décorrélation  $\Delta z_0 = 2000$  m et de la résolution verticale, entre 25 et 40 mètres en fonction des simulations.

La taille des nuages présente une certaine variabilité dû au fait que les simulations continentales sont fortement marquées par le cycle diurne ce qui induit des caractéristiques nuageuses qui évoluent au cours de la journée, avec des nuages plus petits le matin et plus larges l'après-midi (voir Chapitre 5). La taille effective des nuages est calculée dans les LES à partir de l'aire totale des nuages et de la longueur d'interface entre ciel clair et nuageux.

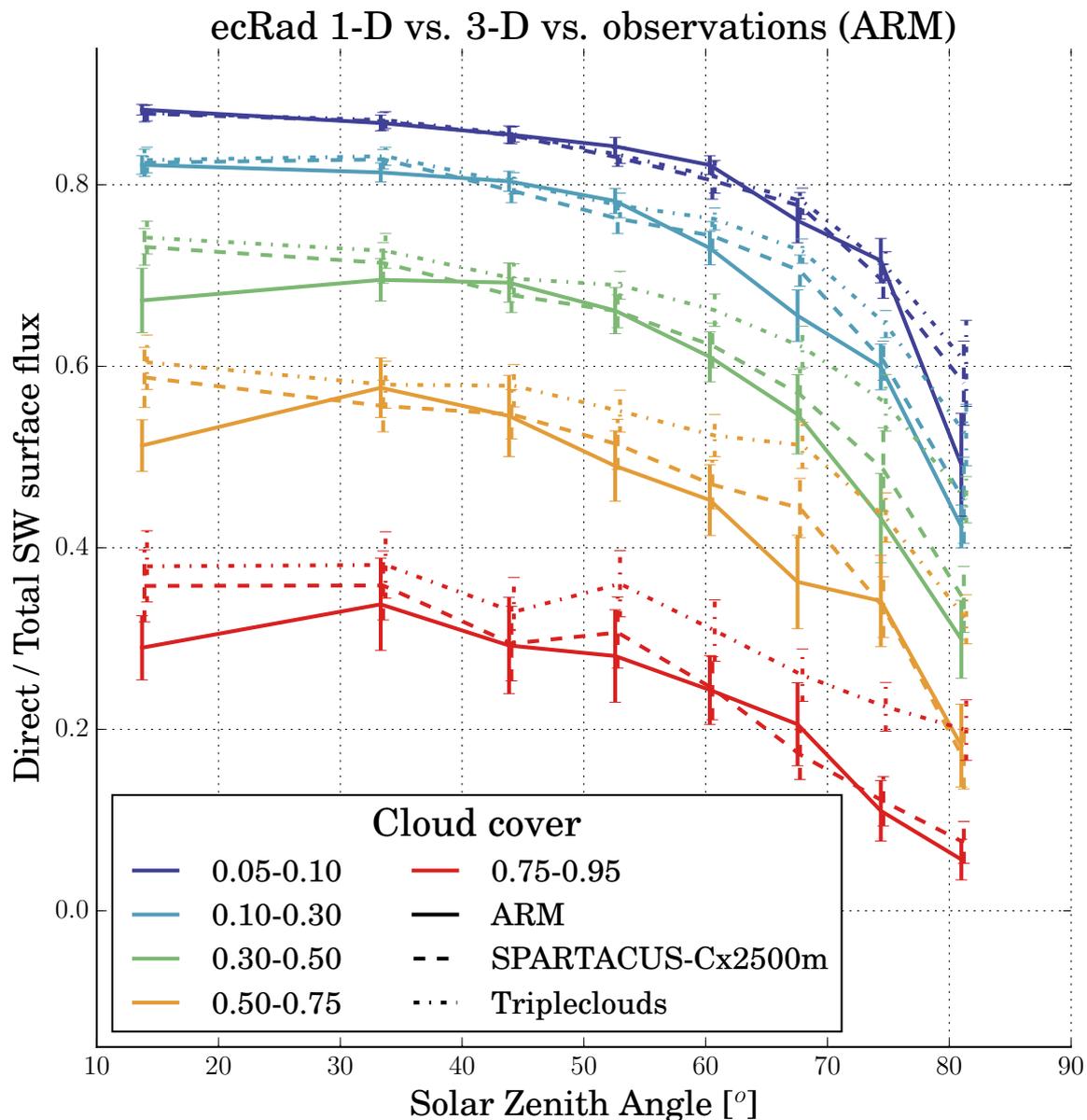


Figure 7.8 – Fraction de flux direct sur global incident à la surface, en fonction de l'angle solaire zénithal, pour cinq intervalles de couverture nuageuse totale. Les barres d'erreur correspondent aux intervalles de confiance à 95% ( $\pm 1.96\sigma/n$  où  $\sigma$  est l'écart type du rapport de flux et  $n$  est le nombre de points de données dans l'intervalle d'angle solaire et de couverture nuageuse). Les profils nuageux en entrée d'ecRad sont issus de données Cloudnet. Les flux directs sont calculés avec une correction de l'approximation de delta-Eddington ( $f=0.6g^2$ , voir section 4.1.2), et les flux globaux sont calculés avec l'approximation de delta-Eddington classique ( $f=g^2$ ). Les lignes pleines correspondent aux observations radiatives issues de données ARM, les lignes pointillées-tirées au solveur Triplecloud et les lignes tirées au solveur SPARTACUS.

Afin d'estimer cette longueur, une hypothèse de forme a été posée afin de pouvoir relier l'aire de chaque nuage à son périmètre (les nuages sont identifiés dans chaque scène à l'aide des outils décrits à la section 5.2.2). Sous une hypothèse circulaire, le rapport d'aire à périmètre est simplement

$$p = 2\sqrt{\pi c}$$

où  $p$  et  $c$  sont les périmètre et aire normalisés par l'aire du domaine (densité surfacique de périmètre et couverture nuageuse respectivement). Sous l'hypothèse elliptique, les barycentres de chaque nuage sont déterminés ainsi que la longueur maximale séparant le barycentre d'un point appartenant au nuage, dont la moitié est prise comme estimation de la longueur du demi grand axe de l'ellipse,  $a$ . Ensuite, la longueur du demi petit axe est estimé comme  $b = c/(a\pi)$ , et le périmètre est estimé comme

$$p = \pi\sqrt{2}\sqrt{a^2 + b^2}$$

Le périmètre d'une ellipse est plus grand que le périmètre d'un cercle de même aire. La taille équivalente des nuages  $C_S$  est donc plus petite sous l'approximation elliptique que pour l'approximation circulaire, avec des maxima de taille supérieurs à un kilomètre pour les cercles et plutôt autour de 800 mètres pour les ellipses. Ainsi, des effets 3D plus importants sont attendus sous l'approximation elliptique.

L'hétérogénéité horizontale est simplement calculée comme l'écart type normalisé par la moyenne du contenu en eau liquide nuageuse (uniquement comptée dans les nuages), à chaque niveau. Les différents profils couvrent des valeurs d'hétérogénéité relative de 0.2 à 1.2, avec la plupart des valeurs entre 0.6 et 0.9, en accord avec les valeurs observées et reportées dans la littérature, (voir la Table 1 de SHONK et collab. [2010] pour un résumé des différentes études). Le paramètre d'hétérogénéité varie en fonction des types de nuages et de la résolution des données analysées, avec des valeurs observées entre 0.4 et 1.4. HOGAN et collab. [2019] reporte des paramètres d'hétérogénéité allant jusqu'à quatre pour des scènes nuageuses simulées par LES. Dans la version opérationnelle du schéma ecRad pour le modèle du Centre Européen, la valeur de 1 est utilisée par défaut (avec le solveur McICA ; PINCUS et collab. [2003]).

### 7.2.2.2 Variantes et valeurs paramétrisées

Le profil de taux de recouvrement vertical est utilisé par les solveurs d'ecRad pour déterminer la couverture nuageuse totale en fonction du profil vertical de fraction nuageuse. Plus le recouvrement est aléatoire, plus la couverture nuageuse est grande. En diagnostiquant le recouvrement exact dans les champs 3D, on s'attend à ce que la couverture nuageuse totale calculée par ecRad corresponde à la couverture nuageuse diagnostiquée dans les champs 3D. La Figure 7.10 illustre la différence entre ces deux valeurs. Malgré un taux de recouvrement exact, la couverture nuageuse diagnostiquée par ecRad est systématiquement plus grande que celle diagnostiquée dans les champs 3D. Cela s'explique par le fait que le taux de recouvrement n'est pas une donnée intégrée verticalement (comme l'est la couverture nuageuse), mais une donnée caractérisant les interfaces entre deux couches adjacentes. Le recouvrement entre chaque paire de couches nuageuses est contraint, mais la façon dont deux paires de couches successives se recouvrent ne l'est pas, comme l'illustre la Figure 7.11 (voir HOGAN et BOZZO [2018] pour une description du calcul de couverture nuageuse). HOGAN et collab. [2016] rencontrent le même problème lorsqu'ils comparent les résultats de SPARTACUS contre des calculs Monte Carlo 3D effectués dans un champ nuageux issu de LES. Leur solution consiste en une modification du taux de recouvrement diagnostiqué afin de se rapprocher de la "vraie" couverture nuageuse de la scène. Dans leur cas, augmenter la distance de décorrélation de recouvrement ( $\Delta z_0$ ) de 26 % permet de retrouver la vraie couverture nuageuse. Mais un trop grand écart entre le profil de recouvrement utilisé par ecRad et le vrai profil de recouvrement induit des erreurs sur les flux calculés. HOGAN et collab. [2016] proposent

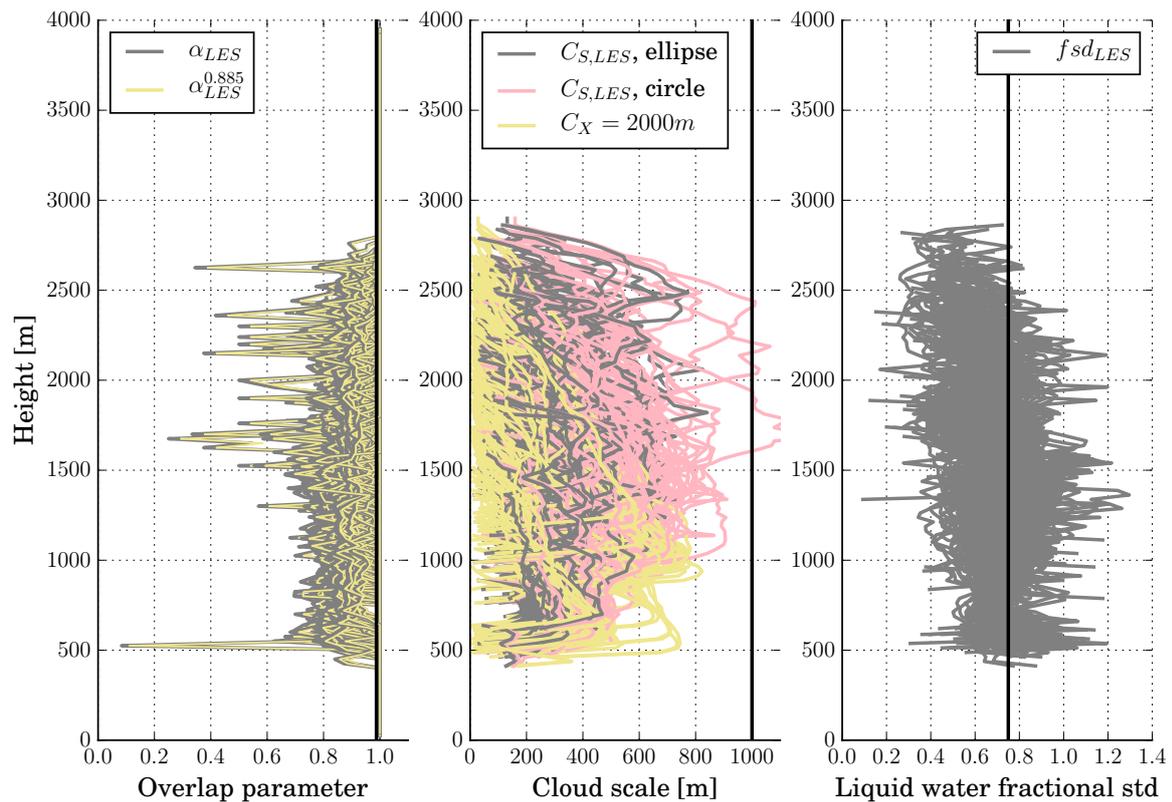


Figure 7.9 – Profils de paramètres nuageux diagnostiqués dans les scènes LES, modifiés, ou par défaut dans ecRad ; paramètre de recouvrement vertical (gauche), taille effective des nuages (centre), écart type normalisé du contenu en eau liquide nuageuse (droite). Le profil de paramètre de recouvrement vertical est pondéré (jaune) pour obtenir une couverture nuageuse totale plus proche de celle diagnostiquée dans les LES. Le profil de taille effective peut être paramétrisé (jaune) ou diagnostiqué dans les scènes 3D LES selon une hypothèse de forme circulaire (rose) ou elliptique (gris). Tous les paramètres par défaut sont donnés en noir (sauf la  $f_{sd}$  qui prend la valeur préconisée de 0.75 plutôt que la valeur par défaut de 1).

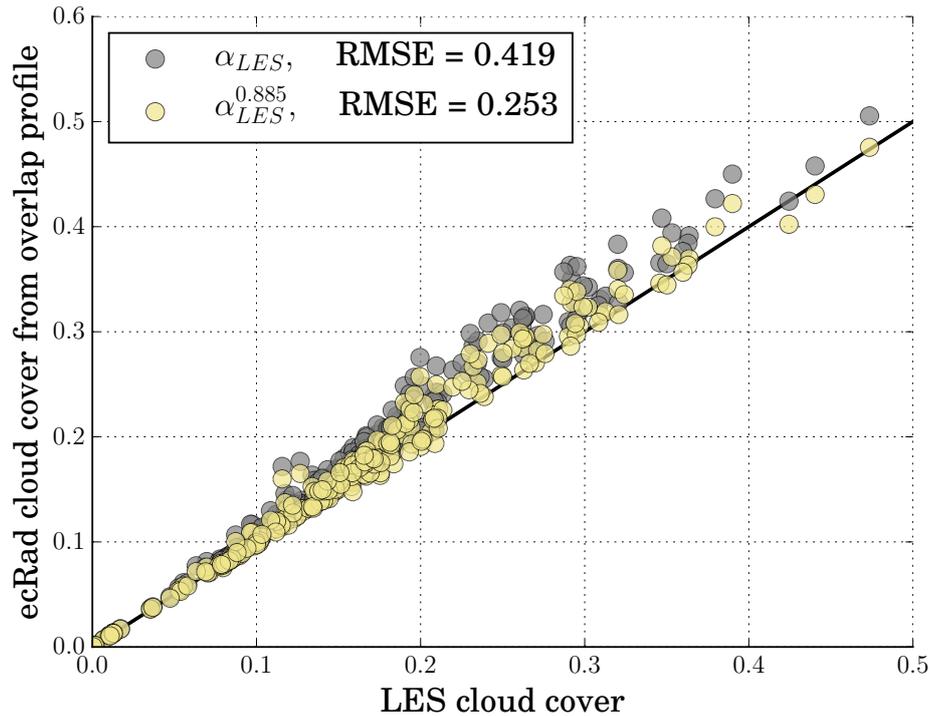


Figure 7.10 – Couverture nuageuse totale diagnostiquée dans les scènes 3D LES (abscisse) versus diagnostiquée par ecRad (ordonnées) à partir du profil de paramètre de recouvrement vertical diagnostiqué dans les scènes LES (gris) ou multiplié par 1.13 (jaune).

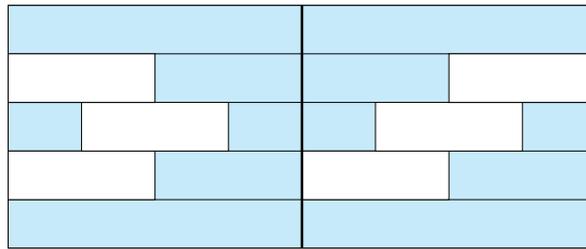


Figure 7.11 – Schéma illustrant les limitations du profil de taux de recouvrement pour contraindre la couverture nuageuse totale (régions nuageuses en blanc, régions de ciel clair en bleu). Les profils de fraction nuageuse et de taux de recouvrement sont les mêmes à droite et à gauche mais la couverture nuageuse totale diffère (0.75 à gauche, 1 à droite).

donc, faute de meilleure solution, d'augmenter la distance de décorrélation de 13 %, à mi-chemin entre la vraie couverture totale et le vrai taux de recouvrement vertical. Les profils jaunes présentés en Figure 7.9 correspondent effectivement au taux de recouvrement modifié ( $\alpha^{1/1.13}$ ). Les profils restent proches des valeurs diagnostiquées dans les champs 3D, avec un taux de recouvrement à peine plus grand (c'est à dire un recouvrement plus proche de maximal que d'aléatoire). Les couvertures nuageuses diagnostiquées par ecRad à partir de ces nouveaux profils sont présentées sur la Figure 7.10. Elles sont systématiquement plus proches des valeurs diagnostiquées directement dans le champ 3D, avec une erreur quadratique réduite de 60%.

En plus des profils de taille effective diagnostiqués dans les champs 3D à partir d'hypothèses géométriques, la Figure 7.9 présente les profils calculés à partir de la formulation de **FIELDING et collab. [2019]**, pour un espacement effectif de 2000 mètres. La Figure 7.3 issue de **FIELDING et collab. [2019]** préconise des valeurs plus élevées pour les cumulus, entre 2000 mètres aux Açores et plus de 4000 mètres sur les grandes plaines. Dans nos simulations, le nombre de nuages au kilomètre carré, présenté en Figure 5.12 au Chapitre 5, varie entre

0.25 km<sup>-2</sup> et 4.25 km<sup>-2</sup> lorsque tous les nuages sont considérés, ou entre 0.25 km<sup>-2</sup> et 1.25 km<sup>-2</sup> lorsque seuls les nuages les plus couvrants sont considérés. L'espacement effectif  $C_X$  peut être calculé comme  $C_X = 1/\sqrt{n}$  où  $n$  est la densité surfacique de nuages, on a donc des valeurs de  $C_X$  entre 485 (ou 895 dans le cas des plus gros nuages) et 2000 mètres. La valeur de 2000 mètres correspond donc à la limite haute de l'espacement effectif diagnostiqué dans nos simulations, et à la limite basse de cette même quantité telle que diagnostiquée par FIELDING et collab. [2019] dans des observations et des champs LES. Notons que notre calcul de l'espacement effectif correspond à une identification 3D des nuages, ramenée à une densité surfacique (nombre total de nuages dans la scène, ramenée à la surface du domaine). Pourtant, le nombre de nuages présent à chaque niveau vertical peut varier, et une identification 2D (indépendante à chaque niveau vertical) serait peut être plus pertinent pour obtenir soit une valeur de  $C_X$  moyennée sur la verticale, soit un profil vertical de  $C_X$ . Finalement, la valeur de  $C_X$  est combinée au profil de fraction nuageuse pour calculer la taille effective des nuages selon

$$C_S = C_X \sqrt{c(1-c)}$$

L'impact de cette hypothèse sur le rayonnement est étudié par la suite.

### 7.2.3 Evaluation de simulations ecRad en 1D

Avant de s'intéresser aux effets 3D, le solveur Tripleclouds est étudié, permettant d'évaluer l'effet des paramètres  $fsd$  et  $\Delta z_0$  sans  $C_S$ . Dans les solveurs Tripleclouds et SPARTACUS, le paramètre d'hétérogénéité  $fsd$  détermine la répartition horizontale de l'eau liquide entre les deux régions nuageuses. Le taux de recouvrement vertical détermine la couverture nuageuse totale ainsi que la distribution des flux issus de chaque région (ciel clair, nuage fin, nuage épais) aux régions de la couche inférieure. Ces deux quantités sont essentielles pour la propagation du rayonnement solaire jusqu'à la surface, en 1D comme en 3D. Afin de pouvoir évaluer l'impact de ces paramètres sur l'estimation du rayonnement incident en surface par ecRad, une comparaison de flux 1D par ecRad et par Monte Carlo est présentée en Figure 7.12 : sous l'hypothèse 1D, le paramètre de taille effective des nuages n'est plus utilisé, ce qui permet d'isoler les effets du taux de recouvrement vertical et de l'hétérogénéité horizontale.

La valeur recommandée pour le  $fsd$  est de 0.75, utilisée ici comme paramètre par défaut (en opposition au profil de  $fsd$  diagnostiqué dans les champs 3D). La longueur de décorrélation utilisée par défaut pour le recouvrement vertical est 2000 mètres dans les tropiques, ce qui correspond à un taux de recouvrement de 0.99 pour une résolution de 25 mètres. Dans les LES, le taux de recouvrement est non seulement variable sur la verticale, mais couvre également un intervalle de valeurs important, avec la majorité des valeurs entre 0.7 et 1. La valeur par défaut surestime le taux de recouvrement, c'est à dire sous estime la couverture nuageuse. Cette valeur par défaut doit également permettre de représenter le recouvrement vertical de nuages de convection profonde, est n'est donc pas particulièrement adapté à des cumulus. NEGGERS et collab. [2011] propose une longueur de décorrélation autour de 220 mètres pour des cumulus simulés par LES, proche des valeurs rencontrées ici (une longueur de décorrélation de 4 mailles (ici, 100 m) correspond à un paramètre de recouvrement  $\alpha = 0.78$ , 10 mailles (250 m) correspond à  $\alpha = 0.9$  et 100 mailles à  $\alpha = 0.99$ ).

La Figure 7.12 illustre le fait que l'effet radiatif des nuages (différence de flux entre un calcul avec et sans l'effet des nuages, négatif dans le solaire à la surface) déterminé à partir des paramètres par défaut est largement sous-estimé : le biais moyen est de -13 W.m<sup>-2</sup> au zénith et -6.6 W.m<sup>-2</sup> proche de l'horizon, avec des erreurs quadratiques très élevées. Plus la couverture nuageuse (diagnostiquée dans les champs 3D) est élevée, plus l'effet radiatif est important, et plus l'erreur absolue est importante, jusqu'à 50 W.m<sup>-2</sup> pour un soleil au zénith.

Le Tableau 7.1 présente les biais moyens et erreurs quadratiques estimés pour les CRE 1D calculés par Tripleclouds à partir de différents paramètres, par rapport à des calculs

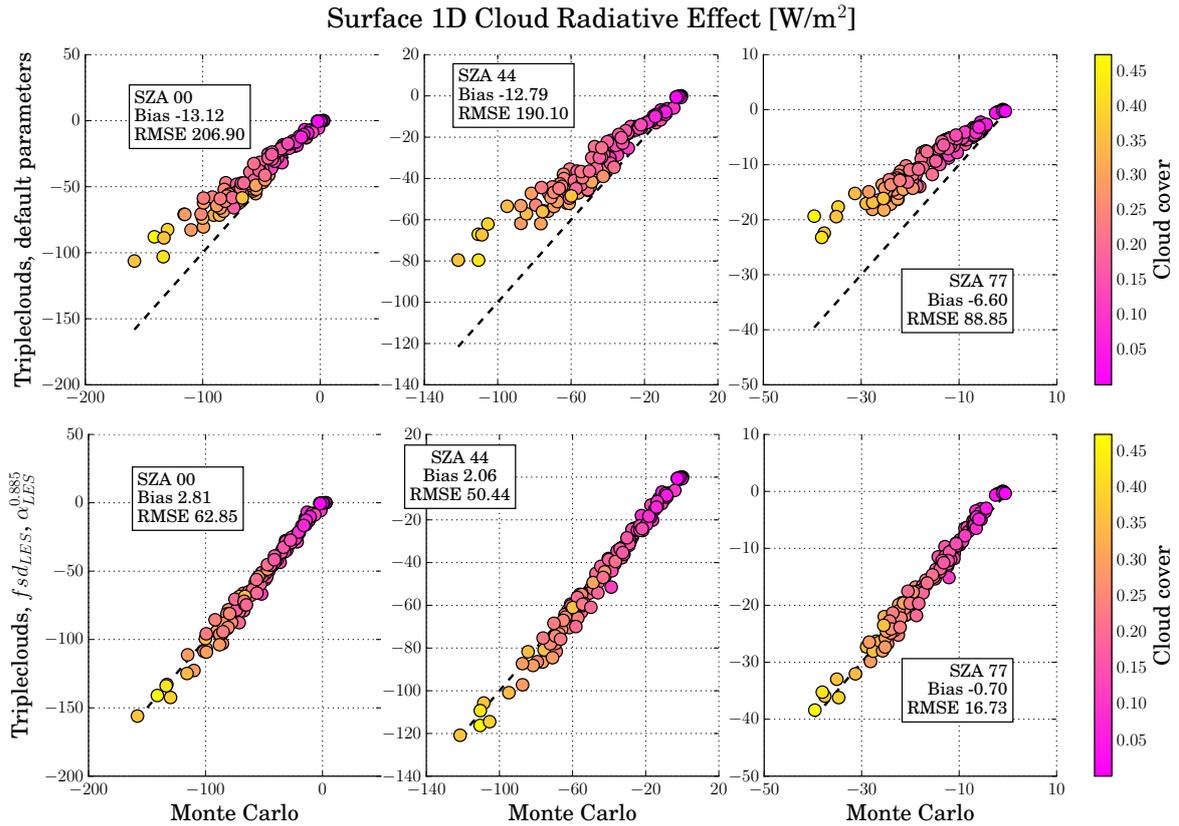


Figure 7.12 – Evaluation des effets radiatifs 1D en surface estimés par Tripleclouds (solveur du schéma ecRad, en ordonnées) par rapport à des calculs de référence Monte Carlo 1D réalisés dans les champs LES 3D (en abscisse), pour deux jeux de paramètres (en haut : paramètres par défaut  $fsd = 0.75$  et  $\Delta z_0 = 2000$  m ; en bas : meilleure configuration  $fsd_{LES}$  et  $\alpha_{LES}^{0.885}$  (voir Figure 7.9) ; avec  $\alpha = \exp(-\Delta z/\Delta z_0)$  et pour trois angles solaires (à gauche :  $0^\circ$  ; au milieu :  $44^\circ$  ; à droite :  $77^\circ$ ). Chaque point correspond à une scène nuageuse différente, et est coloré en fonction de la couverture nuageuse totale de la scène.

de référence réalisés par Monte Carlo. Lorsque la valeur par défaut de  $fsd$  est remplacée par le profil diagnostiqué dans les champs 3D (deuxième ligne), les erreurs sont légèrement diminuées. Les profils de  $fsd$  diagnostiqués sont plus réalistes mais leurs valeurs moyennes sont proches de 0.75 : cette valeur paraît être une bonne approximation pour caractériser l'hétérogénéité horizontale de l'eau liquide dans les cumulus.

Lorsque le profil de recouvrement vertical par défaut (constant à 0.99 sur la verticale) est remplacé par les profils de taux de recouvrement diagnostiqués dans les champs 3D (troisième ligne), les erreurs sur les flux 1D sont très largement réduites. Cela s'explique non seulement par le fait que les valeurs diagnostiquées dans les LES sont assez éloignées de la valeur par défaut, mais également par le fort impact de ce paramètre sur les flux estimés en surface.

En effet, lorsque les profils de taux de recouvrement sont à nouveau modifiés afin de se rapprocher de la vraie couverture nuageuse totale (quatrième ligne), l'impact sur les biais et erreurs quadratique reste important, alors que la différence entre les profils est faible, comme le montre la Figure 7.9. Cette dernière configuration (profils de  $fsd$  diagnostiqué dans les champs 3D, profils de taux de recouvrement diagnostiqués puis pondérés) correspond à la seconde rangée de figures dans la Figure 7.12. L'accord entre les flux estimés par Tripleclouds et Monte Carlo est très bon pour toutes les scènes.

Table 7.1 – Biais moyen / erreur quadratique sur le CRE 1D estimé par Tripleclouds par rapport à des calculs Monte Carlo (en mode 1D) aux angles solaires 0, 44 et 77 pour différents paramètres nuageux

Paramètres	SZA 0°	SZA 44°	SZA 77°
Défaut	-13.12 / 206.9	-12.79 / 190.10	-6.60 / 88.85
$fsd_{LES}$	-12.05 / 193	-11.96 / 179.63	-6.39 / 86.1
$fsd_{LES}, \alpha_{LES}$	4.30 / 80.79	3.56 / 68.20	-0.04 / 17.83
$fsd_{LES}, \alpha_{LES}^{0.885}$	2.81 / 62.85	2.06 / 50.44	-0.70 / 16.73

### 7.2.4 Evaluation de simulations ecRad en 3D

Le choix des paramètres d'hétérogénéité et surtout de recouvrement vertical impacte fortement les flux de surface estimés par ecRad. La meilleure configuration testée jusqu'ici consiste à utiliser les profils d'hétérogénéité ( $fsd$ ) diagnostiqués dans les champs nuageux 3D, et les profils de taux de recouvrement diagnostiqués puis pondérés (la longueur de décorrélation est multipliée par 1.13, permettant de diminuer la couverture nuageuse totale associée). Cette configuration est à présent utilisée pour étudier l'impact du troisième paramètre, la taille effective des nuages. Son rôle consiste à moduler le taux de transport horizontal de l'énergie, qui impacte à son tour les effets radiatifs 3D des nuages. Ce sont donc les effets 3D qui seront évalués, comme l'illustre la Figure 7.13. Les effets 3D estimés par Monte Carlo sont de l'ordre de  $30 \text{ W.m}^{-2}$  à  $-25 \text{ W.m}^{-2}$  aux angles solaires  $0^\circ$  et  $77^\circ$ , ce qui correspond environ à respectivement -20% et 62% de l'effet radiatif des nuages calculé en 1D aux deux angles. Pour les calculs SPARTACUS, le paramètre de taille effective par défaut,  $C_S = 1000 \text{ m}$ , est utilisé en premier lieu. Il mène à une sous-estimation des effets 3D, à tous les angles solaires, et particulièrement aux angles proches de l'horizon où ils ne dépassent pas  $-6 \text{ W.m}^{-2}$  environ d'après SPARTACUS, alors que les calculs Monte Carlo donnent des effets 3D au-delà de  $-20 \text{ W.m}^{-2}$ . Une deuxième expérience consiste à utiliser la paramétrisation de [FIELDING et collab. \[2019\]](#) avec le paramètre d'espacement effectif  $C_X = 2000 \text{ m}$ . D'après cette formulation, les tailles effectives sont fortement réduites, avec une valeur maximum d'environ 800 mètres. Une plus petite taille effective correspond à une densité de périmètre plus importante, donc à des effets 3D plus importants. En effet, la Figure 7.13 montre une réduction des erreurs sur les effets 3D en surface par rapport aux références Monte Carlo. Finalement, les profils de taille effective diagnostiqués dans les champs 3D sous l'approximation elliptique sont également utilisés, permettant encore de réduire les différences entre les estimations SPARTACUS et Monte Carlo. Toutefois, l'accord entre les estimations de SPARTACUS et Monte Carlo pour les effets 3D est moins bon que pour les effets radiatifs 1D estimés par Tripleclouds, en particulier aux angles solaires proches de l'horizon où les incertitudes de Monte Carlo sont faibles devant l'écart entre SPARTACUS et Monte Carlo. Ces écarts suggèrent que les effets 3D sont encore sous-estimés par SPARTACUS. Peut-on encore réduire ces erreurs ? Suffit-il de réduire encore la taille des nuages ? Un début de réponse est donné dans la prochaine section, où une nouvelle stratégie est mise en oeuvre pour explorer efficacement l'espace des paramètres nuageux utilisés par ecRad.

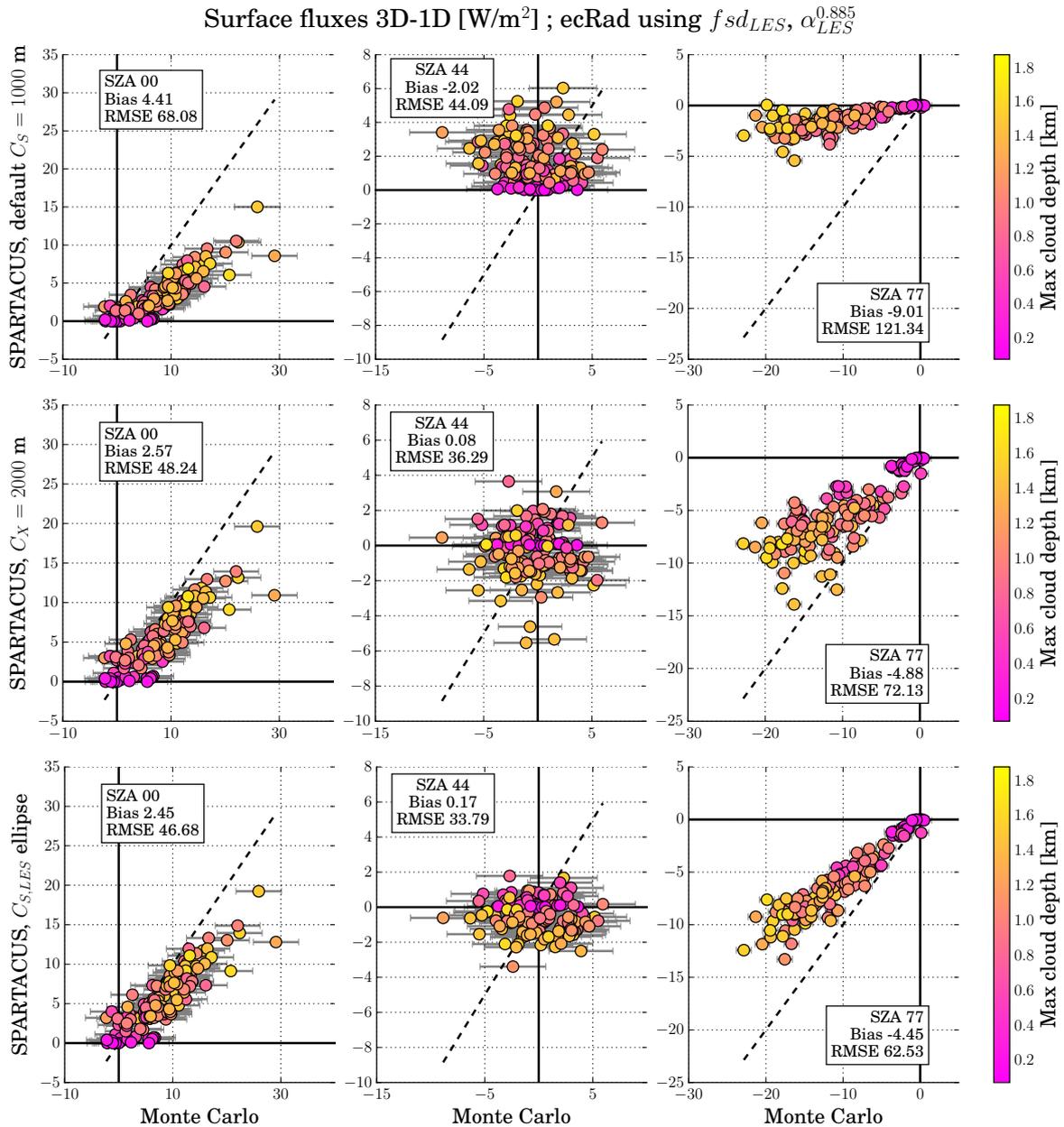


Figure 7.13 – Evaluation des effets radiatifs 3D en surface estimés par SPARTACUS (solveur du schéma ecRad, en ordonnées) par rapport à des calculs de référence Monte Carlo 3D réalisés dans les champs LES 3D (en abscisse), pour trois paramètres de taille effective (en haut : paramètre par défaut  $C_S = 1000$  m ; au milieu : paramétrisation de  $C_S$  en fonction de l’espacement effectif  $C_X = 2000$  m [FIELDING et collab., 2019] ; en bas : meilleure configuration,  $C_S$  diagnostiquée dans les champs 3D sous l’hypothèse de géométrie elliptique) et pour trois angles solaires (à gauche :  $0^\circ$  ; au milieu :  $44^\circ$  ; à droite :  $77^\circ$ ). Chaque point correspond à une scène nuageuse différente, et est coloré en fonction de l’épaisseur maximum des nuages de la scène. Les barres horizontales représentent les incertitudes de Monte Carlo, calculées comme la somme des écarts types obtenus en 3D et 1D (donc proportionnels au flux incident au sommet de l’atmosphère).

## 7.3 Exploration du comportement de SPARTACUS en fonction des paramètres nuageux

La sensibilité des flux radiatifs de surface aux paramètres utilisés par le solveur SPARTACUS a été démontrée à la section précédente. Cette sensibilité ouvre plusieurs questions, dont certaines font l'objet des travaux présentés dans cette section :

1. Quel est l'impact relatif des différents paramètres sur différents observables ?
2. Peut-on trouver des jeux de paramètres satisfaisant pour un ensemble de scènes nuageuses et d'angles solaires ?
3. Ces valeurs sont-elles proches de celles diagnostiquées dans les champs 3D issus de LES, qui correspondent supposément à une interprétation physique de ces paramètres ?
4. Existe-t-il des corrélations entre les différents paramètres, qui pourraient potentiellement induire des compensations d'erreur ?

Les outils statistiques développés dans le cadre du projet HIGH-TUNE sont conçus pour répondre à ce type de questionnements. La section 7.3.1 décrit ces outils et la méthodologie selon laquelle ils sont appliqués dans le contexte de l'exploration du comportement du solveur SPARTACUS dans son espace de paramètres nuageux. Ensuite, l'impact des différents paramètres est analysé pour trois métriques radiatives en surface : la transmissivité totale (section 7.3.2), les effets radiatifs 3D (section 7.3.3) et la proportion relative de flux direct (section 7.3.4).

### 7.3.1 Stratégie

#### 7.3.1.1 Outils de calibration automatique

HIGH-TUNE a pour objectif de produire un cadre de travail et des outils pour faciliter la calibration des paramétrisations des modèles de grande échelle. En effet, des paramètres libres existent de façon intrinsèque à toute paramétrisation, auxquels il est nécessaire d'affecter une valeur. La grande quantité de ces paramètres rend la tâche de calibration très fastidieuse. Les méthodes de calibration qui visent à minimiser une fonction coût peuvent mener à de la surcalibration, ou au choix d'une configuration localement optimale mais pas nécessairement meilleure que d'autres configurations plus loin dans l'espace des paramètres. La méthode de calibration proposée ici est itérative et vise à éliminer les valeurs de paramètres inacceptables, plutôt qu'à chercher un optimum. Elle se déroule en une étape préliminaire suivie de deux grandes étapes itérées un certain nombre de fois.

1. L'étape préliminaire consiste à
  - (a) définir les paramètres et leurs intervalles de valeurs possibles,
  - (b) définir les cas à simuler,
  - (c) définir les métriques cibles à calculer dans les sorties de modèles, qui serviront pour contraindre les paramètres,
  - (d) calculer ces métriques pour les simulations de référence des cas choisis.
2. Ensuite, la première étape effectuée par les outils automatiques consiste à
  - (a) échantillonner un certain nombre de points dans l'espace des paramètres défini à l'étape 1a,
  - (b) simuler avec le modèle à calibrer les cas choisis à l'étape 1b, pour des configurations du modèle (c'est-à-dire des choix de paramètres) échantillonnées à l'étape 2a,

- (c) calculer les métriques définies à l'étape 1c, à partir des simulations effectuées à l'étape 2b.

3. Finalement,

- (a) un émulateur gaussien est construit pour chaque métrique cible à partir du jeu d'apprentissage composé par l'ensemble des paramètres et métriques calculé au 2c, permettant d'évaluer rapidement toutes les métriques pour n'importe quel jeu de paramètres appartenant à l'espace à explorer.
- (b) Grâce à ces émulateurs, la distance des métriques émulées à leur cible référence est évaluée pour un très grand nombre de points dans l'espace des paramètres.
- (c) Les points de l'espace des paramètres qui sont tels que la distance entre la métrique émulée et la métrique référence est supérieure à un critère de plausibilité défini par l'utilisateur (en fonction des incertitudes de la référence, des émulateurs et des modèles à calibrer) sont éliminés de l'espace des paramètres. L'espace restant est appelé l'espace Non-Ruled Out Yet ou NROY space. La procédure peut être réitérée à partir de l'étape 2. en remplaçant l'espace original par le NROY space à l'étape 2a.

Dans le projet HIGH-TUNE, les modèles à calibrer sont les modèles de prévision numérique du temps ou de climat français (ARPEGE, ARPEGE-Climat, AROME, LMDZ), et les références sont les simulations explicites LES, dont celles décrites au Chapitre 5. L'incertitude sur le modèle de référence (Meso-NH) qui intervient dans le critère de plausibilité est déterminée à partir de l'écart type des métriques cibles calculées dans plusieurs simulations LES perturbées, dont celles décrites au Chapitre 5. Le schéma présenté en Figure 7.14 illustre le fonctionnement de ces outils de calibration.

Ici, le modèle à calibrer est SPARTACUS, et les références cibles sont les résultats de calculs Monte Carlo 3D effectués dans les scènes nuageuses issues de LES. L'incertitude sur le modèle de référence est déterminée par l'incertitude statistique des simulations, fournies directement par les calculs Monte Carlo. Elle est plus faible que l'incertitude réelle qui comprend en plus les erreurs liées aux hypothèses microphysiques et optiques (différentes entre le modèle Monte Carlo et ecRad). Afin de prendre en compte cette différence, les incertitudes sur la référence sont définies dans la suite comme trois fois l'écart type donné par Monte Carlo. Une piste d'amélioration pour ces travaux consiste à propager l'incertitude réelle, depuis le calcul radiatif de référence jusqu'aux calculs de plausibilité des jeux de paramètres, en utilisant par exemple des algorithmes Monte Carlo de sensibilité aux paramètres microphysiques comme celui décrit à la section 5.3.3.

### 7.3.1.2 Choix des paramètres, des scènes nuageuses et des métriques

**7.3.1.2.1 Paramètres nuageux à calibrer** Les paramètres choisis pour l'exploration du comportement de SPARTACUS sont les suivants :

- La longueur de décorrélation  $\Delta z_0$  définie à la section 7.1.2. Elle contrôle le taux de recouvrement vertical entre deux couches nuageuses adjacentes : le recouvrement augmente donc la couverture nuageuse totale diminue quand  $\Delta z_0$  augmente. Plutôt que d'échantillonner un intervalle de valeurs fixes directement pour  $\Delta z_0$ , ce qui impliquerait d'utiliser une valeur constante de taux de recouvrement sur la verticale, les profils de  $\Delta z_0$  correspondant aux profils de taux de recouvrement diagnostiqués dans les LES et présentés à la section précédente sont pondérés par un facteur compris entre 0.5 et 2.5. C'est donc ce facteur de pondération qui est considéré comme paramètre sensible.
- La taille effective des nuages  $C_S$  également définie à la section 7.1.2. Elle contrôle le taux de transport horizontal entre les régions d'une couche nuageuse : quand  $C_S$  diminue,

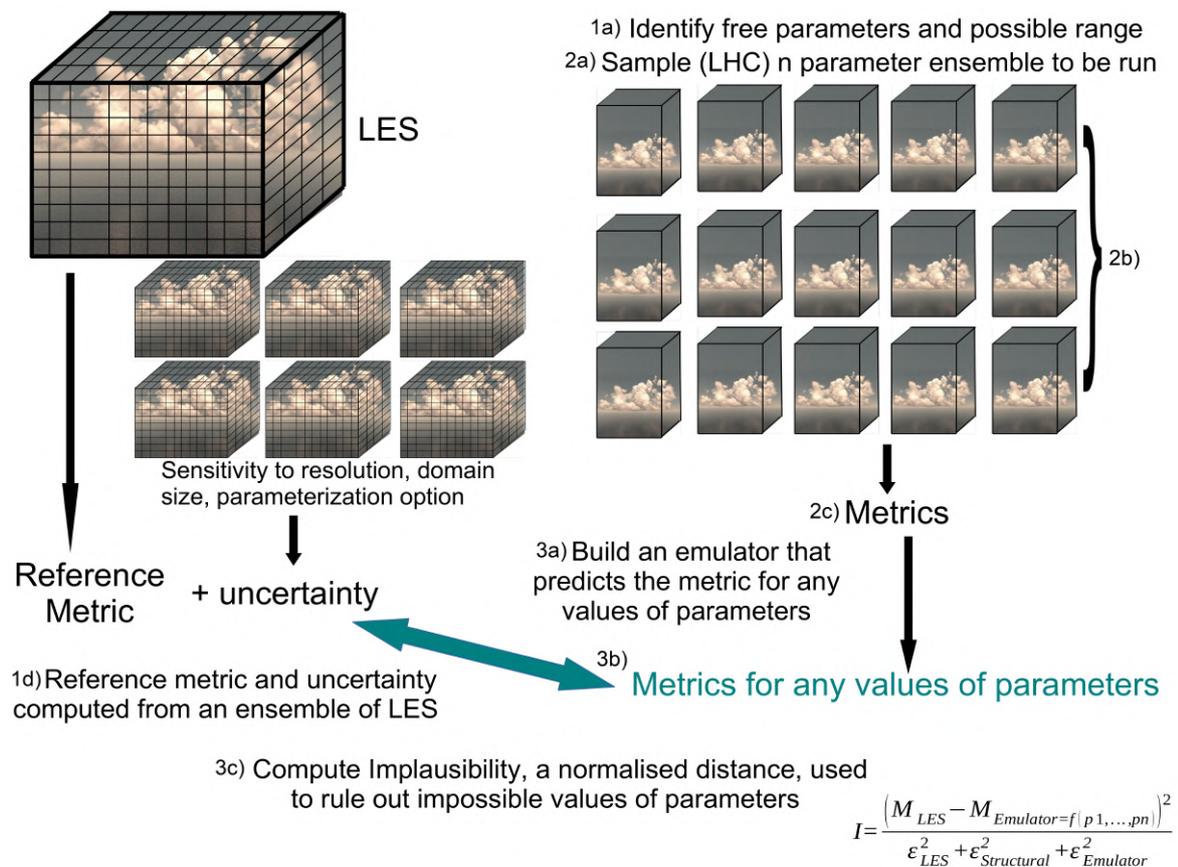


Figure 7.14 – Figure issue de [COUVREUX et collab. \[2019\]](#). Illustration du procédé de calibration automatique par comparaison de simulations de référence (ici, LES) et de simulations 1D (ici, SCM) afin d'exclure les valeurs de paramètres ne satisfaisant pas un critère de plausibilité donné (fonction des incertitudes liées aux différents modèles)

Table 7.2 – Récapitulatif des paramètres et des intervalles de valeurs explorées

Paramètre	Description	Intervalle	Valeur par défaut
$\Delta z_0$ [m]	Longueur de décorrélation du taux de recouvrement vertical	$[0.5, 2.5] \times \Delta z_{0,LES}$	$1 \times \Delta z_{0,LES}$
$C_X$ [m]	Espacement effectif des nuages avec $C_S = C_X \sqrt{c(1-c)}$	[200, 4000]	2000
$\theta_{dE}$ [-]	Correction de l'angle solaire effectif pour le transport horizontal direct	[0, 1]	0.06
$r_\Delta$ [-]	Rapport des longueurs de décorrélation des hétérogénéités et des fractions nuageuses totales	[0, 1]	0.5

le transport horizontal, donc les effets 3D, augmentent. Comme pour le paramètre précédent, ce n'est pas directement  $C_S$  qui est exploré. Les profils de  $C_S$  calculés à partir de la formulation de [FIELDING et collab. \[2019\]](#) pour  $C_X = 2000$  m, présentés à la section précédente, sont pondérés par un facteur compris entre 0.1 et 2, ce qui revient à faire varier  $C_X$  de 200 à 4000 m.

- Le paramètre d'angle solaire  $\theta_{dE}$  défini par [HOGAN et collab. \[2016\]](#). Le taux de transport horizontal dépend de la direction effective de propagation du rayonnement. Pour le flux direct, cette direction devrait être exactement la direction incidente solaire. Pourtant, du fait de l'approximation de delta-Eddington (voir section 4.1.2), une partie du flux considéré direct correspond en réalité à un flux diffus, se propageant à des angles différents de l'angle solaire. En particulier lorsque le soleil est au zénith, une partie du flux considéré direct par l'approximation a une probabilité non nulle de s'échapper par les bords des nuages. Le paramètre  $\theta_{dE}$  permet de corriger la direction effective de propagation des flux directs, tel que l'angle formé par cette direction avec l'axe vertical est

$$\tan \theta = (1/\cos^2 \theta_s - 1 + \theta_{dE}^2)^{1/2}$$

où  $\theta_s$  est l'angle zénithal solaire et  $\theta$  l'angle zénithal effectif de propagation de l'énergie solaire directe. La valeur préconisée par [HOGAN et collab. \[2016\]](#) est  $\theta_{dE} = 0.06$  soit un angle effectif de propagation de  $\arctan(\theta_{dE}) = 3.43^\circ$  lorsque le soleil est au zénith (plus cet angle est grand, plus le taux de transport horizontal et donc les effets 3D sont importants). L'intervalle exploré pour ce paramètre est [0, 1], soit un angle effectif de propagation entre 0 et  $45^\circ$ .

- Le rapport des longueurs de décorrélation des hétérogénéités nuageuses et des nuages,  $r_\Delta$ . Ce rapport controle donc la vitesse de décorrélation verticale de chacune des deux régions nuageuses (optiquement fine et optiquement épaisse), par rapport à la vitesse de décorrélation verticale de la fraction nuageuse totale. L'intervalle de valeurs visitées ici est [0,1], où la décorrélation des hétérogénéités est moins rapide que celle des fractions nuageuses totales. La valeur par défaut est 0.5.

**7.3.1.2.2 Scènes nuageuses sélectionnées** Les scènes utilisées pour l'exploration du comportement de SPARTACUS sont illustrées sur la Figure 7.15. Elles ont été choisies pour leur diversité de couverture nuageuse, de densité de nombre, de taille équivalente et d'épaisseur de nuages, et d'amplitude des effets 3D. Ces caractéristiques sont résumées dans la Table 7.3. La scène L12km SCMS 005 présente le maximum de couverture nuageuse (39 %), de nombre de nuages par kilomètre carré (3.42) et d'effets 3D (-22.85 W.m<sup>-2</sup>). A l'opposé, la scène L12km SCMS 011 présente le minimum de couverture (9.73 %), de densité surfacique de nombre (0.96) et d'effets 3D (-6.06 W.m<sup>-2</sup>).

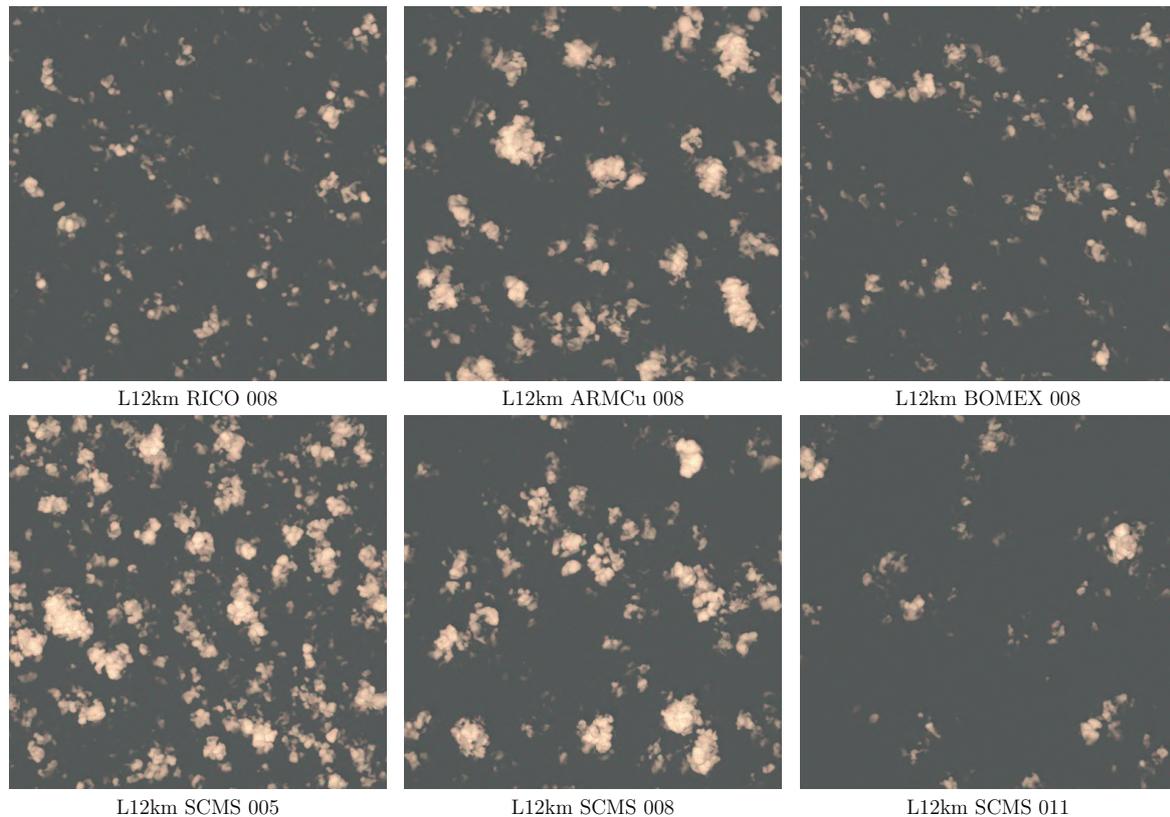


Figure 7.15 – Images photoréalistes des scènes sélectionnées, synthétisées avec htrdr (voir Chapitre 4).

Table 7.3 – Caractéristiques principales des scènes sélectionnées pour explorer le comportement de SPARTACUS : identifiants de la scène, couverture nuageuse, densité surfacique de nombre de nuages, taille effective maximum sur la verticale, épaisseur maximum parmi les nuages de la scène, amplitude des effets 3D à SZA  $77^\circ$ . Les minimum et maximum de chaque caractéristique sont mis en évidence en gras.

Simu	Case	Hour	Cover [%]	Density number	$C_S$ max [m]	Depth max [km]	3D effect SZA $77^\circ$ [ $W.m^{-2}$ ]
L12km	RICO	008	16.45	2.13	<b>324</b>	1.225	-11.90
L12km	ARMCu	008	26.23	1.95	<b>577</b>	1.575	-17.17
L12km	BOMEX	008	15.86	2.11	339	<b>1.050</b>	-8.55
L12km	SCMS	005	<b>39.00</b>	<b>3.42</b>	497	1.550	<b>-22.85</b>
L12km	SCMS	008	23.20	2.04	509	<b>1.625</b>	-14.89
L12km	SCMS	011	<b>9.73</b>	<b>0.96</b>	476	1.500	<b>-6.06</b>

**7.3.1.2.3 Métriques ciblées** Trois types de métriques cibles ont été choisies, qui seront étudiées indépendamment. Pour chaque métrique et pour chaque scène, trois angles solaires (à 0, 44 et 77 degrés) seront étudiés. La première métrique est la transmissivité totale : en dehors des effets 3D, la calibration de SPARTACUS doit pouvoir assurer une estimation satisfaisante des flux totaux en surface. Ensuite, les effets 3D sont évalués, c'est-à-dire la différence entre un calcul 3D et un calcul 1D. Les effets 3D sont au coeur de nos questions et les paramètres à calibrer ont été choisis en partie pour leur probable impact sur les effets 3D. Finalement, la proportion de flux direct incident en surface par rapport au flux total sera analysée. Comme mentionné à la section 4.2.5.1, cette quantité est un potentiel proxy pour mesurer les effets 3D des nuages. Si la sensibilité de SPARTACUS aux différents paramètres est similaire pour les effets 3D et pour la proportion de flux direct, cela confirmerait l'intérêt d'étudier cette quantité plus en détail. L'avantage du ratio de flux direct sur total à la surface par rapport aux effets 3D eux-mêmes est qu'il est disponible dans les observations, et qu'il peut être calculé en une seule simulation Monte Carlo. A contrario, les simulations 1D ne correspondent à aucune réalité mesurable et l'espace des chemins 1D est caractérisé par une densité de probabilité très différente de celle qui caractérise l'espace des chemins 3D, justifiant la nécessité de réaliser deux simulations distinctes pour obtenir les deux grandeurs (flux 1D et 3D).

#### 7.3.1.2.4 Echantillonnage de l'espace des paramètres et simulations explicites

Une fois les paramètres d'intérêt sélectionnés, et leur intervalle de valeurs à explorer définis, l'espace des paramètres est échantillonné afin de sélectionner un petit nombre de jeu de paramètres (ici, 90) définissant des configurations pour lesquelles le modèle à calibrer va être exécuté. L'objectif est d'explorer au mieux l'espace des paramètres, qui peut potentiellement être de grande dimension (ici, 4). Les outils permettant d'échantillonner cet espace sont basés sur des méthodes d'échantillonnage latin hypercube (LHC), une méthode standard de la communauté de la quantification des incertitudes. Un LHC de taille  $m$  divise chaque dimension de l'espace à échantillonner en  $m$  intervalles (linéaires ou logarithmiques en fonction du choix de l'utilisateur), et chaque région ainsi définie est échantillonnée uniformément une seule fois. Ici, nous utilisons une méthode dite  $k$ -extended LHC qui consiste à produire  $k$  échantillonnages séquentiels, où chacun des  $k$  échantillonnages visite effectivement une région qui n'a pas été visitée par les échantillonnages précédents (voir WILLIAMSON [2015] pour plus de détails). L'avantage de cette procédure étendue est que chaque échantillonnage peut être utilisé indépendamment des autres.

#### 7.3.1.2.5 Construction d'émulateurs gaussiens et history matching

Une fois les simulations effectuées par le modèle à calibrer, l'objectif est de construire un émulateur pour chaque métrique cible. Un émulateur est un modèle statistique qui permet de prédire la métrique cible pour n'importe quel jeu de paramètres dans l'espace initialement défini. Les simulations effectivement réalisées par le modèle à calibrer servent de données d'apprentissage pour la construction de l'émulateur, réalisée suivant deux étapes. La première étape consiste à construire une fonctionnelle moyenne des paramètres d'intérêt, à partir d'une combinaison de fonctions de base (linéaires, quadratiques, sinus et cosinus), par une méthode de régression des moindres carrés. Ensuite, des processus gaussiens sont utilisés pour déterminer le résidu de la fonctionnelle moyenne. Les processus gaussiens sont des processus stochastiques basés sur des distributions normales multivariées utilisant des fonctions de covariance qui relient les résidus associés aux différents points de l'espace de paramètres. Cette méthode permet donc de ne pas faire l'hypothèse d'erreurs indépendantes [SALTER et WILLIAMSON, 2016]. L'incertitude autour des fonctionnelles construites par les processus gaussiens est également estimée. L'atout principal des émulateurs est leur faible cout numérique : une fois construits, ils permettent d'évaluer la métrique cible pour des milliers de points de l'espace des paramètres en des temps très courts. Les incertitudes associées aux émulateurs sont prises

en compte dans l'étape de sélection des paramètres acceptables.

### 7.3.2 Transmissivité atmosphérique

Nous avons concentré nos travaux sur l'évaluation des effets radiatifs 3D des nuages ; pour autant, l'objectif concret d'un schéma de rayonnement est d'estimer les flux radiatifs dans l'atmosphère avec une précision donnée, et de façon robuste par rapport aux conditions atmosphériques d'entrée. Dans cette première partie, la capacité de SPARTACUS à estimer la transmissivité, c'est-à-dire le flux incident en surface normalisé par la flux incident au sommet de l'atmosphère, est explorée. Les outils décrits ci-avant sont appliqués à toutes les scènes illustrées par la Figure 7.15.

La Figure 7.16 résume les résultats de cette exploration statistique. Le paramètre de décorrélation verticale des couches nuageuses adjacentes contrôle la transmissivité lorsque le soleil est au zénith, tandis que la taille des nuages contrôle la transmissivité à l'horizon. Comme attendu, la transmissivité augmente lorsque le recouvrement augmente car la couverture nuageuse diminue, et diminue quand la taille des nuages diminue car les effets 3D augmentent et interceptent le rayonnement incident aux angles solaires élevés. Les deux autres paramètres ont peu d'effet sur la transmissivité. En accord avec les résultats illustrés par la Figure 7.12 et les indications de HOGAN et collab. [2016], le taux de recouvrement diagnostiqué dans les LES donne une transmissivité trop faible (la couverture nuageuse totale est surestimée). Une pondération de la longueur de décorrélation d'environ 1.5 semble être appropriée pour toutes les scènes de cumulus étudiées. Concernant la taille des nuages, la transmissivité est trop élevée avec le profil diagnostiqué à partir de  $C_X = 2000$  m et le profil de fraction nuageuse des champs 3D, ce qui signifie que les effets 3D sont sous-estimés. Il semblerait qu'une pondération du profil de taille effective par un facteur d'environ 0.5 pourrait améliorer l'estimation de la transmissivité par SPARTACUS, soit un espacement effectif des nuages autour d'un kilomètre.

Lors de la deuxième étape — qui consiste à construire des émulateurs pour les différentes métriques (différentes scènes et angles solaires), puis à évaluer les réponses de ces émulateurs pour un grand nombre de paramètres afin de déterminer la fraction de l'espace de paramètres tel que les valeurs émulées pour ces paramètres sont à une distance acceptable des valeurs de référence — une grande partie de l'espace des paramètres a été éliminée. La proportion restante, lorsque les trois angles solaires sont pris en compte, est autour de 4% de l'espace des paramètres de départ. Des expériences pour les angles solaires 0 et 77 ont été réalisées séparément. Pour la transmissivité à angle solaire nul, 57% de l'espace des paramètres est conservé ; pour la transmissivité à angle solaire 77° seul 13% de l'espace est conservé. Les zones implausibles ne se recoupent pas entièrement, comme l'illustre la Figure 7.17 (les zones éliminées sont représentées en gris sur le panel du triangle supérieur et en rouge sur le panel du triangle inférieur). Cette figure illustre bien que pour l'angle 0, le paramètre de recouvrement est déterminant, tandis que pour l'angle 77, c'est la taille des nuages qui compte. Il existe donc une zone des paramètres qui permet de reproduire les métriques cibles mais le jeu de paramètres par défaut n'appartient pas à cette zone. De plus, l'écart entre la métrique cible et la transmissivité calculée par SPARTACUS est au mieux autour de 1.5 à 2 fois l'incertitude qui accompagne les calculs de Monte Carlo et les émulateurs gaussiens.

### 7.3.3 Effets 3D

Plutôt que d'étudier la transmissivité globale, les effets 3D sont directement utilisés comme métrique. SPARTACUS produit des transmissivités plausibles dans une région restreinte de l'espace des paramètres, cette région est-elle la même pour les effets 3D ? La Figure 7.18 est le pendant de la Figure 7.16 mais pour les effets 3D. Le rôle du paramètre de recouvrement vertical est moins net que pour la transmissivité elle-même : pourtant, une relation linéaire entre couverture nuageuse et effets 3D a été présentée au Chapitre 6. Dans SPARTACUS,

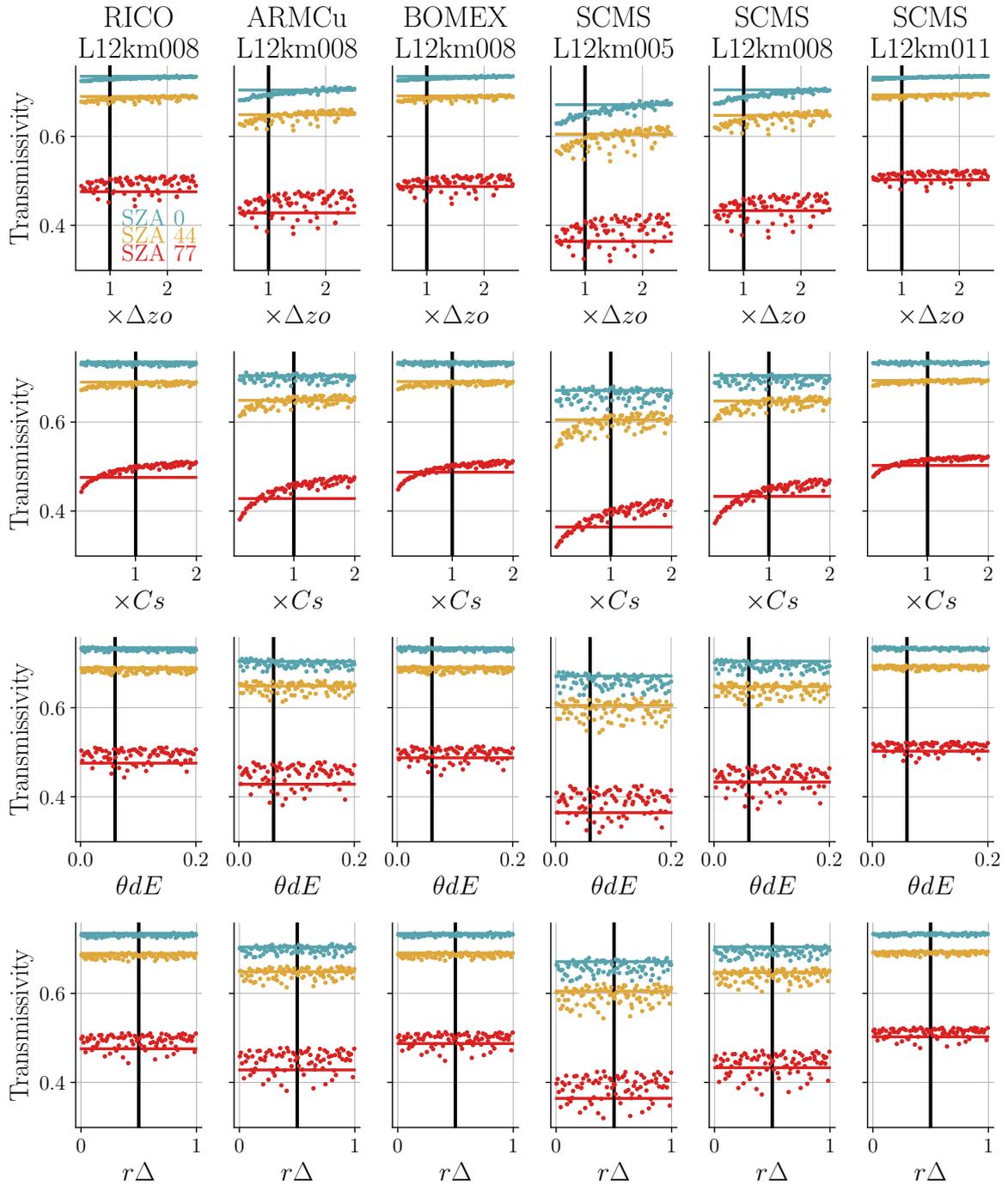


Figure 7.16 – Exploration de l’espace formé par les quatre paramètres qui caractérisent le milieu nuageux et le transport horizontal dans SPARTACUS. Pour toutes les scènes (colonnes) et angles solaires (couleur), la transmissivité en surface cible calculée par Monte Carlo est représentée par un trait horizontal plein ; le paramètre par défaut est représenté par une ligne verticale noire épaisse : pour le paramètre de longueur de décorrélation  $\Delta z_0$ , la valeur par défaut est celle diagnostiquée dans les champs 3D ; pour le paramètre de taille de nuage  $C_s$ , la valeur par défaut est le profil calculé à partir de la formulation de [FIELDING et collab. \[2019\]](#) avec  $C_X = 2000$  m ; pour le paramètre d’angle solaire  $\theta_{dE}$  la valeur par défaut est 0.06 et pour le rapport des longueurs de décorrélation verticale des hétérogénéités et des fractions nuageuses, 0.5 (voir Table 7.2). Les points colorés correspondent aux 90 simulations SPARTACUS utilisant des configurations paramétriques différentes.

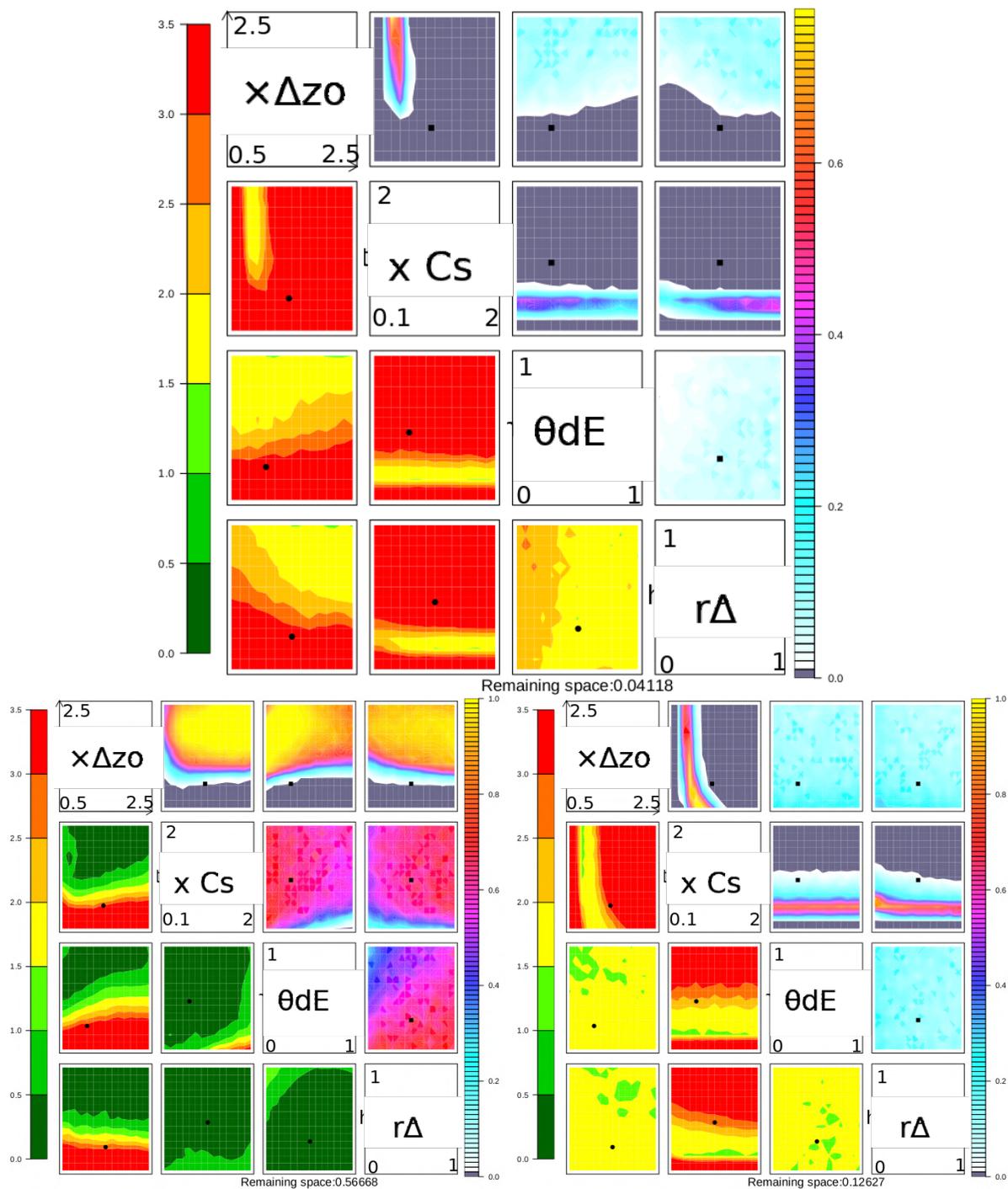


Figure 7.17 – Représentation de l’espace plausible de paramètres pour la métrique transmissivité, en bas à gauche pour l’angle solaire zénithal nul, en bas à droite pour l’angle solaire zénithal 77 et en haut pour les trois angles 0, 44 et 77 pris en compte simultanément. Pour une figure : chaque rangée et colonne correspond à un paramètre donné sur la diagonale, de haut en bas et de gauche à droite :  $\times \Delta z_0$ ,  $\times C_x$ ,  $\theta_{dE}$ ,  $r_\Delta$ . Pour chaque sous-figure au croisement de deux paramètres : proportion d’espace plausible (triangle supérieur) et valeur minimale de l’implausibilité (triangle inférieur) dans l’hypercube de l’espace des paramètres réduit des deux dimensions correspondant aux deux paramètres donnés par la ligne et la colonne de la sous-figure. Pour le triangle supérieur, les axes sont donnés directement par les axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Pour le triangle inférieur, les axes sont les mêmes que pour le triangle supérieur, et sont donc inversés par rapport aux axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Les points noirs correspondent aux paramètres par défaut tels que décrits dans la Table 7.2. Les zones grises (triangle supérieur) et rouge (triangle inférieur) correspondent aux zones de l’espace des paramètres où l’implausibilité minimale est plus grande que le seuil de rejet (trois fois l’écart type lié aux incertitudes de l’émulateur et des références).

c'est la taille effective des nuages ainsi que le paramètre d'angle solaire  $\theta_{dE}$  qui contrôlent les effets 3D. On retrouve que pour la plupart des scènes la taille effective basée sur le paramètre  $C_X = 2000\text{m}$  semble trop grande, car les effets 3D sont la plupart du temps sous-estimés. Pour une taille deux fois plus petite, les valeurs simulées par SPARTACUS se rapprochent des valeurs de référence.

La Figure 7.19 est le pendant de la Figure 7.17 mais pour les effets 3D. Les angles 0 et 77 conservent respectivement 99 et 39% de l'espace des paramètres. Lorsque les trois angles sont considérés simultanément, 38% de l'espace est conservé. En réalité, l'analyse est biaisée car les incertitudes de Monte Carlo autour des effets 3D sont bien plus importantes que l'incertitude autour des effets 3D à 77°. En effet, l'incertitude pour les effets 3D est la somme des écarts types des calculs 3D et 1D, tandis que les effets 3D sont la différence entre les flux moyens en 3D et 1D. L'incertitude relative est donc bien plus faible pour les angles horizontaux où les flux sont faibles car le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère est faible, que pour les angles zénithaux où les flux sont importants (donc la somme des écarts types aussi) alors que les effets 3D sont du même ordre de grandeur.

### 7.3.4 Proportion de flux direct

Ici, le flux direct incident en surface normalisé par le flux total incident en surface est utilisé comme métrique cible. Si l'on utilise directement le flux direct diagnostiqué par SPARTACUS, le paramètre de recouvrement vertical tel que diagnostiqué dans les champs LES permet de reproduire le taux de flux direct en surface, alors que la transmissivité est trop faible pour cette même valeur de paramètre (non montré). Cela s'explique par le fait que l'approximation de  $\delta$ -Eddington surestime le flux direct ; les paramètres de recouvrement qui donnent une couverture nuageuse réduite, appropriée pour la transmissivité totale, donnent un flux direct trop important. Afin de s'affranchir de ce biais, le flux direct est calculé sans l'approximation  $\delta$ -Eddington et utilisé pour estimer la proportion de flux direct en surface. On retrouve alors le fait qu'il est nécessaire d'augmenter le recouvrement des couches nuageuses pour obtenir le bon flux direct en surface. Par contre, l'effet du paramètre de taille des nuages s'oppose à celui observé à la section précédente sur les effets 3D : pour avoir le bon taux de flux direct, il semble falloir diminuer les effets 3D. Etant donné la sensibilité de l'estimation du flux direct à l'approximation de  $\delta$ -Eddington, il est difficile de conclure à partir de ces résultats. En effet, un facteur de pondération non nul donne des flux directs plus importants donc modifie l'impact des effets 3D, qui devront être plus importants en compensation. L'espace des paramètres plausibles lorsque les trois angles solaires sont pris en compte est vide. Il aurait pu être intéressant de considérer le facteur de pondération de l'approximation de  $\delta$ -Eddington comme un paramètre libre mais des problèmes de stabilité numérique sont apparus et n'ont pas encore été résolus.

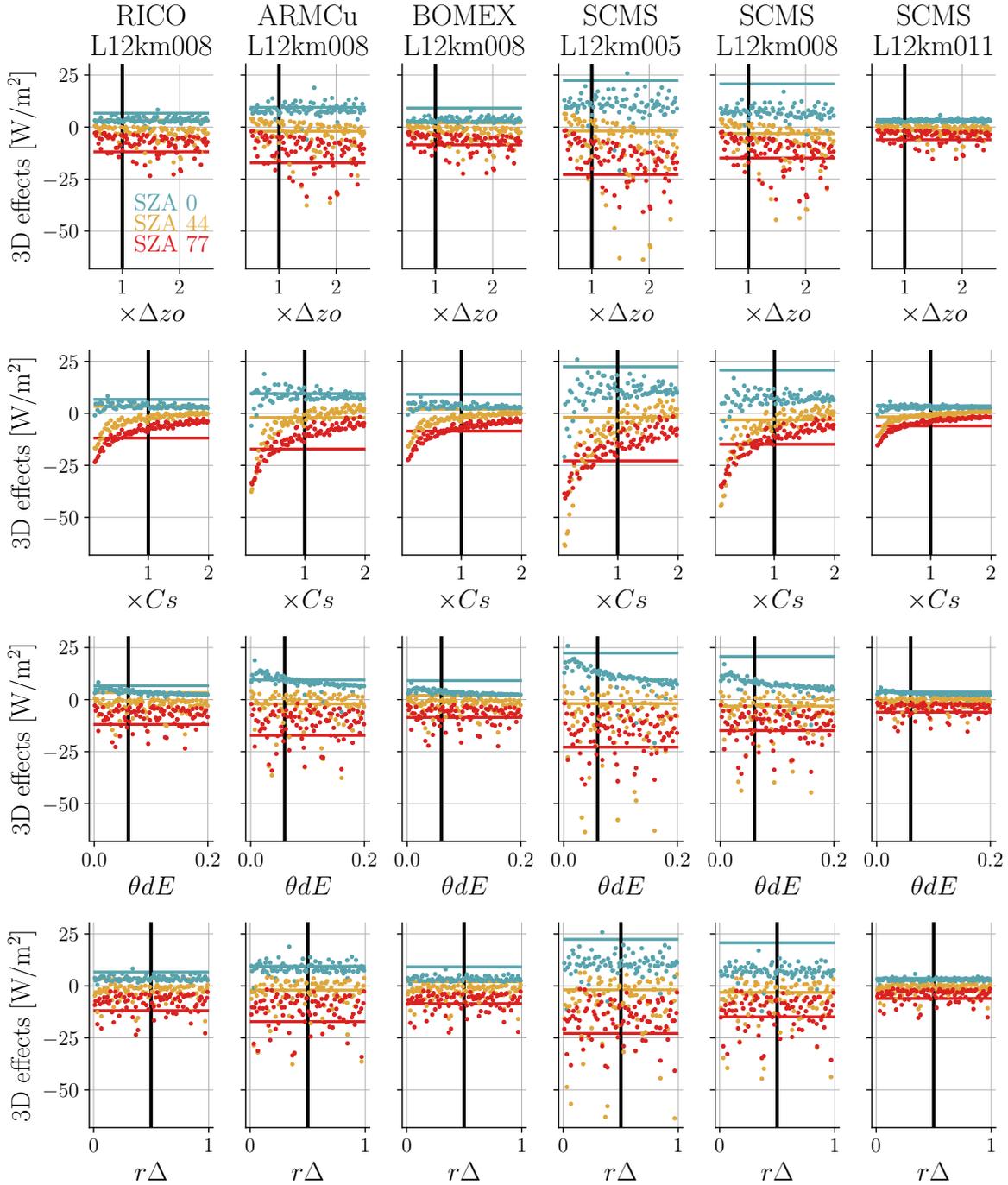


Figure 7.18 – Exploration de l’espace formé par les quatre paramètres qui caractérisent le milieu nuageux et le transport horizontal dans SPARTACUS. Pour toutes les scènes (colonnes) et angles solaires (couleur), la cible calculée par Monte Carlo (les effets 3D en surface), est représentée par un trait horizontal plein ; le paramètre par défaut est représenté par une ligne verticale noire épaisse : pour le paramètre de longueur de décorrélation  $\Delta z_0$ , la valeur par défaut est celle diagnostiquée dans les champs 3D ; pour le paramètre de taille de nuage  $C_s$ , la valeur par défaut est le profil calculé à partir de la formulation de [FIELDING et collab. \[2019\]](#) avec  $C_X = 2000$  m ; pour le paramètre d’angle solaire  $\theta_{dE}$  la valeur par défaut est 0.06 et pour le rapport de longueurs de décorrélation verticale des hétérogénéités et des fractions nuageuses, 0.5 (voir Table 7.2). Les points colorés correspondent aux 90 simulations SPARTACUS utilisant des configurations paramétriques différentes.

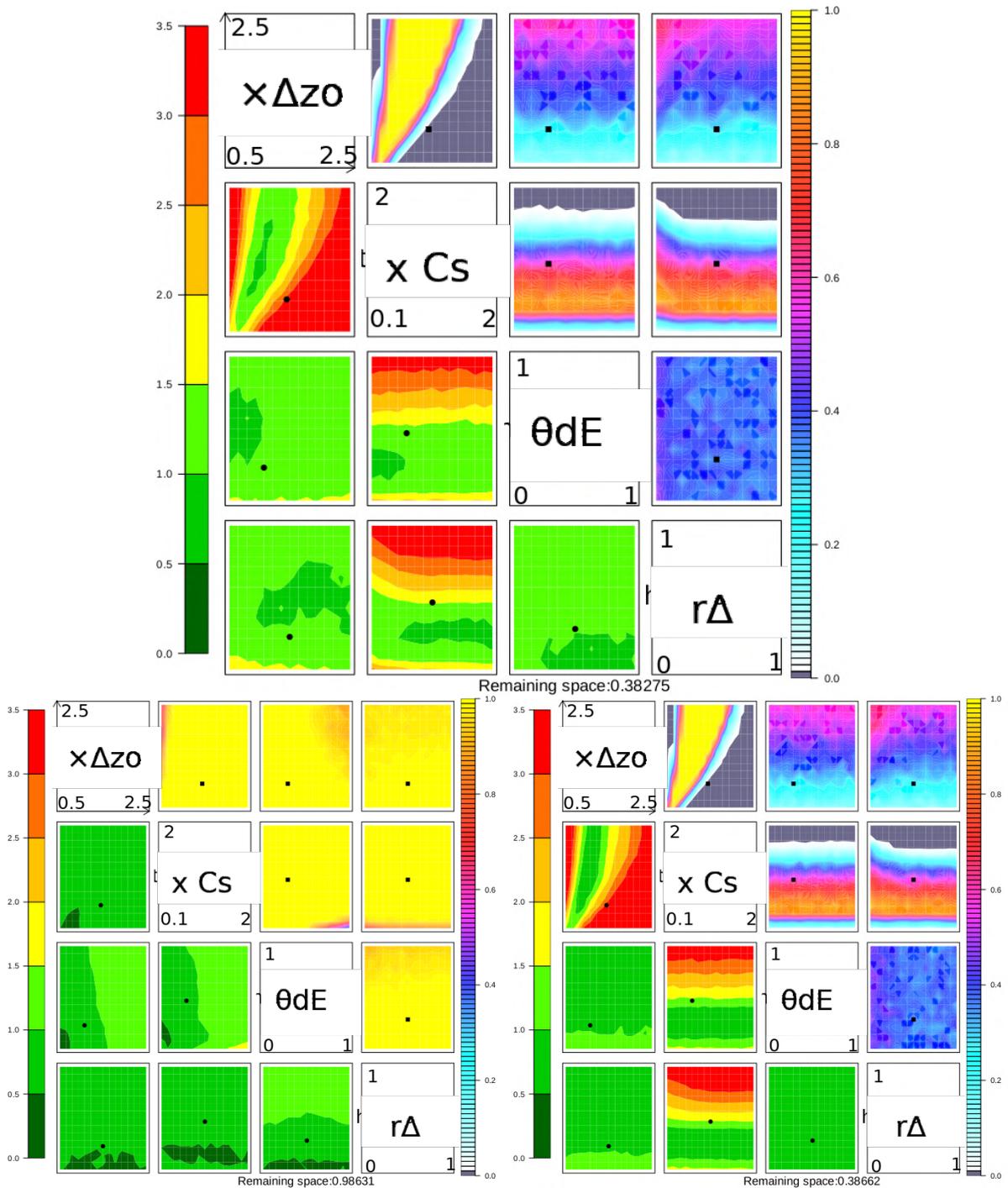


Figure 7.19 – Représentation de l’espace plausible de paramètres pour la métrique effets 3D, en bas à gauche pour l’angle solaire zénithal nul, en bas à droite pour l’angle solaire zénithal 77 et en haut pour les trois angles 0, 44 et 77 pris en compte simultanément. Pour une figure : chaque rangée et colonne correspond à un paramètre donné sur la diagonale, de haut en bas et de gauche à droite :  $\times \Delta z_0, \times C_s, \theta_{dE}, r_{\Delta}$ . Pour chaque sous-figure au croisement de deux paramètres : proportion d’espace plausible (triangle supérieur) et valeur minimale de l’implausibilité (triangle inférieur) dans l’hypercube de l’espace des paramètres réduit des deux dimensions correspondant aux deux paramètres donnés par la ligne et la colonne de la sous-figure. Pour le triangle supérieur, les axes sont donnés directement par les axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Pour le triangle inférieur, les axes sont les mêmes que pour le triangle supérieur, et sont donc inversés par rapport aux axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Les points noirs correspondent aux paramètres par défaut tels que décrits dans la Table 7.2. Les zones grises (triangle supérieur) et rouge (triangle inférieur) correspondent aux zones de l’espace des paramètres où l’implausibilité minimale est plus grande que le seuil de rejet (trois fois l’écart type lié aux incertitudes de l’émulateur et des références).

## Résumé

Dans un premier temps, les principaux éléments de la paramétrisation de transfert radiatif *ecRad*, en particulier tous les éléments concernant les nuages et leurs effets radiatifs 3D, ont été décrits. A l'occasion d'une collaboration avec l'équipe à l'origine de la proposition de la paramétrisation SPARTACUS, j'ai utilisé les outils Monte Carlo et LES pour évaluer des calculs approchés de distances horizontales parcourues en moyenne par les rayons, dans le cadre du développement d'une partie de la paramétrisation visant à représenter explicitement le processus de piégeage. Une étude du partitionnement direct / diffus en surface, basée sur une comparaison d'observations et de simulations, a permis de démontrer l'importance des effets radiatifs 3D des nuages sur cette métrique, en écho aux résultats du Chapitre 6. Avec les outils Monte Carlo, j'ai montré que les paramètres par défaut de SPARTACUS mènent à une sous-estimation des effets 3D des cumulus. Par contre, l'utilisation des caractéristiques du milieu diagnostiquées directement dans les champs LES améliore largement les performances de la paramétrisation, démontrant sa qualité mais également l'importance d'être capable de contraindre ces paramétrisations. L'idée de contraindre les paramètres libres des paramétrisations physiques fait écho aux travaux autour du projet HIGH-TUNE. Ici des outils issus de ce projet ont été appliqués à l'exploration de l'espace des paramètres nuageux incertains essentiels pour le rayonnement tel que représenté dans SPARTACUS. Cela m'a permis de confirmer la dépendance du rayonnement de surface aux paramètres i/ de taille des nuages pour les angles solaires horizontaux où les effets 3D sont les plus importants, et ii/ de recouvrement pour les angles solaires zénithaux. L'exploration de l'espace des paramètres montre qu'il existe une zone de valeurs acceptable pour ces paramètres, mais que les valeurs telles que diagnostiquées dans les LES n'appartiennent pas à cette zone. Souvent, les paramètres que l'on peut observer sont prescrits dans les paramétrisations selon leur valeur physique. Or, les résultats énoncés ici remettent en question la pertinence de ce choix : la paramétrisation n'étant qu'une formulation approchée de processus complexes, rien ne garantit qu'un paramètre libre dans la formulation corresponde effectivement à l'observable auquel on attribue la même interprétation physique. L'objectif premier d'une paramétrisation est de délivrer une estimation correcte (à une précision donnée) d'un terme source pour une équation d'évolution des grandeurs résolues par le modèle, et ce de façon consistante pour différentes situations, métriques et cas d'études. Si cela n'est possible pour aucun jeu de valeurs des paramètres, on peut en déduire que des processus physiques manquent dans la paramétrisation en question (pour atteindre la précision souhaitée). S'il existe au moins un jeu de paramètres tel que la paramétrisation est satisfaisante, alors ces paramètres doivent pouvoir être utilisés en confiance, qu'ils correspondent ou non à des valeurs observées (ou calculées dans des champs résolu comme ici). L'un des bénéfices majeurs du cadre de travail et des outils développés dans le cadre de HIGH-TUNE, utilisés et illustrés ici, est qu'ils permettent d'établir cette confiance.

# Références

- BARKER, H. W. 2008, «Overlap of fractional cloud for radiation calculations in gcms: A global analysis using cloudsat and calipso data», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 113, n° D8, doi:10.1029/2007JD009677. 223
- BROOKS, M. E., R. J. HOGAN et A. J. ILLINGWORTH. 2005, «Parameterizing the difference in cloud fraction defined by area and by volume as observed with radar and lidar», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 62, n° 7, doi:10.1175/JAS3467.1, p. 2248–2260. 225
- CAHALAN, R. F. et J. B. SNIDER. 1989, «Marine stratocumulus structure», *Remote Sensing of Environment*, vol. 28, doi:10.1016/0034-4257(89)90108-9, p. 95–107, ISSN 00344257. 226
- CLOUGH, S., M. SHEPHARD, E. MLAWER, J. DELAMERE, M. IACONO, K. CADY-PEREIRA, S. BOUKABARA et P. BROWN. 2005, «Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the aer codes», *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 91, n° 2, doi:https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2004.05.058, p. 233 – 244, ISSN 0022-4073. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407304002158>. 222
- COUVREUX, F., F. HOURDIN, D. WILLIAMSON, R. ROEHRIG, V. VOLODINA, N. VILLEFRANQUE, O. AUDOUIN, C. RIO, J. SALTER, E. BAZILE, F. BRIENT, B. DIALLO, F. FAVOT, R. HONNERT, M.-P. LEFEBVRE, J.-B. MADELEINE, I. MUSAT et Q. RODIER. 2019, «Process-based climate model development harnessing machine learning. Part I: a new paradigm for parameterization improvement», In prep. 246, XII
- DAVIS, A. et A. MARSHAK. 2010, «Solar radiation transport in the cloudy atmosphere: A 3d perspective on observations and climate impacts», *Reports on Progress in Physics*, vol. 73, doi:10.1088/0034-4885/73/2/026801, p. 026 801. 222
- DAVIS, A., A. MARSHAK, R. CAHALAN et W. WISCOMBE. 1997, «The Landsat Scale Break in Stratocumulus as a Three-Dimensional Radiative Transfer Effect: Implications for Cloud Remote Sensing», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 54, n° 2, doi:10.1175/1520-0469(1997)054<0241:TLSBIS>2.0.CO;2, p. 241–260. 226
- DI GIUSEPPE, F. et A. M. TOMPKINS. 2015, «Generalizing Cloud Overlap Treatment to Include the Effect of Wind Shear», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 72, n° 8, doi:10.1175/JAS-D-14-0277.1, p. 2865–2876, ISSN 0022-4928, 1520-0469. 225
- FIELDING, M. D., S. SCHÄFER, R. J. HOGAN et R. M. FORBES. 2019, «Encapsulating cloud geometry for 3D radiative transfer and cloud turbulent mixing parameterizations», In prep. 227, 228, 239, 240, 242, 243, 247, 251, 254, X, XII, XIII
- FLATAU, P. J. et G. L. STEPHENS. 1988, «On the fundamental solution of the radiative transfer equation», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 93, n° D9, doi:10.1029/JD093iD09p11037, p. 11 037–11 050. 225
- HOGAN, R. J. 2019a, «An Exponential Model of Urban Geometry for Use in Radiative Transfer Applications», *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 170, doi:10.1007/s10546-018-0409-8, p. 357–372. 225

- HOGAN, R. J. 2019b, «Flexible Treatment of Radiative Transfer in Complex Urban Canopies for Use in Weather and Climate Models», *Boundary-Layer Meteorology*, doi: 10.1007/s10546-019-00457-0. [224](#), [225](#), [X](#)
- HOGAN, R. J. et A. BOZZO. 2018, «A flexible and efficient radiation scheme for the ECMWF model», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, doi:10.1029/2018MS001364. [223](#), [224](#), [237](#)
- HOGAN, R. J., M. D. FIELDING, H. W. BARKER, N. VILLEFRANQUE et S. A. K. SCHÄFER. 2019, «Entrapment: An important mechanism to explain the shortwave 3d radiative effect of clouds», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 76, n° 7, doi:10.1175/JAS-D-18-0366.1, p. 2123–2141. [225](#), [226](#), [228](#), [229](#), [230](#), [231](#), [232](#), [233](#), [237](#), [X](#), [XI](#)
- HOGAN, R. J. et A. J. ILLINGWORTH. 2000, «Deriving cloud overlap statistics from radar», *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 126, n° 569, doi:10.1002/qj.49712656914, p. 2903–2909, ISSN 1477-870X. [225](#)
- HOGAN, R. J., T. QUAIFE et R. BRAGHIÈRE. 2018, «Fast matrix treatment of 3-d radiative transfer in vegetation canopies: Spartacus-vegetation 1.1», *Geoscientific Model Development*, vol. 11, n° 1, doi:10.5194/gmd-11-339-2018, p. 339–350. [225](#)
- HOGAN, R. J., S. A. K. SCHÄFER, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 2. Matrix formulation and broadband evaluation», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024875, p. 2016JD024875, ISSN 2169-8996. [223](#), [225](#), [233](#), [237](#), [247](#), [250](#)
- HOGAN, R. J. et J. K. P. SHONK. 2013, «Incorporating the Effects of 3d Radiative Transfer in the Presence of Clouds into Two-Stream Multilayer Radiation Schemes», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 70, n° 2, doi:10.1175/JAS-D-12-041.1, p. 708–724, ISSN 0022-4928, 1520-0469. [223](#), [224](#)
- ILLINGWORTH, A. J., R. J. HOGAN, E. J. O’CONNOR, D. BOUNIOL, J. DELANOË, J. PELON, A. PROTAT, M. E. BROOKS, N. GAUSSIAT, D. R. WILSON et OTHERS. 2007, «Cloudnet: Continuous evaluation of cloud profiles in seven operational models using ground-based observations», *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 88, n° 6, p. 883–898. [234](#)
- JENSEN, M. P., A. M. VOGELMANN, W. D. COLLINS, G. J. ZHANG et E. P. LUKE. 2008, «Investigation of Regional and Seasonal Variations in Marine Boundary Layer Cloud Properties from MODIS Observations», *Journal of Climate*, vol. 21, n° 19, doi:10.1175/2008JCLI1974.1, p. 4955–4973, ISSN 0894-8755, 1520-0442. [226](#)
- JOSEPH, J. H., W. J. WISCOMBE et J. A. WEINMAN. 1976, «The Delta-Eddington Approximation for Radiative Flux Transfer», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 33, n° 12, doi:10.1175/1520-0469(1976)033<2452:TDEAFR>2.0.CO;2, p. 2452–2459, ISSN 0022-4928. [229](#)
- LI, J., J. HUANG, K. STAMNES, T. WANG, Q. LV et H. JIN. 2015, «A global survey of cloud overlap based on calipso and cloudsat measurements», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 15, n° 1, doi:10.5194/acp-15-519-2015, p. 519–536. URL <https://www.atmos-chem-phys.net/15/519/2015/>. [225](#)
- MARSHAK, A., A. DAVIS, W. WISCOMBE et R. CAHALAN. 1995, «Radiative smoothing in fractal clouds», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 100, n° D12, doi: 10.1029/95JD02895, p. 26 247–26 261. [226](#)

- MEADOR, W. E. et W. R. WEAVER. 1980, «Two-Stream Approximations to Radiative Transfer in Planetary Atmospheres: A Unified Description of Existing Methods and a New Improvement», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 37, n° 3, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<0630:TSATRT>2.0.CO;2, p. 630–643, ISSN 0022-4928. [222](#), [224](#)
- MLAWER, E. J., S. J. TAUBMAN, P. D. BROWN, M. J. IACONO et S. A. CLOUGH. 1997, «Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 102, n° D14, doi:10.1029/97JD00237, p. 16 663–16 682, ISSN 2156-2202. [222](#)
- MORCRETTE, C. J. 2012, «Improvements to a prognostic cloud scheme through changes to its cloud erosion parametrization», *Atmospheric Science Letters*, vol. 13, n° 2, doi:10.1002/asl.374, p. 95–102. URL <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/asl.374>. [226](#)
- MORCRETTE, J.-J. 1991, «Radiation and cloud radiative properties in the european centre for medium range weather forecasts forecasting system», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 96, n° D5, doi:10.1029/89JD01597, p. 9121–9132. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/89JD01597>. [222](#)
- MORCRETTE, J.-J., H. W. BARKER, J. N. S. COLE, M. J. IACONO et R. PINCUS. 2008, «Impact of a new radiation package, mcrad, in the ecmwf integrated forecasting system», *Monthly Weather Review*, vol. 136, n° 12, doi:10.1175/2008MWR2363.1, p. 4773–4798. [222](#), [223](#)
- NEGGERS, R. A. J., T. HEUS et A. P. SIEBESMA. 2011, «Overlap statistics of cumiform boundary-layer cloud fields in large-eddy simulations», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 116, n° D21, doi:10.1029/2011JD015650. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2011JD015650>. [240](#)
- PINCUS, R., H. W. BARKER et J.-J. MORCRETTE. 2003, «A fast, flexible, approximate technique for computing radiative transfer in inhomogeneous cloud fields», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 108, n° D13, doi:10.1029/2002JD003322, p. n/a–n/a, ISSN 01480227. [222](#), [237](#)
- PINCUS, R., E. J. MLAWER et J. S. DELAMERE. 2019, «Balancing accuracy, efficiency, and flexibility in radiation calculations for dynamical models», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, vol. 0, n° ja, doi:10.1029/2019MS001621. [223](#), [224](#)
- RÄISÄNEN, P. et A. V. LINDFORS. 2019, «On the computation of apparent direct solar radiation», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 76, n° 9, doi:10.1175/JAS-D-19-0030.1, p. 2761–2780. [235](#)
- RÄISÄNEN, P., S. JÄRVENOJA, H. JÄRVINEN, M. GIORGETTA, E. ROECKNER, K. JYLHÄ et K. RUOSTEENOJA. 2007, «Tests of monte carlo independent column approximation in the echam5 atmospheric gcm», *Journal of Climate*, vol. 20, n° 19, doi:10.1175/JCLI4290.1, p. 4995–5011. [223](#)
- SALTER, J. M. et D. WILLIAMSON. 2016, «A comparison of statistical emulation methodologies for multi-wave calibration of environmental models», *Environmetrics*, vol. 27, n° 8, doi:10.1002/env.2405, p. 507–523. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/env.2405>. [249](#)
- SCHÄFER, S. 2016, *What is the global impact of 3D cloud-radiation interactions ?*, thèse de doctorat, University of Reading, Reading, England. [226](#)

- SCHÄFER, S. A. K., R. J. HOGAN, C. KLINGER, J. C. CHIU et B. MAYER. 2016, «Representing 3-D cloud radiation effects in two-stream schemes: 1. Longwave considerations and effective cloud edge length», *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, n° 14, doi:10.1002/2016JD024876, p. 2016JD024876, ISSN 2169-8996. 223, 225, 231
- SHONK, J. K. P. et R. J. HOGAN. 2008, «Tripleclouds: An Efficient Method for Representing Horizontal Cloud Inhomogeneity in 1d Radiation Schemes by Using Three Regions at Each Height», *Journal of Climate*, vol. 21, n° 11, doi:10.1175/2007JCLI1940.1, p. 2352–2370, ISSN 0894-8755, 1520-0442. 225
- SHONK, J. K. P., R. J. HOGAN, J. M. EDWARDS et G. G. MACE. 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*, doi:10.1002/qj.647, p. n/a–n/a, ISSN 00359009, 1477870X. 237
- VÁRNAI, T. et R. DAVIES. 1999, «Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 56, n° 24, p. 4206–4224. 228
- ČRNIVEC, N. et B. MAYER. 2019, «Quantifying the bias of radiative heating rates in numerical weather prediction models for shallow cumulus clouds», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 19, n° 12, doi:10.5194/acp-19-8083-2019, p. 8083–8100. 222
- VILLEFRANQUE, N., R. FOURNIER, F. COUVREUX, S. BLANCO, C. CORNET, V. EYMET, V. FOREST et J.-M. TREGAN. 2019, «A Path-Tracing Monte Carlo Library for 3-D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres», *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, doi:10.1029/2018MS001602. 234, XI
- WATERMAN, P. C. 1981, «Matrix-exponential description of radiative transfer», *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 71, n° 4, doi:10.1364/JOSA.71.000410, p. 410–422. 225
- WILLIAMSON, D. 2015, «Exploratory ensemble designs for environmental models using k-extended latin hypercubes», *Environmetrics*, vol. 26, n° 4, doi:10.1002/env.2335, p. 268–283. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/env.2335>. 249

## Partie IV

# Conclusions et perspectives



*“ C’est important pour ton avenir ! ”*

---

Fleur Couvreur

**Les positions défendues dans cette thèse** ainsi que les résultats principaux sont brièvement rappelés ici. La thèse se positionne dans le paysage du transfert radiatif atmosphérique et se concentre sur le rôle du transport horizontal de l’énergie solaire et des caractéristiques nuageuses dans les effets radiatifs des nuages de couche limite estimés en surface. Ces travaux se sont nourris de fortes interactions avec des spécialistes d’autres disciplines : méthodes de Monte Carlo, synthèse d’image, simulations explicites des nuages de couche limite et modélisation du climat. Cette interdisciplinarité a été parfois pleinement explicitée, notamment au Chapitre 4 avec le développement des outils radiatifs, ou dans des parties du Chapitre 7 avec une participation à la dynamique de l’équipe de développement de SPARTACUS et l’exploitation des outils de calibration paramétrique du projet HIGH-TUNE. D’un point de vue plus large, elle est le vrai squelette de cette thèse : elle définit son univers et, nous l’espérons, sa particularité.

**Du fait de cette interdisciplinarité**, tous les aspects de la thèse ne peuvent pas être défendus sur le même plan. Une partie de la thèse tient du geste et se traduit dans nos recherches à deux endroits : dans le geste qui consiste à travailler ensemble, depuis la conception jusqu’à la transmission par l’écriture, en passant par des phases de développement, et à être toujours tournés vers et connectés aux besoins réels qui sont le moteur de nos recherches ; et de façon peut être plus concrète mais aux significations profondes, dans le geste de la reformulation intégrale, qui permet une forme d’appropriation à la fois de la physique du transfert et de l’algorithmique. La formulation intégrale est incroyablement riche de par la flexibilité qu’elle offre en même temps qu’elle préserve le formalisme mathématique garant de la rigueur et donc de la confiance. Elle apporte un cadre de travail où toutes les moyennes sont immédiatement perçues comme une intégrale de plus à emboîter au reste de la formulation, permettant d’aller plus loin dans la pensée en espace de chemins. Une autre partie de la thèse tient de la proposition forte qui a été d’investir dans le développement d’un ensemble de bibliothèques libres et flexibles. Cet engagement traduit la conviction que la recherche a besoin de briques ouvertes plus que de codes fermés si elle veut pouvoir faire face à la complexification des problématiques, qui découle naturellement de l’évolution des enjeux sociétaux. Les bibliothèques sont une façon de s’assurer que l’expertise sera toujours présente dans les équipes de recherche qui pratiquent une science, y compris une science fondamentalement bien comprise comme le transfert radiatif.

**Une partie tient également du résultat** au sens de l’avancement de notre compréhension des processus nuageux et radiatifs, et de leurs interactions, qui était la question initiale de la thèse. Du fait de tout ce que cette thèse a été d’autre qu’une thèse sur les effets radiatifs 3D des nuages de couche limite, toutes les questions abordées n’ont pas été aussi approfondies qu’elles auraient pu l’être. Cependant, des réflexions ont été entamées sur différents plans, et certaines méritent d’être rediscutées ici. Un résumé des résultats est donné à chaque fin de chapitre, mais je reprends ici brièvement les conclusions principales :

- 
- Au premier chapitre de la Partie II, c'est à dire au Chapitre 4, le résultat principal est de l'ordre de développements informatiques : un module de lancer de rayon volumique qui permet un temps de calcul par Monte Carlo indépendant de la résolution de la donnée nuageuse. Ce module est distribué au sein d'une bibliothèque libre destinée aux spécialistes de Monte Carlo. Un code de rendu de champs nuageux est également distribué à la communauté des sciences de l'atmosphère.
  - Au Chapitre 5, je montre que le schéma d'advection des vents, la résolution et la taille du domaine perturbent la plupart des caractéristiques nuageuses comme la couverture nuageuse, la masse d'eau liquide intégrée sur le domaine ou les distributions de taille de nuages. En supposant qu'une résolution plus haute implique une simulation plus réaliste, je préconise d'utiliser au minimum une résolution de 25 mètres pour simuler des champs de cumulus. Pour que l'évolution des caractéristiques nuageuses ne soit pas trop bruitée, je préconise un domaine de simulation d'au moins 12.8 km de côté pour avoir une statistique significative de nuages dans le domaine. Un schéma d'advection des vents centré d'ordre quatre donne des champs nuageux plus réalistes qu'un schéma d'ordre deux. Du point de vue de la physique de couche limite, j'ai émis l'hypothèse que les thermiques continentaux sont moins nombreux et plus étalés horizontalement que les thermiques océaniques, menant à des nuages sur continent plus larges que sur océan.
  - Au premier chapitre de la Partie III, c'est à dire au Chapitre 6, j'ai vu que les effets radiatifs 3D à la surface sont la somme d'effets de signes opposés sur les flux direct et diffus, qui ne se compensent pas pour tous les angles solaires, et dont l'effet dominant est l'augmentation du flux diffus pour les angles solaires proches du zénith et la diminution des flux directs pour les angles solaires proches de l'horizon. L'amplitude des effets 3D augmente avec la couverture nuageuse et l'épaisseur géométrique des nuages. En manipulant un champ nuageux 3D j'ai pu mettre en évidence que l'hétérogénéité des champs impacte les flux transmis mais assez peu les effets 3D eux-mêmes, tandis que le rapport d'aspect des nuages impacte très fortement les effets 3D. En intégrant les effets 3D sur un cycle diurne à différentes latitudes, j'ai montré que les effets 3D moyens avaient plutôt un effet refroidissant pour une course solaire correspondant aux hautes latitudes et chauffant aux latitudes tropicales.
  - Au Chapitre 7, j'ai mis en évidence le rôle des effets 3D pour les flux directs et diffus incidents en surface à l'aide d'observations. Cette étude est à ma connaissance le premier résultat dans la littérature à démontrer l'existence des effets radiatifs 3D des nuages à l'aide d'observations de flux directs. SPARTACUS est capable de reproduire des signaux observés ou simulés, à condition que la définition du flux direct corresponde à celle de la référence. Par exemple pour comparer SPARTACUS aux observations d'un pyréliomètre de 5 degrés d'ouverture, j'ai dû corriger l'approximation de delta-Eddington en multipliant la fraction de flux considéré comme direct par 0.6 par rapport à l'approximation classique (utilisée pour le calcul de flux globaux). Par ailleurs, j'ai appliqué des outils de calibration automatique basés sur des émulateurs gaussiens afin d'explorer le comportement de SPARTACUS dans l'espace des paramètres qui permettent de décrire la géométrie du milieu nuageux. J'ai trouvé que les paramètres diagnostiqués dans les champs issus de LES ne font pas partie de l'espace de paramètres acceptables. J'en conclus que les paramètres libres d'une paramétrisation ne doivent pas nécessairement être prescrits aux valeurs observées. Une certaine flexibilité doit être assurée pour que la paramétrisation puisse remplir sa fonction, à savoir, fournir, à la précision souhaitée, une estimation des termes sources intervenant dans les équations d'évolution des grandeurs résolues par le modèle.

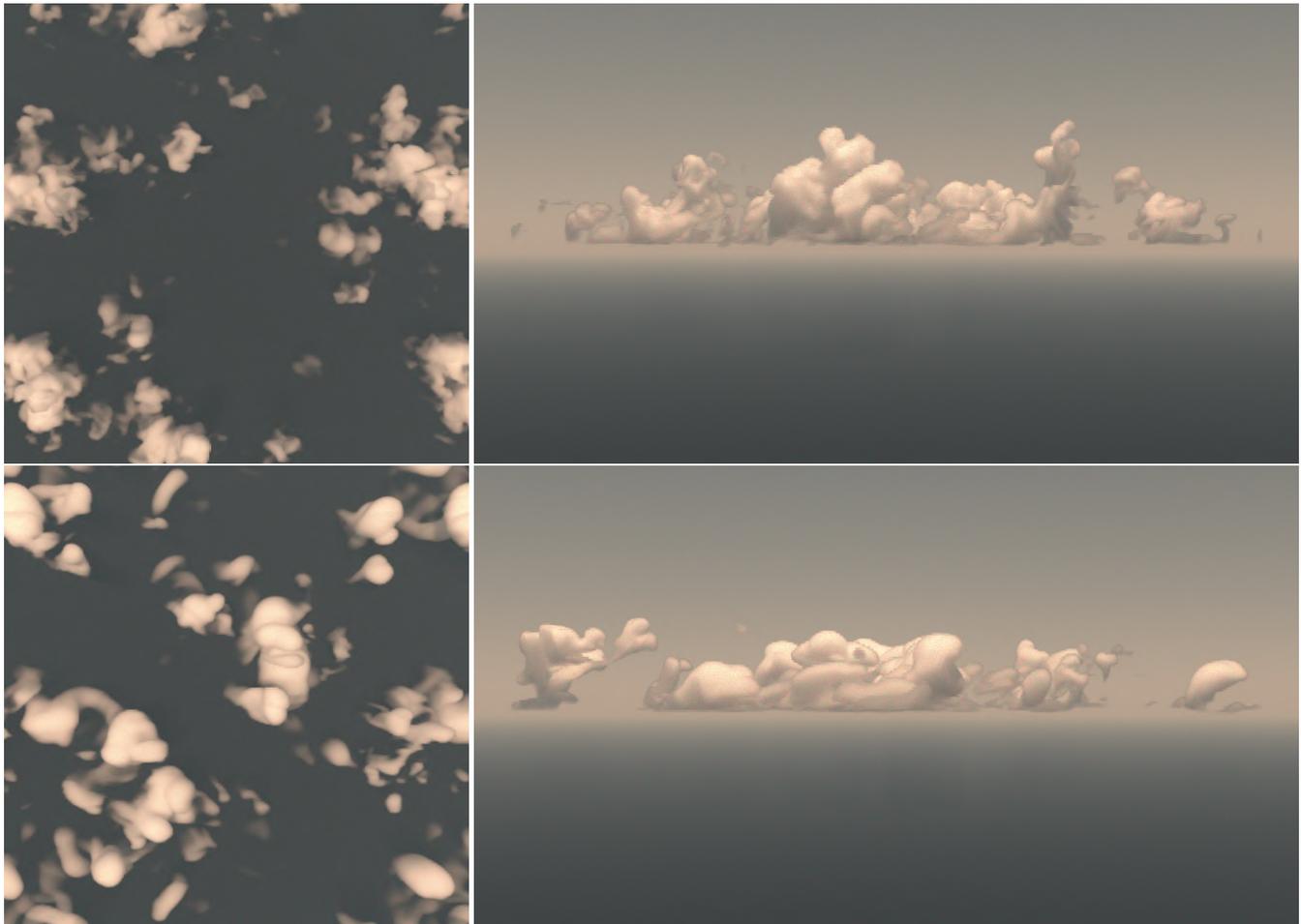


Figure 7.20 – Images de cumulus continentaux vus du dessus et de face, issus de simulations réalisées avec un schéma d’advection d’ordre 4 (haut) ou d’ordre 2 (bas).

**Lors de l’exploration** de la sensibilité des caractéristiques nuageuses à la configuration du modèle, nous avons montré que le choix du schéma d’advection était déterminant. Les observations ne sont peut être pas assez fines pour trancher fermement sur le réalisme des nuages produits par un modèle utilisant un schéma d’advection trop diffusif ; malgré le fait que les défauts de tels schémas soient connus de la littérature et de la communauté, ils continuent d’être utilisés car ils sont plus performants numériquement. Peut être que le réalisme des nuages n’est pas la préoccupation première de toutes les études utilisant des LES de nuages. Il y a toutefois une communauté pour qui le réalisme des LES est essentiel : les chercheurs qui visent à exploiter les images satellites de nuages pour mieux connaître leurs caractéristiques, comme par exemple dans le projet franco-israélien C<sup>3</sup>IEL : Cluster for Climate and Cloud Imaging of Evolution and Lightning<sup>2</sup>. Le code de rendu d’image présenté au Chapitre 4 permet de visualiser les champs nuageux 3D de façon physique, et ainsi d’évaluer leur réalisme. La Figure 7.20 présente des images des champs nuageux réalisés avec deux schémas d’advection différents, centré d’ordre quatre en haut, centré d’ordre deux en bas. La diffusivité du schéma d’ordre deux est clairement visible à l’œil nu, et peut être un argument de poids contre l’utilisation d’un tel schéma lorsqu’il est important que les champs nuageux soient réalistes. Rappelons que les profils moyens étaient également impactés par le choix du schéma d’advection, il est donc probable que même quand les détails des champs 3D ne soient pas la préoccupation principale, l’utilisation d’un schéma trop diffusif soit problématique.

<sup>2</sup><https://gns.w.scienceconf.org/273904/document>

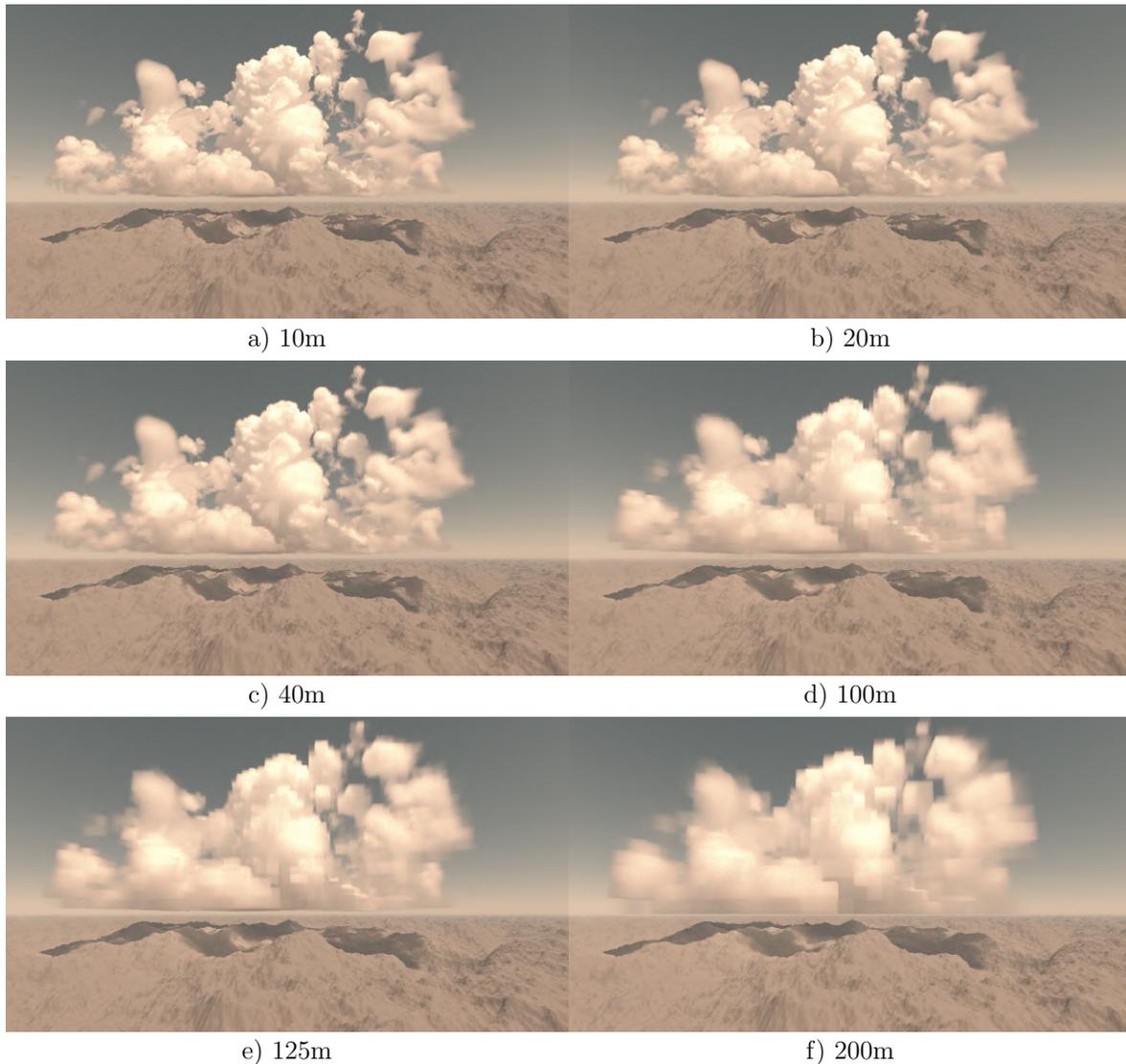


Figure 7.21 – Images de champs nuageux de résolution décroissante, de 10m en haut à gauche, à 200m en bas à droite.

**L'évaluation du réalisme des simulations LES** est un enjeu important étant donné l'ampleur de la place que ces simulations prennent depuis quelques années dans la recherche atmosphérique. Cependant, l'outil de rendu d'image ouvre des perspectives plus larges. Sur les questions du transfert radiatif en milieu nuageux bien sûr ; c'est sa première raison d'être. La flexibilité qu'il offre dans l'implémentation des algorithmes est une richesse pour attaquer de nombreuses questions : sur la statistique des temps de calcul ou de l'ordre de diffusion des chemins car diverses grandeurs peuvent aisément être accumulées le long de ces chemins ; sur la résolution à laquelle les champs LES peuvent être dégradés sans modification perceptible des grandeurs radiatives, par exemple des luminances comme l'illustre la Figure 7.21 qui montre que des champs nuageux aux résolutions inférieures à 40 m produisent les mêmes images, informant ainsi potentiellement sur les échelles d'hétérogénéités nuageuses qui sont pertinentes pour une observable radiative donnée ; sur l'impact des propriétés de surface dont la géométrie, l'albédo ou la fonction de rélectivité peuvent être très facilement adaptés, par exemple quelques lignes modifiées de la façon suivante :

Listing 7.1 – Modification du code source permettant de changer les propriétés de surface de Lambertienne à spéculaire.

```
@@ -284,14 +285,17 @@ htrdr_compute_radiance_sw
```

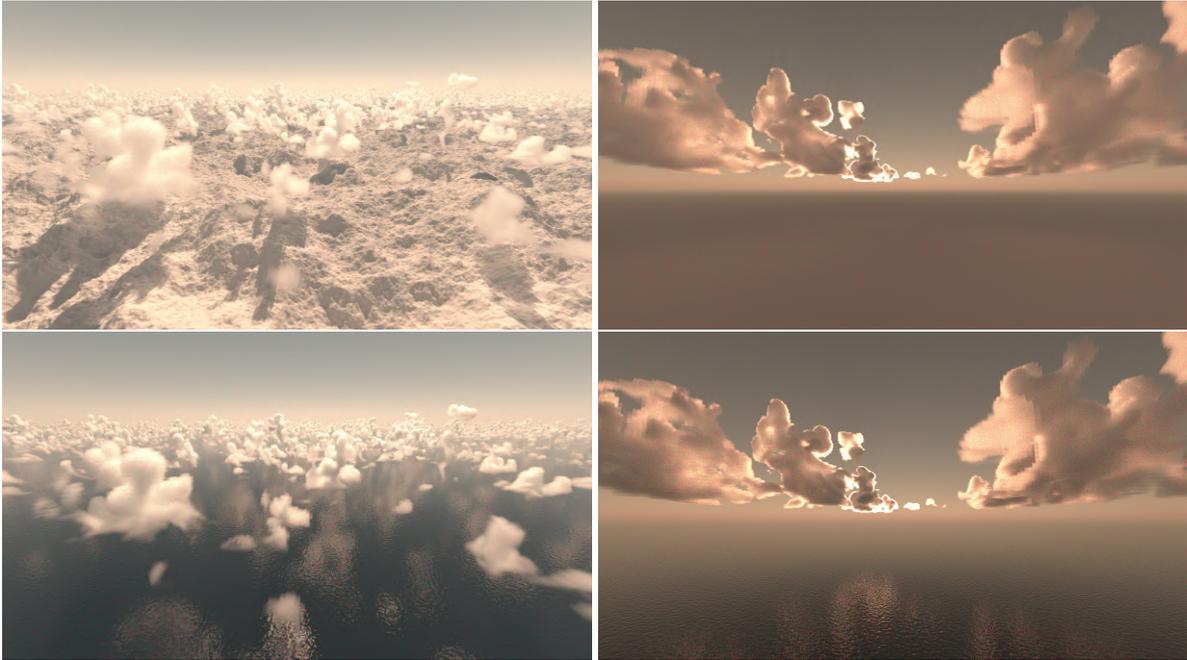


Figure 7.22 – Images de cumulus marins (gauche) et continentaux (droite), au dessus d’une surface Lambertienne (haut) ou spéculaire (bas).

```

    ASSERT(htrdr && rng && pos_in && dir_in && ithread < htrdr->nthreads);

    CHK(RES_OK == ssf_bsdf_create
-     (&htrdr->lifo_allocators[ithread], &ssf_lambertian_reflection, &bsdf));
+     (&htrdr->lifo_allocators[ithread], &ssf_specular_reflection, &bsdf));
    CHK(RES_OK == ssf_phase_create
        (&htrdr->lifo_allocators[ithread], &ssf_phase_hg, &phase_hg));
    CHK(RES_OK == ssf_phase_create
        (&htrdr->lifo_allocators[ithread], &ssf_phase_rayleigh, &phase_rayleigh));

-     SSF(lambertian_reflection_setup
-         (bsdf, htrdr_ground_get_reflectivity(htrdr->ground)));
+     SSF(fresnel_create
+         (&htrdr->lifo_allocators[ithread], &ssf_fresnel_dielectric_dielectric, &fresnel));
+     SSF(fresnel_dielectric_dielectric_setup(fresnel, 1.0, 1.33));
+     SSF(specular_reflection_setup(bsdf, fresnel));
+     SSF(fresnel_ref_put(fresnel));

    /* Setup the phase function for this spectral band & quadrature point */
    g = htrdr_sky_fetch_particle_phase_function_asymmetry_parameter

```

et l’utilisation d’une géométrie océanique à la place d’une géométrie montagneuse (donnée d’entrée du code) permettent de produire les images du bas dans la Figure 7.22. La géométrie océanique pourrait être encore remplacé par une géométrie de ville ou de système énergétique complexe comme une centrale solaire.

**De manière plus significative,** les bibliothèques sont destinées à être reprises et utilisées dans d’autres projets que celui du code de rendu, par exemple les grilles accélératrices pour les volumes vont être utilisées dans le projet ANR MCG-Rad sur le calcul par Monte-Carlo des forçages radiatifs à l’échelle globale ; le module de lancer de rayon surfacique va être utilisé dans MYSTIC pour l’étude de l’effet radiatif des milieux urbains ; une dynamique autour de l’effet radiatif des villes existe également à l’interface entre le CNRM et le PROMES avec une thèse qui démarre sur la modélisation du rayonnement dans les milieux urbains, dans laquelle les bibliothèques seront également utilisées. Les fonctionnalités offertes par ces

---

bibliothèques ont également vocation à être enrichie et retravaillée au regard des besoins, par exemple la construction des grilles sur le spectre thermique va poser de nouvelles questions, et la gestion de l'hétérogénéité spectrale des propriétés optiques pourrait être grandement améliorée pour obtenir de meilleures performances ; pourra-t-on alors envisager de coupler un calcul de Monte Carlo et une simulation LES, par exemple en se contentant de calculer une carte de flux hétérogènes en surface (et non pas des taux de chauffage dans tout le volume) ? Les grilles accélératrices qui sont agnostiques des algorithmes de transfert pourraient-elles être construites différemment, par exemple pour repérer les zones optiquement épaisses des champs nuageux dans l'idée de résoudre le transfert de façon approchée là où le nombre de diffusions est suffisamment élevé ?

**Toujours du côté des outils,** des perspectives s'ouvrent du côté des nuages : les outils d'identification et de caractérisation ont un rôle majeur à jouer dans le développement des paramétrisations. Jusqu'à présent, beaucoup de paramétrisations se basent sur une représentation moyenne des structures, par exemple l'idée qu'un thermique moyen représente la population de thermiques dans une colonne donnée est la base des schémas en flux de masse. L'identification d'objets individuels invite à repenser ces représentations : quand l'hypothèse d'un seul objet représentatif d'un ensemble statistique est-elle valide ? Quelles propriétés affecter à cet objet ? La Figure 7.23 illustre la richesse de la vision objet : pour chacun des quatre cas de cumulus, une scène est analysée en termes des nuages qu'elle contient. Ici, le profil de vitesse verticale moyenne diagnostiquée dans chaque nuage est tracé entre la base et le sommet de chaque nuage. On voit immédiatement que les nuages les plus petits et les plus hauts correspondent à des nuages passifs (vitesse verticale négative) tandis que les nuages les plus développés sont fortement ascendants. Les caractéristiques des petits nuages passifs doivent-elles être prises en compte lorsque les LES sont utilisées pour contraindre les paramétrisations nuageuses ? Quel est l'impact de ces nuages sur le rayonnement solaire ou sur le transport non local ? Ces questions appartiennent à la communauté DEPHY et les outils développés dans cette thèse ont vocation à être prolongés et complexifiés ; par exemple une nouvelle méthode d'identification basée sur la technique du watershedding a récemment été implémentée et est en train d'être testée. Cette méthode permettrait de ne pas sélectionner des objets qui ne possèderaient pas de "cœur" (le "cœur" comme "l'enveloppe" sont définis par l'utilisateur) par exemple en ne sélectionnant que les nuages flottants, ou très chargés en eau liquide. Le fait que les objets peuvent être identifiés dans les quatre dimensions spatiotemporelles (indépendamment de l'utilisation du watershedding) offre également de nombreuses perspectives, notamment sur la caractérisation des propriétés des objets au cours de leurs cycles de vie : quelle est la durée de vie typique d'un objet donné ? Peut-on délimiter dans le temps des phases de naissance, de maturation et de mort ? Comment différents objets interagissent-ils entre eux et influent-ils sur les évolutions temporelles des autres types d'objets ? Par exemple pour les nuages de couche limite, de convection profonde et les courants de densité ? Quelle paramétrisation doit être active à quel moment et pour représenter quelle part du transport ?

**Ces questionnements résonnent** avec nos calculs de caractéristiques des nuages, réalisés dans le but de pouvoir analyser leur impact sur le rayonnement. Malgré de nombreuses tentatives pour caractériser les nuages de façon pertinente, il semble que la réelle essence de ces nuages continue de nous échapper. Il y a presque quinze ans, W. J. Wiscombe écrivait dans **MARSHAK et DAVIS [2005]** que les "lois des nuages" n'avaient pas encore été cernées par la communauté des sciences atmosphériques, et je dirais que cela est encore peut être plus vrai pour la communauté du rayonnement atmosphérique. Quelles métriques peuvent résumer l'information 3D des nuages ? Faut-il arrêter de caractériser seulement en 2D comme on le fait par exemple avec la couverture nuageuse ? Les propriétés d'échelles des nuages, visibles par exemple sur les distributions de taille, se retrouvent-elles sur des caractéristiques 3D ?

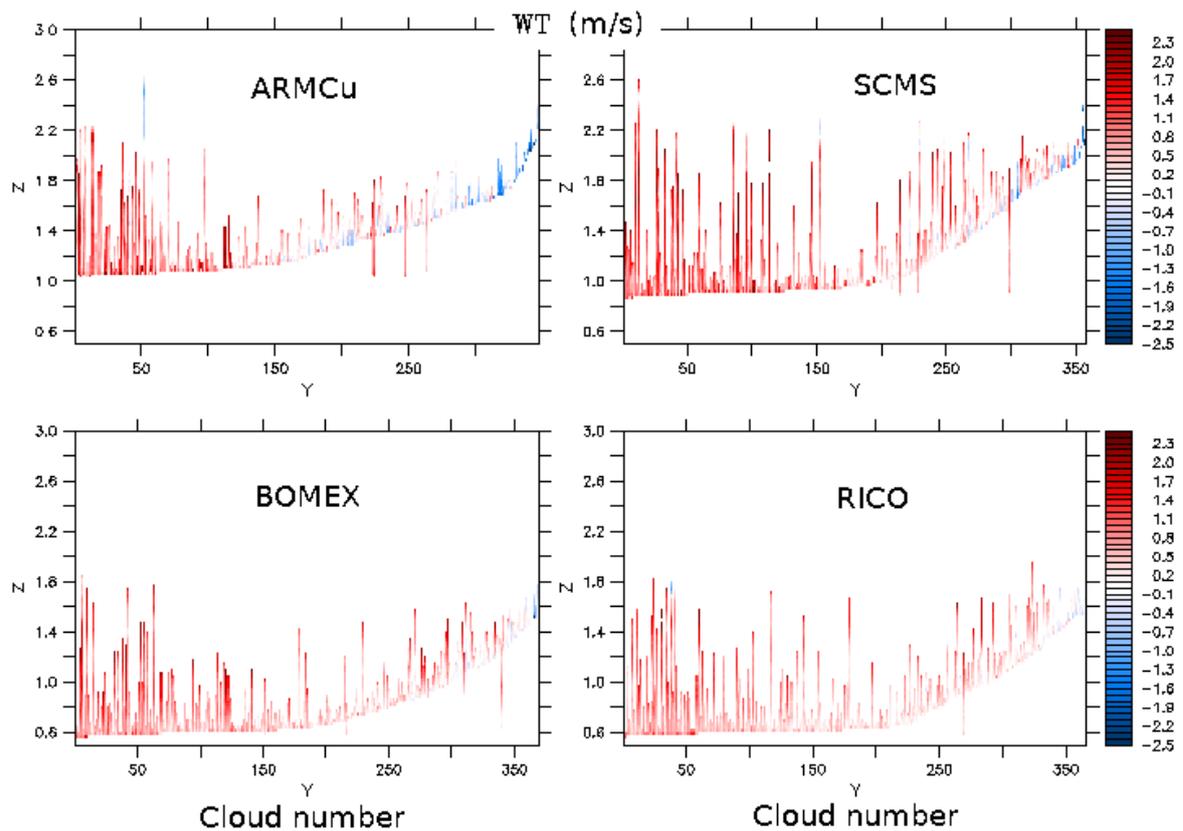


Figure 7.23 – Population de nuages pour les quatre cas (ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche, RICO en bas à droite) à la huitième heure de simulation. Chaque barre représente un nuage, les barres s’étendent de la base au sommet du nuage et la coloration représente la vitesse verticale moyenne dans le nuage à chaque niveau d’altitude. Les nuages sont triés dans l’ordre où ils ont été identifiés par l’outil décrit à la section 5.2.2, dans l’ordre des bases d’altitude croissante car l’altitude est la première dimension des champs 3D issus des LES. Les nuages dont la base ne suit pas l’ordre croissant sont ceux qui ont été renumérotés après traitement des conditions cycliques aux bords des domaines.

---

Que doit-on attendre des observations dans cette réflexion pour caractériser les nuages en 3D ? Dans cette thèse, nous avons exploré, sans pouvoir les séparer, des caractéristiques comme la couverture nuageuse, épaisseur des nuages, rapport d'aspect. Quelles caractéristiques 3D comptent fondamentalement pour le rayonnement ? Comment les saisir ? Faut-il changer de paradigme et tout repenser en 3D depuis le début comme le préconise par exemple H. W. Barker avec en dernier recours la génération de champs nuageux 3D à partir des profils moyens issus de modèles de grande échelle et une résolution par Monte Carlo dans ces champs résolus ? Ces questions sont extrêmement difficiles et malgré un progrès constant sur les méthodes d'observation et la quantité d'informations que l'on est capable de tirer des mesures, les recherches présentées ici laissent l'impression confuse que la complexité réelle des nuages, y compris issus de simulations, est loin d'avoir été réellement caractérisée. Les outils de calibration utilisés au Chapitre 7 pourraient se révéler utiles pour trier les caractéristiques utiles : l'étape de construction d'émulateurs permet de mettre en évidence les paramètres qui influent une métrique donnée, ainsi que les relations de covariance entre les différents paramètres.

**Les analyses des effets 3D** présentées au Chapitre 6 ont ainsi ouvert plus de questions qu'elles n'ont apporté de réponse. Certaines analyses étaient assez limitées, par exemple il serait intéressant de compléter l'expérience consistant à étudier un champ d'eau liquide homogène horizontalement par une expérience visant à isoler l'effet de la géométrie variable des nuages sur le rayonnement et les effets 3D. Les résultats de ces expériences seraient-ils cohérents avec les conclusions de VÁRNAI et DAVIES [1999] qui proposent que les effets d'hétérogénéités géométriques dominent les effets d'hétérogénéités du champ d'eau liquide ? Quelle est la représentativité de ces résultats, par exemple comment s'étendent-ils à d'autres types de nuages ? Les stratocumulus en particulier possèdent la même physique car ils sont constitués d'eau liquide, mais leur couverture nuageuse est plus importante. Les effets 3D sont à priori maximaux aux couvertures intermédiaires, que dire de l'impact de la taille des nuages sur les effets 3D aux couvertures supérieures à 50 % ? Quid des cas de transition qui présentent une géométrie encore plus complexe avec une superposition de cumulus et de stratocumulus ? Le processus de piégeage est-il dominant dans ces scènes par rapport au processus d'interception du rayonnement solaire par les bords ? Si les processus dominant s'inversent par rapport à ceux trouvés dans nos analyses, le refroidissement en surface pourrait vite devenir un réchauffement. Comment l'intégration temporelle serait-elle modifiée si les scènes nuageuses étaient échantillonnées en même temps que les positions solaires ? L'une des exploitations possibles des nombreuses scènes nuageuses simulées à l'occasion de cette thèse et du projet HIGH-TUNE est de former une base de données constituée de champs nuageux 3D aux caractéristiques variables. Une scène pourrait alors être tirée aléatoirement à chaque chemin, permettant de propager à la fois l'impact de la variabilité nuageuse sur les observables radiatives, mais également les incertitudes provenant de la représentation numériquement approchée de ces nuages. La question des incertitudes et des sensibilités est importante et les méthodes de Monte Carlo sont un outil performant pour les analyser et les prendre en compte à moindre coût. Avoir une idée de la sensibilité du calcul à des hypothèses sur la distribution de gouttes ou sur la géométrie des nuages serait intéressant.

**Du côté de la paramétrisation**, d'autres questions se posent. Le fait que les outils de calibration automatique aient délimité une zone acceptable des paramètres non vide est évidemment un résultat important : la paramétrisation donne des transmissivités proches des calculs Monte Carlo pour un ensemble de scènes et d'angles solaires. Pourtant, le fait que les paramètres diagnostiqués dans les champs LES n'appartiennent pas à cet espace pose question : si SPARTACUS ne peut pas être idéalement contrainte par des champs explicites nuageux, que représentent réellement les paramètres qui influent sur son comportement ? Peut-on trouver dans les champs LES des analogues des paramètres libres de SPARTACUS

---

? Quel rôle jouent les approximations sur le transfert lui-même, par exemple le fait que l'azimut ne soit pas explicite alors que l'orientation de la scène nuageuse par rapport au soleil impacte fortement les flux ? La question du profil de recouvrement a été discutée et rejoint la problématique de la caractérisation 3D des nuages ; sur une perspective de longue haleine, est-il pertinent de questionner la définition de ces paramètres ? La taille des nuages, également complexe, dépend de la résolution, du caractère fractal des nuages. Est ce qu'un seul nuage moyen suffit vraiment à représenter une population aussi variable en temps et en espace ? Comment mieux faire communiquer les paramétrisations issues de différents groupes de chercheurs ? Les tailles des nuages devraient-elles être la préoccupation des schémas de convection et de nuages plutôt que du rayonnement ? Les tailles de gouttes devraient-elles être la préoccupation des schémas de microphysique ? Les différentes hypothèses entre les différentes paramétrisations devraient-elles être les mêmes au risque de dégrader l'une ou l'autre des paramétrisations ? Cela signifierait que celles-ci ne sont pas suffisamment physiques, car le soleil ne décide pas arbitrairement de la taille des gouttelettes nuageuses qui l'interceptent. Une réflexion sur le partage des méthodes et la cohérence des hypothèses devrait-elle être ouvertement et collectivement menée dans la communauté ?

**La question de la zone grise du transport horizontal** est également importante. A mesure que les résolutions des modèles de prévisions régionales approchent du kilomètre, la validité de l'hypothèse des colonnes indépendantes est de plus en plus questionnable. Aux échelles explicites comme dans les LES, des solutions existent pour transporter l'énergie radiative entre les colonnes. Aux échelles des modèles de climat ou de prévision globale, des solutions comme SPARTACUS sont bien adaptées pour représenter le transport horizontal à l'intérieur d'une colonne. Aux échelles intermédiaires, la proportion du transport horizontal entre les colonnes est probablement équivalente à la proportion du transport intra colonne. Pourtant, les hypothèses utilisées dans les modèles de rayonnement pour les échelles explicites qui ignorent la variabilité nuageuse sous maille, ou dans les modèles de rayonnement pour les grandes échelles qui s'appuient sur la représentativité d'une statistique nuageuse intra colonne, ne sont plus valables. Quelle stratégie mettre en place face à ce défi ? A quelle échelle peut-on commencer à négliger le transport sous-maille ? Le transport inter colonnes ? Les méthodes de Monte Carlo sont bien adaptées à ce type de question, pour leur caractère de référence et leur flexibilité bien sûr, mais également parce qu'elles donnent accès aux statistiques de chemins dont dépendent les échelles où va compter le transport horizontal ; le calcul des distances horizontales parcourues par les chemins en moyenne après réflexion en est un bon exemple. Une fois éclaircie la question des échelles, comment résoudre le problème de la zone grise ? Peut-on réinvestir le travail fourni à l'occasion du développement de SPARTACUS ? Par exemple, peut-on imaginer résoudre le transfert à des résolutions plus lâches que le modèle hôte, où l'approximation des colonnes indépendantes serait bien valide ; et les informations de plus petite échelle résolues par le modèle pourraient-elles être utilisées pour contraindre directement la paramétrisation ? Comment alors redistribuer les flux de surface et les profils de taux de chauffage calculés sur une grille plus grossière ? L'utilisation de modèles Monte Carlo pour résoudre explicitement le transfert aux échelles kilométriques et inférieures est-elle envisageable ?



# Références

MARSHAK, A. et A. DAVIS, éd.. 2005, *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Physics of Earth and Space Environments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-23958-1. DOI: 10.1007/3-540-28519-9. [268](#)

VÁRNAI, T. et R. DAVIES. 1999, «Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity», *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 56, n° 24, p. 4206–4224. [270](#)



# Liste des figures

1.1	Représentation schématique de la luminance $\mathcal{L}$ incidente en $\mathbf{x}$ dans la direction $\omega$ , de longueur d’onde $\lambda$ . La luminance est une densité de flux surfacique spectral et directionnel, solution de l’équation de transfert radiatif. $dS$ est un élément de surface élémentaire de normale $n$ , $d\Omega$ est un élément d’angle solide élémentaire autour de la direction $\omega$ formant un angle $\theta$ avec $n$ . . . . .	10
1.2	Fonctions de phase de Mie et de Henyey-Greenstein à la longueur d’onde $\lambda = 700\text{nm}$ , en fonction de l’angle de déflexion $\theta$ . La fonction de phase de Mie est intégrée sur une distribution de taille de particules (gouttes d’eau sphériques et pures) de forme lognormale, caractérisée par un rayon moyen $\bar{r} = 9.76 \mu\text{m}$ et un écart type $s = 1.1052 \mu\text{m}$ , correspondant à un rayon effectif de $10 \mu\text{m}$ .	15
1.3	Issu de <a href="#">HOGAN [2015]</a> . Illustration de la non-linéarité de la réflectivité (en ordonnées) par rapport à l’épaisseur optique d’un milieu (en abscisses). Les lignes tiretées correspondent à deux zones d’épaisseur optique différente (1 et 7) en proportion égales dans le milieu hétérogène, d’épaisseur optique moyenne 4 (trait plein). La réflectivité du milieu moyen (trait plein, “Plane-parallel $\alpha$ ”) est plus importante que la réflectivité moyenne du milieu hétérogène (trait pointillé, “True mean $\alpha$ ”). . . . .	17
1.4	Schémas issus et adaptés d’une présentation de R. J. Hogan [ <a href="#">HOGAN, 2015</a> ]. a) nuages homogènes avec recouvrement maximal, le seul degré d’hétérogénéité est celui lié au profil de fraction nuageuse ; b) nuages homogènes avec recouvrement exponentiel ; c) nuages hétérogènes illustrant la méthode Tripleclouds [ <a href="#">SHONK et HOGAN, 2008</a> ], recouvrement exponentiel ; d) nuages hétérogènes illustrant la méthode McICA, recouvrement exponentiel . . . . .	18
1.5	Schémas issus de la thèse de Sophia Schäfer [ <a href="#">SCHÄFER, 2016</a> ], représentant les effets radiatifs 3D des nuages dans le solaire : a) side escape ou leakage ; b) side illumination ; c) entrainment . . . . .	20
1.6	Issu et adapté de <a href="#">BARKER et collab. [2003]</a> . En haut à gauche : carte d’épaisseur optique du champ ATEX (stratocumulus marin) ; en haut à droite : représentation 3D du champ d’eau liquide ; en bas : réflectivité en fonction du cosinus de l’angle solaire ( $\mu_0 = 0$ : soleil à l’horizon ; $\mu_0 = 1$ : soleil au zénith). Chaque sous figure correspond à l’étude d’un effet radiatif particulier : à gauche, seul le transport inter-colonnes (effets 3D) est négligé ; au milieu, l’hétérogénéité du champ nuageux est négligée en plus du transport horizontal ; à droite : le recouvrement vertical est approché par une méthode maximum-random, en plus de négliger l’hétérogénéité horizontale et les effets 3D. Pour chaque sous-figure, un calcul de référence 3D est effectué par Monte Carlo dans le champ d’origine (trait plein noir) ; un calcul de référence isolant l’effet radiatif concerné par l’expérience est également effectué par Monte Carlo (trait plein gris) ; les lignes pointillées correspondent aux estimations par différents modèles approchés. .	22

1.7	Issu de HOGAN [2019]. Cartes des effets radiatifs 3D, calculés comme la différence entre les flux produits par un schéma de rayonnement avec ou sans paramétrisation du transport horizontal, sur les flux nets au sommet de l’atmosphère à gauche et en surface à droite. La première rangée présente les effets 3D totaux, la deuxième rangée présente la contribution des effets de bords (fuite pour un soleil au zénith et interception pour un soleil à l’horizon) et la troisième rangée présente la contribution du processus de piégeage. . . . .	23
3.1	Densités de probabilité associées aux lois uniforme, exponentielle et normale. Les paramètres sont choisis de telle sorte que l’espérance des trois distributions vaut 1. . . . .	38
3.2	Profils verticaux thermodynamiques de couche limite océanique (RICO, en noir) et continentale (ARMCu, en gris) simulées par LES, en milieu de simulation (environ midi heure locale). La température potentielle virtuelle est tracée en trait plein et le rapport de mélange en vapeur d’eau en trait pointillé. Le trait fin horizontal marque pour chacun des cas la hauteur de la couche de mélange (CM). . . . .	48
4.1	A gauche, un exemple de calculs réalisés à l’aide du code Monte Carlo décrit à la section 4.1 permettant l’analyse des effets 3D intégrés horizontalement en surface, décomposés en effets sur les flux direct et diffus. A droite, un exemple d’image calculée par htrdr, le code de rendu basé sur des méthodes de Monte Carlo décrit à la section 4.2. . . . .	69
4.2	Albedo au sommet de l’atmosphère et transmission en surface le long d’une ligne sous un nuage de type <i>step cloud</i> . . . . .	74
4.3	Proportion de l’énergie diffusée par la fonction de phase de Mie, pour deux longueurs d’onde du spectre solaire, dans un angle solide avant de demi ouverture $\Omega$ , en fonction de $\Omega$ . L’axe gauche donne cette proportion $f$ et l’axe droit donne le facteur $\beta$ tel que la proportion $f$ vaut $\beta \times g^2$ pour $g=0.86$ . Ce calcul a été réalisé à partir des données de Mie calculées au préalable et utilisées dans tous les calculs de transfert radiatif de cette thèse. Les données de Mie en question sont intégrées sur une distribution de taille de goutte lognormale de rayon effectif $10 \mu\text{m}$ . . . . .	77
4.4	Proportion de flux <i>direct</i> en fonction de l’angle solaire zénithal, estimée par différents algorithmes de Monte Carlo utilisant des fonctions de phase de Mie ou de Henyey-Greenstein, avec ou sans approximation de delta-Eddington, et pour différentes définitions du <i>direct</i> . Un calcul de Monte Carlo a été effectué pour chaque angle solaire, chacun avec 100 000 réalisations. Le champ nuageux est le même qu’à la section 4.2.5.1 . . . . .	78
4.5	Données solaires utilisées pour l’intégration temporelle par Monte Carlo. Gauche : luminance horizontale incidente au sommet de l’atmosphère ; droite : angle solaire zénithal ; en fonction de la date en abscisse et de la latitude en ordonnées. . . . .	80
4.6	Flux en surface pour quatre simulations, intégrés sur la journée du 21 juin 1995 à la latitude 0, décomposés en flux directs et diffus. . . . .	81
4.7	Scenes with ground surfaces of increasing complexity are rendered to illustrate the insensitivity of computing times to the resolution of the surface. The BOMEX scene that was used is described in Table 4.5. a) Surfaces representing orography are described with an increasing number of triangles. In this and the following computations, orography is generated using an algorithm based on the Perlin Noise model [PERLIN, 1985]. b) Rendering time as a function of the number of triangles used to describe the surface, relative to the rendering time of the scene using the most refined surface (red star, $2 \times 2048 \times 2048$ triangles). . . . .	85

- 4.8 Two unbiased free-path sampling algorithms illustrated on a schematic 2D cloud field. Shades of gray represent the density of colliders in each cell. The thick yellow line represents a ray traced in the field. In both methods, data are accessed in each intersected cell. In *path tracking* (a), the cost of the traversal is fully dependent on the original data resolution. In *null-collision* (b and c), coarser effective resolution is achieved by adding fictitious colliders in parts of the domain so as to make it homogeneous (b) or homogeneous-by-parts (c). The free-paths are sampled from the resulting modified field with two main consequences: i/ the effective density of colliders is overestimated in some parts of the domain, which is counterbalanced by rejecting some of the sampled collisions (yielding null collisions in red), and ii/ the cost of the traversal is decreased and no longer depends on the original resolution. c) is a possible compromise between the two extreme strategies presented in a) and b). 86
- 4.9 Vertical cross subsections of a) liquid water mixing ratio from a highly resolved heterogeneous cloud field from a Large Eddy Simulation, and b) the hierarchical grid that was built from it. The original data is 38 GB in netCDF format, while the acceleration grid is 7.4 GB in VTK format. . . . . 90
- 4.10 a) Schematic illustrating the rendering algorithm. The paths are tracked from a virtual camera throughout the medium until escape or absorption. At each interaction with the medium, the contribution of the direct sun, transmitted along the tracked path, is added to the path weight, as per the local estimate method in a backward version. b) Image of a high-resolution congestus cloud [STRAUSS et collab., 2019] over a complex ground rendered with 4096 paths computed for each of the 3 spectral components of each of the 1280x720 pixels (11 324 620 800 paths in total). The camera and sun set-up is described in Table 4.5 in 4.2.B. . . . . 94
- 4.11 a) Vertical cross subsections of liquid water content representing cloud fields of increasing resolution. b) Mean rendering time of a realization (path), relative to the one in the highest resolution scene (red star,  $\Delta = 5$  m, 1000x1000x1000 cells), as a function of the number of cells in the volume. Full-line results: hierarchical grids with optical depth merging criterion of 1. Dashed-line results: hierarchical grids with optical depth merging criterion of 0 (the full resolution of the original field is preserved). For  $\tilde{\tau} = 0$ , rendering could not be achieved in the broadband configuration for scenes with resolution under 20 m: the thirty hierarchical grids (one per quadrature point) could not fit into memory. To extend the plot to 5m- and 10m-resolution fields, monochromatic computations (black dots) were performed: only one grid needs to be stored, and therefore the computation becomes affordable. . . . . 95
- 4.12 Rendering of LES fields from the a) BOMEX, b) and c) ARMCu and d) FIRE cases. The ground is complex in a) and b) (2x2048x2048 triangles) and plane in c) and d) (2 triangles). Camera configurations and sun positions are summarized in Table 4.5 of 4.2.B. They are the same as in the scenes from the starter pack, available online. For all images, the definition is 1280x720 pixels, with 4096 samples per pixel component (and 3 components per pixel). . . . . 96
- 4.13 Logarithmic shade of path rendering times averaged over each pixel, for three of the cloud fields shown in previous figures. For each image, the fraction of cloudy pixels is defined as the fraction of pixels where pixel-mean path time is greater than  $\bar{t}$ , the image-mean path time given in Table 4.3. . . . . 97

- 4.14 a) Dependence of computing time and b) its partition into i/ crossing and accessing acceleration structure voxels (SVX) vs. ii/ accessing raw data and testing collision nature (NCA), to the optical depth threshold  $\tilde{\tau}$  used as a merging criterion during hierarchical grid construction. Small values for this limit correspond to refined structures. Note that BOMEX values are missing for  $\tilde{\tau} \leq 10^{-5}$  because the thirty hierarchical grids (one per quadrature point) did not fit into the main memory (the BOMEX fields are 4 times larger than the ARMCu fields). . . . . 99
- 4.15 Left: horizontal map of the optical depth (in logarithmic scale) for a cumulus case (ARMCu 8th hour, 1530 Local Time). Right: Monte Carlo vs. ecRad computations of surface horizontally averaged direct-to-total broadband fluxes ratio, as a function of solar zenith angle. Results from two ecRad simulations with different solvers (Tripleclouds and SPARTACUS) are plotted to evidence the impact of 3D effects on the partition of surfaces fluxes. Results from two Monte Carlo simulations with different phase functions (Mie or delta-Eddington scaled Henyey-Greenstein) are plotted to assess the impact of the delta-Eddington scaling approximation. Relevant cloud parameters such as overlap and cloud scale were diagnosed in the LES field and provided to ecRad. 101
- 4.16 A gauche : carte horizontale des épaisseurs optiques verticales (échelle log) pour le cas de cumulus ARMCu sixième heure, 1330 heure locale. Droite : épaisseur optique  $\tau$ , transmissivité atmosphérique  $T$  et sa sensibilité au ratio d'absorption sur extinction le long de la ligne pointillée montrée sur la figure de gauche. Les zones bleues correspondent aux intervalles de confiance à  $3\sigma$ , estimés par Monte Carlo. L'estimation de la transmissivité et de sa sensibilité a été réalisée sans approximation, à l'aide d'un unique calcul de Monte Carlo. 112
- 4.17 Comparaison avec 3DMCPOL : à gauche, un schéma du cas étudié (le cas C2 de l'exercice d'intercomparaison de l'IPRT). À droite : carte de transmission au sol pour un soleil à  $20^\circ$  du zénith, coupe de la transmission en  $y=3.5$  km et écart type normalisé de la transmission selon ce même transect. Ecart absolu moyen : 0.22. Transmission moyenne d'après Code de thèse :  $83.273 \pm 0.198$ . D'après 3DMCPOL :  $83.307 \pm 0.198$ . . . . . 113
- 4.18 Carte de luminances pour le champ de congestus à 10m de résolution vu de 700 km d'altitude, calculées par 3DMCPOL et par htrdr. Les axes X et Y sont des indices de maille et non des kilomètres comme indiqué sur la figure. Le domaine fait 5 km de côté. Luminance moyenne pour 3DMCPOL :  $0.093 \pm 0.013$  W.m<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup>. Luminance moyenne d'après htrdr :  $0.096 \pm 0.016$  W.m<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup>. . . . . 114
- 4.19 Carte de luminances pour le champ de congestus à 10m de résolution vu de 700 km d'altitude, calculées par 3DMCPOL et par htrdr, avec le même modèle de caméra et une atmosphère transparente. . . . . 115
- 5.1 Figure 3. de **GUICHARD et COUVREUX [2017]**, adaptée de **SOMMERIA [1976]** © 1976 AMS. L'une des premières simulations LES de cumulus. (a) vue du champ d'eau liquide après 4h de simulation et (b) coupes horizontales à 775 m d'altitude, de la vitesse verticale ( $w$ ), température potentielle ( $\theta$ ), humidité spécifique ( $q_v$ ), et rapport de mélange en eau liquide ( $q_l$ ). . . . . 133

- 5.2 Figure 14. de **GUICHARD et COUVREUX [2017]**. Coupes horizontales, proches de la surface, de (a) l’anomalie de température potentielle virtuelle, (b) vitesse verticale et (c) vitesse horizontale ; issus de champs 3D simulés par Méso-NH en mode LES, pour un cas de convection profonde en régime semi-aride [**COUVREUX et collab., 2012**]. On y voit l’empreinte de courants de densité formés par évaporation des pluies sous les nuages précipitants. L’air est refroidit par l’évaporation, perd sa flottabilité et chute vers la surface. A la surface, on repère les courants de densité par une anomalie froide de température (ici, -2.5 K), un front de rafale en aval de la poche atteignant des vitesses élevées (ici, plus de 15 m/s), capables de soulever l’air au bord des fronts et ainsi de générer de nouvelles cellules convectives. . . . . 136
- 5.3 Adapté de **BRIENT et collab. [2019]**. Identification des structures cohérentes (updrafts en rouge, downdrafts en bleu) dans une couche limite surmontée d’un stratocumulus, simulée par Méso-NH. En haut à gauche (i), fraction couverte par l’ensemble des updrafts, des downdrafts et la somme des deux (en vert). En bas à gauche (l), profils de vitesse verticale diagnostiquée dans les structures cohérentes individuelles (en gris), sur l’ensemble des updrafts (en rouge) et sur l’ensemble des downdrafts (en bleu). Seuls les objets d’un volume supérieur à  $0.25 \text{ km}^3$  sont représentés. En haut à droite (c), vue 3D des structures cohérentes sur le champ entier ( $25.6 \text{ km} \times 25.6 \text{ km}$ ) et (d) zoom sur le carré orange ( $x=4-9 \text{ km}$ ;  $y=8-13 \text{ km}$ ) . . . . . 139
- 5.4 Caractérisation d’une population de cumulus (8ème heure de la simulation ARMCu, voir section suivante). En haut à gauche, coupe horizontale (x en abscisse, y en ordonnées) des nuages identifiés à 1.2 km d’altitude (le nuage noir correspond au numéro 57). Pour les autres figures, l’abscisse donne l’index du nuage pour chaque nuage identifié dans le champ 3D. L’ordonnée et la couleur donnent des informations sur les caractéristiques de chacun de ces nuages. En haut à droite, pour chaque nuage (chaque barre), la barre s’étend verticalement depuis la base jusqu’au sommet du nuage, et la couleur correspond à la longueur équivalente du nuage (racine carrée de la couverture totale couverte par le nuage). On a donc une information sur la hauteur, l’épaisseur et l’étendue horizontale de chaque nuage sur cette figure. En bas à gauche, pour chaque nuage, la barre s’étend jusqu’à l’épaisseur optique moyenne du nuage, et la couleur correspond à l’écart type de l’épaisseur optique (sur les colonnes appartenant au nuage) normalisé par l’épaisseur optique moyenne. En bas à droite, pour chaque nuage, la barre s’étend jusqu’à l’écart type normalisé de l’épaisseur géométrique, et la couleur correspond à l’écart type normalisé du rapport de mélange en eau liquide. . . . . 148
- 5.5 Profils initiaux en température potentielle, humidité relative et vitesses des vents zonaux et méridionaux pour les quatre cas de cumulus . . . . . 150
- 5.6 Réponses de l’atmosphère et de la surface aux forçages radiatifs. Gauche : profils de tendance en température potentielle. Le profil ARMCu est donné à l’instant initial de la simulation (11h30 UTC, 05h30 LT). Droite : évolution temporelle des flux de chaleur fournis par la surface. . . . . 153
- 5.7 Evolution temporelle de la couverture nuageuse, de la quantité d’eau intégrée sur le domaine, des hauteurs de base et de sommet des nuages pour les quatre simulations. Les lignes verticales noires à 6 et 10h de simulation délimitent la période sur laquelle les profils thermodynamiques sont moyennés dans la Figure 5.9. Les premières heures de simulation, marquées par de fortes oscillations pour les cas océaniques, correspondent à la phase d’équilibrage du modèle ou *spin-up*. . . . . 156

5.8	Causes possibles d'une augmentation de la couverture nuageuse totale entre deux pas de temps : b) étalement horizontal du nuage ; c) cisaillement de vent ; d) formation d'un nouveau nuage. . . . .	157
5.9	Profils thermodynamiques pour les quatre cas de cumulus. Les profils de ARMCu sont moyennés entre les heures 6 et 10 de simulation (17h30 UTC à 21h30UTC), les profils de SCMS sont moyennés entre les heures 6 et 9 de simulation (18h00 UTC à 21h00 UTC), les profils de BOMEX et RICO sont moyennés entre les heures 8 et 12 de simulation. . . . .	159
5.10	Evolution temporelle de la couverture nuageuse, de la quantité d'eau intégrée sur le domaine, des hauteurs de base et de sommet des nuages pour les simulations perturbées décrites en 5.3, pour les quatre cas de cumulus. . . . .	160
5.11	Densité de taille en échelle log /log calculée comme pour la figure 4 de <b>NEGGERS et collab. [2003b]</b> afin de pouvoir les comparer. La ligne noire correspond à la pente du fit proposé par <b>NEGGERS et collab. [2003b]</b> à partir des cas BOMEX, SCMS et ARMCu, translatée pour intersecter nos courbes. La loi de puissance dérivée par <b>NEGGERS et collab. [2003b]</b> semble vérifiée dans nos simulations. . . . .	163
5.12	Evolution temporelle des caractéristiques principales des quatre cas nuageux : ARMCu en bleu, SCMS en vert, BOMEX en jaune et RICO en rouge. Première figure en haut : fractions nuageuses surfacique (trait plein) et volumique (trait pointillé). Deuxième figure : nombre de nuages par kilomètre carré, en comptant tous les nuages (trait plein) ou seulement les plus couvrants (trait pointillé, nuages plus couvrants que le q90, voir Figure 5.13). Troisième figure : taille équivalente du nuage le plus couvrant (trait plein) et du plus couvrant parmi les nuages plus couvrants que le q90 (voir Figure 5.13). La taille équivalente est le rayon du cercle de même aire que l'aire projetée verticalement du nuage. Quatrième figure : épaisseur du nuage le plus épais (trait plein) et de la couche nuageuse totale (trait pointillé). . . . .	164
5.13	Cumul des couvertures nuageuses augmentant avec le pourcentage de nuages comptés, en ordre décroissant de couverture nuageuse (les nuages sont d'abord ordonnés selon leur couverture, du plus grand au plus petit, puis la couverture est cumulée sur la population des nuages). La couverture nuageuse est le nombre de colonnes nuageuses occupé par un nuage divisé par le nombre de colonnes dans le domaine. Chaque ligne correspond à un instant différent. Les croix marquent le point où le cumul des couvertures nuageuses atteint 90% de la couverture nuageuse totale. Pour 100% des nuages, on a la couverture nuageuse totale. . . . .	165
5.14	Distributions de taille équivalente pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. La taille équivalente est le rayon du cercle de même aire que l'aire projetée verticalement du nuage. Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle logarithmique. . . . .	166
5.15	Distributions de rapport de couverture nuageuse totale sur maximum de fraction nuageuse (voir schéma en Figure 5.16) pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle logarithmique. . . . .	167
5.16	Schéma représentant deux nuages, l'un sans cisaillement (gauche) et l'autre avec (droite). Le rapport de maximum de fraction nuageuse et de couverture totale est une mesure du cisaillement . . . . .	167

- 5.17 Distributions d'épaisseur des nuages pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. L'épaisseur est le produit de la résolution verticale par le nombre de niveaux couverts par la colonne la plus épaisse du nuage. Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle logarithmique. . . . . 168
- 5.18 Distributions de rapports d'aspect pour les quatre cas nuageux : ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche et RICO en bas à droite. Chaque courbe est la distribution de taille pour une heure donnée. Le rapport d'aspect du nuage est le rapport de l'épaisseur maximale (voir Figure 5.17) par la longueur équivalente (voir Figure 5.14). Les axes des abscisses et ordonnées sont en échelle linéaire. . . . . 169
- 6.1 A gauche : flux radiatif solaire incident en surface, calculé à angle solaire constant ( $30^\circ$ ) pour les différents instants horaires (en abscisse) des simulations de cumulus présentées précédemment. A droite : comme la figure de gauche mais pour certaines des simulations perturbées du cas ARMCu. CERK4 : simulation de référence à 25 m de résolution dans les trois directions, sur un domaine de 6.4 kilomètres de côté [BROWN et collab., 2002] ; DX40m : résolution horizontale de 40 m ; L12km : domaine horizontal étendu à 12.8 km de côté ; MREVE : schéma microphysique sans précipitations ; CEN2D : schéma d'advection des vents centré d'ordre deux (au lieu de centré d'ordre quatre pour CERK4). . . . . 185
- 6.2 Différences entre calculs 3D et 1D (effets 3D) de transmissivité en surface (abscisse) et de réflectivité au sommet de l'atmosphère (ordonnées) pour différentes scènes de cumulus, en fonction de l'angle solaire zénithal (couleurs). Les différents points colorés correspondent aux différentes scènes de cumulus. Les points cerclés de noir correspondent à la moyenne des grandeurs pour les différentes scènes, à angle solaire donné. La ligne noire correspond à la fonction  $y=-x$ , où les écarts 3D-1D sur la transmissivité et la réflectivité se compensent parfaitement (aucun effet 3D n'est répercuté sur l'absorption). . . . . 189
- 6.3 Différences entre calculs 3D et 1D (effets 3D) des composantes directe (abscisse) et diffuse (ordonnées) de la transmissivité en surface, pour différentes scènes de cumulus, en fonction de l'angle solaire zénithal (couleurs). Les points colorés correspondent aux différentes scènes nuageuses et les points cerclés de noir aux quantités moyennées sur les différentes scènes, pour chaque angle solaire. La ligne pleine correspond à la fonction  $y=-x$ , où les effets 3D sur le flux direct et diffus se compensent parfaitement, c'est à dire où les effets 3D sur la transmissivité sont nuls. La ligne pointillée correspond à la fonction linéaire décrite dans le titre de la figure. Cette fonction a été calculée comme la fonction linéaire qui minimise l'écart quadratique des points (à l'exception des points correspondant à l'angle solaire de 89 degrés) à la courbe. Dans la légende, la dispersion des scènes autour de la moyenne est calculée pour chaque angle solaire comme  $\sqrt{\sum_{scene} |p_{scene} - p_{mean}|^2}$ . . . . . 191
- 6.4 Issu de VÁRNAI et DAVIES [1999]. Décomposition des effets des hétérogénéités nuageuses sur le transport dans une direction non colinéaire à la direction du soleil, selon que la variabilité de l'épaisseur optique soit due à une variabilité géométrique (à gauche) ou des propriétés optiques (à droite). Les zones grisées représentent un coefficient d'extinction plus élevé que les zones claires. a) upward trapping ou entrapment (piégeage) b) downward trapping c) upward escape d) downward escape (fuite). . . . . 193

6.5	Flux direct (colonne de gauche) et diffus (colonne du milieu) incidents en surface, normalisés par le flux incident au sommet de l'atmosphère, en fonction de la couverture nuageuse des différentes scènes (abscisse), et de l'angle solaire zénithal (rangées), en 1D (carrés gris) et 3D (cercles violets). La troisième colonne représente les écarts entre flux 3D et 1D direct (triangles jaunes) et diffus (losanges bleus) en surface, en fonction de la couverture nuageuse et de l'angle solaire. . . . .	195
6.6	Comme la Figure 6.5 mais en fonction de l'étendue verticale du nuage le plus épais : flux direct (colonne de gauche) et diffus (colonne du milieu) incidents en surface, normalisés par le flux incident au sommet de l'atmosphère, en fonction de l'étendue verticale du nuage le plus épais (abscisse), et de l'angle solaire zénithal (rangées), en 1D (carrés gris) et 3D (cercles violets). La troisième colonne représente les écarts entre flux 3D et 1D direct (triangles jaunes) et diffus (losanges bleus) en surface, en fonction de l'étendue verticale du nuage le plus épais et de l'angle solaire. . . . .	197
6.7	Cartes des épaisseurs optiques verticales dans chaque colonne des trois champs nuageux, hétérogène (sortie d'origine de la LES, gauche), différence entre homogène par nuage et hétérogène (centre), et différence entre homogène et hétérogène (droite). . . . .	199
6.8	Gauche : profil vertical de l'eau liquide nuageuse moyennée horizontalement sur les mailles nuageuse, inchangé entre les trois champs étudiés. Droite : profil vertical de l'écart type normalisé de l'eau liquide nuageuse diagnostiqué dans un champ original (ARMCu 8ème heure), dans un champ artificiellement homogénéisé à chaque niveau vertical (homogène, pas de variabilité horizontale intra ou inter nuageuse), et dans un champ artificiellement homogénéisé à chaque niveau vertical et pour chaque nuage (homogène par nuage, pas de variabilité horizontale intra nuageuse). . . . .	200
6.9	Flux solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : hétérogène, homogène par nuage et homogène. A gauche : différence entre les flux calculés dans le champ "hétérogène" et dans les champs "homogène" et "homogène par nuage" ; à droite : en haut, la proportion de flux direct en surface pour les trois cas, en bas, la proportion de flux diffus en surface pour les trois cas. Le flux total dans le champ de référence décroît de $1280 \text{ W.m}^{-2}$ à $100 \text{ W.m}^{-2}$ quand l'angle solaire zénithal augmente. . . . .	201
6.10	Différence entre les flux 3D et 1D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : "hétérogène", "homogène par nuage" et "homogène". A gauche : effets 3D sur le flux total incident en surface ; à droite : effets 3D sur les flux direct (en haut) et diffus (en bas). . . . .	202

6.11	Schéma descriptif des effets radiatifs solaires 3D sur le flux direct, pour des champs de nuages idéalisés de taille originale (en haut), et doublée (en bas). Ce schéma illustre l'expérience réalisée dans cette section. Le rayonnement est incident au sommet du domaine avec un angle zénithal $\theta$ et est intercepté par des nuages de hauteur $h$ et de longueur équivalente $l_c$ , séparés par une distance $l_f$ . $l$ est défini tel que $l = l_c + l_f$ . La longueur équivalente de l'ombre portée des nuages est $l_o$ , la longueur équivalente de la zone de ciel clair séparant deux ombres est $l_s$ . $l_o$ est la somme de la contribution de l'ombre portée par le sommet du nuage, de longueur équivalente $l_c$ , et de l'ombre portée par le bord du nuage, de longueur équivalente $l_e$ . Les longueurs équivalentes sont des mesures 1D de grandeurs potentiellement mesurées dans des espaces de plus grande dimension. . . . .	203
6.12	Densité de périmètre nuageux $p$ , pour le champ original et pour un champ artificiellement étiré selon ses deux dimensions horizontales. . . . .	203
6.13	Flux solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : original et double. A gauche : différence entre les flux calculés dans le champ "original" et dans le champ "double" ; à droite : en haut, la proportion de flux direct en surface pour les deux cas, en bas, la proportion de flux diffus en surface pour les deux cas. Le flux total dans le champ de référence décroît de $1280 \text{ W.m}^{-2}$ à $100 \text{ W.m}^{-2}$ quand l'angle solaire zénithal augmente. . . . .	204
6.14	A gauche : flux direct incident en surface, calculé en 3D par Monte Carlo, dans le champ original et dont l'extension horizontale des mailles a été artificiellement doublée, normalisé par le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère (et pas par le flux incident en surface comme sur la Figure 6.13). A droite : proportion de la surface non ombragée d'après le modèle simplifié décrit dans le texte (équation (6.3)), où les paramètres nuageux (rapport d'aspect horizontal et vertical) ont été ajustés pour reproduire les calculs Monte Carlo présentés à gauche. . . . .	205
6.15	Différence entre les flux 3D et 1D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour les différents champs étudiés : "original" et "double". A gauche : effets 3D sur le flux total incident en surface ; à droite : effets 3D sur les flux direct (en haut) et diffus (en bas). . . . .	206
6.16	Carte des épaisseurs optiques verticales du champ de cumulus étudié dans cette section, répétées deux fois dans chaque direction horizontale. Les milieux d'origine sont délimités par les lignes solides. Les quatre régions nord-ouest (NO), nord-est (NE), sud-ouest (SO) et sud-est (SE) sont identifiées dans le domaine en bas à gauche de la carte et séparés par des lignes pointillées. . . .	207
6.17	Différence entre les flux 1D et 3D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour le champ de cumulus, à différents angles azimutaux : $0^\circ$ , $45^\circ$ , $90^\circ$ et en moyenne sur $[0,360]$ degrés. . . . .	208
6.18	Projections du champ d'eau liquide nuageuse pour la scène de ruelles selon les trois dimensions spatiales : en haut, le champ est moyenné selon l'axe des $x$ et présenté selon $(y, z)$ . En bas à gauche, le champ est moyenné selon $z$ , et présenté selon $(x, y)$ . Le champ est répété 6 fois à l'identique selon $x$ . En bas à droite, le champ est moyenné selon $y$ , et présenté selon $(x, z)$ . . . . .	210

6.19	Flux solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour le champ de ruelles de nuages, à différents angles azimutaux : $0^\circ$ , $45^\circ$ , $90^\circ$ et en moyenne sur $[0,360]$ degrés. . . . .	210
6.20	Différence entre les flux 1D et 3D solaires en surface, intégrés horizontalement, en fonction de l'angle solaire zénithal, calculés par Monte Carlo (un calcul 3D et un calcul 1D par angle solaire, $10^5$ réalisations par calcul), pour le champ de ruelles de nuages, à différents angles azimutaux : $0^\circ$ , $45^\circ$ , $90^\circ$ et en moyenne sur $[0,360]$ degrés. . . . .	211
6.21	Effet radiatif des nuages (CRE : calcul en ciel nuageux - calcul en ciel clair) calculés par Monte Carlo en 3D, intégrés sur la journée du 21 septembre 1995, aux différentes latitudes, dans les champs de cumulus d'origine, homogène et dont l'extension horizontale des mailles a été artificiellement doublée. Le CRE total est représenté par des courbes noires, le CRE direct par des barres jaunes et le CRE diffus par des barres bleues. Les valeurs dans le champ original sont reportées en lignes pointillées sur les figures des autres champs pour faciliter la comparaison. . . . .	212
6.22	Ecarts 3D-1D sur les effets radiatifs des nuages (CRE : calcul en ciel nuageux - calcul en ciel clair) calculés par Monte Carlo, intégrés sur les journées du 21 septembre 1995 (en haut) et 21 juin 1995 (en bas), aux différentes latitudes, dans les champs de cumulus d'origine, homogène et dont l'extension horizontale des mailles a été artificiellement doublée. Le CRE 3D-1D total est représenté par des courbes noires, le CRE 3D-1D direct par des barres jaunes et le CRE 3D-1D diffus par des barres bleues. Les valeurs dans le champ original sont reportées en lignes pointillées sur les figures des autres champs pour faciliter la comparaison. . . . .	214
7.1	Figure correspondant à la Table 2 de HOGAN [2019b]. Principales options implémentées dans ecRad. La configuration opérationnelle dans le modèle de prévision du Centre Européen est en gras . . . . .	224
7.2	Figure 2 de FIELDING et collab. [2019]. Deux modèles conceptuels pour caractériser la taille des nuages dans un champ de couverture nuageuse donnée (CF). En haut, le modèle de la taille effective $C_S$ , où le nombre de nuages (de trous) augmente en même temps que la couverture nuageuse (que la couverture de ciel clair) croît de 0 à 0.5. En bas, le modèle de l'espacement effectif $C_X$ , où la taille des nuages augmente en même temps que la couverture nuageuse (que la couverture de ciel clair) croît de 0 à 0.5. . . . .	227
7.3	Figure 5 de FIELDING et collab. [2019]. Espacement effectif nuageux dérivé d'observations (à gauche) et de simulations (à droite), en fonction de la couverture nuageuse. Les points remplis correspondent aux nuages de couche limite. . . . .	228
7.4	Figure 1 de HOGAN et collab. [2019]. Représentation de l'effet de piégeage dans un modèle à deux flux. À gauche, aucun piégeage n'est considéré ; au milieu, le taux de piégeage est calculé explicitement ; à droite, le taux de rayonnement descendant piégé dépend uniquement de la couverture nuageuse de la couche supérieure. . . . .	228

- 7.5 Distances horizontales parcourues en moyenne par les chemins réfléchis sous un niveau donné, pour quatre champs nuageux (chaque rangée de figures) décrits par leurs profils de fraction nuageuse (première colonne), et pour trois angles solaires zénithaux (trois colonnes suivantes). Les traits pleins correspondent à des calculs Monte Carlo de référence tandis que les traits pointillés correspondent à une formulation approchée telle que décrite par HOGAN et collab. [2019]. Les traits rouges correspondent à des chemins optiques n’ayant jamais été diffusés avant d’atteindre le niveau pour la première fois, et les traits bleus correspondent aux chemins diffus. . . . . 230
- 7.6 Figure adaptée de la Figure 10 de HOGAN et collab. [2019]. Deux scènes nuageuses contrastées (en haut) et leurs effets 3D (en bas). Les différentes courbes colorées pour les effets 3D ont été obtenues à partir de différentes représentations du processus de piégeage dans SPARTACUS, tandis que la courbe noire représente la référence de Monte Carlo (calculs effectués par H. Barker). SPARTACUS Zero correspond à la Figure 7.4-a et SPART. Maximum correspond à la Figure 7.4c. Les deux SPART. Explicit correspondent à la Figure 7.4-b où les distances horizontales parcourues et le taux de piégeage sont calculés explicitement. A gauche, une scène de nuages bas, de couverture nuageuse modérée, composée de nombreux petits nuages. Les tailles effectives des nuages et des hétérogénéités nuageuses représentées en rouge sont environ égales pour ce champ. A droite, une scène de convection profonde composée de nuages moyens et hauts, favorisant le processus de piégeage. . . . . 232
- 7.7 Figure 9 de VILLEFRANQUE et collab. [2019]. Gauche : carte horizontale d’épaisseur optique (échelle logarithmique) pour la scène de cumulus ARM Cu huitième heure, 15h30 heure locale. Droite : Calculs par Monte Carlo et par ecRad du rapport de flux direct sur global incident en surface, moyenné horizontalement et sur le spectre solaire, en fonction de l’angle solaire zénithal. Des résultats issus de deux simulations ecRad sont présentés en noir, avec le solveur Tripleclouds (tireté) et avec le solveur SPARTACUS (pointillé). Des résultats issus de deux simulations Monte Carlo, avec la fonction de phase de Mie (en bleu) ou une fonction de phase de Henyey Greenstein modifiée (en rouge), mettent en évidence l’impact de l’approximation de delta-Eddington sur la décomposition direct / diffus des flux. . . . . 234
- 7.8 Fraction de flux direct sur global incident à la surface, en fonction de l’angle solaire zénithal, pour cinq intervalles de couverture nuageuse totale. Les barres d’erreur correspondent aux intervalles de confiance à 95% ( $\pm 1.96\sigma/n$  où  $\sigma$  est l’écart type du rapport de flux et  $n$  est le nombre de points de données dans l’intervalle d’angle solaire et de couverture nuageuse). Les profils nuageux en entrée d’ecRad sont issus de données Cloudnet. Les flux directs sont calculés avec une correction de l’approximation de delta-Eddington ( $f=0.6g^2$ , voir section 4.1.2), et les flux globaux sont calculés avec l’approximation de delta-Eddington classique ( $f=g^2$ ). Les lignes pleines correspondent aux observations radiatives issues de données ARM, les lignes pointillées-tiretées au solveur Triplecloud et les lignes tiretées au solveur SPARTACUS. . . . . 236

7.9	Profils de paramètres nuageux diagnostiqués dans les scènes LES, modifiés, ou par défaut dans ecRad ; paramètre de recouvrement vertical (gauche), taille effective des nuages (centre), écart type normalisé du contenu en eau liquide nuageuse (droite). Le profil de paramètre de recouvrement vertical est pondéré (jaune) pour obtenir une couverture nuageuse totale plus proche de celle diagnostiquée dans les LES. Le profil de taille effective peut être paramétrisé (jaune) ou diagnostiqué dans les scènes 3D LES selon une hypothèse de forme circulaire (rose) ou elliptique (gris). Tous les paramètres par défaut sont donnés en noir (sauf la $fsd$ qui prend la valeur préconisée de 0.75 plutôt que la valeur par défaut de 1).	238
7.10	Couverture nuageuse totale diagnostiquée dans les scènes 3D LES (abscisse) versus diagnostiquée par ecRad (ordonnées) à partir du profil de paramètre de recouvrement vertical diagnostiqué dans les scènes LES (gris) ou multiplié par 1.13 (jaune).	239
7.11	Schéma illustrant les limitations du profil de taux de recouvrement pour contraindre la couverture nuageuse totale (régions nuageuses en blanc, régions de ciel clair en bleu). Les profils de fraction nuageuse et de taux de recouvrement sont les mêmes à droite et à gauche mais la couverture nuageuse totale diffère (0.75 à gauche, 1 à droite).	239
7.12	Evaluation des effets radiatifs 1D en surface estimés par Tripleclouds (solveur du schéma ecRad, en ordonnées) par rapport à des calculs de référence Monte Carlo 1D réalisés dans les champs LES 3D (en abscisse), pour deux jeux de paramètres (en haut : paramètres par défaut $fsd = 0.75$ et $\Delta z_0 = 2000$ m ; en bas : meilleure configuration $fsd_{LES}$ et $\alpha_{LES}^{0.885}$ (voir Figure 7.9) ; avec $\alpha = \exp(-\Delta z/\Delta z_0)$ ) et pour trois angles solaires (à gauche : $0^\circ$ ; au milieu : $44^\circ$ ; à droite : $77^\circ$ ). Chaque point correspond à une scène nuageuse différente, et est coloré en fonction de la couverture nuageuse totale de la scène.	241
7.13	Evaluation des effets radiatifs 3D en surface estimés par SPARTACUS (solveur du schéma ecRad, en ordonnées) par rapport à des calculs de référence Monte Carlo 3D réalisés dans les champs LES 3D (en abscisse), pour trois paramètres de taille effective (en haut : paramètre par défaut $C_S = 1000$ m ; au milieu : paramétrisation de $C_S$ en fonction de l'espacement effectif $C_X = 2000$ m [FIELDING et collab., 2019] ; en bas : meilleure configuration, $C_S$ diagnostiquée dans les champs 3D sous l'hypothèse de géométrie elliptique) et pour trois angles solaires (à gauche : $0^\circ$ ; au milieu : $44^\circ$ ; à droite : $77^\circ$ ). Chaque point correspond à une scène nuageuse différente, et est coloré en fonction de l'épaisseur maximum des nuages de la scène. Les barres horizontales représentent les incertitudes de Monte Carlo, calculées comme la somme des écarts types obtenus en 3D et 1D (donc proportionnels au flux incident au sommet de l'atmosphère).	243
7.14	Figure issue de COUVREUX et collab. [2019]. Illustration du procédé de calibration automatique par comparaison de simulations de référence (ici, LES) et de simulations 1D (ici, SCM) afin d'exclure les valeurs de paramètres ne satisfaisant pas un critère de plausibilité donné (fonction des incertitudes liées aux différents modèles)	246
7.15	Images photoréalistes des scènes sélectionnées, synthétisées avec htrdr (voir Chapitre 4).	248

- 7.16 Exploration de l'espace formé par les quatre paramètres qui caractérisent le milieu nuageux et le transport horizontal dans SPARTACUS. Pour toutes les scènes (colonnes) et angles solaires (couleur), la transmissivité en surface cible calculée par Monte Carlo est représentée par un trait horizontal plein ; le paramètre par défaut est représenté par une ligne verticale noire épaisse : pour le paramètre de longueur de décorrélation  $\Delta z_0$ , la valeur par défaut est celle diagnostiquée dans les champs 3D ; pour le paramètre de taille de nuage  $C_S$ , la valeur par défaut est le profil calculé à partir de la formulation de **FIELDING et collab. [2019]** avec  $C_X = 2000$  m ; pour le paramètre d'angle solaire  $\theta_{dE}$  la valeur par défaut est 0.06 et pour le rapport des longueurs de décorrélation verticale des hétérogénéités et des fractions nuageuses, 0.5 (voir Table 7.2). Les points colorés correspondent aux 90 simulations SPARTACUS utilisant des configurations paramétriques différentes. . . . . 251
- 7.17 Représentation de l'espace plausible de paramètres pour la métrique transmissivité, en bas à gauche pour l'angle solaire zénithal nul, en bas à droite pour l'angle solaire zénithal 77 et en haut pour les trois angles 0, 44 et 77 pris en compte simultanément. Pour une figure : chaque rangée et colonne correspond à un paramètre donné sur la diagonale, de haut en bas et de gauche à droite :  $\times \Delta z_0, \times C_x, \theta_{dE}, r_\Delta$ . Pour chaque sous-figure au croisement de deux paramètres : proportion d'espace plausible (triangle supérieur) et valeur minimale de l'implausibilité (triangle inférieur) dans l'hypercube de l'espace des paramètres réduit des deux dimensions correspondant aux deux paramètres donnés par la ligne et la colonne de la sous-figure. Pour le triangle supérieur, les axes sont donnés directement par les axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Pour le triangle inférieur, les axes sont les mêmes que pour le triangle supérieur, et sont donc inversés par rapport aux axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Les points noirs correspondent aux paramètres par défaut tels que décrits dans la Table 7.2. Les zones grises (triangle supérieur) et rouge (triangle inférieur) correspondent aux zones de l'espace des paramètres où l'implausibilité minimale est plus grande que le seuil de rejet (trois fois l'écart type lié aux incertitudes de l'émulateur et des références). . . . . 252
- 7.18 Exploration de l'espace formé par les quatre paramètres qui caractérisent le milieu nuageux et le transport horizontal dans SPARTACUS. Pour toutes les scènes (colonnes) et angles solaires (couleur), la cible calculée par Monte Carlo (les effets 3D en surface), est représentée par un trait horizontal plein ; le paramètre par défaut est représenté par une ligne verticale noire épaisse : pour le paramètre de longueur de décorrélation  $\Delta z_0$ , la valeur par défaut est celle diagnostiquée dans les champs 3D ; pour le paramètre de taille de nuage  $C_S$ , la valeur par défaut est le profil calculé à partir de la formulation de **FIELDING et collab. [2019]** avec  $C_X = 2000$  m ; pour le paramètre d'angle solaire  $\theta_{dE}$  la valeur par défaut est 0.06 et pour le rapport de longueurs de décorrélation verticale des hétérogénéités et des fractions nuageuses, 0.5 (voir Table 7.2). Les points colorés correspondent aux 90 simulations SPARTACUS utilisant des configurations paramétriques différentes. . . . . 254

7.19	Représentation de l'espace plausible de paramètres pour la métrique effets 3D, en bas à gauche pour l'angle solaire zénithal nul, en bas à droite pour l'angle solaire zénithal 77 et en haut pour les trois angles 0, 44 et 77 pris en compte simultanément. Pour une figure : chaque rangée et colonne correspond à un paramètre donné sur la diagonale, de haut en bas et de gauche à droite : $\times \Delta z_0, \times C_x, \theta_{dE}, r_{\Delta}$ . Pour chaque sous-figure au croisement de deux paramètres : proportion d'espace plausible (triangle supérieur) et valeur minimale de l'implausibilité (triangle inférieur) dans l'hypercube de l'espace des paramètres réduit des deux dimensions correspondant aux deux paramètres donnés par la ligne et la colonne de la sous-figure. Pour le triangle supérieur, les axes sont donnés directement par les axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Pour le triangle inférieur, les axes sont les mêmes que pour le triangle supérieur, et sont donc inversés par rapport aux axes indiqués sur les sous-figures de la diagonale. Les points noirs correspondent aux paramètres par défaut tels que décrits dans la Table 7.2. Les zones grises (triangle supérieur) et rouge (triangle inférieur) correspondent aux zones de l'espace des paramètres où l'implausibilité minimale est plus grande que le seuil de rejet (trois fois l'écart type lié aux incertitudes de l'émulateur et des références). . . . . .	255
7.20	Images de cumulus continentaux vus du dessus et de face, issus de simulations réalisées avec un schéma d'advection d'ordre 4 (haut) ou d'ordre 2 (bas). . . . .	265
7.21	Images de champs nuageux de résolution décroissante, de 10m en haut à gauche, à 200m en bas à droite. . . . .	266
7.22	Images de cumulus marins (gauche) et continentaux (droite), au dessus d'une surface Lambertienne (haut) ou spéculaire (bas). . . . .	267
7.23	Population de nuages pour les quatre cas (ARMCu en haut à gauche, SCMS en haut à droite, BOMEX en bas à gauche, RICO en bas à droite) à la huitième heure de simulation. Chaque barre représente un nuage, les barres s'étendent de la base au sommet du nuage et la coloration représente la vitesse verticale moyenne dans le nuage à chaque niveau d'altitude. Les nuages sont triés dans l'ordre où ils ont été identifiés par l'outil décrit à la section 5.2.2, dans l'ordre des bases d'altitude croissante car l'altitude est la première dimension des champs 3D issus des LES. Les nuages dont la base ne suit pas l'ordre croissant sont ceux qui ont été renumérotés après traitement des conditions cycliques aux bords des domaines. . . . .	269

## List of Tables

3.1	Probabilité d'appartenir à un intervalle de confiance $[\mu \pm i\sigma]$ pour un échantillon d'une v.a. distribuée selon une loi normale $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$ . . . . .	39
4.1	Albédo et transmission [%], en 3D ou 1D (colonnes indépendantes), pour deux angles solaires zénithaux. . . . .	75
4.2	Flux totaux et directs en $W.m^{-2}$ , intégrés sur une journée. L'erreur sur le flux direct est définie par rapport à la simulation de contrôle, Mie instrument. . . . .	82
4.3	Rendering times for images of various cloud scenes. . . . .	97
4.4	Summary of techniques used in computer graphics made available to the atmospheric community through our library . . . . .	104

4.5	Summary of scene setups of images shown in the paper. . . . .	105
4.6	Open-source Monte Carlo modules and examples of functions. . . . .	108
5.1	Articles de référence pour les cas de cumulus simulés . . . . .	149
5.2	Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des quatre simulations LES des cas de cumulus étudiés : ARM, SCMS, BOMEX et RICO. L'énergie totale délivrée par la surface est calculée comme l'intégrale de la somme des flux latent et sensible de 7h à 19h heure locale. . . . .	154
5.3	Récapitulatif des différentes simulations perturbées. La présence d'un tiret indique que la valeur du paramètre est identique à celle de la simulation de référence. $L_h$ = taille horizontale du domaine, $\Delta_h$ = taille horizontale d'une maille, $\Delta_v$ = taille verticale d'une maille, Précip. = précipitations autorisées, CSM = Condensation sous-maille, L mélange = longueur de mélange, Advec. = advection (des vents). . . . .	158
6.1	Scènes analysées dans les sections 6.1 et 6.2 . . . . .	188
6.2	Corrélations entre caractéristiques nuageuses et effets 3D en surface. . . . .	196
6.3	Couverture nuageuse (gauche), nombre de nuages (milieu) et taille équivalente (droite) pour les différentes régions du champ de cumulus ARMCu 8e heure . . . . .	208
6.4	CRE 3D en moyenne sur les différentes latitudes, ainsi que leurs écarts-types pour l'échantillon de 9 valeurs latitudinales. . . . .	212
6.5	CRE 1D en moyenne sur les différentes latitudes, ainsi que leurs écarts-types pour l'échantillon de 9 valeurs latitudinales. . . . .	213
7.1	Biais moyen / erreur quadratique sur le CRE 1D estimé par Tripleclouds par rapport à des calculs Monte Carlo (en mode 1D) aux angles solaires 0, 44 et 77 pour différents paramètres nuageux . . . . .	242
7.2	Récapitulatif des paramètres et des intervalles de valeurs explorées . . . . .	247
7.3	Caractéristiques principales des scènes sélectionnées pour explorer le comportement de SPARTACUS : identifiants de la scène, couverture nuageuse, densité surfacique de nombre de nuages, taille effective maximum sur la verticale, épaisseur maximum parmi les nuages de la scène, amplitude des effets 3D à SZA 77°. Les minimum et maximum de chaque caractéristique sont mis en évidence en gras. . . . .	248