

UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER
ÉCOLE DOCTORALE
«SCIENCES DE L'UNIVERS, DE L'ENVIRONNEMENT ET DE L'ESPACE»

THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III
Spécialité : physique de l'atmosphère

Par

Frédéric CHOSSON

**TRANSFERT RADIATIF DANS LES
NUAGES DE COUCHE LIMITE
HÉTÉROGÈNES**

Directeur de Thèse
Jean-Louis BRENGUIER

Co-Directeur de Thèse :
Lothar SCHÜLLER

Jacques PELON
Hanna PAWLOWSKA
Philippe DUBUISSON

Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur

UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER
ÉCOLE DOCTORALE
«SCIENCES DE L'UNIVERS, DE L'ENVIRONNEMENT ET DE L'ESPACE»

THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III
Spécialité : physique de l'atmosphère

Par

Frédéric CHOSSON

**TRANSFERT RADIATIF DANS LES
NUAGES DE COUCHE LIMITE
HÉTÉROGÈNES**

Directeur de Thèse
Jean-Louis BRENGUIER

Co-Directeur de Thèse :
Lothar SCHÜLLER

Jacques PELON
Hanna PAWLOWSKA
Philippe DUBUISSON

Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur

MERCI ...

S'il y a bien une chose que j'ai apprise, et dont je suis sûr, c'est qu'une thèse, ça ne se fait pas tout seul. Aussi suis-je infiniment reconnaissant à toutes les personnes qui ont, de près ou de loin, participé à l'accouchement long et difficile de ce travail de recherche.

Je tiens tout d'abord à remercier la DGA qui a financé ma thèse et marqué sa confiance en mon travail en y adjoignant un contrat de suivi de thèse DGA/CNRS. Au-delà de la relation purement contractuelle, c'est avec plaisir que j'ai fait la connaissance de mon contact direct avec la DGA, en la personne de Yvonnick HURTAUD, du PEA-MIRA, et de ses grandes qualités humaines. C'est aussi avec grand plaisir que je me remémore les jours passés ensemble au cours de la campagne BBC2, avec Jean-François et Gérard comme compagnons de mesures et guides touristiques...

Une thèse, c'est avant tout un directeur de thèse. Aussi, ma reconnaissance va en premier lieu à Jean-Louis BRENGUIER qui a encadré avec générosité, et ô combien patiemment, ce travail de thèse, et dont le bouillonnement d'idées, la profondeur de raisonnement, la rapidité d'adaptation, l'esprit scientifique me serviront d'exemple tout au long de ma carrière scientifique.

Je tiens à remercier profondément Lothar SCHÜLLER, mon co-directeur de thèse, dont les interventions très pertinentes ont été autant de révélations lumineuses et de bonds formidables dans l'avancement de mon travail de recherche. Un grand merci à mes deux amis berlinois Marc SCHRÖDER que c'est toujours un plaisir d'accueillir à Toulouse et Eyk BOESCH pour son immense générosité.

Ma reconnaissance va tout autant aux membres de mon jury de thèse. Tout d'abord aux rapporteurs : Jacques PELOON, qui a eu la gentillesse de venir malgré son récent accident et dont les félicitations me sont allé droit au cœur; Philippe DUBUISSON qui, par personne interposée, a été un moteur essentiel pour la finalisation de cette thèse; et enfin à Hanna PAWLOWSKA, dont les visites à Toulouse ont été autant de purs moments de plaisir au-delà de la simple mais fructueuse coopération scientifique. Un grand merci enfin à M. CHAUZY d'avoir accepté de présider la soutenance et dont le sourire et la décontraction m'ont permis de passer avec succès ce moment d'angoisse.

Merci à l'équipe MNPCA au grand complet. J'ai eu le plus grand plaisir à travailler parmi eux. Merci en particulier à Frédéric BURNET et son aide précieuse pour les questions scientifiques et les conseils de survie en campagne de mesure. Un merci spécial pour notre basque affable et préféré. Enfin, que l'impressionnante efficacité et l'indicible gentillesse de Françoise DUPIN soient ici remerciées.

Je dois, de plus, un spécial et grand merci à... Odile THOURON; envoyée, je n'en doute pas, par la providence au moment le plus critique de ma thèse. Je dois confesser que pas un seul paragraphe du présent manuscrit n'a été inspiré par un cinglant mais nécessaire coup de fouet (littéralement) de cet inestimable sauveur de thèsard en détresse. Attention, sa fréquentation prolongée sans avis médical et

second degré patenté peut conduire à des effets secondaires prononcés, comme l'accoutumance aux critiques acerbes.

Qu'auraient été ces années de labeur sans la "Procrasteam" au grand complet? Merci à Sophie, ma gentille et aquatique collègue de bureau, qui m'a fait découvrir les joies de la plongée dans un milieu plus naturel que les piles de publis. Merci à Olivier le magicien, avec qui la vraie vie de thésard a commencé, avec ses veillées studieuses et ses bières chaudes au bureau, tard le soir. Merci à Suzanne et ses blagues d'œufs et de c... qui sont autant de remontées de moral instantanées. Merci à Anne avec qui j'ai partagé tous les meilleurs comme les pires moments de la thèse, et d'innombrables pauses coinche. Merci à tout les autres canard'ches et compagnons de galère, dont la liste est trop longue à énumérer mais dont, j'espère, nos chemins se croiseront encore.

Merci à mes parents qui ont tant fait pour me hisser jusque là, merci à mes frères Franck et Adrien sur qui j'ai toujours pu compter.

Enfin, merci, mille merci à ma jeune et jolie femme Mag, à qui je dédie cette thèse, qui m'a soutenu et encouragé tout au long de ce difficile accouchement, et qui a su donner un sens à tout ceci. Un gros bisou par-delà le temps à notre petit ange à venir, Axelle.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	13
Chapitre 1 BASES THÉORIQUES ET ÉTAT DE L'ART	21
1.1 Le Stratocumulus	22
1.1.1 Description générale du stratocumulus	22
1.1.2 Formation et occurrence des stratocumulus	22
1.1.3 Les processus déterminants pour le développement du stratocumulus	23
1.1.4 La microphysique du stratocumulus	30
1.2 Le transfert radiatif	34
1.2.1 Les sources de rayonnement	35
1.2.2 Nature de l'interaction particules/rayonnement	35
1.2.3 Propriétés optiques des particules	36
1.2.4 Équation du transfert radiatif	37
1.2.5 Propriétés optiques des nuages d'eau liquide	41
1.2.6 Conclusion	42
1.3 Hétérogénéité du champ nuageux et problème direct dans les GCM	43
1.3.1 Représentation des stratocumulus dans les GCM	43
1.3.2 Le biais plan-parallèle	44
1.3.3 Conclusion	46
1.4 Hétérogénéité du champ nuageux et problème inverse	46
1.4.1 Longueurs d'ondes utilisées pour la restitution	47
1.4.2 Restitution du rayon effectif et de l'épaisseur optique	48
1.4.3 Restitution de l'épaisseur géométrique et de la concentration	50
1.5 Conclusion	53
Chapitre 2 LA BOÎTE À OUTILS	55
2.1 Le modèle Méso-NH	56
2.1.1 Présentation	56
2.1.2 Le système d'équations	57

2.1.3	Les Flux de surface	59
2.1.4	Le schéma microphysique	59
2.1.5	La turbulence dans Meso-NH	60
2.1.6	Schéma de condensation sous-maille	61
2.1.7	Schéma de transfert radiatif	62
2.1.8	Conditions de simulation	64
2.2	La microphysique du modèle	67
2.2.1	Le schéma microphysique β^2	68
2.2.2	Paramétrisation du mélange	72
2.2.2.1	Mélange Homogène	72
2.2.2.2	Mélange Hétérogène	73
2.3	Le modèle SHDOM	73
2.3.1	Présentation du code de transfert radiatif	74
2.3.2	Conditions de simulation	76
2.3.3	Précision des simulations	77
2.4	Conclusion	79
Chapitre 3	VALIDATION DES SIMULATIONS	81
3.1	La Campagne ACE-2	81
3.1.1	Présentation générale	82
3.1.2	Le 9 Juillet 1997	83
3.1.2.1	Mesures in-situ (Merlin IV)	85
3.1.2.2	Mesures par télédétection (Dornier)	86
3.2	Simulation du 9 juillet 1997	86
3.3	Validation du modèle de stratocumulus	88
3.3.1	Présentation générale	88
3.3.2	Validation des simulations par les mesures in-situ	89
3.3.2.1	Validation de l'épaisseur géométrique	89
3.3.2.2	Distribution verticale de LWC dans le nuage	91
3.3.2.3	Distribution de LWP	93
3.3.2.4	Résumé	95
3.3.3	Validation des échelles caractéristiques	95
3.3.3.1	Description de l'hétérogénéité d'un champ nuageux	96
3.3.3.2	Propriétés d'échelles du champ nuageux simulé	99
3.3.3.3	Propriétés d'échelles du champ nuageux observé	105
3.3.4	Comparaison des champs de reflectances	107
3.4	Conclusion	117
Chapitre 4	PRODUCTION DE SCÈNES NUAGEUSES RÉALISTES	119

4.1	Comment "contrôler" l'aspect du champ nuageux?	120
4.1.1	Hétérogénéité et fraction nuageuse	121
4.1.2	Épaisseur géométrique	122
4.1.3	Taille des structures	123
4.2	Présentation des modèles de champs nuageux retenus	124
4.2.1	Initialisation et champs instantanés	125
4.2.2	Épaisseur géométrique et LWP	127
4.2.3	Structure des champs et fraction nuageuse	128
4.2.4	Résumé	132
4.3	Détermination des propriétés microphysiques, optiques et radiatives correspondantes	133
4.4	Conclusion	134
Chapitre 5	HÉTÉROGÉNÉITÉ DU CHAMP NUAGEUX ET SIMULATION DU TRANSFERT RADIATIF DANS LES MODÈLES DE CIRCULATION GÉNÉRALE	137
5.1	Variabilité microphysique et propriétés radiatives	140
5.1.1	Approche théorique	141
5.1.2	Impact de la variabilité microphysique sur l'épaisseur optique et l'albédo des champs simulés	145
5.1.3	Résumé et discussion	147
5.2	Représentation AS-PP du nuage : peut-on corriger le biais plan-parallèle ?	148
5.2.1	Nuage AS-PP de même albédo	149
5.2.2	Détermination du nuage AS-PP équivalent	150
5.2.3	Résultats	151
5.2.4	Résumé et discussion	155
5.3	Le biais plan-parallèle	156
5.3.1	Construction du nuage AS-PP équivalent	156
5.3.2	Résultats	157
5.3.3	Résumé et discussion	159
5.4	Conclusion	161
Chapitre 6	HÉTÉROGÉNÉITÉ DU CHAMP NUAGEUX ET RESTITUTION DES PROPRIÉTÉS NUAGEUSES À PARTIR DE MESURES SATELLITE	163
6.1	Présentation du schéma de restitution	165
6.1.1	Construction des abaques de référence	166
6.1.2	Technique de restitution	167
6.2	Restitution des paramètres nuageux	169
6.2.1	Que compare-t-on ?	169
6.2.2	Sélection des zones nuageuses caractéristiques	171

6.2.3	Test sur l'hypothèse 1D du transfert radiatif	172
6.2.4	Test sur l'hypothèse adiabatique	175
6.2.5	Impact de la variabilité microphysique	180
6.3	Restitution des paramètres nuageux et hétérogénéité sous pixel	185
6.4	Conclusion	189
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		191
RÉFÉRENCES		201

INTRODUCTION

Le problème du changement climatique est devenu une préoccupation majeure depuis la fin des années mille neuf cent quatre-vingt-dix. La communauté scientifique s'accorde à dire que le climat mondial se dérègle et se réchauffe. Les observations personnelles directes et indirectes ne manquent pas : le niveau des mers monte, la saison sans gel s'allonge, la faune et la végétation se modifient et s'adaptent, les glaciers reculent, des événements météorologiques extrêmes (canicules, sécheresses, cyclones et inondations) se succèdent et marquent les esprits, bousculant la vision classique et proverbiale d'une certaine immuabilité du climat. Au-delà du point de vue scientifique et naturel, par sa dimension globale et son caractère spectaculaire, l'évolution climatique est devenue un enjeu médiatique, économique, politique et social majeur. De façon symptomatique, s'appuyant sur une caution scientifique hypothétique ou réelle, cinéma, presse à sensation, émissions spéciales et romans d'anticipation ayant pour thème un changement catastrophique du climat, suivent et amplifient le mouvement. La recherche scientifique nourrit et se nourrit de ces débats.

Malgré l'augmentation et l'amélioration des observations, des mesures directes et indirectes, des moyens techniques, matériels et financiers, la diversité des scénarios de changement climatique et les écarts importants entre les prévisions du climat futur soulignent notre actuelle incapacité à prévoir le climat avenir. Cet état de fait illustre l'extrême complexité du système climatique. La difficulté réside dans la prise en compte et la représentation des différents paramètres climatiques et leurs interactions dans les modèles de circulation générale (GCM). Le soleil étant le moteur principal du climat terrestre, on peut par analogie classer et comparer, par leur capacité à modifier le climat global, les différents facteurs extérieurs (naturels ou anthropiques) influant sur le système climatique, en utilisant la notion de forçage radiatif. Cette grandeur, donnée en watt par mètre carré traduit la propension d'un paramètre à modifier le bilan énergétique du système climatique. Un facteur climatique ayant un forçage radiatif positif a tendance à réchauffer le système. Ainsi, le forçage radiatif dû à l'augmentation de la quantité de gaz à effet de serre depuis le début de la période industrielle est estimé à 2,43 W/m² (Rapport IPCC, 2001). Ceci est à comparer à

l'énergie solaire incidente au sommet de l'atmosphère terrestre qui est en moyenne annuelle de 340 W/m^2 .

Le forçage radiatif d'un phénomène climatique traduit la sensibilité du système à cette composante. L'incertitude sur ce forçage devient donc un facteur limitant de la capacité générale d'un modèle climatique à correctement reproduire ou prévoir le climat.

Cette incertitude est fortement liée à la façon dont on représente le facteur climatique dans le modèle, et dont on simule son interaction avec le reste du système.

Afin d'illustrer cette notion, la figure I.1 présente le forçage radiatif estimé des composantes du système climatique liées à l'activité humaine, ainsi que leur incertitude relative en fonction du niveau de compréhension scientifique actuel de leur rôle climatique.

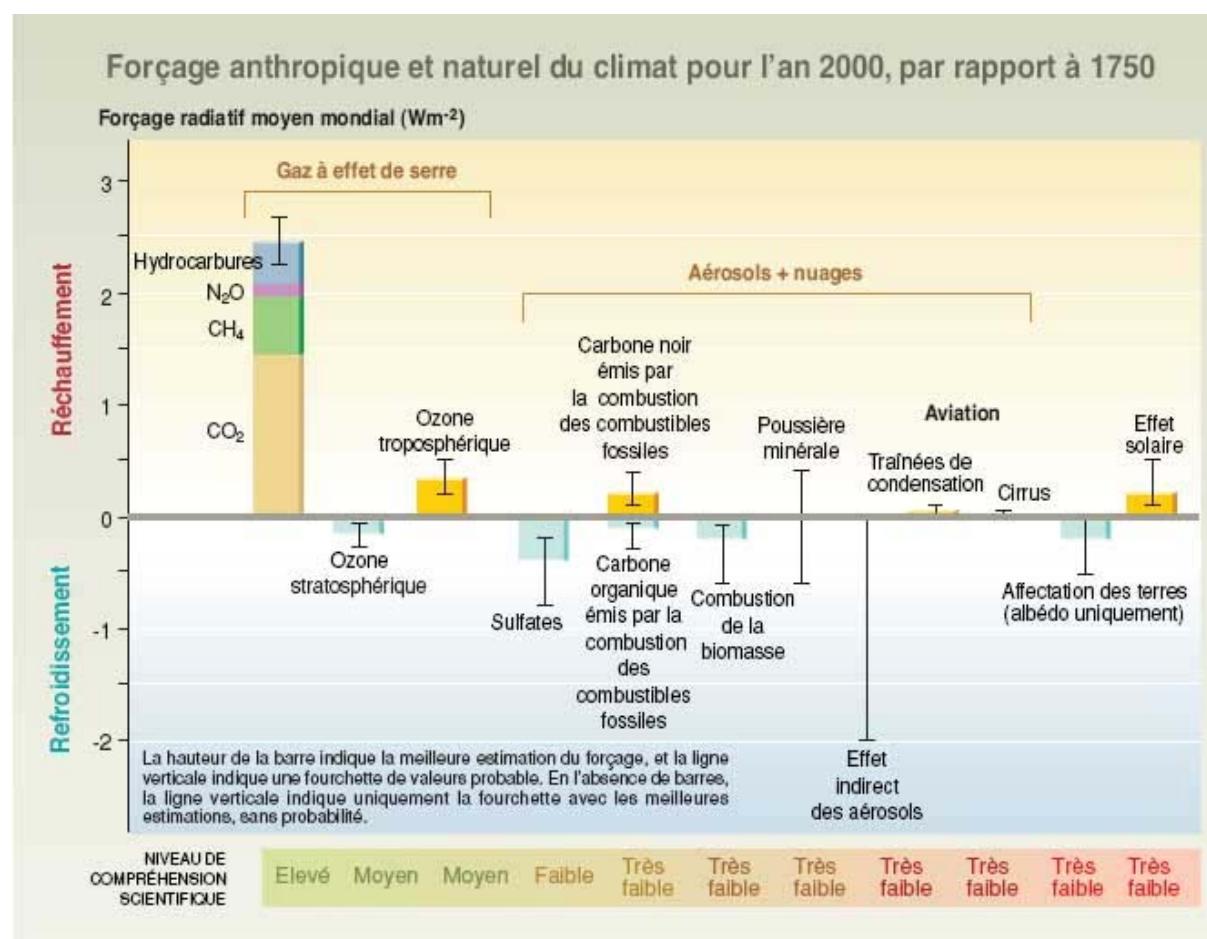


Fig. I.1 Comparaison des forçages radiatifs principaux sur le système climatique de la Terre. À l'exception du rayonnement solaire, chacun de ces facteurs est lié à une forme d'activité humaine. Les barres rectangulaires représentent les estimations des contributions de ces forçages, dont certains entraînent un réchauffement, et d'autres un refroidissement. La figure représente le premier effet indirect des aérosols sur la grosseur et le nombre des gouttelettes nuageuses. Le deuxième effet indirect des aérosols sur les nuages, à savoir l'effet sur leur durée de vie, qui entraîne également un forçage négatif, n'est pas indiqué. La ligne verticale sur les barres rectangulaires représente une fourchette d'estimations, basées sur des fourchettes de valeurs publiées et sur la compréhension des phénomènes physiques. Une ligne verticale sans barre rectangulaire indique un forçage pour lequel on ne peut pas

donner de meilleure estimation en raison du nombre élevé d'incertitudes. Comme indiqué, le niveau général de compréhension scientifique pour chaque forçage varie considérablement. Certains agents de forçage radiatif, tels que le CO₂, sont bien mélangés au-dessus de notre planète et perturbent le bilan thermique mondial. Pour d'autres, tels que les aérosols, en raison de leur distribution spatiale, les perturbations qu'ils entraînent ont un caractère régional plus marqué. Le forçage radiatif continue d'être un moyen utile pour estimer, à un premier niveau, les incidences climatiques relatives; par exemple, la réponse relative de la température moyenne mondiale à la surface aux perturbations d'origine radiative. Cependant, ces estimations du forçage moyen mondial n'indiquent pas nécessairement les aspects détaillés des réponses climatiques éventuelles (changements climatiques régionaux, par exemple). *Source: Intergovernmental Panel on Climate Change, 2001.*

Pourquoi étudier les nuages de couche limite ?

Parmi les différentes composantes climatiques, la principale source d'incertitude réside dans l'intégration des nuages dans les modèles de climat. Ainsi, la réponse simulée du système climatique suite à un doublement de la concentration de dioxyde de carbone conduit à une augmentation de la température moyenne à la surface de la terre. Mais ce réchauffement peut varier de 1,5°C à 4,5°C en un siècle, selon la représentation des nuages et le traitement de l'interaction nuage-rayonnement dans le modèle utilisé (Cess et al. 1990, Senior and Mitchell 1993). Autre exemple, le biais sur le forçage radiatif solaire peut atteindre jusqu'à 40 W/m² lorsque la morphologie des nuages convectifs ou la forme des particules de glace dans les cirrus est négligée (Parol et al. 1994a, Brogniez et al. 1992). Une telle incertitude dans la prévision du climat illustre l'impact crucial des nuages sur le bilan radiatif de la planète.

Les nuages recouvrent en permanence environ 65% de la surface de la terre. Ils jouent un rôle de régulateur des échanges radiatifs de la terre avec le soleil, source chaude, et l'espace, source froide. D'une part, les nuages réfléchissent vers l'espace le rayonnement incident, diminuant l'énergie disponible à la surface. D'autre part, étant quasiment opaques aux infra-rouges thermiques, ils absorbent le rayonnement terrestre qu'ils réémettent en partie vers la surface, réduisant la perte d'énergie du système climatique vers l'espace. Cependant, en somme, leur contribution à l'augmentation de l'albédo terrestre, et donc à un refroidissement, est plus importante que leur participation à l'effet de serre atmosphérique. On estime leur forçage radiatif à -17 W/m² (Ramanathan et al., 1989).

En fait, le rôle climatique d'un type de nuage dépend de son altitude, de son épaisseur et de ces propriétés optiques. On peut schématiquement classer les nuages en deux catégories.

D'une part, les nuages de haute altitude, optiquement fins aux longueurs d'ondes visibles, opaques dans l'infrarouge thermique, et de faible température. Ces nuages

contribuent peu à l'albédo terrestre mais beaucoup à l'effet de serre, leur forçage radiatif est donc positif.

D'autre part, les nuages bas qui présentent un fort albédo et une température relativement proche de celle du sol. Ceux-ci contribuent peu à l'effet de serre général de l'atmosphère mais diminuent de beaucoup le rayonnement solaire incident. Ils ont donc un forçage radiatif négatif. La figure I.2 illustre schématiquement les effets climatiques de ces deux catégories de nuage.

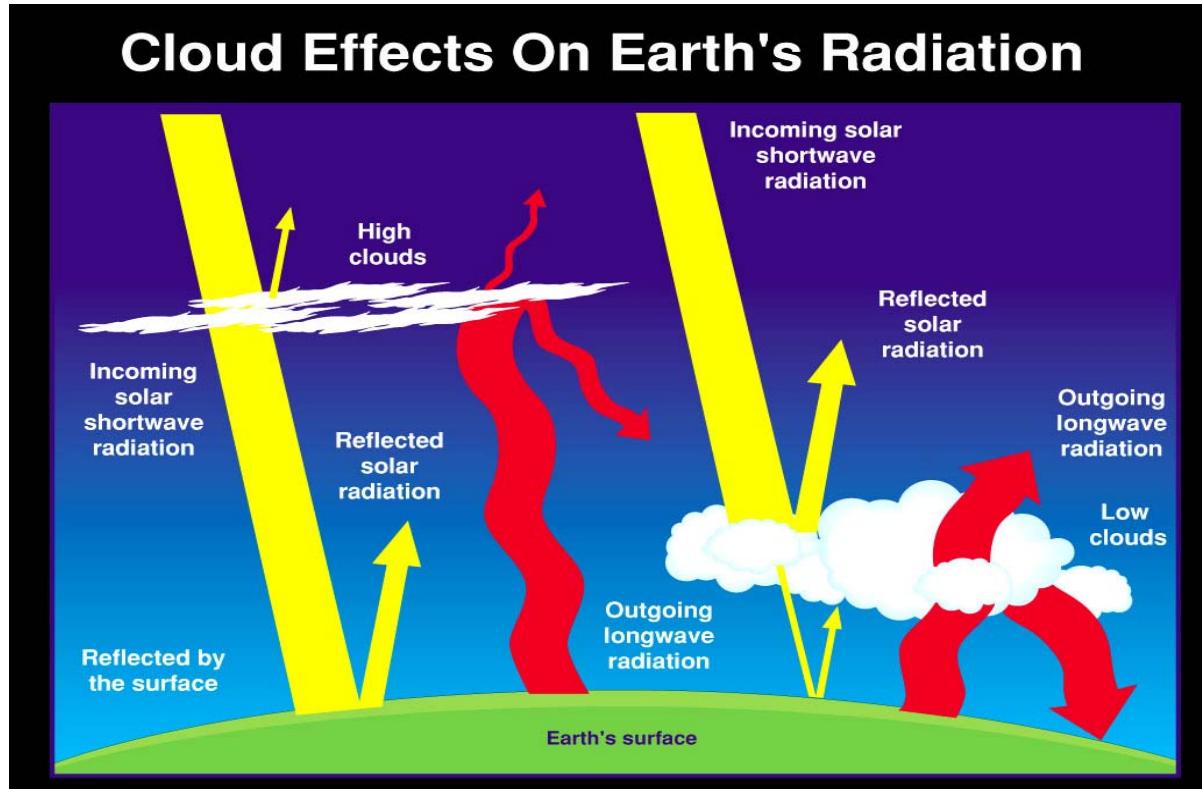


Fig. I.2 Présentation de l'impact respectifs des nuages de haute altitude (à gauche) et de basse altitude (à droite) sur le rayonnement solaire incident (en jaune) et le rayonnement terrestre émis par la surface terrestre (en rouge).

Les nuages bas se situent dans la couche limite, c'est à dire la couche atmosphérique en contact avec la surface et directement influencée par celle-ci ; typiquement le premier kilomètre de l'atmosphère. Ces nuages de couche limite ont donc un rôle primordial dans le système climatique. De plus ces nuages sont les premiers concernés par le couplage aérosols-nuage, ceux-ci étant produits à la surface.

En effet, le vecteur climatique de l'activité humaine ne se limite pas au rejet de gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Nous provoquons aussi une augmentation de la concentration de particules solides ou liquides en suspension dans l'air : les particules d'aérosol. Ces particules ont en premier lieu un effet direct sur le bilan radiatif de la terre par absorption et diffusion des rayonnements terrestre et solaire. Cependant, elles ont aussi un impact indirect sur le climat, via les systèmes nuageux.

Cet impact est divisé en deux types. Le premier effet indirect des aérosols, ou effet Twomey (Twomey, 1974) relève de la modification des propriétés radiatives des nuages par une augmentation de la concentration d'une partie des particules d'aérosol, les noyaux de condensation nuageux (CCN). Si le contenu en eau liquide des nuages reste constant, ceci se traduit par une diminution du rayon moyen des gouttelettes nuageuses, mais à une augmentation de leur surface totale. L'opacité du nuage au rayonnement solaire augmente, et par conséquent, la part d'énergie réfléchie par les nuages s'accroît, refroidissant davantage le système. Cet effet est extrêmement difficile à quantifier et l'estimation de son impact sur le climat varie de 0 à 2 W/m² (figure I.1). L'estimation haute de ce forçage suffirait à compenser le rôle climatique des gaz à effet de serre.

Le deuxième effet indirect découle du premier : puisque les gouttelettes nuageuses sont plus petites, elles atteindront plus difficilement la taille critique au-delà de laquelle apparaît les précipitations. Moins de précipitations implique une durée de vie moyenne du nuage augmentée. La couverture nuageuse moyenne sur la Terre sera donc plus importante, d'où à terme un accroissement du forçage radiatif négatif des nuages (Albrecht, 1989). Ce deuxième effet dépend de la dynamique des nuages et des conditions météorologiques. Son impact est régional, voire local. Sa contribution réelle au système climatique est par conséquent inconnue, car elle implique des échelles de temps et d'espace trop fines pour être représentées ou observées au niveau global.

Les nuages de couche limite jouent donc un rôle clef dans l'évolution du système climatique. Leur étude et surtout leur représentation sont par conséquent indispensables pour la compréhension du climat actuel et la prévision du climat futur.

Comment étudier les nuages de couche limites ?

Dans le cadre d'une étude climatique du rôle des nuages, l'approche est nécessairement globale. Nous disposons à cette échelle de deux outils complémentaires : les observations de la Terre par satellite et la modélisation du climat par des modèles globaux.

L'utilisation des mesures par satellite du rayonnement réfléchi constitue la seule technique permettant une observation quasi-continue et globale de la couverture nuageuse. La connaissance des seules propriétés radiatives des nuages n'est cependant pas satisfaisante pour l'étude de leur rôle climatique. Il s'agit du problème inverse du transfert radiatif : il faut transformer le rayonnement mesuré en informations sur les propriétés physiques du nuage observé (contenu en eau, fraction nuageuse, rayon et concentration des gouttelettes...). On fait alors appel à des schémas de restitution de ces paramètres nuageux.

Le principe utilisé est basé sur le fait que le rayonnement réfléchi a interagi avec le nuage, et qu'il contient donc une information sur ses propriétés physiques. En pratique, le rayonnement mesuré est comparé avec le rayonnement simulé pour un certain modèle de nuage donné. Si la simulation et la mesure correspondent, alors on considère que le nuage observé possède les mêmes propriétés physiques que le modèle de nuage qui a servi à la simulation.

Or, par construction, ce modèle de nuage est loin d'être réaliste : il s'agit le plus souvent d'un nuage dit "plan-parallèle homogène". Dans ce modèle grossier de nuage, le contenu en eau liquide est distribué de façon homogène entre deux plans infinis, et on impose, aussi de manière uniforme, une certaine distribution dimensionnelle des gouttelettes nuageuses (rayon et/ou concentration). C'est un nuage monodimensionnel. Dans un nuage réel, c'est à dire dans le nuage observé, la distribution du contenu en eau liquide peut être très hétérogène dans les trois dimensions de l'espace. De plus, les observations *in situ* montrent que le rayon et la concentration des gouttelettes nuageuses sont aussi variables au sein de la couche nuageuse. La non prise en compte de la nature tridimensionnel des nuages de couche limite peut induire une erreur importante sur les paramètres nuageux restitués. L'interprétation des propriétés physiques des nuages observés par satellite dépend donc de la représentation du modèle de nuage utilisé dans le schéma de restitution.

Le deuxième outil utilisé pour l'étude du rôle climatique des nuages de couche limite est leur modélisation dans les GCM. Ces modèles de simulation du climat utilisent un maillage dont la résolution est de l'ordre de la centaine de kilomètres sur l'horizontale et, dans la couche limite, de quelques centaines de mètres sur la verticale. Tout un système nuageux peut donc être contenu dans une seule de ces mailles. Comme pour les schémas de restitution, le champ nuageux est alors représenté à l'intérieur d'une maille par un nuage plan-parallèle homogène occupant une certaine fraction de sa surface. De même, une distribution dimensionnelle des gouttelettes nuageuses est fixée de manière uniforme dans ce nuage. On calcule ensuite les propriétés radiatives du champ nuageux, à partir de ces propriétés physiques : il s'agit du problème direct du transfert radiatif. Dans chaque colonne du modèle GCM, l'interaction entre le nuage et le rayonnement est simulée en 1D. Ces représentations non réalistes du champ nuageux et du transfert radiatif peuvent induire des biais importants sur le calcul de leurs propriétés radiatives; l'hétérogénéité du champ ne pouvant être représentée à cette échelle.

Les deux types d'outils disponibles pour l'étude du rôle climatique des nuages de couche limite sont donc potentiellement biaisés par l'utilisation d'un modèle de nuage de référence non réaliste.

Présentation de la thèse

Le but de notre travail est d'étudier l'impact de la représentation plan parallèle des nuages de couche limite tant pour la restitution des paramètres nuageux que pour le calcul du transfert radiatif dans une maille GCM.

À défaut de disposer de la description complète des propriétés physiques et radiatives de champs nuageux réels, cette étude implique l'utilisation de modèles de champs aussi réalistes que possible. En effet, il n'existe pas à l'heure actuelle de moyen de mesures des propriétés tridimensionnelles de toute une scène nuageuse (Evans and Wiscombe, 2004). Le meilleur moyen consiste donc à simuler ces champs à une échelle suffisamment fine pour représenter explicitement les dimensions caractéristiques de leurs hétérogénéités. Ces simulations doivent inclurent une représentation réaliste des propriétés macrophysiques du champ nuageux (taille, forme, fraction nuageuse, contenu en eau liquide), mais aussi de ses propriétés microphysiques (distribution dimensionnelle et concentration des gouttelettes nuageuses en tout point du champ). En outre, le calcul de ses propriétés radiatives doit prendre en compte l'aspect tridimensionnel du transfert radiatif. De cette façon, les propriétés physiques, optiques et radiatives de ces scènes nuageuses现实 sont connues simultanément. Les effets de l'hétérogénéité macrophysique et de la variabilité microphysique du champ nuageux sur la restitution et l'albédo moyen de la scène peuvent ainsi être étudiés.

Avant d'entamer la présentation de cette étude, le premier chapitre de ce manuscrit rappelle quelques généralités sur les nuages de couche limite et le transfert radiatif, et présente l'état de l'art en matière de représentation de ces nuages dans les schémas de restitution et dans les modèles de grande échelle.

La première partie de cette étude consiste à développer une méthode de production de scènes de nuages de couche limite réalisistes. Le second chapitre présente les outils disponibles pour l'élaboration de cette méthode: le modèle atmosphérique Meso-NH en résolution fine (modèle L.E.S. pour Large Eddy Scale), le modèle de transfert radiatif tridimensionnel SHDOM et les mesures obtenues au cours de la campagne de mesure ACE-2.

Le troisième chapitre détaille la méthode elle-même. Celle-ci s'articule en trois étapes et permet la production des propriétés physiques, optiques et radiatives de champs nuageux réalisistes et variés. Les conditions d'utilisation et le mode d'emploi de la méthode sont présentés au quatrième chapitre, ainsi que les différents champs nuageux retenus pour la suite de l'étude.

La seconde partie du manuscrit aborde pleinement la problématique de la thèse. En premier lieu, nous étudions dans le chapitre 5 le biais dû à la représentation plan-parallèle du

nuage dans le calcul de l'albédo d'une maille de modèle de grande échelle. Nous utilisons pour cela les champs produits par la méthode présentée en première partie. L'accent est mis particulièrement sur l'impact de la variabilité microphysique sur l'albédo moyen du champ.

Enfin, en second lieu, le sixième chapitre rapporte notre étude du biais plan-parallèle sur la restitution des paramètres nuageux.

Chapitre 1

BASES THÉORIQUES ET ÉTAT DE L'ART

Ce chapitre d'introduction présente de façon succincte les connaissances théoriques sur lesquelles se base la présente étude. Néanmoins, les notions abordées ne couvrent pas uniquement celles qui sont strictement nécessaires à ce travail de recherche. Il est aussi fait mention de sujets marginaux, non indispensables à la compréhension de la suite de l'ouvrage, mais jugés utiles au cadrage de l'étude, de manière à apprêhender pleinement les implications, les limitations et les perspectives de cette thèse.

Le cadre fondamental de l'étude est l'interaction entre nuages de couche limite et rayonnement. La première partie de ce chapitre situe le sujet et aborde donc successivement les deux volets de cette interaction. En premier lieu, les caractéristiques du stratocumulus, nuage de couche limite par excellence, sont présentées. Les propriétés du nuage et les processus physiques impliqués dans leur détermination sont également décrits. Nous abordons ensuite le second volet où nous exposons les notions utilisées dans la théorie et la simulation du transfert radiatif atmosphérique en milieu nuageux.

Deux types d'applications s'appuient sur la théorie de l'interaction nuage-rayonnement traitée dans ce chapitre : la paramétrisation du transfert radiatif dans les modèles de grande échelle, que nous désignons par le terme « problème direct », et la restitution des propriétés macro- et microphysiques des nuages à partir de mesures spatiales, désignée par le terme « problème inverse ». Dans les troisième et quatrième parties de ce chapitre, nous ferons le point sur l'état de l'art dans ces deux domaines.

1.1 Le Stratocumulus

1.1.1 Description générale du stratocumulus

Le stratocumulus est l'un des genres de nuages les plus communs sur la planète. Pas moins de 25% de la surface de la planète en est recouverte à tout moment (Charlson et al., 1987 ; Randall et al., 1985). Classifié dans la catégorie des nuages bas, ou nuages de couche limite atmosphérique, sa base se situe entre 0,6 et 1,5 km d'altitude et son extension verticale est comprise entre 100 et 800 m. L'atlas international des nuages en donne la définition suivante : « Banc, nappe ou couche de nuages gris ou blanchâtres, ou à la fois gris et blanchâtres, ayant presque toujours des parties sombres, composés de dalles, galets, rouleaux, etc., d'aspect non fibreux (sauf virga), soudés ou non ; la plupart des petits éléments disposés régulièrement ont une largeur apparente supérieure à cinq degrés ». Ce type de nuage présente donc de nombreux aspects ou structures, qui semblent invalider l'hypothèse d'homogénéité horizontale souvent utilisée pour en paramétriser les propriétés radiatives. Cette variabilité de petite échelle, associée à la grande extension horizontale du nuage, rend complexe la prise en compte de ses propriétés radiatives dans les modèles de grande échelle.

1.1.2 Formation et occurrence des stratocumulus

On trouve le genre stratocumulus principalement dans les zones de haute pression, en limite de zone polaire et surtout dans les régions subtropicales où l'on trouve les branches descendantes des cellules de circulation générale de l'atmosphère, comme les cellules de Hadley (Bretherton et al., 2004 ; Klein et Hartmann, 1993). Ces zones de subsidence d'air chaud et sec confinent les arrivées d'air humide et froid dans la couche limite. Ces phénomènes climatiques rendent les stratocumulus très présents sur les zones maritimes au large des bords ouest des continents. La figure 1.1.1 illustre la prévalence régionale de ce type de nuage sur la planète. La faible convection générée par le contact avec l'océan, source de chaleur et d'humidité, entraîne la formation de cumulus de beau temps qui, sous l'action de la subsidence s'étalement et forment le stratocumulus. Celui-ci se morcelle de nouveau et disparaît lorsque la subsidence s'arrête ou que la masse d'air se réchauffe suffisamment.

Les stratocumulus sont ainsi principalement maritimes. Ils sont surmontés d'une couche d'inversion, transition abrupte entre la masse d'air inférieure constituant la couche limite, et la masse d'air supérieure, subsidente, constituée d'un air plus chaud et plus sec, et qui marque le début de la troposphère libre.

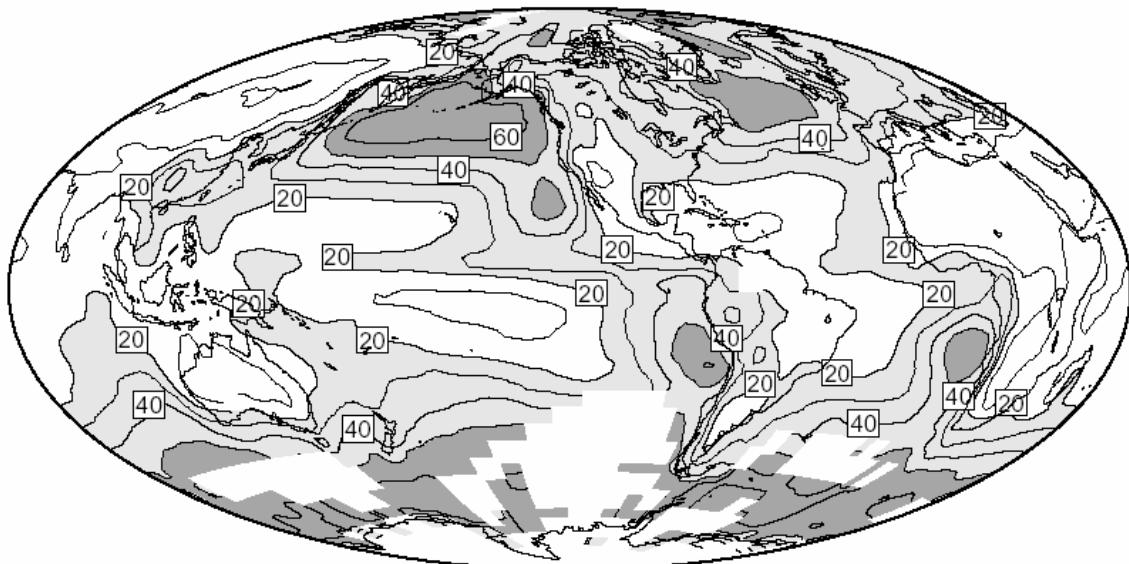


Fig. 1.1.1 Occurrence annuelle moyenne, en pourcentage, observée depuis la surface, de nuages de couche limite de type stratus (stratocumulus, brouillard épais) d'après Klein et Hartmann (1993).

1.1.3 **Les processus déterminants pour le développement du stratocumulus**

Un champ de stratocumulus est le fruit d'un équilibre subtil entre de nombreux processus couplés qui conditionnent l'apparition, le maintien, et la dissipation du nuage, ainsi que ses caractéristiques morphologiques, macrophysiques et microphysiques. Nous entendons par propriétés macrophysiques, les propriétés de la scène nuageuse considérée comme un champ tridimensionnel de contenu en eau liquide, à l'intérieur du système couche-limite. La façon dont le contenu en eau est réparti entre les gouttelettes nuageuses constitue les propriétés microphysiques du champ nuageux, et sera présentée à la section suivante. Bien que les propriétés microphysiques et macrophysiques dépendent étroitement les unes des autres, nous n'abordons dans cette section que les processus susceptibles d'influer directement sur les propriétés macrophysiques du champ de stratocumulus. Nous pouvons ainsi recenser :

- ❖ la circulation de grande échelle.
- ❖ le rayonnement, solaire d'une part et infrarouge d'autre part.
- ❖ les processus d'entraînement/mélange.
- ❖ les flux de surface.
- ❖ les précipitations.

La figure 1.1.2 présente de façon schématique ces différents processus physiques.

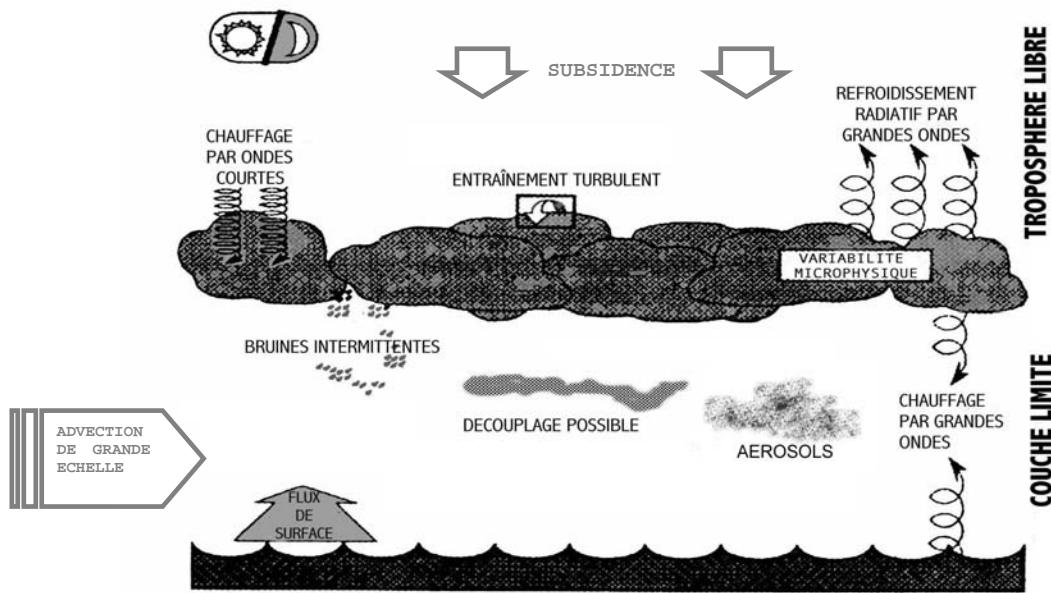


Fig.1.1.2 Principales composantes de la physique du stratocumulus (adapté de Siems, 1991).

Influence de la circulation de grande échelle

L'advection de grande échelle et la subsidence sont les deux phénomènes principaux liés à la circulation de grande échelle et susceptibles d'influer sur le champ de stratocumulus. La subsidence désigne le mouvement descendant d'une masse d'air chaud et sec de la troposphère libre. Elle conditionne l'apparition du stratocumulus en créant la zone d'inversion de température et d'humidité située juste au-dessus du champ nuageux. Il est très difficile de mesurer directement cette subsidence, qui est typiquement de l'ordre du cm par seconde (Stevens et al., 2003). On peut néanmoins calculer indirectement sa valeur en la déduisant de la divergence du vent horizontal à grande échelle. Cependant, sa détermination est d'autant plus incertaine que la subsidence est affectée d'un cycle diurne (Gareaud et Muñoz, 2004 ; Ciesielski et al., 2001).

L'influence de l'advection de grande échelle sur l'évolution du stratocumulus dépend de l'humidité et de la température de la masse d'air advectée. Plus facilement mesurable que la subsidence, et traduite en terme de tendance sur l'humidité et la température de la couche limite, l'advection peut soit renforcer soit affaiblir le système nuageux. C'est un élément important du cycle diurne du stratocumulus.

Influence du rayonnement

Dans un stratocumulus la production d'énergie turbulente qui entretient les échanges verticaux est principalement due aux phénomènes de refroidissement et réchauffement radiatifs de la couche nuageuse. On distingue l'influence du rayonnement solaire visible (0.4-

0.8 μm) et proche infra-rouge (0.8-3 μm)), de l'influence du rayonnement infra-rouge thermique (3-80 μm).

Le rayonnement infrarouge est l'élément prépondérant dans le déclenchement et l'entretien de la convection dans un stratocumulus (Nicholls, 1989). Le sommet du nuage (de forte émissivité) émet plus de rayonnement infrarouge vers la troposphère libre (de faible émissivité) qu'il n'en reçoit en retour. Cette perte d'énergie se traduit par un refroidissement net, typiquement de l'ordre de 10 à 15 °K par heure, de la couche sommitale du nuage (typiquement les 10 à 20 derniers mètres). L'intensité de ce refroidissement dépend du contenu en eau liquide de cette couche et augmente avec lui. La couche sommitale du nuage, devenue plus froide, donc plus lourde, descend vers la surface (en entraînant au passage une fraction variable d'air de la couche d'inversion), et elle est remplacée par de l'air provenant des niveaux inférieurs de la couche limite. Ce phénomène assure un mélange efficace de la couche limite avec une profondeur des mouvements convectifs de l'ordre de son épaisseur. Notons que dans une moindre mesure, l'absorption à la base du nuage du rayonnement infra-rouge issu de la surface, traduite par un faible réchauffement de la base, peut induire l'apparition d'une seconde circulation, interne à la couche nuageuse. Le couplage entre le rayonnement infra-rouge et le contenu en eau liquide, via l'émissivité, constitue une boucle de rétroaction positive sur la production d'eau condensée. Son influence est particulièrement sensible la nuit, où la couche nuageuse a tendance à s'épaissir.

Le rayonnement solaire est un élément déstabilisateur du stratocumulus. L'absorption de l'énergie solaire se fait principalement dans la masse de la couche nuageuse et provoque son réchauffement, de l'ordre de quelques degrés par heure. De manière bien plus efficace que le réchauffement infra-rouge à la base du nuage, ce phénomène entraîne l'apparition d'une circulation secondaire dans la couche nuageuse. Par conséquent, le réchauffement radiatif solaire stabilise le profil de température de la couche nuageuse et il peut amorcer le découplage du stratocumulus de la surface, supprimant ainsi l'alimentation en humidité du nuage, premier pas vers sa dissipation (Bougeault, 1985; Turton and Nicholls, 1987; Duynkerke, 1989; Ciesielski et al., 2001). Ce phénomène dépend grandement de la nature et de la charge d'aérosol dans la couche limite. L'eau liquide absorbe peu le rayonnement solaire en comparaison des éléments constitutifs des aérosols non marins, particulièrement le carbone suie, que l'on rencontre dans les aérosols d'origine anthropique. La présence de ce type d'aérosol peut donc augmenter considérablement la quantité d'énergie solaire absorbée dans le nuage, et suffire à dissiper à terme la couche nuageuse (Chýlek et al., 1996; Ackerman et al., 2000; Nenes et al., 2002; Sandu et al., 2005). Le couplage entre le rayonnement solaire et le contenu en eau liquide constitue une boucle de rétroaction négative sur la production d'eau condensée et la couche nuageuse a tendance à s'amincir et se dissiper au cours de la journée.

Influence des processus d'entraînement/mélange

L'approche théorique classique pour l'étude du stratocumulus dérive de celle initialement proposée par Lilly (1968) pour l'étude de la couche limite représentée par une couche de mélange. Pour décrire l'évolution de cette couche limite, on définit l'entraînement comme le flux de la masse d'air en provenance de la couche d'inversion, entraînée et mélangée dans la couche limite (et donc dans la couche nuageuse). Dans les équations décrivant l'évolution de la couche limite, l'entraînement prend la forme d'une vitesse w_e que l'on peut relier au flux moyen $\overline{w' s'_{zi}}$ d'un scalaire quelconque s à travers la couche d'inversion, i.e. à l'altitude z_i (Faloona et al., 2005) :

$$w_e = \frac{-\overline{w' s'_{zi}}}{\Delta s},$$

où Δs représente la différence en concentration de s à travers l'inversion. Cette vitesse d'entraînement entre en compétition avec la subsidence W pour l'évolution de l'épaisseur h de la couche limite.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = W + w_e$$

L'entraînement est un processus turbulent, directement lié à la dynamique des cellules convectives. Il s'agit d'un phénomène complexe qui fait intervenir une grande variété d'échelles de temps et de distances. L'entraînement constitue encore actuellement la limite de notre compréhension de la physique de la couche limite nuageuse (Stevens, 2005a; Stevens et al., 2003; Stevens, 2002; Bretherton et al., 1999; Moeng et al., 1996). A fortiori, sa paramétrisation dans les modèles atmosphériques reste encore mal résolue, y compris à très petite échelle, c'est à dire dans les modèles L.E.S. à moins de 10m de résolution verticale, qui ont tendance à sur-estimer son impact (Stevens, 2005b).

Cet entraînement peut avoir plusieurs sources : entraînement par cisaillement de vent sur la verticale, entraînement par refroidissement radiatif du sommet du nuage, entraînement par refroidissement par évaporation de l'eau nuageuse. Ces sources sont en compétition pour la détermination du taux d'entraînement dans la couche limite.

L'entraînement dû au cisaillement vertical du vent horizontal est un phénomène relativement secondaire, étant donné que la valeur du cisaillement reste généralement faible à travers l'inversion dans les couches limites nuageuses. Cependant, plus le cisaillement est fort, plus le taux d'entraînement augmente, et la structure du champ nuageux peut en dépendre (e.g. formation de nuages en rouleaux) (Kim et al., 2003; Pino et al., 2003).

En l'absence de cisaillement de vent significatif, l'entraînement est entièrement piloté par les deux phénomènes générateurs de flux de flottabilité au sommet du nuage : le refroidissement radiatif et le refroidissement par évaporation de l'eau condensée. Ces deux

processus sont concurrentiels et antagonistes. Lorsque l'entraînement augmente, l'efficacité du refroidissement radiatif à maintenir la circulation convective diminue, ce qui tend à réduire le taux d'entraînement. C'est une rétroaction négative. À l'inverse, si le taux d'entraînement augmente, le refroidissement par évaporation du nuage augmente, ce qui peut accroître encore le phénomène d'entraînement. C'est une rétroaction positive. Ces deux processus ayant lieu en même temps, et dépendant chacun de plusieurs autres facteurs, il est difficile de les quantifier; et donc de déterminer le taux d'entraînement. On peut cependant dire que d'une manière générale, lorsque l'entraînement par refroidissement radiatif domine, la couche nuageuse tend à se maintenir, alors que si le taux d'entraînement est principalement déterminé par le refroidissement par évaporation, le champ nuageux a tendance à se dissiper (Moeng et al., 1995).

Un cas particulier d'entraînement : la CTEI

L'instabilité par entraînement au sommet du nuage (CTEI, acronyme anglais pour Cloud Top Entrainment Instability) décrit un phénomène particulier au cours duquel l'air nuageux mélangé avec de l'air provenant de l'atmosphère libre devient, par évaporation, plus dense que l'air nuageux environnant. Ce phénomène singulier d'entraînement apparaît au-delà d'une certaine force d'inversion, et plus particulièrement lorsque le rapport K de la différence en température et de la différence en humidité entre la troposphère libre et la couche limite dépasse une certaine valeur K^* (≈ 0.23) :

$$K = 1 + \frac{\theta_{l+} - \theta_{l-}}{(L_v/c_p)(q_{t+} - q_{t-})} = \frac{\theta_{e+} - \theta_{e-}}{(L_v/c_p)(q_{t+} - q_{t-})} > K^*$$

avec L_v la chaleur latente de vaporisation et c_p la chaleur spécifique de l'air à pression constante. Le signe + (resp. -) désigne l'air au-dessus (resp. au-dessous) de l'inversion. q_t représente le rapport de mélange en eau total, somme du rapport de mélange en eau vapeur q_v et en eau liquide q_l . θ_l est la température potentielle de l'eau liquide et θ_e la température potentielle équivalente :

$$\theta_l \approx \theta \exp\left(\frac{-q_l L_v}{c_p T}\right) \quad \theta_e \approx \theta \exp\left(\frac{+q_v L_v}{c_p T}\right)$$

Théoriquement, lorsque le critère CTEI est dépassé, l'entraînement peut conduire au fractionnement puis à la dissipation rapide du stratocumulus. L'efficacité de ce phénomène dépend cependant de la quantité d'air entraîné et de la quantité d'eau condensée disponible pour l'évaporation. Le critère d'instabilité CTEI a été proposé pour caractériser la zone de transition entre un régime de stratocumulus et un régime favorable à l'apparition de cumulus, particulièrement fréquente dans les régions sub-tropicales (Lilly, 1968; Randall, 1980; Deardorff, 1980). Cependant, les observations (Kuo and Schubert, 1988; Albrecht,

1991; campagne de mesures ASTEX, 1992 – De Roode and Duynkerke, 1997 – ; campagne de mesures ACE-2, 1997 – Wood et al., 2000 – ; campagne de mesures DYCOMS-2, 2001 – Stevens et al., 2003) et dans une moindre mesure les simulations (Lewellen and Lewellen, 1998; Moeng, 2000; tests Meso-NH) montrent que ce critère est nécessaire mais pas suffisant pour prévoir la dissipation du stratocumulus. En effet, au cours de ces campagnes de mesures, des scènes de stratocumulus qui se maintiennent au cours du temps sont observées alors que le critère d'instabilité est dépassé. Ces observations ont conduit au raffinement du lien entre le critère d'instabilité CTEI et la dissipation du nuage (MacVean and Mason, 1990; Siems and Bretherton, 1992; Duynkerke, 1993), et d'autres approches théoriques sont actuellement explorées (Krueger et al., 1995; Bretherton and Wyant, 1997; Stevens, 2000; Lewellen and Lewellen, 2002).

Influence des flux de surface

Les flux de surface fournissent le carburant nécessaire à l'établissement et au maintien de la couche nuageuse. Si le réchauffement de la couche limite dû à l'entraînement de l'air troposphérique peut être contrebalancé par le refroidissement radiatif au sommet du nuage, l'assèchement associé ne peut être pallié autrement que par l'apport continu d'une certaine quantité d'eau. Si on excepte le concours possible d'une advection de grande échelle, les flux de surface sont le seul moyen d'y pourvoir.

Outre le flux de quantité de mouvement, on distingue deux sortes de flux de surface, le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente. Ils sont tous deux de nature turbulente et dépendent de la vitesse du vent, de la rugosité de la surface, et de la différence de température à l'interface entre la surface et la couche atmosphérique de surface (flux de chaleur sensible), ou de la différence d'humidité à l'interface (flux de chaleur latente). Si ces flux sont positifs, ils contribuent tous deux à alimenter en énergie les mouvements convectifs de la couche limite.

Le flux de chaleur sensible représente la part d'énergie calorique échangée à l'interface entre la surface et l'atmosphère. Positif, il participe au réchauffement de la couche limite et à l'établissement de la convection. Négatif, il refroidit lentement la couche limite.

Le flux de chaleur latente représente le flux d'humidité à l'interface. Dans le cas de couche limite marine, ce flux est toujours positif, et il alimente en vapeur d'eau les branches montantes de la circulation convective.

Si la couche limite est bien mélangée, les flux de surface se propagent jusqu'à la base du stratocumulus, et peuvent compenser la perte d'humidité due à l'entraînement. Il y a couplage entre la surface et la couche nuageuse. Cependant, si la couche limite est stable thermiquement, les flux de surface peuvent être bloqués sous la couche nuageuse. Il y a alors découplage entre la surface et le champ nuageux, avec l'apparition d'une structure à deux

niveaux dans la couche limite. Au-dessus d'une étendue d'eau, l'humidité s'accumule alors dans la partie basse de la couche limite, ce qui peut déclencher à terme de petits épisodes de convection et provoquer l'apparition de cumulus sous la couche de stratocumulus.

Influence des précipitations

Le stratocumulus est un nuage décrit comme non-, ou faiblement, précipitant. Lorsque celui-ci précipite, on ne parle pas de pluie, mais de bruine ou crachin (anglais: "drizzle" voir *Remarque* suivante), et une bonne partie des précipitations s'évapore avant de toucher le sol. En conséquence, les précipitations sont souvent exclues de la représentation idéalisée du stratocumulus. Pourtant, les observations ont montré que ces précipitations peuvent avoir localement une influence significative sur le cycle de vie du nuage (e.g., Nicholls 1984; Austin et al., 1995; Bretherton et al., 1995). L'utilisation de moyens aériens, maritimes et de télédétection à plus grande échelle ont en particulier récemment montré que les précipitations ont un impact significatif sur le développement de la couche limite et que leur présence dans les stratocumulus est plus une règle qu'une exception (Comstock et al., 2004; Van Zanten et al., 2005).

Néanmoins, le taux de précipitation qui atteint la surface reste faible. Bien que des épisodes relativement brefs de l'ordre du cm par jour soient communs, le taux moyen sur plusieurs heures ou sur une grande surface est généralement inférieur à 1 mm.jour⁻¹ (Stevens, 2005a).

Remarque : Le terme anglais "drizzle", appliqué aux précipitations dans les stratocumulus, n'a pas réellement d'équivalent en français, et les traductions habituelles en "bruine" font plus état d'un consensus que d'une exactitude sémantique. "Drizzle" en anglais correspond à plusieurs acceptations en français: "bruine" et "crachin". Dans ce cas, en linguistique, on applique le principe d'équivalence conceptuelle qui garantit l'exactitude des traductions et qui stipule que la langue qui a le plus d'acceptations impose le nombre de concepts. Ainsi, on a drizzle = bruine et drizzle = crachin mais bruine ≠ crachin. La traduction doit donc dépendre du concept désigné. Les définitions exactes sont :

DRIZZLE : Fairly uniform precipitation composed exclusively of fine drops of water (diameter less than 0.5 mm), very close to one another.

BRUINE : Précipitation de densité assez uniforme, constituée exclusivement de fines gouttelettes d'eau (souvent froide, de diamètre inférieur à 0,5 mm), très rapprochées les unes des autres. Voir aussi crachin.

CRACHIN : Pluie très fine de caractère spécifiquement marin. N'implique pas l'idée de froid que comporte la bruine.

Ainsi, à la lumière de ces définitions, le terme anglais "drizzle", lorsque l'on parle des précipitations dans les stratocumulus marins, devrait se traduire par "crachin".

Source: Guide des rédacteurs du dictionnaire de l'Organisation Hydrographique Internationale, Projet européen MLIS/DHYDRO (2001). <http://www.loria.fr/projets/MLIS/DHYDRO/index2.html>

Le déclenchement des précipitations dépend de la taille des gouttelettes nuageuses et du contenu en eau liquide (Pruppacher and Klett, 1997). Il s'agit d'un phénomène à seuil. Pour une concentration donnée en gouttelettes nuageuses, passé un certain contenu en eau

nuageuse (et donc une certaine épaisseur du nuage), le processus de collection des gouttelettes s'amorce, la précipitation se déclenche et la cellule nuageuse perd une partie de son eau. La concentration en gouttelettes est un modulateur du phénomène: plus elle est grande, plus le seuil sur le contenu en eau nuageuse doit être grand pour que s'amorcent les précipitations (Pawlowska and Brenguier, 2003).

Le phénomène de précipitation a un rôle limitatif dans l'évolution de la couche nuageuse. Directement, en altérant le budget en eau de la couche nuageuse elle-même puisque les précipitations limitent le contenu en eau et l'épaisseur de la couche nuageuse, via le processus à seuil mentionné ci-dessus. Indirectement, en altérant l'équilibre énergétique de la couche limite. Ainsi, un flux de précipitation à la surface de 1 mm.jour^{-1} réchauffe la couche limite de 30 W.m^{-2} , ce qui peut avoir un impact significatif sur le cycle diurne du stratocumulus (Stevens, 2005a). De manière plus radicale, les précipitations peuvent découpler la couche nuageuse de la surface et amener celle-ci à se dissiper progressivement : l'évaporation des flux de précipitations dans la couche limite peut stabiliser thermiquement une partie de la couche limite, sous le nuage, et bloquer les flux de surface (Paluch and Lenshow, 1991; Wang, 1993; Wang and Wang, 1994).

1.1.4 La microphysique du stratocumulus

Les gouttelettes d'eau formant le nuage sont le produit d'une nucléation hétérogène : l'eau vapeur se condense sur certaines particules d'aérosols appelées noyaux de condensation nuageux (CCN, acronyme anglais pour Cloud Condensation Nuclei). Les CCN se distinguent des autres particules par leur bonne affinité hygroscopique; ils sont capables de condenser la vapeur d'eau en dessous de la saturation (Seinfeld et Pandis, 1998). Tous les CCN ne produisent pas des gouttelettes nuageuses. Une partie seulement des CCN, dit activés, grossissent suffisamment pour devenir des gouttelettes. Le nombre de CCN activés dépend de la concentration totale des particules d'aérosol, de leur distribution dimensionnelle, de leur affinité hygroscopique, qui dépend de leur composition chimique, et de la vapeur d'eau en sursaturation.

Activation des CCN

La vapeur d'eau condense et s'évapore de manière continue à la surface du CCN, et la quantité d'eau liquide condensée sur le CCN est un équilibre entre ces deux phénomènes. Cet équilibre dépend de la sursaturation en eau vapeur de l'air ambiant :

$$S = \frac{e - e_s(T)}{e_s(T)}$$

Où e désigne la pression partielle de vapeur d'eau et e_s la pression de vapeur saturante.

Parce que le rayon de courbure d'une particule CCN est très petit et parce qu'il contient un soluté, la pression de vapeur saturante à la surface du CCN est modifiée (Köhler, 1936). On a alors, à l'interface CCN/air humide (Pruppacher and Klett, 1997) :

$$S_e = \frac{e_a}{e_{s\infty}} = \frac{2\sigma_s M_w}{\rho_l R_v T} \frac{1}{r} + \frac{3vm_s M_w}{4\pi M_s \rho} \frac{1}{r^3} = \frac{A}{r} + \frac{B}{r^3}$$

Où e_a désigne la pression de vapeur d'eau à la surface du CCN, et $e_{s\infty}$ est la pression de vapeur saturante au-dessus d'une surface plane infinie d'eau pure; ρ_l est la densité de l'eau liquide, σ_s représente la tension de surface de la solution, M_s la masse molaire du soluté, m_s sa masse, v le coefficient de Van't Hoff (lié au nombre d'ions dissociés), M_w la masse molaire de l'eau, et r le rayon de la particule. On sépare l'équation en deux termes, A/r et B/r^3 , qui relèvent respectivement de l'effet de la courbure de la particule (effet Kelvin) et de l'effet dû à la présence du soluté, partiellement soluble dans cette particule (effet Raoult). La courbe de sursaturation dépend donc de deux paramètres : la nature chimique de l'aérosol et son diamètre initial. La figure 1.1.3 montre l'évolution de la sursaturation S_e pour deux compositions différentes de particules d'aérosol solubles (chlorure de sodium et sulfate d'ammonium, moins hydrophile) et pour trois diamètres initiaux des particules sèches.

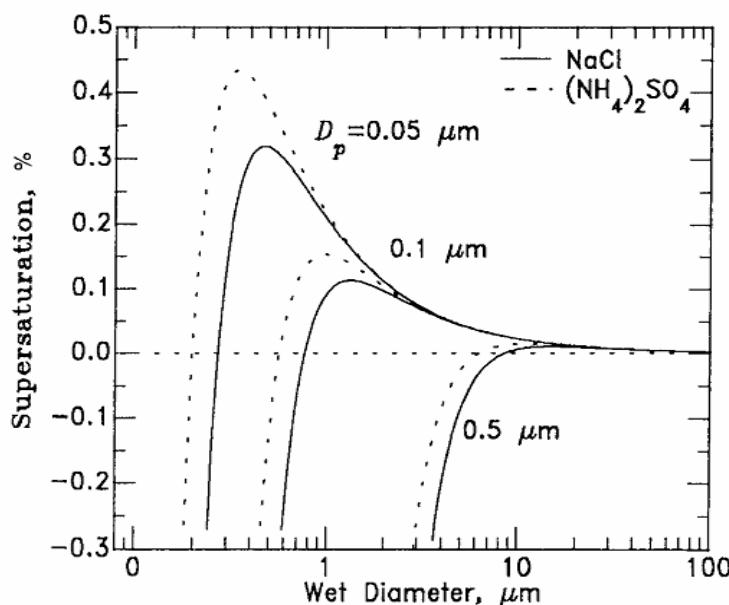


Fig.1.1.3 Courbes de Köhler pour deux compositions chimiques et pour trois diamètres initiaux d'aérosol sec. Pour chaque courbe, le maximum de sursaturation atteint représente la sursaturation critique qui sépare le régime d'équilibre (à gauche) du régime instable de croissance continue (à droite).

Le maximum de sursaturation atteint est appelée sursaturation critique et correspond à un rayon critique. Lorsque la sursaturation en eau vapeur de l'environnement augmente, typiquement par détente adiabatique, et dépasse la sursaturation critique, alors le rayon de la particule dépasse le rayon critique. Dans ces conditions, la pression partielle de vapeur d'eau

à la surface du CCN devient plus faible que la pression partielle dans l'environnement ; le dépôt de vapeur d'eau augmente et la particule grossit de plus en plus en consommant la sursaturation ambiante. Il y a activation du CCN et formation d'une gouttelette nuageuse. Inversement, si le rayon du CCN ne dépasse pas le rayon critique, celui-ci n'est pas activé et il restera à son rayon d'équilibre à la pression partielle de vapeur d'eau dans l'environnement.

Notons que plus le rayon initial du CCN est grand, moins la sursaturation critique est élevée et plus l'activation du CCN et la formation de la gouttelette nuageuse sont aisées. La tendance est la même pour l'affinité hygroscopique du CCN. Ainsi, à la base du nuage, les gouttelettes nuageuses se forment préférentiellement sur les plus gros et les plus hydrophiles des CCN, au détriment des autres.

Grossissement des gouttelettes

Une fois activé, un CCN grossit proportionnellement à l'écart de la pression partielle de vapeur d'eau entre l'environnement et sa surface. La diffusion de vapeur d'eau vers la particule est donc fonction de la sursaturation ambiante, corrigée des effets Kelvin et Raoult à la surface de la particule. On tire de ces considérations l'équation de grossissement de la gouttelette :

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - S_e}{F_K + F_D} \quad (1)$$

Avec : $F_K = \frac{L_v \rho_l}{KT} \left[\frac{L_v}{R_v T} - 1 \right]$ et $F_D = \frac{R_v T \rho_l}{D e_{s\infty}}$ où D est le coefficient de diffusion de la

vapeur d'eau dans l'air et K la conductivité thermique de l'air. Il est à noter que l'évolution temporelle de la sursaturation S dépend de la vitesse verticale w de la parcelle d'air :

$$\frac{dS}{dt} = \left[\frac{L_v g}{C_p R_v T^2} - \frac{g}{R_d T} \right] w - \left[\frac{PM_d}{M_w e_{s\infty}} + \frac{L_v^2}{C_p R_v T^2} \right] \frac{dq_l}{dt},$$

de sorte que la sursaturation atteinte dans un courant ascendant, et donc le nombre de CCN activés, va dépendre de l'activité convective du nuage. Dans un stratocumulus, où les vitesses verticales sont faibles (de l'ordre du $m.s^{-1}$), la concentration de gouttelettes est donc nécessairement limitée, même en présence d'une forte concentration de CCN.

Remarque: les équations précédentes n'incluent pas l'impact du rayonnement et de la coalescence possible de gouttelettes. Elles sont donc valables uniquement dans une parcelle d'air nuageuse adiabatique et non précipitante.

Influence des Processus d'entraînement/mélange sur la microphysique

Une part significative de la cellule nuageuse est affectée par les processus d'entraînement/mélange avec l'air environnant, ou l'air plus chaud et sec provenant de la couche d'inversion. L'impact de ces processus sur la distribution dimensionnelle des gouttelettes nuageuses dépend de l'intensité de la turbulence dans la zone de mélange. On peut représenter cet impact selon un schéma de mélange homogène ou hétérogène (Baker et al., 1980).

Le schéma de mélange homogène représente un processus de mélange très turbulent dans lequel le temps caractéristique d'homogénéisation turbulente est très court devant le temps caractéristique d'évaporation des gouttelettes. Toutes les gouttelettes sont alors exposées au même déficit en vapeur d'eau (sous-saturation) et sont toutes partiellement évaporées, suivant l'équation (1).

Dans le schéma de mélange hétérogène, on considère au contraire que le temps de réponse des gouttelettes à la sous-saturation est beaucoup plus rapide que le temps caractéristique d'homogénéisation turbulente. Certaines gouttelettes, exposées à des filaments d'air entraîné sous-saturé, sont complètement évaporées, tandis que chaque filament est progressivement humidifié. Lorsque finalement le mélange est homogénéisé, les filaments d'air entraîné ont atteint la saturation et les gouttelettes restantes sont diluées mais elles ne subissent aucune évaporation.

On peut représenter l'impact du mélange sur un diagramme (figure 1.1.4) montrant l'évolution du rayon volumique moyen r_v^3 d'une distribution de gouttelettes nuageuses en fonction de sa concentration volumique N , tous deux normalisés par leurs valeurs adiabatiques respectives, $r_{v,ad}^3$ et N_{ad} , qui caractérisent la distribution des gouttelettes avant le mélange (Burnet and Brenguier, 2000). Les hyperboles vertes représentent le rapport du contenu en eau liquide LWC du mélange à la référence adiabatique LWC_{ad} , de 100% (sans mélange), pour l'isoligne passant par le point de coordonnées (1:1), à 10%. Pour le mélange homogène, le rapport N/N_{ad} (axe des abscisses) représente aussi la proportion d'air nuageux dans le mélange. Les valeurs de N et r_v^3 après mélange homogène entre l'air nuageux adiabatique et l'air sec entraîné sont données par l'intersection de la courbe correspondant à l'humidité de l'air entraîné (labellisé de 10% à 100%) et de la proportion d'air nuageux en abscisse. La ligne horizontale, labellisée 100 %, correspond à la fois à un mélange homogène avec de l'air entraîné saturé, et à un mélange hétérogène, pour lesquels la concentration initiale est simplement diluée tandis que le diamètre des gouttelettes reste inchangé.

L'impact réel des processus d'entraînement/mélange sur la distribution dimensionnelle des gouttelettes nuageuses reste encore incompris. Cet impact est cependant

nécessairement borné par la représentation du mélange homogène d'une part et hétérogène d'autre part (Chosson et al, 2004).

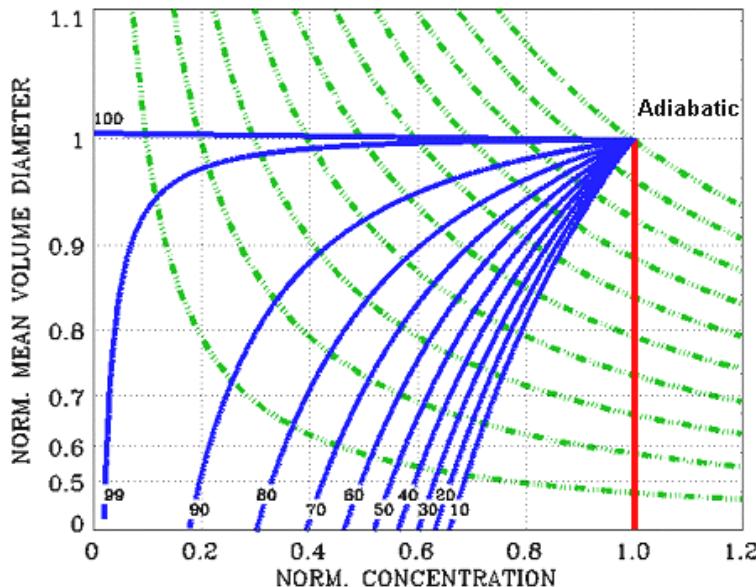


Fig.1.1.4 Diagramme de mélange: Rayon volumique moyen en fonction de la concentration volumique, normalisés par leurs valeurs adiabatiques respectives (avant mélange). En vert et pointillés: isolignes de LWC de 100 % à 10 % de LWC_{ad} (référence avant mélange). En bleu et continu: courbes de mélange homogène labellisées selon l'humidité relative (de 100% à 10%) de l'air entraîné dans le volume d'air nuageux adiabatique initial.

Des expériences en laboratoire montrent un bon accord entre les distributions dimensionnelles de gouttelettes mesurées et celles qui sont simulées avec une représentation hétérogène du mélange (Baker et al., 1980). Cependant, le mélange dépend grandement du régime turbulent pendant le processus d'entraînement. Ainsi, des mesures au sommet d'un stratocumulus nocturne, épais et homogène, présentent un type de mélange à caractère hétérogène très marqué (Burnet and Brenguier, 2004), alors que des mesures dans des cumulus montrent un mélange de type plus homogène (Burnet and Brenguier, 2005). Les processus impliqués ayant lieu à très petite échelle, de l'ordre du cm, la représentation et la mesure de l'impact du mélange sur la microphysique des nuages de couche limite dépendent fortement de l'échelle considérée. Le mélange peu paraître hétérogène à une résolution de l'ordre de la dizaine de mètre et présenter un caractère homogène à une résolution plus fine.

1.2 Le transfert radiatif

La section précédente traite du premier acteur de l'interaction nuage-rayonnement dans la couche limite : le nuage. Il manque à présent le second : le rayonnement.

Cette partie pose les bases théoriques et les notions élémentaires nécessaires à l'appréhension des processus liés au transfert radiatif atmosphérique en milieu nuageux.

Outre l'équation fondamentale du transfert radiatif, les définitions relatives aux différents paramètres utilisés dans le cadre de l'interaction nuage-rayonnement sont posées. Nous présentons ensuite brièvement les rôles respectifs dans le transfert radiatif des différents constituants atmosphériques. Les paramètres radiatifs spécifiques aux nuages sont détaillés en fin de section.

1.2.1 **Les sources de rayonnement**

Le transfert radiatif décrit l'altération d'un flux lumineux à travers un milieu qui interagit avec celui-ci. Dans le cas du transfert radiatif dans l'atmosphère, il s'agit de décrire l'interaction entre les photons issus de nos deux sources lumineuses principales : le soleil et la surface de la terre, avec les particules et les gaz constituant l'atmosphère terrestre. L'intensité par unité de temps et d'angle solide du rayonnement émis par ces deux sources dépend de la longueur d'onde considérée et la température de surface de la source, suivant la loi de Planck (1901) :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \exp\left(\frac{hc}{\lambda KT}\right) - 1} \text{ W.m}^{-2}.\text{str}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$$

où λ est la longueur d'onde, T la température en °K, h la constante de Planck ($6,62 \cdot 10^{-34}$ Js), K la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J.K $^{-1}$) et c la vitesse de la lumière dans le vide ($2,996 \cdot 10^8$ m.s $^{-1}$).

Avec une température de surface d'environ 5800 °K, le soleil émet principalement entre 0.2 μm et 5 μm de longueur d'onde, avec un maximum vers 0.55 μm. Beaucoup plus froide, environ 290 °K, la terre émet au-dessus de 3 μm, avec un pic autour de 10 μm. De sorte que selon la partie du spectre considérée dans le transfert radiatif, on peut négliger une des deux sources (solaire ou tellurique), en dehors de la zone de recouvrement entre 3 μm et 5 μm.

1.2.2 **Nature de l'interaction particules/rayonnement**

Les flux de photons émis par les sources de rayonnement interagissent avec les particules atmosphériques; celles-ci peuvent être des molécules de gaz, des particules d'aérosols, des gouttelettes d'eau nuageuses, etc. Lorsque qu'un photon incident interagit avec une particule atmosphérique, celui-ci est soit absorbé, soit diffusé. L'absorption survient si la particule peut passer à un niveau d'énergie supérieur en absorbant l'énergie du photon. Il y a diffusion si les interactions entre la particule et le photon changent la direction initiale du photon, ce qui définit l'angle de diffusion. L'interaction entre la particule et le

rayonnement est de nature électromagnétique et est régie par les équations de Maxwell (1865). On distingue deux régimes d'interaction particule/photon :

Si la taille de la particule est petite devant la longueur d'onde du photon, on peut assimiler la particule à un dipôle électrique. On montre que la puissance diffusée est proportionnelle à λ^4 (ce qui explique la couleur bleue du ciel), et faiblement dépendante de l'angle de diffusion; on parle alors de la diffusion de Rayleigh, du nom de son inventeur, J.W.Strutt, Lord Rayleigh (1871).

Si la taille de la particule est grande devant la longueur d'onde, la dépendance spectrale de la diffusion devient négligeable, alors que la dépendance angulaire devient importante. La théorie de la diffusion dans ces conditions a été formalisée par Mie (1908) suivant une approche similaire à celle de Rayleigh, mais en considérant un grand nombre de dipôles qui interfèrent entre eux.

1.2.3 Propriétés optiques des particules

Les deux théories décrivant les interactions particules/rayonnement permettent de calculer les propriétés optiques inhérentes à la particule, indépendamment du flux lumineux incident.

La particule est ici considérée homogène et sphérique. L'élément constitutif de la particule est caractérisé par un indice de réfraction complexe $n = n' + i n''$ dont la partie imaginaire représente la capacité d'absorption du milieu.

La particule est caractérisée par une efficacité d'extinction Q_{ext} , une efficacité de diffusion Q_s et une efficacité d'absorption Q_a , fonctions de l'indice de réfraction, de la longueur d'onde et de la taille de la particule. En multipliant ces coefficients d'efficacité par la surface apparente de la particule (assimilée à une sphère), on obtient respectivement la section efficace d'extinction, de diffusion et d'absorption. La section efficace d'extinction représente la surface vue par le photon et susceptible d'interagir avec lui. On définit le coefficient volumique d'extinction σ_e comme le produit de la concentration volumique des particules par leur section efficace, en m^{-1} :

$$\sigma_e = Q_{ext} \pi r^2 n(r) dr$$

où r représente le rayon de la particule et $n(r)dr$ sa concentration volumique. On définit de même les coefficients volumiques de diffusion σ_s et d'absorption σ_a . Comme le photon ne peut être que diffusé ou absorbé, on a :

$$\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a$$

Le rapport du coefficient de diffusion sur le coefficient d'extinction, appelé albédo de diffusion simple (ω_0), représente la probabilité que le photon intercepté par la particule soit diffusé : $\omega_0 = \sigma_s / \sigma_e$

Le coefficient d'extinction intégré sur la distance parcourue par le flux de photon à travers le milieu définit l'épaisseur optique τ du milieu, nombre sans dimension qui représente l'atténuation du flux de photon incident avec la distance :

$$\tau = \int \sigma_e ds$$

La diffusion n'est pas uniforme dans toutes les directions. La fonction de phase décrit la probabilité $P(\Omega', \Omega)$ que le photon arrivant suivant la direction $\Omega'(\theta', \varphi')$ soit diffusé suivant la direction $\Omega(\theta, \varphi)$. Compte tenu de la symétrie sphérique de la particule, la fonction de phase ne dépend que de la différence d'angle $\Theta = \theta - \theta'$, appelé angle de diffusion. La fonction de phase est normalisée, de sorte que :

$$\int_{4\pi} P(\Theta) \frac{d\Omega}{4\pi} = 1$$

1.2.4 Équation du transfert radiatif

Définition de la luminance

La luminance L_λ est la quantité d'énergie par unité de temps issue d'une source lumineuse de longueur d'onde λ , de surface élémentaire dS et se propageant dans une direction donnée par un angle solide élémentaire $d\Omega$:

$$L_\lambda(x, y, z, \theta, \varphi) = \frac{d^2 F_\lambda}{dS \cos \theta \, d\Omega}$$

où $d^2 F_\lambda$ est le flux d'énergie par unité de temps (en W), θ l'angle zénithal de la direction du rayonnement par rapport à la normale à la surface, φ l'angle azimutal.

La luminance est la grandeur mesurée par un radiomètre, exprimée en $\text{W.m}^{-2}.\text{str}^{-1}$. Le terme "radiance", que l'on trouve beaucoup plus communément dans la littérature francophone, est équivalent, bien qu'issue d'un anglicisme.

Remarque: Concernant les mesures de surface (ou de nuage) par satellite, pour faciliter les comparaisons, il est utile de corriger les luminances observées des effets de l'angle zénithal solaire. À partir de la luminance, on définit alors la réflectance $R_\lambda(\theta_0)$:

$$R_\lambda(\theta_0) = \frac{\pi L_\lambda}{F_0 \cos \theta_0}$$

où F_0 et θ_0 désignent respectivement le flux (W/m^2) et l'angle zénithal solaire. Ainsi, la réflectance donne une idée de la proportion de rayonnement solaire réfléchi. Attention : il s'agit vraiment de la proportion de rayonnement solaire réfléchi si et seulement si la surface est dite Lambertienne (diffusion isotrope). Si la fonction de phase de la surface (qu'on appelle dans ce cas BRDF pour Bidirectional Reflection Function) n'est pas isotrope, on peut avoir des réflectances supérieures à 100%.

Équation du transfert radiatif dans l'atmosphère

L'équation du transfert radiatif tridimensionnel permet le calcul de la luminance $L_\lambda(r,\Omega)$ issue d'un volume élémentaire, à la position $r(x,y,z)$, et qui repart dans la direction $\Omega(\theta,\varphi)$:

$$-\frac{1}{\sigma_e} (\Omega \nabla) L_\lambda(r, \Omega) = L_\lambda(r, \Omega) - J(r, \Omega)$$

$J(r, \Omega)$ est appelée fonction source. Dans le cas du transfert radiatif du flux solaire, la fonction source comprend la contribution de la diffusion simple du flux solaire incident F_o diffusé dans la direction $\Omega(\theta, \varphi)$, la contribution de la diffusion multiple provenant de toutes les directions de l'espace $\Omega'(\theta', \varphi')$ et repartant dans la direction $\Omega(\theta, \varphi)$, et la contribution de l'émission thermique, à la position $r(x, y, z)$:

$$J(r, \Omega) = \frac{\omega_0}{4\pi} F_o P(r, \Omega_o, \Omega) e^{-\tau/\cos\theta_o} + \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} L_\lambda(r, \Omega') P(r, \Omega', \Omega) d\Omega' + (1 - \omega_0) B_\lambda(T)$$

Le terme $e^{-\tau/\cos\theta_o}$ représente l'atténuation que subit le flux solaire arrivant dans une direction $\Omega_o(\theta_o, \varphi_o)$ en traversant les couches atmosphériques.

Rôle des gaz atmosphériques

Les principaux gaz présents dans l'atmosphère qui interagissent avec le rayonnement solaire et tellurique sont la vapeur d'eau (sur pratiquement toute la gamme du spectre), l'ozone (surtout entre 0.2 et 0.7 μm, avec deux modes de vibration qui forment une petite bande autour de 9.6 μm) et le dioxyde de carbone, important pour le rayonnement infrarouge autour de 15 μm (gaz à effet de serre). Les autres gaz influant sur le transfert radiatif dans l'atmosphère sont : O₂, CO, N₂O, NH₃, NO, NO₂, SO₂, N₂ et CH₄.

La quantité de rayonnement interceptée et diffusée par les molécules de gaz atmosphériques dépend de la masse volumique de l'air, et donc de la température et de la pression. Les molécules de gaz sont des particules petites devant les longueurs d'onde du spectre solaire, elles appartiennent au domaine d'application de la diffusion de Rayleigh. Leur fonction de phase (exemple figure 1.2.1) est de la forme $P(\Theta) = 3/4 (1+\cos^2 \Theta)$.

L'absorption de photons par la molécule se fait lorsque l'énergie du photon correspond à un changement d'état énergétique de la molécule. Ces états sont quantifiés et correspondent à la transition entre niveaux d'arrangement électroniques (spectre UV et visible) et entre états vibrationnels moléculaires (infrarouge) et états rotationnels moléculaires (infrarouge lointain et micro-ondes). Chaque transition quantifiée correspond à une raie d'absorption. Lorsque le photon est suffisamment énergétique, la molécule peut-être ionisée, ce qui se traduit par un continuum d'absorption. À une même longueur d'onde, on

peut avoir une superposition de raies et de continuums d'absorption. De plus, la forme et l'intensité des raies d'absorption dépendent de la température et de la pression. Le calcul raie par raie des coefficients d'absorption pour chaque couche atmosphérique où coexistent plusieurs gaz est très complexe et coûteux en temps de calcul, de sorte que l'absorption des gaz atmosphériques est quelques fois négligée, en dehors de la bande entre 4 μm et 80 μm de longueur d'onde, où cette approximation n'est plus valable. Il est cependant possible de tirer parti de l'homogénéité horizontale de l'atmosphère et d'appliquer, dans les simulations du transfert radiatif, les propriétés optiques de profils standard de gaz atmosphériques.

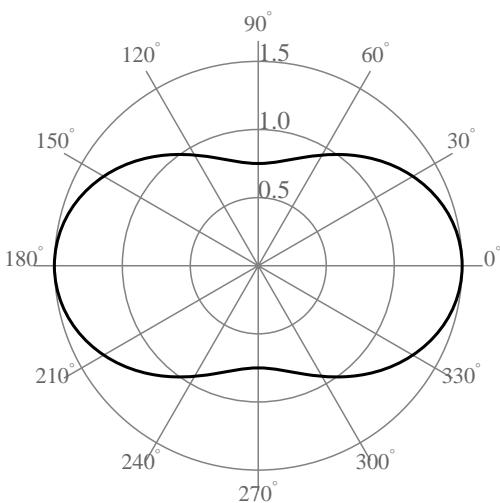


Fig.1.2.1 Fonction de phase pour une molécule de gaz atmosphérique en fonction de l'angle de diffusion. L'angle 0° correspond à la direction du photon incident.

Rôle des aérosols et gouttelettes nuageuses.

Les gouttelettes nuageuses et les particules d'aérosols du mode accumulation et grosses particules (Whitby, 1978) ont une taille suffisante, par rapport aux longueurs d'ondes solaires, pour dépendre du domaine d'application de la théorie de Mie. Typiquement, le diamètre des particules d'aérosol est compris entre 100nm et 2.5 μm , pour le mode accumulation, et entre 2.5 μm à 10 μm , pour les grosses particules. Le diamètre des gouttelettes nuageuses s'étend de 2 μm à 40 μm . Cependant, les hypothèses de Mie (particules sphériques et homogènes) ne sont pas toujours valables. La plupart des particules d'aérosol, comme les particules de glace, sont loin d'être sphériques. On détermine alors les propriétés optiques de ces particules soit à partir de mesures (e.g. Kaufman et al., 1994, pour l'aérosol; Baran et al., 2003, pour les particules de glace), soit à partir de simulations explicites (e.g. Takano and Liou, 1989) des interactions entre photons et particules de différentes formes possibles (e.g. Koepke and Hess, 1988, pour les aérosols; Guo et al., 2003, Yang and Liou, 1998, pour les particules de glace).

L'hypothèse de symétrie sphérique de Mie fonctionne bien pour les gouttelettes nuageuses. Cependant, l'hypothèse d'homogénéité de la particule peut introduire des biais dans le calcul des propriétés optiques des gouttelettes. Si le noyau de condensation nuageux n'est pas soluble dans l'eau, comme c'est le cas pour l'aérosol minéral ou organique contenant du carbone suie, une particule solide subsiste à l'intérieur de la gouttelette (ou à sa surface). Ceci peut affecter les propriétés optiques des gouttelettes nuageuses en augmentant significativement leur absorption. On peut modéliser ces changements dans les propriétés optiques d'une distribution de gouttelettes nuageuses en considérant un mélange externe de gouttelettes d'eau pure et d'aérosols (Liu et al., 2002).

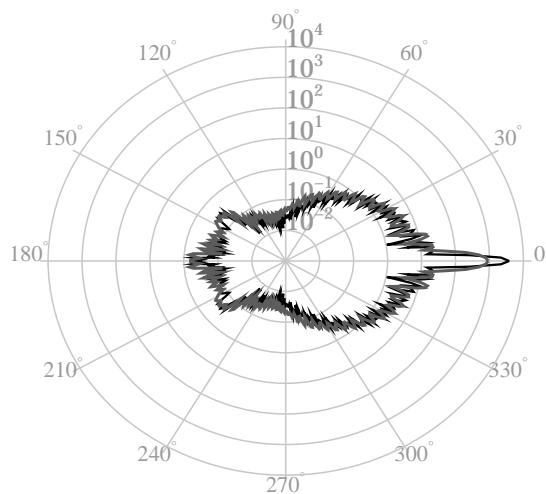


Fig.1.2.2 Fonction de phase pour une gouttelette d'eau pure de $10\mu\text{m}$ de rayon (en noir) et de $5\mu\text{m}$ de rayon (en gris). L'angle 0° correspond à la direction du photon incident, de longueur d'onde 754nm .

Contrairement à la diffusion par une molécule de gaz, la diffusion d'une gouttelette d'eau nuageuse dépend beaucoup de l'angle de diffusion, avec un fort pic de diffusion avant. La fonction de phase présente des oscillations d'interférence, dont le nombre augmente avec le rayon de la gouttelette (figure 1.2.2). L'absorption de la lumière dans une gouttelette d'eau pure dépend de la longueur d'onde. Elle est très faible dans le spectre visible et dominante dans l'infrarouge (figure 1.2.3).

1.2.5 Propriétés optiques des nuages d'eau liquide

Dans un volume donné d'un nuage d'eau liquide, il y a un grand nombre de gouttelettes de taille variable. Les propriétés optiques d'un volume élémentaire d'air nuageux sont donc celles d'une certaine distribution dimensionnelle $n(r)$ de gouttelettes nuageuses.

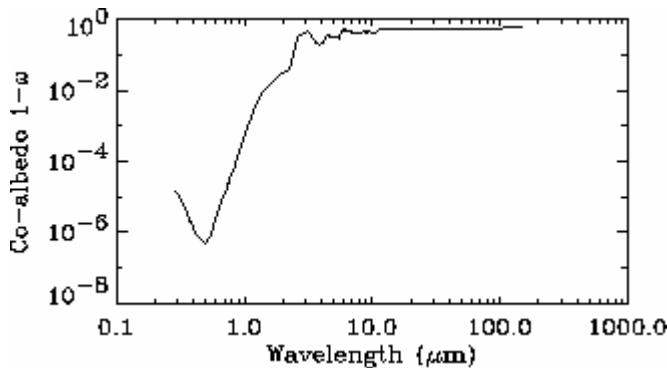


Fig.1.2.3 Exemple d'évolution de l'absorption (représentée par le co-albédo: $1-\omega_0$) avec la longueur d'onde pour une distribution de gouttelettes nuageuses.

Les coefficients volumiques d'extinction, de diffusion et d'absorption sont obtenus par intégration sur la distribution des propriétés de chaque gouttelette :

$$\sigma_{e,s,a} = \int_0^{\infty} Q_{ext,s,a} \pi r^2 n(r) dr$$

On procède de même pour la fonction de phase de la distribution. Comme les oscillations d'interférences des fonctions de phases sont légèrement décalées d'un rayon de gouttelette à un autre, plus la distribution dimensionnelle des gouttelettes est large, plus la fonction de phase de la distribution est lissée (figure 1.2.4).

À partir de la fonction de phase de la distribution, on définit le facteur d'asymétrie g du volume nuageux, qui donne la proportion de rayonnement diffusé vers l'avant (1 si tout est diffusé vers l'avant, -1 vers l'arrière, 0 si la diffusion est isotrope). Cette grandeur permet le calcul du libre parcours moyen l_t des photons dans le nuage :

$$g = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P(\Omega) \cos \theta d\Omega \quad ; \quad l_t = \frac{1}{(1-g)\sigma_e}$$

Pour caractériser les propriétés optiques du volume élémentaire de nuage, on lui adjoint un rayon effectif r_{eff} , qui définit la taille prépondérante sur le plan radiatif de la distribution de gouttelettes (Hansen and Travis, 1974) :

$$r_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr}$$

L'épaisseur optique τ d'un nuage désigne communément l'intégrale, sur la verticale et sur toute l'épaisseur géométrique H de la couche nuageuse, du coefficient d'extinction de chaque niveau de la colonne nuageuse :

$$\tau = \int_0^H \sigma_e(z) dz$$

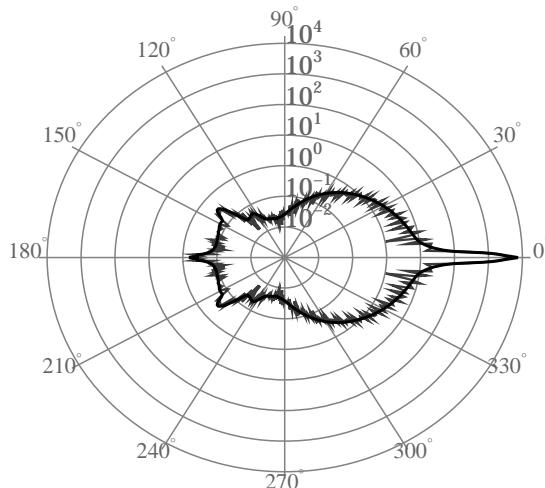


Fig.1.2.4 Fonction de phase pour deux distributions de gouttelettes nuageuses de même rayon effectif $10\mu\text{m}$, une très étroite (en gris) et une très large (en noir). L'angle 0° correspond à la direction du photon incident, de longueur d'onde 754nm .

1.2.6 Conclusion

Ce paragraphe marque la fin de la première partie de ce chapitre introductif. Le cadre théorique et le champ de connaissances dans lesquels s'inscrit notre travail est posé. Le but des sections précédentes est d'apporter les notions nécessaires à l'étude du transfert radiatif dans les nuages de couche limite, en particulier l'impact de l'hétérogénéité du champ nuageux. Cette première partie introduit le premier volet de ce travail, ou comment simuler un champ nuageux réaliste (c'est-à-dire hétérogène) et ses propriétés radiatives.

L'étude du transfert radiatif présente deux aspects : le problème direct et le problème inverse. La section suivante introduit les difficultés inhérentes à ce premier aspect, ou comment est représentée l'hétérogénéité du champ et son impact sur le transfert radiatif dans les modèles de grande échelle.

1.3 Hétérogénéité du champ nuageux et problème direct dans les GCM

Le problème direct désigne le calcul explicite du transfert radiatif à travers un milieu donné: nous connaissons les propriétés optiques du champ nuageux, et nous désirons connaître ses propriétés radiatives.

Les nuages de couche limite, et particulièrement le genre stratocumulus jouent un rôle important dans la régulation de l'équilibre radiatif du système planétaire (e.g. Hartmann et al., 1992). L'estimation de l'impact de ces nuages sur le climat actuel et futur passe par sa représentation dans les modèles climatiques et de prévision du temps. Ces modèles, désignés par l'acronyme GCM (Global Circulation Model), ont une résolution relativement grossière en temps et en espace (typiquement une heure de pas de temps, pour un maillage horizontal de l'ordre de la centaine de kilomètres).

La variabilité temporelle et spatiale du champ nuageux, et a fortiori son impact sur le plan radiatif, ne sont donc pas résolus par les GCM et doivent être paramétrés comme phénomènes sous-maille. Dans la présente étude, seul l'impact de la variabilité spatiale sur l'albédo du champ nuageux sera abordé.

1.3.1 **Représentation des stratocumulus dans les GCM**

Les nuages chauds de couche limite sont diagnostiqués dans les GCM comme un contenu en eau liquide moyen dans une maille de grande dimension. Actuellement, dans la plupart des GCM, le nuage est encore représenté à l'intérieur de cette maille par un nuage plan-parallèle, horizontalement et verticalement homogène (représentation PPH). Les propriétés optiques de ce nuage sont ensuite paramétrés en supposant une relation simple entre le contenu en eau liquide (local –LWC– ou intégré sur la verticale –LWP–) et le couple épaisseur optique et rayon effectif (e.g. Brenguier et al., 2003; Szczodrak et al., 2001; Fouquart, 1987).

Cependant, dans les cinq dernières années, un certain nombre de paramétrisations ont été développées pour représenter la variabilité sous-maille du champ nuageux. Ces paramétrisations portent soit sur la variabilité du champ de contenu en eau total (Tompkins, 2002), soit sur la variabilité d'une quantité liée à la sursaturation (Larson et al. 2001), soit sur le champ LWP (Wood and Taylor, 2001), soit sur le champ d'épaisseurs optiques (Los and Duynkerke, 2001). Ces paramétrisations permettent le calcul de la fraction nuageuse sous-maille et paramétrisent la fonction de densité de probabilité (PDF) sous-maille de la quantité considérée (τ , LWP), pour le calcul du transfert radiatif. Une autre approche consiste à

renormaliser le champ des propriétés optiques (w_o , g , σ_e), en fonction de l'échelle (Rossow et al., 2002).

Ces paramétrisations tiennent compte exclusivement de la variabilité sous-maille horizontale du champ nuageux, et la variabilité verticale est simplement représentée par des considérations sur le recouvrement des champs lorsqu'il y a plusieurs couches nuageuses dans la colonne GCM (e.g. Bergmann and Rasch, 2002). La variabilité verticale sous-maille n'est pas prise en compte, pas plus que la variabilité 3D des propriétés microphysiques du champ (variations 3D du rayon effectif, de la concentration en gouttelettes...) et leur impact radiatif.

1.3.2 ***Le biais plan-parallèle***

La représentation PPH du nuage sous-maille, où l'épaisseur optique correspond à une moyenne sur la maille, induit un biais sur l'estimation de l'albédo, même si le champ nuageux ainsi modélisé couvre 100% de la maille. Ce biais provient de la non-linéarité de la relation entre le rayonnement réfléchi et l'épaisseur optique de la couche nuageuse (figure 1.3.1). En négligeant le transport horizontal de photons, lorsque la variabilité sous-maille est représentée par une distribution d'épaisseurs optiques de colonnes nuageuses ayant la même épaisseur optique moyenne, l'approximation PPH peut induire une sur-estimation de l'albédo moyen de l'ordre de 15% (Barker and Davies, 1992b, Cahalan et al. 1994), approchant même 30% pour une distribution très asymétrique de l'épaisseur optique sous-maille.

Lorsque le calcul du transfert radiatif est effectué en trois dimensions, le biais PPH peut être soit diminué (lissage radiatif, Marshak et al., 1995) pour des angles zénithaux solaires faibles, soit accentué (effets de surbrillance et d'ombrage, Loeb and Varnai, 1997) pour des angles plus rasants. Ces effets dépendent de la variabilité de l'altitude du sommet des nuages.

Pour des champs nuageux à couverture fractionnaire, les effets combinés du transfert radiatif 3D et de l'arrangement sous maille des zones nuageuses peuvent conduire eux-même à des biais de 5% à 15% et jusqu'à 30% dans certains cas (Welch and Wielicki 1989; Coakley and Kobayashi, 1989; Breon, 1992; O'Hirok and Gautier, 1998). Ces études montrent en général une diminution de l'albédo de la scène nuageuse à couverture fractionnaire par rapport à la représentation PPH.

Ces résultats doivent cependant être tempérés. Toutes ces études ont été faites à l'aide de représentations idéalisées de champs nuageux. Les premières études (e.g. Welch and Wielicki, 1989; Kobayashi, 1993) modélisent le champ nuageux à l'aide de cubes homogènes placés selon des considérations purement géométriques.

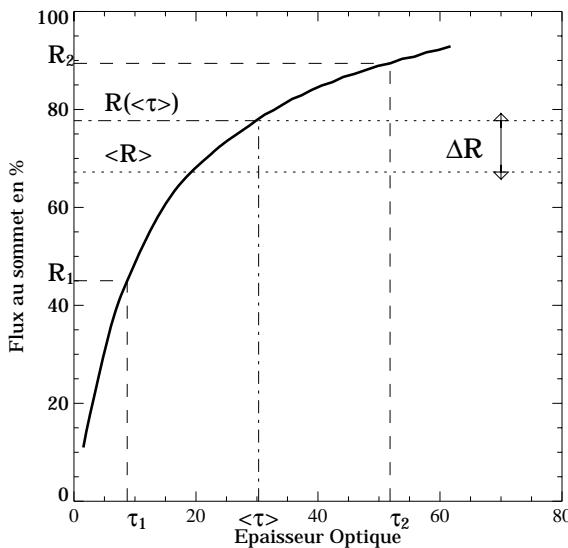


Figure 1.3.1 Biais plan-parallèle. La courbe représente l'albédo d'une colonne nuageuse en fonction de l'épaisseur optique. L'albédo $R(<\tau>)$ correspondant à l'épaisseur optique moyenne de deux colonnes nuageuses (τ_1 et τ_2) est supérieur à la moyenne $<R>$ des albédos des deux colonnes (R_1 et R_2).

Plus récemment, le champ nuageux a été modélisé par un générateur stochastique de scène de stratocumulus de type fractal ou à cascade bornée, et dont la distribution correspond à des spectres de puissance observés par satellite (Barker and Davies, 1992a; Cahalan et al., 1994; Davis et al., 1997; Marshak et al., 1998). Les biais PPH les plus importants relevés dans ces études correspondent à des scénarios extrêmes de variabilité sous-pixels, et ne peuvent être validés par des observations à cause du caractère idéalisé des champs utilisés.

Lorsque des modèles de nuage plus réalistes sont utilisés, le biais PPH apparaît moins prononcé. Oreopoulos et al. (2004), en incluant dans un GCM une super-paramétrisation des champs nuageux (modèle 2D à 4km de résolution permettant de simuler l'évolution des nuages sur les bords des mailles GCM – Khairoutdinov et al., 2005) ont trouvé, en moyenne globale, un biais PPH bien inférieur aux estimations précédentes. Dans une approche plus classique (sur un champ nuageux isolé), Di Giuseppe and Tompkins (2003), en incluant une variabilité verticale physiquement réaliste des propriétés optiques du nuage, et en utilisant une résolution verticale fine, ont montré un biais PPH de l'ordre de 5% seulement.

Cependant, même en utilisant des champs nuageux simulés par des modèles à haute résolution (L.E.S), aucune étude de sensibilité sur l'estimation du biais PPH n'a porté sur la variabilité interne des propriétés microphysiques du champ nuageux 3D (rayon effectif, concentration des gouttelettes). Et la variabilité des propriétés optiques du champ nuageux reste concentrée essentiellement sur la variabilité du contenu en eau liquide, dans une approche purement géométrique.

Remarque : Le biais induit par la représentation 1D du transfert radiatif dans les GCM, appelé approximation de la colonne indépendante (ICA), n'a pas été abordé jusqu'ici. Il existe en effet une différence entre la simulation 3D du transfert radiatif et l'ICA, due au transport horizontal des photons, non résolu dans les GCM. Cependant, ce transport horizontal est limité par le libre parcours moyen du photon dans la couche nuageuse, de l'ordre de la centaine de mètres. À l'échelle de la maille du GCM (plusieurs centaines de km) ce biais est donc négligeable. Fu et al., 2000, ont montré que le biais ICA sur l'albédo au sommet de l'atmosphère d'un champ de stratocumulus est meilleur que 1%, quel que soit l'angle solaire.

1.3.3 Conclusion

Cette section présente l'état de l'art relatif à la représentation des nuages de couche limite dans les modèles de grande échelle, et la façon dont est prise en compte l'hétérogénéité du champ nuageux dans le calcul du transfert radiatif.

Elle correspond à la deuxième partie de notre étude, l'impact de l'hétérogénéité du champ nuageux sur la simulation du transfert radiatif.

La section suivante introduit un autre aspect de l'interaction nuage-rayonnement. Il s'agit du problème inverse du transfert radiatif, ou comment retrouver les propriétés physiques du champ nuageux à partir des ses propriétés radiatives, et quel est le rôle de l'hétérogénéité du champ.

1.4 Hétérogénéité du champ nuageux et problème inverse

À grande échelle, la seule observation continue et globale dont nous disposons pour caractériser les nuages est la télédétection depuis un satellite. Il s'agit du problème inverse du transfert radiatif : nous connaissons les propriétés radiatives du champ nuageux (radiances, flux) au sommet de l'atmosphère, et nous cherchons à restituer ses propriétés physiques (contenu en eau, propriétés microphysiques). Jusqu'à présent, on a principalement utilisé des moyens d'observation passifs, c'est à dire des mesures des radiances réfléchies et émises par le système terre-atmosphère. A partir des propriétés radiatives d'un nuage, il est possible de restituer ses propriétés optiques : épaisseur optique et rayon effectif. La deuxième étape consiste à relier les propriétés optiques du nuage à ses propriétés macro- ou microphysiques, en s'appuyant sur un modèle de nuage.

Quelle que soit la méthode, inverser les propriétés radiatives du nuage à partir des radiances observées, implique l'emploi de nombreuses hypothèses simplificatrices. Le principe fondamental des schémas de restitution utilisés en opérationnel repose sur la comparaison des radiances observées avec des radiances simulées à partir de modèles numériques simples de nuages unidimensionnels et plan-parallèle. Les paramètres nuageux restitués doivent donc être interprétés comme les propriétés optiques d'un nuage idéalisé, à partir desquelles on cherchera à restituer les propriétés équivalentes d'un nuage plus réaliste en corrigeant les biais relatifs à l'hétérogénéité du nuage.

1.4.1 **Longueurs d'ondes utilisées pour la restitution**

Comme pour la résolution d'un système d'équations à plusieurs inconnues, il faut au moins autant de longueurs d'onde différentes (informations) qu'il y a de paramètres nuageux à restituer (inconnues).

Actuellement, la majorité des schémas opérationnels de restitution de paramètres nuageux de jour utilisent les radiances à deux longueurs d'onde. L'une d'elles est une longueur d'onde dont les photons sont presque exclusivement diffusés en milieu nuageux (spectre visible). Le rayonnement est alors essentiellement sensible à la surface des éléments diffusants (gouttelettes nuageuses), rencontrés au cours du transfert radiatif. On obtient ainsi une information sur l'épaisseur optique du nuage. On utilise conjointement une longueur d'onde dont les photons sont, tous ou en partie, absorbés en milieu nuageux (spectre proche infra-rouge –NIR– ou infra-rouge –IR–); et donc plus sensibles au volume de ces éléments. Le rapport entre ces deux informations (information sur le volume et information sur la surface) nous donne accès à une information sur le rayon effectif des gouttelettes nuageuses (Nakajima and King, 1990; Han et al., 1994; Nakajima and Nakajima, 1995; Watts et al., 1998; Jolivet et al., 2000; Schüller et al., 2003).

Pour la radiance non-absorbée en milieu nuageux, les longueurs d'onde autour de 0.6 μm et 0.8 μm sont utilisées. Cette dernière a l'avantage d'être peu sensible à l'absorption atmosphérique due à l'ozone. Cependant, les radiances observées sont très sensibles à la réflexion sur la surface et doivent être corrigées des effets de l'albédo de surface, qui n'est pas toujours connu. Une erreur sur cet albédo induit un biais plus important sur les restitutions à 0.8 μm qu'à 0.6 μm (Nauss et al., 2005). Néanmoins, l'albédo d'une étendue d'eau est relativement bien connu et homogène. Donc, l'utilisation de la longueur d'onde à 0.8 μm est bien adaptée à la restitution des paramètres nuageux d'une scène de nuages de couche limite océanique.

Pour la radiance partiellement absorbée en milieu nuageux, les schémas de restitution utilisent soit une longueur d'onde autour de 3.7 μm , soit autour de 1.6 μm (Han et al., 1994;

Nakajima and Nakajima, 1995; Watts et al., 1998; Jolivet et al., 2000; Schüller et al., 2003; Roebeling et al., 2001). Ces deux longueurs d'onde ont des qualités particulières qui mènent à des applications différentes :

Dans un nuage commun, la pénétration du flux de photon est plus importante à 1.6 µm qu'à 3.7 µm (Platnick, 2000). Ainsi, pour masquer les effets de surface, un nuage doit avoir une épaisseur optique plus grande à 1.6 µm qu'à 3.7 µm. Pour les nuages fins, la longueur d'onde 3.7 µm est donc mieux adaptée (Rosenfield, 2003). De plus, les radiances à 1.6 µm sondant plus profondément le nuage, l'utilisation de ces radiances dans le cas de nuages précipitants (présence de grosses gouttes vers la base du nuage) peut conduire à une sur-estimation du rayon effectif restitué. Cependant, les radiances réfléchies sont saturées au-delà d'une certaine épaisseur optique, d'autant plus rapidement que la longueur d'onde augmente (Platnick et al., 2003). Par conséquent, la restitution de l'épaisseur optique est plus incertaine pour ces valeurs. Roebeling et alter (2001) montrent ainsi que les radiances à 1.6 µm sont plus directement fonction de l'épaisseur optique pour des valeurs inférieures à 10 (calculées à $\lambda=0.6\text{ }\mu\text{m}$).

À 3.7 µm de longueur d'onde, nous sommes dans le domaine de recouvrement du spectre solaire et thermique. Les radiances contiennent donc des informations à la fois sur la température du nuage et sur ses propriétés optiques. Or, la correction des radiances, pour ne garder que l'effet de la réflectance du nuage, peut introduire des erreurs sur la restitution des paramètres nuageux (Nakajima et Nakajima, 1995; Kawamoto et al., 2001).

Enfin, les radiances mesurées à 3.7 µm sont approximativement quatre fois plus faibles que celles à 1.6 µm, ce qui implique un rapport signal sur bruit plus médiocre.

1.4.2 Restitution du rayon effectif et de l'épaisseur optique

L'approche générale d'un schéma de restitution est la suivante : la première étape consiste à calculer, à l'aide d'un code de transfert radiatif, les radiances au sommet de l'atmosphère, pour différents types de nuages simulés. Ces radiances dites synthétiques sont calculées à plusieurs longueurs d'onde, différentes épaisseurs optiques τ de couche nuageuse et différents rayons effectifs r_{eff} . Les calculs sont réalisés pour différentes configurations d'observation (position du soleil, position de l'observateur). Ceci permet l'établissement de tables de couples de réflectances (e.g. R_{vis} et R_{nir}) correspondant à des tables de couples de paramètres optiques nuageux (ici, τ et r_{eff}). Ensuite les réflectances observées sont comparées aux réflectances tabulées (en anglais *Look-Up Tables* ou *LUT*) qui servent de références. Enfin, on estime, typiquement par interpolation, les paramètres optiques nuageux de la scène observée. C'est la restitution. La figure 1.4.1 montre un exemple de ces tables de référence.

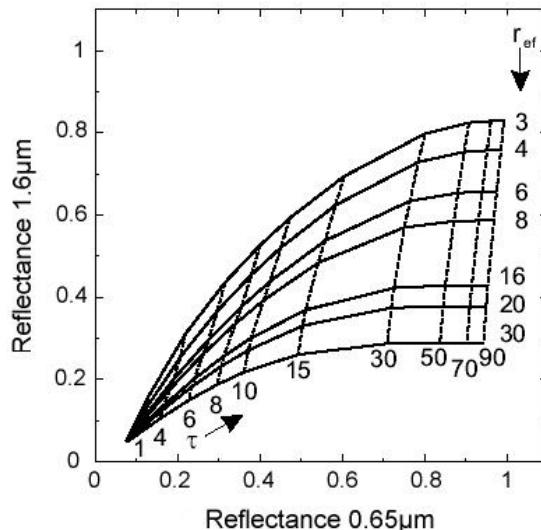


Figure 1.4.1 Exemple de table de reflectances au Nadir à 0.65 µm et 1.6 µm en fonction de l'épaisseur optique τ et du rayon effectif r_{eff} pour des nuages d'eau liquide plan-parallèle et homogènes verticalement, pour un angle zénithal solaire de 0° (d'après Nauss et al., 2005).

Cependant, cette technique implique une représentation correcte du système terre-atmosphère-nuage et de l'interaction de ses composantes avec le transfert radiatif. En premier lieu, les profils atmosphériques (gaz et aérosols) et l'albédo de la surface ne sont à priori pas connus, et un biais sur l'estimation de ces variables peut conduire à des erreurs sur la restitution des propriétés optiques des nuages.

Les erreurs de restitution sont surtout liées à la représentation des nuages. Les radiances mesurées sont issues de scènes nuageuses tridimensionnelles, souvent très hétérogènes. Autant de facteurs non pris en compte dans les modèles de nuages de référence (plan-parallèle et homogène) des schémas de restitution. L'écart entre les caractéristiques du nuage observé et les caractéristiques restituées peuvent avoir deux origines.

La première source d'erreur provient de la non-prise en compte, dans le schéma de restitution, des effets tridimensionnels du transfert radiatif en milieu hétérogène. Les LUT de réflectance sont en effet obtenues par des codes de transfert radiatif 1D (approximation du pixel indépendant ou IPA). La validité de cette approximation dépend de la résolution du champ de réflectance observé et de l'angle zénithal solaire. Le biais induit est maximal pour un soleil rasant et si la résolution est petite devant le libre parcours moyen du photon à l'intérieur du pixel (le photon émergent peut alors provenir de pixels voisins ou distants). Un grand nombre de méthodes a été développé pour corriger les effets de l'IPA. Ces méthodes prennent en compte les réflectances des pixels voisins et/ou les effets de surbrillance et d'ombrage dus aux irrégularités du sommet du nuage (e.g. Marchak et al., 1995b; Oreopoulos et al., 2000; Faure et al., 2001; Varnai and Marshak, 2002).

La seconde source d'erreur concerne l'écart entre le modèle de nuage plan-parallèle de référence et le nuage observé, tridimensionnel et hétérogène. Plus on s'éloigne de l'aspect réel, microphysique et macrophysique, de la colonne nuageuse observée, plus la restitution de ses caractéristiques physiques sera biaisée, et au demeurant difficilement interprétable. Ce biais est marquant pour la restitution de paramètres nuageux d'un pixel dont la fraction nuageuse est inférieure à 100%. Les radiances issues de ce pixels sont alors contaminées par les radiances de surface. Lorsque la surface est plus sombre que le nuage observé, la restitution sous estime τ et surestime r_{eff} , et vice versa (Nauss et al, 2005). D'autre part, même pour une couverture nuageuse totale, un biais important sur la restitution peut provenir de la représentation simpliste du nuage de référence. Celui-ci est généralement une colonne nuageuse homogène, sans variabilité microphysique (r_{eff} et σ_e constants). Ce modèle de nuage ne reproduit pas la stratification verticale du contenu en eau liquide et de la taille des gouttelettes couramment observée dans les profils de nuage de couche limite. Ceci pose aussi un problème de validation de la restitution. Par exemple, les observations montrent que le rayon effectif augmente avec l'altitude au-dessus de la base de la colonne nuageuse. Or il n'est restitué qu'un seul rayon effectif par colonne. Il est alors difficile de savoir à quelle partie du nuage le rayon effectif restitué correspond. De plus, puisque la pénétration du flux de photons dans le nuage varie avec la longueur d'onde, le rayon effectif restitué dépend de la longueur d'onde. Chang and Li, 2003, tentent même de tirer parti de ces considérations pour proposer une méthode de restitution du profil vertical de r_{eff} .

En réalité, dans le problème inverse, ces deux sources de biais (biais IPA et représentation du nuage) sont fortement liées. Le transport tridimensionnel des flux radiatifs interagit avec l'hétérogénéité tridimensionnelle du champ nuageux, et on ne peut décorrélérer les deux phénomènes si l'on ne connaît que les flux radiatifs émergents. On ne peut donc valider les schémas de restitutions de paramètres nuageux que par comparaison avec des mesures indépendantes collectées *in-situ*.

1.4.3 Restitution de l'épaisseur géométrique et de la concentration

Il s'agit d'un schéma de restitution applicable dans le cas des nuages de couche limite convectifs et chauds (pas de glace). Pour ce type de nuage, l'hypothèse adiabatique est réaliste au cœur des cellules convectives (Pawlowska et al., 1999). Moyennant cette hypothèse, ce schéma de restitution permet de faire correspondre une radiance visible et une radiance proche-infrarouge à une concentration de gouttelettes nuageuses N et une épaisseur géométrique H d'une colonne nuageuse.

Remarque: La restitution de l'épaisseur géométrique H d'une colonne nuageuse peut aisément se convertir en restitution du contenu en eau liquide intégré sur la verticale LWP ; paramètre physique beaucoup plus utile dans les applications ultérieures de la restitution (assimilation de données dans un GCM, par exemple) et plus facile à valider. En effet, l'hypothèse adiabatique implique que dans un nuage d'épaisseur inférieure ou égale à 1km, le contenu en eau liquide est proportionnel à l'altitude h au-dessus de la base du nuage (Brenguier, 1991) :

$$LWC = C_w h \quad \text{que l'on peut traduire par : } LWP = \int_0^H LWC dh = \int_0^H C_w h dh = \frac{1}{2} C_w H^2$$

Ainsi, la restitution de l'épaisseur géométrique H (ou plutôt son équivalent adiabatique) d'une colonne nuageuse observée permet directement de la convertir en restitution du contenu en eau liquide (équivalent adiabatique) LWP .

Ce schéma a été développé initialement pour la restitution de paramètres nuageux à partir de radiances dans le visible et le proche infra-rouge mesurées par un spectromètre aéroporté Schüller et al. (2003), et il a été validé par des mesures *in situ* simultanées. Son champ d'application a été par la suite étendu à la restitution des paramètres nuageux par satellite (Schüller et al., 2005) en utilisant les canaux disponibles du spectromètre *MODIS* (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) embarqué sur les satellites *Terra* et *Aqua* (NASA).

Comparée aux schémas de restitution classiques de l'épaisseur optique et du rayon effectif des gouttelettes d'une colonne nuageuse équivalente, plan-parallèle et verticalement homogène, cette technique possède plusieurs avantages :

Premièrement, la colonne nuageuse plan-parallèle de référence est plus réaliste. Il s'agit d'un nuage adiabatique, donc un nuage basé sur un modèle théorique physiquement réaliste, tenant compte de la stratification verticale de la couche nuageuse. Ce modèle est particulièrement adapté pour décrire le cœur des cellules convectives de nuages de couche limite chauds et non-précipitant, c'est-à-dire les régions peu ou pas affectées par les processus d'entraînement/mélange (Pawlowska and Brenguier, 2000). Ce nuage est verticalement stratifié et tient compte du grossissement des gouttelettes nuageuses avec l'altitude au-dessus de la base du nuage, par diffusion de vapeur d'eau observée au cœur des cellules convectives (Schuller et al., 2003).

Deuxièmement, il n'y a pas d'ambiguïté, avec cette technique, entre l'augmentation de la réflectance du nuage due à l'augmentation de son épaisseur géométrique (ou contenu en eau liquide) et celle due à l'augmentation de sa concentration en gouttelettes. Cet avantage est très important dans le cadre de l'étude de l'effet indirect des aérosols. En effet, un nuage fin et possédant une grande concentration en gouttelettes nuageuses (masse d'air polluée) peut avoir la même épaisseur optique et le même rayon effectif restitués qu'un nuage épais et possédant une faible concentration de gouttelettes (masse d'air pur) (Brenguier et al., 2003). Une information directe sur le contenu en eau liquide est donc nécessaire pour bien séparer

l'effet radiatif indirect des aérosols des autres effets possibles (nature, composition, origine ou conditions météorologiques différente de la masse d'air) (Twohy et al., 2005).

Troisièmement, contrairement à la restitution de l'épaisseur optique τ et du rayon effectif r_{eff} , un schéma de restitution de H et N est un schéma que l'on peut valider par des mesures *in-situ*. L'épaisseur géométrique du nuage ou son contenu en eau liquide intégré LWP , et la concentration en gouttelettes nuageuses sont des paramètres microphysiques mesurables indépendamment de considérations radiatives (longueur d'onde utilisée, atténuation des radiances par l'atmosphère...).

Cependant, cette méthode inclut certaines approximations dans la constitution de la *LUT* qui peuvent induire des biais dans la restitution des paramètres nuageux :

Les effets 3D dus aux hétérogénéités horizontales du nuage ne sont pas pris en compte. La méthode est donc plus adaptée aux nuages relativement homogènes horizontalement.

L'hypothèse d'adiabatisme faite pour les nuages de références est rarement vérifiée à l'échelle de la résolution kilométrique des instruments embarqués sur satellite (km). Les profils mesurés sont généralement sous-adiabatiques. Pour minimiser les biais possibles, les pixels les plus brillants de la scène nuageuse observée sont considérés. Les parties les plus brillantes du nuage correspondent en effet aux coeurs des cellules convectives, où la couche nuageuse est plus épaisse et présente un profil quasi-adiabatique de contenu en eau.

Le nombre de particules dans la couche nuageuse est supposé constant. Tout comme l'hypothèse adiabatique cette propriété n'est pas toujours vérifiée, en particulier si le nuage est précipitant, même faiblement.

Les restitutions requièrent la connaissance de la valeur de la constante de condensation (C_w voir remarque précédente). Cette constante varie avec la température et la pression: entre 1.8 et $2.25 \cdot 10^{-3} \text{ g.m}^{-4}$ pour une température comprise entre 280°K et 290°K à 980 hPa . Pour minimiser ce biais, une information grossière sur la température à la base de la couche nuageuse observée est nécessaire.

La distribution des gouttelettes à la base du nuage est imposée. Dans le nuage de référence, la distribution dimensionnelle évolue avec la verticale conformément à l'hypothèse de croissance des gouttelettes par condensation de vapeur uniquement. Cette représentation permet de réduire l'erreur due aux hypothèses sur la distribution en taille des particules nuageuses (Schüller et al, 2003). La distribution reste toutefois trop étroite par rapport aux distributions observées.

1.5 Conclusion

Le but de ce travail porte sur l'impact de l'hétérogénéité du champ nuageux sur le transfert radiatif dans les nuages de couche limite. Ce premier chapitre introductif présente le cadre de l'étude.

Notons en premier lieu, que l'étude nécessite la connaissance tridimensionnelle du champ nuageux. Au vu des limitations des moyens d'observation, ceci requiert une simulation numérique de champs nuageux réalistes.

Nous avons montré dans la première section de ce chapitre que le champ nuageux est intrinsèquement hétérogène et qu'il est le produit de l'interaction de processus physiques complexes (dynamique, thermodynamique, microphysiques,...). Simuler un champ nuageux réaliste implique donc de simuler ces processus à une échelle suffisamment fine pour représenter correctement les phénomènes physiques en question.

La seconde section présente le cadre théorique du transfert radiatif atmosphérique. Il suggère l'importance de son caractère tridimensionnel dans le cas d'une atmosphère nuageuse.

Une méthode de production de champs nuageux réalistes et de leurs propriétés radiatives doit donc nécessairement inclure l'utilisation d'un modèle atmosphérique L.E.S. et d'un modèle de transfert radiatif tridimensionnel. C'est une telle méthode que nous présentons dans les chapitres 2 et 3 du présent manuscrit.

Les troisième et quatrième sections de ce chapitre présentent l'état de l'art des deux applications du transfert radiatif en milieu nuageux hétérogène: le problème direct pour la simulation du transfert radiatif dans un modèle de circulation générale, et le problème inverse, pour la restitution des propriétés macro- et micro-physiques des nuages à partir de mesures par satellite. Elles mettent en exergue les limitations des méthodes actuelles de représentation des nuages dans les modèles de grande échelle et les schémas de restitution.

Ces limitations seront étudiées respectivement dans les chapitres 5 et 6 de ce manuscrit à partir de la simulation de scènes de couche limites nuageuses réalistes.

Chapitre 2

LA BOÎTE À OUTILS

Dans le cadre de notre étude, nous nous proposons de simuler numériquement de la manière la plus réaliste possible les propriétés microphysiques, les propriétés optiques et les propriétés radiatives de scènes variées de stratocumulus. La méthode proposée de production de ces champs s'échelonne en trois étapes. Dans ce chapitre, nous présentons les outils disponibles pour la réalisation de chacune de ces étapes et leurs conditions d'utilisation.

La première étape recouvre la simulation macrophysique du nuage. C'est-à-dire la simulation du nuage lui-même en tant que champ tridimensionnel de contenu en eau liquide. L'outil de production du champ nuageux proprement dit est le modèle atmosphérique *Meso-NH*, utilisé en mode *L.E.S.* (acronyme anglais pour Large Eddy Scale) que nous présentons en première partie de chapitre.

La seconde étape consiste à décrire la microphysique du champ nuageux. C'est à dire modéliser la façon dont l'eau liquide se répartit entre les gouttelettes qui constituent le nuage. La description du champ granulométrique du nuage (distribution dimensionnelle des gouttelettes en tout point du modèle) permet le calcul des propriétés optiques du champ nuageux (coefficient d'extinction, albédo de diffusion simple, fonction de phase...) par la théorie de Mie, via l'hypothèse de gouttelettes sphériques d'eau pure. Les outils associés à cette étape sont le schéma de microphysique β^2 , valable pour les parties adiabatiques du champ nuageux, ainsi que les paramétrisations du mélange, qui étendent l'application du schéma aux parties sous-adiabatiques.

La troisième étape est la simulation du transfert radiatif, permettant l'obtention des champs de flux et de radience correspondant aux simulations de stratocumulus obtenues lors des deux étapes précédentes. L'outil choisi est le modèle de transfert radiatif tridimensionnel *SHDOM*.

2.1 Le modèle Méso-NH

La première étape de notre méthode consiste à générer le champ nuageux proprement dit. Nous voulons un champ le plus réaliste possible du point de vue physique. Or, ce champ n'est qu'une visualisation partielle et conditionnelle de mouvements de masses d'air à la portée plus profonde. Un peu à la manière d'un iceberg dont la partie visible ne représente qu'une faible part de la masse et de la complexité de sa structure, le nuage ne représente qu'une petite partie de la distribution de l'eau dans la masse d'air, rendue liquide et visible (et donc radiativement significative) par des processus thermodynamiques sensibles couplés à des écoulements complexes. Produire un champ nuageux réaliste nécessite alors une représentation réaliste de la dynamique et des processus physiques sous-jacents qui lui donnent naissance. "Nuage réaliste" rime ici avec "physique réaliste".

Cette approche ne peut-être réalisée que par l'emploi d'un modèle atmosphérique le plus complet possible, capable de simuler explicitement aux échelles impliquées, les processus physiques influant sur le développement du nuage.

Remarque : Une autre approche est possible. Il s'agit de la voie classique suivie pour l'étude de l'interaction entre la structure nuageuse et le rayonnement. Le champ nuageux est jugé réaliste si son aspect "visuel" est réaliste. La génération du champ nuageux est assurée par un générateur stochastique contraint par des lois d'échelle et une distribution déterminées empiriquement. Les nuages fractals, à transformée de Fourier ou à cascade bornée répondent à cette approche.

Comparée au coût numérique et à la complexité des modèles atmosphériques, et du fait de l'aptitude des modèles stochastiques à reproduire les structures macroscopiques sur une large gamme d'échelles spatiales, cette approche reste très séduisante. Cependant, les champs ainsi générés ne contiennent que peu ou pas de contraintes physiques ; on ne peut donc pas juger du niveau de réalisme du nuage lui-même. "Nuage réaliste" rime ici avec "aspect réaliste".

2.1.1 Présentation

Le modèle atmosphérique Méso-NH (Lafore et al., 1998), acronyme pour Méso-échelle Non Hydrostatique, est né d'un effort commun d'intégration de modèles préexistants du Centre National de Recherche Météorologique (Météo-France/CNRS) et du Laboratoire d'Aérologie (UPS/CNRS). Il s'agit d'un système de simulation atmosphérique expérimental en constante évolution servant tant pour la recherche que pour le domaine opérationnel, puisqu'il servira de base à la partie "physique" du futur modèle opérationnel de prévision météorologique français AROME.

Contrairement à ce que pourrait laisser entendre son nom, l'un de ses atouts majeurs repose sur sa faculté à simuler les écoulements depuis la micro-échelle (résolution de l'ordre du mètre) jusqu'à l'échelle synoptique (résolution de quelques dizaines de kilomètres).

Dans le cadre de cette étude, nous utiliserons Meso-NH en mode L.E.S. (Large Eddy Scale) avec une résolution de l'ordre de la dizaine de mètre.

Dans la configuration utilisée, le modèle est non-hydrostatique et anélastique, et il est basé sur le système d'équations de Lipps et Helmer (1982). Non-hydrostatique signifie que l'on autorise les fluctuations de pression sur la verticale et donc les accélérations verticales indispensables à la représentation de la convection. L'approximation anélastique signifie que l'on interdit à ces fluctuations d'atteindre le domaine acoustique. On utilise pour cela un profil de densité constant (dit de référence, ρ_{ref}) dans les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement, sauf pour les termes relatifs à la flottabilité. La résolution du système d'équation repose sur un schéma aux différences finies du second ordre pour la discrétisation spatiale, et sur un schéma de type "leap-frog" à paramètre réglable pour la discrétisation temporelle.

2.1.2 Le système d'équations

Les variables pronostiques de base du modèle sont la température absolue T , la pression P , la densité totale de l'air humide ρ et celle de l'air sec ρ_d . S'ajoutent les trois composantes de la vitesse du vent u, v, w et les rapports de mélange des différents contenus en eau r_* (total r_{tot} vapeur r_v , liquide r_c , solide, précipitant...) exprimés en kilogramme d'eau par kilogramme d'air sec. On définit la température potentielle θ (température invariante par détente adiabatique sèche) par :

$$\theta = \frac{T}{\Pi} \text{ où } \Pi \text{ est la fonction d'Exner } \Pi = \left(\frac{P}{P_{oo}} \right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}}$$

R_d et C_{pd} sont respectivement la constante des gaz de l'air sec et sa capacité calorique à pression constante.

On définit aussi la température virtuelle potentielle θ_v (température permettant le calcul direct de la poussée d'Archimède) par :

$$\theta_v = \theta \frac{1 + \frac{R_v}{R_d} r_v}{1 + r_{tot}}$$

P_{oo} est la pression de référence et R_v la constante des gaz pour la vapeur d'eau.

Equation d'état

Dans le système d'équation de Lipps-Helmer, l'équation d'état $P = \rho R_d T_v$, après avoir défini l'état de référence (hydrostatique et non saturé), est remplacée par sa forme linéarisée :

$$\rho' = \rho_{ref} \left(\frac{C_{pd} \Pi'}{R_d \Pi_{ref}} - \frac{\theta'_v}{\theta_{vref}} \right) \text{ où } ' \text{ désigne la perturbation à la référence } ref$$

Equation de continuité

Elle s'écrit sous la forme : $\vec{\nabla} \cdot (\rho_{dref} \vec{U}) = 0$

Dans l'approximation anélastique, l'équation de continuité n'assure plus la conservation de la masse d'air sec, puisqu'elle fait appel à un état de référence et non à l'état réel, fluctuant, que permet la condition non-hydrostatique. On fait alors appel à une équation supplémentaire qui est la conservation de la masse totale d'air compris dans le domaine de simulation.

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{dref} \vec{U}) = -\vec{\nabla} \cdot (\rho_{dref} \vec{U} \cdot \vec{U}) - \rho_{dref} \bar{g} \frac{\theta_v - \theta_{vref}}{\theta_{vref}} - 2 \rho_{dref} \vec{\Omega} \wedge U - \rho_{dref} \vec{\nabla} (C_{pd} \theta_{vref} \Pi') + \rho_{dref} \vec{F}$$

L'équation représente, de gauche à droite, l'évolution temporelle, le terme d'advection, la force d'Archimède, la force de Coriolis (désactivée à notre échelle), la force due au gradient de pression, et le terme de dissipation/turbulence.

Conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{dref} \theta) = -\vec{\nabla} \cdot (\rho_{dref} \theta \vec{U}) + \rho_{dref} \left[\left(1 + \frac{R_v}{R_d} r_v \right) \frac{C_{pd}}{C_{ph}} - 1 \right] \frac{\theta}{\Pi_{ref}} \omega \frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} + \frac{\rho_{dref}}{\Pi_{ref} C_{ph}} \left[-L_v \frac{Dr_v}{Dt} + H \right]$$

Où nous avons, dans l'ordre, l'évolution temporelle, le terme d'advection, la correction d'humidité en l'absence de changement de phase, les effets thermiques dus aux changements de phase (les termes liés à des transformations éventuelles liquide/solide ont été omis), et le terme dépendant des échanges de chaleur par rayonnement.

Conservation de l'humidité

Quel que soit le rapport de mélange considéré r_* l'équation suivante doit être vérifiée :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{dref} r_*) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{dref} r_* \vec{U}) = \rho_{dref} Q_*$$

où Q_* représente le terme de source/puits de la variable considérée (changements de phase, sédimentation, diffusion...).

2.1.3 Les Flux de surface

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les flux de surface sont d'une grande importance pour l'évolution et le maintien du stratocumulus. Nous distinguons les flux de chaleur latente $L_v E$, unique source d'humidité en l'absence d'advection de grande échelle, et les flux de chaleur sensible H , alimentant les mouvements convectifs. À l'interface océan/atmosphère, on a:

$$\begin{aligned} H &= \rho_a C_p C_H V_a (T_s - T_a) \\ L_v E &= L_v \rho_a C_p C_H V_a (q_{sat}(T_s) - q_a) \end{aligned}$$

où ρ_a , T_a , q_a et V_a représentent respectivement la densité de l'air, sa température, son humidité spécifique et la vitesse du vent. T_s désigne la température de surface (constante dans notre cas) et $q_{sat}(T_s)$ est l'humidité spécifique de saturation. L_v est la chaleur latente d'évaporation et C_p la capacité calorique de l'air à pression constante. C_H est le coefficient de traînée à la surface. Ce coefficient tient compte de la stabilité thermique (F_H) près de la

surface :

$$C_H = F_H C_D = F_H \left(\frac{k_0}{\ln(z/z_0)} \right)^2$$

où $k_0 = 0.41$ est la constante de Von Karman et z_0 est la longueur de rugosité, fonction de la vitesse de frottement u^* et donnée par la relation de Charnock (1955) pour les étendues d'eau

$$z_0 = 0,015 \frac{u^{*2}}{g}$$

2.1.4 Le schéma microphysique

Meso-NH comprend de nombreuses paramétrisations des processus microphysiques. Les différents schémas permettent la représentation de l'activation des CCN, de la croissance des gouttelettes, des processus de coalescence, auto-conversion et accrétion, de sédimentation/précipitation pour de nombreux types d'hydrométéores (gouttelettes nuageuses, bruine, gouttes de pluie, glace nuageuse, neige, neige roulée et grêle).

Cependant, notre étude se limite aux stratocumulus chauds non précipitants. Les schémas de gestion de la phase solide et des précipitations sont donc désactivés. De plus, afin d'autoriser le contrôle de l'impact des processus de mélange (entraînement et détraînement) sur la granulométrie des gouttelettes à travers un schéma simple, nous désaktivons aussi les schémas explicites de gestion des gouttelettes.

Le schéma microphysique adopté est donc réduit à sa plus simple expression, dans laquelle l'eau nuageuse est produite par simple ajustement à la saturation (Langlois, 1973).

$$r_c = r_{tot} - r_{vsat}$$

où r_{tot} est le rapport de mélange en eau total et r_{vsat} est le rapport de mélange saturant qui ne dépend que de la température T et de la pression P :

$$r_{vsat} = \frac{R_v}{R_d} \frac{e_s(T)}{P - e_s(T)}$$

où e_s est la pression de vapeur saturante.

2.1.5 La turbulence dans Meso-NH

La turbulence constitue la limite d'application pratique des équations décrivant l'évolution du modèle atmosphérique en mécanique des fluides. Elle procède de la non-linéarité de ces équations. Le système d'équations utilisé est un système non fermé, en ce sens qu'il y a davantage d'inconnues que d'équations. Dans notre cas, résoudre la turbulence consiste à décrire et prédire le comportement de l'air à une échelle non-résolue par le modèle (on dit *en sous-maille*) sachant que ce comportement à une importance cruciale dans l'apparition et l'évolution des tourbillons de plus grande échelle.

Pour les modèles atmosphériques, l'approche suivie pour la prise en compte de la turbulence est celle de Reynolds; approche statistique qui consiste à décomposer les variables à calculer entre un terme moyen plus une fluctuation par rapport à celle ci (exemple pour la température potentielle : $\theta = \bar{\theta} + \theta'$). Les équations non-linéaires sont alors séparées en une partie isotrope et une partie anisotrope.

Dans Meso-NH, où le schéma de fermeture de la turbulence est dit d'ordre un et demi, la partie isotrope conduit à une équation pronostique d'une grandeur caractéristique de la turbulence : l'énergie cinétique turbulente (e).

$$e = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)$$

De son côté, la partie anisotrope du système d'équations est linéarisée et conduit à une expression diagnostique des flux turbulents. Par analogie aux problèmes de diffusion moléculaire (*flux = diffusivité × gradient*), ces flux sont fonction du gradient de la quantité dont on désire estimer le flux et d'un coefficient d'échange turbulent. À titre d'exemple, le flux turbulent vertical de chaleur peut s'exprimer comme suit :

$$\overline{w'\theta'} = -K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

Ces coefficients d'échange turbulent sont eux-même fonction de l'énergie cinétique turbulente e et d'une grandeur L appelée longueur de mélange. Ainsi :

$$\overline{w'\theta'} = -C_{K_h} L e^{\gamma_2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \Phi_z$$

où C_{Kh} est une constante et Φ_z une fonction de stabilité qui tient compte des effets de la flottabilité sur les transferts turbulents verticaux (Redelsperger et Sommeria, 1981).

La longueur de mélange L représente la taille caractéristique des tourbillons turbulents. En mode L.E.S., on cherche à représenter la turbulence sous maille puisqu'à une échelle supérieure, la turbulence est résolue. La longueur de mélange sera donc de l'ordre de la taille de la maille : $L = \sqrt[3]{(\Delta_x \cdot \Delta_y \cdot \Delta_z)}$ où $\Delta_{x,y,z}$ désigne la taille de la maille dans les trois directions de l'espace.

Dans la paramétrisation choisie, cette longueur de mélange est limitée par la distance au sol et par la longueur de mélange de Deardorff (1980), qui tient compte de la stabilité thermique.

Les coefficients d'échange turbulent sont donnés par Redelsberger et Sommeria (1981) et une présentation complète du schéma de turbulence utilisé dans Meso-NH, ainsi qu'une discussion sur ses limitations, sont données par Cuxart (1995).

2.1.6 Schéma de condensation sous-maille

Un schéma de condensation sous-maille est un moyen d'autoriser une maille d'un modèle atmosphérique à être partiellement nuageuse. Autrement dit, c'est prévoir la possibilité d'avoir de l'eau liquide dans une maille dont l'humidité relative *moyenne* est inférieure à 100%.

Dans les modèles de prévision météorologique ou de circulation générale, dont la résolution est de l'ordre de quelques centaines de kilomètres, un tel schéma est indispensable. L'exemple type est celui des orages, où la taille des systèmes convectifs (cumulo-nimbus) est inférieure à la maille, mais dont la représentation est cruciale pour les échanges verticaux entre la couche limite atmosphérique, la troposphère libre et la stratosphère. De la même façon, la représentation de la condensation sous-maille est nécessaire pour la prise en compte des nuages de type stratus, dont la présence, même dans une petite partie de la maille, change radicalement l'albédo moyen du pixel, et donc le bilan énergétique de la colonne. Pour ce faire, de nombreux schémas, ou paramétrisations, ont été développés. Ces schémas autorisent le pixel à être partiellement nuageux, non seulement dans sa dimension horizontale (fraction nuageuse) (e.g. Larson et al., 2001), mais aussi verticale (position sur la verticale et type de nuage).

Dans les modèles explicites de nuage (modèles LES et CRM), la prise en compte de la condensation sous-maille est aussi importante mais pour des raisons différentes. Sommeria et Deardorff (1977) ont été les premiers à souligner son rôle dans la représentation de la turbulence. La présence d'eau liquide modifie, par son impact sur la flottabilité de la particule d'air et l'énergie latente qu'elle représente, les flux turbulents calculés en air sec par le

schéma de turbulence. Un modèle de condensation sous-maille améliore la cohérence physique de la paramétrisation de la turbulence, tout en limitant les chocs numériques possibles à l'interface nuage/ciel clair.

Avec le schéma de condensation sous-maille, la représentation des flux de chaleur et d'humidité dans le schéma de turbulence doit faire appel à des variables conservées au cours des processus de condensation/évaporation. Ces variables sont le rapport de mélange en eau total non précipitant ($r_{np} = r_v + r_c$) et la température potentielle de l'eau liquide θ_L :

$$\theta_L = \theta - \frac{L_v}{C_{ph} \Pi_{ref}} r_c$$

où C_{ph} désigne la capacité calorique à pression constante de l'air humide.

L'approche utilisée est statistique. Les fluctuations turbulentes de θ_L et r_{np} conduisent à une perturbation s' de la saturation $s = \bar{s} + s'$ via le rapport de mélange saturant $r_{vsat}(\theta_L)$:

$$s' = r_{np}' - r_{vsat}(\theta_L')$$

On obtient alors l'expression de la valeur moyenne du contenu en eau liquide \bar{r}_c :

$$\bar{r}_c = \int_{-\bar{s}}^{+\infty} s G(s') ds' \quad \text{où} \quad \bar{s} = \bar{r}_{np} - r_{vsat}(\bar{\theta}_L)$$

G est la fonction de distribution associée. En mode LES, on considère que la perturbation appliquée au rapport de mélange saturant est une distribution gaussienne.

De même, on peut définir la fraction nuageuse de la maille :

$$C = \int_{-\bar{s}}^{+\infty} G(s') ds'$$

Les flux turbulents de contenu en eau liquide et de flux de flottabilité sont ensuite exprimés en fonction des flux turbulents des variables conservatives et de paramètres qui dépendent du moment d'ordre deux de la distribution.

2.1.7 Schéma de transfert radiatif

Meso-NH bénéficie du même code radiatif que les modèles du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEP ou ECMWF en anglais). L'objet du schéma n'est pas de calculer les radiances mais les flux radiatifs. Il s'agit d'un code 1D utilisant une méthode à deux flux. C'est à dire que le transfert radiatif est calculé dans chaque colonne indépendamment des autres (les flux horizontaux sont négligés), et que les flux sont séparés en une partie montante F^\uparrow et une partie descendante F^\downarrow résolues séparément. Les propriétés optiques de chaque colonne sont complétées au sommet du modèle par des

données climatologiques tenant compte de l'absorption des principaux gaz atmosphériques et des aérosols.

Le seul but de ce code de transfert radiatif est de fournir au modèle atmosphérique: a) la valeur des flux radiatifs à la surface et b) la divergence des flux radiatifs en tout point du modèle, de manière à pouvoir calculer en tout point du modèle le terme source/puits de chaleur spécifiquement dû au rayonnement :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{C_{ph}} \frac{\partial F}{\partial p}$$

où $F = F^{\uparrow} + F^{\downarrow}$ est le flux radiatif net et p la pression.

Dans la mesure où les fonctions de Planck associées au rayonnement solaire et au système surface/atmosphère ne se recouvrent pratiquement pas, les flux sont répartis en une partie "solaire", dite de courte longueur d'onde (SW, acronyme pour *Short Wave*) ou rayonnement visible, et une partie "terrestre", dite de grande longueur d'onde (LW, acronyme pour *Long Wave*) ou rayonnement infrarouge thermique :

$$F^{\uparrow\downarrow} = F_{SW}^{\uparrow\downarrow} + F_{LW}^{\uparrow\downarrow}$$

Les deux types de flux font l'objet d'un traitement particulier pour la résolution de l'équation du transfert radiatif.

Flux solaire

Le rayonnement solaire est divisé en six bandes spectrales. Trois dans le domaine visible (entre 0.2 μm et 0.68 μm) et trois dans le proche infra-rouge (entre 0.68 μm et 4 μm), qui recouvrent l'essentiel de l'extinction due à la vapeur d'eau et aux autres gaz principaux dans la partie solaire du spectre. La position du soleil est déterminée en fonction de la position géographique et de l'heure de la simulation.

Le code de transfert radiatif dans sa partie onde courte a été initialement développé par Fouquart et Bonnet (1980) pour la résolution de l'équation du transfert radiatif dans l'atmosphère. Elle est basée sur une méthode statistique de séparation des événements de diffusion et d'absorption (*photon path distribution method*) et sur une approximation de type Delta-Eddington (Joseph et al., 1976) pour la paramétrisation du rayonnement diffus et direct.

Les propriétés optiques (épaisseur optique τ , albédo de diffusion simple ω_o , facteur d'asymétrie g) des nuages d'eau liquide (Fouquart, 1987) sont paramétrées en fonction du contenu en eau liquide intégré sur la hauteur de la maille LWP_c et d'une description empirique du rayon effectif r_{eff} basée sur des mesures in-situ de stratocumulus (Bonnel et al., 1983) :

$$\tau = \frac{3}{2} \frac{LWP_c}{\rho_e r_{eff}}$$

$$r_{eff} = 4 + 11 \times (\rho_a r_c) \times 10^3$$

avec r_{eff} en μm et $LWP_c = \int \rho_a r_c dz$

$$g = 0.85$$

$$\omega_o = 0.9999 - 5.10^{-4} \exp\left(-\frac{1}{2}\tau\right)$$

Remarque : Cette paramétrisation simple de l'albédo de diffusion simple a malheureusement tendance à surestimer l'absorption du rayonnement solaire dans les simulations L.E.S. de stratocumulus marins. En effet, cette paramétrisation a été développée pour les modèles climatiques de grande échelle, et l'absorption qu'elle décrit est une sorte de moyenne globale incluant les parties les plus polluées de la planète. Par conséquent, nos simulations diurnes de stratocumulus marins ont tendance à se dissiper plus rapidement qu'elles ne le feraient avec une paramétrisation plus conforme à ces masses d'air pauvres en carbone suie.

Flux infra rouge

Le rayonnement longues ondes est divisé en 6 bandes couvrant tout le spectre au-delà de 3.8 μm . Les intervalles spectraux sont choisis pour représenter les effets des principaux gaz à effet de serre (H_2O , CO_2 , O_3 , CH_4 ,...) et des aérosols dont les concentrations sont issues de données climatologiques. La méthode employée de résolution de l'équation du transfert radiatif est basée sur une représentation des flux radiatifs émis sur de larges bandes du spectre, en fonction de la température et de la pression (Morcrette et al., 1986; Morcrette, 1990, 1991, 1993).

Les flux infra-rouges en présence de nuages d'eau liquide sont calculés itérativement en modélisant la couche nuageuse par un corps gris plan parallèle d'émissivité ε fonction du contenu en eau liquide intégré sur la verticale :

$$\varepsilon = 1 - \exp(-k_{abs} LWP_c) \quad k_{abs} = 158 \text{ } m^2 \text{ } kg^{-1}$$

2.1.8 Conditions de simulation

Nous présentons dans cette section les principaux réglages et options du modèle Meso-NH choisis pour la production des champs nuageux.

Nous simulerons des cas de stratocumulus diurnes. Les simulations commencent à 12h TU. Le pas de temps du modèle est de 0.5 seconde. Afin d'éviter l'établissement éventuel d'ondes numériques artificielles, nous appliquons à la résolution des champs une diffusion numérique au quatrième ordre avec un pas de temps de 50 secondes.

Les schémas microphysiques concernant la pluie ou la phase solide sont désactivés. La température de la mer est constante et aucun forçage de grande échelle, advection ou

subsidence, n'est simulé. Le mouvement est initialisé par un bruit blanc de faible amplitude (0.1°K) appliqué sur la température initiale à la surface et dans le nuage.

Domaine de simulation

Le but de notre étude est d'évaluer l'importance de la prise en compte de l'hétérogénéité du système nuageux sur la modélisation du transfert radiatif. Cette hétérogénéité a deux composantes : d'une part, l'hétérogénéité que nous appellerons de grande échelle, liée à la l'organisation du champ nuageux lui-même ; et d'autre part, l'hétérogénéité de petite échelle, liée à la structure fine des nuages.

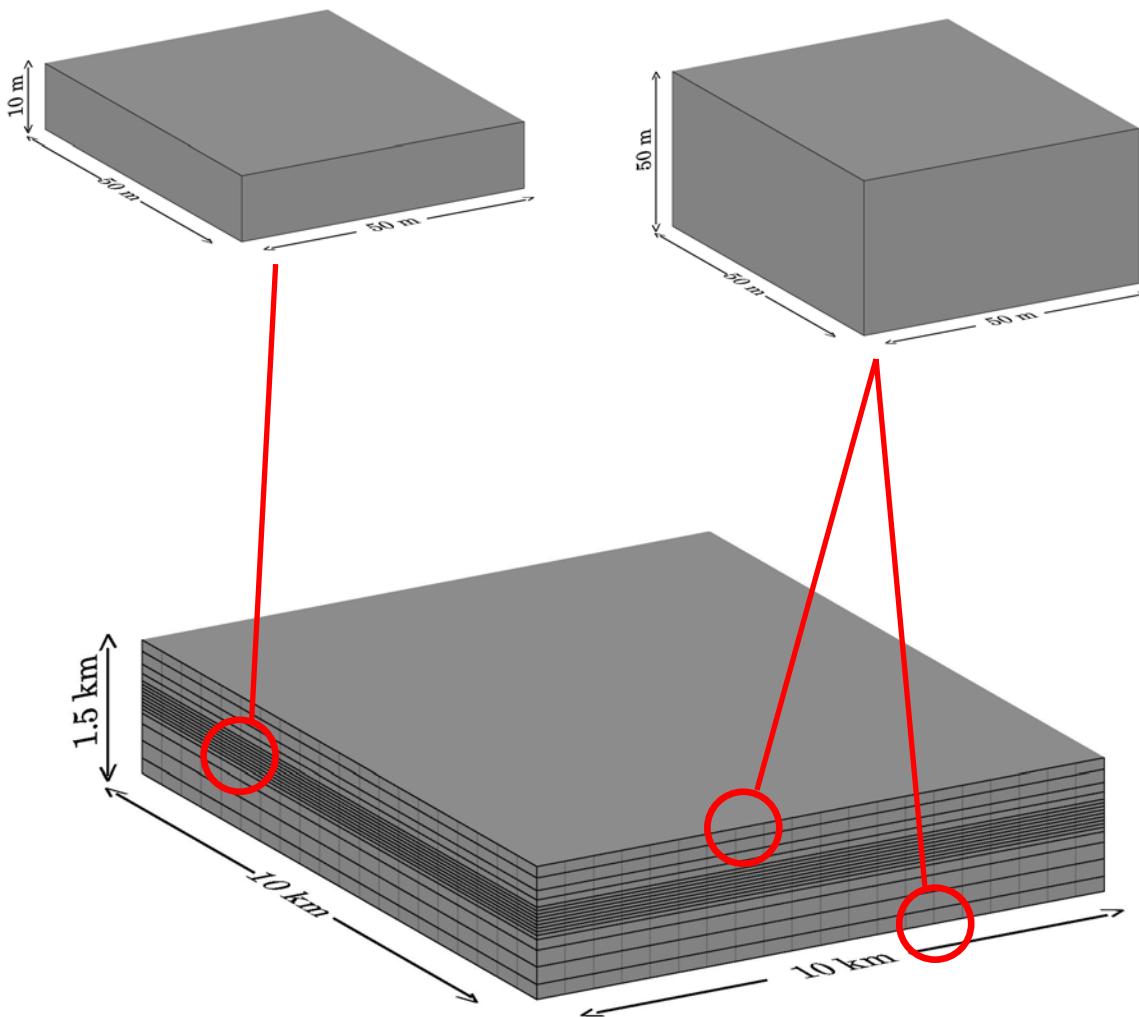


Figure 2.1.1 Domaine de simulation Meso-NH. La résolution verticale est de 50 m à la surface et au sommet du domaine, avec un zoom progressif jusqu'à 10 m de résolution verticale au niveau de la couche nuageuse et de l'inversion.

Si nous voulons représenter au mieux l'impact radiatif tridimensionnel de l'hétérogénéité de petite échelle, la résolution du modèle de nuage doit être inférieure au libre parcours moyen d'un photon dans le nuage (de l'ordre de la centaine de mètre). De plus, la taille de la maille doit permettre à Meso-NH de représenter correctement les effets d'entraînement et la turbulence dans la région de forts gradients qu'est l'inversion. Pour ces raisons, la taille du pixel élémentaire de nos simulations est fixée à 50 m sur l'horizontale et à 10 m sur la verticale dans la couche nuageuse et à l'inversion. Afin d'économiser du temps de calcul, la résolution verticale est progressivement portée à 50 m, sous la base de la couche nuageuse, et au-dessus de l'inversion.

Les nuages de couche limite atmosphérique (cumulus et stratocumulus) sont de nature convective. En l'absence de forçage extérieur particulier (advection de grande échelle, orographie), le champ nuageux s'organise en une structure de type cellulaire. La taille horizontale des cellules dépend entre autres de la profondeur de la convection. Si la couche limite est bien mélangée, la taille des cellules nuageuses est de l'ordre de quelques fois la hauteur de cette couche. Dans nos simulations, l'épaisseur de la couche limite est typiquement d'un kilomètre. Afin de modéliser plusieurs cellules nuageuses, la dimension horizontale du domaine de simulation est portée à 10 km. Par définition, au-dessus de l'inversion, il n'y a pas d'échange possible avec la couche limite. L'épaisseur du domaine de simulation a ainsi été limitée à 1.5 km.

En résumé, le domaine de simulation est un cube de $200 \times 200 \times 68$ points représentant un volume de $10 \times 10 \times 1.5$ km³. La figure 2.1.1 présente schématiquement ses dimensions.

Remarque : La taille du domaine est un choix important pour la simulation de systèmes nuageux même faiblement convectifs comme les stratocumulus. Le développement des mouvements de convection dépasse le cadre du nuage proprement dit. L'évolution d'une cellule est ainsi contrainte par les cellules avoisinantes. Si le domaine de simulation n'est pas suffisamment grand, l'organisation cellulaire s'en trouve perturbée. La taille du domaine peut donc contraindre la taille des cellules simulées, et modifier l'aspect et les caractéristiques du champ nuageux produit. Les tests de sensibilité effectués ont montré que le choix d'un domaine de 2,5 km de côté au lieu de 10 km diminue faiblement l'épaisseur moyenne du nuage simulé d'une vingtaine de mètres et décroît la production d'eau nuageuse moyenne de 30% à 40%. De plus, l'échelle des mouvements convectifs se trouvant réduite, l'évacuation du surplus d'humidité et de chaleur dû aux flux de surface se traduit par l'apparition de cumulus sous-jacents.

Conditions aux limites

Le sommet du modèle est constitué d'un toit rigide. Afin d'éviter la réflexion d'onde sur la paroi, un schéma d'amortissement de type Rayleigh est appliqué dans une zone tampon de 100 m d'épaisseur au sommet du modèle.

Les parois horizontales du modèle sont cycliques. En d'autres termes, toutes les variables du modèle ont une périodicité horizontale égale à la largeur (ou la longueur) du domaine. Cela revient à considérer que l'espace est pavé de domaines identiques dans toutes les directions. Cette option très utilisée en modélisation atténue les contraintes sur le développement de la convection (voir remarque ci-dessus).

2.2 La microphysique du modèle

Les champs LES de contenu en eau liquide (*LWC*) simulés par Meso-NH sont calculés, avec les options choisies, sans schéma microphysique explicite.

Or, la modélisation du transfert radiatif nécessite une information sur la granulométrie des gouttelettes. Pour ce faire, de nombreuses options existent dans la littérature, concernant les nuages convectifs chauds.

Le choix dépend du compromis voulu entre temps de calcul et niveau de réalisme. En première approximation, le rayon effectif des gouttelettes peut être choisi constant dans tout le champ d'eau condensée, et égal à une valeur proche de celle rencontrée vers le sommet du nuage.

Une autre approche, plus réaliste, consiste à appliquer le profil vertical du rayon effectif des gouttelettes prévu par l'adiabatisme. À concentration en gouttelettes constante, r_{eff} est fonction croissante de l'altitude au-dessus de la base du nuage.

Se pose ensuite la question de la distribution en rayon des gouttelettes pour une valeur de r_{eff} donnée. Outre la représentation simplifiée qui consiste à donner à toutes les gouttelettes le même rayon r_{eff} , la description principalement choisie de la granulométrie est une fonction analytique de type Log-normale ou Gamma ajustée de manière à respecter la valeur de r_{eff} et de *LWC* au niveau considéré.

Ces approches sont pratiques mathématiquement pour le calcul des moments de la distribution, mais présentent un étalement irréaliste du spectre de gouttelettes avec l'altitude; cet étalement peut induire un biais important sur les propriétés radiatives de la colonne nuageuse.

La présente étude tente de figurer les caractéristiques microphysiques du champ nuageux de la manière la plus réaliste possible tout en restant dans le cadre théorique de

l'adiabatisme. Dans un premier temps nous présenterons le schéma microphysique exposé par Schüller, Brenguier et Pawlowska, appelé par la suite schéma Beta² (β^2).

Ce schéma décrit la distribution en rayon des gouttelettes dans les nuages convectifs chauds et a été préféré aux représentations Gamma ou Log-normale pour son plus grand niveau de réalisme.

Nous traiterons ensuite de la prise en compte des régions sous-adiabatiques du modèle de nuage, et proposerons et comparerons deux paramétrisations différentes de la granulométrie de ces zones

2.2.1 Le schéma microphysique β^2

Le schéma microphysique β^2 repose sur trois hypothèses :

Hypothèse 1 :

L'activation des CCN se produit à la base du nuage. L'activation étant un phénomène rapide, cette hypothèse est effectivement vérifiée, dans les nuages convectifs, quelques dizaines de mètres au-dessus du niveau de condensation. Nous choisissons alors une description analytique de la distribution des rayons de gouttelettes à la base du nuage. Cette distribution initiale $n(r, 0, N)$ dépend de la concentration totale N de gouttelettes. De plus, cette distribution doit vérifier deux conditions :

1/ Guibert et al. (2003) ont montré à partir des mesures des spectres d'aérosols activés que la concentration absolue des plus grosses particules dépend peu de l'état de pollution de la masse d'air. Donc, quelle que soit la concentration totale N , la distribution initiale en rayon doit converger vers les mêmes valeurs pour les plus grandes gouttelettes.

2/ La modélisation des processus d'activation (Snider et al. 2003) indique que l'altitude du maximum de sursaturation, donc de la complétion de l'activation des CCN, varie peu avec N . Ainsi, la quantité d'eau liquide condensée sur les CCN à ce niveau doit être équivalente quel que soit N . Il s'ensuit que le contenu en eau liquide correspondant à la distribution initiale doit être du même ordre de grandeur (ici, environ 10^{-3} g/m^3).

La figure 2.2.1 présente des exemples de ces distributions dimensionnelles de gouttelettes à la base du nuage pour différentes valeurs de N .

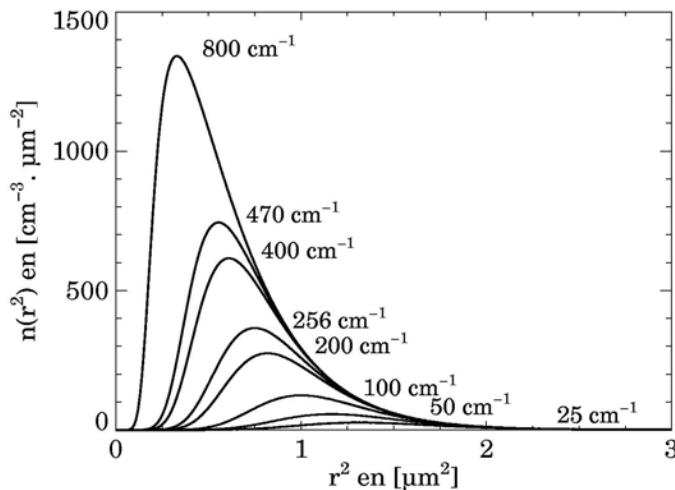


Fig. 2.2.1 Distribution en surface (r^2) des gouttelettes à la base du nuage pour différentes concentrations N .

Hypothèse 2 :

Le grossissement des gouttelettes est uniquement dû à la diffusion de vapeur d'eau. Si on néglige les termes autres que la diffusion de vapeur d'eau, l'équation de grossissement des gouttelettes peut se réduire à (Brenguier, 1991) :

$$(2.2.1) \quad \frac{dr}{dt} = \frac{BS}{r}$$

où r est le rayon de la gouttelette, B fonction de la température et S est la sur-saturation au niveau considéré.

$$\text{soit} \quad (2.2.2) \quad \frac{dr^2}{dt} = 2BS$$

L'équation (2.2.2) montre que la forme de la distribution en surface reste inchangée et est simplement *décalée* vers les plus grandes valeurs lorsque h augmente (Fig.2.2.2) :

$$n(r^2, h, N) = n(r^2 - \beta^2, 0, N)$$

où $n(r^2, h, N)$ est la densité en nombre de gouttelettes de surface r^2 , à une altitude h au-dessus de la base du nuage et pour une concentration totale N donnée.

Ce décalage, nommé β^2 , est fonction de h et de la concentration N en gouttelettes.

L'équation (2.2.1) indique que l'écart type de la distribution en rayon tend à se réduire avec h , altitude au-dessus de la base du nuage (Figure 2.2.3). Cette évolution conduit rapidement à une distribution quasi-monodispersée au sommet d'un nuage relativement épais. Liu et al. (2002) ont montré par une intéressante approche de physique statistique comment la forme de la distribution dimensionnelle des gouttelettes nuageuses dépend de la résolution du modèle ou de la taille de l'échantillon mesuré. Ainsi, pour la résolution de notre modèle ($50 \times 50 \times 10 \text{ m}^{-3}$), la faible dispersion de nos distributions en rayon n'est pas réaliste.

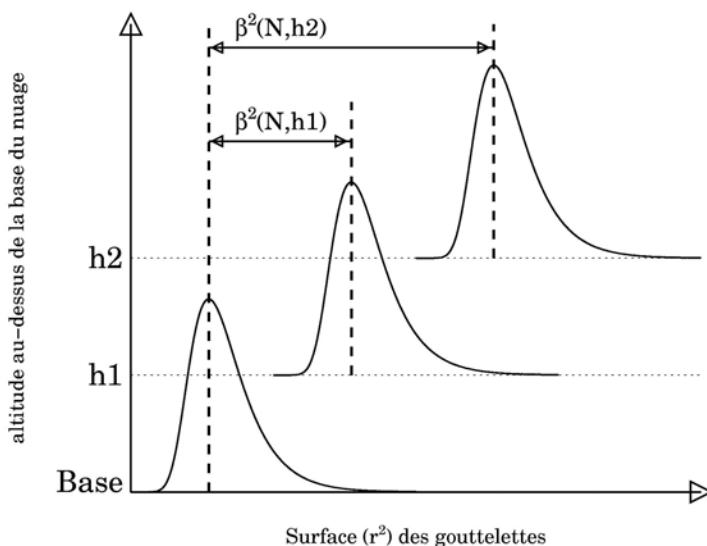


Fig. 2.2.2 Illustration schématique de l'évolution du facteur de condensation β^2 avec l'altitude au-dessus de la base du nuage h pour une concentration N donnée.

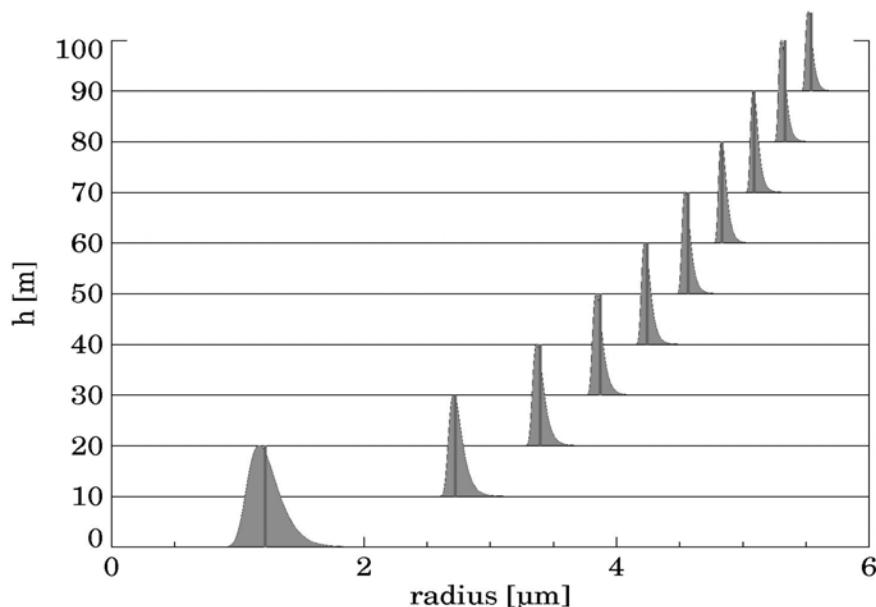


Fig.2.2.3 Évolution du spectre des gouttelettes avec h pour $N = 256 \text{ cm}^{-3}$.
Les barres verticales indiquent le rayon effectif pour le niveau considéré.

Les distributions mesurées à l'échelle de nos simulations dans les parties les plus adiabatiques du nuage montrent une dispersion plus importante, même corrigée des fluctuations instrumentales (Brenguier et Chaumat, 2001). Notre approche reste cependant plus réaliste que la description de la distribution dimensionnelle des gouttelettes par une loi Gamma ou Log-normale, qui a tendance à sur-estimer la concentration en gouttelettes de faible rayon (figure 2.2.4).

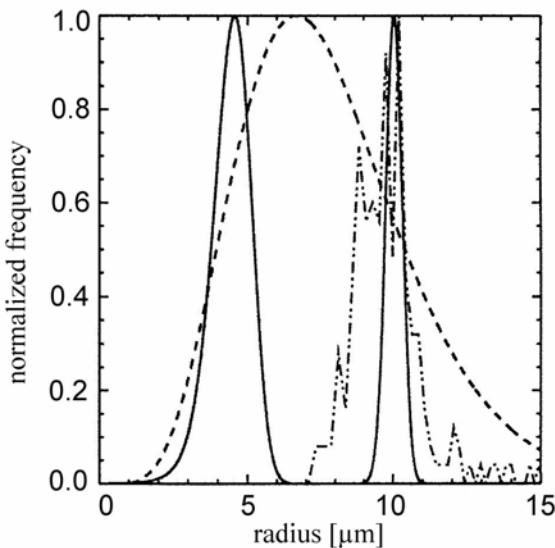


Fig.2.2.4 Exemples comparés de distributions en rayon de gouttelettes nuageuses. La courbe pleine de gauche représente la distribution à la base du nuage, juste après activation des CCN. Celle de droite représente la même distribution après grossissement adiabatique des gouttelettes selon le schéma β^2 . La courbe en tirets est une distribution de type gamma présentant le même rayon effectif. La courbe en pointillés est un exemple de distribution mesurée au cœur d'une cellule convective durant la campagne ACE-2.

Hypothèse 3 :

Adiabatisme. La sursaturation et l'évolution du contenu en eau liquide avec la hauteur h au dessus de la base du nuage suivent la théorie de l'adiabatisme ($LWC(h) = C_w h$). En l'absence de solution analytique, on utilise la relation suivante pour le calcul de β^2 , N étant considéré constant (Fig.2.2.5) :

$$LWC(h) = C_w h = \frac{4}{3} \pi \rho_w \int r^3 n(r^2 - \beta^2) dr^2$$

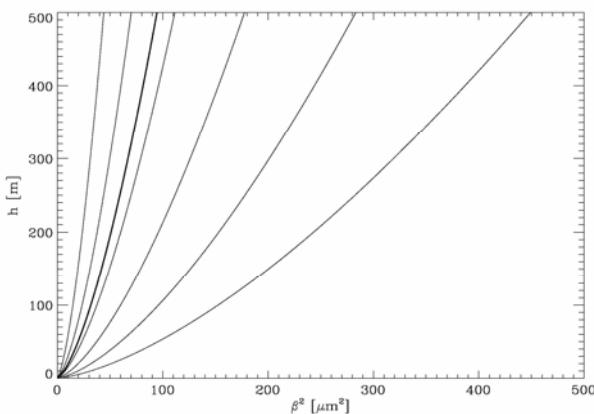


Fig.2.2.5 Évolution de β^2 avec h pour différentes valeurs de N .

De droite à gauche: [25, 50, 100, 200, 256, 400, 800] cm^{-3} .

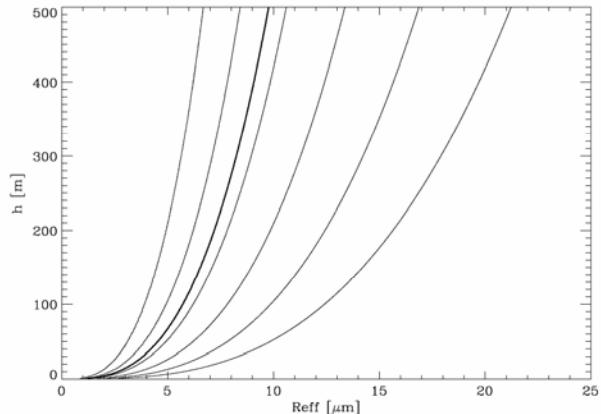


Fig.2.2.6 Évolution du rayon effectif avec h pour différentes valeurs de N .

Le rayon effectif devient par suite fonction de β^2 , de N et du rayon surfacique moyen à la base du nuage r_{base}^2 (Figure 2.2.6) :

$$r_{eff} = \frac{C_w h}{\frac{4}{3} \pi \rho_w N (r_{base}^2 + \beta^2)}$$

2.2.2 Paramétrisation du mélange

L'adiabatisme est une approximation. Même au cœur du nuage, le contenu en eau liquide mesuré est presque toujours sous-adiabatique (Pawlowska et Brenguier, 2000). Ce caractère est d'autant plus marqué que l'on s'éloigne du noyau convectif, c'est à dire dans les zones d'entraînement de l'air environnant, plus sec, dans la masse d'air nuageux. Le sous-adiabatisme est donc fortement lié au mélange. Nous faisons alors l'hypothèse que l'écart à la valeur adiabatique du contenu en eau liquide est *uniquement* dû au mélange. L'impact du mélange sur la granulométrie des gouttelettes, et donc sur les propriétés optiques du nuage, dépend cependant de son mode d'action. Nous distinguerons deux types de mélange, le mélange homogène et le mélange hétérogène (Baker et al., 1980).

2.2.2.1 Mélange Homogène

Considérons un volume d'air nuageux dans lequel est ajoutée une certaine quantité d'air chaud et sec de manière à ce que le mélange résultant soit toujours saturé.

$$LWC_{initial} > LWC_{mélange} > 0$$

Si le mélange est homogène, l'air entraîné est uniformément réparti dans le volume. La concentration initiale est réduite par dilution de l'air entraîné dans l'air nuageux. Cependant, si l'air entraîné est très sec, il suffit d'une fraction très faible d'air entraîné pour évaporer totalement les gouttelettes. Dans le cas extrême d'air entraîné avec une humidité relative de 0 %, on peut donc supposer que la concentration reste constante pendant le mélange. Ainsi, toutes les gouttelettes sont concernées par le mélange et sont toutes partiellement évaporées. Leur rayon va diminuer d'une quantité dépendant de leur surface. Pour les raisons citées à la section précédente, le spectre en surface des gouttelettes va donc se retrouver décalé vers les petites valeurs (Figure 2.2.7).

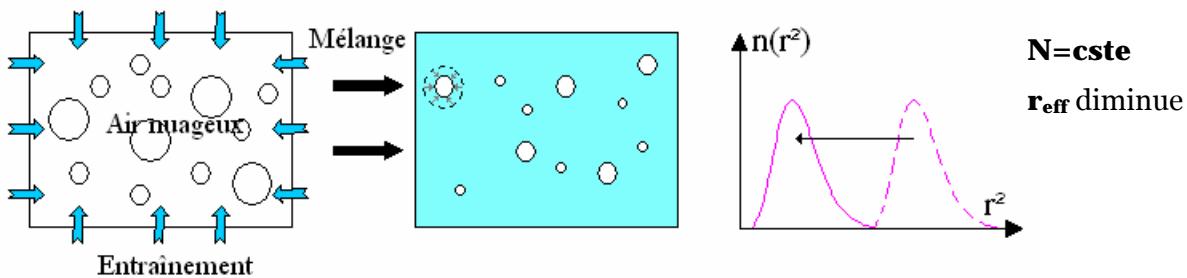


Fig.2.2.7 Représentation schématique du mélange homogène et sa conséquence sur la granulométrie des gouttelettes.

Cette paramétrisation correspond à la ligne verticale rouge de la figure 1.1.4 du diagramme de mélange (chapitre 1). Physiquement, elle représente une bonne approximation de la représentation du mélange homogène d'une masse d'air à 0% d'humidité avec la masse d'air nuageuse adiabatique dans un volume donné. À la différence des courbes de mélange

homogènes du diagramme de mélange, cette paramétrisation ne présente pas de dilution de la concentration en gouttelettes nuageuses suite à l'entraînement.

2.2.2.2 Mélange Hétérogène

Considérons maintenant que le mélange soit progressif. À la manière d'un filament épais ou d'une bulle, l'air entraîné avance dans l'air nuageux, évaporant toutes les gouttelettes rencontrées jusqu'à saturation de la zone de mélange. Le nombre de gouttelettes, petites ou grosses, diminue dans la même proportion. Le rayon des gouttelettes reste ainsi constant alors que la concentration décroît. Le mélange hétérogène correspond à une dilution des gouttelettes nuageuses (Figure 2.2.8) et est représenté par la ligne horizontale du diagramme de mélange (figure 1.1.4, chapitre 1).

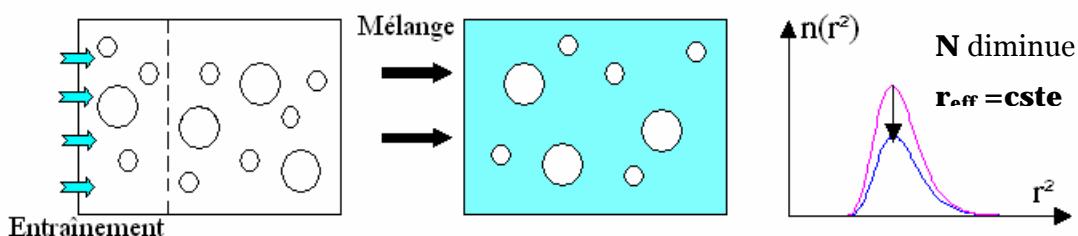


Fig.2.2.8 Représentation schématique du mélange hétérogène et sa conséquence sur la granulométrie des gouttelettes.

Cette représentation du mélange hétérogène dans une maille dont la dimension (10m à 50m) est grande devant l'échelle caractéristique des processus d'entraînement/mélange (de l'ordre du cm) pose un problème de représentation sous-maille de ce processus. On peut s'interroger sur la pertinence d'appliquer uniformément une distribution moyenne de gouttelettes dans le volume de la maille qui peut contenir une certaine proportion de ciel clair et d'air nuageux non mélangés.

Cependant, il est certain qu'une représentation très réaliste de la granulométrie des gouttelettes nuageuses dans une zone de mélange est nécessairement comprise entre nos deux schémas de mélanges (homogène et hétérogène). Ces deux scénarios limitent donc notre méconnaissance de l'impact des processus d'entraînement/mélange sur les propriétés microphysiques des zones sous-adiabatiques du nuage.

2.3 Le modèle SHDOM

Nous désirons estimer le biais issu de la représentation plan parallèle des nuages sur la simulation du transfert radiatif. Ce biais résulte de la non prise en compte de

l'hétérogénéité tridimensionnelle des champs nuageux "réalistes" et apparaît dans les problèmes directs et indirects. Il nous faut donc utiliser un code de transfert radiatif capable de simuler les flux et les radiances dans les trois dimensions de l'espace.

La plupart des codes 3D de transfert radiatif sont de type Monte-Carlo ou à harmoniques sphériques. L'approche dite Monte-Carlo (i.e. Marshuk et al., 1980) est de type stochastique. Le code modélise explicitement et individuellement le chemin de chaque photon à travers le milieu. La probabilité d'occurrence d'un événement de diffusion ou d'absorption est connue dans chaque maille du modèle atmosphérique. L'histoire du photon pénétrant le milieu (absorption ou diffusion dans telle ou telle direction) est alors déterminée de façon aléatoire (d'où le nom de la méthode). Un avantage de cette approche est que la conservation de l'énergie est garantie : le nombre total de photons entrant est égal au nombre de photons sortant plus le nombre de photons absorbés. Un deuxième avantage est la possibilité de quantifier la précision du modèle de transfert radiatif. En augmentant le nombre de photons entrant, le système converge vers une solution unique. Il est ainsi possible d'estimer l'écart à cette solution sans devoir faire tendre le nombre de photon vers l'infini. Le problème est que le code nécessite cependant un grand nombre de photons pour atteindre une précision acceptable et une estimation correcte de statistiques complexes comme la détermination de radiances et de flux 3D dans plusieurs directions. Cette approche est donc coûteuse en temps de calcul.

À l'inverse, l'approche à harmoniques sphériques qui résout explicitement l'équation du transfert radiatif, permet le diagnostic de ces quantités de manière directe et rapide. Cependant, la précision du calcul est moins bonne et ce type de code a tendance à créer artificiellement de l'énergie. C'est néanmoins ce type d'approche qui a été préféré pour la présente étude pour sa capacité à résoudre rapidement à la fois les champs de radiances et les champs de flux radiatifs pour des domaines de simulation de grande dimension.

2.3.1 Présentation du code de transfert radiatif

Le code de transfert radiatif SHDOM, (Spherical Harmonic Discrete Ordinates Method, Evans, 1998) a été initialement développé pour l'étude des problèmes de transfert radiatif en milieu nuageux. Il est actuellement très répandu dans la communauté scientifique dans des domaines d'application plus larges et fait l'objet de constants développements.

SHDOM est une méthode de résolution itérative de l'équation du transfert radiatif qui cumule la rapidité de l'évaluation de l'intégrale de diffusion sur une base d'harmoniques sphériques, avec l'efficacité du calcul de la propagation du rayonnement le long d'ordonnées discrètes dans les trois dimensions de l'espace.

La méthode utilise la forme intégrale de l'équation du transfert radiatif le long de la distance s . Pour tenir compte des variations des propriétés optiques du milieu, les fonctions sources J sont intégrées "rétroactivement" le long de ds' :

$$L(s) = L(0) \exp \left[- \int_0^s \sigma_e(s') ds' \right] + \int_0^s \exp \left[- \int_s^{s'} \sigma_e(s'') ds'' \right] J(s') \sigma_e(s') ds'$$

Fonctions sources J et luminances L sont alternativement exprimées en ordonnées discrètes (OD) et en harmoniques sphériques. Les ordonnées discrètes sont des directions privilégiées le long desquelles se fera l'intégration. Les harmoniques sphériques sont une série de fonctions formant une base orthogonale sur laquelle est décomposée la quantité radiative (Liou, 1992). Cette décomposition permet un calcul rapide de l'intégrale de diffusion, le passage de la fonction source à la luminance se ramenant à une simple multiplication dans l'espace des harmoniques sphériques :

$$J_{\ell m} = \frac{\omega_0 \chi_\ell}{2\ell + 1} L_{\ell m}$$

où $J_{\ell m}$ et $L_{\ell m}$ sont respectivement les coefficients de la décomposition en harmoniques sphériques d'ordre (ℓ, m) de la fonction source et de la luminance. ω_0 est l'albédo de diffusion simple et χ_ℓ est le coefficient de Legendre de la fonction de phase P :

$$P(\cos \theta) = \sum_{\ell=0}^L \chi_\ell p_\ell(\cos \theta)$$

où p_ℓ est le polynôme de Legendre d'ordre ℓ .

La figure 2.3.1 présente le schéma itératif de SHDOM. Les principales étapes sont :

1. Initialisation du champ de luminance par la méthode Delta-Eddington (1D). Décomposition de ce champ en harmoniques sphériques.
2. La fonction source est calculée en chaque point de grille sous la forme d'harmoniques sphériques. Décomposition du champ 3D de fonctions sources en ordonnées discrètes.
3. Calcul du champ de luminance 3D par intégration le long des ordonnées discrètes.
4. Décomposition du champ de luminance en harmoniques sphériques.
5. Calcul du nouveau champ 3D de fonctions sources en harmoniques sphériques.
6. Réitération des étapes 2 à 5 jusqu'à ce que la différence entre les deux champs de fonctions sources soit inférieur à un critère de convergence arbitraire.

SHDOM permet ensuite de calculer champs de radiances et flux dans n'importe quelle direction en intégrant le champ des fonctions sources décrites en harmoniques sphériques.

2.3.2 Conditions de simulation

SHDOM est un code flexible permettant de nombreuses possibilités d'applications. Dans ce paragraphe, nous présentons succinctement les principaux choix effectués pour son utilisation.

Le domaine de simulation du transfert radiatif reprend le domaine du modèle de nuage produit par Meso-NH. Il s'agit donc d'un domaine aux parois horizontales cycliques. Les radiances et flux ne sont pas résolus au-dessus du sommet du domaine.

Le transfert radiatif est simulé en mode tri-dimensionnel et monochromatique. Les deux longueurs d'ondes retenues, une visible (754 nm) et une dans le proche infra-rouge (1535 nm), sont celles utilisées dans le schéma de restitution de paramètres nuageux, testé lors de la campagne ACE-2 (Schüller et al., 2003). Par conséquent, l'unique source de rayonnement est le soleil, représenté par un flux constant normalisé (1 W/m^2) et dont l'angle zénithal est fixé à 24.4° , ce qui correspond à l'angle zénithal solaire moyen observé au cours du vol n°30 du 9 juillet 1997 de la campagne de mesures.

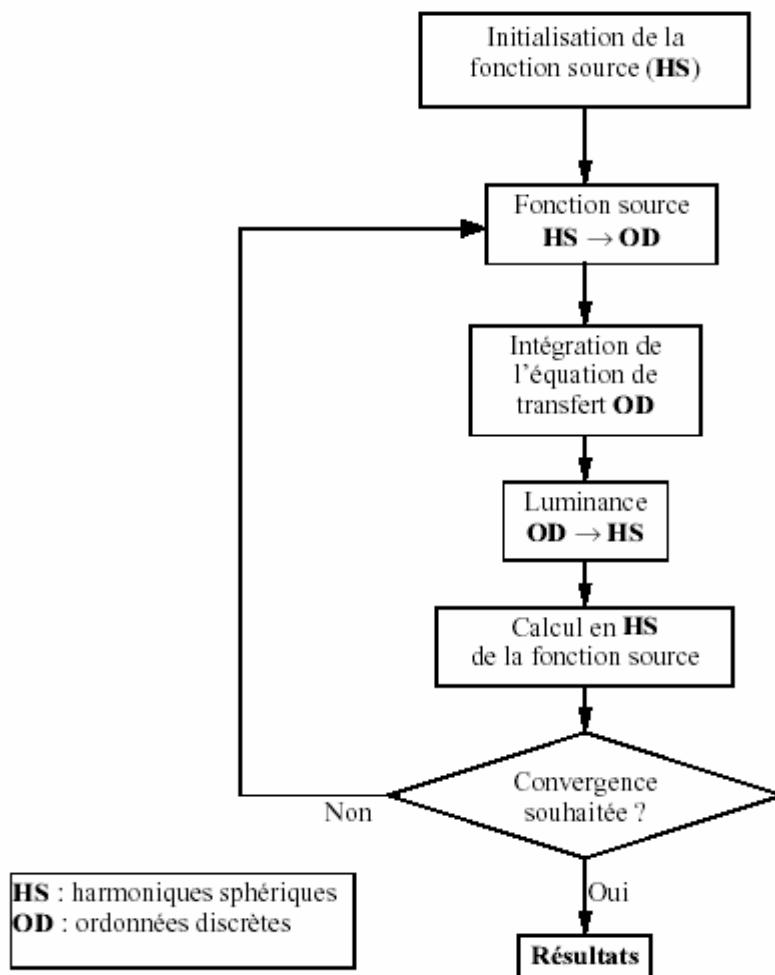


Fig. 2.3.1 Schéma simplifié de l'algorithme itératif de SHDOM (d'après Evans, 1998).

La surface de la mer est représentée dans un premier temps par une surface totalement absorbante et non réfléchissante.

Dans nos simulations, il n'y pas de contribution des aérosols au transfert radiatif. De plus, nous utilisons une paramétrisation simple de la diffusion de Rayleigh due à l'atmosphère en ciel clair. Dans cette paramétrisation, l'albédo de diffusion simple des zones non nuageuses est constant et égal à l'unité et le profil vertical du coefficient d'extinction dépend du profil moyen de la pression P et de la température T calculé par Meso-NH :

$$\sigma_e = k \frac{P}{T}$$

où k est le coefficient de diffusion de Rayleigh (en $\text{K} \cdot \text{mb}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$) relié à la longueur d'onde λ (en μm) :

$$k = 2.97 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^{-4.15+0.2\lambda}$$

À ces longueurs d'onde, les fonctions de phase correspondant aux gouttelettes d'eau ont une diffusion avant très prononcée. Dans ce cas, SHDOM converge difficilement. On applique alors une méthode dite Delta-M qui consiste à décomposer les fonctions de phases $P(\Omega', \Omega)$ en une combinaison linéaire d'un pic de diffusion avant et d'une nouvelle fonction de phase lissée $\tilde{P}(\Omega', \Omega)$:

$$P(\Omega', \Omega) = 4\pi f \delta(\Omega' - \Omega) + (1 - f) \tilde{P}(\Omega', \Omega)$$

où le facteur f dépend du développement en polynômes de Legendre de la fonction de phase et la fonction $\tilde{P}(\Omega', \Omega)$ s'obtient par normalisation.

2.3.3 Précision des simulations

La précision de la simulation du transfert radiatif par SHDOM dépend en premier lieu de sa résolution angulaire. Il d'agit du nombre d'ordonnées discrètes disponibles pour la résolution de l'équation du transfert radiatif. Ce nombre détermine directement le coût numérique du schéma en taille mémoire et en temps de calcul. Cependant, pour l'obtention de radiances dans une direction donnée, la résolution angulaire doit être élevée. Dans notre cas, nous avons arrêté le compromis suivant :

$N_\theta = 16$	le nombre d'angles zénithaux possibles
$N_\phi = 32$	le nombre d'angles azimutaux possibles

Le second paramètre contrôlant la précision du code est le critère de troncation de la décomposition en harmoniques sphériques des fonctions sources. Ce critère autorise le code

à ne pas allouer une décomposition exacte aux points faiblement diffusants. Encore pour des raisons de compromis entre coût numérique et précision, ce critère est fixé à $3 \cdot 10^{-4}$.

Enfin, le critère de convergence générale de la solution, contrôlant de nombre d'itération du code est fixé à 10^{-4} .

Un dernier critère rentre indirectement en jeu dans la précision de la solution finale. Dans le code, l'extinction, la fonction source et les radiances sont interpolées bi-linéairement entre les points de masse et les parois de la maille. Cette méthode atteint une limite lorsque le gradient local de ces valeurs dépasse un certain seuil. Pour simplifier, la différence d'épaisseur optique entre deux mailles consécutives doit être petite devant l'unité. SHDOM s'affranchit de cette contrainte en subdivisant chaque maille en autant de sous-mailles que nécessaire jusqu'à ce que le gradient soit inférieur à un critère défini par l'utilisateur. Cette flexibilité du code est un excellent compromis entre efficacité et coût. Cependant, compte tenu de la résolution de notre domaine (10 m sur la verticale, où l'on rencontre les plus forts gradients) cette option n'est pas nécessaire dans notre cas.

Comme nous l'avons brièvement abordé en introduction, la précision d'un modèle en harmoniques sphériques ne peut être directement déduit du résultat, contrairement aux codes Monte-Carlo. Dans ces derniers, la résolution du transfert radiatif est de nature statistique, à la façon d'un test de Bernouilli. Ainsi, l'écart type sur la mesure d'une grandeur radiative, comme la réflectance moyenne du champ, est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée du nombre de photons entrant. La précision des résultats, définie comme le rapport de l'écart type sur la moyenne, peut alors être estimée pour un nombre de photons donné. Un bon moyen de déterminer la précision d'une simulation SHDOM est alors de la comparer à une simulation Monte-Carlo. SHDOM a déjà fait l'objet de nombreuses validations par comparaison avec ce type de code. Des exemples peuvent être trouvés dans l'article original (Evans, 1998) et sur le site Internet de l'exercice d'inter-comparaison des codes de transfert radiatif tridimensionnels (I3RC, <http://i3rc.gsfc.nasa.gov>). Cependant, afin d'évaluer la précision du code dans la configuration choisie, nous avons comparé une de nos simulations SHDOM avec une simulation Monte Carlo effectuée par Marc Schröder (Institut für Weltraumwissenschaften, Freie Universität Berlin) à l'aide d'un code similaire à celui décrit par Mobley (1994). Le champ initial, une scène de stratocumulus, est identique dans les deux cas. La comparaison porte sur le champ de reflectances au Nadir. Un grand nombre de photons (10^7 par point de grille) a été utilisé pour obtenir une simulation dont la précision est meilleure que 1%. La comparaison montre un excellent accord entre les simulations; SHDOM sur-estimant légèrement les valeurs des réflectances avec un biais relatif moyen, positif, de 1.07%. Ce biais est dû à la propension, inhérente aux codes à harmoniques sphériques, à produire artificiellement de l'énergie. La précision du modèle SHDOM, avec les paramètres utilisés est donc ici pleinement satisfaisante.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les trois outils permettant de générer des scènes de stratocumulus et leurs propriétés radiatives de manière physiquement réaliste.

Le modèle atmosphérique Meso-NH simule l'évolution du système nuageux en termes de champs tridimensionnels de contenu en eau liquide, contraint par la simulation réaliste des processus physiques contrôlant cette évolution. Ce modèle décrit la macrophysique du champ nuageux.

Le schéma β^2 permet de diagnostiquer le spectre granulométrique des gouttelettes à partir du contenu en eau liquide et de la concentration des gouttelettes après activation des CCN, dans les parties adiabatiques du nuage. L'application de ce schéma est étendue dans les parties sous-adiabatiques du champ nuageux moyennant une paramétrisation du processus d'entraînement/mélange. Cette paramétrisation offre un choix ouvert entre deux scénarios extrêmes de mélange: hétérogène ou homogène, ce qui permettra d'estimer l'incertitude sur les propriétés optiques du nuage due à la méconnaissance de ce processus microphysique.

Le schéma β^2 , complété par une paramétrisation du mélange, fournit les informations sur la distribution dimensionnelle des gouttelettes en tout point du modèle de champ nuageux. Ces informations sont nécessaires pour le calcul de leurs propriétés optiques via la théorie de Mie.

Enfin, le modèle de transfert radiatif SHDOM simule les propriétés radiatives tridimensionnelles du champ nuageux dans son ensemble avec une bonne précision.

La figure 2.4.1 résume schématiquement les trois étapes de notre méthode de production de scènes réalistes de nuage de couche limite, et de leurs propriétés radiatives.

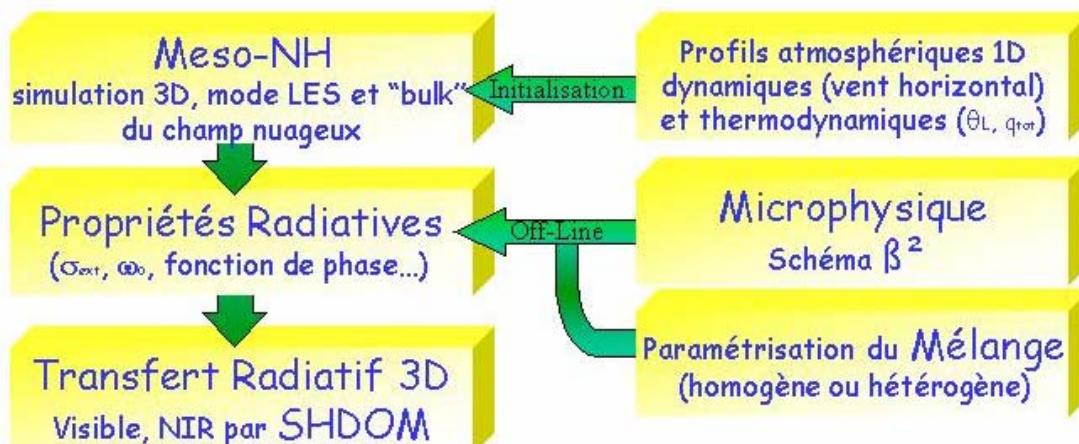


Fig. 2.4.1 Présentation schématique de la méthode de production de scènes nuageuses de couche limite réalistes, et des outils utilisés.

Chacune de ces étapes fait appel à l'un des trois outils présentés dans ce chapitre. Ces outils sont réalistes du point de vue physique. Cependant, cette considération n'est pas suffisante pour en déduire que les scènes produites sont réalistes. En effet, il ne faut pas oublier que la seule façon de juger du niveau de réalisme des champs nuageux produits et de leurs propriétés radiatives, est de les comparer aux observations et mesures d'un champ nuageux réel.

C'est au chapitre suivant que nous nous assurons de ce niveau de réalisme en appliquant cette méthode pour la simulation d'un cas réel de stratocumulus, documenté aussi bien du point de vue macrophysique et microphysique que du point de vue radiatif.

Chapitre 3

VALIDATION DES

SIMULATIONS

Pour produire des scènes réalistes de stratocumulus marins, nous avons maintenant à notre disposition les outils présentés au chapitre précédent. Contrairement à des générateurs de scène stochastiques, ces outils s'appuient sur des représentations explicites des différents processus physiques qui régissent les propriétés du champ de stratocumulus. Cependant, à ce stade, rien ne prouve que l'utilisation combinée de ces outils soit effectivement en mesure de produire des scènes nuageuses réalistes. Nous allons donc, dans ce chapitre, évaluer le réalisme des simulations par comparaison avec des mesures collectées en nuage naturel, au cours de la campagne ACE-2 (Raes et al., 2000; Brenguier et al., 2000a).

Après une brève description de la campagne et des moyens de mesure déployés, nous présenterons les champs thermodynamiques utilisés pour initialiser le modèle. Nous pourrons alors aborder la question essentielle de la validation des simulations.

3.1 La Campagne ACE-2

La campagne de mesures ACE-2 (Second Aerosol Characterization Experiment) s'est déroulée du 16 juin au 24 juillet 1997. Elle s'inscrit dans le cadre du projet IGAC (acronyme anglais pour International Global Atmospheric Chemistry) et fait suite aux campagnes ACE-1 (1995) et TARFOX (acronyme anglais pour Tropospheric Aerosol Radiative Forcing Observational eXperiment, 1996). Le but de ces études est d'améliorer l'estimation du forçage

radiatif dans le bilan énergétique global, et d'implémenter de meilleures descriptions du rôle des aérosols dans les modèles de circulation général (GCM), dans le cadre plus général du changement climatique et de sa prévision.

3.1.1 Présentation générale

La campagne de mesures ACE-2 s'est déroulée au large des Canaries, dans une région particulière de l'Atlantique Nord-Est (Figure 3.1.1). Cette région est intéressante du point de vue climatique pour deux raisons : d'une part, les masses d'air qui s'y succèdent sont d'origines diverses (marine, continentale ou désertique), impliquant la présence d'aérosols de propriétés chimiques et physiques variées ; d'autre part, les nuages bas de type stratocumulus y sont fréquents (bord est du bassin océanique, et branche descendante de la cellule de Hadley). Une présentation générale des objectifs et des moyens de la campagne de mesures est donnée par Raes et al. (2000).

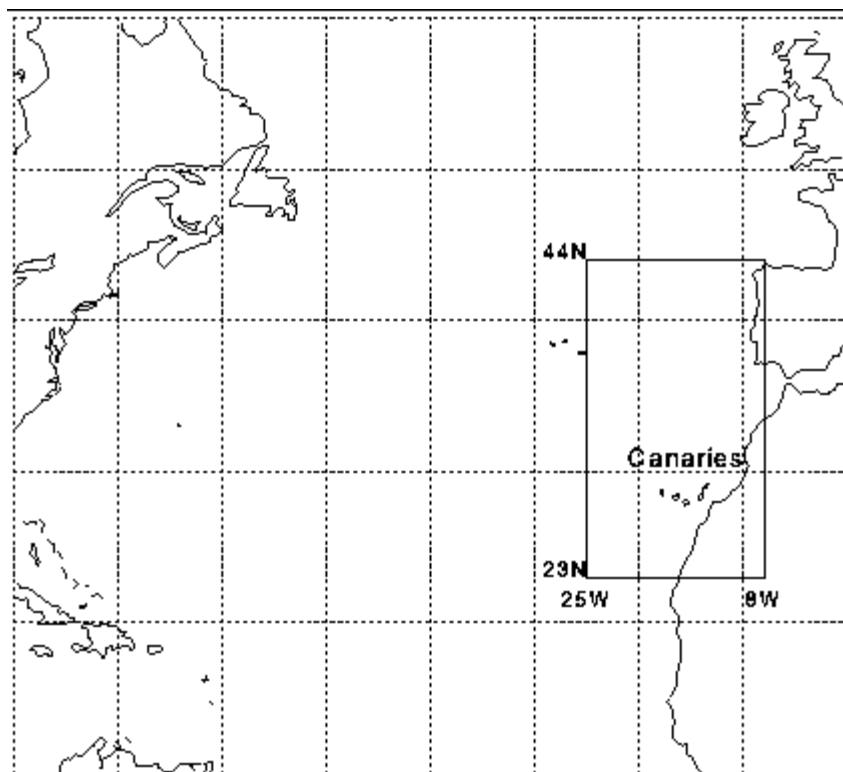


Fig. 3.1.1 Situation géographique de la campagne ACE-2

La campagne de mesures regroupe pas moins de six projets, chacun appliqué à un domaine de recherche particulier. La composante correspondant à notre étude est le projet CLOUDYCOLUMN, consacré à l'étude des effets des aérosols sur la microphysique et les propriétés radiatives des nuages de couche limite marine (Brenguier et al., 2000a).

Le volet CLOUDYCOLUMN de la campagne ACE-2 relève du domaine d'étude de l'effet indirect des aérosols sur le climat, via les nuages de couche limite. Le but étant de

réduire le domaine d'incertitude relatif à cet effet. Les objectifs principaux du projet sont de documenter, à partir des données collectées dans des nuages naturels, les interactions entre les propriétés physico-chimiques des aérosols, les propriétés dynamiques et microphysiques des stratocumulus, et leurs propriétés radiatives.

L'analyse des processus qui gouvernent ces interactions s'appuie sur une expérience de fermeture en cinq volets :

1. aérosols → microphysique à la base du nuage (activation).
2. spectre activé à la base → profil microphysique dans le nuage.
3. microphysique → extinction (épaisseur optique).
4. microphysique → propriétés radiatives à l'échelle de la cellule convective.
5. microphysique → propriétés radiatives à l'échelle du système nuageux.

Les moyens mis en œuvre dans le cadre du projet regroupent une station instrumentée au sol, sur l'île de Tenerife, et des moyens aériens comprenant cinq avions de recherche scientifique.

La station au sol est dédiée à la mesure des propriétés physico-chimiques et de nucléation des aérosols. Elle contribue à caractériser le type de masse d'air advectée sur la région (marin, d'origine continentale, désertique...).

Les cinq avions instrumentés ont chacun un domaine d'étude particulier correspondant aux différents volets de l'expérience de fermeture. Pour la présente étude, nous n'utiliserons que les données de deux d'entre eux :

- Le "*Merlin-IV*" du *CAM* (Centre d'aviation Météorologique, Météo-France), équipé pour les mesures de la microphysique des nuages et des propriétés physiques et de nucléation des aérosols, sous la base et dans la couche nuageuse.
- Le "*Dornier-28*" du *DLR/AWI* (Deutsche zentrum für Luft und Raumfahrt/Alfred Wegener Institute for Polar and Marine Research) qui avait pour mission de documenter les propriétés radiatives du champ nuageux, 3000 pieds au-dessus de la couche nuageuse, en étroite synchronisation avec les mesures in-situ collectées par le "*Merlin-IV*" (les deux avions volent au même moment et au même endroit l'un au-dessus de l'autre).

3.1.2 LE 9 JUILLET 1997

Dans l'expérience CLOUDYCOLUMN, la mission du 9 juillet 1997, correspondant au vol n°30 du Merlin, présente un attrait tout particulier. En effet, le calcul de retro-trajectoire de la masse d'air dans laquelle se développe le nuage observé montre que celle-ci a été advectée depuis l'Europe continentale et qu'elle est donc chargée d'aérosol d'origine anthropique. Par rapport à un nuage de masse d'air pur, c'est-à-dire d'origine marine, la

concentration en particules d'aérosol y est beaucoup plus importante, ce qui se traduit par une concentration en CCN plus élevée et par conséquent une concentration de gouttelettes nuageuses accrue.

La concentration de gouttelettes nuageuses du cas du 9 juillet est d'environ 250 cm^{-3} à comparer aux quelques 50 cm^{-3} pour une masse d'air nuageuse d'origine purement marine. La situation du 9 juillet est le cas le plus typique de masse d'air polluée rencontré durant la campagne. C'est cette situation que nous avons choisie de simuler pour tester notre méthode de production de scène nuageuse réaliste.

La figure 3.1.2 montre la situation satellite de la journée du 9 juillet. La circulation en basse couche se fait approximativement du nord est au sud ouest. La couche nuageuse, semble s'arrêter sur l'archipel des Canaries, dont les contours ont été surlignés. La couche de nuage documentée se situe à 1° au Nord de l'île de Tenerife.

Les nuages présents sont de type stratocumulus. La couche limite est bien mélangée et les flux de surface peuvent se propager jusqu'à la couche nuageuse. Cette dernière est relativement fine (environ 200 m d'épaisseur) et la couverture nuageuse est très variable et hétérogène (larges zones de ciel clair, entraînement très actif, présence de cumulus sous-jacents). La finesse de la couche nuageuse et la concentration élevée en gouttelettes prévient le développement de toute précipitation.

L'analyse des données avion montre que l'altitude de la couche d'inversion ($\sim 900 \text{ m}$ à 960 m) présente des ondulations et tend à s'élever légèrement au cours du temps (jusqu'à 15 m par heure). Cette inversion est beaucoup plus basse (jusqu'à 820 m) à proximité de l'île de Tenerife.

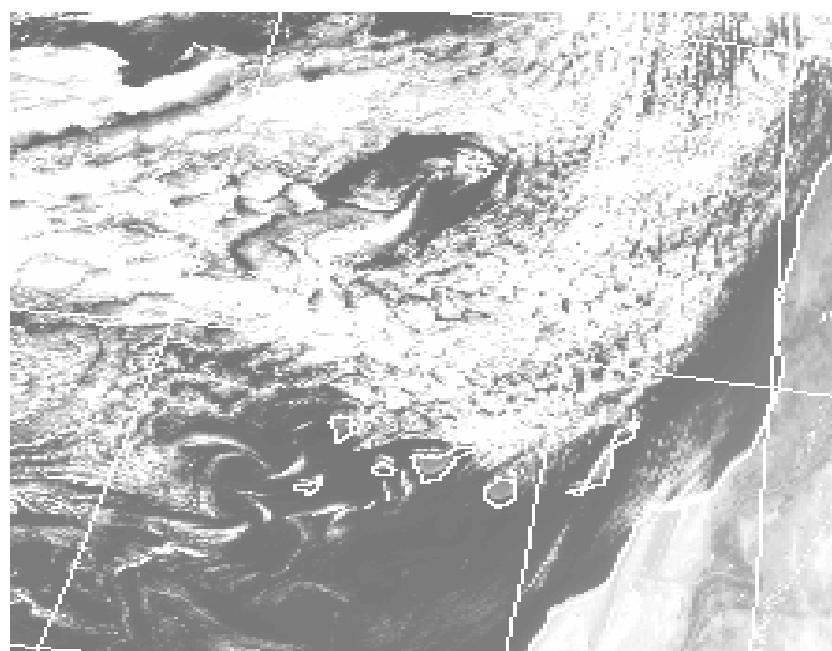


Fig. 3.1.2 Vue satellite de la situation nuageuse de la journée du 9 juillet 1997 au large des îles Canaries, surlignées en blanc. La côte du Maroc est visible à droite.

Une particularité intéressante de la situation du 9 juillet concerne la force de l'inversion au sommet de la couche limite. En effet, le critère théorique d'instabilité d'entraînement au sommet de la couche nuageuse (critère CTEI) est largement dépassé. Nous avons vu au premier chapitre que cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour entraîner la dissipation de la couche nuageuse, et effectivement le nuage se maintient au cours de la journée. Néanmoins, cette situation peut expliquer le caractère très hétérogène de la couche nuageuse et l'intensité de l'entraînement turbulent observé.

3.1.2.1 Mesures *in-situ* (*Merlin IV*)

Le plan de vol du Merlin IV consiste en un large quadrilatère de 60km de côté au nord de l'île de Tenerife. Le vol dure environ 3 heures de 12h à 15h TU. La figure 3.1.3 présente une vue tridimensionnelle de la trajectoire depuis l'aérodrome del Norte, sur Tenerife.

On appelle "Leg" une portion de vol allant d'un sommet à un autre du quadrilatère. Les premiers "Legs" sont des vols horizontaux à travers la couche nuageuse, à diverses altitudes au-dessus de la base. Les derniers consistent en une succession rapide de montées et descentes, de manière à reconstituer statistiquement les profils verticaux des paramètres nuageux.

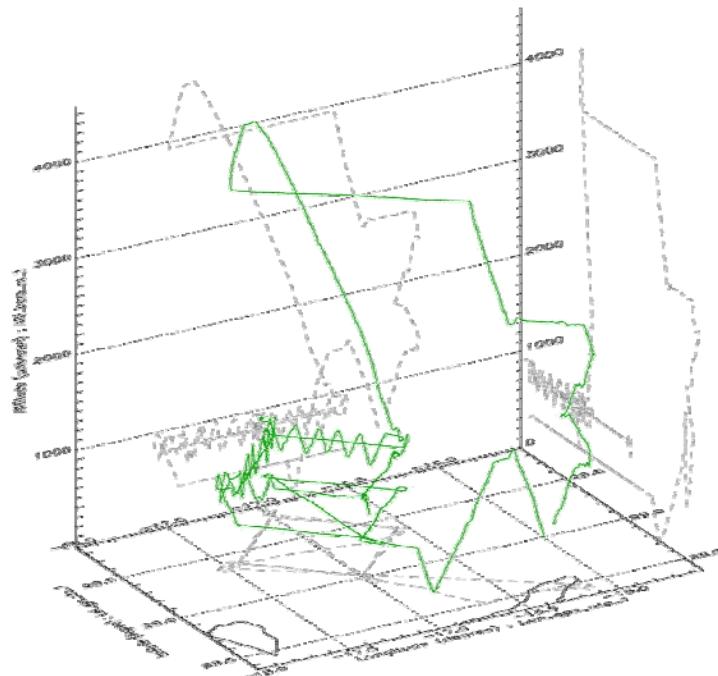


Fig. 3.1.3 Représentation 3D du vol 30 du Merlin le 9 juillet 1997.

Le Merlin emporte à son bord plusieurs types de capteurs de température, d'humidité et des vitesses horizontale et verticale de l'air. D'autres instruments embarqués sont dédiés à la mesure de l'aérosol sec et des CCN. La partie concernant la microphysique nuageuse (concentration en gouttelettes nuageuses, distribution dimensionnelles des gouttelettes,

mesure des précipitations) est confiée à des diffusiomètres montés sous les ailes. Une description précise de la plupart de ces instruments est donnée par S. Guibert (2002).

3.1.2.2 Mesures par télédétection (*Dornier*)

Le plan de vol du Dornier est coordonné avec celui du Merlin, de manière à ce qu'il soit toujours au-dessus de lui à une altitude constante, environ 1000 m au-dessus de la couche nuageuse.

Les deux principaux instruments dont nous utiliserons les données sont le radiomètre OVID (Optical Visible and near Infrared Detector) et le spectromètre-imageur CASI (Compact airborne Spectrographic Imager, Anger et al., 1994).

Le radiomètre OVID (Schüller et al., 1997) produit les champs 1D de radiances au Nadir à haute résolution spectrale. Les radiances réfléchies par le nuage en visible (à 754nm) et en proche infrarouge (1533 nm) sont mesurées le long de la trajectoire de l'avion avec une résolution horizontale, au niveau du sommet de la couche nuageuse, d'environ 9 m. Les radiances sont ensuite traduites en reflectances en utilisant l'angle zénithal solaire déterminé par le système GPS embarqué.

Le spectromètre imageur CASI (voir Anger et al., pour les détails techniques) utilise un réseau CCD 2D balayant qui mesure les radiances réfléchies à plusieurs longueurs d'ondes dans le spectre visible selon un angle d'ouverture d'environ 17° de chaque côté du Nadir. Cet instrument produit des champs de radiance bidimensionnels pris le long de la trajectoire de l'avion avec une résolution spatiale au sommet du nuage d'environ 15 m. Des exemples de ces champs sont représentés sur la figure 3.3.7.

3.2 Simulation du 9 juillet 1997

Les mesures de température, de pression, d'humidité et de vent horizontaux collectées au cours des montées/descentes successives du Merlin IV sont considérées comme autant de profils verticaux. Parmi ces profils, un seul couvre une fourchette d'altitude suffisante et est jugé suffisamment caractéristique de la situation du 9 juillet pour servir à l'initialisation du modèle atmosphérique Meso-NH.

La figure 3.2.1 présente les profils de rapport de mélange en eau total (vapeur + liquide) et de température potentielle de l'eau liquide mesurés (points). Nous en déduisons le profil idéalisé représenté par des segments (en rouge). La pente du profil d'humidité idéalisé, juste au-dessus de l'inversion, s'écarte légèrement des mesures, de manière à réduire l'instabilité par entraînement au sommet du nuage (CTEI). Comme beaucoup de modèles atmosphériques, le modèle Meso-NH est en effet particulièrement sensible aux gradients abrupts de l'humidité ou de la température, et cette modification permet de prévenir une dissipation trop rapide de la couche nuageuse simulée.

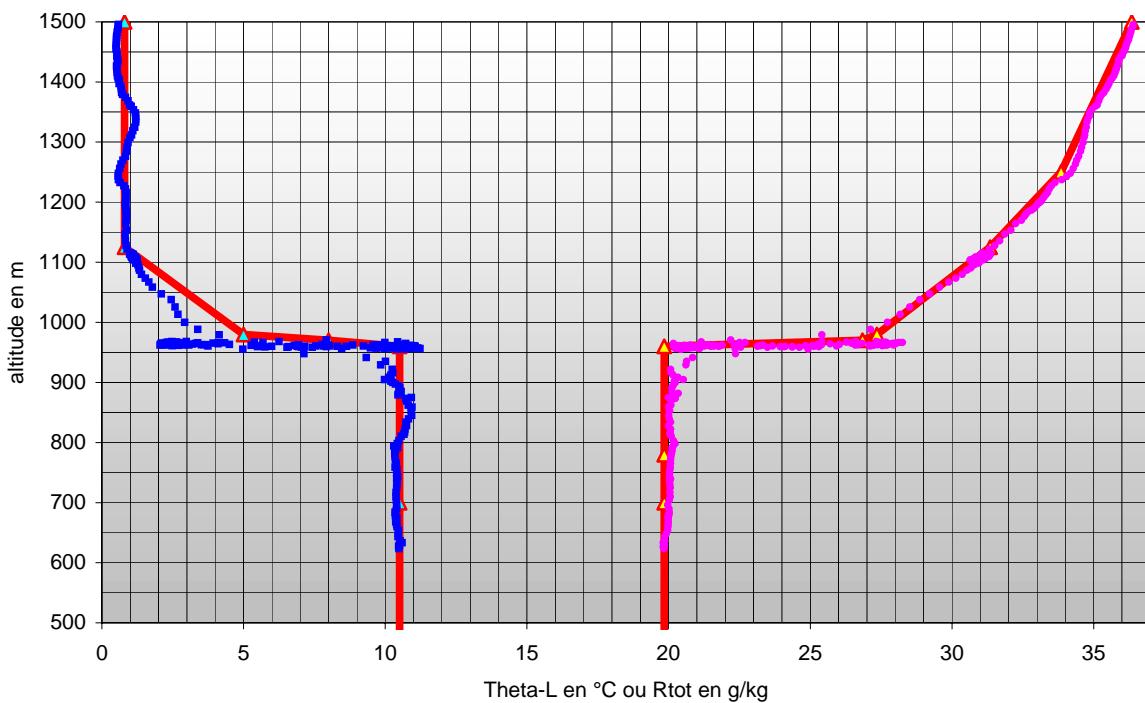


Fig. 3.2.1 Profils du rapport de mélange en eau total r_{tot} en g/kg (à gauche) et de température potentielle de l'eau liquide θ_l en °C (à droite). Les points représentent les mesures et les lignes pleines les profils initiaux de la simulation Meso-NH.

Le profil de vent mesuré est constant en force et direction (8 m.s^{-1} , direction 040° dans la couche limite) et présente un fort cisaillement à l'inversion. Ce profil est imposé à l'écoulement au premier pas de temps de la simulation. Aucun forçage ou subsidence de grande échelle n'est appliqué. La température de l'océan est constante et égale à 294°K .

Le domaine de simulation et les autres paramètres de la simulation sont tels que décrits au chapitre précédent.

La simulation débute à 12h TU et dure 3 heures avec un pas de temps de 0.5 seconde. La couche nuageuse se fractionne assez rapidement puis se stabilise. La couche limite simulée s'épaissit lentement ($\approx 15 \text{ m/h}$) par l'action de l'entraînement et du refroidissement radiatif au sommet du nuage. Le profil de l'énergie cinétique turbulente, des divers flux de température, d'humidité et de flottabilité, ainsi que le contenu total en eau liquide du domaine se stabilisent après 1h30-1h45 de simulation

La figure 3.2.2 présente un aperçu de l'iso surface à 0.1 g/m^3 du champ de contenu en eau liquide ainsi obtenu après les 3 heures de simulation.

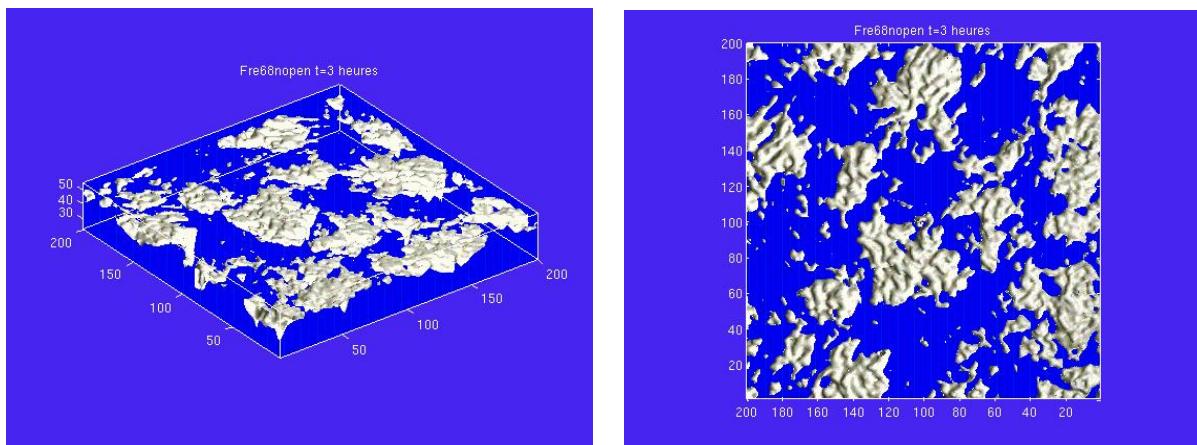


Fig. 3.2.2 Présentation de la simulation du champ nuageux observé au cours de la mission du 9 juillet de la campagne ACE-2. Le champ 3D de contenu en eau liquide produit après 3 heures de simulation est ici représenté par l'iso-surface à 0.1 g/m^3 vue sous deux angles différents.

3.3 Validation du modèle de stratocumulus

3.3.1 Présentation générale :

Nous avons réalisé, d'une part, un champ tri-dimensionnel des paramètres d'état de l'atmosphère, et en particulier du contenu en eau liquide dans chaque maille du modèle. Nous disposons, d'autre part, de mesures aéroportées, mesures *in situ* dans la couche nuageuse avec le Merlin-IV et mesures par télédétection réalisées à bord du Dornier volant au-dessus de la couche. Un avion volant quasi-horairement, les données du Merlin-IV peuvent nous informer sur la distribution statistique horizontale des champs microphysiques. En revanche, il n'est pas possible de corrélérer des mesures effectuées à plusieurs niveaux et à des instants différents. La structure verticale des champs n'est donc pas accessible. Un radar embarqué à visée verticale et haute sensibilité (Guyot et al., 2000) aurait pu nous fournir cette information, mais il n'était pas mis en œuvre pendant la campagne. Par ailleurs, les mesures de télédétection passive, à bord du Dornier, contiennent une information sur les propriétés microphysiques intégrées verticalement (contenu en eau liquide intégré, épaisseur optique), suivant des champs uni-dimensionnels pour le spectromètre, ou bi-dimensionnels pour le CASI.

Remarque: La validation revient à un problème de changement de dimension. Simulations et mesures sont de natures différentes. Nous cherchons en effet à comparer un champ tridimensionnel discrétré (simulation) avec un échantillonnage unidimensionnel (données Merlin, données OVID) et un échantillonnage bidimensionnel (données CASI). La difficulté de la validation réside donc dans le choix d'outils statistiques qui limitent au maximum les problèmes d'échantillonnage dus à ces changements de dimension.

Pour palier ces difficultés, la validation de la simulation procèdera en plusieurs étapes complémentaires. Dans la première étape nous vérifierons que l'épaisseur du nuage simulé est bien conforme à celle du nuage observé. L'étape suivante nous conduira à valider les distributions statistiques des champs horizontaux de contenu en eau liquide simulés, depuis la base jusqu'au sommet du nuage, par comparaison avec des mesures *in situ*. Nous devrons alors introduire une première hypothèse sur la cohérence verticale des champs microphysiques, à savoir que leur recouvrement est maximum ou aléatoire. Dans la troisième étape, nous utiliserons les mesures de télédétection effectuées depuis un avion volant au-dessus de la couche pour valider les statistiques horizontales du contenu en eau liquide intégré suivant la verticale, en utilisant successivement les deux hypothèses de recouvrement. La quatrième étape concerne les propriétés d'échelle des champs simulés qui seront confrontées aux observations bi-dimensionnelles du CASI. L'étape finale consistera à diagnostiquer les propriétés microphysiques du nuage simulé, à partir du contenu en eau liquide, en utilisant successivement les deux hypothèses de mélange décrites au chapitre précédent. Nous serons alors en mesure de calculer le transfert radiatif et de comparer les radiances simulées dans le visible et le proche infra-rouge à celles qui ont été mesurées avec un spectromètre aéroporté.

3.3.2 Validation des simulations par les mesures *in-situ*.

3.3.2.1 Validation de l'épaisseur géométrique

L'épaisseur géométrique, dans les nuages de type stratocumulus, est le premier facteur à prendre en compte dans la caractérisation d'un champ nuageux. Son importance est cruciale dans la description de ses propriétés optiques et microphysiques (voir *Remarque* suivante).

Le jeu de données "observation *in-situ*" est constitué par les mesures de contenu en eau liquide total collectées par le *King Probe*. Cet instrument, monté sur le Merlin-IV, a été préféré aux autres sondes disponibles (compteurs de particules, diffusiomètres...) pour sa fiabilité, malgré une incertitude relativement grande aux faibles valeurs de *LWC*. Pour diminuer cette incertitude, nous ne prenons en compte que les valeurs supérieures ou égales à 0.01 g/m³. De plus, afin de réduire l'incertitude due au bruit sur les mesures, nous moyennons celles-ci par intervalle d'une seconde (environ 90 m).

Cherchant à caractériser la dimension verticale du champ observé, nous ne retenons que les mesures effectuées lors des traversées ascendantes de la couche nuageuse. Les parties descendantes des "zooms" successifs sont écartées pour deux raisons: d'une part, le temps de réponse du *King Probe* introduirait un biais négatif systématique dans la détermination de l'altitude du sommet et de la base du nuage, et d'autre part la vitesse en descente de l'avion

étant plus élevée que sa vitesse ascensionnelle, la résolution verticale dans les parties descendantes s'en trouve dégradée et donc statistiquement moins représentative.

L'étude de l'épaisseur géométrique porte ainsi sur vingt trois montées à travers la couche nuageuse. Ces traversées, bien qu'obliques (l'avion parcourt environ 8 km pour une ascension de 100 m), sont considérées comme autant de profils verticaux. L'un d'eux, documentant la traversée d'un cumulus situé sous la couche nuageuse principale, a été écarté.

Remarque: l'approximation adiabatique d'une colonne nuageuse illustre bien toute l'importance de l'épaisseur géométrique dans la caractérisation d'un champ nuageux de type stratus. Ainsi, partant de la relation $LWC_{ad} = C_w h$ (avec C_w constant et h altitude au-dessus de la base du nuage), l'épaisseur géométrique H du nuage détermine le LWC au sommet du nuage $LWC_{ad}(H) = C_w H$; le contenu eau liquide intégré sur la colonne $LWP_{ad} = \frac{1}{2} C_w H^2$; et en fixant une concentration en gouttelette N , l'épaisseur géométrique détermine de façon prépondérante l'épaisseur optique τ de la colonne : $\tau \propto N^{1/3} H^{5/3}$.

Chaque mesure du contenu en eau liquide LWC correspond à une altitude Z mesurée par l'altimètre barométrique de bord. Nous définissons la hauteur de la base du nuage observé comme l'altitude $Z_{1\%}$ correspondant au premier percentile de la distribution des altitudes Z_{alti_baro} telles que :

$$LWC_{KingProbe}(Z_{alti_baro}) \geq 0.01 \text{ g/m}^3$$

L'altitude correspondant au dernier percentile (99%) de cette distribution détermine la hauteur du sommet du nuage. La différence entre ces deux valeurs représente l'épaisseur géométrique caractéristique du nuage observé (Figure 3.3.1a).

$$H_{obs} = Z_{99\%} - Z_{1\%}$$

L'épaisseur géométrique caractéristique de la simulation (Figure 3.3.1b) est calculée de la même manière. Soit la différence entre le dernier et la premier percentile de la distribution des altitudes des points où :

$$LWC_{simulé}(Z_{modèle}) \geq 0.01 \text{ g/m}^3$$

L'épaisseur géométrique mesurée $H_{obs} = 205 \text{ m}$ et simulée $H_{sim} = 210 \text{ m}$ sont en bon accord. La simulation est donc validée du point de vue de l'extension verticale de la distribution de contenu en eau liquide. Notons que la différence entre les deux distributions suggère que le champ nuageux simulé possède un sommet plus plat. Cependant, une partie de cette différence peut s'expliquer par un artefact des conditions de mesure ("zooms"), qui produisent une statistique moins riche que la simulation pour la partie supérieure de la couche nuageuse, partie plus concernée par les phénomènes d'entraînement/mélange.

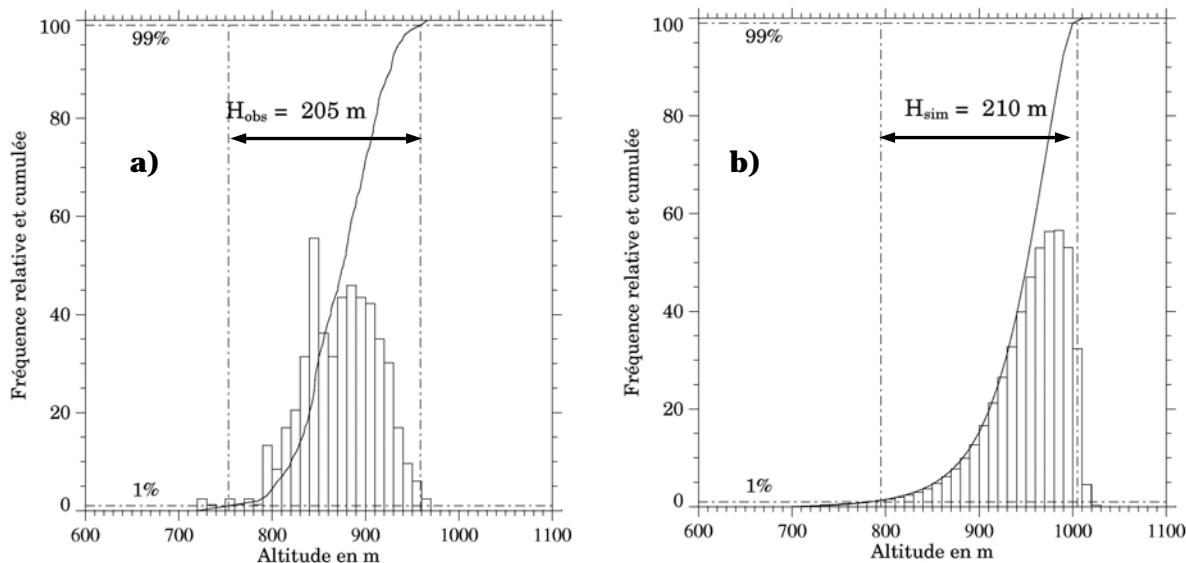


Fig. 3.3.1 Détermination de l'épaisseur géométrique caractéristique du nuage a) observé (H_{obs}) et b) simulé (H_{sim}). H est la différence entre les altitudes du sommet et de la base du nuage définis respectivement comme le dernier (99%) et le premier (1%) percentile de la distribution cumulée des altitudes où le contenu en eau liquide est supérieur ou égal à 0.01g/m^3 .

3.3.2.2 Distribution verticale de LWC dans le nuage

Nous savons à présent que les champs de contenu en eau liquide simulé et observé se situent dans une couche de même extension verticale. La question est alors de savoir si la distribution de LWC à l'intérieur de cette couche est comparable dans les deux cas.

La distribution verticale de LWC en fonction de l'altitude au-dessus de la base du nuage au cours de la campagne ACE-2 a été étudiée par Hanna Pawlowska (Brenguier et al., 2003). Le nuage observé au cours du vol du 9 juillet est divisé en 5 tranches de 30 m d'épaisseur en fonction de l'altitude au-dessus de la base du nuage. Le contenu en eau liquide est mesuré par le Fast-FSSP au cours des ascendances/descendances successives à travers le nuage. En fonction de l'altitude h au-dessus de la base locale du nuage, la mesure entre dans la distribution statistique de LWC de l'une ou l'autre des 5 tranches.

De façon similaire, le champ de contenu en eau liquide simulé est distribué dans 5 couches de 30 m d'épaisseur en fonction de la hauteur h au-dessus de la base du nuage. Par souci de cohérence avec les méthodes de traitement des données mesurées, nous avons appliqué une définition locale de la base du nuage pour définir la hauteur h correspondant à chaque maille nuageuse :

$$h = Z_{LWC} - Z_{base}$$

où Z_{base} correspond à l'altitude du premier pixel nuageux de la colonne telle que $LWC \geq 0.01 \text{ g/m}^3$.

La figure 3.3.2 présente les densités de probabilités de LWC des 5 distributions correspondant aux 5 tranches. Les distributions de LWC simulés (histogrammes) sont superposées aux distributions de LWC mesurés (courbes bleues). Les traits pointillés rouges

verticaux correspondent à la moyenne du *LWC* simulé de chaque distribution. Les astérisques verts représentent les valeurs adiabatiques de contenu en eau liquide au milieu de chaque tranche :

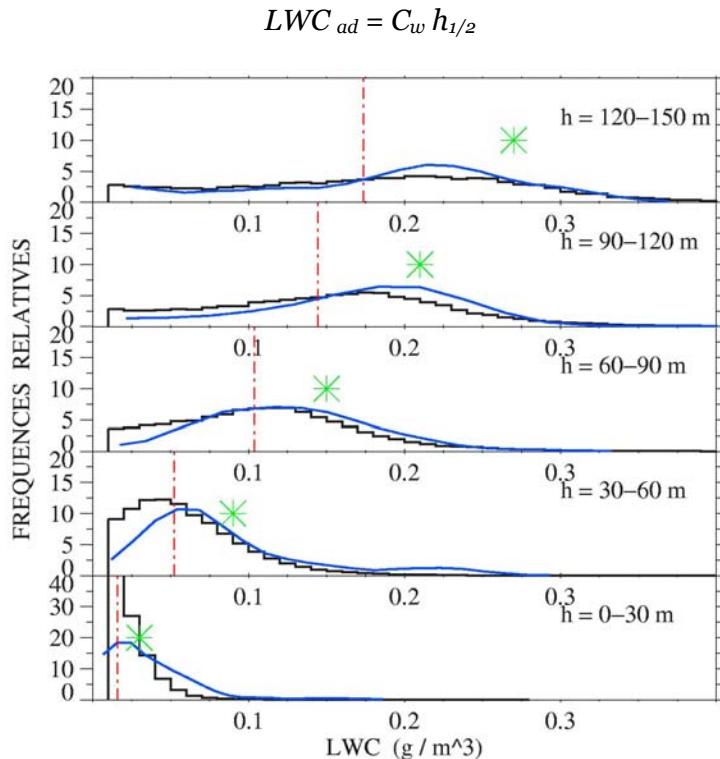


Fig. 3.3.2 Comparaison des distributions de probabilité de contenu en eau liquide par tranche de 30 m d'épaisseur superposées au-dessus de la base locale du nuage observé (courbes bleues) et simulé (histogrammes). Les lignes rouges verticales figurent les valeurs moyennes de *LWC* du modèle. Les astérisques verts correspondent aux valeurs adiabatiques de *LWC* au milieu de chaque couche.

Simulation et mesures sont en bon accord. Les distributions simulées montrent cependant une plus grande occurrence des faibles valeurs de *LWC* dans les premières couches du nuage. Cette tendance s'amenuise vers le sommet. L'accord est bien meilleur pour la dernière couche, ce qui est particulièrement appréciable du point de vue radiatif, les propriétés optiques du nuage étant principalement déterminées par les propriétés microphysiques des niveaux supérieurs du nuage.

On constate cependant, tant pour la simulation que pour les mesures, l'occurrence de valeurs de *LWC* supérieures aux valeurs prédictes par l'adiabatisme. On ne peut expliquer des valeurs sur-adiabatiques de contenu en eau liquide que par la prise en compte de processus diabatiques impliquant une perte de chaleur ou un gain d'humidité. Les processus de mélange ayant tendance à diminuer l'humidité disponible pour la condensation, il ne peut s'agir que d'une perte de chaleur par rayonnement. Cependant, le refroidissement radiatif infrarouge n'apparaît que dans les derniers niveaux de la couche nuageuse, typiquement les 10-20 derniers mètres. Ceci n'explique donc pas la présence de valeurs sur-adiabatiques de *LWC* dans les niveaux médians du nuage. L'explication provient nécessairement d'une sous-

estimation du *LWC* adiabatique correspondant. Ce qui revient à dire que la définition utilisée de la base du nuage, bien que statistiquement significative, peut être localement inadaptée.

3.3.2.3 **Distribution de LWP**

A ce stade de la comparaison des composantes verticales des champs de contenu en eau liquide simulé et mesuré *in situ*, nous savons que ceux-ci se répartissent dans une couche d'épaisseur identique et que leur distribution par niveau à l'intérieur de cette couche est similaire dans les deux cas. Pour clore l'étude sur ces composantes verticales, il reste à explorer la cohérence spatiale du contenu en eau liquide. La question est : comment s'organisent les distributions par couche de *LWC* les unes aux dessus des autres? Existe-t-il une corrélation verticale des fonctions de densité de probabilité? Peut-on, connaissant une valeur de *LWC* à un niveau et la distribution de *LWC* dans la couche supérieure, déduire la valeur du contenu en eau liquide juste au-dessus?

Remarque: On peut imaginer deux nuages composés de volumes élémentaires d'air nuageux et d'air clair possédant, le même nombre total de volumes d'air clair. Ils peuvent avoir des épaisseurs égales, un rapport air clair/air nuageux identique par couche (même distribution verticale de contenu en eau liquide), mais présenter des aspects complètement différents. Si l'on distribue de façon totalement aléatoire (random over-lap) les zones d'air nuageux et les zones d'air clair à chaque niveau (en nombre suffisant), alors le champ nuageux apparaîtra comme une nappe homogène et grise. En revanche, si l'on superpose systématiquement, les volumes d'air nuageux de chaque couche avec ceux de la couche suivante (maximum overlap), jusqu'à épuisement du nombre de volumes élémentaires nuageux de chaque couche, alors la scène nuageuse présentera une alternance de régions nuageuses et de zones d'air clair dont le nombre et la taille dépendra des conditions imposées sur la corrélation des distributions air clair/air nuageux de chaque couche (maximum-random over-lap). Deux nuages peuvent donc avoir même épaisseur et même distribution verticale en eau liquide et présenter des aspects, et donc des propriétés radiatives complètement différentes.

Ne disposant pas, dans les mesures *in-situ* quasi-horizontales, d'information suffisante sur la cohérence verticale de la distribution horizontale du contenu en eau liquide à chaque niveau du nuage, nous ne pouvons faire que des hypothèses sur cette cohérence verticale. Nous considérons donc deux hypothèses distinctes:

- Il n'existe pas de corrélation verticale des distributions (recouvrement aléatoire). Le contenu en eau liquide est réparti aléatoirement sur l'horizontale en respectant les fonctions de densités de probabilités de *LWC* dans chacune des 5 couches du nuage observé.
- La corrélation verticale des distributions est maximale (recouvrement maximum). La valeur maximale de *LWC* de la première couche est superposée à la valeur maximale de la distribution de contenu en eau liquide de la couche supérieure, et ainsi de suite jusqu'à la dernière couche. Le processus est ensuite répété avec la valeur de *LWC* du percentile immédiatement inférieur, etc...

Nous calculons ensuite le contenu en eau liquide intégré sur la verticale de chacun des deux champs ainsi obtenus :

$$LWP = \int_0^H LWC dh$$

La distribution de densité de LWP de chacun des cas est comparé à la distribution de LWP calculé à partir du champ 3D de contenu en liquide simulé en omettant les zones d'air clair (LWP non nul). La figure 3.3.3 montre un accord bien meilleur entre la distribution du nuage simulé et celle issue du traitement statistique par recouvrement maximum des mesures *in situ*, qu'avec celle issue de la méthode de recouvrement aléatoire.

Ce résultat illustre la cohérence verticale de la distribution du contenu en eau liquide du champ nuageux, conséquence directe de la verticalité du processus convectif. Même dans un nuage faiblement convectif comme le stratocumulus, la structure s'organise préférentiellement de façon cellulaire. Au cœur d'une cellule nuageuse, l'air chaud et humide s'élève, la vapeur d'eau se condense et la flottabilité de la cellule convective est renforcée par libération de chaleur latente. Les parties ascendantes sont donc les zones où le contenu en eau liquide est le plus élevé.

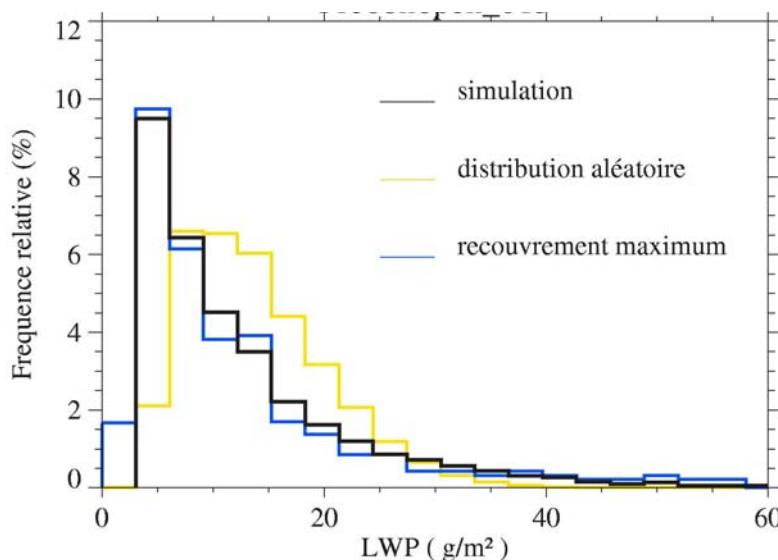


Fig. 3.3.3 Fonction de densité de probabilité de contenu en eau liquide intégré sur la verticale (LWP). Du champ simulé (en noir), du champ observé calculé suivant la méthode de recouvrement aléatoire (en jaune) et suivant la méthode de recouvrement maximum (en bleu).

Sur les bords, l'air nuageux est mélangé à l'air environnant moins humide, où, une flottabilité négative est produite par évaporation. Les parties descendantes du champ nuageux sont donc celles de moindre contenu en eau liquide.

Ainsi, en l'absence d'un fort cisaillement du vent horizontal, il y a une grande corrélation verticale du contenu en eau liquide, et on s'approche d'une distribution de *LWP* obtenue par l'hypothèse de recouvrement maximum.

3.3.2.4 Résumé

Ce paragraphe conclut la première étape de la validation de la simulation. Le but en était de comparer statistiquement les propriétés microphysiques du nuage simulé avec les propriétés microphysiques du nuage observé déduites des mesures in-situ. Nous nous sommes ainsi assurés que le champ nuageux simulé et le champ observé possèdent bien la même épaisseur géométrique et des distributions statistiques comparables de contenu en eau liquide, dans chaque couche, de la base au sommet. Nous savons de plus que cette distribution présente une forte cohérence verticale, analogue à celle que produirait le recouvrement maximum des valeurs de contenu en eau liquide dans chaque couche. Il reste à présent à comparer les propriétés d'échelle des champs nuageux simulés et observés.

3.3.3 Validation des échelles caractéristiques

Les propriétés optiques d'un champ nuageux sont directement liées à son niveau hétérogénéité. Cette hétérogénéité est définie comme la résultante de la variabilité microphysique et la variabilité macrophysique du nuage.

La composante microphysique de l'hétérogénéité est relative à la distribution en nombre et en taille des gouttelettes nuageuses, l'évolution de cette distribution suivant la verticale, le type et le niveau de mélange. Ce volet a été abordé précédemment.

La composante macrophysique de l'hétérogénéité concerne la distribution spatiale et la structure du champ de contenu en eau liquide. Comment s'effectue la répartition spatiale des zones nuageuses et des zones claires ? Le nuage est-il réparti en bandes ou en cellules ? Ces structures sont-elles regroupées ou dispersées ? Quelles sont la forme et la distribution en taille des cellules ? Autant de questions dont les réponses définissent les propriétés d'échelles d'un champ nuageux.

Dans un premier temps nous présenterons différents outils rencontrés dans la littérature décrivant l'hétérogénéité spatiale d'un champ. Puis nous détaillerons l'application des outils choisis sur le champ de stratocumulus simulé et observé.

La caractérisation des propriétés d'échelles de la simulation Méso-NH puis leur comparaison avec les propriétés d'échelles des champs nuageux observés lors de la campagne de mesure nous permettra de valider notre méthode de production de scènes nuageuses réalistes sur ce cas de stratocumulus. Nous avons cependant conscience des limitations de cette démarche. L'hétérogénéité macrophysique est une propriété statistique. Or les simulations ont une résolution spatiale restreinte aux petites échelles par la taille de la maille

(50 m) et par la taille du domaine aux grandes échelles (10km), bien que cette dernière contrainte soit tempérée par le caractère cyclique des limites du domaine.

Ces résolutions sont à comparer avec les échelles couvertes par les mesures. Les données ont été collectées le long d'un quadrilatère de 60km de coté sur 2km de large pour une taille de pixel des radiomètres de l'ordre de la dizaine de mètre. La statistique des modèles est donc beaucoup plus pauvre que celle autorisée par les données ACE-2.

Remarque : dans le cadre du transfert radiatif, la notion d'hétérogénéité macrophysique d'une scène nuageuse est intrinsèquement visuelle, puisqu'elle relève de l'aspect d'un champ bidimensionnel. Cette notion apparaît lorsqu'il s'agit de décrire une image. Ceci souligne l'importance radiative de ces paramètres descriptifs, de même que la difficulté à définir des critères objectifs significatifs et mesurables. La question est : Ces deux nuages sont visuellement différents, mais en quoi sont-ils différents ?

3.3.3.1 **Description de l'hétérogénéité d'un champ nuageux**

Il existe de nombreux outils permettant de décrire une distribution spatiale complexe à l'aide d'un ou de quelques paramètres. Nous présentons ici quelques-unes des principales méthodes utilisées pour le traitement d'images ou de champs 2D.

Dimension fractale d'un champ.

À cause de l'apparence « fractale » des nuages (reproduction à de nombreuses échelles d'un motif simple) la description mathématique fractale a été et est encore fréquemment utilisée soit pour définir l'hétérogénéité d'un champ nuageux soit pour produire un champ nuageux de manière stochastique. Il s'agit de façon la plus simple de décrire un objet complexe, supposé fractal. Un seul nombre, la dimension fractale au sens de Hausdorff (Hausdorff, 1919) permet théoriquement de définir le niveau d'hétérogénéité de cet objet. Si la génération de scènes nuageuses par cette méthode est visuellement satisfaisante, il s'avère cependant difficile de décrire ainsi l'hétérogénéité d'un champ observé. Les tests de sensibilité concernant la mesure de la dimension fractale, par la méthode dite "box counting", de divers champs nuageux simulés ont montré que ce paramètre est incapable d'effectuer convenablement la distinction entre des scènes de structures visuellement très différentes. Une étude récente (Brewer and Di Girolamo, 2004) montre à l'appui de ces résultats que le calcul de la dimension fractale d'une scène nuageuse n'est ni robuste ni réellement instructif quant à la description de cet objet.

Analyse en ondelettes 2D

L'analyse en ondelettes sur un champ 2D permet d'avoir une information à la fois spatiale et spectrale (position et dilatation ou fréquence) de la répartition d'une forme de base analysante. Cette analyse dépend donc premièrement du choix de cette forme analysante. Le résultat de cette méthode est extrêmement riche en informations. Ainsi

l'analyse en ondelettes d'un champ bidimensionnel va produire une matrice quadridimensionnelle. Il est donc difficile d'en extraire une information simple sur la structure du champ initial, et le résultat est malaisé à interpréter.

Analyse en transformée de Fourier (2D, Polaire, pente spectrale)

Plus aisées à manipuler, ces méthodes sont basées sur la convolution d'un champ avec un spectre d'ondes sinusoïdales 2D. On cherche à quantifier les caractéristiques des structures cohérentes, comme la direction privilégiée et une longueur d'onde caractéristique. Une transformée de Fourier inverse permet théoriquement d'obtenir une longueur caractéristique du champ analysé. Cependant ces méthodes se sont avérées limitées et inadaptées pour des champs complexes comme des ondes croisées ou des formes cellulaires qui sont justement les structures les plus couramment observées dans les scènes de nuages de couche limite. L'analyse en transformée de Fourier d'un champ d'autocorrélation peut cependant constituer un outil puissant dans certains cas comme les organisations en bandes. Cette technique n'a toutefois pas été explorée au cours de notre étude.

Remarque : À partir de la transformée de Fourier, une analyse en spectre de puissance du champ étudié peut fournir une information sur l'organisation du champ. Pour un champ nuageux issu de processus turbulents, le spectre de puissance en échelle logarithmique doit présenter une pente sensiblement égale à $-5/3$ d'après l'approche proposée par Kolmogorov (Kolmogorov, 1941). Cette approche théorique semble être confirmée vers les grandes échelles par le traitement de champs de radiances satellitaires (Cahalan et Snider, 1989 ; Davis et al., 1997). Cependant la valeur de cette pente fluctue passablement en fonction des cas d'études, de l'algorithme de traitement des radiances, et de l'instrument utilisé ; de même que l'échelle et l'intensité du changement de la valeur de la pente observée vers les petites échelles et attribuée au lissage radiatif 3D (Marshak et al., 1995 ; Davis et al., 1997 ; Cahalan et Snider, 1989 ; Barker, 1996 ; Barker and Davies, 1992 ; Schröder et al., 2004 ; Brewer and Di Girolamo, 2004).

Analyse en niveaux de gris (Grey Scale Analysis)

Ce type d'analyse est directement issu des techniques de traitement d'images. Il s'agit de faire correspondre à chaque pixel du champ à étudier une valeur comprise entre 0 et 255 (d'où le nom d'analyse en niveaux de gris), et d'analyser le champ obtenu à partir du traitement statistique de la probabilité d'apparition de chaque niveau de gris, ou de la probabilité d'avoir un niveau de gris pour chaque pixel connaissant celui des pixels voisins, etc. Divers filtres et algorithmes sont utilisés, décrivant des grandeurs comme l'énergie, l'entropie, le contraste et la moyenne calculés à partir de la matrice de co-occurrence d'une image. Cette analyse peut être très utile pour la définition et l'identification de la texture de l'image ou d'une région de l'image. Cette technique peut permettre, par exemple, d'identifier des types de nuages différents selon leur texture. Cependant, l'interprétation physique des grandeurs calculées est complexe, et l'identification d'une structure cohérente ou d'une invariance d'échelle est malaisée.

Fonction d'autocorrélation spatiale 2D (ACF2D)

L'autocorrélation 2D n'est autre que l'analyse d'un champ par lui-même. Il s'agit de faire translater à chaque pas la forme analysante (le champ lui-même) d'un vecteur de coordonnées (p, q) et de calculer son coefficient de corrélation avec le champ initial. Les coefficients d'autocorrelations sont maxima lorsque la forme analysante (le champ décalé) et le champ initial varient en phase. Cette méthode fait donc ressortir les propriétés d'auto similarité d'un champ. Cette méthode est particulièrement adaptée pour la définition d'une longueur caractéristique d'un champ et pour l'étude de structures cellulaires. Nous avons donc utilisé ce type d'analyse pour l'étude de l'hétérogénéité spatiale des champs nuageux, aussi bien simulés que mesurés, à partir des champs de reflectances au Nadir correspondants.

Soit $\mathbf{R}(i,j)$ le champ initial à analyser; la première étape consiste à normaliser le champ :

$$\mathbf{F}(i,j) = \frac{\mathbf{R}(i,j) - \bar{\mathbf{R}}}{\sigma_{\mathbf{R}}} \quad (3.3.1)$$

Où $\bar{\mathbf{R}}$ et $\sigma_{\mathbf{R}}$ sont respectivement la moyenne et l'écart type de $\mathbf{R}(i,j)$.

Soit M et N les dimensions du champ initial, la matrice des coefficients d'autocorrélation $\mathbf{C}_{ff}(p,q)$ s'écrit :

$$\mathbf{C}_{ff}(p,q) = \frac{\sum_{i=1}^{M-p} \sum_{j=1}^{N-q} \mathbf{F}(i,j) \mathbf{F}(i+p, j+q)}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \mathbf{F}^2(i,j)} \quad (3.3.2)$$

Où (p,q) sont les coordonnées du vecteur déplacement, i.e. le décalage entre les deux champs.

On remarque que les matrices $\mathbf{R}(i,j)$ et $\mathbf{C}_{ff}(p,q)$ sont de même dimension et que :

$$0 \leq |\mathbf{C}_{ff}| \leq \left| \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{F}^2} \right| \quad (3.3.3)$$

L'interprétation de la matrice des coefficients est relativement simple et directe, puisque qu'elle ne fait intervenir que la notion de déplacement spatial. Pour cette raison, l'étude de la matrice d'autocorrélation 2D a été retenue pour la caractérisation des propriétés d'échelles des champs simulés et observés.

Analyse par régions nuageuses.

Cette dernière technique s'inspire directement des techniques de traitement d'image et de reconnaissance de forme utilisées par exemple en imagerie médicale. Il s'agit dans un premier temps d'apposer un masque, ou filtre, binaire, sur le champ à étudier. Dans notre cas, il convient de séparer les zones nuageuses des zones d'air clair ; puis, à l'aide d'un

algorithme approprié, d'isoler une à une les régions ainsi définies, et d'en calculer la surface et le périmètre en terme de pixels. Le rapport du périmètre au carré sur la surface, appelé compacité, nous donne une information sur la forme de ces régions. La compacité minimale est celle du disque, égale à 4π ; et plus la région possède une forme allongée, plus sa compacité est grande. Dans le cas d'une région aux bords très découpés, la compacité se ramène à une mesure de sa fractalité.

Cette méthode nous permet de classer les différentes régions nuageuses selon leur dimension, d'en définir une surface et une compacité moyennes et ainsi de distinguer les scènes nuageuses entre elles. Cependant, pour une statistique robuste, la technique dépend du nombre de cellules identifiées, et donc de la surface totale du champ étudié. De plus, la compacité dépend de l'échelle considérée et donc de la taille du pixel.

Les données du spectromètre-imageur CASI sont les seules données 2D collectées au cours de la campagne ACE-2 à une échelle comparable à celles des simulations. Ces données documentent des bandes de $60 \times 2 \text{ km}^2$. Par conséquent, toutes les cellules de taille supérieure à 2 km, ou tronquées au cours de l'acquisition, induiront un biais sur la statistique des régions nuageuses. La méthode d'analyse par régions nuageuses ne peut donc pas être utilisée pour l'étude des champs nuageux observés.

3.3.3.2 **Propriétés d'échelles du champ nuageux simulé**

Les propriétés d'échelles du champ nuageux simulé sont déterminées à partir du champ de réflectances au Nadir, simulé à 754 nm par SHDOM. Les tests de sensibilité montrent néanmoins que la caractérisation des propriétés d'échelles peut être faite sur d'autres champs 2D comme le Liquid Water Path ou l'épaisseur optique sans que les résultats s'en trouvent modifiés, en raison de la grande corrélation entre ces différents champs. Le choix de la concentration de gouttelettes, de la paramétrisation du mélange ou de la longueur d'onde n'ont pas d'influence sur le calcul des propriétés d'échelles de la simulation.

Fonction d'autocorrélation

La simulation présente une structure macrophysique hétérogène montrant un agencement relativement régulier de cellules convectives de grande taille. La figure 3.3.4 représente le champ de réflectances au Nadir, à la longueur d'onde de 754 nm, normalisé selon l'équation (3.3.1), avec schéma de mélange hétérogène et une concentration en gouttelettes nuageuses nominale de 256 cm^{-3} .

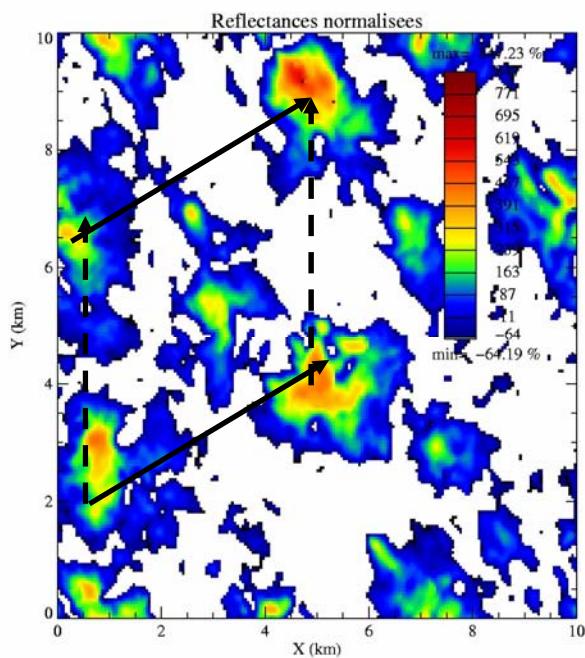


Fig. 3.3.4 Champ de réflectances normalisées, en %, simulées au Nadir avec $N=256 \text{ cm}^{-3}$ et schéma de mélange hétérogène. Les flèches pleines et pointillées représentent quelques longueurs caractéristiques de structures remarquables.

Choix du masque de nuage

Comme nous l'avons vu, un des objectifs de l'étude des propriétés d'échelle des scènes de stratocumulus est la validation de la simulation LES par comparaison avec les scènes 2D de radiance au Nadir mesurées par le CASI au cours de la campagne. Nous devons donc utiliser des données comparables. Les champs de réflectances simulées au Nadir à la même longueur d'onde (754 nm) sont transformés en champs de radiances en utilisant les valeurs de constante solaire mesurées par Thullier et al. (1998).

Il s'agit ensuite d'utiliser une méthode d'identification des zones nuageuses communes aux observations et aux simulations, notamment afin de s'affranchir des effets de réflexion sur la surface de la mer qui ne sont pas pris en compte dans les simulations. Pour cela, nous utilisons la méthode de détection de pixels nuageux à haute résolution développée par M. Schröder (Schröder et al., 2002), sur les champs simulé et observé. Cette méthode fait appel à un réseau de neurones artificiels, avec pour entrées les radiances à 754 nm et certains facteurs de textures basés sur les techniques d'analyse en niveaux de gris. Chaque pixel reçoit une valeur comprise entre 0 et 1 correspondant à la probabilité de présence du nuage à cet endroit. Une valeur égale ou supérieure à 0,8 définit un pixel nuageux.

Ce réseau de neurones a été "entraîné" à l'aide de champs de radiance mesurés par le CASI. L'utilisation de cette technique sur des champs simulés peut donc induire un biais sur la détection des pixels nuageux. Ainsi les facteurs de texture calculés sur les champs simulés sont parfois inférieurs aux valeurs minimales qui ont été utilisées pour entraîner le réseau de neurones; obligeant l'algorithme d'identification des pixels nuageux à extrapoler sa fonction

de restitution, ce qui peut conduire à des erreurs importantes (Krasnopolksy et Schiller, 2003).

Cependant, les études de sensibilité effectuées sur la fraction nuageuse restituée, pour différentes valeurs d'épaisseur optique, ont montré que la technique reste très performante et l'identification d'un pixel comme "nuageux" correspond à une valeur seuil d'épaisseur optique de $1,31 \pm 0,15$; épaisseur optique due à l'absorption/diffusion de Rayleigh comprise.

Afin de pouvoir ultérieurement comparer les champs de radiance simulé et observé, nous multiplierons systématiquement chaque valeur par la valeur du masque nuageux, 0 ou 1, restitué par le réseau de neurones.

Interprétation de la fonction d'autocorrélation.

A partir des champs de radiance 2D pondérés par le masque nuageux, nous extrayons la matrice d'autocorrélation 2D suivant l'équation (3.3.2) pour des vecteurs déplacements $V(p,q)$ tels que $0 \leq p \leq M$ et $-N \leq q \leq N$ où M et N sont les dimensions du champ de radiance (200x200 pixels de 50m de côté). La figure 3.3.5 montre la matrice des coefficients d'autocorrélation (en %) du champ de radiance correspondant à la figure 3.3.4.

Le point de coordonnées (0,0) a une valeur toujours égale à 100% puisqu'il s'agit du coefficient de corrélation du champ avec lui-même, sans translation.

Nous remarquons que la méthode détecte bien le caractère cyclique des limites du domaine de simulation, puisque les maxima des coefficients d'autocorrélation se retrouvent pour des valeurs de translation de l'ordre de la taille du domaine en X et Y (10 km).

Des maxima locaux dans la fonction d'autocorrélation 2D s'observent pour des déplacements correspondant à une certaine répétitivité de structures cohérentes présentes dans le champ initial. Deux exemples de ces structures et leur représentation respective dans la matrice d'autocorrélation sont matérialisés par les flèches pleines et pointillées des figures 3.3.4 et 3.3.5.

La fonction d'autocorrélation 2D permet donc non seulement d'identifier des longueurs caractéristiques de structures auto-similaires d'un champ, mais donne aussi une information sur la direction privilégiée de ces structures.

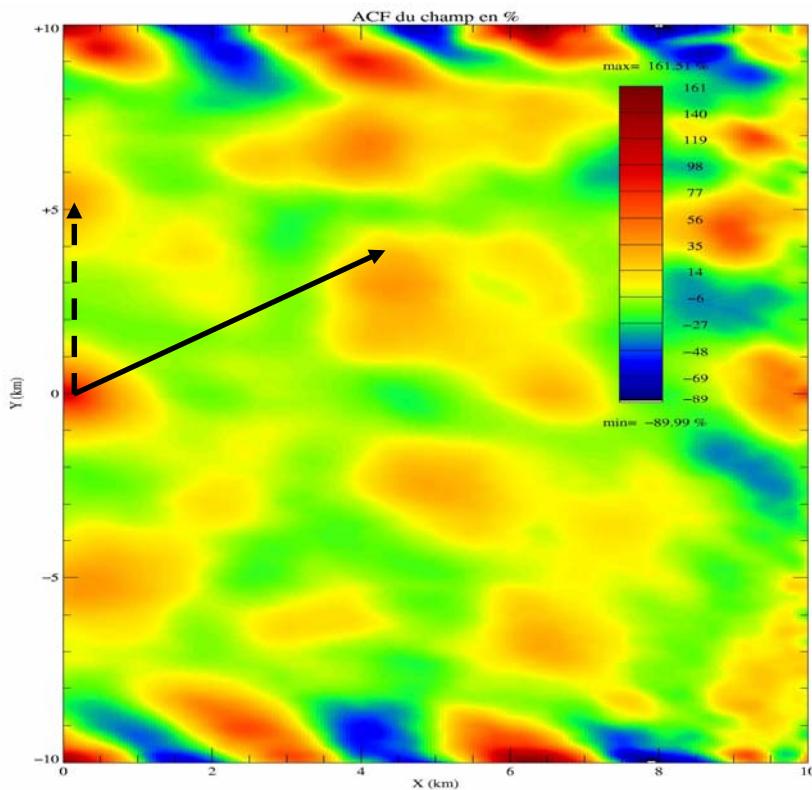


Fig. 3.3.5 Matrice des coefficients d'autocorrélation, en pourcentage, obtenus pour le champ nuageux simulé. Les coordonnées de chaque pixel correspondent aux coordonnées du vecteur de translation (ici en km). La figure étant à symétrie centrale, seuls les coefficients d'autocorrélation pour une translation positive selon l'axe des X sont montrés. Les flèches pleines et pointillées représentent des vecteurs-translation correspondant à des structures similaires du champ initial (voir fig. 3.3.4).

Calcul des longueurs caractéristiques

L'information directionnelle sur l'organisation spatiale des scènes nuageuses n'est cependant pas appropriée dans notre effort de caractérisation de l'organisation spatiale des champs simulés. En effet, il n'y a pas de notion de direction comparable entre les observations et la simulation. Il convient donc d'extraire de la fonction d'autocorrélation une information minimale suffisante pour caractériser la structure de l'ensemble du champ. Dans notre étude, cette information est réduite à deux longueurs caractéristiques par champ. La première, que nous nommerons L_1 , définit la dimension typique d'une cellule nuageuse; la seconde, désignée L_2 , représente la distance caractéristique entre deux cellules voisines.

Dans un premier temps, nous moyennons la fonction d'autocorrélation 2D intégrée sur toutes les directions. La figure 3.3.6 montre cette fonction d'autocorrélation "radiale". Dans l'hypothèse où les cellules nuageuses ont une taille et une distribution homogènes, le premier minimum de cette fonction d'autocorrélation 1D coïncide avec la corrélation entre les maxima et les minima les plus proches dans le champ étudié. La distance correspondante répond donc à la définition de la longueur caractéristique L_1 . De même, le premier maximum

suivant de la fonction (ou premier "rebond") correspond à la distance entre les maxima (ou minima) les plus proches dans le champ initial, soit une mesure de L_2 .

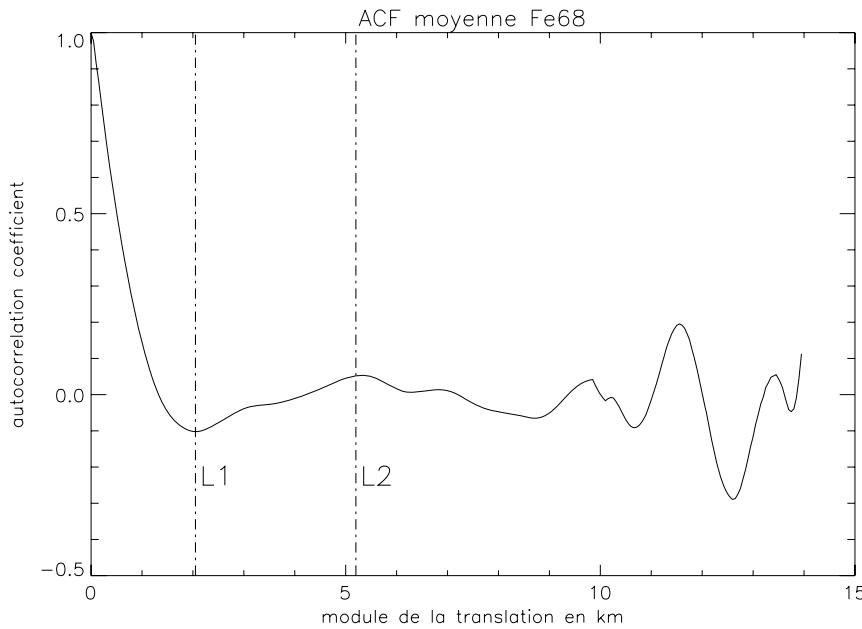


Fig. 3.3.6 Fonction d'autocorrélation moyenne intégrée sur toutes les directions.

Le premier minimum correspond à la longueur caractéristique L_1 , représentant la dimension typique d'une cellule nuageuse du champ. Le premier maximum suivant correspond à la distance caractéristique entre deux cellules voisines, L_2 .

Les longueurs caractéristiques doivent répondre à deux critères:

- ❖ Pour éliminer les artefacts dus à la taille du domaine de simulation ou d'observation, leur valeur ne doit pas dépasser la moitié de la longueur de ce domaine, soit:
$$0 \leq L_1, L_2 \leq 5 \text{ km}$$
- ❖ Dans l'hypothèse d'une organisation cellulaire isotrope, les longueurs caractéristiques ne doivent pas présenter de dépendance directionnelle.

Ce deuxième critère est difficile à respecter en utilisant la technique de la fonction d'autocorrélation moyenne radiale. Les études de sensibilité montrent que L_1 ne dépend pas de la direction choisie, ce qui confirme une organisation de type cellulaire, alors que L_2 y est beaucoup plus sensible. En effet, le recouvrement de plusieurs maxima locaux plus ou moins proches suivant la direction peut induire un biais important dans la détection des longueurs caractéristiques. Nous avons donc choisi de porter l'étude statistique sur les longueurs elles-mêmes plutôt que sur la fonction d'autocorrélation :

La fonction de corrélation 1D est calculée suivant chaque ligne (suivant X) et chaque colonne (suivant Y) du domaine de simulation, puis les longueurs L_1 et L_2 sont calculées pour chacune de ces lignes et colonnes. Les longueurs caractéristiques du champ simulé sont alors données par la moyenne des longueurs ainsi extraites.

Le tableau 3.3.1 résume les résultats de l'étude des propriétés d'échelles selon la méthode présentée ci-dessus.

L1 suivant X	$2,02 \pm 0,95$ km
L2 suivant X	$2,95 \pm 1,24$ km
L1 suivant Y	$1,97 \pm 0,71$ km
L2 suivant Y	$2,99 \pm 1,28$ km
L1 moyen	$2,00 \pm 0,84$ km
L2 moyen	$2,97 \pm 1,12$ km

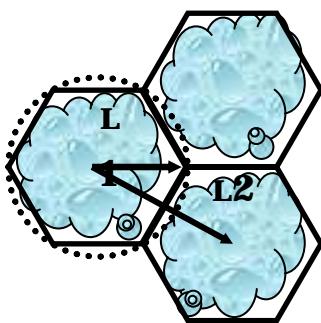
Tableau 3.3.1 Propriétés d'échelles du nuage simulé. $L1$ représente la dimension typique des cellules convectives; la longueur $L2$ représente la distance caractéristique entre deux cellules voisines. $L1$ et $L2$ sont donnés par la moyenne des longueurs caractéristiques calculées pour chaque ligne et colonne du domaine de simulation. L'incertitude correspond à l'écart type de cette distribution. Le tableau montre le calcul de $L1$ et $L2$ suivant l'axe X, l'axe Y, et en moyenne sur les deux directions. Les valeurs moyennes représentent les propriétés d'échelle typiques du champ nuageux simulé.

L'incertitude sur les longueurs caractéristiques est grande; elle provient principalement de la technique utilisée pour sa détermination, et non des problèmes de directions privilégiées éventuelles des structures du champ, comme le montre le calcul de $L1$ et $L2$ suivant les deux axes orthogonaux X et Y.

Remarque concernant les longueurs caractéristiques:

Le tableau 3.3.1 indique que le rapport $L2/L1$ semble être constant quels que soient la direction et le cas pris en compte pour son calcul. Ce rapport est un indicateur important de l'organisation structurelle du champ nuageux. Le tableau 3.3.2 montre les valeurs de ce rapport pour la simulation. Ces résultats montrent que la structure du champ simulé n'est pas chaotique et s'organise en cellules régulièrement distribuées capables de pavir l'espace.

Le stratocumulus est un nuage faiblement convectif. En l'absence de perturbation significative, et lorsque la hauteur de la couche limite n'est pas trop importante, les cellules convectives qui le composent ont alors tendance à s'organiser suivant une structure proche de celle dite de Bénard, qui consiste en un agencement régulier de cellules convectives hexagonales. Par analogie, nous pouvons avancer une interprétation géométrique des longueurs caractéristiques et de leur rapport entre elles :



Dans le cas d'une structure hexagonale compacte et régulière, le rapport L_2/L_1 est égal à la racine carrée de 3, soit 1,73. Pour comparaison, nous avons inclus dans le tableau 3.3.2 les résultats obtenus pour une distribution homogène de cellules hexagonales régulières et identiques. Le rapport calculé est celui attendu. La technique de restitution des longueurs caractéristiques est donc cohérente. Les valeurs inférieures du rapport L_2/L_1 calculées pour le nuage simulé indiquent alors que le modèle des cellules de Bénard n'est pas suffisant pour décrire le champ observé, qui présente une structure plus hétérogène et plus compacte.

	Modèle L.E.S.	Hexagones
L_2/L_1 selon X	$1,52 \pm 0,37$	$1,65 \pm 0,28$
L_2/L_1 selon Y	$1,52 \pm 0,34$	$1,87 \pm 0,35$
L_2/L_1 moyen	$1,52 \pm 0,35$	$1,76 \pm 0,33$

Tableau 3.3.2 Valeurs du rapport d'échelles L_2/L_1 calculé pour chaque ligne ou colonne du champ initial correspondant. Les valeurs présentées sont les moyennes des rapports obtenus suivant l'axe X, l'axe Y et en moyenne sur ces deux directions. L'incertitude est représentée par l'écart type de chaque distribution. La dernière colonne contient les résultats obtenus avec un champ homogène composé d'hexagones réguliers.

3.3.3.3 Propriétés d'échelles du champ nuageux observé

Présentation des données utilisées

Cette étude porte sur les données de radiances à 754 nm collectées par le CASI au cours de la journée du 9 juillet. Elles sont divisées en 12 bandes (ou legs) de 60 km de long sur 2 km de large. Chaque Leg est divisé en 4 à 6 sections de 10 km de long représentant chacune une matrice de radiances de 512 pixels de large sur environ 850 le long de la trajectoire de l'avion.

Comme le montre la figure 3.3.7 représentant quelques unes de ces sections, l'aspect du champ de stratocumulus observé est extrêmement variable; certaines sections étant presque entièrement constituées d'air clair (Fig.3.3.7a), d'autre entièrement nuageuses

(Fig.3.3.7d), avec une grande variabilité de structures entre ces deux extrêmes (Fig.3.3.7b et c).

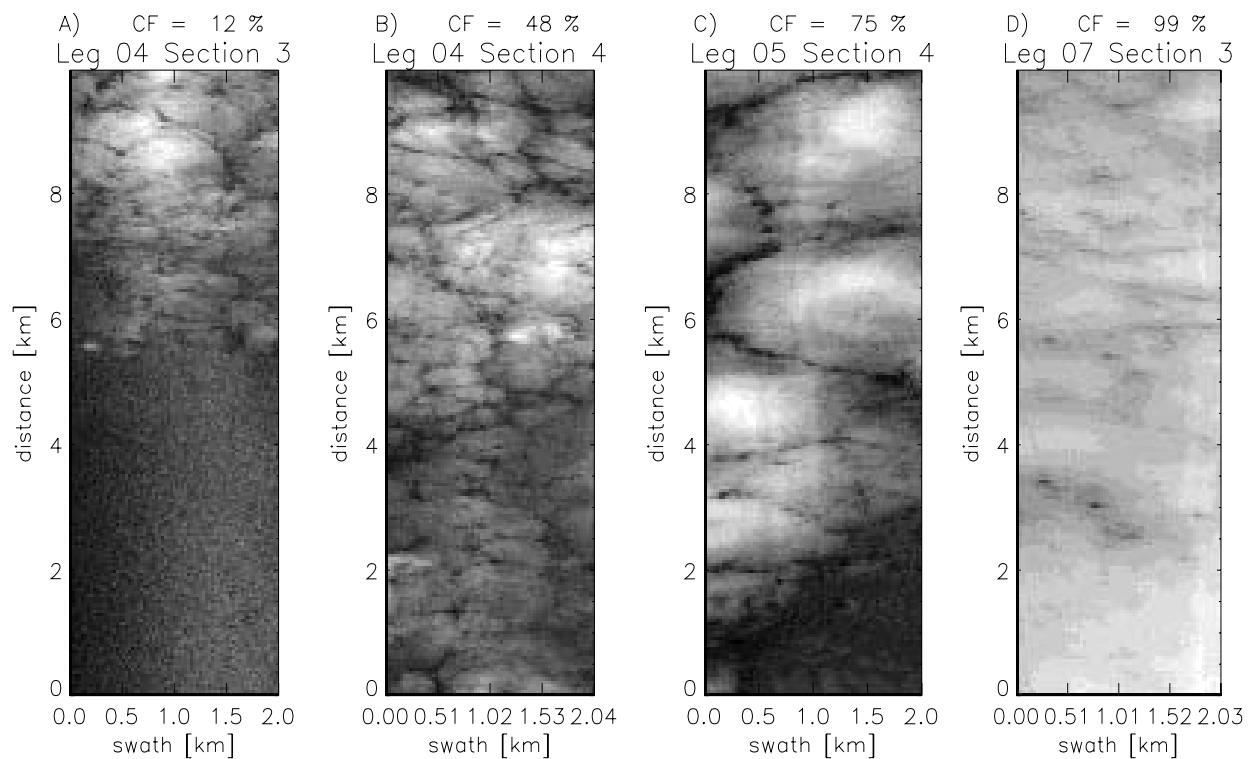


Fig.3.3.7 Exemples de sections extraites des données de radiances 754nm du CASI. "CF" désigne la fraction nuageuse correspondante déterminée par le masque nuageux (voir texte).

Longueurs caractéristiques des champs de radiances observées

Pour chaque section, nous calculons une longueur caractéristique définie comme la moyenne des longueurs L1 obtenues pour chaque colonne de radiance dans la direction du vol suivant la méthode utilisée pour les radiances simulées. La direction orthogonale au vol n'est pas prise en compte puisqu'elle n'autoriserait la restitution que de longueurs inférieures au kilomètre.

L'hétérogénéité des champs observés est nécessairement plus grande que dans les simulations, pour plusieurs raisons:

- ❖ Artefacts de mesure et d'échantillonnage. Par exemple, une section prise à cheval entre une grande zone d'air clair et une zone d'air nuageuse va biaiser la restitution des longueurs caractéristiques.
- ❖ Résolution des mesures ($4 \times 13 \text{ m}^2$) qui est bien supérieure à la résolution des simulations ($50 \times 50 \text{ m}^2$).
- ❖ Existence possible, dans le champ observé, de structures d'échelle supérieures à 10km, donc non résolues par les simulations, qui peuvent perturber les structures d'échelle inférieure.

La technique de restitution des longueurs L_1 s'est en fait révélée peu sensible à ces facteurs perturbateurs. Cependant, la méthode de détermination de L_2 y est beaucoup plus sensible et sa valeur peut être grandement sous-estimée pour certaines sections du vol.

Les longueurs L_1 et L_2 calculées présentent une grande variabilité selon les sections, à l'instar de la variabilité de leurs aspects visuels (figure 3.3.7).

En définitive, les longueurs caractéristiques L_1 et L_2 de la totalité du champ nuageux observé sont définies comme la moyenne des longueurs L_1 et L_2 des sections du vol. Les écarts-types de ces distributions représentent l'incertitude sur la détermination des longueurs caractéristiques du champ nuageux observé. Le tableau 3.3.3 compare ces résultats avec les longueurs caractéristiques du champ nuageux simulé.

	Champ nuageux observé	Champ nuageux simulé
L_1 moyen	$2,64 \pm 1,02$ km	$2,00 \pm 0,84$ km
L_2 moyen	$2,99 \pm 1,04$ km	$2,97 \pm 1,12$ km

Tableau 3.3.3 Comparaison des propriétés d'échelles des champs nuageux observés et simulés. L_1 représente la dimension typique des cellules convectives; la longueur L_2 représente la distance caractéristique entre deux cellules voisines.

On remarque que la taille caractéristique des cellules convectives du champ nuageux observé est supérieure à celle du champ simulé. Cependant, l'écart entre ces valeurs est inclus dans leurs incertitudes respectives. Les tailles caractéristiques des cellules restent donc comparables.

En revanche, la distance caractéristique entre les cellules du champ nuageux observé est très proche de celle du champ simulé. Néanmoins, cette adéquation est à relativiser compte tenu des nombreuses sources d'erreur précédemment discutées sur la détermination de L_2 pour le champ nuageux observé.

3.3.4 Comparaison des champs de réflectances

Nous disposons maintenant d'un champ tri-dimensionnel de contenu en eau liquide. Pour effectuer une simulation du transfert radiatif, il nous faut aussi connaître la distribution dimensionnelle des gouttelettes, qui est nécessaire au calcul de leurs propriétés optiques. Une simulation avec microphysique détaillée, dans laquelle la distribution dimensionnelle est explicitement simulée, n'est pas possible, ou du moins trop coûteuse, dans la configuration actuelle du modèle. Il nous faut donc diagnostiquer cette distribution dimensionnelle à partir du seul contenu en eau liquide.

Deux étapes nous permettront d'atteindre cet objectif. Dans un premier temps, la distribution dimensionnelle des gouttelettes est calculée en fonction de l'altitude au-dessus de la base du nuage à partir d'un modèle de croissance adiabatique. Dans toutes les mailles où le contenu en eau liquide est inférieur au maximum adiabatique, il faut ensuite évaporer ces gouttelettes, comme dans un processus de mélange entre l'air nuageux adiabatique et l'air extérieur plus sec. A ce niveau, il nous faut introduire une nouvelle hypothèse, relative à la nature du mélange. Comme pour le recouvrement vertical du contenu en eau liquide, nous supposerons deux cas extrêmes, à savoir un schéma de mélange hétérogène, dans lequel le rayon de chaque gouttelette reste constant, tandis que leur concentration diminue, ou un schéma de mélange homogène, dans lequel la concentration reste constante, tandis que les rayons des gouttelettes diminuent suivant l'équation de croissance/évaporation par diffusion de vapeur. Notons que les observations à micro-échelle suggèrent que le schéma de mélange hétérogène est le plus réaliste, tout particulièrement dans les nuages stratocumulus où l'intensité de la turbulence est réduite (Burnet et Brenguier, 2006).

Détermination du nuage adiabatique de référence et schéma de mélange

L'altitude de la base du nuage est donnée comme précédemment par le premier percentile de la distribution des altitudes de tous les pixels nuageux du modèle :

$$Z_{base} = 727 \text{ m}$$

Cette hauteur de base du nuage conditionne la valeur du contenu en eau liquide maximum et la distribution dimensionnelle des gouttelettes en fonction de l'altitude. Dans la figure 3.3.8, cette valeur maximale, représentée par une ligne noire, est comparée à la distribution statistique du contenu en eau liquide à chaque niveau de la simulation. Cette figure montre que la plupart des valeurs de contenu en eau liquide sont sous-adiabatiques.

Pour calculer la distribution dimensionnelle adiabatique à chaque niveau, il nous faut aussi fixer la concentration maximale des gouttelettes N_{ad} du nuage de référence adiabatique. La concentration maximale de gouttelettes nuageuses mesurée au cours de la journée du 9 juillet est de 440 cm^{-3} (H. Pawlowska and J-L. Brenguier, 2000).

Cependant, la concentration maximale ne représente pas une valeur caractéristique (statistiquement significative) du champ nuageux. Pour cela, nous introduisons une concentration qui reflète le processus d'activation des CCN, N_{act} , correspondant à la valeur moyenne de la concentration des gouttelettes dans les parties les plus adiabatiques du nuage (H. Pawlowska and J-L. Brenguier, 2003). Ces noyaux nuageux "adiabatiques" sont identifiés suivant 3 critères :

- ❖ Contenu en eau liquide supérieur ou égal à 90% du LWC_{ad} estimé localement pour chaque profil nuageux.
- ❖ Pas de précipitations.

- ❖ Altitude locale au-dessus de la base comprise entre 0.4 et 0.6 fois l'épaisseur géométrique maximale du nuage.

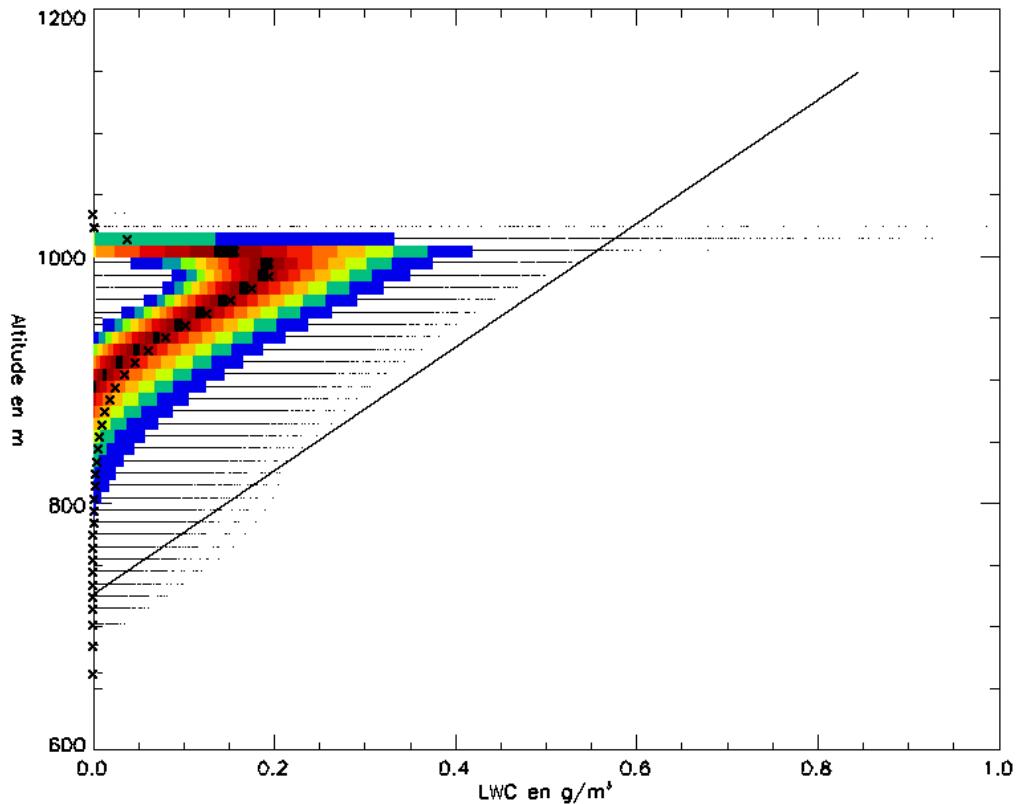


Figure 3.3.8 Distribution par niveau du contenu en eau liquide des colonnes nuageuses du modèle. Chaque point correspond à un pixel nuageux. Les barres colorées représentent les percentiles de chaque distribution par tranche de 5%, de 5% à 95%. Les croix noires indiquent le contenu en eau liquide moyen par niveau. Le segment de droite représente le profil de contenu en eau liquide du nuage adiabatique de référence.

N_{act} correspond à la concentration de gouttelettes qui résulte de l'activation des noyaux de condensation nuageux. Pour le 9 juillet :

$$N_{act} = 256 \text{ cm}^{-3}$$

Par soucis de cohérence, la concentration en gouttelettes N_{act} de notre modèle de nuage doit correspondre à la concentration typique N_{act} du nuage mesuré.

Dans le schéma de mélange homogène, la concentration ne varie pas dans le champ nuageux. Dans le schéma de mélange hétérogène, plus réaliste, elle varie proportionnellement au rapport entre le contenu en eau liquide et sa valeur adiabatique. Nous choisissons donc la concentration maximale N_{ad} du nuage adiabatique de référence de manière à ce que la concentration typique N_{act} calculée selon les critères ci-dessus, soit identique pour le modèle de nuage avec la paramétrisation hétérogène et pour le nuage observé. Cela conduit à:

$$N_{ad} = 470 \text{ cm}^{-3}$$

Disposant du contenu en eau liquide adiabatique et de la distribution dimensionnelle de gouttelettes correspondante, nous pouvons maintenant calculer la distribution dimensionnelle dans chaque maille du domaine de simulation. Avec le schéma de mélange homogène, nous calculons la valeur du paramètre β^2 , telle que le contenu en eau liquide intégré sur la distribution soit égal au contenu en eau liquide dans la maille (voir section 2.2.1). Avec le schéma de mélange hétérogène, la distribution dimensionnelle est inchangée, seule la concentration totale est réduite jusqu'à ce que les deux contenus en eau liquide soient égaux. Nous pouvons maintenant calculer les propriétés optiques des gouttelettes dans chaque maille du domaine de simulation.

Simulation du transfert radiatif

Le nuage adiabatique de référence, plus la paramétrisation du mélange déterminent entièrement le champ 3D granulométrique de gouttelettes. Le champ 3D des propriétés optiques du modèle de nuage (coefficients d'extinction, albédos de diffusion simple, fonctions de phase) sont ensuite calculés à l'aide de la théorie de Mie suivant la méthode décrite au chapitre 2.

Nous simulons ensuite le transfert radiatif monochromatique à l'aide du modèle SHDOM, en visible ($\lambda = 754$ nm) et proche infrarouge ($\lambda = 1535$ nm), à travers le nuage simulé, en utilisant successivement les deux paramétrisations du mélange, le champ bidimensionnel de réflectances au nadir est enfin calculé au dernier niveau du modèle, à la même résolution horizontale (50 m) que la simulation.

Comparaison des champs de réflectances

Nous comparons la distribution du champ de réflectances simulées et la distribution du champ de réflectances observés. Le jeu de données des réflectances simulées est constitué des valeurs, en visible et proche infrarouge, identifiées comme correspondant à des pixels nuageux par le masque nuageux décrit précédemment. Le jeu de données des réflectances observées contient les mesures, dans les mêmes longueurs d'ondes, du spectromètre OVID pour les douze Legs du vol du 9 juillet.

La figure 3.3.9 compare la distribution des réflectances simulées pour le modèle de nuage avec la paramétrisation hétérogène du mélange et la distribution des réflectances mesurées. La figure 3.3.10 compare ces distributions pour le modèle de nuage avec la paramétrisation homogène du mélange.

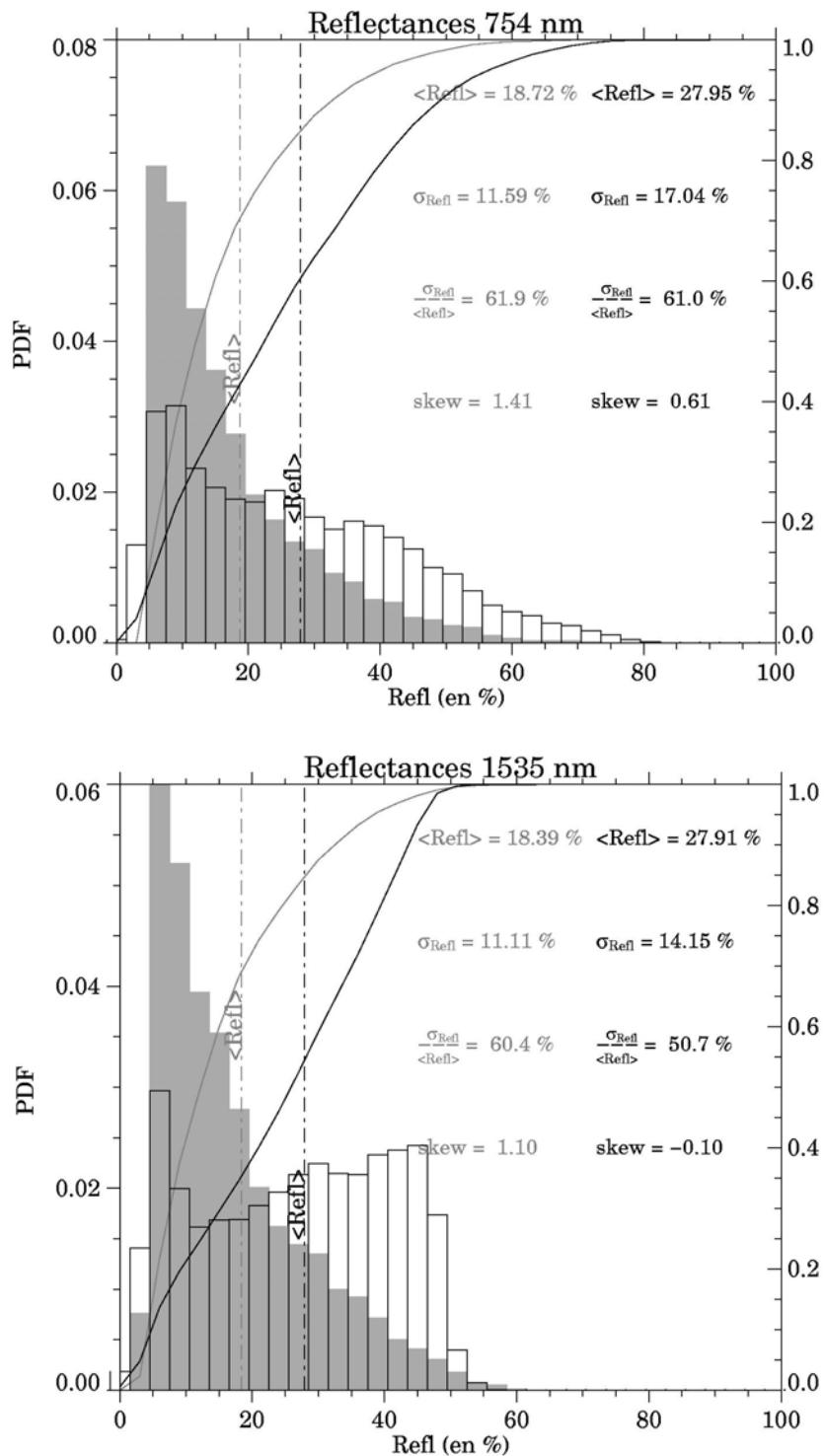


Figure 3.3.9 Hypothèse du mélange hétérogène :

Comparaison de la distribution des réflectances simulées (en gris) et mesurées (en noir), en visible (en haut) et proche infrarouge (en bas); densités de probabilités (histogrammes) et distribution cumulées (courbes). Les valeurs moyennes correspondantes (lignes verticales discontinues) et quelques propriétés statistiques des distributions sont également montrées.

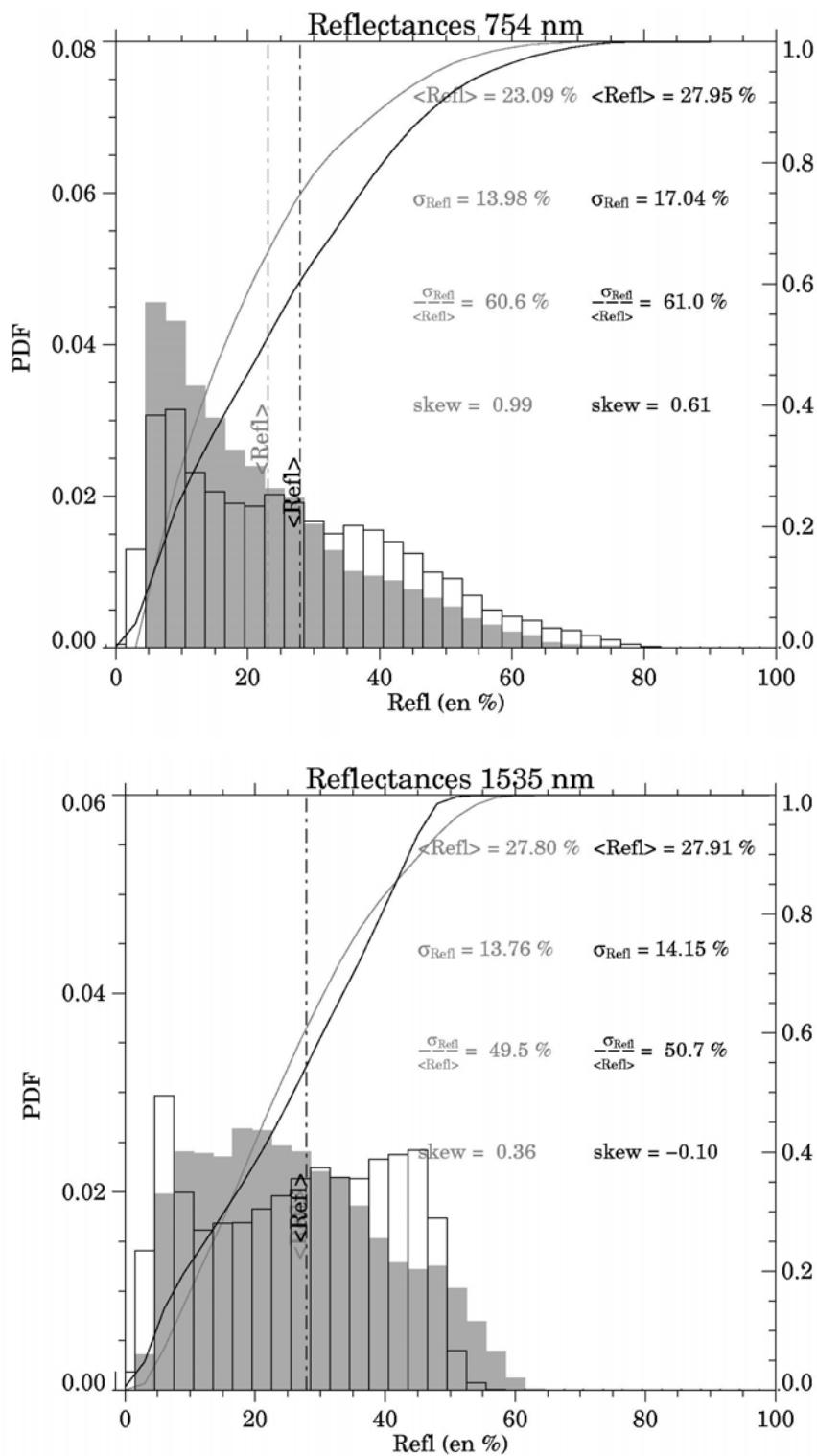


Figure 3.3.10 Hypothèse du mélange homogène :

Comparaison de la distribution des réflectances simulées (en gris) et mesurées (en noir), en visible (en haut) et proche infrarouge (en bas); densités de probabilités (histogrammes) et distribution cumulées (courbes). Les valeurs moyennes correspondantes (lignes verticales discontinues) et quelques propriétés statistiques des distributions sont également montrées.

Discussion

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, d'après les mesures *in situ* à haute résolution des spectres de gouttelettes nuageuses, la paramétrisation hétérogène du mélange doit constituer le modèle le plus réaliste des processus physiques d'entraînement/mélange. Cependant, nous constatons que les réflectances simulées sont faibles, avec cette paramétrisation, devant les réflectances mesurées. Cette sous-estimation s'exprime tant par la valeur moyenne que par le plus grand poids relatif des petites valeurs dans les distributions (troisième moment des distributions – *skewness* – trop grand).

En excluant d'éventuelles erreurs sur la mesure, et en considérant que la résolution spectrale de l'instrument OVID est suffisante pour valider l'hypothèse de réflectance monochromatique, il existe plusieurs possibilités pour expliquer une telle différence :

- ❖ Insuffisance des conditions de calcul du transfert radiatif.

Il ne faut pas perdre de vue que le champ des réflectances simulées est un champ instantané. De leur côté, les réflectances observées sont issues de mesures 1D prises sur toute la durée du vol (12h30 à 15h15, heure TU). Pendant ce temps, l'angle zénithal solaire varie entre 7° et 30°. La variation horaire de cet angle est prise en compte dans le calcul des réflectances mesurées. Or, dans les simulations, la position de la source lumineuse est fixe avec un angle de 24.4° (position du soleil à 15h TU, heure de la mesure du profil d'initialisation du modèle de nuage). Il est possible, à cause de la fonction de phase des particules diffusantes, que cette absence de variation de l'angle zénithal solaire entraîne un biais négatif sur les réflectances simulées. De plus, la simulation du transfert radiatif néglige la contribution de la surface. Il est également possible qu'une combinaison des biais d'une part relativ à la variation de l'angle solaire et d'autre part dû à l'absence d'albédo de surface explique la sous-estimation du champ de réflectances simulées.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons construit un nuage adiabatique stratifié, de 200 m d'épaisseur et de concentration en gouttelettes $N_{ad} = 470 \text{ cm}^{-3}$. Un tel nuage représente les parties géométriquement et optiquement les plus épaisses rencontrées dans notre simulation L.E.S. Il correspond donc aux plus grandes valeurs de réflectance dans notre distribution. Nous avons simulé le transfert radiatif puis calculé les réflectances au Nadir dans les mêmes conditions que la simulation initiale mais avec un angle zénithal solaire variable entre 7° et 30° par pas de 1°. Nous couvrons donc tous les angles rencontrés au cours des observations. De plus, nous avons répété les simulations avec un albédo de surface variable de 0% à 8%. La surface est considérée lambertienne (diffusion isotrope) et la fourchette d'albédo choisie correspond aux valeurs d'albédo de surface rencontrées dans la littérature pour une surface océanique. La variabilité des réflectances calculées doit correspondre à l'incertitude maximale sur les reflectances issues du modèle L.E.S. de nuage.

En effet, si notre champ de réflectances, calculées à partir de la simulation L.E.S, souffre d'un biais dû à la non prise en compte de la variabilité de l'angle solaire et à l'absence d'albédo de surface, ce biais sera nécessairement inférieur à celui d'un nuage adiabatique de 200 m d'épaisseur. En effet, les valeurs des réflectances associées à toutes les colonnes sous-adiabatiques du nuage ou d'épaisseur inférieure à 200 m (c'est à dire la quasi totalité du champ nuageux) sont elles-mêmes inférieures à celles de la colonne adiabatique.

La figure 3.3.11 présente les réflectances au nadir, en visible et proche infrarouge du nuage adiabatique plan-parallèle, en fonction de l'angle solaire et de l'albédo de surface.

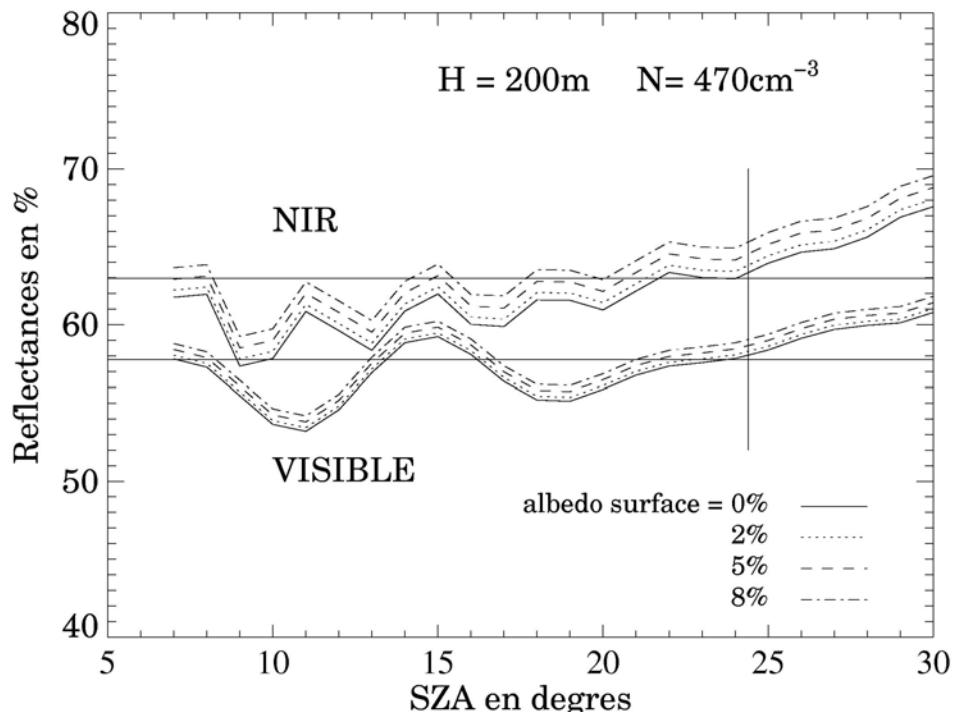


Figure 3.3.11 Réflectances au Nadir en visible ($\lambda=754\text{nm}$, courbes supérieures) et proche infrarouge (NIR, $\lambda=1535\text{nm}$, courbes inférieures) d'un nuage adiabatique de 200 m d'épaisseur et de concentration $N = 470 \text{ cm}^{-3}$, en fonction de l'angle zénithal solaire (SZA) et de plusieurs albédos de surface. Les deux droites horizontales représentent les valeurs moyennes des réflectances en visible (en haut) et NIR (en bas). On remarque que ces valeurs correspondent aux réflectances calculées pour un angle solaire égal à celui choisi pour la simulation L.E.S (24.4° , représenté par le segment vertical).

Le biais *absolu maximal*, dû à l'angle solaire et/ou l'albédo de surface, sur les plus grandes réflectances simulées issues de notre modèle de nuage, est inférieur à 6% pour la longueur d'onde proche infrarouge et inférieur à 4% pour la longueur d'onde visible. Cette source d'incertitude n'est donc pas suffisante pour expliquer la différence entre les distributions des réflectances simulées et observées.

❖ Insuffisance du modèle de nuage L.E.S.

La réflectance est une fonction logarithmique de l'épaisseur optique. Dans l'hypothèse adiabatique, cette épaisseur optique est proportionnelle à la puissance 1/3 de la concentration en gouttelettes N_{ad} et proportionnelle à la puissance 5/3 de l'épaisseur géométrique H . C'est donc principalement l'épaisseur du nuage qui conditionne sa réflectance. Il est possible que le modèle de nuage sous-estime les grandes valeurs de H et donc que l'on sous-estime les valeurs pics et la moyenne des réflectances simulées. Deux points étayent cette hypothèse.

D'une part, le protocole de mesure *in situ* de H a naturellement tendance à sous-estimer la valeur moyenne de l'épaisseur géométrique du nuage traversé. En effet, la mesure aéroportée du contenu en eau liquide se fait le long d'une trajectoire oblique à travers la couche nuageuse hétérogène. L'altitude (aléatoire) des points d'entrées et de sorties du nuage peut donc statistiquement biaiser l'estimation de l'épaisseur géométrique de la couche nuageuse.

D'autre part, la variabilité de l'épaisseur géométrique du nuage augmente avec l'échelle spatiale d'observation. Notre simulation L.E.S. couvre un carré de $10 \times 10 \text{ km}^2$, tandis que les mesures de radiances sont prises en continu le long d'un quadrilatère de 60 km de coté. Il est donc fort probable que la télédétection échantillonne des parties plus épaisses du champ nuageux qui auraient échappé au protocole de mesure *in situ* et que l'on ne reproduit pas dans le nuage simulé. Pour estimer ce biais, nous simulons les réflectances correspondant à des colonnes nuageuses adiabatiques d'épaisseur variable de 50 à 500 m et de différentes concentrations de gouttelettes. La figure 3.3.12 présente ces valeurs. Dans l'hypothèse adiabatique, on observe ainsi qu'un biais négatif de 50 m sur H des parties les plus épaisses (200 m) du nuage simulé correspond à un biais négatif sur la réflectance de 13% en visible et 3% en proche infrarouge.

Ce biais est du même ordre que la différence en valeurs maxima et en moyenne entre la distribution des réflectances simulées et mesurées. On peut donc conclure que l'écart entre les distributions de réflectance observées et simulées peut s'expliquer en partie par le fait que la simulation ne représente pas les parties les plus épaisses du champ nuageux observé.

❖ Insuffisance de la paramétrisation du mélange hétérogène

On a vu que la paramétrisation du mélange hétérogène repose sur les propriétés microphysiques du nuage adiabatique de référence. Ce nuage possède une base uniforme dont l'altitude est déterminée par la hauteur des pixels nuageux les plus bas de la simulation L.E.S. En chaque point du modèle, à une hauteur h au-dessus cette base, on a :

$$r_{eff\ LES}(h) = r_{eff\ ad}(h) \quad \text{et} \quad N_{LES}(h) = N_{ad} \times LWC_{LES}(h) / C_w h$$

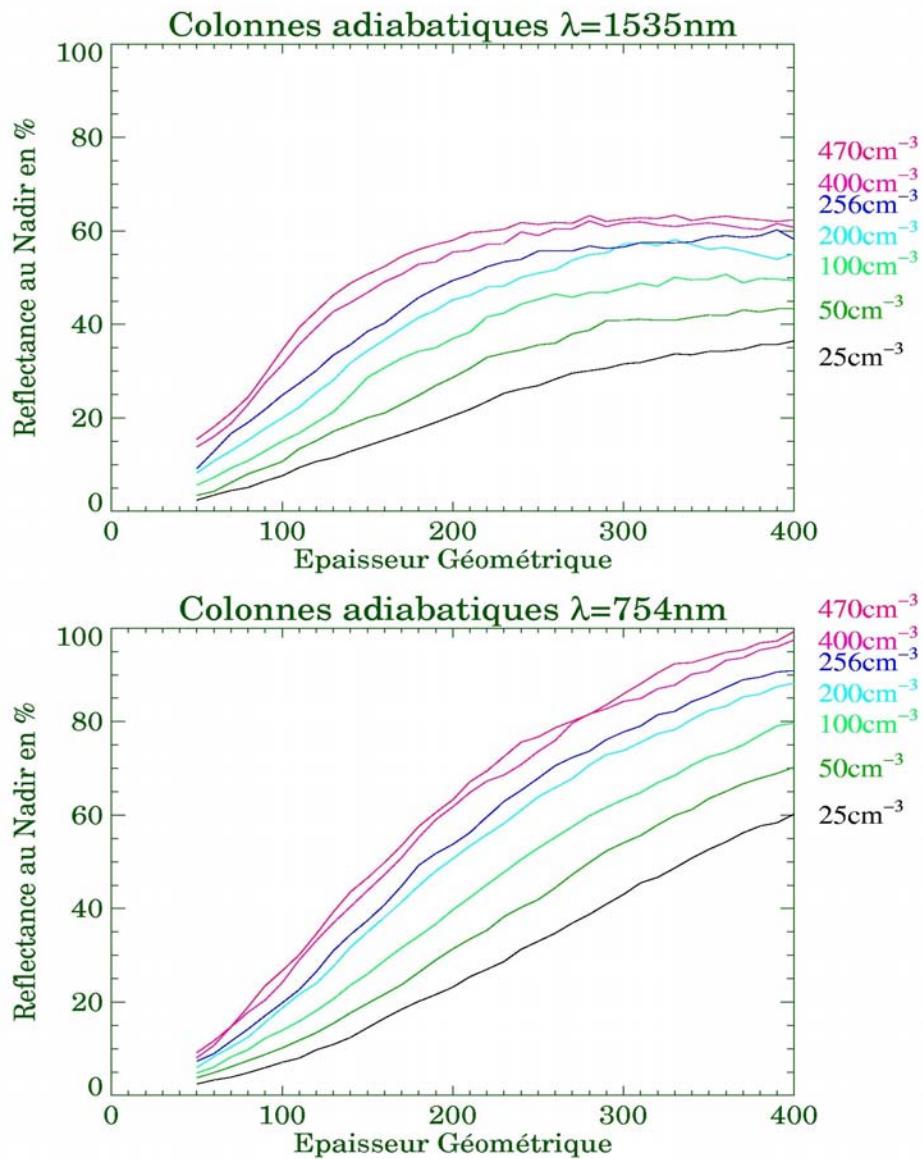


Figure 3.3.12 Réflectances au Nadir en visible (bas) et proche infrarouge (haut) correspondant à des colonnes nuageuses adiabatiques d'épaisseur et de concentration en gouttelettes variables.

Nous avons déjà discuté au chapitre précédent les limitations de la représentation uniforme, dans tout le domaine de simulation, de cette altitude de base. Ces limitations ont leur équivalent sur le plan radiatif. Les parties les moins épaisses du modèle L.E.S contiennent le moins d'eau liquide et sont les moins réflectives. Dans l'hypothèse de mélange hétérogène, ces régions nuageuses ont aussi le plus faible rapport de mélange en eau liquide. Il est possible qu'en fixant une hauteur de base uniforme, le schéma sous-estime l'altitude "réelle" de la base dans ces régions, diminuant d'autant plus leur concentration en gouttelettes et surestimant le diamètre des gouttelettes et, par conséquent, sous-estime les réflectances associées.

Cette hypothèse est confirmée par deux points. Premièrement, la densité de probabilité est d'autant plus grande que la réflectance est faible, y compris pour la longueur

d'onde proche infra-rouge. Deuxièmement, les distributions de réflectance simulées avec l'hypothèse de mélange homogène présentent une forme compatible avec la distribution des réflectances observées, dans les deux longueurs d'ondes. Nous avons vu au chapitre précédent que la représentation purement homogène du mélange n'est pas physique et qu'elle surestime la concentration. Nous savons cependant que dans cette représentation, la concentration ne dépend pas de l'altitude de la base du nuage adiabatique de référence, et par conséquent que les réflectances simulées reflètent mieux la variabilité du champ nuageux lui-même que ne le fait la paramétrisation hétérogène.

Conclusion

Dans cette section, nous avons comparé les distributions des réflectances du champ nuageux simulé et du champ nuageux observé, pour deux longueurs d'onde distinctes.

Les réflectances sont du même ordre de grandeur. Cependant, par rapport aux mesures, la distribution des champs de réflectance simulés présente un biais négatif sur les plus grandes valeurs. La raison la plus probable de ce biais a été identifiée comme un artefact dû à la différence d'échelle entre la couverture spatiale des mesures et le domaine de simulation.

La simulation du transfert radiatif a été effectuée en utilisant successivement deux schémas distincts des processus d'entraînement/mélange. Ces paramétrisations reposent sur deux hypothèses extrêmes : le mélange purement homogène et le mélange hétérogène. La comparaison montre que la paramétrisation du mélange hétérogène, bien que physiquement plus réaliste, conduit à un écart important entre la forme de la distribution des réflectances simulées et la forme des réflectances observées. De son côté, la paramétrisation du mélange homogène sur-estime la concentration en gouttelettes, mais reproduit correctement les propriétés statistiques de la distribution des réflectances mesurées.

La comparaison montre que les propriétés radiatives du modèle de nuage sont compatibles avec les observations, mais qu'un plus grand niveau de réalisme est attendu pour une paramétrisation hybride des processus de mélange, entre l'hypothèse de mélange hétérogène et l'hypothèse de mélange purement homogène.

3.4 Conclusion

Nous disposons d'une méthode de production de champs nuageux et de leurs propriétés microphysiques, optiques et radiatives, qui s'appuie sur une description explicite des processus physiques déterminants.

Nous avons vu dans le présent chapitre que cette méthode s'avère capable de reproduire de manière réaliste les propriétés macrophysiques, microphysiques et radiatives d'une scène complexe de stratocumulus marin observée durant la campagne ACE-2.

La validation de notre méthode sur une seule scène nuageuse ne nous permet évidemment pas de conclure sur son aptitude à générer à tout coup des champs réalistes. Une telle qualité est de toute façon difficile à prouver, même si la répétition du protocole de validation était effectuée sur un grand nombre de cas de stratocumulus observé et simulé. Nous aurions tout au plus démontré la robustesse de la méthode.

Cependant, au vu des bons résultats obtenus sur le cas validé, nous considérons que le niveau de réalisme des scènes nuageuses produites par cette méthode est suffisant si les conditions d'utilisation de chacun des outils/étapes de notre méthode restent suffisamment proches de ce cas.

Chapitre 4

PRODUCTION DE SCÈNES NUAGEUSES RÉALISTES

Le but de cette thèse est d'explorer les limites et biais induits par l'utilisation d'une représentation plan-parallèle des nuages dans les problèmes directs et inverses du transfert radiatif en nuage de couche limite hétérogène.

Pour cela, il est indispensable de disposer de modèles de nuages aussi réalistes que possible. Dans le chapitre 2, nous avons présenté les outils actuellement disponibles pour la simulation de telles scènes. À l'aide de ces outils, il a été également proposé une méthode de production de champs nuageux réalistes, ainsi que des propriétés microphysiques, optiques et radiatives correspondantes.

Il est cependant nécessaire d'estimer le niveau de réalisme des scènes nuageuses générées par la méthode. Ceci n'est possible que par comparaison statistique des champs produits avec des observations. Dans le chapitre 3, la méthode a été appliquée à un cas réel de stratocumulus marin documenté à la fois *in situ* et par télédétection, au cours de la campagne de mesure ACE-2. Cette méthode s'est avérée tout à fait capable de modéliser correctement le champ nuageux observé. Nous postulons alors que le procédé de génération de scènes de nuages de couche limite produit des champs suffisamment réalistes si les conditions initiales utilisées ne s'écartent pas trop de celles du cas validé.

La première partie du présent chapitre montre comment intervenir sur les conditions initiales et les conditions d'utilisation de notre méthode de génération de champs nuageux, afin de produire des scènes de nuages de couche limites réalistes et variées.

En seconde partie, nous présentons les champs nuageux sélectionnés pour la suite de notre étude. Les champs correspondent à différents types de nuages de couche limite habituellement rencontrés.

4.1 Comment "contrôler" l'aspect du champ nuageux

Nous devons respecter deux contraintes. D'une part, pour les besoins de l'étude, il est nécessaire de produire des champs nuageux aussi variés que possible, en terme d'épaisseur, de fraction nuageuse, de taille de structure, de concentration de gouttelettes. D'autre part, nous devons conserver le niveau de réalisme des champs en ne s'écartant pas trop des conditions de production du cas validé au chapitre précédent.

Dans notre méthode de génération de scènes nuageuses, le choix de la concentration de gouttelettes et du type de mélange n'influe pas sur la structure du champ, mais seulement sur ses propriétés radiatives.

L'étape principale de notre méthode est la simulation du champ 3D de contenu en eau liquide à l'aide du modèle atmosphérique Meso-NH, en mode LES. C'est donc cette étape qui nous permet de varier l'aspect du champ nuageux, en jouant sur les conditions initiales de la simulation.

Il nous faut donc identifier les paramètres qui influent sur la structure du champ (épaisseur, fraction nuageuse, etc.) en modifiant le moins possible les conditions initiales de la simulation validée.

Nous avons vu au premier chapitre que la formation et la structure d'un stratocumulus résultent d'un équilibre subtil entre plusieurs processus physiques. Parmi ceux-ci, nous avons identifié trois paramètres qui permettent, en changeant légèrement les conditions initiales, de modifier préférentiellement une facette particulière de la morphologie du champ nuageux produit.

Remarque : Contrairement aux méthodes de génération stochastique de champs nuageux, il est très difficile, voire impossible, de prétendre dans notre cas "contrôler" l'aspect de la scène nuageuse produite. Le champ généré est dépendant non seulement des conditions initiales, mais aussi et surtout du couplage entre processus physiques non-linéaires. On ne peut contrôler indépendamment des autres, tel ou tel aspect du nuage. Il existe de nombreuses rétroactions entre les processus. Par exemple, diminuer la température du profil de couche limite pour épaisser la couche nuageuse, peut avoir l'effet inverse via les processus d' entraînement au sommet du nuage, ou par découplage radiatif de la couche nuageuse. On ne peut donc connaître à priori l'aspect exact du champ produit, mais seulement orienter dans les grandes lignes le développement de la scène nuageuse.

4.1.1 Hétérogénéité et fraction nuageuse

Le processus principal influant sur le niveau d'hétérogénéité et la fraction nuageuse est l'entraînement d'air chaud et sec au-dessus de l'inversion dans la masse d'air nuageuse. Un bon moyen de contrôler ce processus est de jouer sur la force de l'inversion, et plus précisément sur le critère d'instabilité par entraînement au sommet du nuage. Ce critère, qui représente le rapport entre l'écart de température et l'écart d'humidité au niveau de l'inversion, a été avancé par Randall (1980) pour expliquer la transition aux tropiques entre régime "stratocumulus" et régime "trade wind cumulus". On peut caractériser la force de l'inversion par le rapport K :

$$K = \frac{\Delta\Theta_e}{(L/c_p)\Delta R_{tot}}$$

Où $\Delta\Theta_e$ et ΔR_{tot} représentent respectivement l'écart de température potentielle équivalente et de rapport de mélange en eau totale à travers l'inversion (figure 4.1.1).

Si ce rapport est supérieur au critère d'instabilité $K_{CTEI} \approx 0.23$, alors le nuage est instable, l'entraînement augmente, et la fraction nuageuse diminue. En pratique, si $K < K_{CTEI}$, le nuage est stable et le champ nuageux présente l'aspect d'une couche homogène de stratocumulus de fraction nuageuse proche ou égale à 100%. À l'inverse, si $K > K_{CTEI}$, le champ nuageux devient plus hétérogène, la fraction nuageuse chute et à terme, la scène nuageuse s'apparente alors plus à un champ de cumulus.

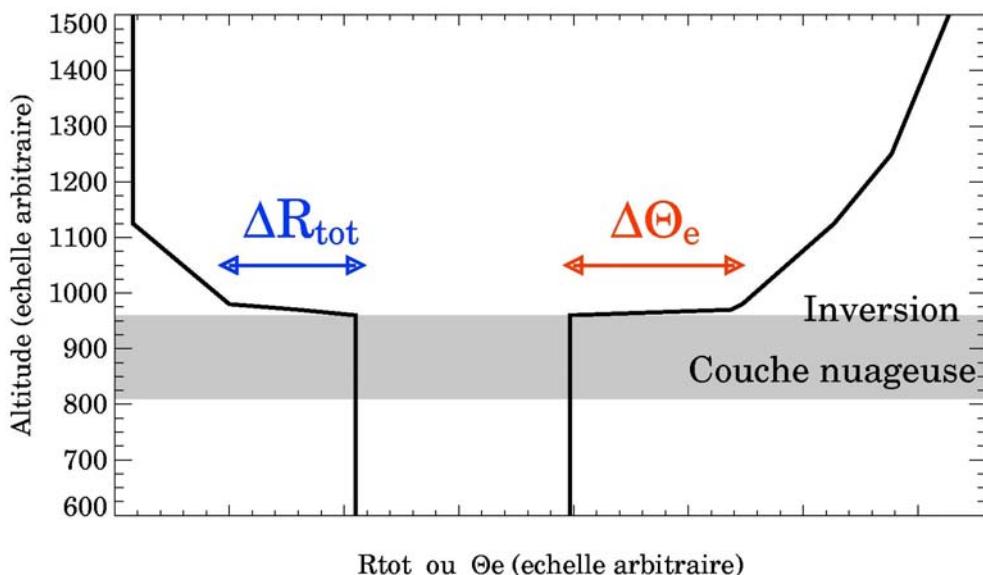


Fig. 4.1.1 Exemple de profils de température potentielle et de rapport de mélange en eau totale d'une couche limite surmontée d'une couche nuageuse de type stratocumulus. Le sommet de la couche limite est marqué par une couche d'inversion caractérisée par un saut en température ($\Delta\Theta_e$) et en humidité (ΔR_{tot}). Le rapport de la valeur de ces écarts déterminent la stabilité de la couche nuageuse par mélange au sommet et conditionne le régime d'entraînement de toute la couche limite nuageuse.

Ainsi, sans changer les profils initiaux de la couche limite, il est possible d'altérer considérablement l'aspect du champ nuageux simulé en modifiant légèrement l'humidité et/ou la température de la couche d'air située juste au-dessus du sommet du nuage.

La figure 4.1.2 illustre l'effet du critère d'instabilité initial sur des champs nuageux générés par Meso-NH au bout de 2 heures ¼ de simulation.

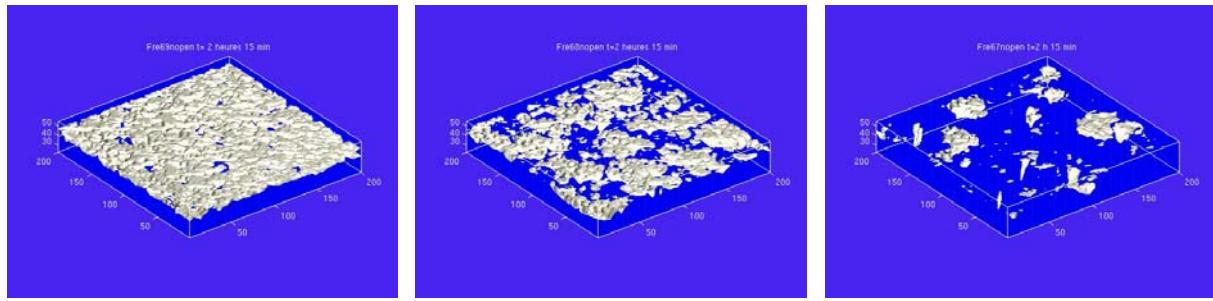
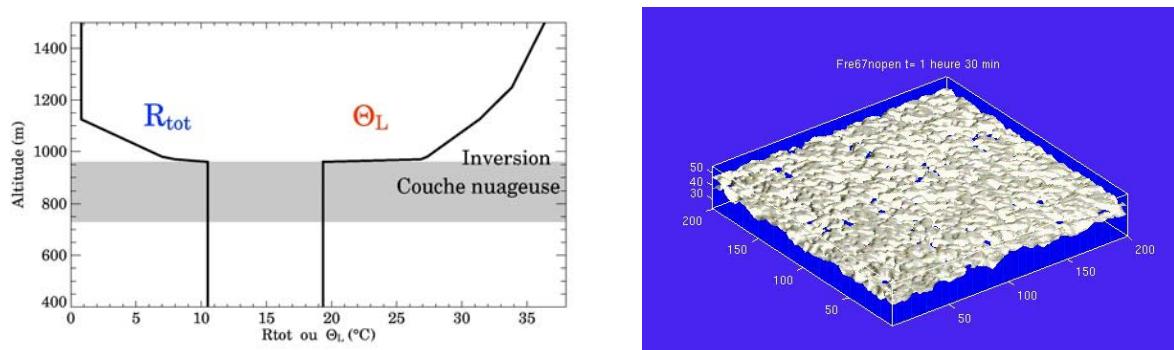


Fig. 4.1.2 Exemples d'iso-surface LWC=0.1 g/m³ de trois champs de contenu en eau liquide simulés avec différentes valeurs du critère de stabilité initial $K_{initial}$. Les champs présentés sont obtenus après 2 heures ¼ de simulation. Les profils initiaux de température et d'humidité de la couche limite sont identiques dans les trois cas, seule la force de l'inversion varie. L'hétérogénéité du champ augmente et sa fraction nuageuse diminue lorsqu'on dépasse le critère théorique d'instabilité par entraînement ($K_{CTEI}=0.23$).

4.1.2 Épaisseur géométrique

Le contrôle de l'épaisseur géométrique du champ nuageux simulé est plus facile à réaliser. L'approche la plus directe consiste à jouer sur le profil de température potentiel de l'eau liquide (Θ_L) et/ou sur le profil de contenu en eau total (R_{tot}) de toute la couche limite. En abaissant uniformément la température de la couche limite, on diminue le rapport de mélange saturant ($r_{v sat}$) à tous les niveaux. On augmente ainsi le contenu en eau liquide de la colonne, tout en diminuant l'altitude de la base du nuage. De même, en augmentant la quantité d'eau totale, l'eau disponible pour la condensation augmente et le nuage s'épaissit par abaissement de la hauteur de la base (figure 4.1.3).



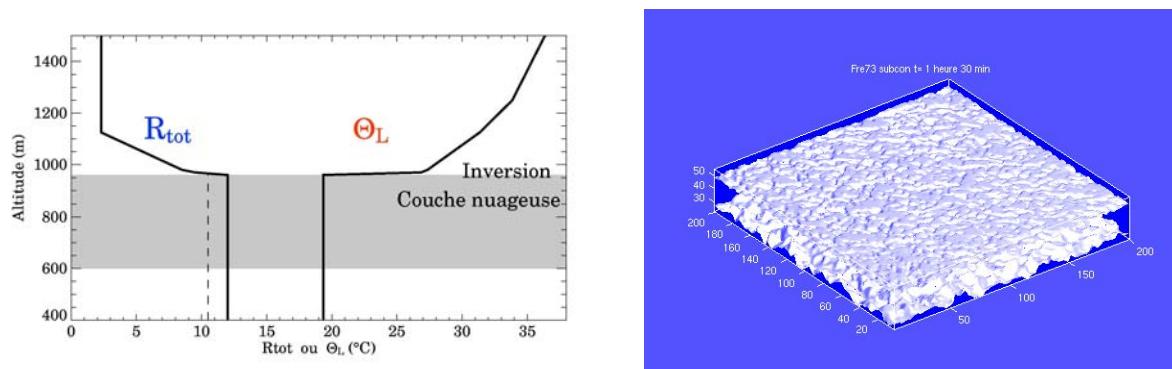


Figure 4.1.3 Exemple de contrôle de l'épaisseur du nuage simulé par ajout d'humidité dans la couche limite. Les figures de gauche montrent les profils initiaux de température potentielle de l'eau liquide (Θ_L) et de rapport de mélange en eau total (R_{tot}). Les figures de droite représentent les iso-surfaces $LWC=0.1 \text{ g/m}^3$ des champs simulés de contenu en eau liquide après 1.5 heure de simulation. Tous les autres paramètres de simulation sont identiques dans les deux cas.

En pratique, il existe cependant des limitations à cette approche. Une couche nuageuse plus épaisse signifie un plus grand contenu en eau liquide au sommet du nuage. Ceci a deux conséquences :

Premièrement, en cas d'instabilité par entraînement au sommet du nuage, la quantité d'eau évaporable, suite à l'entraînement d'une certaine quantité d'air provenant de l'inversion, augmente. Potentiellement, le refroidissement résultant est donc plus important, la flottabilité devient plus négative et la vitesse d'entraînement est accélérée, entraînant d'avantage d'air, etc. En d'autres termes, un nuage plus épais est d'autant plus sensible au critère d'instabilité par entraînement au sommet, ce qui peut conduire à sa disparition plus rapidement qu'un nuage plus fin.

Deuxièmement, une plus grande quantité d'eau liquide au sommet du nuage accroît la différence d'émissivité entre le sommet du nuage et l'air clair au-dessus de lui. En conséquence, le refroidissement radiatif du sommet du nuage augmente. Or, ce refroidissement radiatif pilote une partie de l'entraînement d'air chaud et sec dans la couche limite. Ainsi, pour un nuage diurne épais et en l'absence de maintien de l'altitude de l'inversion par une subsidence de grande échelle, ce refroidissement radiatif important peut augmenter le taux d'entraînement dans la couche limite, en élevant progressivement le sommet du nuage et par suite diminuer rapidement l'épaisseur du nuage.

4.1.3 Taille des structures

Stephan de Roode et al. (2003) ont montré que dans une simulation L.E.S. d'un champ de stratocumulus marin, le spectre de distribution des grandeurs caractéristiques de la couche limite (humidité, température virtuelle, potentielle, à l'exception de la vitesse

verticale) a tendance à s'élargir avec le temps. La structure de ces champs est progressivement dominée par des fluctuations de méso-échelle. C'est la raison pour laquelle le domaine de simulation doit être suffisamment grand pour modéliser explicitement ces fluctuations. Cela signifie aussi qu'en l'absence de perturbations extérieures (orographie, advection de grande échelle) la taille des cellules convectives du champ nuageux augmente avec le temps. La figure 4.1.4 illustre ce processus.

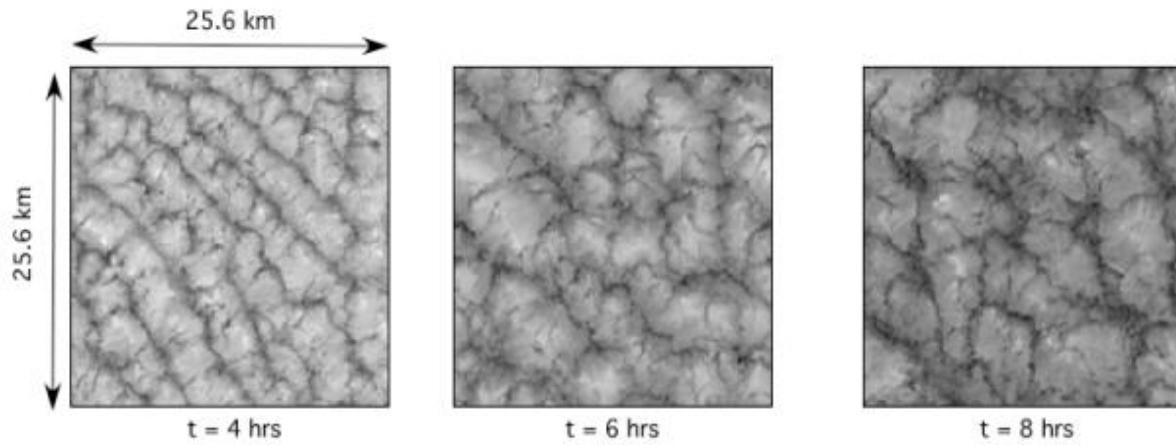


Fig. 4.1.4 Champs de contenu en eau liquide intégré sur la verticale (*LWP*) pris à différentes échéances d'une simulation L.E.S. de stratocumulus marin (d'après De Roode et al., 2003). On note l'augmentation de la taille des structures avec le temps t de simulation.

Dans notre étude, l'augmentation de la taille des cellules convectives et de la distance entre les cellules n'est cependant observable, au bout de 3 heures de simulation, que pour les cas classés instables ou proches du critère d'instabilité prévu par la théorie de l'entraînement au sommet du nuage.

4.2 Présentation des modèles de champs nuageux retenus

Parmi les nombreuses scènes nuageuses produites, nous avons choisi quatre champs nuageux instantanés provenant de quatre conditions initiales différentes de couche limite. La totalité des champs produits n'a pas été traité en raison du coût numérique élevé de la simulation du transfert radiatif. Le choix de ces champs a été motivé par le souci d'étudier des cas bien distincts couvrant une palette d'aspects variés de nuages de couche limite.

Pour faciliter leur reconnaissance, les quatre champs nuageux sont classés suivant le niveau d'hétérogénéité du champ. La nomenclature désignant ces modèles de nuage vont de Nuage 1, le plus homogène, à Nuage 4, le plus hétérogène. Cependant le modèle de référence reste celui validé au chapitre précédent, qui n'est pas le plus homogène ni le plus hétérogène,

et tous les autres champs nuageux dérivent de celui-ci. C'est la raison pour laquelle l'ordre d'apparition des champs nuageux dans cette présentation n'est pas celui de la nomenclature.

Le premier cas retenu est le cas présenté au chapitre 3, dont on connaît le niveau de réalisme. Dans la nomenclature, ce champ nuageux est nommé Nuage 3.

Nous avons également choisi un cas similaire en terme d'épaisseur géométrique mais de structure différente (taille et répartition des cellules convectives). Ce champ nuageux porte le numéro Nuage 2.

Pour l'étude du biais hétérogène, nous avions aussi besoin d'une référence "homogène". Dans notre cas, il s'agit d'un nuage épais sans structure marquante visible (fraction nuageuse 100%). Nous appelons ce champ Nuage 1.

Enfin, nous avons sélectionné, à l'opposé, un champ à structure complexe, à faible couverture nuageuse, plus apparenté à une collection de cumulus qu'à un champ de stratocumulus. Ce dernier champ nuageux est nommé Nuage 4.

4.2.1 Initialisation et champs instantanés

Pour les raisons citées précédemment, nous gardons toujours comme référence les conditions d'initialisation du modèle de nuage validé (Nuage 3). Dans cette section, nous rappelons les conditions initiales utilisées pour générer ce champ de référence, et présentons à titre indicatif l'aspect du champ nuageux résultant. Nous présentons ensuite les conditions initiales choisies pour générer les autres scènes nuageuses. Seules, les modifications des conditions initiales par rapport au cas Nuage 3 sont indiquées. L'aspect final de ces champs (respectivement les cas Nuage 2, Nuage 1 et Nuage 4) est également montré à titre indicatif.

Nuage 3

Ce champ nuageux est la scène nuageuse déjà présentée au chapitre 3 (Figure 4.2.1).

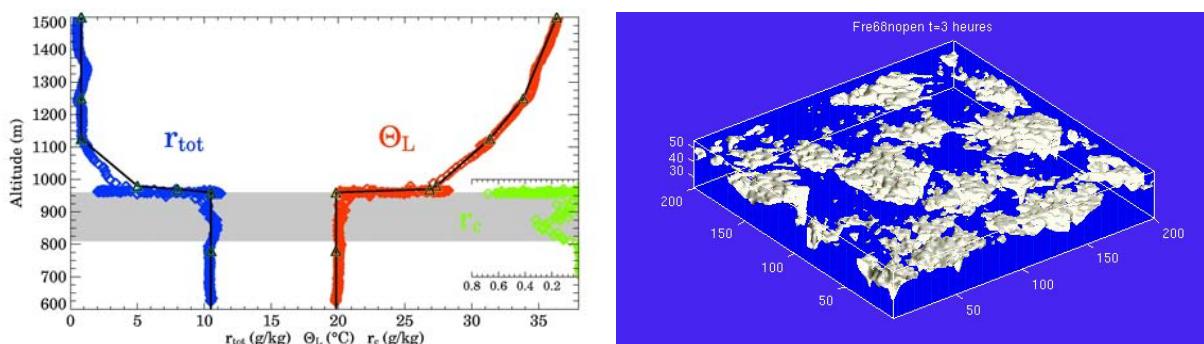


Fig. 4.2.1 À gauche: Profils initiaux (en noir) du rapport de mélange en eau total (r_{tot}) et de la température potentielle de l'eau liquide (Θ_L) de la simulation Nuage 3. Les points bleus et rouges représentent les valeurs mesurées du profil avion. En vert, le rapport de mélange en eau liquide mesuré. La zone grisée représente la couche nuageuse initiale de la simulation. À droite: iso-contour du champ obtenu de contenu en eau liquide à 0.1 g/m³ après 3 heures de simulation.

Nuage 2

À la différence de la simulation Nuage 3, on n'ajoute pas sur le profil initial de température du cas du Nuage 2 une perturbation de type bruit blanc. Pour initier la convection, seule la perturbation au sol est maintenue. De plus, le schéma de condensation sous-maille n'est pas activé au cours de la simulation. Ces modifications mineures jouent cependant sur les processus d' entraînement, principalement en début de la simulation, pendant la phase d'établissement de la turbulence, ce qui a pour effet d'accélérer le découplage de la couche nuageuse, et par la suite, en réduisant la portée de la convection, de diminuer la taille des cellules (Figure 4.2.2).

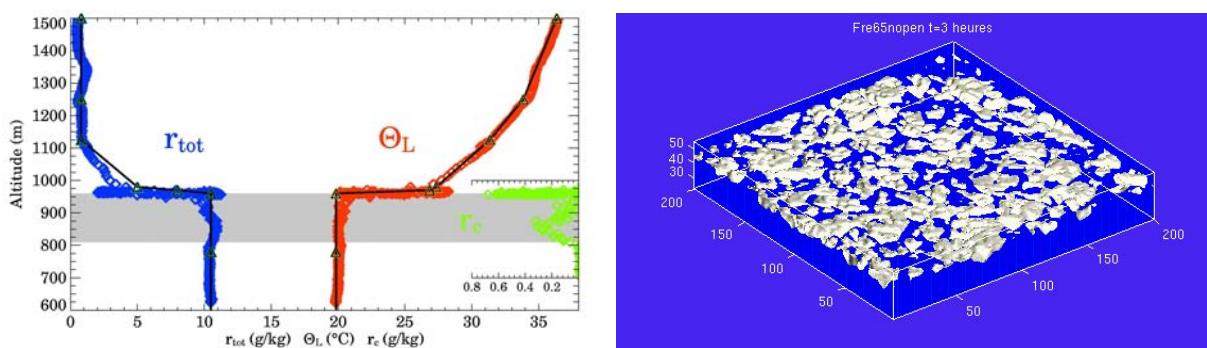


Fig. 4.2.2 Idem que figure 4.2.1 pour la simulation Nuage 2.

Nuage 1

Nous désirons, pour ce cas, obtenir un nuage épais et homogène. Il nous faut donc d'une part rendre l'inversion stable du point de vue de l' entraînement au sommet du nuage, et d'autre part humidifier et/ou refroidir légèrement la couche limite. Par rapport au cas Nuage 3, seuls les profils de rapport de mélange en eau totale et de température potentielle de l'eau liquide sont légèrement modifiés (figure 4.2.3).

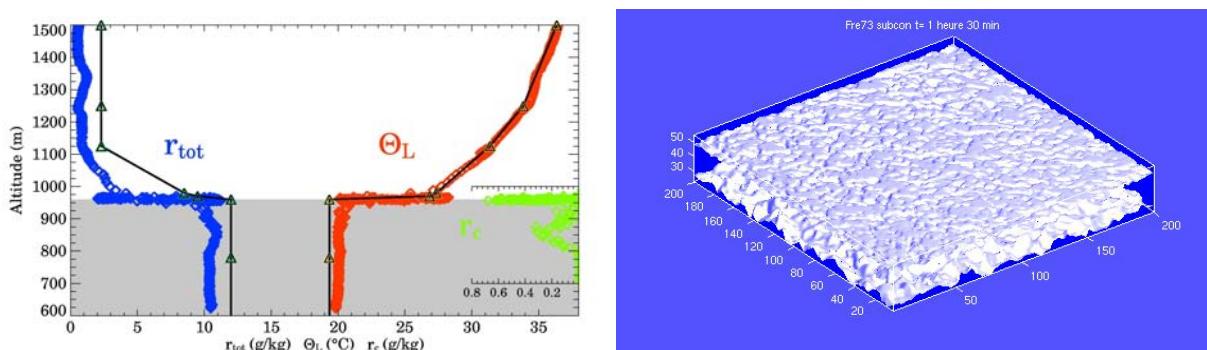


Fig. 4.2.3 Idem que figure 4.2.1 pour la simulation Nuage 1, après 2 heures de simulation. La couche nuageuse initiale est épaisse de 400m et dépasse la portion de couche limite représentée par les profils.

Nuage 4

Afin d'obtenir un nuage très hétérogène et à faible couverture nuageuse, nous modifions les profils initiaux de la simulation Nuage 3, au niveau de l'inversion, de manière à augmenter l'effet d'instabilité par entraînement au sommet du nuage (Figure 4.2.4).

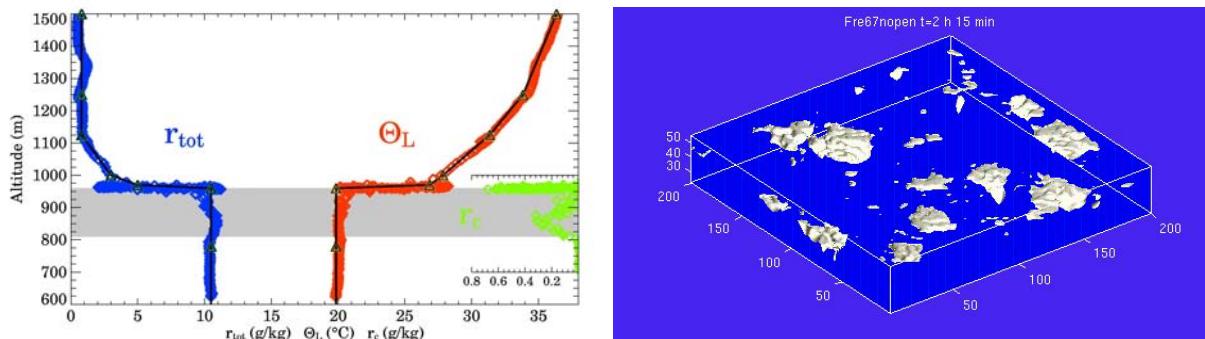


Fig. 4.2.4 Idem que figure 4.2.1 pour la simulation Nuage 4, après 2 heures et 30 minutes de simulation.

4.2.2 Épaisseur géométrique et LWP

Mis à part le modèle Nuage 1, toutes les simulations de champ de stratocumulus sont très hétérogènes. Elles présentent une proportion variable de ciel clair, des parties épaisses et des parties fines. Afin de comparer statistiquement les épaisseurs géométriques et les contenus en eau liquide des quatre modèles de champ nuageux, il nous faut définir, à l'aide d'un critère commun, quelles parties du nuage nous allons retenir pour décrire la distribution des épaisseurs géométriques de chaque modèle.

Dans notre étude, nous prenons en compte uniquement les colonnes nuageuses identifiées comme telles par l'algorithme de masque nuageux décrit au chapitre précédent (Schröder et al., 2002), appliqués aux champs de radiances au Nadir correspondants, simulés pour une concentration initiale $N = 256 \text{ cm}^{-3}$ et une représentation purement homogène du mélange.

Les figures 4.2.5 à 4.2.8 présentent les champs 2D d'épaisseur géométrique (H) et de contenu en eau liquide intégré sur la verticale (LWP) des quatre scènes nuageuses. Sont également montrées les fonctions de densité de probabilité correspondantes ainsi que quelques caractéristiques statistiques (moyenne $\langle \cdot \rangle$, écart-type σ , rapport d'hétérogénéité défini comme le rapport de l'écart-type sur la moyenne, et degré d'asymétrie ou "skewness").

Les champs Nuage 2 et Nuage 3 présentent une certaine similitude en termes d'épaisseur géométrique ($\langle H \rangle \approx 100 \text{ m}$). Cependant, un rapport d'hétérogénéité plus élevé indique une structure plus complexe dans le cas du Nuage 3, avec quelques cellules de convection plus profonde atteignant 300 m d'épaisseur.

Le champ Nuage 1 possède une distribution en H et LWP plus homogène que les autres cas (skewness et rapport d'hétérogénéité faibles). La couche nuageuse est aussi beaucoup plus épaisse ($\langle H \rangle \approx 300$ m).

À l'inverse, le modèle de champ nuageux Nuage 4 est le plus hétérogène. Bien que le rapport d'hétérogénéité des distributions en H et LWP , ainsi que leur degré d'asymétrie soient comparable au cas Nuage 3, la forme de distribution indique une plus grande variabilité de profondeur des cellules convectives.

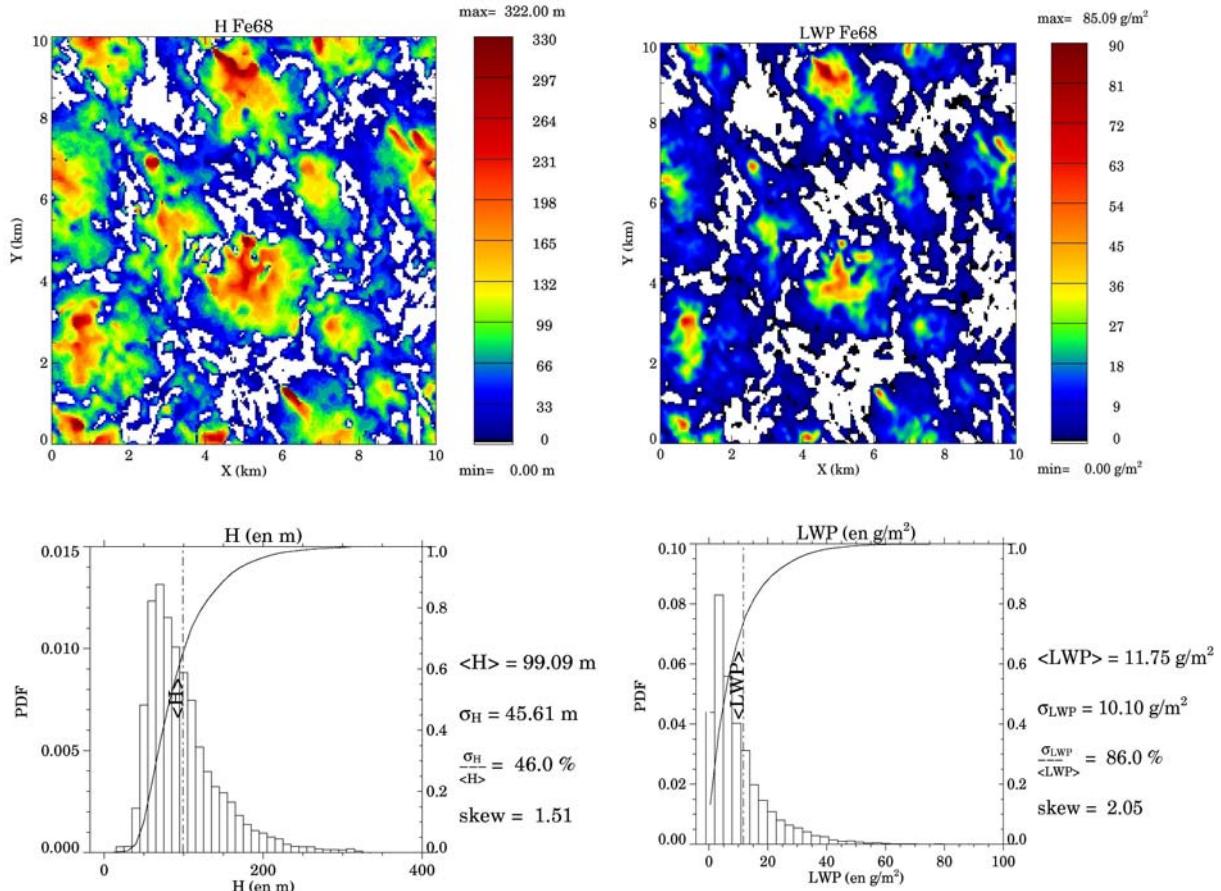


Fig. 4.2.5 Champs 2D (en haut) et distributions relative et cumulée (en bas) de l'épaisseur géométrique H (à gauche) et du LWP (à droite) pour le modèle Nuage 3. Seuls les parties identifiées comme nuageuses (voir texte) sont prises en compte dans la distribution. La moyenne des champs, leur écart type, leur rapport d'hétérogénéité et leur "skewness" sont également montrés.

4.2.3 Structure des champs et fraction nuageuse

Pour décrire les propriétés d'échelle des champs nuageux, nous utilisons la technique décrite au chapitre précédent. Il s'agit de l'analyse par longueurs caractéristiques. Elle permet d'obtenir une information sur la structure du champ et d'estimer son organisation spatiale.

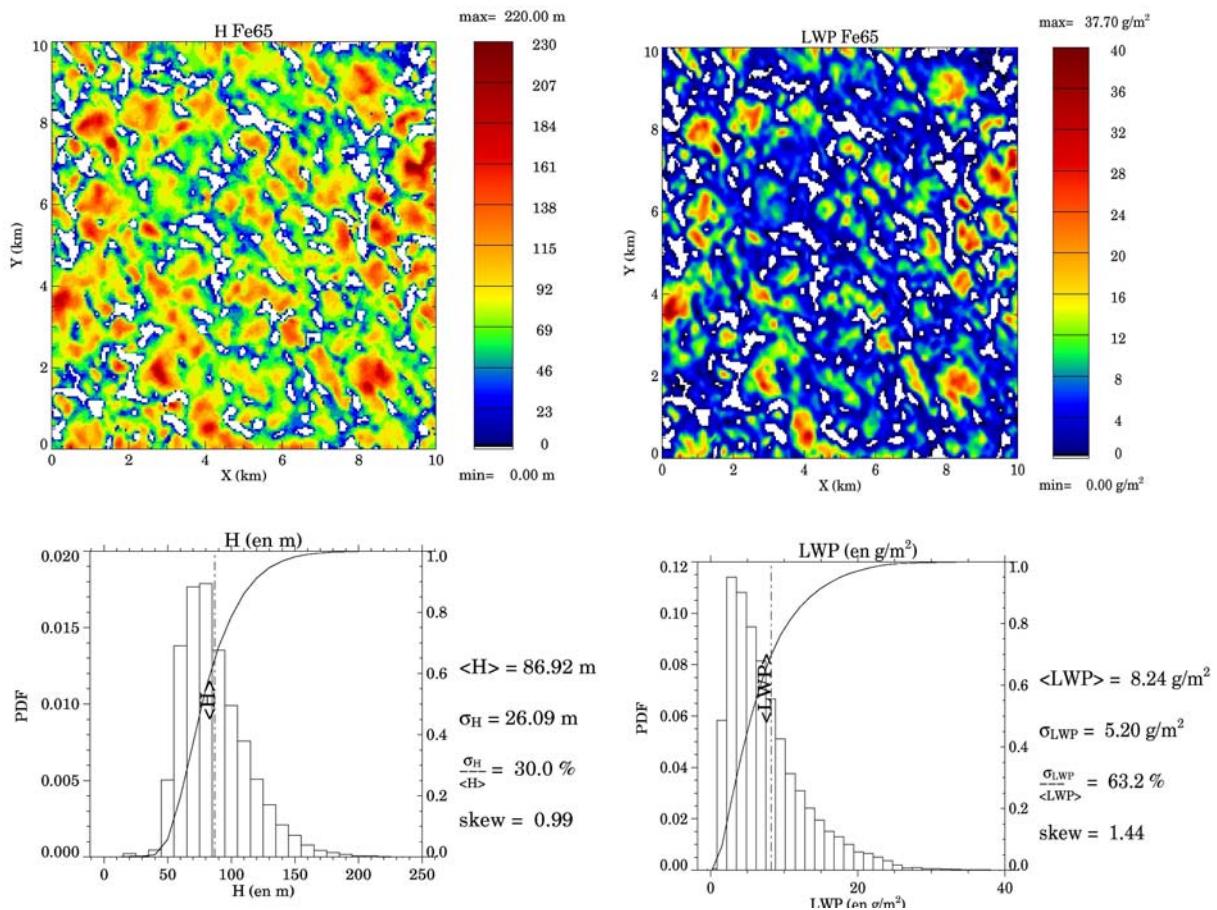


Fig. 4.2.6 Champs 2D (en haut) et distributions relative et cumulée (en bas) de l'épaisseur géométrique H (à gauche) et du LWP (à droite) pour le modèle Nuage 2. Seuls les parties identifiées comme nuageuses (voir texte) sont prises en compte dans la distribution. La moyenne des champs, leur écart type, leur rapport d'hétérogénéité et leur "skewness" sont également montrés.

Analyse par longueurs caractéristiques

Chaque scène nuageuse simulée est caractérisée par une longueur caractéristique L_1 qui représente la taille typique des cellules convectives qui la composent, et par une longueur L_2 qui représente la distance caractéristique entre les cellules.

Ces longueurs spécifiques sont définies comme la moyenne des longueurs calculées pour chaque colonne de pixels du champ selon les deux axes (X et Y).

Une autre grandeur caractéristique des champs simulés est la fraction nuageuse (CF). Pour chacune des scènes simulées, celle-ci est déterminée à l'aide du masque nuageux, appliqué sur les radiances simulées pour une concentration initiale $N = 256 \text{ cm}^{-3}$ et une représentation purement homogène du mélange. La fraction nuageuse est simplement le rapport du nombre de pixels nuageux sur le nombre total de pixels du domaine (200×200).

Le tableau 4.2.1 résume les résultats de l'étude des propriétés d'échelles selon les méthodes présentées ci-dessus, pour les scènes nuageuses retenues.

	Nuage 1	Nuage 2	Nuage 3	Nuage 4
L1 suivant X	$1,19 \pm 0,56$ km	$0,99 \pm 0,54$ km	$2,02 \pm 0,95$ km	$1,80 \pm 1,17$ km
L2 suivant X	$1,81 \pm 0,66$ km	$1,51 \pm 0,65$ km	$2,95 \pm 1,24$ km	$2,57 \pm 1,36$ km
L1 suivant Y	$0,99 \pm 0,34$ km	$1,13 \pm 0,67$ km	$1,97 \pm 0,71$ km	$2,04 \pm 0,89$ km
L2 suivant Y	$1,57 \pm 0,51$ km	$1,64 \pm 0,75$ km	$2,99 \pm 1,28$ km	$2,86 \pm 1,33$ km
L1 moyen	$1,09 \pm 0,47$ km	$1,06 \pm 0,62$ km	$2,00 \pm 0,84$ km	$1,92 \pm 1,71$ km
L2 moyen	$1,69 \pm 0,60$ km	$1,57 \pm 0,70$ km	$2,97 \pm 1,12$ km	$2,71 \pm 1,35$ km
CF	100 %	70 %	56 %	19 %

Tableau 4.2.1 Propriétés d'échelles des champs nuageux retenus. L1 représente la dimension typique des cellules convectives; la longueur L2 représente la distance caractéristique entre deux cellules voisines. L1 et L2 sont donnés par la moyenne des longueurs caractéristiques calculées pour chaque ligne et colonne de la matrice du champ de réflectances initial. L'incertitude correspond à l'écart type de cette distribution. Pour chaque cas sont montrés le calcul de L1 et L2 suivant l'axe X, l'axe Y, et en moyenne sur les deux directions. CF désigne la fraction nuageuse calculée par le masque nuageux utilisé (voir texte).

Ces données nous permettent de caractériser les scènes du point de vue structurel, i.e. bidimensionnel. Les cas homogènes, Nuage 2 et Nuage 1 ont une fraction nuageuse élevée. De ce point de vue, le Nuage 3 est plutôt hétérogène, le Nuage 4 étant très hétérogène. On distingue aussi les organisations de grosses structures, Nuage 3 et Nuage 4 ($L_1 \approx 2$ km), et les champs composés de petites cellules convectives, Nuage 2 et Nuage 1. Il est d'ailleurs remarquable que l'analyse de la structure du cas du Nuage 1 révèle une organisation en cellules nombreuses, de taille étonnamment proche de celles de la simulation Nuage 2; et ceci malgré des épaisseurs géométriques très différentes ($H_{\text{Nuage } 1} \approx 300$ m; $H_{\text{Nuage } 2} \approx 100$ m).

Nous avons vu au chapitre précédent que les longueurs caractéristiques permettent aussi d'estimer l'organisation spatiale du champ nuageux. Le rapport L_2/L_1 autorise en effet d'appréhender la compacité et la régularité des structures de la scène nuageuse. Le tableau 4.2.2 montre les valeurs de ce rapport pour les simulations retenues.

	Nuage 1	Nuage 2	Nuage 3	Nuage 4	Hexagones
L2/L1 selon X	$1,59 \pm 0,38$	$1,60 \pm 0,33$	$1,52 \pm 0,37$	$1,49 \pm 0,30$	$1,65 \pm 0,28$
L2/L1 selon Y	$1,65 \pm 0,41$	$1,57 \pm 0,37$	$1,52 \pm 0,34$	$1,40 \pm 0,23$	$1,87 \pm 0,35$
L2/L1 moyen	$1,62 \pm 0,40$	$1,59 \pm 0,35$	$1,52 \pm 0,35$	$1,44 \pm 0,27$	$1,76 \pm 0,33$

Tableau 4.2.2 (ci-contre) Valeurs du rapport d'échelles L2/L1 calculé pour chaque ligne ou colonne du champ initial correspondant. Les valeurs présentées sont les moyennes des rapports obtenus suivant l'axe X, l'axe Y et en moyenne sur ces deux directions. L'incertitude est représentée par l'écart type de chaque distribution. La dernière colonne contient les résultats correspondant à un champ homogène composé d'hexagones réguliers (voir § 3.3.3.2).

Les valeurs du rapport L_2/L_1 sont toutes inférieures à 1,73 le rapport attendu pour un champ homogène de cellules hexagonales identiques. Les champs présentent une structure plus hétérogène et plus compacte que ce modèle de cellules de Bénard. Le rapport d'échelle constitue une certaine mesure de la régularité de la disposition des structures nuageuses au sein du champ. Le champ Nuage 4 est à ce titre le cas le plus hétérogène, et le champ Nuage 1 le cas le plus homogène. Ceci confirme l'analyse faite des distributions d'épaisseur géométrique et de contenu en eau liquide.

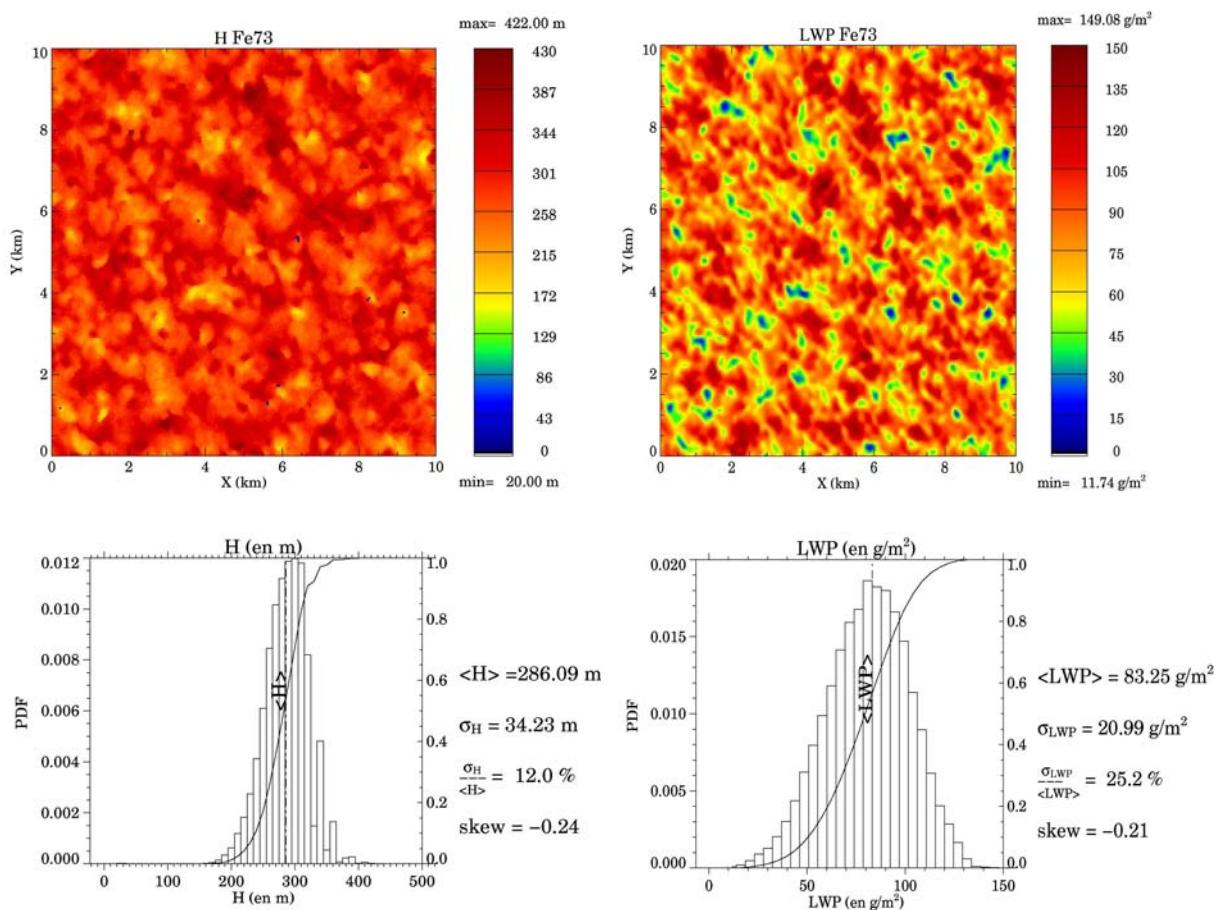


Fig. 4.2.7 Champs 2D (en haut) et distributions relative et cumulée (en bas) de l'épaisseur géométrique H (à gauche) et du LWP (à droite) pour le modèle Nuage 1. Seuls les parties identifiées comme nuageuses (voir texte) sont prises en compte dans la distribution. La moyenne des champs, leur écart type, leur rapport d'hétérogénéité et leur "skewness" sont également montrés.

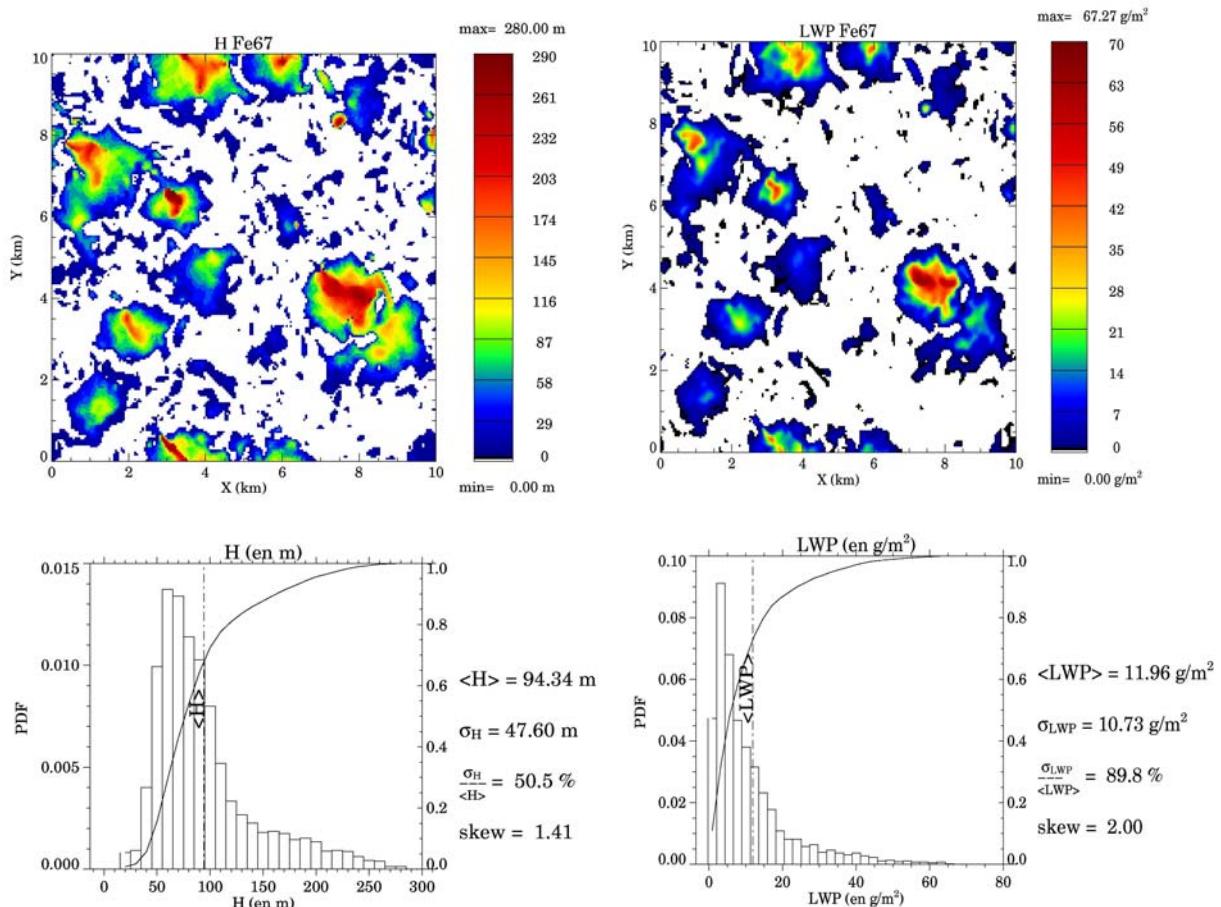


Fig. 4.2.8 Champs 2D (en haut) et distributions relative et cumulée (en bas) de l'épaisseur géométrique (à gauche) et du LWP (à droite) pour le modèle Nuage 4. Seuls les parties identifiées comme nuageuses (voir texte) sont prises en compte dans la distribution. La moyenne des champs, leur écart type, leur rapport d'hétérogénéité et leur "skewness" sont également montrés.

4.2.4 Résumé

À la lumière de ces analyses, nous pouvons définir les caractéristiques des quatre simulations retenues comme suit :

- ❖ Nuage 1 : champ homogène ($CF = 100\%$), épais ($\langle H \rangle \approx 300 \text{ m}$), présentant une organisation cellulaire de petites structures ($L_1 \approx 1 \text{ km}$), régulièrement disposées, de façon compacte.
- ❖ Nuage 2 : champ relativement homogène ($CF \approx 70\%$), fin ($\langle H \rangle \approx 100 \text{ m}$), présentant une organisation cellulaire de petites structures ($L_1 \approx 1 \text{ km}$), régulièrement disposées, de façon compacte.

- ❖ Nuage 3 : champ hétérogène ($CF \approx 50\%$) et fin ($\langle H \rangle \approx 100$ m), présentant une organisation cellulaire de grandes structures ($L_1 \approx 2$ km), régulièrement disposées et bien séparées les unes des autres.
- ❖ Nuage 4 : champ très hétérogène ($CF = 100\%$), présentant une organisation cellulaire de profondeur variable, de grande structure ($L_1 \approx 2$ km), bien séparées les unes des autres.

Remarque : la description et l'analyse des caractéristiques morphologiques, des propriétés d'échelle, l'aspect, la structure et l'organisation spatiale peuvent paraître fastidieux. En effet, un simple coup d'œil suffit à différentier nos quatre scènes nuageuses et leur allouer leurs caractéristiques principales respectives résumées ci-dessus. Cela illustre bien la difficulté de la question "En quoi ces champs sont-ils différents?". La quantification de ces propriétés est indispensable à une comparaison objective des scènes nuageuses.

4.3 Détermination des propriétés microphysiques, optiques et radiatives correspondantes

Chacune des quatre scènes nuageuses consiste en un champ 3D de contenu en eau liquide. Pour un champ donné, la méthode réserve de nombreuses possibilités de détermination du champ microphysique correspondant.

Le premier degré de liberté concerne la concentration des gouttelettes nuageuses activées à la base du nuage. Cette concentration reflète la charge et la nature des aérosols de la masse d'air dans laquelle le nuage de couche limite se développe. Pour chaque scène nuageuse, nous considérons trois concentrations initiales de gouttelettes nuageuses :

$$N_{ad} = [50 \text{ cm}^{-3}, 256 \text{ cm}^{-3}, 400 \text{ cm}^{-3}]$$

Ces concentrations modélisent les valeurs caractéristiques de trois types de masse d'air différentes, respectivement air marin, intermédiaire et pollué.

Le deuxième degré de liberté concerne la variabilité microphysique au sein du champ nuageux. Cette variabilité est modélisée par les deux schémas extrêmes de mélange : soit homogène, soit hétérogène.

Dans le cas du mélange homogène, la concentration de gouttelettes nuageuses est constante partout dans le champ nuageux et égale à la concentration des gouttelettes activées à la base du nuage. Le rayon effectif en tout point du champ est ensuite déterminé à partir du contenu en eau liquide, moyennant les hypothèses faites dans le schéma microphysique β^2 .

Dans le cas du mélange hétérogène, le rayon effectif est verticalement stratifié et égal à celui du nuage adiabatique de référence correspondant à chaque scène nuageuse. Ce nuage

plan parallèle se caractérise premièrement par une concentration en gouttelettes nuageuses égale à la concentration en gouttelettes activées à la base du nuage, et deuxièmement par un contenu en eau liquide proportionnel à l'altitude h au-dessus de la base du nuage.

$$LWC_{ad} = C_w h \quad \text{avec } C_w = 2.0 \times 10^{-3} \text{ g/m}^4.$$

La hauteur de la base du nuage est déterminée pour chacune des quatre scènes nuageuses par le premier percentile de la distribution de l'altitude de toutes mailles nuageuses du champ ($LWC > 0.01 \text{ g/m}^3$).

Le champ microphysique est alors, suivant les options choisies, entièrement décrit en tout point du nuage. Pour plus de clarté, la figure 4.3.1 illustre la variabilité microphysique obtenue à partir d'un champ de contenu en eau liquide selon le choix du type de mélange.

Conformément à notre méthode, les propriétés optiques du champ (extinction, albédo de diffusion simple, fonction de phase) sont ensuite directement dérivées du champ microphysique.

En dernière étape, nous simulons le transfert radiatif à travers ces champs pour deux longueurs d'onde: une dans le spectre visible ($\lambda = 754 \text{ nm}$) et une dans le spectre proche infra-rouge ($\lambda = 1535 \text{ nm}$). Ces simulations sont effectuées pour un angle solaire donné ($\theta_o = 24.4^\circ$) à l'aide du code de transfert radiatif SHDOM, dans les conditions précédemment décrites au chapitre 2. Nous obtenons ainsi les propriétés radiatives des champs. Ces dernières comprennent les champs bidimensionnels de réflectance au Nadir et de flux hémisphériques émergeants au sommet du domaine de simulation.

4.4 Conclusion

Nous avons à notre disposition quatre champs tridimensionnels de contenu en eau liquide modélisant quatre scènes de nuages de couche limite variées. Les conditions initiales de simulation de ces champs sont proches de la scène validée au chapitre précédent par comparaison avec les mesures. Par conséquent, elles sont jugées suffisamment réalistes pour la suite de notre étude.

Suivant les conditions choisies concernant la microphysique de ces scènes nuageuses, nous disposons donc de champs réalistes des propriétés microphysiques, optiques et radiatives de ces quatre scènes de nuages de couche limite, pour les deux types de mélange envisagés et pour trois valeurs de concentration initiale, soit 24 cas différents (Tableau 4.4.1).

La description complète de ces scènes de nuages de couche limite hétérogènes nous permet d'aborder la problématique du transfert radiatif en milieu nuageux hétérogène sous ses deux aspects (problème direct et problème inverse).

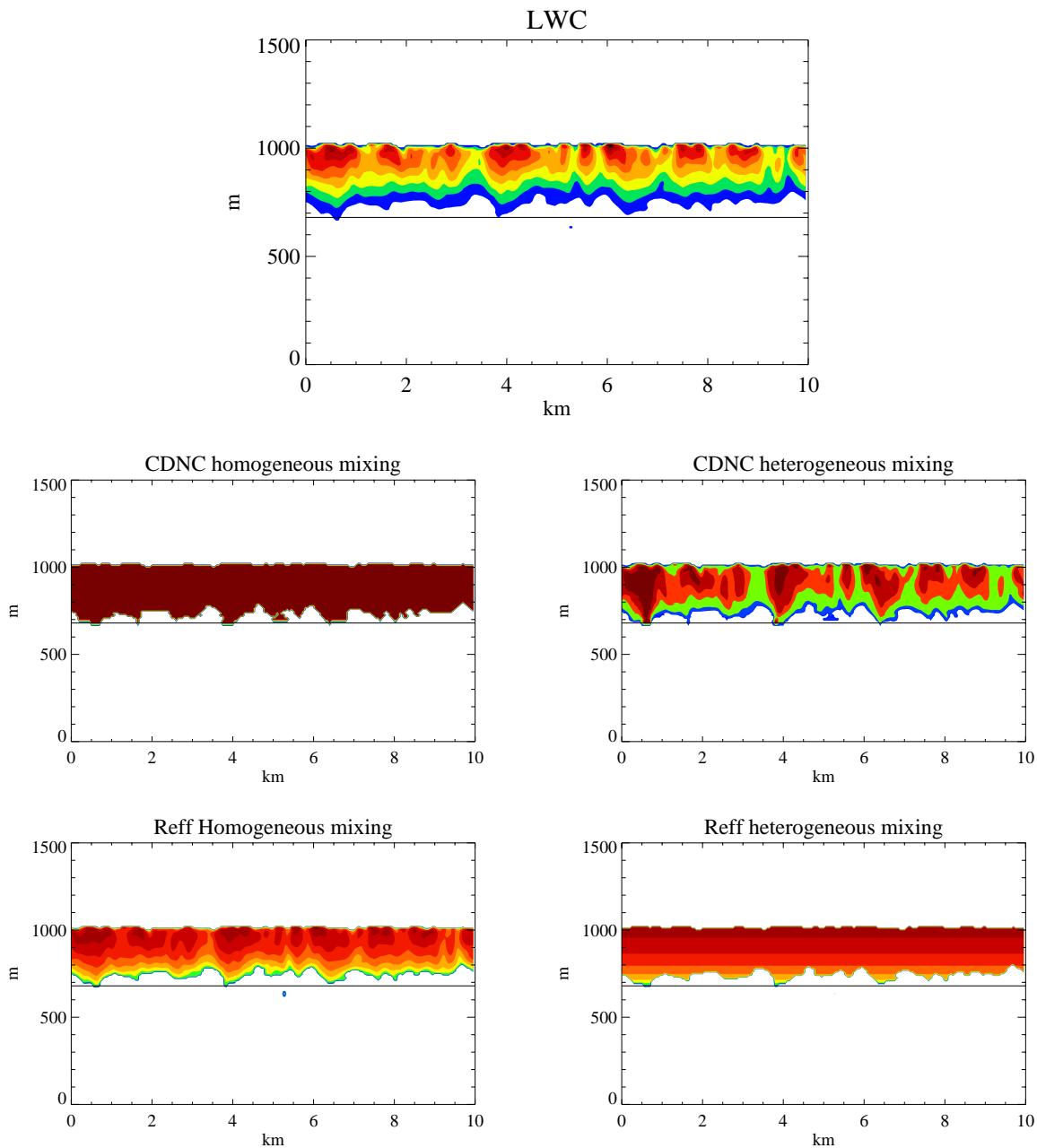


Fig. 4.3.1 Exemple de distributions de la concentration des gouttelettes nuageuses et du rayon effectif en fonction de l'hypothèse de mélange. Le profil 2D de contenu en eau liquide LWC présenté (en haut) provient du Nuage 1. La concentration de gouttelettes activées à la base du nuage N_{ad} est de 256 cm^{-3} . L'altitude de la base du nuage, déterminée par le premier percentile de la distribution des mailles nuageuses du champ, est matérialisée par la ligne horizontale. Le champ de concentration de gouttelettes (milieu) et du rayon effectif (bas) est déduit du contenu en eau liquide et de N_{ad} suivant l'hypothèse de mélange homogène (à gauche) ou hétérogène (à droite).

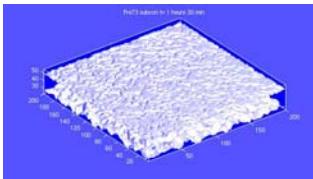
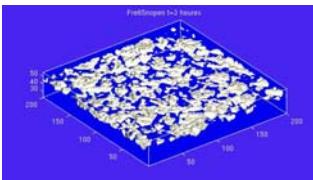
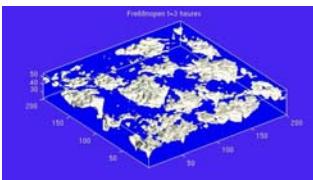
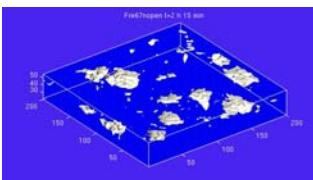
Scène nuageuse	Hypothèse de mélange	Concentration initiale		Désignation
	Homogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	1.a homogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	1.b homogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	1.c homogène
	Hétérogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	1.a hétérogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	1.b hétérogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	1.c hétérogène
	Homogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	2.a homogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	2.b homogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	2.c homogène
	Hétérogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	2.a hétérogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	2.b hétérogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	2.c hétérogène
	Homogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	3.a homogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	3.b homogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	3.c homogène
	Hétérogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	3.a hétérogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	3.b hétérogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	3.c hétérogène
	Homogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	4.a homogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	4.b homogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	4.c homogène
	Hétérogène	a	$N_{ad} = 50 \text{ cm}^{-3}$	4.a hétérogène
		b	$N_{ad} = 256 \text{ cm}^{-3}$	4.b hétérogène
		c	$N_{ad} = 400 \text{ cm}^{-3}$	4.c hétérogène

Tableau 4.4.1 Tableau récapitulatif des 24 cas différents retenus pour l'étude

Chapitre 5

HÉTÉROGÉNÉITÉ DU CHAMP NUAGEUX ET SIMULATION DU TRANSFERT RADIATIF DANS LES MODÈLES DE CIRCULATION GENERALE

Nous avons désigné par « problème direct » le calcul du transfert radiatif en atmosphère nuageuse. La précision du calcul de transfert radiatif est alors dépendante du niveau de réalisme du modèle de nuage et du mode de calcul du transfert radiatif.

Dans les modèles de grande échelle, la précision du calcul de transfert radiatif est tout d'abord limitée par la représentation 1D du transfert radiatif, colonne par colonne (méthode ICA, acronyme anglais pour Independent Column Approximation, quelques fois confondu pour des raisons historiques avec la méthode IPA, pour Independent Pixel Approximation). Le transfert radiatif est simulé, pour chaque colonne du modèle, indépendamment des colonnes voisines. Les transports horizontaux de photons sont négligés. La différence entre

ce mode de calcul et un transfert radiatif tridimensionnel dépend de l'échelle considérée, par rapport au libre parcours moyen des photons dans le milieu. Pour des scènes nuageuses fractionnées, le biais induit par l'utilisation de la méthode ICA dépend cependant de l'angle solaire, cette méthode pouvant conduire à la surestimation (sous-estimation) de l'albédo moyen pour un angle zénithal solaire faible (fort). Dans un nuage, le libre parcours moyen du photon est de l'ordre de la centaine de mètres. Cette différence est négligeable pour une maille de modèle de grande échelle (10^4 - 10^5 m). La précision du calcul de transfert radiatif dans un modèle de circulation générale est donc principalement dépendante de la représentation sous-maille du nuage.

Dans la maille, le nuage est tout d'abord caractérisé par le contenu en eau condensé total. Ce contenu en eau liquide peut généralement être assimilé au *LWP* du nuage, car la résolution verticale du modèle (quelques centaines de mètres au sommet de la couche limite) est de l'ordre de l'épaisseur de la couche nuageuse modélisée. Dans le cas où deux niveaux consécutifs, ou plus, contiennent de l'eau condensée, le *LWP* de la colonne peut être diagnostiqué moyennant une hypothèse de recouvrement vertical des parties nuageuses entre les différents niveaux.

À l'aide d'une paramétrisation sous-maille adéquate, on peut aussi prévoir la fraction horizontale de la maille occupée par le nuage, ce qui détermine comment le *LWP* est distribué suivant la verticale.

Enfin, si le modèle dispose d'informations sur la concentration des CCN, il est aussi possible de prévoir la concentration de gouttelettes nuageuses, via une paramétrisation de la vitesse verticale à la base des nuages. Ce paramètre est indispensable à l'étude de l'impact climatique de l'effet indirect des aérosols, qui désigne l'influence des aérosols sur l'albédo du nuage, via des modifications de la concentration de gouttelettes nuageuses.

Ainsi, dans le meilleur des cas, dans une maille d'un modèle de circulation générale, le champ nuageux est caractérisé par trois paramètres : *LWP*, la fraction nuageuse et la concentration de gouttelettes qui résulte de l'activation des CCN à la base du nuage.

À l'aide de ces trois paramètres, le nuage est représenté dans la maille du modèle par un contenu en eau distribué uniformément dans un volume de géométrie très simple : un Plan-Parallèle Verticalement Uniforme (VU-PP). Cette représentation peut aussi être affinée moyennant l'hypothèse d'une stratification verticale adiabatique du contenu en eau liquide, qui augmente proportionnellement à l'altitude au dessus de la base du nuage. Le modèle de nuage est alors dit Plan-Parallèle Adiabatiquement Stratifié (AS-PP).

Ces modèles de nuages ne sont évidemment pas réalistes : dans la nature, un champ nuageux peut-être très hétérogène et ne se réduit pas à un parallélépipède. De nombreuses études ont analysé l'impact de cette représentation sur le transfert radiatif, comparé à des

modèles plus réalistes de nuages de couche limite. Cet impact, mesuré principalement sur l'albédo du nuage, est appelé biais plan-parallèle.

Cependant, dans ces études, l'analyse du biais plan-parallèle porte uniquement sur la variabilité sous-maille du champ nuageux, en tant que champ 3D de contenu en eau liquide, et non en tant que champ 3D de gouttelettes nuageuses, de rayon et de concentration variables. La variabilité microphysique n'est pas abordée : la plupart des modèles de grande échelle opérationnels supposent un rayon effectif constant, de l'ordre de 10 µm dans le cas des stratocumulus marins. Une meilleure paramétrisation, l'hypothèse adiabatique, tient compte de la corrélation entre le contenu en eau liquide et le rayon effectif : dans un tel nuage, la concentration de gouttelettes est constante et le rayon effectif augmente ainsi avec le contenu en eau liquide, proportionnellement à $\sqrt[3]{\text{LWC}/N}$.

Dans les nuages naturels, la cause principale de variabilité microphysique est due aux processus d' entraînement/mélange entre la cellule convective et son environnement plus sec. La captation des gouttelettes de nuage par les précipitations peut aussi affecter la microphysique de manière significative. Nous avons cependant limité notre étude aux nuages de couche limite dans lesquels la captation par les gouttes de pluie joue un rôle secondaire.

L'impact des processus d' entraînement mélange est encore mal connu parce qu'il faudrait, pour le simuler explicitement, disposer de modèles de nuage à résolution centimétrique et microphysique spectrale. Dans nos simulations LES, la résolution horizontale est de 50 m et nous utilisons une paramétrisation microphysique « bulk ». Les processus d' entraînement/mélange ont donc été paramétrés en utilisant deux schémas extrêmes qui fixent les limites de l'impact de ce processus : le mélange homogène, dans lequel la concentration de gouttelettes est constante et le déficit en eau condensée par rapport à l'adiabatisme est pris en compte par évaporation de toutes les gouttelettes ; le mélange hétérogène, dans lequel le déficit est pris en compte par l'évaporation totale d'une fraction des gouttelettes, les gouttelettes restantes gardant le même rayon.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier le biais plan-parallèle sur l'albédo d'un système nuageux, à l'échelle d'une maille de modèle atmosphérique méso-échelle (10^4 à 10^5 m). Nous utilisons pour cela les simulations L.E.S tridimensionnelles de scènes nuageuses présentées au chapitre précédent. Le biais plan-parallèle est ici défini comme la différence entre l'albédo obtenu par le calcul du transfert radiatif 3D à travers ces simulations et l'albédo obtenu par le calcul 1D du transfert radiatif à travers le même système nuageux mais représenté par un AS-PP contraint par les trois paramètres disponibles dans un modèle de grande échelle (LWP , fraction nuageuse et concentration de gouttelettes nuageuses à la base du nuage).

Dans la première partie de ce chapitre, l'importance de l'impact de la variabilité microphysique sur les propriétés radiatives du système nuageux est mise en relief.

En deuxième partie, nous explorons la possibilité de représenter le champ nuageux hétérogène par une représentation AS-PP équivalente au champ 3D sur le plan de ses propriétés radiatives.

Enfin, le biais plan-parallèle sur l'albédo, tel qu'il est posé dans les modèles de grande échelle, est quantifié en comparant l'albédo des différentes scènes nuageuses hétérogènes à l'albédo correspondant à une représentation AS-PP équivalente sur le plan de leurs propriétés macrophysiques.

5.1 Variabilité microphysique et propriétés radiatives

Avant d'aborder les problèmes de représentation plan-parallèle du nuage dans les modèles de circulation générale, il est nécessaire d'attirer l'attention sur cet aspect longtemps négligé de l'hétérogénéité du champ nuageux : la variabilité microphysique à l'intérieur du champ nuageux lui-même.

La connaissance du champ 3D de contenu en eau liquide n'est pas suffisante pour le calcul des propriétés optiques du nuage. Celles-ci sont aussi déterminées par le champ 3D microphysique (concentration et rayon des gouttelettes nuageuses). Connaissant la base d'un nuage convectif et la concentration initiale des gouttelettes activées, il est possible de calculer le profil vertical de leur rayon volumique moyen et de leur rayon effectif dans une cellule où le contenu en eau liquide est adiabatique. En revanche, si le contenu en eau liquide est sous adiabatique, une paramétrisation des processus d'entraînement/mélange doit aussi être utilisée pour déduire le rayon effectif des gouttelettes de sa valeur adiabatique.

À l'heure actuelle, le lien entre la variabilité du contenu en eau liquide et la variabilité microphysique n'est pas connu. Dans un nuage non-précipitant, ce lien dépend des processus turbulents d'entraînement/mélange. À ce titre, nous savons seulement que ce lien est compris entre les représentations homogène et hétérogène du mélange que nous avons présentés précédemment. Ces deux types de mélanges ont bien entendu un impact différent sur les propriétés radiatives du champ nuageux. Et la différence entre ces deux représentations représente donc l'incertitude maximum faite sur la simulation des propriétés radiatives du champ nuageux due à sa variabilité microphysique.

5.1.1 Approche théorique

Considérons un profil nuageux adiabatique et d'épaisseur géométrique H . Dans ce profil, LWC est proportionnel à la hauteur h au-dessus de la base du nuage, et la concentration de gouttelettes nuageuses N_{ad} est constante. On définit l'épaisseur optique τ de cette colonne nuageuse :

$$\tau = \int_0^H \int_0^\infty \pi Q_{ext} r^2 n(r^2, N_{ad}, h) dr^2 dh,$$

où $n(r^2, N_{ad}, h) dr^2$ désigne la concentration des gouttelettes nuageuses de surface $4\pi r^2$, à l'altitude h au-dessus de la base du nuage, pour une concentration N_{ad} en gouttelettes nuageuses à la base du nuage. Q_{ext} est l'efficacité d'extinction dépendant du rayon de la gouttelette. Cette valeur tend asymptotiquement vers 2 lorsque le facteur de taille $2\pi r/\lambda$ augmente. Une approximation courante consiste à poser $Q_{ext} = cste = 2$.

Dans l'hypothèse de croissance des gouttelettes par diffusion de vapeur, on a (voir chapitre 2, section 2.2.1) :

$$n(r^2, h, N_{ad}) = n(r^2 - \beta^2, h=0, N_{ad}),$$

où β^2 dépend de h . On obtient alors :

$$\tau = \pi Q_{ext} N_{ad} \left\{ H r_{base}^2 + \int_0^H \beta^2(h) dh \right\},$$

où r_{base}^2 est le rayon surfacique moyen à la base du nuage :

$$r_{base}^2 = \frac{\int r^2 n(r^2, h=0, N_{ad}) dr^2}{\int n(r^2, h=0, N_{ad}) dr^2}$$

Considérons à présent un profil sous-adiabatique de contenu en eau liquide, résultant du mélange de la colonne nuageuse adiabatique avec un air environnant plus sec. Pour simplifier, nous représentons ce profil de LWC comme une fraction du profil LWC adiabatique (figure 5.1.1) :

$$LWC(h) = a LWC_{ad} = a C_w h \quad \text{avec } 0 < a < 1$$

La quantité d'eau LWP contenue dans cette colonne est alors égale à la fraction a de la quantité d'eau obtenue avec l'hypothèse adiabatique :

$$LWP = a LWP_{ad}$$

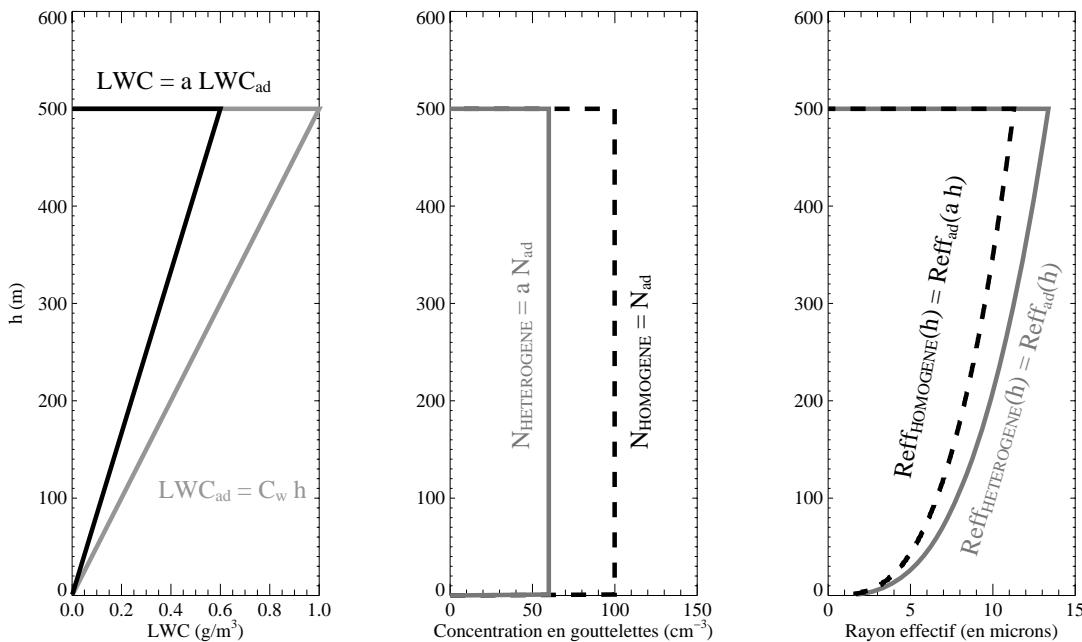


Fig. 5.1.1 Représentation de l'évolution de la concentration en gouttelettes nuageuses (au centre) et du rayon effectif (à droite) dans un profil nuageux sous-adiabatique idéalisé (à gauche en noir), selon l'hypothèse de mélange hétérogène (trait plein gris) ou homogène (pointillés noir). Les valeurs affichées ont été calculées pour une concentration initiale (avant mélange) $N_{ad} = 100 \text{ cm}^{-3}$ et un rapport $a = 0.6$.

Dans l'hypothèse d'un mélange hétérogène, le rayon des gouttelettes reste identique avant et après mélange, mais leur concentration diminue. L'épaisseur optique de la colonne sous-adiabatique est alors :

$$\tau_{hétéro} = \pi Q_{ext} N_{ad} a \left\{ H r_{s_{base}}^2 + \int_0^H \beta^2(h) dh \right\}$$

Dans l'hypothèse d'un mélange homogène, la concentration de gouttelettes nuageuses reste constante mais la taille des gouttelettes diminuent. On a alors :

$$\tau_{homo} = \pi Q_{ext} N_{ad} \left\{ H r_{s_{base}}^2 + \frac{1}{a} \int_0^{aH} \beta^2(h) dh \right\}$$

Nous pouvons ainsi exprimer le rapport entre les effets sur l'épaisseur optique des deux schémas de mélange par le ratio $\tau_{homo}/\tau_{hétéro}$:

$$\frac{\tau_{homo}}{\tau_{hétéro}} = \frac{1}{a^2} \times \frac{\int_0^{aH} r_{s_{base}}^2 + \beta^2(h) dh}{\int_0^H r_{s_{base}}^2 + \beta^2(h) dh}$$

Ce rapport est toujours supérieur à 1. Ce qui signifie que l'épaisseur optique moyenne d'un nuage hétérogène (c'est à dire en grande partie sous-adiabatique) affecté d'un mélange

de type homogène est toujours supérieur à l'épaisseur optique du même nuage mais affecté d'un mélange de type hétérogène. Ce rapport dépend peu de H , sauf pour un nuage très fin (<100 m), mais dépend fortement de $a=LWC/LWC_{ad}$. L'influence sur le rapport $\tau_{homo}/\tau_{hétéro}$ de la concentration initiale de gouttelettes nuageuses N_{ad} est très faible, car elle n'est reflétée que par la valeur de $r_s^2_{base}$ qui est de l'ordre de $1 \mu\text{m}^2$, quelque soit la concentration de gouttelettes à la base du nuage. La figure 5.1.2 montre l'évolution du rapport $\tau_{homo}/\tau_{hétéro}$ en fonction de H et a pour notre modèle simplifié de profils nuageux sous-adiabatiques. Pour reprendre l'exemple de la figure 5.1.1, on montre ainsi que pour une colonne nuageuse contenant seulement 60% de l'eau condensée adiabatique ($a=0.6$), l'épaisseur optique calculée pour un mélange homogène est 20% plus grande que celle qui est calculée avec un schéma de mélange hétérogène.

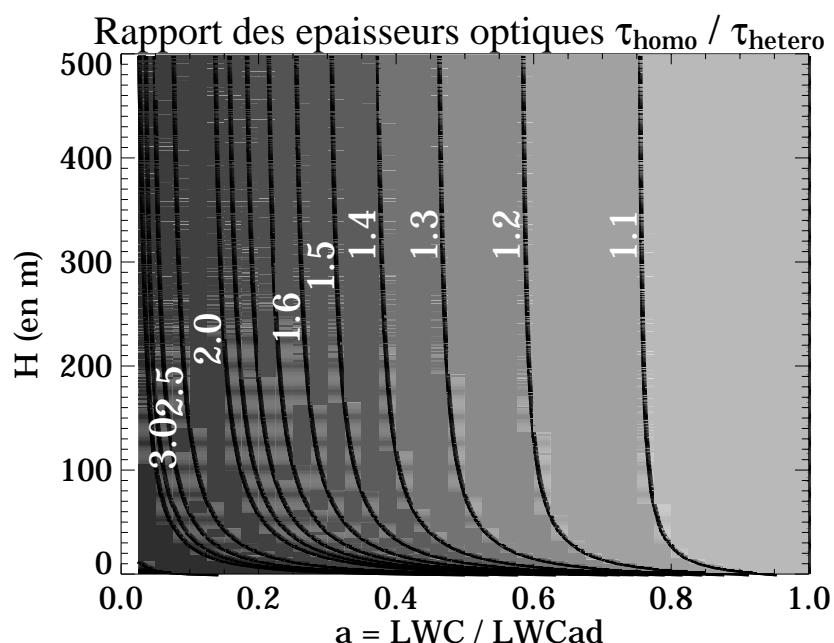


Fig. 5.1.2 Évolution du rapport entre l'épaisseur optique d'une colonne nuageuse sous-adiabatique calculée suivant l'hypothèse de mélange homogène et l'épaisseur optique de la même colonne calculée suivant l'hypothèse de mélange hétérogène. La colonne nuageuse sous adiabatique est caractérisée par un profil de contenu en eau liquide $LWC = a LWC_{ad} = a C_w h$, et par une épaisseur géométrique H .

La différence d'épaisseur optique entre les deux types de mélange est aisément compréhensible en considérant les propriétés microphysiques de la colonne. Pour un même contenu en eau liquide, le mélange hétérogène produit un plus petit nombre de plus grosses gouttelettes que le mélange homogène. Pour un photon incident, la surface apparente (et donc l'épaisseur optique) des particules diffusantes (gouttelettes nuageuses) est donc plus grande pour le mélange homogène que pour le mélange hétérogène.

Un parallèle peut ainsi être fait entre l'impact du type de mélange sur l'épaisseur optique et le premier effet indirect des aérosols. Celui-ci décrit l'impact d'une plus grande concentration de gouttelettes nuageuses, due à une augmentation de la concentration en CCN dans la couche limite, sur les propriétés optiques et radiatives du nuage, lorsque son contenu en eau liquide demeure inchangé. Dans ces conditions, pour la même raison citée plus haut, un plus grand nombre de gouttelettes nuageuses implique de plus petites gouttelettes, et donc une plus grande épaisseur optique. Pour un nuage dont le *LWC* augmente linéairement avec l'altitude, l'épaisseur optique est proportionnelle à la racine cubique de la concentration de gouttelettes nuageuses (Brenguier et al., 2000) :

$$\tau = B (k N)^{1/3} LWP^{5/6},$$

où B est une constante dépendant de la pression et de la température à la base du nuage, et k (sans dimension) dépend de la forme de la distribution dimensionnelle des gouttelettes et varie de 0.8 à 0.9 respectivement pour un nuage de type marin ou pollué.

Dans le cadre de l'effet indirect des aérosols, si la concentration en gouttelettes N augmente d'un facteur X , l'épaisseur optique du nuage augmente d'un facteur $\sqrt[3]{X}$. Le parallèle entre l'impact du mélange et le premier effet indirect des aérosols sur l'épaisseur optique du nuage, permet d'illustrer l'importance de la variabilité microphysique sur les propriétés optiques du nuage. Les schémas de mélange homogène et hétérogène bornent la variabilité microphysique possible au sein d'un champ nuageux non précipitant. Le rapport $\tau_{\text{homo}}/\tau_{\text{hétéro}}$ représente donc l'incertitude sur l'épaisseur optique de ce champ lorsque l'impact des processus d'entraînement/mélange n'est pas connu. On peut alors représenter cette incertitude par une incertitude équivalente sur la concentration de gouttelettes nuageuses, telle que le rapport $\tau_{\text{homo}}/\tau_{\text{hétéro}}$ soit identique à la variation d'épaisseur optique obtenue en ne modifiant que la concentration de gouttelettes :

$$\tau_{\text{homo}}/\tau_{\text{hétéro}} = \sqrt[3]{X}$$

Pour reprendre l'exemple précédent, pour un profil dont le *LWP* est égal à 60% du *LWP* adiabatique, l'incertitude sur l'épaisseur optique due à la variabilité microphysique est d'environ 20% ($\tau_{\text{homo}}/\tau_{\text{hétéro}}=1.2$). Pour obtenir une telle variation d'épaisseur optique dans le cadre du premier effet indirect des aérosols, il faudrait multiplier la concentration de gouttelettes par un facteur $X = (\tau_{\text{homo}}/\tau_{\text{hétéro}})^3 \approx 1.7$, soit une incertitude équivalente sur la concentration d'environ 70%.

Ce parallèle souligne l'importance de la variabilité microphysique sous-maille dans l'estimation de l'impact radiatif du premier effet indirect des aérosols dans les modèles climatiques. Une grande part de cet impact sur l'épaisseur optique moyenne de la maille

nuageuse peut être masquée par la prise en compte ou non de la variabilité microphysique sous-maille.

5.1.2 Impact de la variabilité microphysique sur l'épaisseur optique et l'albédo des champs simulés

Pour illustrer l'impact de la variabilité microphysique sur les propriétés optiques et radiatives d'un champ nuageux réaliste, nous calculons les épaisseurs optiques et les albédos des champs nuageux présentés au chapitre précédent, selon des schémas de mélange homogène et hétérogène. Le tableau 5.1.1 présente les résultats.

Le rapport $\langle \tau_{\text{homo}} \rangle / \langle \tau_{\text{hétéro}} \rangle$ désigne ici le rapport des épaisseurs optiques moyennées sur tout le domaine de simulation, et calculées à la longueur d'onde visible de $\lambda = 754$ nm.

À titre indicatif, nous avons reporté le facteur $X = (\tau_{\text{homo}} / \tau_{\text{hétéro}})^3$ représentant la variation équivalente de la concentration de gouttelettes nuageuses nécessaire pour obtenir le même rapport d'épaisseur optique $\tau_{\text{homo}} / \tau_{\text{hétéro}}$.

Le rapport $\langle A_{\text{homo}} \rangle / \langle A_{\text{hétéro}} \rangle$ désigne le rapport des flux radiatifs émergents calculés en 3D avec SHDOM, au sommet du domaine de simulation, moyennés sur tout le champ nuageux, à la même longueur d'onde et pour un angle zénithal solaire faible ($\theta_o=24.4^\circ$).

Les valeurs des rapports représentent un ordre de grandeur, car ceux-ci peuvent varier légèrement selon la concentration de gouttelettes activées à la base du nuage (N_{ad}).

Le rapport $\tau_{\text{homo}} / \tau_{\text{hétéro}}$ est d'autant plus marqué que le contenu en eau liquide s'écarte de la référence adiabatique. Autrement dit, ce rapport sera plus grand dans les régions nuageuses où les processus d'entraînement/mélange sont actifs, c'est à dire lorsque l'on s'écarte du cœur des cellules convectives. Il suit que plus le champ 3D de *LWC* de la scène nuageuse est hétérogène, plus l'écart d'épaisseur optique entre les deux schémas de mélange est important. Cette tendance est confirmée en comparant le rapport $\langle \tau_{\text{homo}} \rangle / \langle \tau_{\text{hétéro}} \rangle$ des scènes nuageuses au caractère plutôt homogènes (Nuages 1 et 2) et plus hétérogènes (pour les Nuages 3 et 4).

La différence entre les deux schémas de mélange a aussi un impact sur l'albédo. Cet impact ne peut être calculé analytiquement mais dépend évidemment de l'épaisseur optique du champ nuageux. Dans le cas du rayonnement solaire, la quantité de lumière réfléchie dépend de τ , selon une fonction convexe (voir figure 4.2.1). C'est à dire que pour les petites valeurs de τ , le rayonnement réfléchit augmente rapidement avec l'épaisseur optique, alors que pour des valeurs plus élevées, ce rayonnement augmente plus faiblement avec τ , puis sature au-delà d'une certaine valeur. En conséquence, pour un nuage épais tant

géométriquement qu'optiquement, la différence de rayonnement réfléchi entre les deux types de mélange sera relativement plus faible que pour un nuage fin. Ainsi, le rapport d'albédo $\langle A_{homo} \rangle / \langle A_{hétéro} \rangle$ est faible et inférieur à $\langle \tau_{homo} \rangle / \langle \tau_{hétéro} \rangle$ pour le nuage 1, qui est un nuage épais, et grande et supérieure à $\langle \tau_{homo} \rangle / \langle \tau_{hétéro} \rangle$ pour les autres nuages dont les épaisseurs optiques et géométriques sont relativement faibles.

Visualisation du champ nuageux	$\langle \tau_{homo} \rangle / \langle \tau_{hétéro} \rangle$	$\langle A_{homo} \rangle / \langle A_{hétéro} \rangle$
Nuage 1	≈ 1.1 <i>effet indirect équivalent:</i> $N \times 1.3$	$\approx 1.05 \sim 1.08$
Nuage 2	≈ 1.4 <i>effet indirect équivalent:</i> $N \times 2.6$	≈ 1.5
Nuage 3	≈ 1.6 <i>effet indirect équivalent:</i> $N \times 3.8$	≈ 1.7
Nuage 4	≈ 1.5 <i>effet indirect équivalent:</i> $N \times 3.4$	≈ 1.6

Tableau 5.1.1 (ci-contre) Illustration de l'impact de la variabilité microphysique sur les propriétés optiques et radiatives de champs nuageux réalistes, à l'échelle du domaine de simulation ($10 \times 10 \text{ km}^2$). Le tableau représente les valeurs des rapports d'épaisseurs optiques (colonne centrale) et d'albédos (colonne de droite), moyennés sur tout le domaine de simulation, et calculés selon le schéma de mélange homogène et hétérogène, pour les 4 modèles de champ nuageux retenus. L'effet indirect équivalent désigne le facteur $X = (\tau_{\text{homo}} / \tau_{\text{hétéro}})^3$ à appliquer à la concentration de gouttelettes nuageuses pour obtenir le même rapport d'épaisseur optique, selon les hypothèses du premier effet indirect des aérosols (Twomey, 1977)

5.1.3 Résumé et discussion

Dans cette section, nous avons quantifié l'impact radiatif de la variabilité microphysique d'un champ nuageux à la résolution d'une maille de modèle de circulation générale.

Dans les nuages de couche limite non-précipitants, cette variabilité microphysique est principalement due aux processus d'entraînement/mélange entre les cellules convectives et leur environnement plus sec. Des observations en nuages naturels (Burnet et Brenguier, 2005) ont montré que leur impact est variable et qu'il est déterminé par les valeurs respectives du temps caractéristique de mélange turbulent et du temps caractéristique d'évaporation totale des gouttelettes. Lorsque la turbulence est faible (temps d'homogénéisation long) et les gouttelettes petites (temps d'évaporation court), la concentration des gouttelettes est réduite tandis que leur rayon semble constant. C'est le cas dans les nuages de couche limite de type stratocumulus. A l'inverse, lorsque la turbulence est forte et les gouttelettes sont grosses (cas des nuages cumuliformes), la concentration est peu réduite et le rayon des gouttelettes diminue. Cependant, il n'existe pas encore de paramétrisation pour prévoir l'impact des processus d'entraînement/mélange, même dans les modèles qui résolvent les nuages (CRM). Nous avons donc utilisé deux représentations extrêmes des processus d'entraînement/mélange: le schéma de mélange homogène et le schéma de mélange hétérogène, qui encadrent les états possibles de la variabilité microphysique dans un nuage convectif non précipitant.

La différence d'impact entre ces deux schémas sur l'épaisseur optique du champ nuageux est d'autant plus grande que ce champ est hétérogène (en terme de distribution 3D du contenu en eau liquide) et qu'il s'éloigne de la référence adiabatique.

La différence d'impact sur l'albédo du champ nuageux est variable. Elle dépend en premier lieu de la différence d'épaisseur optique, mais elle est aussi tempérée pour les champs optiquement et géométriquement épais, et amplifiée pour les nuages fins.

L'impact de la variabilité microphysique sur l'épaisseur optique d'une maille nuageuse d'un modèle de circulation générale peut être évaluée par la comparaison des épaisseurs

optiques et des albédos calculés en utilisant successivement les deux schémas de mélange qui encadrent le phénomène. Elle est comparable à l'impact d'une variation significative de la concentration des gouttelettes, c'est à dire à l'effet indirect de l'aérosol.

En conclusion, la variabilité microphysique des champs nuageux, due aux processus d'entraînement/mélange est une source d'incertitude importante dans la simulation du transfert radiatif en atmosphère nuageuse. Elle ne peut être compensée simplement en utilisant un schéma correctif universel parce que l'impact du mélange est variable, et qu'il dépend à la fois de l'intensité de la turbulence dans le nuage et du rayon des gouttelettes au sommet.

5.2 Représentation AS-PP du nuage : peut-on corriger le biais plan-parallèle ?

Dans cette section, nous abordons spécifiquement la problématique du biais plan-parallèle dans les modèles de circulation générale.

Nous avons vu en introduction que dans de tels modèles, le nuage est représenté à l'échelle de la maille (10 à 100 km), au mieux par un plan-parallèle adiabatiquement stratifié (AS-PP), doté d'un certain contenu en eau LWP , couvrant une certaine fraction de la maille CF , et dont la microphysique est réduite à la connaissance de la concentration de gouttelettes activées à la base du nuage N_{ad} .

Dans l'approche classique du biais plan-parallèle, le but des paramétrisations est de réduire l'écart entre l'albédo calculé pour un tel nuage, et l'albédo du champ nuageux réel qu'il est censé représenter.

Dans cette section, nous étudions la faisabilité d'une telle approche. La méthode proposée est d'utiliser les simulations L.E.S. de nuage et leurs propriétés radiatives 3D simulées par SHDOM pour figurer les champs nuageux à fine résolution, dans une maille d'un modèle de circulation générale. Nous pourrons alors comparer l'albédo simulé à celui d'un modèle AS-PP équivalent, défini par la même fraction nuageuse que le champ tridimensionnel, un LWP égal au LWP moyen du champ tridimensionnel, et la même concentration de gouttelettes.

Cependant, avant d'aborder cette évaluation, nous examinons brièvement le problème inverse du calcul des propriétés nuageuses du modèle de nuage AS-PP à partir de l'albédo pour mesurer sa sensibilité aux différents paramètres.

L'équivalence des albédos tridimensionnels et AS-PP doit être vérifiée sur l'ensemble du spectre solaire. Dans notre étude, nous nous limiterons à deux longueurs d'onde, une visible à $\lambda = 754$ nm et la seconde dans le proche infrarouge à $\lambda = 1535$ nm.

5.2.1 Nuage AS-PP de même albédo

Dans cette première étape, nous partons d'une simulation tridimensionnelle dont nous connaissons la fraction nuageuse et les albédos dans le visible et le proche infrarouge. A l'aide d'une interpolation inverse, nous chercherons à estimer le LWP et la concentration de gouttelettes d'un modèle AS-PP de même albédo.

Nous faisons ici plusieurs hypothèses sur les caractéristiques de ce modèle idéalisé :

- ❖ Le modèle de circulation générale possède la même résolution verticale que nos simulations L.E.S. (10 m). Cette hypothèse n'est évidemment pas remplie dans les modèles actuels.
- ❖ Les paramètres nuageux du modèle de grande échelle sont l'épaisseur géométrique H_{AS-PP} (ou le contenu en eau liquide adiabatique $LWP_{AS-PP} = C_w \times H_{AS-PP}^2$), la concentration de gouttelettes nuageuses N_{AS-PP} , ainsi que la fraction nuageuse sous-maille CF_{AS-PP} .
- ❖ Le modèle de grande échelle est capable de diagnostiquer correctement la fraction nuageuse sous-maille, c'est à dire égale à la fraction nuageuse du domaine de simulation L.E.S.
- ❖ la différence de taille entre le domaine L.E.S. (10 km²) et la maille du modèle de grande échelle n'a pas d'impact sur l'albédo moyen.

L'albédo moyen ($\langle A_{Vis,NIR} \rangle_{3D}$) du nuage L.E.S. est calculé à partir de la simulation 3D du transfert radiatif pour chacun des vingt-quatre champs nuageux présentés au chapitre 4 (4 nuages, 3 concentrations en gouttelettes, 2 types de mélange), pour un seul angle solaire ($\theta_0=24.4^\circ$).

L'albédo moyen ($\langle A_{Vis,NIR} \rangle_{AS-PP}$) du nuage plan parallèle est calculé par simulation du transfert radiatif 1D en mode ICA. Les conditions de simulation du transfert radiatif sont par ailleurs identiques dans les deux cas (albédo de surface nul, même angle solaire, et mêmes caractéristiques optiques de l'atmosphère).

Nous posons :

$$\{ \langle A_{Vis} \rangle ; \langle A_{NIR} \rangle \}_{AS-PP} = \{ \langle A_{Vis} \rangle ; \langle A_{NIR} \rangle \}_{3D}$$

$$CF_{AS-PP} = CF_{3D}$$

La fraction nuageuse est ici définie pour une épaisseur optique en visible supérieure ou égale à l'unité. La construction du nuage AS-PP équivalent est résumée par la figure 5.2.1.

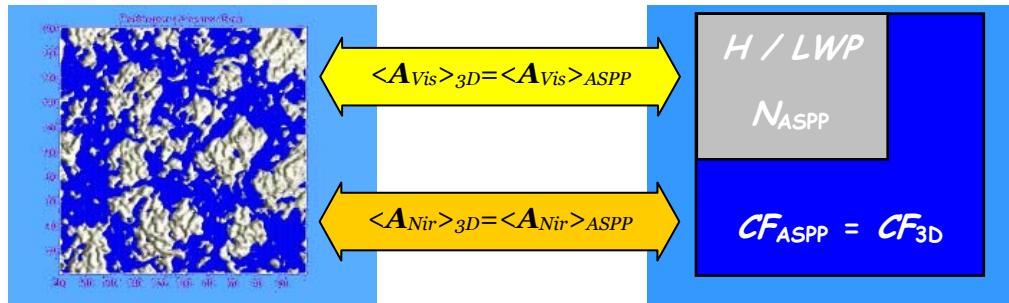


Fig. 5.2.1 À gauche : champ nuageux L.E.S. initial de fraction nuageuse CF_{3D} . À droite : maille du modèle de grande échelle et la représentation plan-parallèle du champ nuageux, d'épaisseur géométrique H et de concentration de gouttelette N . Les albédos moyens en visible et proche infrarouge (Nir) ainsi que les fractions nuageuses sont identiques pour les deux représentations du champ nuageux.

5.2.2 Détermination du nuage AS-PP équivalent

Puisque la fraction nuageuse de la maille est fixée, les seuls paramètres inconnus du nuage AS-PP sont l'épaisseur géométrique H_{AS-PP} ou le contenu en eau liquide intégré sur la verticale LWP_{AS-PP} , et la concentration de gouttelettes nuageuses N_{AS-PP} .

Pour déterminer ces paramètres nous appliquons une méthode similaire aux techniques de restitution de paramètres nuageux en télédétection, de type "Look-Up Table".

Nous construisons pour cela un grand nombre de nuages AS-PP d'épaisseur géométrique et de concentration de gouttelettes nuageuses variables, dont nous simulons en mode ICA les albédos monochromatiques en visible ($\lambda = 754$ nm) et en proche infra-rouge ($\lambda = 1535$ nm) pour le même angle solaire que les simulations L.E.S. Nous obtenons alors une "Look-Up Table" (LUT) qui à chaque couple d'albédos $\{ \langle A_{Vis} \rangle_{AS-PP} ; \langle A_{Nir} \rangle_{AS-PP} \}$ fait correspondre un couple de paramètres nuageux $\{ H_{AS-PP} \text{ ou } LWP_{AS-PP} ; N_{AS-PP} \}$ (figure 5.2.2).

Comme le transfert radiatif est calculé en mode ICA, les valeurs d'albédos de la Look-Up Table pour des fractions nuageuses inférieures à 100% sont déduites des valeurs à 100 % par la formule :

$$\langle A \rangle_{CF} = CF \times \langle A \rangle_{CF=100\%} + (1 - CF) \times A_{CF=0\%},$$

où $A_{CF=0\%}$ représente l'albédo atmosphérique en ciel clair (sans nuage).

Pour déterminer le couple de paramètres nuageux, on projette le point de coordonnées $\{ \langle A_{Vis} \rangle_{3D} ; \langle A_{Nir} \rangle_{3D} \}$ sur la LUT correspondant à la fraction nuageuse CF du champ 3D. Les valeurs $\{ H_{AS-PP} ; N_{AS-PP} \}$ sont obtenues par interpolation bilinéaire entre les

points les plus proches de la *LUT*. La précision de l'algorithme est de 5 cm^{-3} pour N_{AS-PP} , 5 m pour H_{AS-PP} et 0.025 g/m^2 pour LWP_{AS-PP} .

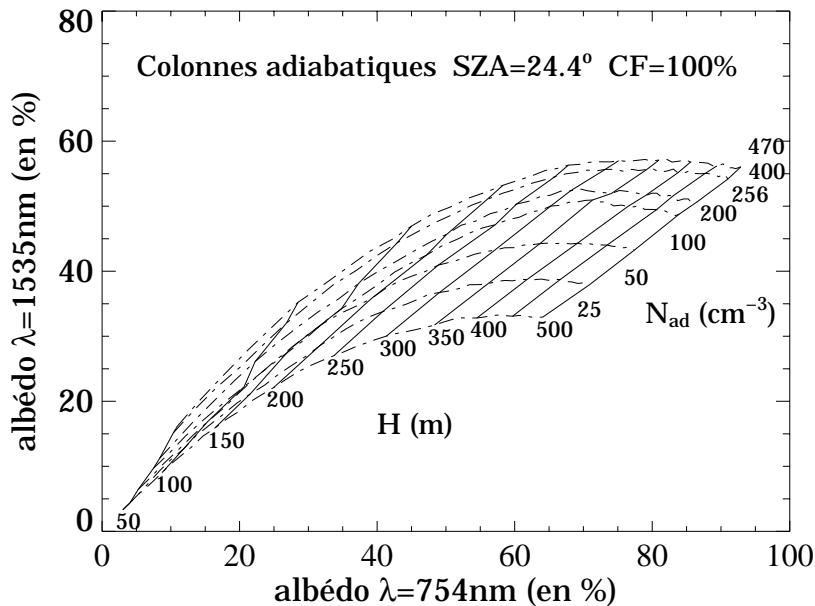


Fig. 5.2.2 Représentation graphique de la table de correspondance (Look-Up Table) entre les albédos visible et proche infrarouge d'une collection de nuages plan-parallèles adiabatiquement stratifiés, d'épaisseur géométrique H et de concentration de gouttelettes nuageuses N variables. L'angle zénithal solaire est 24.4° et la fraction nuageuse du domaine de simulation est 100%.

5.2.3 Résultats

Pour chacun des vingt-quatre champs nuageux réalisistes retenus, nous déterminons les paramètres nuageux (H_{AS-PP} , LWP_{AS-PP} et N_{AS-PP}) de la représentation AS-PP correspondante. Les figures 5.2.3 à 5.2.5 comparent ces valeurs aux grandeurs caractéristiques $\langle H \rangle_{3D}$, $\langle LWP \rangle_{3D}$ et N_{ad} de la scène tridimensionnelle initiale. Ces grandeurs désignent respectivement l'épaisseur géométrique moyenne et le *LWP* moyen calculés sur la fraction nuageuse, et la concentration de gouttelettes activées à la base du nuage (tableau 5.2.1).

Nuage	N_{ad}	Mélange	CF_{3D} %	$\langle A_{Vis} \rangle_{3D}$ %	$\langle A_{Nir} \rangle_{3D}$ %	$\langle LWP \rangle_{3D}$ g/m²	$\langle H \rangle_{3D}$ m
Nuage 1	50 cm ⁻³	hétérogène	100	43	33	83	286
		homogène	100	46	36	83	286
	256 cm ⁻³	hétérogène	100	61	48	83	286
		homogène	100	65	51	83	286
	400 cm ⁻³	hétérogène	100	67	52	83	286
		homogène	100	70	55	83	286
Nuage 2	50 cm ⁻³	hétérogène	35	5	5	12	105
		homogène	54	7	8	10	95
	256 cm ⁻³	hétérogène	57	9	10	10	93
		homogène	72	14	16	8	86
	400 cm ⁻³	hétérogène	62	11	12	9	91
		homogène	76	16	20	8	84
Nuage 3	50 cm ⁻³	hétérogène	28	4	4	19	129
		homogène	44	7	7	14	110
	256 cm ⁻³	hétérogène	42	8	8	15	112
		homogène	58	13	15	11	97
	400 cm ⁻³	hétérogène	45	9	9	14	108
		homogène	62	16	18	11	94
Nuage 4	50 cm ⁻³	hétérogène	10	2	2	19	123
		homogène	15	3	3	15	106
	256 cm ⁻³	hétérogène	15	3	3	15	106
		homogène	20	5	6	11	91
	400 cm ⁻³	hétérogène	16	4	4	14	102
		homogène	22	6	7	11	87

Tableau 5.2.1 Paramètres des scènes nuageuses 3D retenues : concentration N_{ad} de gouttelettes nuageuses activées à la base du nuage, fraction nuageuse CF_{3D} telle que $\tau > 1$, albédos moyens en visible $\langle A_{Vis} \rangle_{3D}$ et proche infrarouge $\langle A_{Nir} \rangle_{3D}$ de la scène nuageuse, contenu en eau liquide intégré sur la verticale $\langle LWP \rangle_{3D}$ moyen sur la fraction nuageuse, épaisseur géométrique $\langle H \rangle_{3D}$ moyen sur la fraction nuageuse.

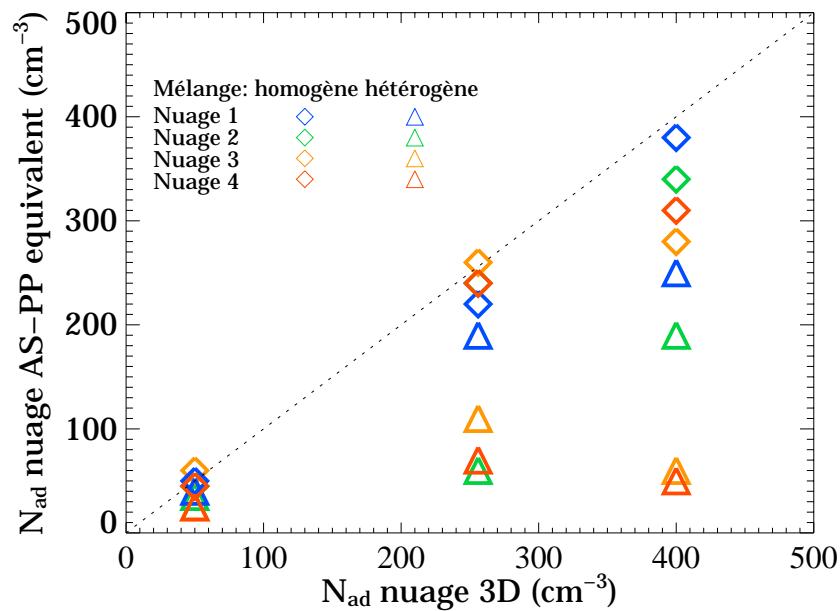


Fig. 5.2.3 Graphique comparatif des concentrations de gouttelettes nuageuses activées à la base du nuage des 24 champs 3D, et des concentrations de gouttelettes des nuages AS-PP équivalents (i.e. albédo visible, albédo proche infrarouge et fraction nuageuse identiques).

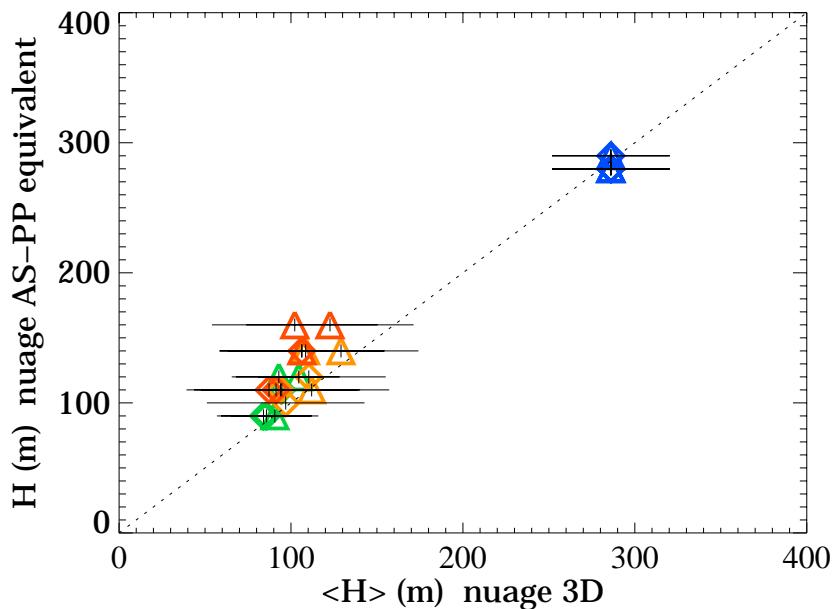


Fig. 5.2.4 Graphique comparatif des épaisseurs géométriques moyennes (+/- l'écart type : barres horizontales) des 24 champs 3D, et des épaisseurs géométriques des nuages AS-PP équivalents (i.e. albédo visible, albédo proche infrarouge et fraction nuageuse identiques). Voir figure 5.2.3 pour la correspondance des couleurs et symboles.

Le tableau 5.2.2 résume de manière statistique les graphiques comparatifs. Le tableau présente le biais moyen (écart moyen entre le paramètre nuageux AS-PP et le paramètre correspondant du nuage 3D), l'erreur quadratique moyenne (RMSE) qui donne une information sur la dispersion de cet écart, et le coefficient de corrélation entre ces valeurs, pour chacun de paramètres nuageux (concentration de gouttelettes à la base du nuage, LWP et épaisseur géométrique).

Exemple pour la concentration en gouttelettes nuageuses :

Biais moyen sur la concentration en gouttelettes à la base du nuage :

$$\frac{\sum (N_{\text{AS-PP}}^i - N_{\text{3D}}^i)}{\sum n^i}$$

Erreur quadratique moyenne correspondante :

$$\sqrt{\frac{\sum (N_{\text{AS-PP}}^i - N_{\text{3D}}^i)^2}{\sum n^i}}$$

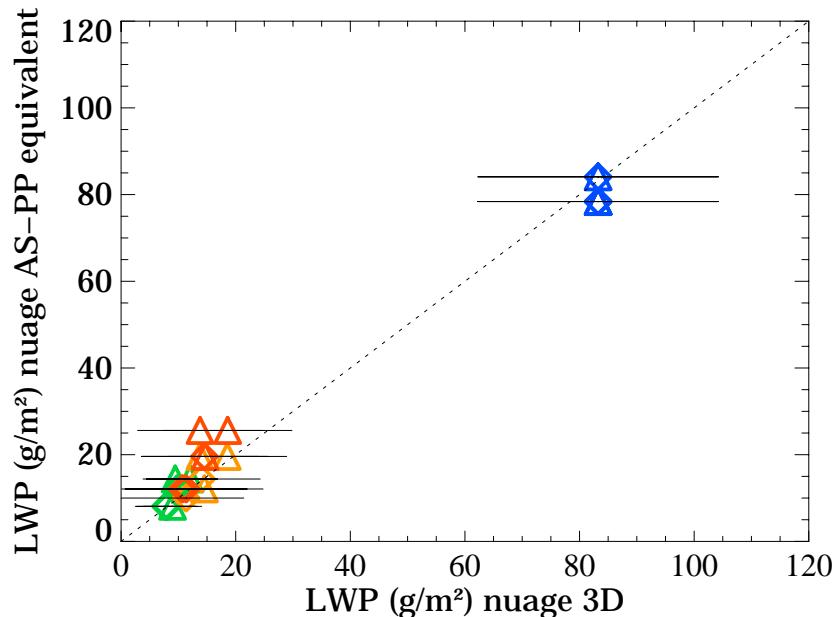


Fig. 5.2.5 Graphique comparatif des LWP moyens (+/- l'écart type : barres horizontales) des 24 champs 3D, et des LWP des nuages AS-PP équivalents (i.e. albédos visibles, albédo proche infrarouge et fraction nuageuse identiques). Voir figure 5.2.3 pour la correspondance des couleurs et symboles.

<i>Sur les 24 cas:</i>	Biais moyen	RMSE	Corr.
N_{ASPP} (cm ⁻³)	-86.4	134.4	70%
H_{ASPP} (m)	13.5	21.2	98%
LWP_{ASPP} (g/m ²)	1.13	4.17	99%

<i>Sur les cas avec mélange hétérogène:</i>	Biais moyen	RMSE	Corr.	<i>Sur les cas avec mélange homogène:</i>	Biais moyen	RMSE	Corr.
N_{ASPP} (cm ⁻³)	-143,3	183,7	61%	N_{ASPP} (cm ⁻³)	-29.5	48.7	98%
H_{ASPP} (m)	16,9	25,9	97%	H_{ASPP} (m)	10,1	15,1	99%
LWP_{ASPP} (g/m ²)	2,15	5,26	99%	LWP_{ASPP} (g/m ²)	0,12	2,67	99%

Tableau 5.2.2 Comparaison statistique correspondante aux figures 5.2.3 à 5.2.5, entre les valeurs des paramètres nuageux des 24 champs 3D réalistes étudiés et les paramètres des nuages AS-PP équivalents en termes d’albédos et de fraction nuageuse. Ces statistiques portent sur l’ensemble des 24 champs (haut), sur les 12 cas avec mélange hétérogène (gauche), et avec mélange homogène (droite).

5.2.4 Résumé et discussion

Ces résultats montrent qu’un modèle de nuage AS-PP de mêmes albédos visible et proche infrarouge et même fraction nuageuse qu’une scène tridimensionnelle de nuage réaliste, peut être défini par une couche d’épaisseur géométrique ou de LWP proches de ceux qui sont calculés en moyenne sur la fraction nuageuse du champ tridimensionnel. En revanche, la concentration de gouttelettes qui caractérise le modèle AS-PP peut être assez différente de celle du champ tridimensionnel et toujours inférieure à celle -ci.

Rappelons qu’il s’agit ici de la concentration de gouttelettes N_{ad} qui serait diagnostiquée avec une paramétrisation du processus d’activation des noyaux de condensation à la base du nuage. En fait, comme nous l’avons montré dans la section précédente, l’impact de la variabilité microphysique due aux processus d’entraînement/mélange sur les propriétés optiques du nuage est prépondérant. En effet, elle se produit principalement au sommet du nuage qui est exposé à l’air troposphérique chaud et sec de l’inversion sommitale. Or c’est le sommet du nuage qui détermine l’essentiel des propriétés radiatives d’un nuage de couche limite.

Cet écart entre la concentration équivalente et la concentration des gouttelettes activées dépend du schéma de mélange utilisé et elle est maximale pour le schéma de mélange hétérogène dans lequel la concentration de gouttelettes est fortement réduite dans les cellules sous-adiabatiques.

5.3 Le biais plan-parallèle

Nous revenons maintenant à notre problématique qui est de quantifier l'erreur commise sur le calcul de l'albédo dans un modèle de circulation générale.

La méthode proposée utilise comme précédemment les simulations L.E.S. de nuages et leurs propriétés radiatives 3D simulées par SHDOM. Ces champs nuageux représentent les scènes réalistes idéalement contenues dans la maille d'un modèle de circulation générale.

Nous construisons pour chacun de ces champs une représentation AS-PP équivalente: "équivalente" signifie ici que les deux représentations du champ nuageux (L.E.S et AS-PP) contiennent la même quantité d'eau liquide, la même fraction nuageuse et la même concentration de gouttelettes activées à la base du nuage.

Nous déterminons ensuite les albédos (en visible et proche IR) de cette représentation AS-PP à l'aide du code de transfert radiatif SHDOM en mode ICA. L'angle zénithal solaire (24.4°) et la longueur d'onde ($\lambda = 754$ nm) sont identiques aux cas 3D. Le biais plan-parallèle de la maille de modèle de grande échelle correspond alors à la différence d'albédo entre les deux représentations du champ nuageux.

5.3.1 Construction du nuage AS-PP équivalent

La concentration de gouttelettes nuageuses du nuage équivalent est égale à la concentration en gouttelettes activées à la base du nuage 3D :

$$N_{\text{AS-PP}} = N_{ad}$$

La fraction nuageuse du champ 3D est déterminée à l'aide d'un seuil sur l'épaisseur optique en visible ($\tau > 1$). On a par construction :

$$CF_{3D} = CF_{\text{AS-PP}}$$

Les deux scènes nuageuses ont le même contenu en eau liquide total, c'est à dire le même *LWP* moyen sur tout le domaine de simulation (incluant les portions de ciel clair) :

$$\langle LWP \rangle_{3D} = \langle LWP \rangle_{\text{AS-PP}}$$

Le contenu en eau liquide intégré sur la verticale *LWP_{AS-PP}* du nuage AS-PP est alors :

$$LWP_{\text{AS-PP}} = \langle LWP \rangle_{3D} \times CF_{\text{AS-PP}}^{-1}$$

Comme le nuage est adiabatique ($LWP_{AS-PP} = 1/2 C_w H_{AS-PP}^2$), l'expression de l'épaisseur géométrique H_{AS-PP} du nuage plan-parallèle équivalent est :

$$H_{AS-PP} = \sqrt{\frac{2 < LWP >_{3D}}{C_w CF_{AS-PP}}}$$

La figure 5.3.1 présente schématiquement la construction du nuage AS-PP.

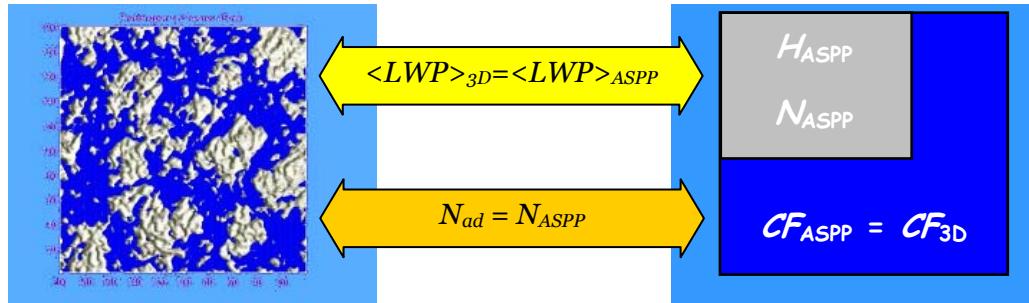


Fig. 5.3.1 À gauche : champ nuageux L.E.S. initial de fraction nuageuse CF_{3D} . Le domaine de simulation de ce champ nuageux représente une maille de modèle de grande échelle. À droite : maille du modèle de grande échelle et la représentation plan-parallèle du champ nuageux, d'épaisseur géométrique H_{ASPP} et de concentration de gouttelette N_{ad} (voir texte). Le contenu en eau liquide total ainsi que la fraction nuageuse sont identiques pour les deux représentations du champ nuageux.

5.3.2 Résultats

Pour chacun des 24 cas de champ nuageux réaliste, l'albédo moyen $< A_{Vis} >_{AS-PP}$ de la représentation AS-PP équivalente est calculé par simulation du transfert radiatif à l'aide du modèle de transfert radiatif SHDOM en mode ICA.

Le biais plan-parallèle est calculé en % à partir de la différence d'albédo entre le champ 3D et sa représentation AS-PP équivalente :

$$\frac{< A_{Vis} >_{3D} - < A_{Vis} >_{AS-PP}}{< A_{Vis} >_{AS-PP}} \times 100$$

Le tableau 5.3.1 présente les résultats obtenus pour tous les champs nuageux.

À une exception près (Nuage 4 a, mélange homogène), le biais plan-parallèle tel qu'il est défini est toujours négatif. C'est-à-dire que la représentation AS-PP surestime systématiquement l'albédo moyen de la scène nuageuse, en accord avec les études précédentes sur le biais plan-parallèle sur l'albédo.

Dans le cas du mélange homogène, avec un maximum de 10%, le biais est cependant plus faible que celui présenté dans les premières études (environ 15%). Ce résultat est néanmoins en accord avec l'ordre de grandeur du biais plan-parallèle estimé par Di Giuseppe et Tompkins (2003) qui présentent des biais de l'ordre de 5% en mode IPA. Dans cette étude, le biais était calculé pour des champs nuageux générés de manière stochastique, adiabatiquement stratifié, de fraction nuageuse élevée (>80%) dans lequel la concentration

de gouttelettes nuageuses est constante. Ce modèle de nuage est donc assez proche de notre représentation homogène du mélange dans un nuage de couche limite.

Nuage	N_{ad}	Mélange	CF %	$\langle LWP \rangle$ g/m²	$\langle A_{Vis} \rangle_{ASPP}$ %	Biais PP_{Vis} %
Nuage 1	50 cm ⁻³ (a)	hétérogène	100	83.3	43	-9
		homogène	100	83.3	46	-2
	256 cm ⁻³ (b)	hétérogène	100	83.3	61	-8
		homogène	100	83.3	65	-2
	400 cm ⁻³ (c)	hétérogène	100	83.3	67	-7
		homogène	100	83.3	70	-2
Nuage 2	50 cm ⁻³ (a)	hétérogène	35	6.0	5	-23
		homogène	54	6.0	7	0
	256 cm ⁻³ (b)	hétérogène	57	6.0	9	-30
		homogène	72	6.0	14	-5
	400 cm ⁻³ (c)	hétérogène	62	6.0	11	-34
		homogène	76	6.0	16	-7
Nuage 3	50 cm ⁻³ (a)	hétérogène	28	6.8	4	-34
		homogène	44	6.8	7	-1
	256 cm ⁻³ (b)	hétérogène	42	6.8	8	-40
		homogène	58	6.8	13	-7
	400 cm ⁻³ (c)	hétérogène	45	6.8	9	-40
		homogène	62	6.8	16	-10
Nuage 4	50 cm ⁻³ (a)	hétérogène	10	2.5	2	-23
		homogène	15	2.5	3	7
	256 cm ⁻³ (b)	hétérogène	15	2.5	3	-31
		homogène	20	2.5	5	-1
	400 cm ⁻³ (c)	hétérogène	16	2.5	4	-33
		homogène	22	2.5	6	-5

Tableau 5.3.1 Paramètres des représentations AS-PP équivalentes aux scènes nuageuses 3D retenues : concentration N_{ad} de gouttelettes nuageuses activées à la base du nuage, fraction nuageuse CF telle que $\tau > 1$, contenu en eau liquide intégré sur la vertical moyen $\langle LWP \rangle$ et albédo moyen en visible $\langle A_{Vis} \rangle_{ASPP}$ sur toute la scène nuageuse. Le biais plan-parallèle sur l'albédo pour la longueur d'onde visible représente l'écart entre l'albédo moyen de la scène 3D et de sa représentation AS-PP (voir texte).

Dans le cas du mélange hétérogène, le biais plan-parallèle est beaucoup plus élevé, avec une nette différence entre le nuage 1 (épais, CF=100%) et les nuages plus fins à couverture fractionnaire. Avec un maximum à 40%, ce biais dépasse même la fourchette haute de l'estimation du biais plan-parallèle des études précédentes (30%), dans le cas de champs nuageux présentant une distribution très asymétrique du *LWP*.

Dans tous les cas, pour un même nuage et un même type de mélange, l'écart entre les deux représentations du champ nuageux augmente avec la fraction nuageuse de la scène. En effet, l'albédo de la scène AS-PP diminue avec la fraction nuageuse, bien que le contenu total en eau liquide soit conservé, c'est-à-dire que l'épaisseur géométrique de la partie nuageuse de la scène augmente pour compenser la réduction de fraction nuageuse. L'albédo moyen du champ AS-PP se rapproche donc de l'albédo du champ 3D à mesure que la fraction nuageuse diminue. Le signe même du biais plan-parallèle peut s'inverser pour une fraction nuageuse suffisamment basse. Ceci explique la valeur positive du biais dans le cas du nuage 4 a, mélange homogène. Pour ce nuage fin avec une concentration de gouttelettes faible (50 cm^{-3}), le seuil $\tau > 1$ donne une faible fraction nuageuse qui ne prend pas en compte la contribution relativement grande des parties optiquement fines du champ nuageux. Pour illustrer ce concept, la figure 5.3.2 présente l'évolution du biais plan-parallèle en fonction de la fraction nuageuse arbitrairement assignée à la représentation AS-PP de la scène nuageuse.

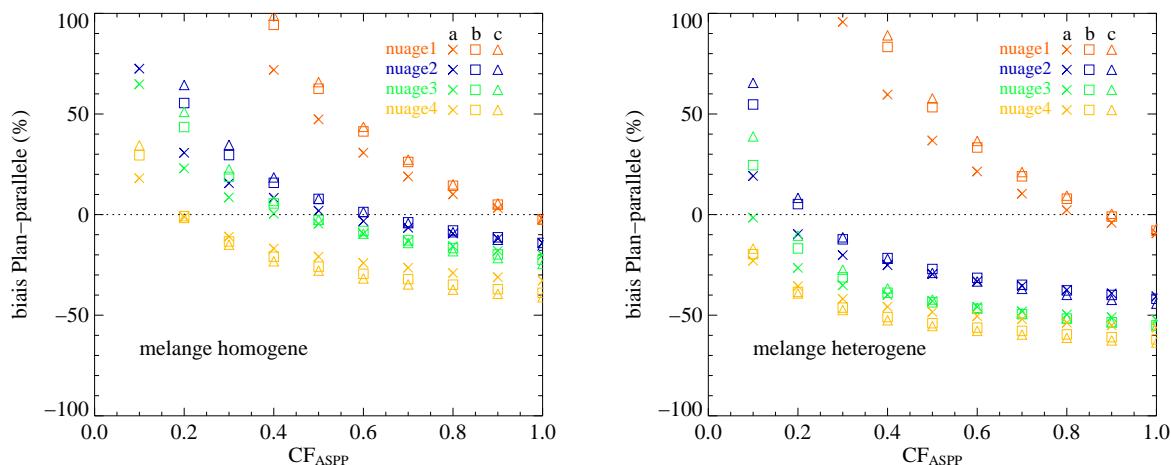


Fig. 5.3.2 Evolution du biais plan parallèle en fonction de la fraction nuageuse de la représentation AS-PP correspondant aux champs nuageux L.E.S. selon le choix d'un mélange homogène (à gauche) ou hétérogène (à droite).

5.3.3 Résumé et discussion

Nous avons défini le biais plan-parallèle comme la différence entre l'albédo d'une scène de nuage 3D, calculé avec un code de transfert radiatif 3D et l'albédo du même champ

nuageux mais représenté à la manière d'un modèle de circulation générale par un plan-parallèle (AS-PP 1D) et calculé en 1D par colonnes indépendantes (ICA).

La définition du biais plan parallèle combine les effets tridimensionnels du transfert radiatif et les effets de l'hétérogénéité tridimensionnelle du champ nuageux. Classiquement, ces deux effets sont séparés en utilisant un mode de transfert radiatif ICA. Pour l'angle solaire utilisé (24.4°) la contribution au biais plan parallèle des effets 3D du transfert radiatif sont relativement faibles (de l'ordre de 1%) pour une fraction nuageuse de 100% et/ou pour une organisation cellulaire du champ nuageux de longueur caractéristique supérieure à 5km (Di Giuseppe and Tompkins, 2003). Cette contribution augmente pour une fraction nuageuse plus faible et une organisation cellulaire plus compacte, mais le biais plan-parallèle total (hétérogénéité du champ et transfert radiatif 3D) reste de l'ordre de 5% dans des conditions similaires à nos simulations.

En revanche, le choix de la valeur de concentration des gouttelettes dans le modèle AS-PP est déterminant. Si on utilise une paramétrisation de l'activation des noyaux de condensation à la base du nuage, sans prendre en compte les processus dynamiques responsables du sous-adiabatisme dans le nuage, les écarts sur l'albédo peuvent être importants.

En considérant un schéma de mélange de type homogène, le biais plan-parallèle est inférieur ou égal à 10% quelque soit le type de nuage considéré. Ce biais est faible (2%) pour le nuage de fraction nuageuse 100% et plus important pour les champs nuageux plus hétérogènes. Il n'est cependant pas possible au vu de ces résultats d'établir un lien direct entre hétérogénéité du champ et biais plan-parallèle. Ces valeurs du biais plan-parallèle sont plus faibles que les valeurs (15% et plus) rapportées dans les premières études (e.g. Cahalan et al., 1994), elles sont cependant comparables aux valeurs rapportées pour des champs nuageux plus réalistes (Di Giuseppe and Tompkins, 2003). Cette différence s'explique par l'utilisation d'un nuage adiabatiquement stratifié (AS-PP) pour la référence plan-parallèle, contrairement aux modèles de nuage verticalement uniformes (VU-PP) utilisés précédemment.

En considérant un mélange de type hétérogène, le biais plan-parallèle est de l'ordre de 8% pour le nuage de fraction nuageuse 100% et supérieur à 20%, jusqu'à 40% pour les champs nuageux plus hétérogènes. Ces valeurs correspondent aux biais plan-parallèles les plus extrêmes rapportés dans les études précédentes (Cahalan et al., 1994).

5.4 Conclusion

Les résultats présentés au cours de ce chapitre constituent une étude des limitations de la représentation 1D d'un champ nuageux hétérogène réaliste dans les modèles de circulation générale, communément désignées par le terme de biais plan-parallèle.

Jusqu'à présent, les études se sont focalisées sur l'impact de la structure tridimensionnelle des champs d'eau condensée. Dans ces études, la microphysique est déterminée en supposant, soit un rayon effectif constant (e.g. Cahalan et al., 1994), soit une concentration en gouttelettes constante (e.g. Di Giuseppe and Tompkins, 2003). Notre approche a montré que l'impact de la variabilité microphysique est tout aussi important. Les propriétés microphysiques réelles d'un champ nuageux demeurent une inconnue y compris à l'échelle du modèle L.E.S., et a fortiori à l'échelle de la maille GCM. Notre méthode permet cependant de circonscrire de manière réaliste la variabilité microphysique possible dans le champ nuageux en utilisant successivement les hypothèses de mélange homogène et de mélange hétérogène. La différence d'impact entre ces deux scénarios extrêmes de mélange représente donc l'incertitude maximale due à la variabilité microphysique sur le calcul du transfert radiatif.

Les résultats de la première partie de ce chapitre montrent que l'impact radiatif de la variabilité microphysique, à l'échelle d'une scène nuageuse, peut être conséquent. Sa valeur dépend du niveau d'hétérogénéité du champ. On montre ainsi que la différence d'albédo moyen entre les deux hypothèses de mélanges pour un même champ nuageux peut être comparable à l'impact d'un changement significatif de la concentration en gouttelettes nuageuses, équivalent à celui qui est couramment utilisé pour simuler le premier effet indirect des aérosols.

Dans la deuxième partie, nous avons quantifié l'erreur commise sur le calcul de l'albédo et montré qu'elle peut atteindre des valeurs élevées, jusqu'à 40 %.

Les paramétrisations du nuage dans les modèles de circulation générale sont progressivement améliorées. On peut donc espérer disposer de schémas efficaces et précis pour prévoir la fraction nuageuse et le contenu en eau condensée dans chaque maille du modèle. Pour aborder la problématique de l'effet indirect de l'aérosol, il est aussi nécessaire d'introduire une paramétrisation du processus d'activation qui relie les propriétés physico-chimiques de l'aérosol à la concentration des gouttelettes de nuage, via une paramétrisation adéquate de la vitesse verticale à la base du nuage.

Nous avons montré dans cette étude, que la concentration diagnostiquée par un tel schéma n'est pas judicieuse pour calculer le rayon effectif des gouttelettes. Il est aussi nécessaire d'y adjoindre une paramétrisation de l'impact des processus

d'entraînement/mélange, tout particulièrement au sommet des nuages de couche limite. En effet, le sommet du nuage est la partie la plus affectée par ces processus de mélange et de dilution de la concentration des gouttelettes, et c'est aussi la région du nuage qui détermine principalement ses propriétés radiatives.

Des incertitudes demeurent quant au schéma le plus adapté. Le schéma homogène est celui qui a le moins d'impact, mais c'est aussi le moins réaliste. Le schéma hétérogène représente mieux la réalité des observations en nuages de couche limite, et son impact est significatif.

Chapitre 6

HÉTÉROGÉNÉITÉ DU CHAMP NUAGEUX ET RESTITUTION DES PROPRIÉTÉS NUAGEUSES À PARTIR DE MESURES SATELLITE

Le problème inverse concerne la restitution des paramètres nuageux à partir de mesures de télédétection par satellite. C'est une facette importante de la problématique de l'approche plan-parallèle de champs nuageux hétérogènes. Le problème est le suivant : nous connaissons les propriétés radiatives du champ nuageux (radiances, flux), et nous cherchons ses propriétés physiques (contenu en eau, propriétés microphysiques).

Déduire les propriétés physiques du nuage à partir des radiances observées implique l'emploi de nombreuses hypothèses simplificatrices, à travers un schéma de restitution des paramètres nuageux.

Le principe fondamental d'un tel schéma repose sur la comparaison des radiances observées avec des radiances simulées en 1D à partir de modèles numériques simples de nuages 1D et plans-parallèles. Cependant, les radiances mesurées sont issues de scènes nuageuses 3D, souvent très hétérogènes et produits de processus physiques complexes ; autant de facteurs non pris en compte dans les modèles de nuages de référence (plans-parallèles) des schémas de restitution.

Si on écarte les problèmes numériques ou spécifiques à la technique de restitution, l'écart entre les caractéristiques du nuage observé et les caractéristiques restituées peuvent avoir deux sources.

La première source d'erreur provient de la non-prise en compte, dans le schéma de restitution, des effets tridimensionnels du transfert radiatif en milieu hétérogène (approximation du pixel indépendant ou *IPA*). La validité de cette approximation dépend de la résolution du champ de reflectance observé et de l'angle zénithal solaire. Le biais induit est maximal pour un soleil rasant et si la résolution est petite devant le libre parcours moyen du photon à l'intérieur du pixel (le photon émergent peut alors provenir de pixels voisins ou distants).

La seconde source d'erreur concerne l'écart entre le modèle de nuage plan-parallèle de référence et le nuage observé, tridimensionnel et hétérogène. Plus on s'éloigne de l'aspect réel, microphysique et macrophysique, de la colonne nuageuse observée, plus la restitution de ses caractéristiques physiques sera biaisée, et au demeurant difficilement interprétable.

En réalité, dans le problème inverse, ces deux sources de biais sont fortement liées. Le transport tridimensionnel des flux radiatifs interagit avec l'hétérogénéité tridimensionnelle du champ nuageux, et on ne peut décorrérer les deux phénomènes en ne connaissant que les flux radiatif émergents. Les paramètres nuageux physiques restitués ne peuvent donc être interprétés que comme ceux qu'aurait un nuage plan-parallèle de mêmes propriétés radiatives que celles qui sont observées. Se pose alors le problème de la validation des schémas de restitutions : quel est le lien entre les paramètres physiques restitués et les propriétés physiques réelles du champ nuageux observé ?

Pour valider les schémas de restitution de paramètres nuageux, on peut comparer leurs résultats avec des mesures indépendantes collectées *in situ*. Il existe cependant un problème de différence d'échelle entre, d'une part les mesures satellite d'ensemble d'un champ de radianc, et d'autre part les mesures *in situ*, partielles et locales, des propriétés physiques du champ nuageux.

Pour palier ce problème, nous avons à notre disposition des champs de reflectances réalistes issus de la simulation tridimensionnelle du transfert radiatif à travers des scènes nuageuses réalistes, hétérogènes et tridimensionnelles. Dans notre cas, nous connaissons

donc tous les paramètres du problème, il est ainsi possible de tester de manière poussée la restitution des paramètres nuageux physiques.

Dans ce chapitre, nous utilisons les scènes nuageuses générées par notre méthode et présentées précédemment, pour tester un schéma de restitution de paramètres nuageux.

Le but de cette étude est de déterminer plus qualitativement que quantitativement quel type d'information contient réellement les paramètres physiques restitués d'un champ nuageux observé. Nous avons vu qu'il est difficile de caractériser un champ nuageux hétérogène, même si ses propriétés nous sont connues. Alors, que peuvent vraiment signifier les caractéristiques restituées d'un champ nuageux? Si les propriétés restituées du champ nuageux sont celles qu'aurait un nuage plan-parallèle présentant les mêmes réflectances, à quel écart peut-on s'attendre entre les caractéristiques de ce champ hétérogène et la grandeur restituée?

En première partie, nous présentons la technique de restitution que nous avons testée. Puis, nous comparons les propriétés physiques des champs nuageux présentés avec leurs propriétés restituées par cette technique. La connaissance complète de ces champs et la maîtrise du transfert radiatif nous permettent d'expliquer les écarts et concordances obtenus et d'identifier les sources de biais. L'étude porte 1/sur les conséquences de l'approximation du pixel indépendant, 2/sur l'hypothèse d'un modèle de nuage plan-parallèle de référence, et enfin 3/sur les conséquences de la variabilité microphysique au sein du champ nuageux réaliste. Une méthode de restitution s'affranchissant de l'hétérogénéité de la scène nuageuse est proposée et discutée. Enfin, nous abordons le problème de l'influence de l'hétérogénéité sous pixel, en appliquant le schéma de restitution à une résolution dégradée, plus proche de la résolution des mesures satellites.

6.1 Présentation du schéma de restitution

Le schéma de restitution que nous avons choisi de tester s'inspire largement de la technique présentée dans Schüller et al. (2003) et abordée au chapitre 1. Il s'agit d'un schéma de restitution basé sur une Look-Up Table, applicable dans le cas de nuages de couche limite convectifs et chauds (pas de glace). Ce schéma utilise un champ de réflectance en visible (754 nm) et en proche infrarouge (1535 nm) et restitue un champ de concentration de gouttelettes nuageuses N_{rest} , d'épaisseur géométrique H_{rest} et de contenu en eau liquide intégré sur la verticale LWP_{rest} .

Ce type de schéma a été choisi pour deux raisons. D'une part, le modèle de nuage de référence utilisé pour construire la LUT est adiabatique, ce qui est une hypothèse réaliste au cœur des cellules convectives (Pawlowska et al., 1999) des nuages de couche limite. La

technique de restitution est donc particulièrement adaptée pour le type de nuage étudié dans le cadre de notre étude (nuages de couche limite convectifs et chauds, non précipitants). D'autre part, les paramètres nuageux restitués sont des paramètres *physiques* du champ nuageux. Ceux-ci sont simulés explicitement dans nos simulations L.E.S. Ce qui n'est pas le cas pour les schémas de restitution classiques de l'épaisseur optique et du rayon effectif qui sont des paramètres optiques du champ nuageux.

6.1.1 Construction des abaques de référence (Look-Up Table)

Dans un premier temps, nous construisons une série de nuages plans-parallèles d'épaisseur géométrique H_{ad} comprise entre 50 et 500 m par pas de 10 m. Ces modèles de nuages ont une résolution verticale de 10 m. Le contenu en eau liquide LWC de chaque niveau est adiabatique et calculé comme suit :

$$LWC(h) = C_w h$$

avec $C_w = 2.0 \text{ mg/m}^4$ et où h est la différence entre l'altitude du niveau et celle de la base, constante et fixée à 500 m.

$$H_{ad} = [50, 60, \dots, 490, 500] \text{ m}$$

Les propriétés optiques de ces nuages sont calculées de la même manière que pour les simulations LES, en tenant compte de l'évolution verticale de la distribution des gouttelettes (voir chapitre 2, section 2). Pour chaque modèle de nuage, on calcule ainsi les propriétés optiques correspondant à sept concentrations de gouttelettes nuageuses N_{ad} .

$$N_{ad} = [25, 50, 100, 200, 256, 400, 470] \text{ cm}^{-3}$$

Les couples de reflectances (visible et proche infrarouge) correspondant aux paramètres physiques des nuages plans-parallèles adiabatiques (épaisseur géométrique – ou LWP – et concentration en gouttelettes) constituent notre Look-Up Table (figure 6.1.1).

Nous simulons ensuite pour chaque cas les reflectances au Nadir correspondantes, pour deux longueurs d'onde $\lambda = [754, 1535] \text{ nm}$ à l'aide du modèle de transfert radiatif SHDOM, dans les mêmes conditions que les simulations du transfert radiatif en nuages hétérogènes précédemment décrites, mais en mode IPA.

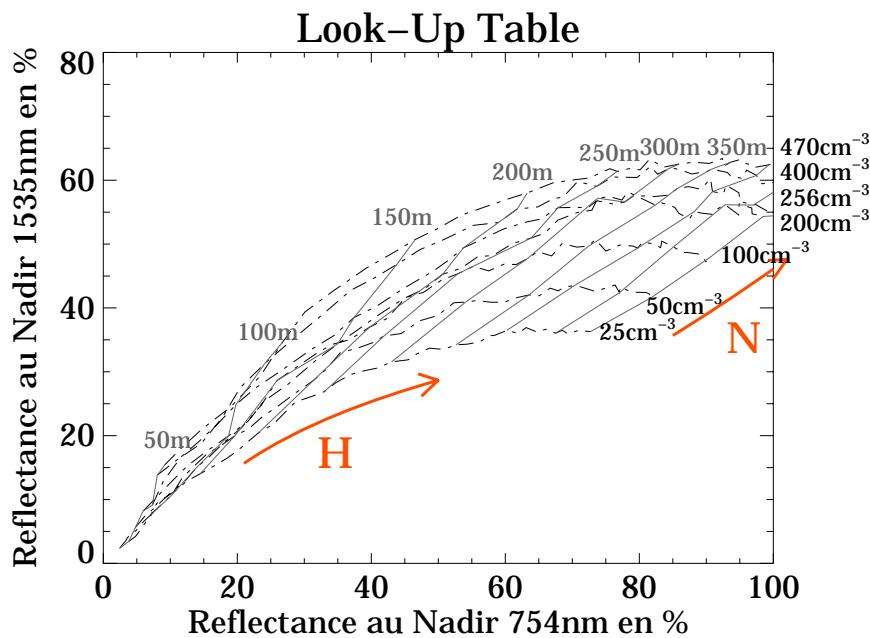


Figure 6.1.1 Look-Up Table du schéma de restitution. Les courbes pleines (resp. en pointillés) représentent les réflectances au Nadir à 754 nm et 1535 nm associées aux modèles de nuages de référence, plans-parallèles et adiabatiquement stratifiés, d'épaisseur géométrique H_{ad} (resp. de concentration de gouttelettes N_{ad}) constante. L'angle zénithal solaire est de $24,4^\circ$.

Remarque : Contrairement aux LUT correspondant à des nuages plans-parallèles verticalement homogènes (voir fig. 4.2.1), les courbes de reflectances de notre LUT présentent des oscillations, voire des recouvrements. Ceci résulte d'une part de la stratification de notre modèle de nuage de référence, dans lequel le rayon effectif est fonction de l'altitude, et d'autre part de la faible dispersion de la distribution des gouttelettes vers le sommet du nuage. C'est une bonne illustration des liens hautement non-linéaires entre les paramètres nuageux physiques (épaisseur optique et rayon effectif, ou épaisseur géométrique et concentration) et les paramètres radiatifs (reflectances visible et proche infra-rouge) dans un nuage adiabatique. Ainsi, lorsque les iso-lignes se resserrent, une faible erreur sur une mesure de réflectance peut conduire à un biais important sur la restitution (principalement pour les faibles réflectances, correspondant à des nuages de faible épaisseur). De plus, dans les zones de recouvrement des iso-lignes, la restitution des paramètres nuageux d'un couple de réflectances n'a pas de solution unique.

6.1.2 Technique de restitution

Nous avons simulé le transfert radiatif à travers une scène nuageuse dans les deux longueurs d'ondes ($\lambda=754$ nm et $\lambda=1535$ nm). Nous obtenons ainsi les champs (2D) de réflectances au nadir dans ces deux longueurs d'onde.

Nous appliquons sur le champ de réflectance à 754 nm le masque nuageux décrit au chapitre 3 (Schröder, 2002). Chaque pixel du champ est classé comme pixel nuageux ou ciel clair. Seuls les pixels nuageux sont traités par l'algorithme de restitution.

À chaque colonne du champ physique, identifiée comme nuageuse, correspond un point de coordonnées $[R_{754}, R_{1535}]$ dans l'espace des réflectances au Nadir à 754 nm et à 1535 nm. On cherche à déterminer à quelles coordonnées $[H_{rest}, N_{rest}]$ ce point correspond dans l'espace des paramètres nuageux (épaisseur géométrique et concentration de gouttelettes).

Premier cas de figure : si ce point, que l'on nomme p , est situé en dehors de la Look-Up Table, il est rejeté par le schéma de restitution.

Deuxième cas de figure : si ce point est situé dans la zone couverte par la LUT, on détermine le point de la LUT le plus proche dans l'espace des réflectances. Ce premier point de référence, nommé p_1 , correspond à un nuage adiabatique de référence d'épaisseur géométrique H_1 et de concentration de gouttelettes N_1 et est situé à une distance d_1 du point à restituer dans l'espace des réflectances, avec :

$$d_1 = \sqrt{(R_{754}(p) - R_{754}(p_1))^2 + (R_{1535}(p) - R_{1535}(p_1))^2}$$

L'espace des réflectances est ensuite divisé en quatre quadrants dont le centre est occupé par le point p à restituer, et dont le premier quadrant est occupé par le point p_1 .

On détermine ensuite dans chacun des trois autres quadrants, le point de la LUT le plus proche du point initial (un seul point par quadrant). On obtient ainsi les points p_2, p_3 et p_4 correspondant aux nuages adiabatiques de référence d'épaisseurs géométriques H_2, H_3, H_4 de concentrations de gouttelettes N_2, N_3, N_4 , et situés aux distances d_2, d_3 et d_4 du point initial. On calcule enfin les paramètres nuageux (H_{rest}, N_{rest}) correspondant au point de réflectances (R_{754}, R_{1535}) en moyennant les paramètres nuageux des points p_1 à p_4 pondérés par l'inverse de leur distance respective par rapport au point initial :

$$H_{rest} = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{d_i} H_i}{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{d_i}} \quad ; \quad N_{rest} = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{d_i} N_i}{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{d_i}}$$

Troisième cas de figure : si le point p est situé dans la zone couverte par la LUT mais qu'un des quatre quadrants n'est pas occupé par un point de la LUT, le point est rejeté par le schéma et il n'y a pas de restitution pour cette colonne nuageuse.

Remarque : Cette technique de restitution est lourde et coûteuse en temps de calcul. De plus, beaucoup de points sont rejettés par le schéma aux bords de la LUT, lorsque tous les quadrants ne peuvent être occupés. Cependant, ce genre de technique de restitution pixel par pixel est indispensable à la détermination des performances générales du schéma et à la détermination des sources de biais ou erreurs sur la restitution. Par contre, si seule une information statistique sur les propriétés physiques d'une scène nuageuse est nécessaire, un autre type d'algorithme de restitution peut être envisagé. Il existe ainsi une autre technique, beaucoup plus rapide, qui consiste à restituer directement la fonction de densité de probabilité bidimensionnelle (PDF 2D) dans l'espace des paramètres physiques (H_{rest}, N_{rest}) de toute une

scène nuageuse à partir de la PDF 2D des réflectances (R_{754}, R_{1535}) de cette scène. Cela revient à projeter la PDF 2D des réflectances dans l'espace de restitution (H_{rest}, N_{rest}) déterminée par la LUT. La comparaison des deux méthodes sur tous les champs nuageux retenus montre que les valeurs moyennes de H_{rest} et N_{rest} de chaque scène sont très proches (Biais moyens respectifs: 13m et 4cm⁻³ RMSE: 21m et 12cm⁻³). La technique des quadrants restituant une valeur moyenne H_{rest} plus grande pour les nuages fins. La différence s'expliquant par les points aux bords de la LUT, rejetés par la technique des quadrants, mais pris en compte par la technique de restitution de la PDF 2D.

6.2 Restitution des paramètres nuageux

6.2.1 Que compare-t-on ?

Pour chacune des vingt-quatre simulations disponibles (voir chapitre 4) nous appliquons le schéma de restitution des paramètres nuageux N_{rest} et H_{rest} (ou LWP_{rest}). Afin de tester le schéma, nous comparons ces valeurs restituées avec les paramètres physiques, simulés, du nuage initial. Il convient cependant de bien définir les grandeurs à comparer.

Les réflectances sont calculées au zénith, avec la même résolution (50×50 m²) que la résolution horizontale du champ nuageux simulé. Chaque couple de réflectances de coordonnées (x,y) correspond à une colonne du champ nuageux de mêmes coordonnées spatiale. Donc à chaque point (N_{rest} , H_{rest} ou LWP_{rest}) correspond une colonne du champ nuageux initial doté d'une certaine épaisseur géométrique et d'un certain contenu en eau liquide, mais pour laquelle il est difficile de faire correspondre une concentration, car celle-ci peut varier dans la colonne en cas de mélange hétérogène. Nous définissons comme suit les grandeurs du champ nuageux initial qui vont servir à la comparaison :

Épaisseur géométrique du nuage initial

Pour chaque colonne nuageuse, l'épaisseur géométrique est définie comme la différence d'altitude entre le sommet de la colonne et l'altitude du premier niveau non-nuageux rencontré en partant du sommet. Un niveau est considéré comme non-nuageux si son contenu en eau liquide est inférieur à 0.01 g/m³.

Contenu en eau liquide (LWP) du nuage initial

Pour chaque colonne nuageuse, on a :

$$LWP = \sum_i LWC_i \Delta z_i \quad \text{où} \quad \Delta z_i \quad \text{est l'épaisseur du niveau } i.$$

Concentration de gouttelettes du nuage initial

Dans un nuage réaliste, la concentration de gouttelettes est une grandeur qui varie dans les trois dimensions de l'espace. Cette variation peut avoir plusieurs origines : coalescence de

gouttelettes et déclenchement de précipitations, entraînement/détraînement et mélange, fluctuations de vitesses verticales lors de l'activation. Dans notre cas, seuls les processus d'entraînement/mélange sont supposés influer sur la concentration de gouttelettes nuageuses.

Une information sur la concentration de gouttelettes nuageuses n'est donc pertinente, pour la caractérisation d'une scène nuageuse, que dans les parties du nuage les moins soumises au mélange. Autrement dit les plus proches de l'adiabatisme. Cette condition correspond à la définition de la concentration N_{act} (pour concentration en gouttelettes à l'activation) utilisée au cours de la campagne de mesure ACE-2 pour caractériser les champs nuageux mesurés *in situ* (Pawlowska and Brenguier, 2003).

Dans notre cas, le calcul de N_{act} est une transcription pour les modèles des conditions de sa mesure dans les nuages réels documentés *in situ*. Concrètement, on procède comme suit pour chaque scène nuageuse simulée :

- ❖ Pour chaque colonne nuageuse c , on détermine la concentration maximale N_{c_max} définie comme le 99^{ème} percentile de la distribution des concentrations rencontrées dans la colonne.
- ❖ On détermine ensuite l'altitude de la base du nuage dans la colonne Z_{c_base} comme le premier percentile de la distribution des altitudes où la concentration est supérieure à 20% de la concentration maximale N_{c_max} . Chaque point nuageux de la colonne est alors caractérisé par son altitude h_i au-dessus de la base de la colonne nuageuse Z_{c_base}
- ❖ On détermine ensuite deux grandeurs caractéristiques de la scène nuageuse entière:
 - 1/ l'épaisseur géométrique maximale H_{max} du nuage, définie comme le 98^{ème} percentile de la distribution des h_i de tout le nuage.
 - 2/ la concentration de gouttelettes maximale N_{max} du nuage, définie comme le 99^{ème} percentile de la distribution des concentrations N_i rencontrées dans tout le nuage.
- ❖ On calcule enfin N_{act} comme la **moyenne** des concentrations de gouttelettes nuageuses rencontrées dans les parties du nuage où :

$$1/ \quad N_i > 0.2 N_{max} \quad (\text{Rejet des faibles concentrations})$$

$$2/ \quad 0.4 H_{max} < h_i < 0.6 H_{max} \quad (\text{Au milieu de la couche nuageuse})$$

$$3/ \quad LWC_i \geq 0.9 C_w h_i \quad (LWC \text{ 90\% adiabatique})$$

L'écart type σ_{Nact} de cette distribution représente l'incertitude sur le calcul de N_{act} .

Chaque scène nuageuse initiale est ainsi caractérisée par une concentration $N_{act} \pm \sigma_{Nact}$.

6.2.2 Sélection des zones nuageuses caractéristiques

L'intérêt de la restitution des paramètres nuageux réside dans la caractérisation des propriétés physiques d'un champ nuageux dans son ensemble. La connaissance des propriétés à haute résolution d'une colonne nuageuse isolée ne présente pas grand avantage lorsqu'il s'agit de caractériser la couverture nuageuse à l'échelle d'une région.

Le but de ce schéma de restitution est de fournir les propriétés caractéristiques de chacune des scènes nuageuses sélectionnées. Nous désirons ainsi connaître l'épaisseur géométrique moyenne $\langle H \rangle$ du champ nuageux, son contenu en eau liquide moyen $\langle LWP \rangle$ et la concentration de gouttelettes nuageuses caractéristique N_{act} .

Les observations dans les nuages de couche limite indiquent que les profils de LWC sont quasi-adiabatiques dans les parties les plus épaisses et les plus brillantes de la couche nuageuse, c'est-à-dire au cœur des cellules convectives (Pawlowska and Brenguier, 2000). Les processus d'entraînement/mélange sont particulièrement actifs à mesure que l'on s'éloigne du centre de ces cellules. Ces endroits sont caractérisés par des profils sous-adiabatiques de LWC et une concentration de gouttelettes nuageuses diluée.

Le but de l'algorithme de restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses est de restituer la valeur correspondante au nombre de CCN activés. Ce paramètre est particulièrement intéressant pour l'étude de l'effet indirect des aérosols car il permet de caractériser la charge en aérosol de la masse d'air. Et c'est au cœur des cellules convectives que réside cette information.

Pour distinguer ces zones, nous sélectionnons les 10% les plus brillants des pixels nuageux dans l'espace des réflectances, à la fois en visible et proche infrarouge. C'est-à-dire les pixels tels que :

$$\sqrt{(R_{754}^2 + R_{1535}^2)} \geq p_{90\%} \left(\sqrt{(R_{754}^2 + R_{1535}^2)} \right)$$

où R_{754}^2 et R_{1535}^2 désigne respectivement les réflectances en visible et proche infrarouge et $p_{90\%}$ le 90^{ème} percentile de la distribution.

Nous appliquons donc successivement le schéma de restitution sur la totalité des pixels identifiés comme nuageux par le masque nuageux (critère 1), et sur les 10% les plus brillants de ces pixels (critère 2). Les valeurs de $\langle H_{rest} \rangle$, $\langle LWP_{rest} \rangle$ et $\langle N_{rest} \rangle$ sont ensuite comparées aux valeurs $\langle H \rangle$, $\langle LWP \rangle$ et N_{act} moyennées, pour les deux premières, sur les zones correspondantes du champ nuageux initial.

6.2.3 Test sur l'hypothèse 1D du transfert radiatif

Les réflectances constituant la LUT sont calculées en IPA. La restitution se fait donc dans l'hypothèse d'un transfert radiatif 1D à travers le champ nuageux observé.

Pour tester cette approximation, nous simulons le transfert radiatif à l'aide de SHDOM en mode IPA pour les champs nuageux utilisant les nuages 1 et 4. Les paramètres nuageux sont ensuite restitués à partir des champs de réflectances ainsi obtenus.

Ces paramètres nuageux sont restitués de telle manière que l'hypothèse du transfert radiatif 1D est effectivement vérifiée. La différence entre les champs restitués à partir des réflectances 3D et les champs restitués à partir des réflectances IPA représente alors l'erreur faite sur la restitution par l'utilisation de l'hypothèse de transfert radiatif 1D.

Ces champs ont été choisis parmi ceux disponibles car ils représentent respectivement le champ le plus homogène et le champ le plus hétérogène. Les différents aspects du transfert radiatif 3D y sont représentés. Le nuage 1 présente une couche de stratocumulus épaisse et homogène de couverture fractionnaire 100%. Le libre parcours moyen des photons est donc minimal pour ce type de nuage. Cependant, son épaisseur optique étant grande, les diffusions multiples entre colonnes voisines sont importantes. À l'inverse, le nuage 4 s'apparente à une collection de cumulus et possède la fraction nuageuse la plus faible. Le libre parcours moyen des photons y est largement plus grand que la taille des pixels, et les flux radiatifs peuvent être facilement échangés entre les cellules convectives, séparés par des zones de ciel clair.

Le biais dû à l'hypothèse du transfert radiatif 1D s'exprime sur chacun des paramètres nuageux restitués, en moyenne sur tous les pixels nuageux (critère 1), ou sur les 10% les plus brillants des pixels nuageux (critère 2). Par exemple, pour l'épaisseur géométrique :

$$\text{Biais 1D} = \langle H_{\text{rest}}(3D) - H_{\text{rest}}(\text{IPA}) \rangle_{\text{critère1,2}}$$

où $\langle \dots \rangle_{\text{critère1,2}}$ désigne la moyenne sur la zone définie par le critère 1 ou 2.

Les figures 6.2.1 et 6.2.2 présentent un exemple des distributions du biais 1D sur la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses, et de l'épaisseur géométrique, respectivement pour le nuage 1 et le nuage 4.

Les résultats du calcul du biais 1D sur les paramètres restitués sont compilés dans le tableau 6.2.1 pour les deux types de nuage sélectionnés. Les résultats sont présentés en pourcentage du paramètre nuageux moyen restitué selon le critère considéré. Exemple sur l'épaisseur géométrique :

$$\text{Biais 1D (\%)} = \frac{\langle H_{\text{rest}}(3D) - H_{\text{rest}}(\text{IPA}) \rangle_{\text{critère1,2}}}{\langle H_{\text{rest}}(3D) \rangle_{\text{critère1,2}}} \times 100$$

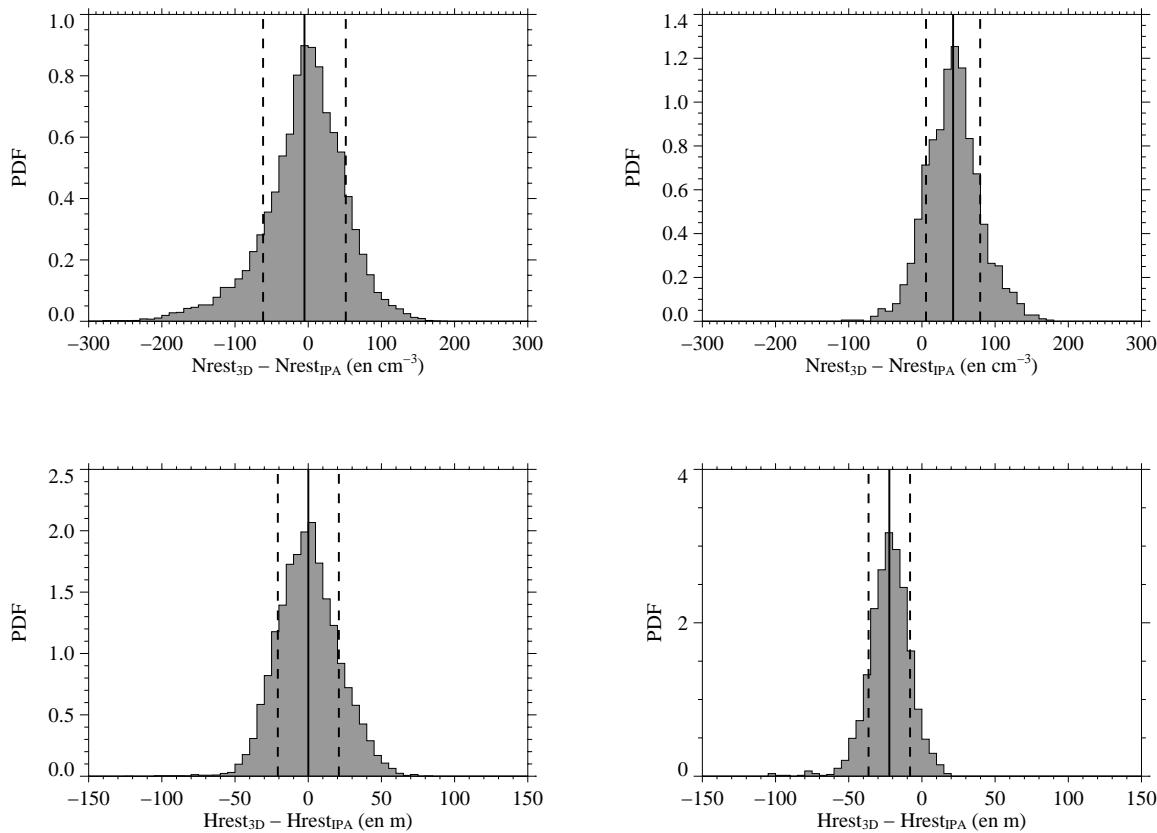


Fig. 6.2.1 Exemple de distribution de l'erreur sur la restitution due à l'hypothèse du transfert radiatif 1D (voir texte). En haut : erreur sur la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses. En bas : erreur sur la restitution de l'épaisseur géométrique. À gauche : pour tous les pixels nuageux de la scène (critère 1). À droite : pour les 10% les plus brillants de la scène nuageuse (critère 2). Le cas présenté est celui du nuage 1b, mélange homogène. Les traits pleins verticaux indiquent la moyenne de la distribution, plus ou moins l'écart type (tirets).

La valeur du biais 1D n'excède pas 15% en valeur absolue. C'est-à-dire que l'incertitude sur les paramètres nuageux restitués, due à des effets 3D du transfert radiatif est au plus de 15%. La valeur de ce biais est cependant très variable sous cette limite et son signe même n'est pas constant.

Toutes les valeurs du biais 1D sont négatives pour le cas du nuage 4. C'est-à-dire que les effets du transfert radiatif 3D ont systématiquement tendance à diminuer les paramètres nuageux restitués. Ce n'est pas le cas pour le nuage 1 (stratocumulus épais et homogène) où les effets 3D augmentent les valeurs restituées de la concentration en gouttelettes nuageuses.

D'une manière générale, l'impact des effets 3D du transfert radiatif est plus important lorsque l'on effectue la restitution sur les parties les plus brillantes du champ nuageux (critère 2).

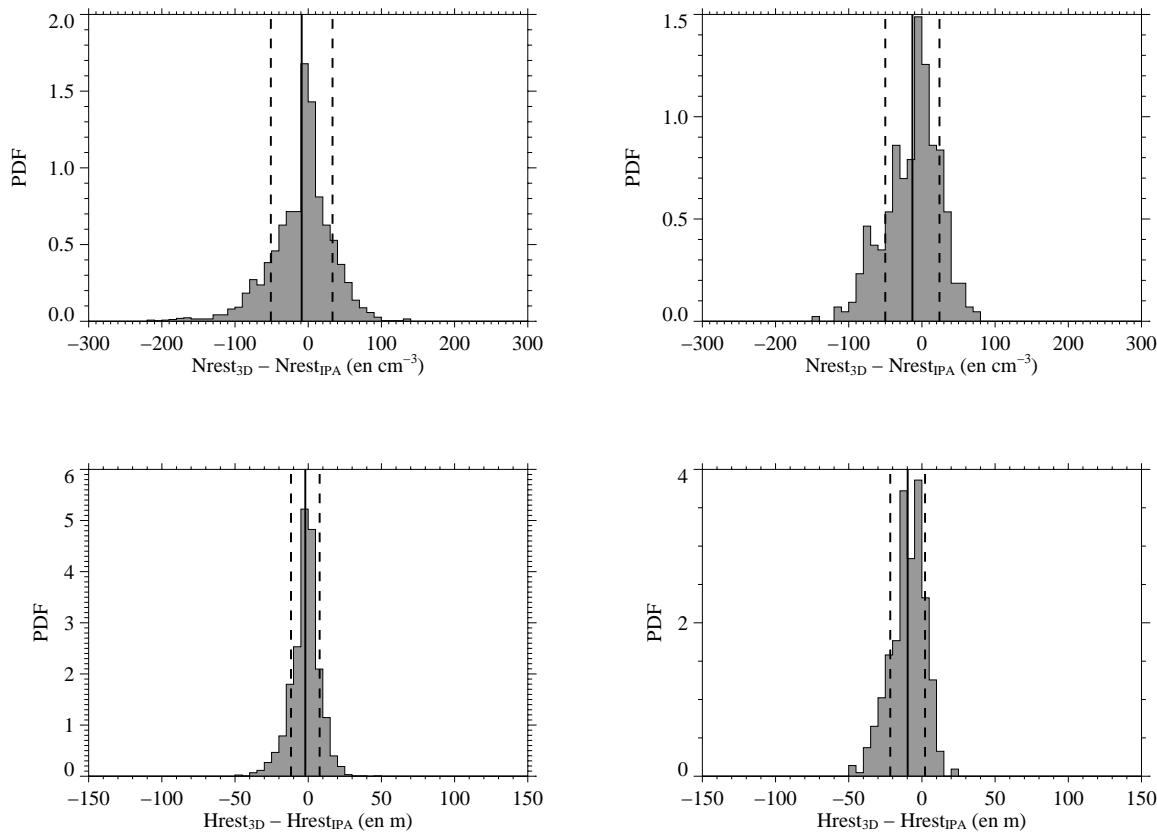


Fig. 6.2.2 Idem que figure 6.2.1 pour le cas du nuage 4b, mélange homogène.

Dans le cas du nuage 1, le libre parcours moyen des photons est faible et son épaisseur optique est grande. L'effet 3D dominant provient alors des échanges de photons entre colonnes voisines. En moyenne sur tout le champ (critère 1), ces effets tendent à se compenser. Le critère 2 (pixels les plus brillants) sélectionne des petites zones éparses bien réparties sur tout le champ nuageux. L'épaisseur optique correspondante est au moins 20% plus grande pour ces régions qu'en moyenne sur le champ. L'incertitude sur les paramètres restitués due aux effets 3D y est ainsi beaucoup plus grande.

Dans le cas du nuage 4, d'épaisseur optique plus modeste et de faible fraction nuageuse, l'effet 3D du transport de photons entre des zones éloignées devient aussi important que les échanges entre colonnes voisines. Les effets 3D ne se compensent plus aussi bien en moyenne sur les pixels nuageux. Les zones sélectionnées par le critère 2 correspondent au cœur des cellules convectives, des régions relativement larges qui concentrent la majorité de l'épaisseur optique du champ.

L'impact sur la restitution du transfert radiatif 3D à travers un champ nuageux réaliste est un phénomène complexe qui combine de multiples aspects. L'étude réalisée ne permet pas d'attribuer cet impact de façon précise à tel ou tel effet 3D (diffusion multiple entre colonnes voisines, échange de flux entre cellules, influence de l'angle solaire, effets

d'ombrage ou d'illumination, effets de bords, influence de l'épaisseur optique). Le détail de ces effets et leurs contributions respectives au biais 1D sur la restitution nécessite une étude approfondie, au cas par cas, en incluant un plus grand nombre de champs nuageux et d'angles solaires. Une telle étude de détail n'est cependant pas l'objet de notre travail.

Nuage	N_{ad}	Mélange	Biais1D		Biais1D		Biais1D	
			N_{rest} (%)		H_{rest} (%)		LWP_{rest} (%)	
			Critère:		Critère:		Critère:	
Nuage 1	(b)	hétérogène	1	2	1	2	1	2
		homogène	2	14	0	-7	-1	-15
	(c)	hétérogène	4	12	1	-7	2	-15
		homogène	1	14	-1	-7	-3	-15
Nuage 4	(b)	hétérogène	-8	-3	-3	-6	-6	-13
		homogène	-4	-5	-2	-5	-4	-11
	(c)	hétérogène	-14	-9	-2	-5	-5	-11
		homogène	-2	-3	-2	-5	-4	-10

Tableau 6.2.1 Incertitude due à la l'hypothèse du transfert radiatif 1D sur la restitution des paramètres nuageux (concentration de gouttelettes nuageuses N_{rest} , épaisseur géométrique H_{rest} , contenu en eau liquide intégré sur la verticale LWP_{rest}). Les biais reportés sont les biais moyens calculés en % (voir texte) sur les pixels définis par le critère 1 (tous les pixels nuageux) ou le critère 2 (10% les plus brillants des pixels nuageux).

En résumé, l'hypothèse du transfert radiatif 1D faite dans le schéma de restitution induit une incertitude d'au plus 15% sur les paramètres nuageux restitués. Ce biais est variable selon les cas et peut être soit négatif soit positif. Le biais 1D est en général plus faible lorsque la technique de restitution est appliquée sur tous les pixels nuageux, et plus élevé lorsque les parties les plus brillantes du champ sont sélectionnées.

6.2.4 Test sur l'hypothèse adiabatique

Les réflectances de la LUT sont calculées pour des nuages de référence plan-parallèles adiabatiquement stratifiés. Lors de la restitution des paramètres nuageux, la réflectance du pixel nuageux est considérée comme émergeant d'une colonne nuageuse adiabatique. Or, ce modèle de nuage n'est qu'une approximation d'une couche nuageuse réaliste.

Dans un nuage réaliste, une colonne nuageuse peut s'écarte sensiblement d'un profil adiabatique de contenu en eau liquide, principalement sous l'effet des processus d'entraînement/mélange. Bien que l'on s'approche de l'adiabatisme au cœur des cellules convectives, où ces phénomènes opèrent peu, l'adiabatisme est plus l'exception que la règle dans une scène nuageuse réelle.

En considérant que la colonne possède un profil adiabatique, une erreur peut être faite sur la restitution de l'épaisseur géométrique et par conséquent sur le contenu en eau liquide de la colonne nuageuse.

Afin de tester le biais induit par cette hypothèse, nous comparons les paramètres physiques des champs nuageux L.E.S. avec les paramètres nuageux restitués à partir des champs de réflectances calculés en mode IPA. Ainsi, la technique de restitution s'affranchit des effets du transfert radiatif 3D, et la différence entre les paramètres initiaux et restitués est bien due à l'hypothèse de la colonne nuageuse adiabatique.

On s'attend donc à ce que plus le profil de la colonne nuageuse s'écarte du profil adiabatique, plus l'erreur sur la restitution soit importante.

Pour estimer l'écart à l'adiabatisme des colonnes nuageuses, nous définissons une grandeur A correspondant au rapport entre le contenu en eau liquide réel de la colonne LWP et le contenu LWP_{ad} qu'aurait eu cette colonne si l'hypothèse adiabatique était vérifiée. Le contenu en eau liquide adiabatique est déduit de l'épaisseur géométrique H de la colonne :

$$A = \frac{LWP}{LWP_{ad}} = \frac{LWP}{\frac{1}{2} C_w H^2}$$

Pour illustrer l'impact de l'hypothèse adiabatique sur la restitution, les figures 6.2.3 et 6.2.4 présentent la distribution de l'erreur sur la restitution des paramètres nuageux pour les cas des nuages 1a et 4a, mélange homogène.

Les distributions sont tracées en fonction de l'épaisseur géométrique vraie du nuage initial, selon le critère 1 (tous les pixels nuageux, colonne de gauche) ou le critère 2 (10% les plus brillants des pixels nuageux, colonne de droite).

Chaque point représente une colonne nuageuse dont les réflectances au Nadir ont été soumises au schéma de restitution. La couleur du point dépend du paramètre A correspondant à la colonne :

Rouge	:	$A \geq 1.5$
Jaune	:	$1.5 \geq A \geq 1.$
Vert	:	$1. \geq A \geq 0.5$
Bleu	:	$0.5 \geq A \geq$
Noir	:	$1.05 \geq A \geq 0.95$

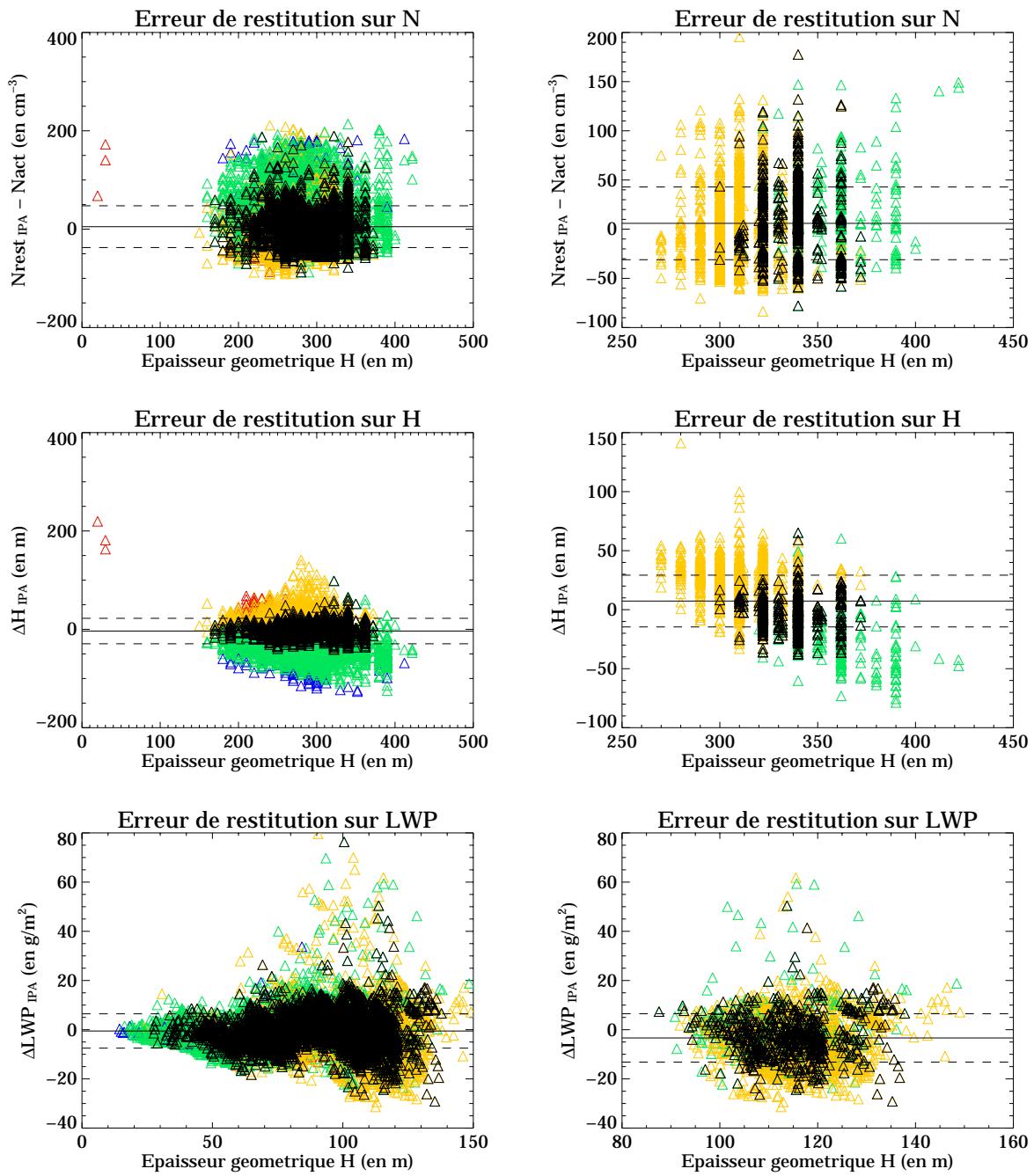


Fig. 6.2.3 Exemple de distribution de l'erreur sur la restitution due à l'hypothèse adiabatique (voir texte) en fonction de l'épaisseur géométrique de la colonne nuageuse. Haut : erreur sur la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses. Milieu : erreur sur la restitution de l'épaisseur géométrique. Bas : erreur sur la restitution de LWP, en fonction du LWP réel du nuage simulé. À gauche : pour tous les pixels nuageux de la scène (critère 1). À droite : pour les 10% les plus brillants de la scène nuageuse (critère 2). Le cas présenté est celui du **nuage 1a, mélange homogène**. Les traits plein horizontaux indiquent la moyenne de la distribution, plus ou moins l'écart type (tirets). Le code couleur correspond au rapport entre le contenu en eau liquide réel de la colonne et celui correspondant à son épaisseur géométrique, moyennant l'hypothèse adiabatique (voir texte). Les points noirs correspondent aux colonnes quasi-adiabatiques selon ce critère.

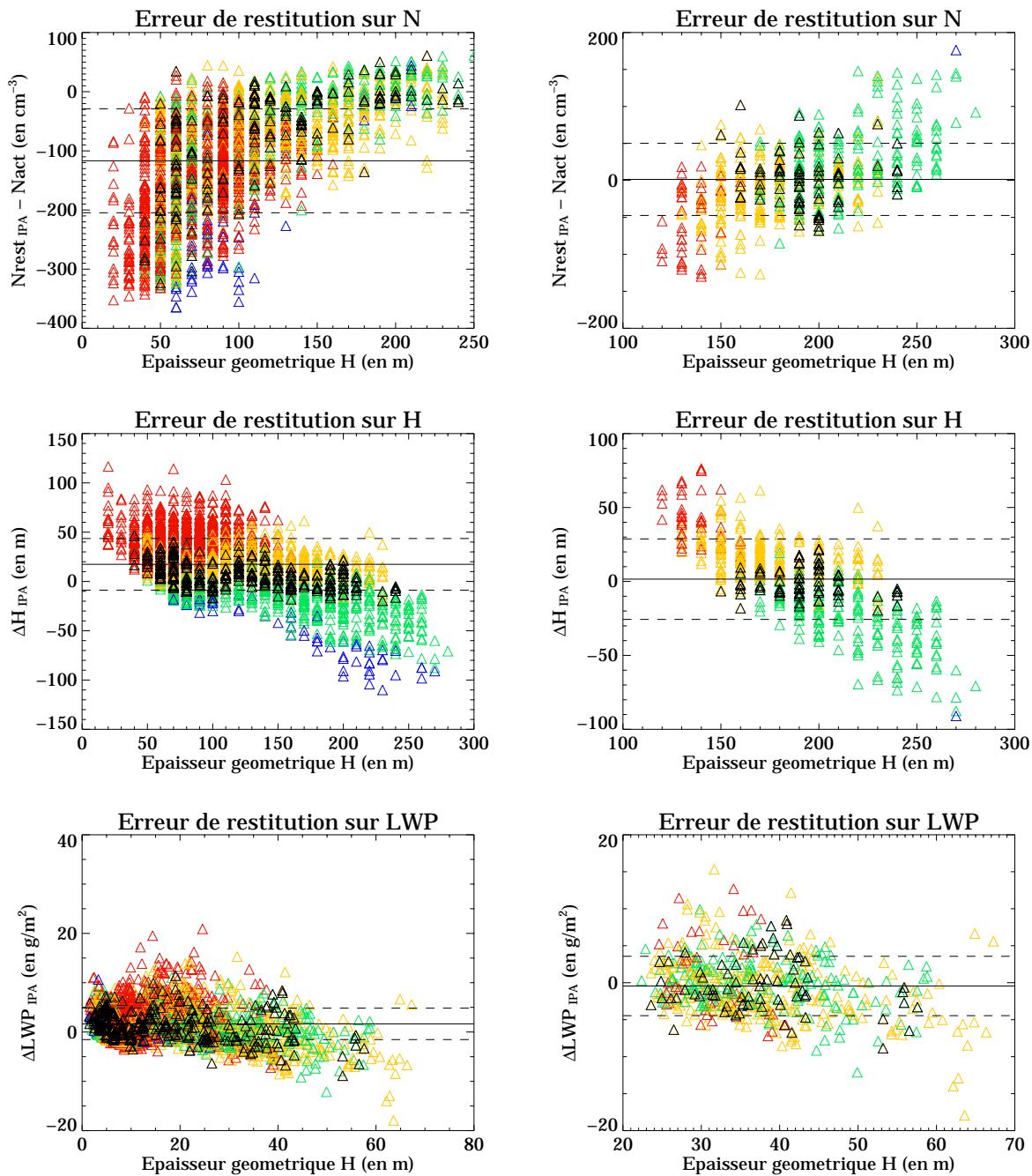


Fig. 6.2.4 Exemple de distribution de l'erreur sur la restitution due à l'hypothèse adiabatique (voir texte) en fonction de l'épaisseur géométrique de la colonne nuageuse. Haut : erreur sur la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses. Milieu : erreur sur la restitution de l'épaisseur géométrique. Bas : erreur sur la restitution de LWP, en fonction du LWP réel du nuage simulé. À gauche : pour tous les pixels nuageux de la scène (critère 1). À droite : pour les 10% les plus brillants de la scène nuageuse (critère 2). Le cas présenté est celui du **nuage 4a, mélange homogène**. Les traits pleins horizontaux indiquent la moyenne de la distribution, plus ou moins l'écart type (tirets). Le code couleur correspond au rapport entre le contenu en eau liquide réel de la colonne et celui correspondant à son épaisseur géométrique, moyennant l'hypothèse adiabatique (voir texte). Les points noirs correspondent aux colonnes quasi-adiabatiques selon ce critère.

La différence entre les deux critères de sélection montre que les 10% les plus brillants des pixels nuageux correspondent bien aux parties les plus épaisses du champ. Le nombre de points bleus ou rouges est beaucoup plus faible pour le nuage 1 que pour le nuage 4. Le paramètre A semble donc être un bon indicateur du degré d'hétérogénéité du champ nuageux. En considérant le nombre relatif de points rouges et bleus, beaucoup plus grand pour le critère 1, on montre de même que le critère 2 permet effectivement de sélectionner les parties les plus "adiabatiques" et homogènes du champ.

L'impact de l'hypothèse adiabatique est particulièrement flagrant pour la restitution de l'épaisseur géométrique. Lorsque la colonne est quasi-adiabatique (points noirs) l'erreur sur la restitution ($H_{rest} - H_{vrai}$) est très faible. Si le contenu en eau liquide de la colonne est grand devant celui correspondant à son épaisseur géométrique (points rouges), l'épaisseur géométrique restituée est surestimée ; et inversement (points bleus) lorsque la colonne contient moins d'eau que dans l'hypothèse adiabatique.

Un lien aussi direct entre l'hypothèse adiabatique et l'erreur sur la restitution des paramètres nuageux est moins sensible pour la concentration en gouttelettes nuageuses et le *LWP*. Néanmoins, d'une manière générale, les colonnes nuageuses quasi-adiabatiques correspondent à un minimum d'erreurs sur la restitution.

Le tableau 6.2.2 présente l'erreur moyenne de restitution sur les paramètres nuageux due à l'hypothèse adiabatique, pour les champs nuageux retenus. Les biais sont calculés en moyenne sur les régions sélectionnées par le critère 1 ou 2. Exemple pour H_{rest} :

$$\text{Biais ASPP (\%)} = \frac{\langle H_{rest}(IPA) - H_{vrai} \rangle_{\text{critère 1,2}}}{\langle H_{rest}(IPA) \rangle_{\text{critère 1,2}}}$$

Comparativement au biais dû à l'hypothèse du transfert radiatif 1D, le biais dû à l'hypothèse adiabatique sur la restitution peut être très important (jusqu'à 100%). Cependant, pour le nuage 1, stratocumulus épais et homogène, où l'hypothèse adiabatique est une bonne approximation du champ de contenu en eau liquide, le biais ASPP est relativement faible, et comparable au biais 3D. Dans ce cas, le biais ASPP est du même ordre de grandeur quel que soit le critère de sélection. Il n'y a pas d'avantage particulier à choisir l'un ou l'autre critère.

Pour le nuage 4, en revanche, l'hypothèse adiabatique induit un biais important lorsque toutes les colonnes nuageuses sont prises en compte. Il s'agit d'un champ très hétérogène, et pourtant le biais ASPP est relativement faible lorsque les 10% les plus brillants des pixels nuageux sont sélectionnés. Le biais y est alors comparable à celui du nuage 1. L'hypothèse adiabatique est donc une approximation valable, même pour un champ très hétérogène, lorsque les cœurs des cellules convectives sont utilisés pour la restitution.

Nuage	N_{ad}	Mélange	Biais ASPP		Biais ASPP		Biais ASPP	
			N_{rest} (%)		H_{rest} (%)		LWP_{rest} (%)	
			Critère:	1	2	Critère:	1	2
Nuage 1	(b)	hétérogène	-9	13	-3	3	-5	-3
		homogène	2	-2	-1	2	-1	-3
	(c)	hétérogène	-13	4	-1	5	-2	2
		homogène	-6	-9	4	6	1	4
Nuage 4	(b)	hétérogène	-31	15	8	2	4	-2
		homogène	-19	1	15	1	10	-1
	(c)	hétérogène	-103	-2	19	5	27	4
		homogène	-41	-8	19	6	11	-1

Tableau 6.2.2 Incertitude due à la l'hypothèse de la colonne adiabatiquement stratifiée (ASPP) sur la restitution des paramètres nuageux (concentration de gouttelettes nuageuses N_{rest} , épaisseur géométrique H_{rest} , contenu en eau liquide intégré sur la verticale LWP_{rest}). Les biais reportés sont les biais moyens calculés en % (voir texte) sur les pixels définis par le critère 1 (tous les pixels nuageux) ou le critère 2 (10% les plus brillants des pixels nuageux).

6.2.5 Impact de la variabilité microphysique

Une troisième hypothèse est faite lors de la restitution des paramètres nuageux. Cette hypothèse concerne la microphysique. Dans les nuages adiabatiques de référence utilisés pour la construction de la Look-Up Table, la concentration de gouttelettes nuageuses est constante et le rayon effectif est stratifié en conséquence. Or, dans un nuage réaliste, la microphysique peut s'écarte sensiblement de cette représentation. Nous avons vu que la variabilité microphysique d'un champ réel est comprise entre la représentation homogène des processus d'entraînement/mélange et la représentation hétérogène. Dans le premier cas, le champ nuageux conserve, à l'instar d'un nuage adiabatique, une concentration en gouttelettes constante mais le rayon effectif varie. Dans la représentation hétérogène du mélange, la stratification verticale du rayon effectif reste celle du nuage adiabatique, mais la concentration de gouttelettes est variable.

La variabilité microphysique d'un champ nuageux réel demeure cependant une inconnue. Or, un schéma de restitution cherche à retrouver les caractéristiques physiques d'ensemble de la scène nuageuse. Quel est alors l'impact sur les paramètres nuageux restitués de l'incertitude sur la variabilité microphysique du champ observé?

Nous cherchons dans cette section à estimer cet impact. Pour cela, l'algorithme de restitution est appliqué sur chacun des vingt-quatre champs nuageux disponibles, à partir des champs de réflectances simulées en 3D. Les erreurs sur la restitution de la concentration en gouttelettes nuageuses, l'épaisseur géométrique moyenne et le contenu en eau liquide moyen sont déterminés pour chacun des champs. L'impact de la variabilité microphysique s'exprime alors comme la différence entre l'erreur commise sur la restitution lorsque le mélange est représenté de manière homogène, et l'erreur sur la restitution lorsque le mélange est représenté par le schéma hétérogène.

La figure 6.2.5 compare les paramètres nuageux moyens des champs initiaux avec les paramètres moyens restitués pour les cas de mélange homogène selon le critère 1 (tous les pixels nuageux, à gauche) et le critère 2 (10% les plus brillants des pixels nuageux, à droite). La figure 6.2.6 est identique à la figure précédente, mais pour les cas de mélange hétérogène.

Le tableau 6.2.3 présente quelques statistiques élémentaires correspondant aux figures précédentes. Le biais moyen indique l'écart moyen entre les paramètres initiaux et restitués en moyenne sur les champs considérés (tous les champs, avec mélange homogène, avec mélange hétérogène). Exemple sur la concentration de gouttelettes :

$$\text{Biais } (cm^{-3}) = \langle N_{\text{rest}}(3D) - N_{\text{act}} \rangle_{\text{critère 1,2}}$$

La RMSE (Root Mean Square Error) représente l'écart type de la distribution :

$$RMSE(cm^{-3}) = \sqrt{\langle (N_{\text{rest}}(3D) - N_{\text{act}})^2 \rangle_{\text{critère 1,2}}}$$

Le tableau figure aussi le coefficient de corrélation entre les paramètres nuageux initiaux et restitués.

La comparaison montre que la restitution est meilleure en cas de mélange homogène qu'en cas de mélange hétérogène. En effet, dans la représentation homogène du mélange, la concentration de gouttelettes nuageuses ne varie pas dans le champ. On est alors très proche de la représentation du nuage suivant l'hypothèse adiabatique. L'algorithme de restitution étant basé sur cette hypothèse, la performance de la restitution est donc meilleure dans ce cas que dans celui d'un champ nuageux avec un mélange de type hétérogène. En particulier, la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses a tendance à être sous-estimée si la variabilité microphysique du champ est due à un mélange de type hétérogène, et si la restitution porte sur tous les pixels nuageux.

En revanche, la disparité entre mélange homogène et hétérogène s'estompe lorsque la restitution porte sur les pixels les plus brillants du champ nuageux. En effet, on a vu que ces zones correspondent aux coeurs de cellules nuageuses, où le mélange a peu d'incidence. On se rapproche alors du modèle adiabatique, et par conséquent les différences microphysiques entre les représentations homogènes et hétérogènes du mélange deviennent faibles. Le critère

2 est donc un bon moyen de s'affranchir de la variabilité microphysique du champ nuageux, et la concentration de gouttelettes nuageuses restituée est alors une information valable.

Il est cependant inutile de recourir au critère 2 pour la restitution de l'épaisseur géométrique, car la performance du schéma de restitution est sensiblement la même que pour le critère 1. De plus, la restitution du contenu en eau liquide se trouve légèrement dégradée lorsque le schéma est appliqué suivant le critère 2.

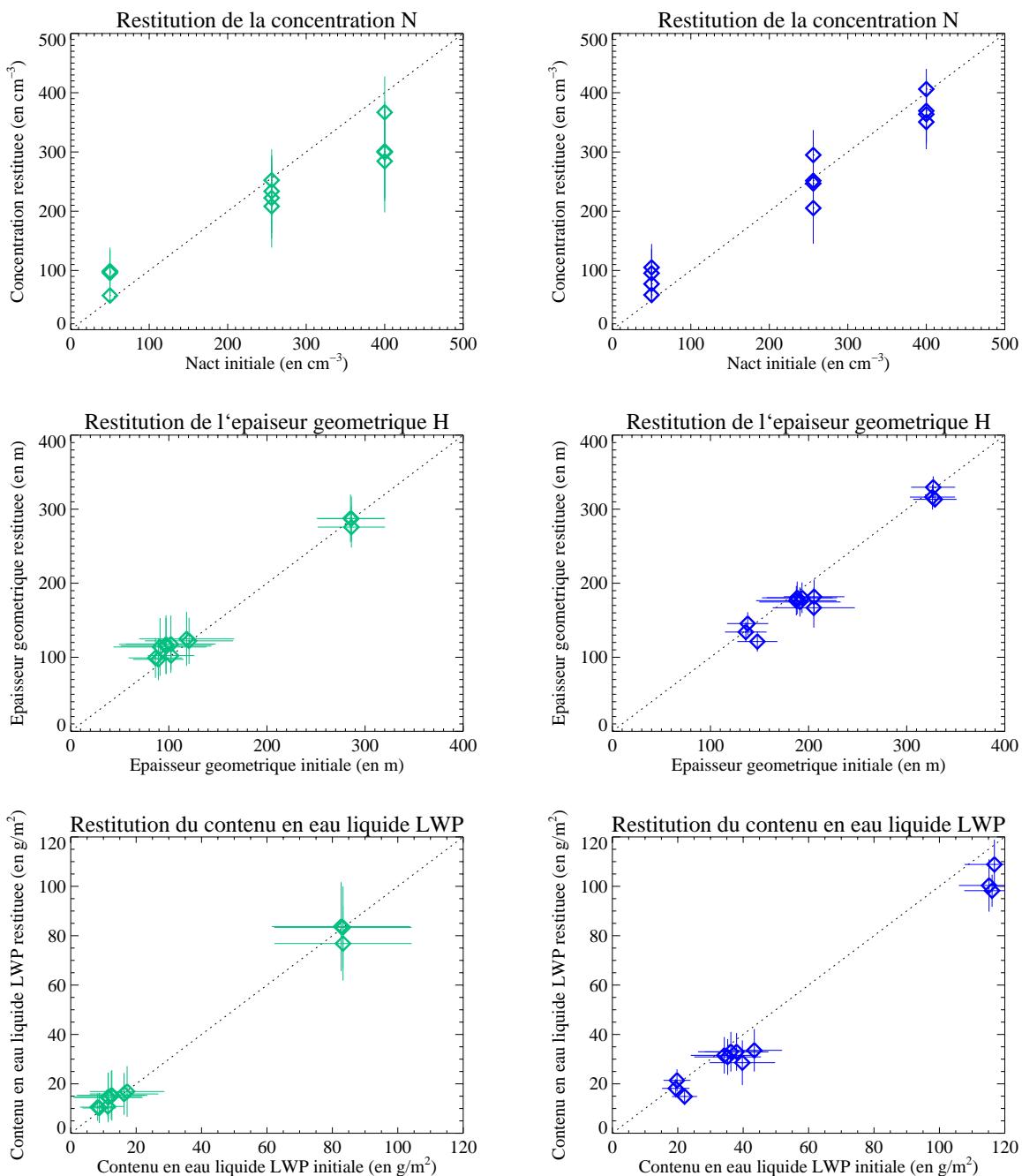


Fig. 6.2.5 Comparaison des paramètres nuageux restitués et initiaux pour les champs nuageux avec mélange homogène. Les paramètres sont moyennés sur tous les pixels nuageux (critère 1, à gauche) ou sur les 10% les plus brillants des pixels nuageux (critère 2, à droite). Les barres verticales (resp. horizontales) représentent l'écart type de la distribution des paramètres restitués (resp. du champ initial).

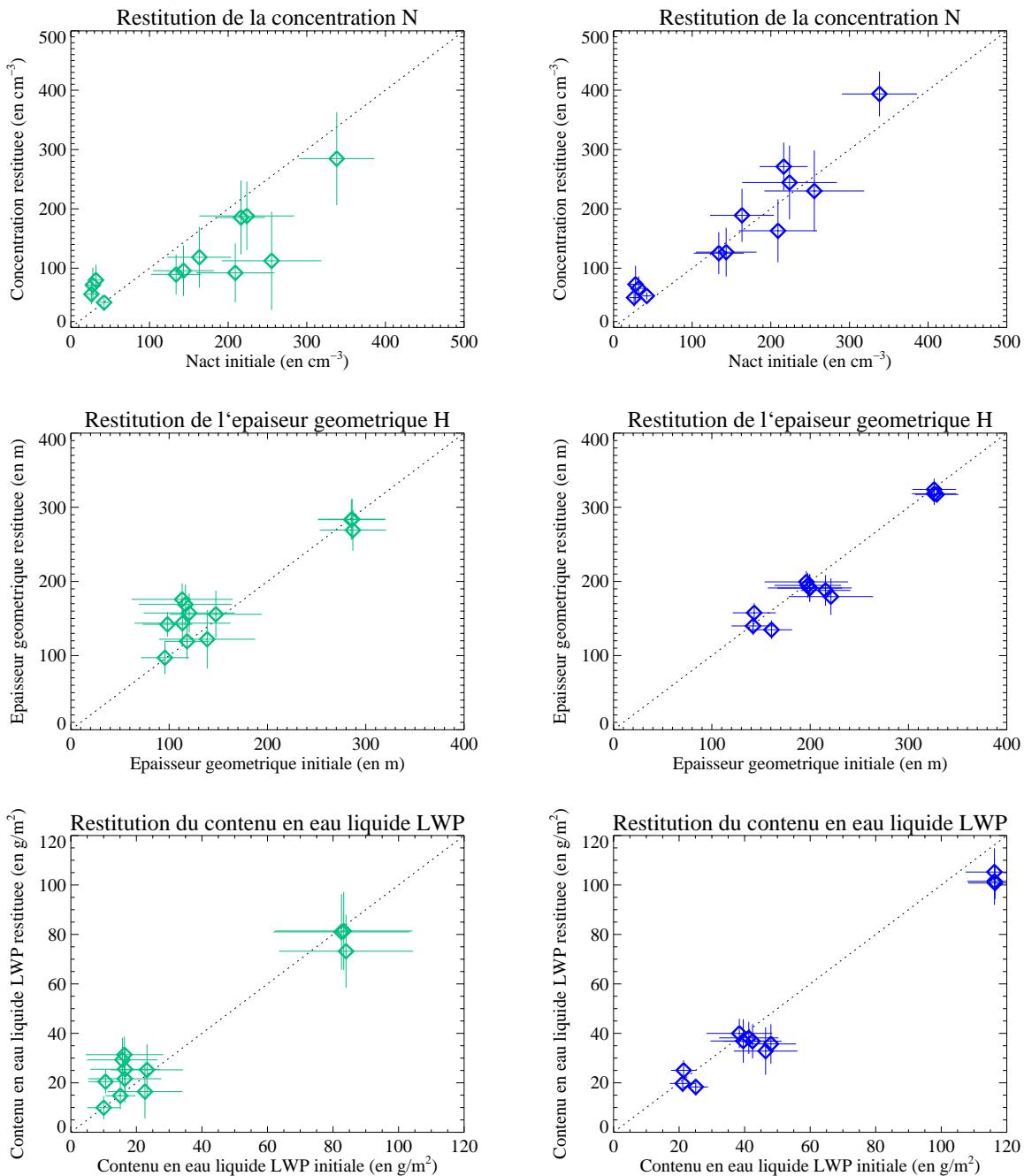


Fig. 6.2.6 Idem que figure 6.2.5 pour les champs nuageux avec représentation hétérogène du mélange.

Si l'on considère que le but du schéma de restitution est de retrouver les propriétés physiques caractéristiques du champ à l'échelle de la scène nuageuse, cette dernière remarque est somme toute une bonne nouvelle. En effet, la connaissance de l'épaisseur géométrique ou du contenu en eau liquide n'a de sens que si elle correspond à la moyenne sur tout le champ nuageux (critère 1) et est relativement inutile si elle ne concerne que le centre des cellules convectives.

En résumé, les processus de mélange et leur conséquence sur la variabilité microphysique ont un impact significatif sur la restitution des paramètres nuageux. Il est

néanmoins possible de s'affranchir de ces effets sur la restitution de la concentration en gouttelettes nuageuses en sélectionnant les parties les plus brillantes du champ nuageux.

Ces résultats peuvent servir de base au développement d'une stratégie de restitution des paramètres nuageux dans les nuages de couche limite, afin d'extraire une information caractéristique pertinente des scènes de radiances observées.

Sur tous les champs	Tous les pixels nuageux (Critère 1)			10% les plus brillants des pixels nuageux (Critère 2)		
	Biais Moyen	RMSE	Corr.	Biais Moyen	RMSE	Corr.
N_{rest} (cm^{-3})	-29	63	92%	7	35	97%
H_{rest} (m)	12	24	97%	-11	18	98%
LWP_{rest} (g/m^2)	1.8	6.0	98%	-6.9	9.1	99%

Mélange homogène	Tous les pixels nuageux (Critère 1)			10% les plus brillants des pixels nuageux (Critère 2)		
	Biais Moyen	RMSE	Corr.	Biais Moyen	RMSE	Corr.
N_{rest} (cm^{-3})	-25	61	97%	0	35	98%
H_{rest} (m)	8	13	99%	-13	18	98%
LWP_{rest} (g/m^2)	0.8	2.7	99%	-6.9	8.9	99%

Mélange hétérogène	Tous les pixels nuageux (Critère 1)			10% les plus brillants des pixels nuageux (Critère 2)		
	Biais Moyen	RMSE	Corr.	Biais Moyen	RMSE	Corr.
N_{rest} (cm^{-3})	-32	65	84%	15	34	95%
H_{rest} (m)	17	31	94%	-10	18	98%
LWP_{rest} (g/m^2)	2.8	8.1	97%	-6.8	9.2	99%

Tableau 6.2.3 Tableaux des erreurs sur la restitution des paramètres nuageux ; haut: sur tous les champs ; milieu: sur les cas de mélange homogène ; bas: sur les cas de mélange hétérogène. Les biais, RMSE et coefficient de corrélation (voir texte) sont calculés sur la totalité des pixels nuageux (critère 1) ou sur les parties les plus brillantes du champ (critère 2).

6.3 Restitution des paramètres nuageux et hétérogénéité sous pixel.

Tous les précédents tests du schéma de restitution ont été effectués à une résolution identique à celle du champ nuageux simulé, soit 50m sur l'horizontale. Tous les champs (contenu en eau liquide, microphysique, transfert radiatif) ont été simulés à cette même échelle et la valeur associée à un pixel de ces champs correspond à une grandeur homogène et isotrope. La résolution du modèle ne permet pas d'avoir accès aux échelles inférieures.

Or, en réalité, lorsque l'on applique un schéma de restitution sur un champ de réflectance mesuré à bord d'un satellite, la dimension d'un pixel de ce champ est largement supérieure à l'échelle des processus qui détermine sa valeur. La réflectance mesurée est une grandeur moyenne qui correspond à une certaine zone nuageuse dans laquelle les propriétés physiques et optiques sont loin d'être homogènes. La réflectance moyenne d'un champ nuageux ne correspond pas à la moyenne des réflectances associées à chacune de ses parties.

Appliquer un schéma de restitution sur des réflectances dont la résolution est plus grossière que l'échelle des hétérogénéités du champ nuageux peut induire un biais sur la restitution des paramètres nuageux. C'est typiquement le cas pour les mesures de radiances par satellite pour lesquels la résolution au Nadir est de l'ordre du kilomètre, soit du même ordre de grandeur que la taille d'une cellule convective dans un nuage de couche limite.

Afin de tester l'impact de l'hétérogénéité sous pixel sur la restitution des paramètres nuageux, nous appliquons le schéma de restitution sur des champs de réflectances à une résolution dégradée.

Chacun des vingt-quatre champs de réflectances disponibles, de résolution 50 m, est converti en champ de résolution plus basse en moyennant les réflectances sur une grille de 1 km de résolution. Pour éviter que la restitution des paramètres nuageux de la scène ne soit artificiellement dégradée par une matrice de réflectance trop petite, la grille est ensuite décalée plusieurs fois dans les deux directions horizontales par pas de 250 m. À chaque étape, on effectue à nouveau la moyenne des réflectances du champ initial. Chaque scène nuageuse est alors représentée par 16 champs de réflectances, de résolution 1 km.

Chacun des pixels à résolution dégradée est défini comme nuageux si 80% des pixels de plus grande résolution qui le composent ont été précédemment classés nuageux.

On applique ensuite le schéma de restitution sur ces champs de réflectance à basse résolution. Les paramètres nuageux restitués sont ensuite moyennés sur tous les pixels nuageux (critère 1) et sur les 10% les plus brillants des pixels nuageux (critère 2).

La figure 6.3.1 compare les paramètres nuageux restitués (N_{rest} , H_{rest} , LWP_{rest}) avec les des paramètres nuageux (N_{act} , H , LWP) du champ initial moyennées sur les régions sélectionnées. Ces régions peuvent inclure des zones de ciel clair.

Le tableau 6.3.1 présente succinctement les performances d'ensemble de la restitution des paramètres nuageux, comme décrit à la section précédente.

Sur tous les champs	Tous les pixels nuageux (Critère 1)			10% les plus brillants des pixels nuageux (Critère 2)		
	Biais Moyen	RMSE	Corr.	Biais Moyen	RMSE	Corr.
N_{rest} (cm⁻³)	-50	80	88%	-42	62	94%
H_{rest} (m)	2	32	96%	2	17	97%
LWP_{rest} (g/m²)	-1.3	6.4	98%	-1.7	6.3	98%

Tableau 6.3.1 Tableaux des erreurs sur la restitution des paramètres nuageux sur tous les champs, à résolution dégradée (1km). Les biais, RMSE et coefficient de corrélation (voir texte) sont calculés sur la totalité des pixels nuageux (critère1) ou sur les parties les plus brillantes du champ (critère 2).

En comparant le tableau 6.3.1, obtenu pour une résolution de 1km, et le tableau 6.2.3, obtenu à une résolution de 50m, c'est-à-dire sans hétérogénéité sous pixel, la restitution de l'épaisseur géométrique et du contenu en eau liquide moyen n'est pas altérée par la dégradation de la résolution. Elle semble même être meilleure qu'à haute résolution.

En revanche, la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses est sensiblement plus mauvaise, avec une sous-estimation systématique de la grandeur caractéristique du champ N_{act} .

À la différence des cas à haute résolution, la performance de la restitution à basse résolution ne dépend pas de la sélection de zones particulière du champ nuageux. Avec des pixels d'un kilomètre de coté, la différence se fait moins entre le cœur des cellules convectives et le reste du champ nuageux, que sur les zones entièrement nuageuses et les zones incluant des portions de ciel clair. L'écart d'épaisseur géométrique et de contenu en eau liquide moyennés entre les zones sélectionnées par le critère 1 ou 2 est en effet moins marqué.

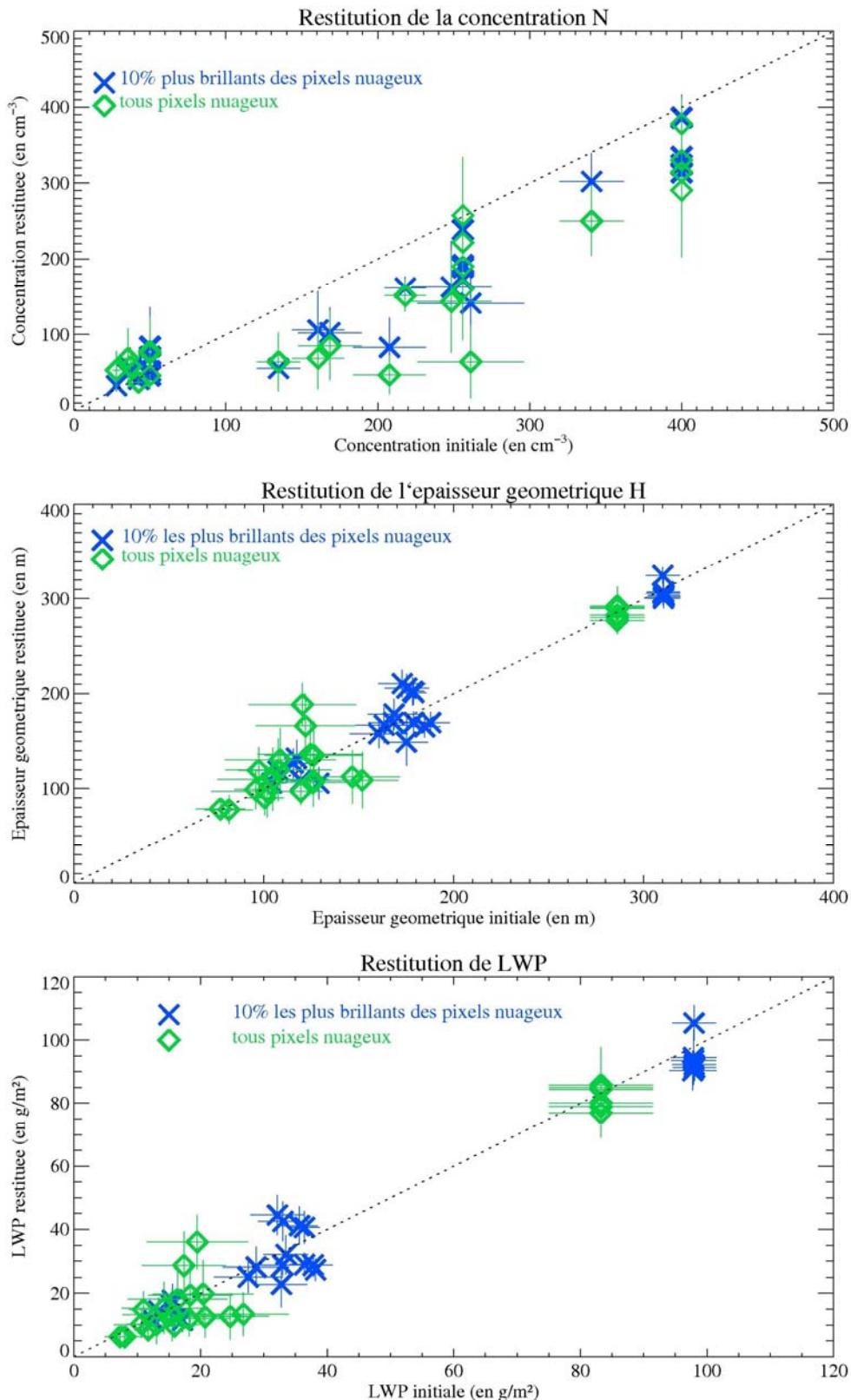


Fig. 6.3.1 Comparaison des paramètres nuageux restitués et initiaux pour les champs nuageux à résolution dégradée (1km). Les paramètres sont moyennés sur tous les pixels nuageux (critère 1, en vert) ou sur les 10% les plus brillants des pixels nuageux (critère 2, en bleu). Les barres verticales (resp. horizontales) représentent l'écart type de la distribution de paramètres restitués (resp. du champ initial).

La raison pour laquelle seule la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses semble affectée par la dégradation de la résolution tient à la nature de ce paramètre. La concentration en gouttelettes nuageuses n'est pas une grandeur extensive. Si la fraction nuageuse du pixel est inférieure à 100%, la réflectance moyenne du pixel va diminuer en proportion. En conséquence, le paramètre restitué sera d'autant plus petit. Cependant, la concentration de gouttelettes nuageuses réelle que l'on cherche à restituer n'en sera pas moins toujours la même, quelle que soit la fraction nuageuse. Pour la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses, l'écart se creuse donc avec l'augmentation du niveau d'hétérogénéité sous pixel.

Le phénomène est différent pour l'épaisseur géométrique et le contenu en eau liquide dont on cherche à restituer une grandeur moyenne, à l'échelle du pixel. Si la fraction nuageuse de ce dernier diminue, la réflectance moyenne est réduite quasiment dans la même proportion (dans nos simulations, la surface de la mer est totalement absorbante). Schématiquement, c'est donc bien le contenu en eau liquide moyen du pixel (ou l'épaisseur géométrique moyenne) qui va être restitué par le schéma.

À trop basse résolution, en l'absence d'un masque nuageux performant, permettant de rejeter tous les pixels nuageux contaminés par des zones de ciel clair, l'information restituée sur la microphysique du champ nuageux ne correspond pas à la grandeur caractéristique de la scène. La sélection des zones les plus brillantes du champ n'est pas suffisante pour palier la sous-estimation de la concentration en gouttelettes nuageuses.

6.4 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre permettent de quantifier les sources d'incertitude sur la restitution des paramètres nuageux d'un champ nuageux à partir de mesures de télédétection à bord de satellite. Ces incertitudes proviennent des hypothèses sur lesquelles est basé le schéma de restitution.

Ces hypothèses et sources d'incertitude sont l'approximation du pixel indépendant ou du transfert radiatif 1D, la représentation plan-parallèle adiabatiquement stratifié du modèle de nuage, l'absence de variabilité microphysique et l'absence d'hétérogénéité sous pixel.

Pour tester ces différentes hypothèses et estimer leurs effets respectifs sur la performance de la restitution, nous utilisons les simulations de scènes nuageuses réalistes présentées au chapitre 4.

À l'angle zénithal solaire et à la géométrie de visée considérés, le biais sur la restitution dû à l'hypothèse du transfert radiatif 1D n'est pas une limitation importante lorsque les paramètres restitués sont moyennés sur toutes les parties nuageuses du champ.

Le biais augmente cependant lorsque les parties les plus brillantes du champ de réflectances sont sélectionnées.

L'hypothèse adiabatique faite au cours de la restitution apparaît être une source majeure d'incertitude sur les paramètres restitués. Le biais est d'autant plus important que le champ nuageux est hétérogène. À l'inverse, il est du même ordre de grandeur que le biais dû à l'approximation du pixel indépendant pour un nuage épais et homogène. Cette hypothèse est cependant cohérente et compatible avec la restitution des paramètres nuageux dans les parties les plus proches de l'adiabatisme du champ nuageux, c'est-à-dire le cœur des cellules convectives.

La non prise en compte de la variabilité microphysique du champ nuageux peut s'avérer être une source importante d'erreurs sur la restitution des paramètre nuageux, en particulier la concentration de gouttelettes nuageuses. L'impossibilité de connaître de façon précise la variabilité microphysique du nuage peut cependant être contournée, en sélectionnant les zones les plus brillantes du champ de réflectances. On s'affranchit alors de l'impact du mélange sur la microphysique et la concentration de gouttelettes activées peut être restituée correctement.

Le problème de l'hétérogénéité sous pixel a été brièvement abordé en dernière partie. Les résultats montrent cependant que, si la restitution de l'épaisseur géométrique ou du contenu en eau liquide moyens du champ nuageux n'est pas altérée par la dégradation de la résolution, la restitution de la concentration de gouttelettes nuageuses est systématiquement sous-estimée. Extraire des champs de réflectances à une résolution trop basse, une information sur la concentration de gouttelettes nuageuses activées, peut s'avérer impossible si un masque nuageux rejetant tous les pixels de fraction nuageuse inférieure à 100% n'est pas disponible.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les nuages de couche limite constituent une composante primordiale du climat terrestre, en régulant le bilan radiatif du système Terre/atmosphère. De plus, leurs propriétés physiques et leur impact climatique sont particulièrement sensibles à l'activité humaine, via l'effet indirect des aérosols sur l'albédo (Twomey, 1977) et sur leur cycle de vie (Albrecht, 1989).

Ces nuages très fins sont cependant difficiles à simuler, tout particulièrement avec des modèles de circulation générale dont la résolution est grande devant les échelles caractéristiques horizontales et surtout verticales des nuages de couche limite. De plus, et à supposer que nous soyons en mesure de simuler correctement leur propriétés macrophysiques, distributions horizontale et verticale du contenu en eau liquide, la prise en compte de leurs interactions avec l'aérosol reste un challenge. Les propriétés optiques d'un nuage dépendent en effet de l'extinction, qui s'exprime comme une fonction de la surface totale des gouttelettes. La relation entre contenu en eau liquide, proportionnel au volume total des gouttelettes et extinction passe donc par la connaissance de leur distribution dimensionnelle. Cette distribution dépend en premier lieu de la concentration des gouttelettes qui est déterminée à la base du nuage par les propriétés hygroscopiques de l'aérosol et l'intensité des courants convectifs. Après activation des noyaux de condensation, les gouttelettes grossissent par diffusion de vapeur, mais d'autres processus interviennent pour en modifier profondément la structure. Ce sont pour l'essentiel, les processus d'entraînement-mélange de l'air nuageux avec l'air environnemental plus sec.

Pour simuler explicitement les processus convectifs dans la couche limite, une résolution de l'ordre de la dizaine de mètres est suffisante (mode L.E.S.). Pour simuler les processus d'entraînement-mélange, une résolution de l'ordre du centimètre serait nécessaire. Leur simulation passe donc par une paramétrisation de la microphysique.

Pour restreindre le cadre de cette étude, nous supposons que nous disposons d'un modèle de circulation générale dont la résolution horizontale est grossière, de l'ordre de la dizaine à la centaine de km, mais dont la résolution verticale est fine, de l'ordre de la dizaine de mètre. Par conséquent, nous n'abordons pas les problèmes relatifs à la paramétrisation sous-maille du profil vertical de l'eau condensée. Nous supposons aussi que nous disposons dans ce modèle, d'un schéma prédictif de l'aérosol, de ses propriétés hygroscopiques et de l'activation des noyaux de condensation. Notre problématique peut alors être posée de la manière suivante :

Connaissant la fraction nuageuse et le contenu en eau total intégré (LWP) dans une maille de GCM, et connaissant la concentration initiale de gouttelettes qui résulte de l'activation de l'aérosol, quelles sont les sources d'incertitude et les biais qui affectent le calcul du transfert radiatif dans cette maille ? C'est ce que nous avons désigné par le terme de problème direct.

Réciproquement, se pose le problème inverse, relatif à la restitution des propriétés macro-et micro-physiques à partir de mesures de télédétection passive à bord de satellite : quelles sont les incertitudes et les biais entre les propriétés restituées et les propriétés réelles du nuage.

Tant pour le problème direct qu'inverse, les schémas prédictifs s'appuient sur une représentation simplifiée du nuage, assimilé à un plan parallèle, uniforme horizontalement. Certains schémas supposent aussi une distribution verticale uniforme de la microphysique, mais ils sont progressivement remplacés par des schémas à stratification verticale

Les erreurs inhérentes à ce type de représentation simplifiée, regroupées sous le terme de biais plan-parallèle, ont fait l'objet de nombreuses études: pour le calcul de l'albédo du champ nuageux à l'échelle d'une maille GCM (problème direct: e.g. Barker and Davies, 1992 a et b; Cahalan et al., 1994b; Marshak et al., 1998; Los and Dyunkerke, 2001; Di Giuseppe and Tompkins, 2003) et pour la restitution des paramètres nuageux (problème inverse : e.g. Marchak et al., 1995b; Oreopoulos et al., 2000; Faure et al., 2001; Varnai and Marshak, 2002). Cependant, ces études portent sur des champs nuageux idéalisés, générés stochastiquement. L'avantage d'un générateur stochastique est sa rapidité d'exécution, et la facilité offerte par cet outil pour produire un champ nuageux de propriétés statistiques données a priori. Nous avons cependant pris le parti d'utiliser un modèle atmosphérique, plus lent et plus complexe, parce que notre objectif est d'examiner aussi l'impact de la variabilité de la microphysique sur le biais plan-parallèle. Il nous faut alors disposer d'une paramétrisation physique du contenu en eau condensé et de son mélange avec l'air environnant.

La première étape de notre travail a donc consisté à développer un système de génération de scènes nuageuses et de calcul de leurs propriétés radiatives. Le premier outil est un modèle atmosphérique tridimensionnel en mode L.E.S. (Meso-NH), qui comporte un schéma microphysique bulk, et une paramétrisation de l'impact des processus de mélange sur la microphysique.

Ce modèle permet de produire à haute résolution horizontale (50 m) et verticale (10 m), des champs nuageux variés, dont l'épaisseur de couche, la fraction nuageuse et le niveau d'hétérogénéité, ainsi que la concentration de gouttelettes à la base du nuage, sont des variables contrôlables.

Pour valider la méthode, nous avons simulé un cas de stratocumulus échantillonné au cours de la campagne ACE-2 et nous avons comparé les distributions horizontales et la stratification verticale du contenu en eau liquide dans le nuage aux distributions statistiques observées. Nous avons aussi vérifié que les échelles caractéristiques des cellules nuageuses sont comparables. La similitude entre champ simulé et champ observé est pleinement satisfaisante, ce qui justifie, a posteriori, l'utilisation d'un modèle de nuage LES.

Le deuxième outil est le modèle de transfert radiatif tridimensionnel SHDOM qui permet de calculer les radiances nuageuses à plusieurs longueurs d'onde et dans toutes les directions. Pour effectuer le calcul du transfert radiatif avec ce modèle, il nous faut cependant déterminer les propriétés optiques du nuage en chaque maille, et en particulier le rayon effectif de la distribution des gouttelettes. Dans une cellule adiabatique, ce paramètre peut être déduit directement du contenu en eau liquide et de la concentration des gouttelettes. La majeure partie du nuage cependant est sous-adiabatique, du fait du mélange de l'air nuageux avec son environnement plus sec.

Il n'existe pas actuellement de paramétrisation du processus d'entraînement-mélange, un phénomène qui reste mystérieux, malgré de nombreuses études expérimentales et numériques. On sait cependant qu'il est gouverné par deux échelles caractéristiques : le temps d'homogénéisation turbulente de l'air entraîné, et le temps caractéristique d'évaporation des gouttelettes. En revanche, on sait borner son impact sur la microphysique nuageuse. Lorsque l'air environnant est mélangé à l'air nuageux, le déficit en eau condensé peut être compensé par une évaporation uniforme de l'ensemble des gouttelettes, à concentration constante : c'est le schéma de mélange homogène qui prévaut lorsque le mélange turbulent est très rapide devant le temps d'évaporation des gouttelettes. Dans le cas contraire, le mélange est dit hétérogène, seule la concentration des gouttelettes diminue pour compenser le déficit en eau condensée, mais le rayon des gouttelettes reste constant.

Avec ce système de génération de scènes nuageuses, nous avons simulé quatre champs de stratocumulus, avec une fraction nuageuse décroissante de 100 % à 10 %. En choisissant trois valeurs différentes de la concentration de gouttelettes, et successivement un schéma de mélange homogène, puis hétérogène, nous avons constitué une base de vingt-quatre scènes de nuages dont les champs radiatifs ont été calculés avec SHDOM.

Ces simulations révèlent que la différence d'épaisseur optique calculée en utilisant successivement le schéma de mélange homogène, puis le schéma hétérogène, peut être significative, jusqu'à 60 % (70 % pour l'albédo) et qu'elle augmente lorsque la fraction nuageuse dans la maille diminue. Nous avons calculé aussi l'augmentation de la concentration des gouttelettes qui serait nécessaire dans un schéma hétérogène pour produire la même valeur d'épaisseur optique que le schéma de mélange homogène. Dans le pire des cas, la concentration doit être multipliée par un facteur 3,8. Cette valeur équivalente est significative parce qu'elle montre que la simulation de l'effet indirect de l'aérosol, qui repose sur un accroissement de la concentration de gouttelettes d'un facteur 2 à 4 au maximum, sera fortement biaisée suivant qu'on utilisera un schéma de mélange homogène ou hétérogène pour représenter l'impact du mélange entre le nuage et son environnement.

Nous avons ensuite conduit une étude de sensibilité aux paramètres d'entrée du calcul de transfert radiatif, à savoir le contenu en eau liquide intégré, LWP , et la concentration de gouttelettes qui résulte de l'activation des particules d'aérosol N_{ad} , en supposant que la fraction nuageuse était correctement prévue. Dans ce cadre, nous calculons les valeurs de LWP et N_{ad} d'une maille de GCM qui produirait les mêmes valeurs d'albédo que la simulation L.E.S., dans deux longueurs d'onde, l'une visible (754 nm) et l'autre dans le proche infrarouge (1535 nm). Ce test montre que LWP est peu biaisé, légèrement supérieur à 1 % avec un écart type de l'ordre de 4 % sur les vingt-quatre cas de la base. En revanche, la concentration de gouttelettes est fortement biaisée et toujours inférieure (-86 % en moyenne sur les 24 cas) à celle du modèle LES. Ce défaut est principalement sensible lorsqu'un schéma de mélange hétérogène est utilisé (-143 %).

Rappelons que dans un schéma de mélange hétérogène, les gouttelettes d'une cellule sous-adiabatique, gardent le même rayon que celles d'une cellule adiabatique au même niveau, et que seule leur concentration est réduite. Rappelons aussi que c'est ce schéma qui représente le mieux la variabilité microphysique dans un nuage de type stratocumulus où l'intensité de la turbulence est faible (temps d'homogénéisation long), tandis que les gouttelettes sont petites (temps d'évaporation court). Notons enfin que, dans un stratocumulus, les effets du processus d'entraînement mélange sont surtout sensibles au sommet qui est exposé à l'air sec de la couche d'inversion et que c'est la couche sommitale du nuage qui détermine l'essentiel de ses propriétés radiatives.

Nous avons enfin abordé le calcul du transfert radiatif dans un modèle de circulation générale, ou problème direct, en considérant une maille de GCM, dont la surface est égale au domaine de simulation du modèle L.E.S. Nous supposons que ce modèle est capable de prévoir précisément la fraction nuageuse, et le contenu en eau condensée dans la colonne nuageuse, avec la même résolution verticale que le modèle L.E.S. Nous supposons aussi que son module d'aérosol est capable de diagnostiquer précisément la concentration de gouttelettes qui résulte de l'activation de l'aérosol à la base du nuage.

Lorsque ces paramètres sont imposés dans une maille de GCM, et que le calcul du transfert radiatif est effectué en 1D suivant la dimension verticale, le biais plan-parallèle est calculé comme la différence relative entre l'albédo de la scène L.E.S. 3D et celui de la maille GCM. Ce biais est généralement négatif, comme dans les études précédentes, et il peut atteindre des valeurs élevées, jusqu'à -40 %. Comme le suggère l'étude de sensibilité, ce biais est plus important lorsque la fraction nuageuse est faible et qu'un schéma de mélange hétérogène est utilisé.

Cette étude du problème direct montre qu'il n'est pas suffisant d'améliorer d'une part la capacité des modèles à prévoir le contenu en eau liquide des nuages et la capacité de leur module d'aérosol à prévoir la concentration de gouttelettes activées à leur base. Il sera aussi nécessaire de modifier cette valeur de la concentration de gouttelettes et le diagnostic de rayon effectif, tout particulièrement au sommet des nuages de couche limite, pour prendre en compte l'impact des processus d'entraînement mélange de l'air environnant dans le nuage.

La dernière partie de notre travail est dédiée à la problématique inverse, à savoir la restitution des propriétés nuageuses à partir de mesures de télédétection par satellite. Des mesures de radiances multispectrales permettent en effet de retrouver des propriétés optiques d'une scène nuageuse. Les techniques de restitution reposent sur l'utilisation d'un modèle simplifié de nuage, plan-parallèle. Les paramètres optiques restitués doivent donc être considérés comme les équivalents plan-parallèle à l'échelle du pixel d'observation des propriétés optiques du champ de nuage hétérogène. Ce sont l'épaisseur optique équivalente et le rayon effectif équivalent des gouttelettes. La problématique est alors de relier ces paramètres optiques équivalents à des propriétés macro-physiques du champ de nuage, tels que son contenu en eau intégré ou sa fraction nuageuse, et des propriétés microphysiques. Peut-on en particulier relier le rayon effectif équivalent à des propriétés microphysiques du champ nuageux, considérant que dans un nuage naturel, le rayon des gouttelettes varie verticalement de la base au sommet du nuage suivant le processus de croissance par condensation de vapeur, et horizontalement du fait des processus d'entraînement mélange.

De telles techniques ont été récemment développées, qui permettent de restituer le contenu en eau intégré et la concentration des gouttelettes. Elles ont été validées en utilisant

des mesures aéroportées de radiances multispectrales à haute résolution (30 m). Dans cette configuration, il devient possible de sélectionner les parties les plus réfléchissantes du système nuageux, qui sont aussi celles qui sont le moins affectées par les processus d'entraînement-mélange au sommet. Une telle technique est-elle utilisable avec des mesures effectuées depuis un satellite, dont la résolution est plus grossière (~ 1 km) ?

Pour répondre à ces questions, nous utilisons la même série de scènes nuageuses produites avec Meso-NH que précédemment, en supposant maintenant que le radiomètre à bord d'un satellite mesure précisément les valeurs de radiances multispectrales (dans le visible à 754 nm et le proche infrarouge à 1535 nm) calculées avec SHDOM. La technique de restitution utilise une table de référence construite avec un modèle plan-parallèle stratifié verticalement et dans lequel le profil vertical de la microphysique est déduit d'un modèle de croissance adiabatique. Un tel modèle ne prend donc pas en compte la variabilité microphysique due au processus d'entraînement-mélange.

Dans un premier temps, nous supposons que la résolution horizontale du radiomètre est égale à celle de la simulation L.E.S. (50 m). La restitution est alors effectuée en considérant soit l'ensemble des pixels nuageux, soit les 10 % les plus réfléchissants de la scène. Les valeurs caractéristiques de la scène nuageuse sont calculées comme elles l'ont été dans l'expérience ACE2. Notons en particulier que la concentration de gouttelettes caractéristique du champ n'est pas, comme dans les chapitres précédents, celle qui résulte de l'activation de l'aérosol à la base du nuage. C'est la concentration obtenue en moyennant les valeurs locales dans la partie médiane du nuage, entre 40 % et 60 % de son épaisseur moyenne, et seulement dans les mailles où le contenu en eau liquide est supérieur à 90 % de sa valeur adiabatique. Cette valeur intègre partiellement l'effet des processus d'entraînement mélange.

La technique de restitution est testée successivement sur la scène de plus grande fraction nuageuse, puis la scène de fraction la plus faible.

Le premier test est relatif à l'hypothèse du calcul transfert radiatif 1D dans des colonnes indépendantes, c'est à dire sans prise en compte d'un transfert horizontal des photons entre pixels. Les radiances sont donc calculées successivement en 3D puis en 1D avec colonnes indépendantes. Sur l'ensemble des pixels, l'impact est mineur, quelques % et jusqu'à -14 %, pour la restitution de la concentration des gouttelettes, au maximum -6 %, pour la restitution du contenu en eau liquide intégré. Lorsque la technique de restitution est restreinte aux pixels les plus réfléchissants, le biais reste comparable pour la restitution de la concentration tandis qu'il augmente légèrement pour la restitution du contenu en eau liquide intégré. Ces différences reflètent l'impact du transfert horizontal de photons entre pixels proches et pixels lointains dans le cas de la scène nuageuse la plus fractionnée.

Nous avons ensuite quantifié l'impact de l'hypothèse d'adiabatisme dans la technique de restitution. Les radiances du champ LES sont alors calculées en mode 1D avec colonnes indépendantes pour s'affranchir du biais discuté ci-dessus, et le mélange est supposé homogène. Dans le cas de la scène entièrement nuageuse, le biais dans la restitution du contenu en eau liquide intégré est faible (-5% au maximum), quelque soit la base de pixels utilisés pour la restitution. Dans le cas de la scène la plus fractionnée, en revanche, le biais devient significatif (jusqu'à 27%) lorsque tous les pixels sont utilisés pour la restitution. Pour la concentration des gouttelettes, la situation est comparable, si ce n'est que le biais obtenu en utilisant tous les pixels dans la scène la plus fractionnée atteint des valeurs très importantes, jusqu'à 100% .

Ces résultats confirment que le contenu en eau liquide intégré et la concentration de gouttelettes peuvent être correctement restitués par une technique basée sur un modèle adiabatique de nuage tant que la restitution reste limitée aux pixels les plus réfléchissants de la scène.

La troisième étape concerne l'impact de la variabilité microphysique. Les radiances sont alors calculées en mode 1D et colonnes indépendantes, en utilisant successivement le schéma homogène et le schéma hétérogène pour calculer le rayon effectif des gouttelettes dans chaque maille de la simulation LES. Les biais résultants sur la restitution du contenu en eau liquide intégré restent faibles, ce qui est rassurant quant à l'utilisation de telles techniques pour restituer les propriétés macro-physiques d'un champ de nuage. En revanche l'impact du mélange sur la restitution de la concentration de gouttelettes peut devenir significatif, si tous les pixels sont utilisés et que le mélange est de nature hétérogène (jusqu'à -32%). Ce biais est cependant réduit (15% au maximum), lorsque seuls les pixels les plus réfléchissants sont utilisés, c'est à dire lorsque seules les cellules les moins affectées par le mélange sont prises en compte.

Pour s'abstraire de l'impact des processus d'entraînement-mélange sur la concentration des gouttelettes et restituer une valeur qui reflète le mieux les processus d'activation des noyaux de condensation, il est donc judicieux de sélectionner dans une scène nuageuse les pixels les plus réfléchissants. Cette approche n'est cependant envisageable que si la taille du pixel est petite devant l'échelle caractéristique des cellules adiabatiques du champ nuageux. Dans la dernière étape nous allons donc quantifier les biais dans la restitution des paramètres nuageux lorsque la dimension du pixel devient comparable à celle des cellules adiabatiques. Les 24 scènes de nuages sont maintenant utilisées mais en dégradant la résolution des champs de réflectance à 1 km au lieu de 50 m. Comme précédemment la technique est appliquée sur l'ensemble des pixels et seulement les 10 % les plus réfléchissants.

Le résultat est encore rassurant pour la restitution du contenu en eau liquide intégré, avec des biais inférieurs à 2% quelle que soit la méthode. Cela signifie que les réflectances moyennes à plus grande échelle reste représentative du contenu en eau liquide moyen à cette échelle. En revanche, la concentration de gouttelettes est sous-estimée (-50 %) et l'utilisation des 10 % de pixels les plus réfléchissants n'apporte pas d'amélioration significative (-42 %).

En terme de bilan, nous avons développé un système de simulation de scènes nuageuses et de leur propriétés radiatives, qui s'articule autour du modèle L.E.S. Meso-NH pour simuler des champs d'eau condensée; d'un schéma de paramétrisation de l'impact du processus d'entraînement-mélange, qui permet d'en déduire les propriétés optiques, dans deux configurations limites de cet impact; et du modèle de transfert radiatif tridimensionnel SHDOM, pour calculer les radiances dans toutes les longueurs d'onde et directions.

Nous avons validé une simulation type par comparaison avec des champs microphysiques et des champs de radiances mesurés au cours de la campagne de mesure ACE2.

Ce système de génération de scène nuageuse n'est pas d'un usage aussi aisément que des générateurs stochastiques de nuage. Cependant, nous avons identifié les paramètres d'initialisation qui permettent d'ajuster la fraction nuageuse, l'épaisseur et les échelles caractéristiques des champs simulés. Nous avons ainsi produit quatre scènes de propriétés macro-physiques variées. En utilisant trois valeurs différentes de la concentration de gouttelettes initiale et les deux schémas de mélange, nous disposons d'une série de vingt-quatre scènes nuageuses.

Nous avons utilisé cette base pour examiner la problématique du calcul de transfert radiatif dans les modèles de circulation générale, et montré que le choix du type de mélange a un impact significatif sur les champs de radiances simulés, équivalent à celui d'une augmentation de la concentration de gouttelettes d'un facteur proche de 4.

Pour la restitution des propriétés nuageuses à partir de radiances mesurées depuis un satellite, ce choix a peu d'impact sur la restitution du contenu en eau intégré du nuage, mais il biaise la restitution de la concentration initiale des gouttelettes. Si le mélange est de type hétérogène, ce qui semble être la règle dans les nuages de couche limite, la concentration de gouttelettes au sommet du nuage est fortement diminuée par le mélange. Comme les propriétés radiatives du nuage sont principalement déterminées par cette couche sommitale, la restitution a tendance à sous estimer la concentration de gouttelettes.

Pour améliorer notre capacité à prévoir l'effet indirect de l'aérosol sur le climat ou surveiller par satellite les modifications induites par l'aérosol dans les nuages, il sera nécessaire d'améliorer la capacité des modèles à simuler les nuages de couche limite fins. Il

sera aussi nécessaire d'y intégrer des modules de prévision de l'aérosol, de ses propriétés hygroscopiques et de son activation à la base des nuages. Cependant, ces améliorations ne porteront leurs fruits que si nous sommes aussi en mesure de paramétriser l'impact des processus d'entraînement mélange dans les modèles de circulation générale ou les techniques de restitution. Ceci ne passe pas nécessairement par une description explicite de ces processus qui sont encore mal connus, mais plus probablement par une paramétrisation empirique qui s'appuiera sur les paramètres supposés contrôler le processus, à savoir l'intensité de la turbulence dans la maille, les gradients de température et d'humidité entre le nuage et son environnement, et le rayon caractéristique des gouttelettes.

*“Toutes les preuves conduisent inévitablement
à des propositions qui n'ont pas de preuve !
Toutes choses sont connues
parce que nous voulons croire en elles !”*

Frank Herbert,
Extrait de Les Enfants de Dune

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Ackerman, A.S., O.B. Toon, D.E. Stevens, A.J. Heymsfield, V. Ramanathan, E.J. Welton. 2000: Reduction of tropical cloudiness by soot. *Science* 288:1042-1047.

Albrecht, B.A., 1991: Fractional cloudiness and cloud-top entrainment instability, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 48, pp.1519-1525.

Albrecht, B., 1989: Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness, *Science*, 243, pp. 1227-1230.

Anger, C.D., S. Mah and S.K. Babey, 1994: Technical enhancements of the Compact Airborne Spectrographic Imager (CASI). *Proceedings of the Second International Airborne Remote Sensing Conference and Exhibition*, pp. 205-214, 12-15 September 1994, Strasbourg, France.

Baker, M.B., R.G. Cobin and J. Latham, 1980: The influence of entrainment on the evolution of cloud droplet spectra: I. A model of inhomogeneous mixing. *Quart. J. Meteor. Soc.*, vol.106, pp.581-598.

Baran, A. J., S. Havemann, P. N. Francis, and P. D. Watts, 2003: A consistent set of single-scattering properties for cirrus cloud: Tests using radiance measurements from a dual-viewing multi-wavelength satellite-based instrument, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol.79, pp.549-567.

Barker, H.W., 1996: A parameterization for computing grid-averaged solar fluxes for inhomogeneous marine boundary layer clouds. Part I: Methodology and homogeneous biases. *J. Atmos. Sci.*, Vol.53, pp.2289-2303.

Barker, H.W. and J.A. Davies, 1992: Cumulus cloud radiative properties and the characteristics of satellite radiance wavenumber spectra. *Rem. Sens. Environ.*, vol. 42, pp.51-64

Barker, H.W., and J.A. Davis, 1992a: Solar radiative fluxes for broken cloud fields above reflecting surfaces. *J. Atmos. Sci.*, vol.49, pp.749-761.

Barker, H.W., and J.A. Davis, 1992b: Solar radiative fluxes for stochastic scale-invariant broken clouds. *J. Atmos. Sci.*, vol.49, pp.1115-1126.

Bechtold P. et al., 1996: Modeling a stratocumulus-Topped PBL: Intercomparison among Different One-Dimensional Codes and with Large Eddy Simulation, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol.77, n°9, pp.2033-2042.

- Bergmann, J.W. and P.J. Rasch, 2002:** Parameterizing vertically coherent cloud distributions, *J. Atmos. Sci.*, vol.59, N14, pp.2165-2182.
- Bougeault P., and Mascart, P., 2000:** The Meso-NH Atmospheric Simulation System: Scientific Documentation, *Book 1, version 2000*.
- Bougeault, P., 1985:** The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer: A higher-order model study. *J. Atmos. Sci.*, vol.42, pp.2826-2843.
- Brenguier, J.-L., H. Pawlowska and L. Schüller, 2003:** Cloud microphysical and radiative properties for parameterization and satellite monitoring of the indirect effect of aerosol on climate. *J. Geo. Res.*, vol.108, NO.D15; doi:10.1029/2002JD002682.
- Brenguier, J.-L., and L. Chaumat. 2001:** Droplet Spectra Broadening in Cumulus Clouds. Part I: Broadening in Adiabatic Cores. *Journal of the Atmospheric Sciences*: Vol. 58, No. 6, pp. 628-641.
- Brenguier J.L, P.Y.Chiang, Y.Fouquart, D.W.Johnson, F.Parol, H.Pawlowska, J.Pelon, L.Schüller, F.Schröder, J.Snider, 2000a:** An overview of the ACE-2 CLOUDYCOLUMN closure experiment, *Tellus*, vol. 52B, pp.815-827.
- Brenguier J.L, H.Pawlowska, L.Schüller, R.Preusker, J.Fischer, Y.Fouquart, 2000b:** Radiative Properties of Boundary Layer Clouds, Droplet Effective Radius versus Number Concentration, *American Meteorological Society*, Vol.57, pp.803-821.
- Brenguier, J.-L., 1991:** Parameterization of the Condensation Process: A Theoretical Approach. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 48, No. 2, pp. 264-282.
- Breon, F.-M., 1992:** Reflectance of broken cloud fields: Simulation and parameterization. *J. Atmos. Sci.*, vol.49, pp.1221-1232.
- Bretherton, C.S., T. Uttal, C.W. Fairall, S.E. Yuter, R.A. Weller, D. Baumgardner, K. Comstock, R. Wood, and G.B. Raga, 2004:** The EPIC 2001 Stratocumulus Study. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 85 (7), pp.976-977.
- Bretherton, C.S., M. MacVean, P.Bechtold, A. Chlond, W.Cotton, J. Cuxart, H. Cuijpers, M. Khairoutdinov, B. Kosovic, D. Lewellen, C.-H. Moeng, P. Siebesma, B.Stevens, D. Stevens, I. Sykes and M. Wyant, 1999:** An Intercomparison of radiatively-driven entrainment and turbulence in a smoke cloud, as simulated by different numerical models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 125, pp.391-423.
- Bretherton, C.S., and M.C. Wyant, 1997:** Moisture transport, lower tropospheric stability, and decoupling of cloud-top boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, Vol.54, pp.148-167.
- Bretherton C.S., R.K.Smith (Ed.) 1997:** The Physics and Parameterization of Moist Atmospheric Convection, *NATO ASI Series*, Vol.505.
- Brewer, J. and L. Di Girolamo, 2004:** Can the fractal dimension of clouds be measured?, *14th ICCP, Proceedings*, pp. 1632-1635.
- Brogniez, G., Parol, F., Buriez, J. C. And Fouquart, Y., 1992:** Bidirectional reflectances of cirrus clouds modeled from observations during the International Cirrus Experiment 89, in *Proceedings of International Radiation Symposium, Tallin*, pp.133-136.
- Burnet, F. And J.-L. Brenguier, 2005:** Observational study of the entrainment-mixing process. *Submitted to J. Atmos. Sci., Dec. 2005*.

Burnet, F. and J.L. Brenguier, 2004: the microscale structure of entrainment-mixing in boundary layer clouds. *Proc.14th ICCP*, pp. 360-362.

Burnet, F. and J.L. Brenguier, 2000: Effect of entrainment and mixing on droplet spectral broadening. *Proc. 13th ICCP*, pp. 144-147

Cahalan R.F. et al., 1995: Liquid Water Path and Plane-Parallel Albedo Bias during ASTEX, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.52, N.16., pp.3002-3012.

Cahalan R.F. et al., 1994a: Independent Pixel and Monte Carlo Estimates of Stratocumulus Albedo, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.51, N.24, pp. 3776-3790.

Cahalan, R.F., W. Ridgway, W.J. Wiscombe, T.L. Bell and J.B. Snider, 1994b: The albedo of fractal stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, vol. 51, pp. 2434-2455.

Cahalan R.F. and Snider J.B., 1989: Marine stratocumulus Structure, *Remote Sens. Environ.*, Vol. 28, pp. 95-107

Cess, R. D., Potter, G. L., Blanchet, J. P., Boer, G. J., Del Genio, A. D., Deque, M., Chang F.L. and Li Z., 2003 : Retrieving vertical profiles of water-cloud droplet effective radius: algorithm modification and preliminary application, *J. Geo. Res.*, vol.108, no.D24, 4763, doi:10.1029/2003JD003906.

Cess, R. D., Potter, G. L., Blanchet, J. P., Boer, G. J., Del Genio, A. D., Deque, M., Dymnikov, V., Galin, V., Gates, W. L., Ghan, S. J., Kiehl, J. T., Lacis, A. A., Le Treut, H., Li, Z. X., Liang, X. Z., Mcavaney, B. J., Meleshko, V. P., Mitchel, J. F. B., Morcrette, J.-J., Randall, D. A., Rikus, L., Roeckner, E., Royer, J. F., Schlese, U., Sheinin, D. A., Slingo, A., Sokolov, A. P., Taylor, K. E., Washington, W. M., Wetherald, R. T., Yagai, I. and Zhang, M. H., 1990: Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models, *Journal of Geophysical Research*, 95, 16601-16616.

Charlson, R. J., J. E. Lovelock, M. O. Andreae, and S. G. Warren, 1987: Oceanic phytoplankton, atmospheric sulfur, cloud albedo and climate. *Nature*, 326, pp.655-661.

Chin-Hoh Moeng, 2000: Entrainment Rate, Cloud Fraction, and Liquid Water Path of PBL Stratocumulus Clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.57, pp.3627-3643

Chosson, F., J.-L. Brenguier and M.Schröder, 2004: Radiative impact of mixing processes in boundary layer clouds. *Proc.14th ICCP*, pp. 371-374.

Chýlek, P., G.B. Lesins, G. Videen, J.G.D. Wong, R.G. Pinnick, D. Ngo and J.D. Klett, 1996: Black carbon and absorption of solar radiation by clouds. *J. Geophys. Res.*, vol.101, D18, pp.23365-23371.

Ciesielski, P. E., W. H. Schubert, and R. H. Johnson, 2001: Diurnal variability of the marine boundary layer durcing ASTEX. *J. Atmos. Sci.*, vol.58, pp.2355–2376.

Coakley, J.A., and T. Kobayashi, 1989: Broken cloud in albedo and surface insolation derived from satellite imagery data. *J. Climate*, vol.2, pp.721-730.

Cuxart J., P.Bougeault and 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, pp.1-30.

Davis, A., A. Marshak, R. Cahalan, and W. Wiscombe, 1997: The Landsat scale break in stratocumulus as a three-dimensional radiative transfer effect: Implication for cloud remote sensing. *J. Atmos. Sci.*, vol.54, pp.241-260.

Davis, A., A. Marshak, W. Wiscombe and R. Cahalan, 1996: Scale Invariance of Liquid Water Distributions in Marine Stratocumulus, I- Spectral Properties and Stationarity Issues, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.53, N.11, pp.1538-1558.

Deardorff J.W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.18, pp.495-527.

Deardorff, J.W., 1980: Cloud Top Entrainment Instability, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.37, pp.131-147.

Deardorff, J.W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.18, pp.495-527.

Deardorff, J.W., 1976: On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.102, pp. 563-582.

Deardorff J.W., 1976: On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.102, pp. 563-582.

Di Giuseppe, F., Tompkins, A.M., 2003: Effect of spatial organization on solar radiative transfer in three dimensional idealized stratocumulus cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, vol.60, pp. 1774– 1794.

Duda, D.P., G.L. Stephens, B. Stevens and W.R. Cotton, 1996: Effects of Aerosol and Horizontal Inhomogeneity on the Broadband Albedo of Marine Stratus: Numerical Simulations, *J. Atmos. Sci.*, Vol.53, N.24, pp.3757-3769.

Duynkerke, P.G., 1993: The stability of cloud top with regard to entrainment: amendment of the theory of cloud-top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, vol. 50, pp. 495-502.

Duynkerke, P.G., 1989: Diurnal variation of a marine stratocumulus layer: a model sensitivity study. *Monthly Weather Rev.*, vol.117, pp.1710-1725.

Dymnikov, V., Galin, V., Gates, W. L., Ghan, S. J., Kiehl, J. T., Lacis, A. A., Le Treut, H., Li, Z. X., Liang, X. Z., McAvaney, B. J., Meleshko, V. P., Mitchel, J. F. B., Morcrette, J.-J., Randall, D. A., Rikus, L., Roeckner, E., Royer, J. F., Schlese, U., Sheinin, D. A., Slingo, A., Sokolov, A. P., Taylor, K. E., Washington, W. M., Wetherald, R. T., Yagai, I. And Zhang, M. H., 1990: Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models, *Journal of Geophysical Research*, vol. 95, pp. 16601-16616.

Evans, K.F., and W.J. Wiscombe, 2004: An algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics, accepted by *Atmospheric Research special issue on Clouds and Radiation*, vol.72, pp. 263-289.

Evans K.F., 1998: The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer, *American Meteorological Society*, Vol.55, pp.429-446.

- Faloona, I., D.H. Lenschow, T. Campos, B. Stevens, M. van Zanten, B. Blomquist, D. Thornton, A. Bandy and H. Gerber, 2005:** Observations of Entrainment in Eastern Pacific Marine Stratocumulus Using Three Conserved Scalars, *submitted to J. Atmos. Sci.*
- Faure, T., H. Isaka and B. Guillemet, 2001:** Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous and fractional clouds: Feasibility study, *Remote Sens. Environ.*, vol.77, pp.123-138.
- Fouquart, Y., 1987:** Radiative transfer in climate modelling. In: M.E. Schlesinger (Ed.), *NATO Advanced Study Institute on Physically-Based Modeling and Simulation of Climate and Climatic Changes*. 223}283.
- Fu, Q., M.CM. Cribb, H.W. Barker, S.K. Krueger and A. Grossmann, 2000:** Cloud geometry effects on atmospheric solar absorption, *J. Atm. Sci*, vol.57, pp.1156-1168.
- Garreaud, R. D., and R. Muñoz, 2004:** The diurnal cycle in circulation and cloudiness over the subtropical southeast Pacific: A modeling study. *J. Climate*, 17, pp.1699–1710.
- Guibert S., 2002:** Validation expérimentale des paramétrisations de l'effet indirect des aérosols, *PhD Thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III*.
- Guo, G., P. Yang, Y.X. Hu, D. Winter, C.A. Hostelter, B.A. Baum, J. Reichardt, 2003:** Manifestations of interference fluctuations of phase functions and backscattering cross section for ice crystals with specific orientations, *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt*, vol.5, pp.520-527.
- Guyot, A., J. Testud and T. Ackermann, 2000:** Determination of the radiative properties of stratiform clouds from a Nadir looking 95GHz Radar, *J. Atmos. and Oceanic Tech.*, Vol. 17, n°1, pp. 38-50.
- Hansen, J.E., and L.D. Travis, 1974:** Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, vol.16, pp.527-610.
- Hausdorff, F., 1919:** Dimension und auberes mass, *Mathematische Annalen*, Vol.79, pp.157-179.
- Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), 2001,** "Climate Change, 2001, The Scientific Basis", *Cambridge Univ. Press, New York*.
- Johnson, D.W., S. Osborne, R. Wood, K. Suhre, R. Johnson, S. Businger, P.K. Quinn, A. Wiedensohler, P.A. Durkee, L.M. Russel, M.O. Andrea, C. O'Dowd, K.J. Noone, B. Bandy, J. Rudolph and S. Rapsomanikis, 2000:** An overview of the Lagrangian experiments undertaken during the North Atlantic regional Aerosol Characterization Experiment (ACE-2), *Tellus*, Vol.52B, pp.290–320.
- Jolivet D, Feijt A, Watts P, 2000:** Requirements for synergetic use of the ERM imager. ESA Contract, RFQ/3-9439/98/NL/GD
- Kaufman, Y. J., Koren, I., Remer, L. A., Rosenfeld, D., Rudich, Y., 2005:** The effect of smoke, dust, and pollution aerosol on shallow cloud development over the Atlantic Ocean. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* 102: 11207-11212
- Kaufman, Y. J.; Gitelson, A.; Karnieli, A.; Ganor, E.; Fraser, R. S.; Nakajima, T.; Mattoo, S.; Holben, B. N., 1994:** Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. *Journal of Geophysical Research, Volume 99, Issue D5*, pp. 10341-10356

- Kawamoto K., Nakajima, T., and Nakajima, T.Y., 2001:** A global determination of cloud microphysics with AVHRR remote sensing. *J. of Climate*, Vol. 14, pp. 2054-2068.
- Khairoutdinov, M.F., Randall, D.A., DeMott, C., 2005:** Simulations of the atmospheric general circulation using a Cloud-Resolving Model as a superparameterization of Physical Processes, *J. Atmos. Sci.*, vol.62, pp.2136-2154.
- Kim, S. W., S. U. Park, and C.-H. Moeng, 2003:** Entrainment processes in convective boundary layers with varying wind shear. *Bound-Layer Meteor.*, 108, pp.221-245.
- Klein, S.A. and D.L. Hartmann, 1993:** the seasonal cycle of low stratiform cloud, *J. of Climate*, 6, pp.1587-1606.
- Kobayashi, T., 1993:** Effects due on cloud geometry on biases in the albedo derived from radiance measurements. *J. Climate*, vol.6, pp. 120-128.
- Koepke, P. and M. Hess, 1988:** Scattering functions of tropospheric aerosols - The effects of nonspherical particles. *Applied Optics (ISSN 0003-6935)*, vol. 27, pp. 2422-2430.
- Köhler, H., 1936:** The nucleus in the growth of hygroscopic droplets. *Trans. Faraday Soc.*, vol.32, 1152–1161.
- Kolmogorov, A.N., 1941:** Dokl. Akad. Nauk SSSR, 30, 301, 1941.
- Krasnopol'sky, V.M., and H. Schiller, 2003:** Some neural network applications in environmental sciences. Part I: forward and inverse problems in geophysical remote measurements, *Neural networks*, 16, 321-334.
- Krueger, S.K., G.T. MacLean, Q. Fu, 1995:** Numerical simulation of stratus-to-cumulus transition in the subtropical marine boundary layer, Part I : Boundary Layer structure, *J. Atmos. Sci.*, vol. 52, pp.2839-2850.
- Kuo, H., and W.H. Schubert, 1988:** Stability of cloud-topped boundary layer entrainment, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.114, pp.887-917.
- Larson, V.E., R. Wood, P.R. Field, J.-C. Golaz, T.H. Vonder Haar and W.R. Cotton, 2001:** Small-scale and meso-scale variability in marine boundary layer clouds, *J. Geo. Res.*, vol.102, D12, pp.13517-13525.
- Lewellen, D.C. and W. Lewellen, 2002:** Entrainment and decoupling relations for cloudy boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, vol.59, pp.2966-2986.
- Lewellen D.C. and W.S. Lewellen, 1998:** Large-eddy Boundary Layer Entrainment, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.55, pp. 2645-2665.
- Lilly, D.K., 1968:** Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.94, pp.292-309.
- Liu Y., P.H. Daum, J. Hallett, 2002:** A generalized systems theory for the effect of varying fluctuations on cloud droplet size distributions, *American Meteorological Society*, Vol.59, pp. 2279-2289.
- Liu, L., M.J. Mishchenko, S. Menon, A. Macke, and A.A. Lacis, 2002:** The effect of black carbon on scattering and absorption of solar radiation by cloud droplets, *J. Quant. Spec. Rad. Trans.*, vol.74, pp. 195-204.

- Loeb, N.G., and T. Varnai, 1997:** Effects of clouds inhomogeneities on the solar zenith angle dependence of nadir reflectance, *J. Geo. Res.*, vol.102, pp. 9397-9395.
- Los, A., and P.G. Duynkerke, 2001:** Parameterization of solar radiation in inhomogeneous stratocumulus: albedo bias. *Q.J.R. Meteor. Soc.*, vol.127, pp.1593-1614.
- MacVean, M.K. and P.J. MASON, 1990:** Cloud-Top Entrainment Instability through Small-Scale Mixing and Its Parameterization in Numerical Models, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.47, No.8, pp.1012-1030.
- Marshak A., A.Davis, W.Wiscombe, R.Cahalan, 1998:** Radiative effects of sub-mean free path liquid water variability in stratiform coulds, *Journal of Geophysical Research*, vol.103, D16, pp.19557-19567.
- Marshak A., A.Davis, W.Wiscombe, R.Cahalan, 1995a:** Radiative smoothing in fractal clouds, *J. Geophys. Res.*, Vol.100, pp. 26247-26261.
- Marshak, A., A. Davis, W. Wiscombe and G.A. Titov, 1995b:** The verisimilitude of the independent pixel approximation used in cloud remote sensing, *Remote Sens. Environ.*, vol.52, pp.71-78.
- Marshak, A., A. Davis, W. Wiscombe, W. Ridgway, and R.F. Cahalan, 1998:** Biases in short-wave column absorption in the presence of fractal clouds. *J. Climate*, vol.11, pp.431-446.
- Maxwell, James Clerk, 1865:** A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155, pp.459-512.
- Melnikova, I., P. Dominin, V. Mikhailov, and V. Radionov, 2000:** Optical Cloud Characteristics Derived from Measurements of Reflected or Transmitted Solar Radiation, *J. Atmos. Sci.*, Vol.57, pp. 2135-2143.
- Mie, G., 1908:** Beiträge zur optic trüber medien, speziell kolloidalen metall-lösungen, *Annalen der Physik*, vol.25, pp.377-445.
- Moeng C.-H., 2000:** Entrainment Rate, Cloud Fraction, and Liquid Water Path of PBL Stratocumulus Clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.57, pp.3627-3643
- Moeng, C.-H, W.R. Cotton, B. Stevens, C. Bretherton, H.A. Rand, A. Chlond, M. Khairoutdinov, S. Krueger, W.S. Lewellen, M.K. MacVean, J.R.M. Pasquier, A.P. Siebesma and R.I. Sykes, 1996 :** Simulation of a stratocumulus-topped PBL: Intercomparison among different numerical codes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, pp.261-278.
- Moeng, C.-H., D. H. Lenschow and D. A. Randall, 1995:** Numerical Investigations of the roles of radiative and evaporative feedbacks in stratocumulus entrainment and breakup. *J. Atmos. Sci.*, vol.52, n°16, pp.2869-2883.
- Nakajima TY, Nakajima T, 1995:** Determination of Cloud Microphysical Properties from NOAA AVHRR Measurements for FIRE and ASTEX regions. *J. of Atmosph. Sciences*, vol.52, pp.4043 -4059.
- Nakajima T., King M.D., 1990:** Determination of the Optical Thickness and Effective Particle Radius of Clouds from Reflected Solar Radiation Measurements. Part 1: Theory. *J. of Atmosph. Sciences*, Vol.47, pp. 1878-1893.
- Nauss T., Kokhanovsky A.A., Nakajima T.Y., Reudenbach C., Bendix J., 2005 :** The intercomparaison of selected cloud retrieval algorithms, *Atmos. Res.*, vol.78, pp.46-78

Nenes, A., W. Conant, and J.H. Seinfeld, 2002: Black Carbon Radiative Heating Effects on Cloud Microphysics and Implications for the Aerosol Indirect Effect: 2. Cloud Microphysics, *J. Geophys. Res.*, 107, doi: 10.1029/2002JD002101

Nicholls, S., 1989: The structure of radiatively driven convection in stratocumulus. *Q.J.R. Met. Soc.*, vol.115, pp. 487-511.

O'Hirok, W., and C. Gautier, 1998: A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects. *J. Atmos. Sci.*, vol.55, pp.2162-2179.

Oreopoulos, L., M.-D. Chou, M. Khairoutdinov, H.W. Barker and R.F. Cahalan, 2004: Performance of Goddard earth observing system GCM column radiation models under heterogeneous cloud conditions. *Atmos. Res.*, 72, pp.365–382

Oreopoulos, L., A. Marshak, R.F. Cahalan and G. Wen, 2000: Cloud three-dimensional effects evidenced in Landsat spatial power spectra and autocorrelation functions, *J. Geoe. Res.*, vol.108, D11, pp.14777-14788.

Paltridge, G.W., 1974: Atmospheric radiation and the gross character of stratiform cloud, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.31, 244-250, 1974.

Paluch, I.R. and D.H. Lenschow, 1991: Stratiform cloud formation in the marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, vol.48, pp.2141-2157.

Parol, F., Buriez, J.-C., Crétel, D. and Fouquart, Y., 1994: The impact of cloud inhomogeneities on the Earth radiation budget: The 14 October 1989 I.C.E. convective cloud case study, *Annales Geophysicae*, 12, pp.240-253.

Pawlowska, H. and J.-L. Brenguier, 2003: An observational study of drizzle formation in stratocumulus clouds for general circulation model (GCM) parameterizations. *J. Geo. Res.*, vol.108, D15, 8630, doi:10.1029/2002JD002679.

Pawlowska H. and J.L. Brenguier, 2000: Microphysical properties of stratocumulus clouds during ACE-2, *Tellus*, vol.52B, pp. 868-887.

Pawlowska H., Brenguier J.L., Schüller L., 1999: Microphysical and radiative properties of stratocumulus. *Phys. Chem. Earth(B)*, Vol. 24, NO. 8, pp. 927-932.

Pino, D., J. Vilà-Guerau de Arellano, and P. Duynkerke, 2003: The contribution of shear to the evolution of a convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 60, pp. 1913-1926.

Planck, Max, 1901 : On the Law of distribution of energy in the normal spectrum, *Annalen der Physik* vol. 4, p. 553 ff (1901)

Platnick S., M.D. King, S.A. Ackerman, W.P. Menzel, B.A. Baum, J.C. Riedi, and R.A. Frey, 2003: The MODIS cloud products: Algorithms and examples from Terra. *IEEE Transaction of Geosciences and Remote Sensig*, Vol.41, pp.459-473.

Platnick S., Li J.Y., King M.D., Gerber H., Hobbs P.V., 2001: A solar reflectance method for retrieving the optical thickness and droplet size of liquid water cloud over snow and ice surfaces. *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, pp. 15185-15199.

Platnick S., 2000: Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *Journal of geophysical Research*, 105, pp. 22919-22935.

- Pruppacher, H.R. and J.D. Klett, 1997:** Microphysics of clouds and precipitation, *Kluwer Acad., Norwell, Mass.*
- Raes, F., T. Bates, F. McGovern and M. Van Liedekerke, 2000:** The 2nd Aerosol Characterization Experiment (ACE-2): general overview and main results, *Tellus, Vol.52B, pp. 111-125.*
- Ramanathan, V.R.D., Cess, E.F., Harrisson, P., Minnis, B.R., Barkstrom, E.A. and Hartmann, D., 1989:** Cloud radiative forcing and climate: results of the Earth Radiation Budget Experiment, *Science, 243, pp. 57-63.*
- Randall David A., 1980:** Conditional Instability of the First Kind Upside-Down, *Journal of the Atmospheric Sciences, Vol.37, pp.125-130.*
- Randall David A., 1980:** Entrainment into a Stratocumulus Layer with Distributed Radiative Cooling, *Journal of the Atmospheric Sciences, Vol.37, pp. 148-159.*
- Randall, D.A., J.A. Abeles and T.G. Corsetti, 1985:** Seasonal simulations of the planetary boundary layer and boundary layer stratocumulus with a general circulation model. *J. Atmospheric Sciences, vol.42, pp. 641-676.*
- Rayleigh, Lord, 1871:** On the light from the sky, its polarization and colour, *Philos. Mag. 41, 107-120, pp.274-279.*
- Roebeling RA, Jolivet D, Feijt A, 2001:** Cloud optical thickness and cloud liquid water path retrieval from multi-spectral NOAA AVHRR data, *Proc. The 2001 EUMETSAT Meteorological Satellite Data User's Conference, Antalya, Turkey, 2001, pp 629-637.*
- Roode Stephan R. de, Peter G. Duynkerke Harm J.J. Jonker, 2003:** Large Eddy Simulation: How large is large enough?, *Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 61, No. 4, pp. 403–421.*
- Roode, S.R. de, and P.G. Duynkerke, 1997:** Observed Lagrangian transition of stratocumulus into cumulus during ASTEX: Mean state and turbulence structure. *J. Atmos. Sci., vol.54, pp.495-502.*
- Rosenfield D, 2003:** Consideration on daylight operations of 1.6 and 3.7 micron channels on Metop; *EUM/STG/SWG/14/03/DOC/05*
- Rossow, W.B., C. Delo and B. Cairns, 2002:** Implications of the observed mesoscale variations of clouds for the Earth's radiation budget. *J. Climate, vol.15, N6, pp.557-585.*
- Russell and Heintzenberg, 2000:** An overview of the ACE-2 Clear Sky Column closure experiment (CLEARCOLUMN), *Tellus, 52B, pp.463-483.*
- Sandu, I., P. Tulet, J.-L. Brenguier, 2005:** Parameterization of the cloud droplet single scattering albedo based on aerosol chemical composition for L.E.S. modeling of boundary layer clouds. *Geophys. Res. Lett., vol.32, doi:10.1029/2005GL023994.*
- Schröder, M., 2004:** Multiple scattering and absorption of solar radiation in the presence of three-dimensional cloud fields, *PhD Thesis.*
- Schröder, M., R. Bennartz, J. Fischer and T. Ruhtz, 2004:** Airborne remote sensing of cloud radiative smoothing during the Baltex Bridge Cloud campaign, *Atmos. Res., vol.72, pp.107-127, doi:10.1016/j.atmosres.2004.03.011*

Schröder M., R. Bennartz, L. Schüller, R. Preusker, P. Albert and J. Fischer, 2002: Generating cloudmask in spatial high-resolution observations of clouds using texture and radiance information, *International Journal of Remote Sensing*, Vol.23, No.20, pp. 4247-4261.

Schüller L., Bennart R., Fischer J., Brenguier J.L., 2005: An algorithm for retrieval of droplet number concentration and geometrical thickness of stratiform marine boundary layer clouds applied to MODIS Radiometric Observations. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 44, pp. 28-44.

Schüller L., Brenguier J.L., Pawlowska H., 2003: Retrieval of microphysical, geometrical, and radiative properties of marine stratocumulus from remote sensing. *Journal of geophysical research*, Vol 108, N° D15, 8631.

Schüller, L., J. Fischer, W. Armbruster and B. Bartsch 1997: Calibration of high resolution remote sensing instruments in the visible and near infrared, *Adv. Space Res.*, vol.19, pp. 1325-1334.

Seinfeld, J.H. and S.P. Pandis, 1998: Atmospheric chemistry and physics. Ed. John Wiley, Sons.

Senior, C. A. and Mitchell, J. F. B., 1993: Carbon dioxide and climate: The impact of cloud parameterization, *Journal of Climate*, vol.6, pp.393-418.

Siems, S.T., and C.S. Bretherton, 1992: A numerical investigation of cloud-top entrainment instability and related experiments. *Quart. J. Roy. Meteo. Soc.*, vol.118, pp.787-818.

Siems, S.T., 1991 : A numerical Investigation of Cloud Top Entrainment Instability and Related Experiments, *Ph.D. Dissertation, Department of Applied Mathematics, University of Washington*, 116 pp.

Snider J.R. and J.L. Brenguier, Cloud condensation nuclei and cloud droplet measurements during ACE-2, 2000: *Tellus*, vol. 52B, pp.828-842.

Stevens, B., 2005a: Atmospheric Moist Convection. *Annual Earth Planetary Sciences*, vol. 32, pp. 605-643.

Stevens, B., C-H Moeng, A.S. Ackerman, C.S. Bretherton, A. Chlond, S. de Roode, J. Edwards, J.-C. Golaz, H. Jiang, M. Khairoutdinov, M.P. Kirkpatrick, D.C. Lewellen, A. Lock, F. Müller, D.E. Stevens, E. Whelan, P. Zhu, 2005b: Evaluation of Large-Eddy Simulations via Observations of Nocturnal Marine Stratocumulus, *Mon. Weather Review*, vol. 133, pp. 1443–1462.

Stevens, B., D.H. Lenschow and I. Faloona et al., 2003: On Entrainment Rates in Nocturnal Marine Stratocumulus. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, vol. 84, pp. 3469–3492.

Stevens B., 2002: Entrainment in stratocumulus-topped mixed layers, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.128, Part B No. 586, p.2663-2691.

Stevens B. and D.H. Lenschow, 2001: Observations, Experiments and Large Eddy Simulation, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol.82, n°2, pp.283-294.

Stevens, B., 2000: Cloud transitions and decoupling in shear-free stratocumulus mixed layers. *Geo. Res. Lett.*, 27, pp. 2557-2560.

- Stevens B., C.-H. Moeng, P. Sullivan, 1999:** Large-Eddy Simulations of Radiatively Driven Convection: Sensitivities to the Representation of Small Scales, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.56, pp.3963-3983.
- Stevens D.E., J.B. Bell, A.S. Almgren, V.E. Beckner, and C.A. Rendleman, 2000:** Small-Scale Processes and Entrainment in a Stratocumulus Marine Boundary Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.57, pp.567-581.
- Stull Roland B., 1988:** An introduction to Boundary Layer Meteorology, *Atmospheric Sciences Library*, Kluwer Academic Publishers
- Szczodrak, M., Austin, P.H., Krumbel, P.B., 2001.** Variability of optical depth and effective radius in marine stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, vol. 58, pp.2912–2926.
- Takano, Y., and K. N. Liou, 1989:** Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals. *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 46, pp. 3-19.
- Takano, Y., and K.N. Liou, 1989:** Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part II. Theory and computation of multiple scattering in an aniso-tropic medium. *J. Atmos. Sci.*, vol. 46, pp. 20-36.
- Thullier, G.,M. Herse, P.C. Simon, D.Labs,H. Mandel, D. Gillotay, and T.Foujols, 1998,** The visible solar irradiance from 350 to 850nm as measured by the SOLSPEC spectrometer during the ATLAS-1 mission, *Sol. Phys.*, vol. 177, pp. 41-61.
- Tompkins, A.M., 2002:** A prognostic parameterization for the subgrid-scale cloud cover, *J. Atmos. Sci.*, vol.59, N12, pp.1917-1942.
- Turton, J.D. and S. Nicholls, 1987:** A study of the diurnal variation of stratocumulus heating and drying observed during TOGA-COARE IOP. *Geo. Res. Lett.*, vol.26, pp.3117-3120.
- Twohy, C.H., M.D. Petters, J.R. Snider, B. Stevens, W. Tahnk, M. Wetzel, L. Russell and F. Burnet, 2005:** Evaluation of the aerosol indirect effect in marine stratocumulus clouds: Droplet number, size, liquid water path and radiative impact. *J. Geo. Res.*, vol.110, D08203, doi:10.1029/2004JD005116.
- Twomey, S., 1974,** Pollution and the planetary albedo, *Atmospheric Environment*, vol. 8, pp. 1251-1256.
- Varnai T. and A. Marshak, 2002:** Observations of three-dimensional effects that influence MODIS cloud optical thickness retrievals, *J. Atmos. Sci.*, vol.59, pp.1607-1618.
- Wang, S. And Q. Wang, 1994:** Roles of drizzle in a one-dimensional third-order turbulence closure model of the nocturnal stratus-topped marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, vol.51, pp.1559-1576.
- Wang, S., 1993:** Modeling marine boundary-layer clouds with a two-layer model: A one dimensional simulation. *J. Atmos. Sci.*, vol.50, pp.4001-4021.
- Watts P.D., Mutlow C.T., Baran A.J., and Zavody A.M., 1998:** Study on Cloud Properties derived from Meteosat Second Generation Observations. *Final Report, EUMETSAT ITT no. 97/181.*
- Welch, R.M., and B.A. Wielicki, 1989:** Reflected fluxes for broken clouds over a Lambertian surface. *J. Atmos. Sci.*, vol.46, pp.1384-1395.

Whitby, K. T., 1978: The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmos. Environ.*, vol.12, pp. 135-159.

Wood, R. and D. L. Hartmann, 2004, Spatial variability of liquid water path in marine low cloud: Part I. Probability distributions and mesoscale cellular scales. *Submitted to J. Clim.*, October, 2004.

Wood, R. and J.P. Taylor, 2001: Liquid water path variability in unbroken marine stratocumulus cloud. *Q.J.R.Meteorol. Soc.*, vol.127, pp.2635-2662.

Wood, R., D. Johnson, S. Osborne, M.O. Andreae, B. Bandy, T.S. Bates, C. O'dowd, P. Glantz, K. Noone, P.K. Quinn, J. Rudolph And K. Suhre, 2000: Boundary layer and aerosol evolution during the 3rd Lagrangian experiment of ACE-2, *Tellus*, vol. 52B, pp. 401-422.

Yang, P. and K.N. Liou, 1998: Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere. *Contrib. Atmos. Phys.*, vol.71, pp.223-248.

TITLE: **Radiative transfer in heterogeneous boundary layer clouds**

AUTHOR: Frédéric CHOSSON

ADVISOR: Jean-Louis BRENGUIER

CO-ADVISOR: Lothar SCHÜLLER

SCIENTIFIC FIELD: Atmospheric Physics

DATE OF DEFENSE: 27 February 2006

PLACE OF DEFENSE: Centre National de Recherches Météorologiques
Météo-France, 42 avenue G. Coriolis
31057 TOULOUSE Cedex 1, France

ABSTRACT

Heterogeneity in boundary layer clouds is the sum of the 3D variability of cloudy water and the 3D microphysical variability (i.e. local dimensional distributions and concentration of cloud droplets). In this study, the radiative impact of this heterogeneity is explored on both the albedo computation of a mesh within a low resolution model (GCM), and on the cloud parameters retrieval from satellites.

The developed method employs together LES simulations, two extreme entrainment/mixing schemes and a 3D radiative transfer model. The simulated fields are constrained by comparison with in-situ and remote sensing measurements.

It is shown that the microphysical variability is the major source of uncertainty in both albedo computations within GCM and cloud microphysical parameters retrieval. This can lead to a significant overestimation of the first aerosol indirect effect by GCMs and a significant underestimation of its measurement using satellite remote sensing.

KEY WORDS

Cloud, radiative transfer, boundary layer, heterogeneity, microphysics, entrainment, mixing, simulation, retrieval scheme, satellite, subgrid variability, GCM.

TITRE : **Transfert radiatif dans les nuages
de couche limite hétérogènes**

AUTEUR : Frédéric CHOSSON

DIRECTEUR : Jean-Louis BRENGUIER

CO-DIRECTEUR : Lothar SCHÜLLER

DISCIPLINE : Physique de l'atmosphère

DATE DE SOUTENANCE : 27 février 2006

LIEU DE SOUTENANCE : Centre National de Recherches Météorologiques
Météo-France, 42 avenue G. Coriolis
31057 TOULOUSE Cedex 1, France

RÉSUMÉ

L'hétérogénéité des nuages de couche limite est la somme de la variabilité 3D de l'eau nuageuse et de la variabilité microphysique décrivant les distributions dimensionnelles locales des gouttelettes. L'impact radiatif de ces variabilités est étudié d'une part sur le calcul de l'albédo d'une maille de modèle de grande échelle (GCM), et d'autre part sur la restitution des paramètres nuageux par satellite. La méthode employée utilise conjointement des simulations LES, 2 schémas extrêmes d'entraînement/mélange et un modèle de transfert radiatif 3D. Les résultats sont contraints par comparaison à des mesures in-situ et de télédétection. Il est montré que la variabilité microphysique est la source principale d'incertitude tant pour le calcul de l'albédo dans les GCM que pour la restitution des paramètres nuageux microphysiques. Elle peut conduire à une surestimation importante de l'effet indirect des aérosols dans les GCM et une sous-estimation importante de sa mesure par télédétection.

MOTS CLEFS :

Nuage, transfert radiatif, couche limite, hétérogénéité, microphysique, entraînement, mélange, simulation, schéma de restitution, satellite, variabilité sous-maille, modèles de grande échelle.