



HAL
open science

Paramétrisation de la couche limite atmosphérique convective et représentation du cycle diurne des nuages dans un modèle de climat.

Catherine Rio

► **To cite this version:**

Catherine Rio. Paramétrisation de la couche limite atmosphérique convective et représentation du cycle diurne des nuages dans un modèle de climat.. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT: . pastel-00003728

HAL Id: pastel-00003728

<https://pastel.hal.science/pastel-00003728>

Submitted on 22 Jul 2010

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

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

THÈSE de DOCTORAT de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : **Océanologie, Météorologie et Environnement**

par

Catherine Rio

PARAMÉTRISATION DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE CONVECTIVE ET REPRÉSENTATION DU CYCLE DIURNE DES NUAGES DANS UN MODÈLE DE CLIMAT

Thèse soutenue le 21 décembre 2007 devant le jury composé de :

Rapporteurs :	M. Hubert GALLÉE M. Patrick MASCART
Examineurs :	Mme Pascale BRACONNOT M. Alain CHÉDIN M. Jean-Yves GRANDPEIX Mme Françoise GUICHARD
Directeurs de thèse :	M. Frédéric HOURDIN M. Hervé LE TREUT

Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS
Institut Pierre Simon Laplace

Merci !

“Bonjour,

J’ai fait le point sur les différents stages proposés par le LMD et c’est celui que tu as proposé qui m’intéresse le plus. Si c’est toujours d’accord, j’accepte donc le stage dont nous avons parlé.”

Voici le mail, facilement retrouvé dans ma boîte mail aussi bien rangée que mon bureau au LMD, que j’envoyai en janvier 2004 à Frédéric Hourdin. A l’époque, les termes “couche limite atmosphérique” et “paramétrisation” étaient encore obscurs pour moi, mais qu’importe : ils représentaient l’occasion tant espérée de travailler dans la modélisation de l’atmosphère. Ce mail en apparence anodin devait me plonger dans un tourbillon très grande échelle, communément appelé “thèse”, et dont je devais sortir au bout d’un peu plus de trois années de code, de bibliographie, de réflexions, de réunions, de séminaires, d’équations, de bugs, mais aussi heureusement d’échanges, de voyages et de pauses café !

Un immense merci pour commencer à Frédéric Hourdin ! Ce travail de thèse n’aurait pu voir le jour sans son implication et son enthousiasme. Que ce soit à quelques mètres entre nos bureaux, à 4180 km entre Dakar et Paris ou encore à 9898 km entre Dakar et Vancouver, le contact n’a jamais été rompu, et les discussions se sont enrichies au fil du temps. Merci Frédéric d’avoir pris le temps de me guider sur le chemin sinueux de la thèse, d’avoir lu et relu l’article et le manuscrit de thèse jusqu’à des heures avancées de la nuit, d’avoir su être exigeant et encourageant à la fois !

Merci à Jean-Yves Grandpeix pour son intérêt pour tous les aspects de cette thèse, même pour la couche limite ! J’ai beaucoup apprécié nos nombreuses discussions à la fois philosophiques et scientifiques qui m’ont souvent permis d’avancer dans la compréhension de la convection !

Merci à Hervé Le Treut d’avoir accepté d’être le directeur de cette thèse et qui m’a ainsi ouvert les portes du LMD.

Merci beaucoup à Patrick Mascart et Hubert Gallée qui ont accepté d’être les rapporteurs de ce travail et qui ont rempli la longue tâche de lire ce manuscrit de A à Z. Merci à Françoise Guichard et Pascale Braconnot pour les discussions fructueuses lors de mes comités de thèse et d’avoir fait partie du jury. Merci enfin à Alain Chédin d’avoir donné une teinte supplémentaire à ce travail et d’avoir accepté de le juger dans son ensemble. Merci à tous les membres du jury, tous présents malgré la grève, de s’être intéressés à mon travail et d’avoir provoqué des discussions enrichissantes lors de la soutenance.

Merci à tous ceux qui ont consacré une part de leur temps à la relecture de ce manuscrit : Frédéric, Jean-Yves, Alain, Rémy, Soline et Jean-Louis. Merci aussi à ceux qui m’ont écoutée les jours précédents la soutenance : Frédéric, François, Jean-Louis, Marie-Pierre, Rémy et Jean-Yves. Merci bien sûr à ceux qui m’ont aidée à gérer le fameux "stress du pot de thèse" : Jean-Marc et Carinne, Marie-Hélène, Guillaume, Marie-Pierre, Laurent, Katerina, Ehouarn, Marjolaine, Suzanne et Joséphine !

Je ne peux ne pas évoquer ici certaines personnes qui ont jalonné mon parcours jusqu’à la thèse, et qui, d’une façon ou d’une autre, ont contribué à me faire arriver jusqu’ici. A commencer par les professeurs de la prépa du lycée Claude Bernard : Monsieur Rooy et ses expériences de physique amusante, Madame Pajus et ses TDs de maths théoriques, Monsieur Chéron et ses TP de SI, Monsieur Giovacchini et ses cours passionnants de littérature ! Je pense bien sûr ensuite à la DMN team de l’Ecole Centrale Nantes, et aux grands passionnés de mécanique des fluides qui la constitue, notamment Jean Piquet, Guy

Capdeville et Michel Visonneau. Merci à tous les faisans de la MFN qui ont rendu les cours de turbulence et discrétisation numérique plus ludiques ! Une pensée particulière pour ceux qui m'ont accompagnée au cours de ces années d'immersion dans la méca flu : Pierre, Arnaud, Cécile, Marc, François, Naël, Loïc, Maxime, Romain, Vincent, sans oublier bien sûr l'équipe des basketteuses ! Je pense pour finir à Katia Laval et Vladimir Zeitlin du DEA OME, qui m'ont conduit devant les portes de l'équipe Jussieu du Laboratoire de Météorologie Dynamique.

Une thèse, c'est un peu plus de trois années passées dans un laboratoire, au rythme de ses réunions, ses séminaires et ses discussions scientifiques. Merci à Jean-Louis Dufresne pour la bonne ambiance dans l'équipe climat ! Merci à Marie-Pierre Lefèvre pour toutes les heures passées à faire tourner le modèle 1D sur ma machine et pour nos nombreuses interactions au fil du temps. Merci à Pascal Marquet de m'avoir fourni les différents cas d'étude 1D de ce travail, me faisant gagner un temps précieux à consacrer à l'analyse des résultats. Merci à Alain Chédin d'avoir initié à la suite d'un séminaire le projet du pyro-thermique. Merci à Alain pour sa patience et sa confiance malgré les délais plus longs que prévus. Merci à Alain Lahellec pour son intérêt pour nos avancées sur la couche limite et la relecture attentive du chapitre 3. Merci aussi à Anne Mathieu qui a co-encadré mon stage de DEA et m'a lancé sur la voie du thermique nuageux. Je pense aussi à Olivia Coindreau pour notre courte mais très sympathique collaboration autour des paramétrisations de LMDz et à Martial Haeffelin pour nos interactions autour des observations du SIRTA ! Merci aussi à Sandrine Bony pour sa bonne humeur et sa gentillesse, mais aussi de m'avoir transmis par son enthousiasme la passion des nuages de "shallow convection" !

Un grand merci à Martine Maherou de s'être occupée de mes ordres de mission, trop souvent déposés au dernier moment ! Merci aux rois de l'informatique et du réseau, Véronique Fabart, Laurent Fairhead et Robert Franchisseur, à qui j'ai eu recours bien souvent !

Merci aussi à ceux avec qui j'ai partagé mon bureau quelques temps ! Ionela Musat pour sa patience à répondre à toutes mes questions, Rémy Roca pour ses nombreux conseils et Soline Bielli pour sa gentillesse.

J'ai aussi eu la chance de voyager pendant ces trois années de thèse.

Merci à Amadou Gaye pour son accueil à Dakar et au LPAOSF, ainsi qu'à tous les membres du laboratoire, et à Mamadou Siby, le chef du protocole ! Je garde un souvenir intense des deux semaines de SOP à Dakar partagées avec Laurence Picon et Abdoulaye Deme autour du secrétariat scientifique ! Merci à Frédéric et Anne de m'avoir accueillie au sein de leur joyeuse tribu !

Merci à Phil Austin de m'avoir donné l'opportunité de passer deux mois et demi à l'université de British Columbia, à Vancouver. Expérience enrichissante et marquante à bien des titres ! Je garde un excellent souvenir des heures de travail partagées avec Fleur Couvreur et de nos discussions passionnantes autour de la physique des processus ! Cette collaboration a marqué un tournant décisif au cours de cette thèse. Merci à Fleur et à Etienne pour leur amitié précieuse durant cette période.

Bien sûr la vie de laboratoire ce n'est pas seulement les réunions climat, les longues heures solitaires passées devant le PC et les débuts en série. C'est aussi des relations humaines au jour le jour, des amitiés qui naissent et des adieux à la fin de chaque contrat...

Merci avant tout au comité d'organisation des fêtes, Martine, Marie-Pierre et Laurent, pour les nombreux événements festifs qui ont jalonné mon séjour au LMD ! Merci à Jean-Louis d'avoir partagé parfois le déjeuner des thésards ! Merci aussi d'avoir commencé l'escalade en même temps que moi, l'occasion de partager le récit de nos voies en 4A au coin café le vendredi matin ! Merci à Marie-Pierre pour ses récits et photos de voyage qui me faisaient rêver les grises journées d'hiver. Merci à Frédéric et Jean-Yves pour nos discussions joviales autour d'un bon repas à l'occasion des diverses conférences ! Je garde un excellent souvenir des discussions menées à la cantine et au coin café avec tous les membres du laboratoire ! Je pense à François et Francis pour nos discussions récurrentes sur la montagne, l'escalade, la voile et autres récits d'aventure, à Filipe pour les débats au coin café, à Ehouarn pour sa gentillesse et son

fameux chapeau, prêté un temps au bonhomme de neige du bureau, à Frédérique pour ses bons gateaux italiens ! Merci à Martine pour nos fréquentes discussions sur la vie et la "grande littérature" !

Je garderai toujours un souvenir ému de la bande au complet de "la grande époque" : Katerina, Mathieu, Guillaume, Tristan, Jing-Mei, Sébastien et Marjolaine. Nos longues discussions à la cantine à refaire le monde, nos idées farfelues, et surtout nos fous rires quotidiens ! Merci à Mathieu de nous inciter à réaliser nos rêves, à Tristan pour son humour inimitable, à Marjolaine pour son franc-parler rafraîchissant, à Jing-Mei pour son décalage culturel enrichissant, à Sébastien pour ses soirées mouvementées, à Guillaume pour avoir partagé avec moi quatre belles années de DEA et de thèse ! Merci enfin à Katerina, sa joie de vivre, son rire, son écoute, son soutien !

Je n'oublie bien sûr aucun des thésards, postdocs et autres "précaires" du laboratoire ! Et d'abord ceux de mon bureau ! Merci à Julien, Matthieu, Alexandre et Audrey (et oui, on était nombreux dans le bureau... !) pour l'ambiance à la fois sympathique et studieuse du bureau, et cela, à toute heure de la journée ! Sans oublier bien sûr Mohamed, Camille, Aymeric, Francisco et Fred ! Merci à Joséphine de m'avoir motivée quelques temps pour la piscine, pour sa joie de vivre, et ses délicieux petits plats ! Je n'oublie pas les derniers arrivants, la relève des thésards, avec qui je n'ai malheureusement eu que peu d'échanges lors des derniers mois de la thèse : Abdoul Khadre, Youssouf, Alberto et Jean-Baptiste ! J'ai aussi une pensée pour les stagiaires qui se sont succédés au labo : Clotilde, Romain, ainsi que Sandrine et Nicolas et leur accent chantant du Sud !

Même si la thèse dévore peu à peu l'emploi du temps du thésard, elle incite à se dépasser même en dehors du labo ! Je me suis ainsi lancée dans l'escalade avec le DAPS puis l'AS, l'occasion de faire le vide ! Merci à David de m'avoir appris tout ce que je sais en escalade dans le sérieux et la bonne humeur ! Merci à Sandrine et Rachel pour les nombreuses longueurs parcourues ensemble le jeudi soir ! Merci à Lionel de m'avoir menée sur ma première grande voie en falaise à Orpierre, et à Gérard d'avoir partagé avec moi cette première ! Un grand merci à Rémy, qui m'a guidée sur mon premier 4000, au sommet du Grand Paradis ! Je pense aussi à Laurent, Jérôme, Pierre, Virginie et Arnaud qui ont partagé cette grande aventure avec moi !

Un merci tout particulier à Suzanne et Laurent pour leur amitié inestimable, leur présence dans les moments importants ! Merci à Jérémie de m'accompagner au jour le jour, dans les périodes de stress comme dans les moments sereins ; merci d'avoir toujours soutenu mes choix ! Merci enfin à ma famille, mes parents, Jean-Marc, Marie-Hélène et Nathalie, d'être là pour moi depuis le premier jour !

Et merci à toi, lecteur, grâce à qui ce travail de thèse prend tout son sens !

Résumé

L'objectif principal de cette thèse est d'améliorer la représentation du cycle diurne des nuages convectifs dans les modèles de circulation générale atmosphérique grande-échelle. La sous-estimation des nuages bas, le déclenchement prématuré des précipitations convectives ainsi que leur arrêt prématuré en fin de journée sont des biais communs à la plupart des modèles de climat. L'amélioration de ces différents aspects passe notamment par une représentation plus réaliste des mouvements convectifs de la couche limite atmosphérique.

Pour cela, les processus en jeu dans la turbulence de couche limite, la convection sèche et nuageuse, peu profonde et profonde, sont d'abord étudiés à l'aide d'observations et de simulations haute résolution. Cela permet d'établir les hypothèses à la base de la paramétrisation que l'on souhaite développer. Pour essayer de prendre en compte toutes les échelles de turbulence observées dans la couche limite convective, on combine à un schéma diffusif classique une paramétrisation en flux de masse représentant les structures cohérentes de la couche limite : le modèle du thermique nuageux. Le schéma est principalement testé dans une version unicolonne du modèle LMDZ, développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique, sur des cas particuliers de convection continentale, sèche et nuageuse, peu profonde et profonde, et évalué à partir d'observations et de simulations haute résolution. La représentation explicite d'un panache ascendant entraînant et détraînant, ainsi que d'une subsidence compensatoire dans l'environnement, permet d'améliorer le cycle diurne de la couche limite et des cumulus qui se forment par beau temps. Cette meilleure représentation des nuages de couche limite a par ailleurs des répercussions sur le cycle diurne de la convection plus profonde associée aux orages et prise en compte par une paramétrisation indépendante. Le contrôle du déclenchement et de l'intensité de la convection profonde par les processus dits sous-jacents, de couche limite d'une part et liés à la formation de poches froides sous le système convectif précipitant d'autre part, permet de retarder le déclenchement des précipitations de plusieurs heures et de les maintenir plus tard dans la soirée.

Enfin, les développements effectués sont adaptés à la représentation de la convection induite par les feux de biomasse dans les Tropiques. Initialisé par les caractéristiques des feux dans ces régions, le modèle du thermique nuageux devient celui du pyro-thermique nuageux, avec des panaches qui restent confinés dans la couche limite mais peuvent aussi percer jusqu'à la moyenne troposphère.

Les différentes paramétrisations évoquées sont destinées à faire partie de la nouvelle version 3D de LMDZ, en vue des simulations climatiques à effectuer dans le cadre du prochain rapport du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC).

Abstract

The main objective of this work is to improve the representation of the diurnal cycle of convective clouds in General Circulation Models. Some biases in the representation of this diurnal cycle are commonly found in GCMs : under-estimation of low clouds, precipitations in phase with solar activity while the maximum of precipitations is observed in the late afternoon. A better representation of convective processes in the boundary layer is one of the key issues to improve those various aspects in GCMs.

Processes involved in boundary layer turbulence, dry and moist convection, either shallow or deep, are first studied using observations and high resolution simulations. This leads to various hypothesis at the basis of the parameterization we want to develop. To try to take into account all turbulent scales of the convective boundary layer, a classical diffusive scheme is combined with a mass-flux scheme representing boundary layer coherent structures : the cloudy thermal plume model. The scheme is implemented in an 1D configuration of the GCM LMDZ, developed in the Laboratoire de Météorologie Dynamique, and evaluated against observations, Large Eddy Simulations and Cloud Resolving Models on cases of dry, shallow and deep convection over land. The explicit representation of a mean ascending plume, entraining and detraining, and of a compensating subsidence in the environment, improves the diurnal cycle of the boundary layer and shallow cumulus clouds. This better representation of boundary layer clouds has an impact on the diurnal cycle of deep convection associated with precipitations and parameterized independently. By controlling deep convection by so-called "underlying processes", like boundary layer convection or wakes generated by evaporation of precipitations under the convective system, it is possible to delay the onset of precipitations by several hours and to maintain them after sunset.

Finally, developments are adapted to the representation of convection induced by biomass burning in the Tropics. Initialized by fires characteristics, the thermal plume model becomes the pyro-thermal plume model, generating plumes in the boundary layer which can also reach the mid-troposphere.

The various parameterizations used in this study will be part of the new 3D version of LMDZ, in order to run the simulations required for the next IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) report.

Table des matières

1	Introduction	15
1.1	Les cumulus dans le système climatique	16
1.1.1	Les nuages convectifs	16
1.1.2	Impacts locaux des cumulus de couche limite	18
1.1.3	Impacts globaux des cumulus de couche limite	19
1.2	Enjeux de la modélisation	20
1.2.1	Etudes de processus	21
1.2.2	Simulation du changement climatique	21
1.2.3	Le développement d'un modèle de climat	23
1.3	Organisation de la thèse	24
2	Moyens d'étude	27
2.1	Les observations disponibles	27
2.1.1	Campagnes d'observations des nuages de couche limite et des systèmes précipitants	27
2.1.2	L'observation de la couche limite et des nuages au SIRTAs	29
2.1.3	Les satellites	31
2.2	Thermodynamique et équations d'évolution	32
2.2.1	Caractéristiques d'une particule d'air	32
2.2.2	Stabilité locale de l'atmosphère	33
2.2.3	Les équations d'évolution	34
2.3	Les modèles numériques	35
2.3.1	Les simulations des grands tourbillons	35
2.3.2	Les modèles explicites de nuages	36
2.3.3	Modèles de Circulation Générale	37
2.4	Evaluation des GCMs	38
2.4.1	Climatologies	38
2.4.2	Configuration 1D	39
2.4.3	Etudes régionales	40
3	La couche limite atmosphérique convective et sa paramétrisation dans les GCMs : Le modèle du thermique nuageux	43
3.1	La couche limite atmosphérique convective	43
3.1.1	La couche limite atmosphérique	43
3.1.2	Les structures organisées de la couche limite	49
3.1.3	Formation des nuages en sommet de couche limite	55
3.1.4	Caractérisation des thermiques de couche limite	59
3.2	Paramétrisation de la couche limite convective	63
3.2.1	Approche classique : La diffusion turbulente	63
3.2.2	Vers la prise en compte des structures cohérentes de la couche limite	66
3.2.3	Combinaison des approches diffusive et en flux de masse	70

3.3	Le modèle du thermique nuageux : Représentation de la couche limite convective nuageuse	75
3.3.1	Présentation de l'article	75
3.3.2	Article	77
3.3.3	Développements futurs	97
3.4	Bilan	97
4	Entraînement et déentraînement dans les cumulus	99
4.1	Observations et modélisation	99
4.1.1	Que nous apprennent les observations ?	99
4.1.2	La représentation des processus de mélange dans les paramétrisations	105
4.1.3	Quels taux de mélange pour les paramétrisations ?	107
4.2	Etude LES de cumulus individuels	111
4.2.1	Présentation des nuages isolés	111
4.2.2	Calcul direct des taux de mélange pour chaque cumulus individuel	112
4.2.3	Ensemble de cumulus	131
4.3	Des LES à la paramétrisation	134
4.3.1	Analyse conditionnelle des thermiques de couche limite dans les LES	134
4.3.2	Calcul de l'entraînement et du déentraînement à partir de l'état moyen dans les LES	137
4.3.3	Amélioration du modèle du thermique	143
4.4	Bilan	152
5	La transition vers la convection profonde	155
5.1	Co-existence des cumulus et cumulonimbus	155
5.1.1	Paramètres clés de la transition	155
5.1.2	Lien entre convection peu profonde et profonde dans les GCMs	160
5.1.3	La convection profonde dans LMDZ	163
5.2	Couplage entre le modèle du thermique et le schéma de KE sur le cas EUROCS	165
5.2.1	Le cas EUROCS	165
5.2.2	Interactions entre le modèle du thermique et le schéma de convection profonde	167
5.2.3	Couplage des deux schémas	172
5.3	Validations à l'aide du CRM MESO-NH	176
5.3.1	Thermique et convection profonde	177
5.3.2	Thermique, convection profonde et poches froides	183
5.4	Bilan	188
6	Application du modèle du thermique à la convection induite par les feux de biomasse	191
6.1	Feux de biomasse et émissions de CO ₂ dans les Tropiques	192
6.1.1	Saisonnalité et cycle diurne des feux de biomasse	192
6.1.2	Impact sur le contenu en CO ₂ de l'atmosphère	193
6.1.3	Caractéristiques des feux	197
6.2	Modélisation des panaches convectifs induits par les feux	199
6.2.1	Un modèle haute résolution de type LES : le modèle ATHAM	200
6.2.2	Une paramétrisation des panaches issus des feux de biomasse	201
6.2.3	Représentation de ces panaches à l'aide du modèle du thermique	205
6.3	Applications	208
6.3.1	Cas particuliers	208
6.3.2	Simulations 3D	217
6.4	Bilan	226

7	Conclusions et perspectives	229
7.1	Conclusions	229
7.1.1	Retour sur les développements effectués	229
7.1.2	La représentation du cycle diurne des nuages dans LMDZ	230
7.1.3	Le transport dans LMDZ	231
7.2	Perspectives	231
7.2.1	Développements futurs	231
7.2.2	Nouveaux cas d'étude	232
7.2.3	Nouvelle version 3D de LMDZ	233
A	Formulation numérique	239
B	Acronymes	241
C	Liste des symboles	245
	Références bibliographiques	248

Chapitre 1

Introduction

“Après dissipation des brumes matinales le ciel sera dégagé jusqu’à l’apparition de cumulus en fin de matinée. Au cours de l’après-midi, le temps se fera de plus en plus menaçant avec un risque élevé d’orage en fin d’après-midi”. Ce scénario typiquement observé l’été sur les continents traduit le lien étroit du cycle de vie de certains nuages avec l’ensoleillement. On dit qu’ils suivent un cycle diurne marqué. La bonne représentation de ce phénomène dans les modèles est primordiale pour prévoir le temps qu’il fera dans les jours à venir, à l’échelle météorologique, mais on pense qu’il l’est aussi pour prévoir l’évolution du climat. A l’échelle climatique, c’est-à-dire sur des périodes de plusieurs décennies, la prise en compte des seuls processus atmosphériques ne suffit pas, et il faut aussi considérer les interactions entre l’atmosphère, l’océan, la surface continentale, la végétation et la cryosphère (neiges et glaciers). L’ensemble de ces différentes composantes constitue le système climatique. Chacune joue un rôle sur le bilan radiatif de la Terre, qui résulte de l’équilibre qui s’établit entre le rayonnement solaire reçu au sommet de l’atmosphère et le rayonnement infrarouge émis par la Terre vers l’espace. Les nuages interagissent très fortement avec ces rayonnements, et jouent aussi un rôle dans les interactions entre les différentes composantes du système climatique. Comment un déséquilibre de ce système par un forçage extérieur, comme une variation de la concentration de gaz à effet de serre dans l’atmosphère, va-t-il se répercuter sur le cycle de vie des nuages, et quel impact cela aura sur le climat futur ? Pour répondre à ces questions, il est important d’identifier le rôle des nuages dans le système climatique et d’améliorer leur représentation dans les modèles de climat, et notamment leur cycle de vie.

Il existe de nombreux nuages de tailles et de formes différentes, ce qui reflète la variété des processus à l’origine de leur formation. La plupart des nuages se forment dans la couche la plus basse de l’atmosphère, appelée troposphère, dans laquelle la température diminue avec l’altitude et dont la hauteur varie d’une dizaine de kilomètres aux pôles à environ 17 km dans les Tropiques. Pour les identifier, les nuages sont souvent classés en fonction de la hauteur de leur base, en trois catégories : les nuages hauts, les nuages moyens et les nuages bas. A l’intérieur de chaque catégorie, on peut encore classer les nuages en fonction de leur épaisseur optique, qui traduit la faculté des nuages à laisser passer le rayonnement solaire.

Les nuages hauts englobent tous les nuages dont la base est située au-dessus de 3 km dans les régions polaires, 5 km dans les régions tempérées, et 6 km dans les régions tropicales. Ils prennent souvent l’apparence de filaments blancs, d’aspect fibreux (cirrus, cf fig. 1.1 en bas à droite) ou granuleux (cirrocumulus), formant parfois un voile nuageux et blanchâtre (cirrostratus). Ces nuages sont principalement constitués de cristaux de glace.

Les nuages moyens ont leur base située au-dessus de 2 km. Ils forment souvent une couche nuageuse d’aspect fibreux (altostratus) ou sont constitués d’éléments plus petits soudés ou non (altocumulus).

Enfin les nuages bas ont leur base située en-dessous de 2 km. Ils se forment dans la partie basse de la troposphère, affectée par la présence de la surface et appelée couche limite atmosphérique, dont la hauteur varie de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres. Parmi les nuages dits stratiformes, on dis-



FIG. 1.1 – Photos de nuages : étendue de stratocumulus (en haut à gauche), cumulus (en haut à droite), cumulonimbus caractérisé par son enclume (en bas à gauche) et cirrus (en bas à droite), (source : <http://www.astrosurf.com/luxorion/meteo-nuages-images.htm>).

tingue notamment les stratus, qui forment une couche nuageuse continue fine, et les stratocumulus, qui sont constitués d'éléments nuageux distincts (cf fig. 1.1 en haut à gauche). Dans cette thèse, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux nuages dits cumuliformes. Ces nuages englobent les cumulus et les cumulonimbus. Les cumulus apparaissent souvent par bandes de nuages dont la base est uniforme et le sommet prend l'aspect de bourgeons (cf fig. 1.1 en haut à droite). Lorsque leur étendue verticale est de l'ordre du kilomètre, ce qui ne permet pas aux précipitations de se former, ils couvrent de 10 à 30% du ciel. On y fait alors référence comme à des cumulus de beau temps. Lorsque leur extension verticale s'étend jusqu'à 3 ou 4 km, la couverture nuageuse augmente et ils sont alors au stade congestus, dans lequel des précipitations peuvent se former. Les cumulonimbus sont des nuages denses dont l'extension verticale peut atteindre 10 km. Leur partie supérieure est aplatie et peut prendre la forme d'une enclume (cf fig. 1.1 en bas à gauche). Ce sont des nuages précipitants.

1.1 Les cumulus dans le système climatique

1.1.1 Les nuages convectifs

Les phénomènes à l'origine de la formation des nuages sont variés, mais sont toujours dus au refroidissement d'une masse d'air. Ce refroidissement peut être lié au soulèvement d'une masse d'air par un relief, au déplacement de masses d'air par advection grande-échelle, ou encore à un effet radiatif près de la surface. Les nuages convectifs se forment au sommet de cellules convectives constituées d'un mouvement ascendant d'air plus léger que son environnement accompagné d'un mouvement subsident compensatoire. Dans le cas des cumulus, ces cellules prennent naissance dans la couche limite. Les interactions avec la surface y génèrent de la turbulence, qui provoque le mélange des couches d'air et le transport de chaleur et de vapeur d'eau. Dans certaines conditions, des particules d'air atteignent la saturation, la vapeur d'eau se condense et des nuages se forment. Selon les conditions météorologiques et l'intensité du chauffage ou de la turbulence, les nuages formés sont des stratocumulus, des cumulus ou des cumulonimbus. Dans cette étude, nous nous intéresserons aux nuages exclusivement formés par mouvements convectifs : les cumulus et les cumulonimbus. Leur cycle de vie est lié au cycle de vie de la

couche limite dans laquelle ils se forment.

Caractéristiques des nuages convectifs

Dans la couche limite, la taille des structures turbulentes varie de quelques millimètres à quelques kilomètres. Dans notre étude, les structures d'une taille inférieure à 200 m seront associées à des phénomènes de petite-échelle. Les cellules convectives à l'origine de la formation des cumulus ont des tailles allant de 200 m à 2 ou 3 km et nous les associerons à de la convection peu profonde. Celle-ci est caractérisée par des vitesses verticales de l'ordre de quelques m s^{-1} . Dans le cadre de notre étude, "convection peu profonde" sera aussi synonyme de convection non précipitante, même si dans la réalité les cumulus peuvent générer des précipitations, notamment de la bruine. Les cellules convectives à l'origine de la formation des cumulonimbus s'étendent pour leur part de quelques kilomètres jusqu'à plus de 10 km. Nous parlerons alors de convection profonde, à laquelle nous associerons des processus dits à méso-échelle. La vitesse verticale dans ces cellules peut atteindre plusieurs dizaines de m s^{-1} . La convection profonde est également caractérisée par la présence de gouttes liquides et de cristaux de glace ainsi que de précipitations. La formation des précipitations et leur évaporation créent une dynamique très différente de celle des cumulus.

Le cycle diurne des nuages convectifs

Au-dessus des continents, les nuages convectifs présentent un cycle diurne marqué, lié à l'influence du chauffage solaire sur le développement de la couche limite et des cellules convectives. Ainsi, les cumulus apparaissent souvent en fin de matinée ensoleillée pour persister puis disparaître en fin d'après-midi. Dans certaines conditions, la convection profonde apparaît au cours de la journée, provoquant des précipitations maximales en milieu d'après-midi. Par exemple, la fig. 1.2 (en haut) montre le cycle diurne moyen entre le 11 janvier et le 28 février 1999 des précipitations convectives observées au cours de la campagne TRMM/LBA en Amazonie (Tropical Rainfall Measuring Mission/ Large-scale Biosphere-atmosphere experiment in Amazonia) (Pereira et Rutledge, 2006). On voit sur ce graphique que le régime convectif peu profond peut donner des précipitations qui sont maximales entre 13h et 14h, alors que les précipitations liées au régime convectif profond augmentent à partir de 10h et atteignent un maximum en milieu d'après-midi. Cette figure illustre également l'influence des conditions à grande-échelle sur le développement de la convection. Par exemple, dans ce cas particulier, le régime de vent d'est est caractérisé par la formation de cellules convectives isolées qui évoluent en systèmes convectifs méso-échelle donnant de fortes précipitations alors que le régime de vent d'ouest donne de la convection plus faible. Sur la période étudiée, le régime convectif peu profond ne contribue que pour 10% aux précipitations totales sur la journée, le régime convectif profond pour 67% et le régime stratiforme pour 23%.

Au-dessus des océans, où les conditions de surface sont plus stationnaires, le cycle diurne est moins marqué, et on observe souvent des étendues de stratocumulus pendant plusieurs jours d'affilée. Cela est illustré sur la fig. 1.2 (en bas) qui montre le cycle diurne moyen des précipitations convectives au-dessus du Pacifique Est pendant la campagne EPIC (Eastern Pacific Investigation of Climate Processes in the Coupled Ocean-Atmosphere system) entre le 11 septembre et le 11 octobre 2001 (Pereira et Rutledge, 2006). Cette figure montre également que le cycle diurne dépend fortement du régime de vent. Le régime de vent du sud-est caractérisé à cet endroit par un fort cisaillement de vent vertical. Dans ce régime, les pluies convectives augmentent à partir de 00h, et atteignent leur maximum vers 8h. Dans le régime de vent du nord, les précipitations augmentent plus tôt, vers 17h, et sont maximales vers 1h. Sur ce cas, la contribution des pluies stratiformes à la pluie totale est aussi importante que celle des pluies convectives (autour de 48%), alors que celle associée à la convection peu profonde ne représente que 3%. On peut également noter que les précipitations sont plus fortes au cours de la nuit qu'au cours de la journée.

Le cycle diurne des nuages peu profonds puis des nuages profonds est contrôlé par le cycle diurne de la couche limite sous-jacente, dans laquelle la turbulence se développe en phase avec le rayonne-

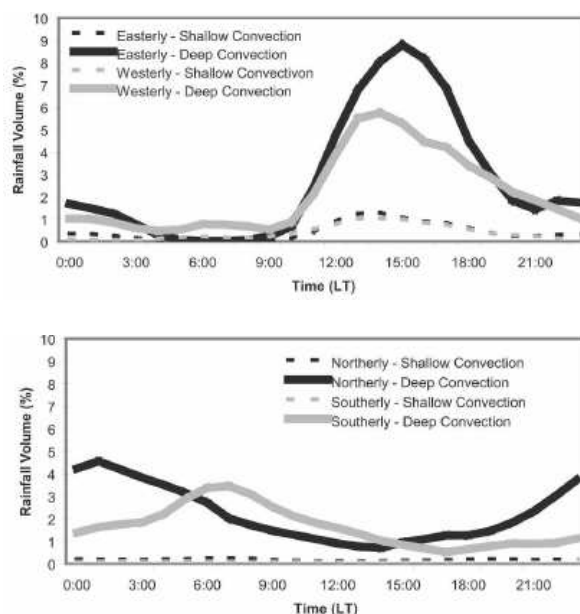


FIG. 1.2 – Contribution à la valeur quotidienne du total des précipitations des précipitations horaires associées à la convection peu profonde (pointillés) et à la convection profonde (trait plein) pour différents régimes de vent, au cours de la campagne TRMM/LBA en Amazonie (haut) et de la campagne EPIC dans le Pacifique Est (bas). Les valeurs sont filtrées par une moyenne glissante sur trois heures (issu de Pereira et Rutledge, 2006).

ment solaire. L'étude du cycle diurne des cumulus est donc indissociable de l'étude de l'évolution de la couche limite au cours de la journée. Dans notre étude, nous nous intéresserons surtout à la convection continentale, et l'étude du cycle de vie des nuages observés au-dessus des océans ne sera pas abordée.

1.1.2 Impacts locaux des cumulus de couche limite

Transport dans la couche limite

C'est dans la couche limite continentale que s'effectue la grande majorité des émissions de polluants. Les processus turbulents, convectifs et nuageux régissent le transport des gaz et des aérosols depuis la surface vers le sommet de la couche limite, où ils peuvent éventuellement passer dans la moyenne troposphère. La formation de nuages en sommet de couche limite peut accélérer le transport des polluants par des vitesses verticales plus fortes, et les redistribuer à des altitudes plus élevées selon la hauteur du sommet du nuage, où l'air nuageux est entraîné dans l'environnement. Ainsi, la redistribution du CO_2 émis en surface est étroitement liée aux processus de mélange dans la couche limite et aux nuages. Nous reviendrons sur l'effet de la condensation dans le transport vertical pour le cas précis des émissions associées aux feux de végétation.

Préconditionnement de la convection profonde

Contrairement aux cumulus de couche limite, la convection profonde n'est pas en phase avec le rayonnement solaire, avec un maximum d'intensité situé en milieu d'après-midi. Ce décalage semble lié à l'activité de la couche limite nuageuse et à son rôle dans la redistribution de chaleur et d'humidité. Aujourd'hui, un certain nombre d'études (Carpenter et al., 1998; Zhao et Austin, 2005b) mettent en avant l'image qui suit. Dans un premier temps, la formation des cumulus permet d'humidifier progressivement le sommet de la couche limite, favorisant la formation de nuages de plus en plus profonds.



FIG. 1.3 – *Cumulonimbus* vus par satellite (source : <http://la.climatologie.free.fr/nuages/nuage1.htm>)

Lorsque la convection profonde se déclenche, cet effet humidifiant et refroidissant des cumulus en sommet de couche limite permet de contre-balancer l'effet asséchant et réchauffant des cumulonimbus à ce niveau, qui a tendance à inhiber la convection. Ce processus contribuerait donc à maintenir la convection profonde au cours de la journée. Les cumulus auraient ainsi une influence sur l'heure de déclenchement des précipitations dans la journée et sur leur durée. Une vue satellite de tours convectives profondes émergeant d'un champs de cumulus sous-jacent est visible sur la fig. 1.3.

Couplage avec la surface

Le cycle diurne des cumulus est lié à l'activité convective de la couche limite, qui elle-même dépend fortement des conditions de surface. En même temps, les cumulus rétroagissent sur ces conditions de surface. Localement, l'activité convective associée aux cumulus augmente le transport vertical d'humidité. Cela a pour conséquence d'augmenter l'évaporation en surface. Cette humidité est transportée à son tour vers le sommet de la couche limite, favorisant la formation des nuages et accentuant le transport associé. C'est une rétroaction positive. Parallèlement, les nuages diminuent la fraction du rayonnement solaire qui atteint la surface, réduisant le flux de chaleur restitué par la surface à la couche limite. C'est une rétroaction négative.

1.1.3 Impacts globaux des cumulus de couche limite

La circulation de Hadley

A l'échelle globale, des nuages bas persistants sont observés entre 40°S et 40°N, dans la région des vents alizés (fig. 1.4). Ces vents réguliers soufflent de 20 à 30 km h⁻¹ dans les basses couches de l'atmosphère et sont dirigés du nord-est vers le sud-ouest dans l'hémisphère nord et du sud-est vers le nord-ouest dans l'hémisphère sud. La zone vers laquelle les alizés convergent est nommée zone de convergence inter-tropicale (ITCZ). Elle est formée de nuages convectifs profonds, qui constituent la branche ascendante de la circulation de Hadley-Walker, dont les zones de subsidence se situent vers 30° de latitude. Une coupe verticale schématique de cette circulation est représentée fig. 1.5 (figure du haut). Dans la zone de subsidence de la cellule, les nuages sont plutôt de type stratocumulus et constituent souvent un plafond nuageux persistant. Puis, les stratocumulus se déchirent et laissent place à des cumulus de plus en plus épais jusqu'à l'ITCZ où les cumulonimbus prennent le relais. Le rôle des cumulus d'alizé sur la circulation grande-échelle est le sujet de nombreuses études (Tiedtke, 1989; Neggers et al., 2007b, entre autres). Les cumulus et les cellules convectives associées redistribuent chaleur et humidité dans

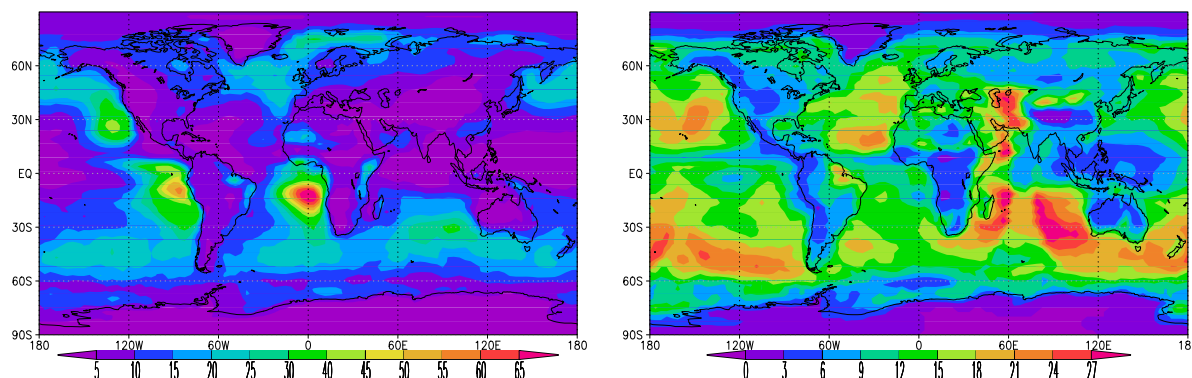


FIG. 1.4 – Moyenne sur les mois de juillet de la période 1983-2000 de la couverture nuageuse restituée à partir d'observations satellite par le projet ISCCP : nuages de type stratocumulus (à gauche) et de type cumulus (à droite).

la couche limite, où ils sont transportés par les vents alizés vers l'ITCZ, où ils alimentent finalement la convection profonde. Les effets de la subsidence contre-balaçent localement ceux des cumulus, ce qui permet le maintien d'un équilibre dans la région d'alizé.

Le bilan radiatif

Les nuages en général ont un impact important sur le bilan radiatif terrestre. En réfléchissant une partie du rayonnement solaire incident (effet parasol), et en absorbant une part, ils réduisent le flux solaire incident qui atteint la surface. En même temps, en absorbant le rayonnement infrarouge émis par la Terre (effet de serre), ils réduisent le flux radiatif qui s'échappe directement vers l'espace. L'impact relatif de ces deux effets dépend des propriétés microphysiques et macrophysiques des nuages. Les nuages bas comme les stratocumulus ou les cumulus ont un effet parasol fort et un effet de serre faible. En revanche, les nuages hauts comme les cirrus ont un effet parasol faible et un effet de serre fort. Les nuages bas à extension verticale importante, comme les cumulonimbus, ont un impact important dans les deux domaines de longueur d'onde. Ainsi, le refroidissement induit par l'effet parasol des cumulus est supérieur au réchauffement induit par leur effet de serre. Les cumulus ont un effet net refroidissant. L'importance des cumulus dans le bilan radiatif est surtout due au poids statistique fort des cumulus sur le globe, notamment dans les Tropiques (Bony et al., 2004). Mais elle est aussi liée à leurs effets sur la circulation grande-échelle, et notamment à leur rôle sur la couverture nuageuse associée à la convection profonde au niveau de l'ITCZ.

Le cycle hydrologique

Enfin, les cumulus comme les autres nuages jouent un rôle important dans le cycle hydrologique terrestre. Le cycle de l'eau recommence dans les océans où l'eau s'évapore dans l'atmosphère. Des nuages se forment et si une partie de l'eau est restituée aux océans par les précipitations, l'excédent est transporté par l'atmosphère et les nuages au-dessus des continents. Là, les précipitations sont plus abondantes que l'évaporation, et le surplus d'eau alimente les océans en eau douce par l'intermédiaire du ruissellement et des fleuves. Les cumulus sont donc un des maillons du cycle de l'eau et contribuent au transport d'énergie libérée par la condensation et consommée par l'évaporation.

1.2 Enjeux de la modélisation

L'influence des cumulus sur la circulation grande-échelle, le bilan radiatif, le cycle de l'eau et la convection locale en font un élément clef du système climatique. Cela implique qu'il est important de

prendre en compte ces différents effets pour étudier le climat et son évolution. Les modèles de climat visent à représenter cette évolution sur tout le globe et pendant plusieurs dizaines voire centaines d'années. Les contraintes liées aux moyens de calcul imposent des mailles dont la taille est bien plus grande que l'échelle des mouvements convectifs. Les processus associés à la formation des nuages doivent y être représentés à partir d'équations construites sur des hypothèses physiques, afin de simuler les effets de l'ensemble des nuages contenus dans la maille sur la circulation grande échelle, le bilan radiatif et le cycle de l'eau. On dit que les processus convectifs sont "paramétrisés", et l'ensemble des équations établies constitue une paramétrisation. Le choix des processus à paramétriser dans un modèle dépend de la résolution utilisée, qui dépend des applications considérées.

1.2.1 Etudes de processus

Plusieurs processus ont un rôle clef dans la formation des nuages. C'est le cas notamment des interactions entre la couche nuageuse et la couche limite et du mélange entre les nuages et leur environnement. Les observations des cumulus de couche limite sont peu abondantes. Si des profils verticaux de l'état de l'atmosphère sont disponibles, il reste difficile de reconstruire une image spatio-temporelle complète des structures turbulentes et nuageuses. Pour compléter les observations, on utilise des modèles haute résolution, qui simulent la dynamique et la microphysique de la couche limite et des nuages sur des domaines de quelques km². Les mailles de ces modèles sont suffisamment fines pour résoudre explicitement une partie des structures turbulentes de la couche limite. A partir de profils de température, humidité, vents, flux de chaleur en surface et forçage radiatif d'une situation observée, ces modèles tentent de reproduire l'évolution de cette situation au cours du temps.

Il est alors possible d'étudier par l'analyse des résultats de ces modèles les interactions entre les cumulus et la couche limite. On distingue par exemple les cumulus forcés, qui matérialisent le sommet des cellules convectives de la couche limite, des cumulus actifs, qui par le fort dégagement de chaleur qui accompagne leur formation, engendrent une dynamique qui leur est propre. Les interactions entre la couche limite et la couche nuageuse restent mal connues et demeurent le sujet de nombreuses études. A l'origine, les paramétrisations de la couche limite se sont développées indépendamment de celles des nuages, et le couplage entre les deux s'est révélé critique (Betts, 1976). Pour remédier à cela, les paramétrisations tendent aujourd'hui à unifier les processus de couche limite et les processus nuageux.

Un autre processus fondamental est celui du mélange entre les cellules convectives de la couche limite et leur environnement, que ce soit dans la couche sous-nuageuse ou dans la couche nuageuse. Une nouvelle fois, les contraintes liées aux observations, et notamment la difficulté de mesurer l'eau liquide, limitent les connaissances sur le sujet. Les modèles haute résolution viennent remplacer les expériences de laboratoire de ce phénomène (Simpson et al., 1965). Dans l'étude des processus de mélange, la phase initiale est de définir la frontière entre la cellule convective ou le nuage et son environnement. Nous verrons que la sélection des critères pour définir une cellule convective ou un nuage n'est pas triviale.

Les modèles haute résolution aident à mieux comprendre les processus physiques impliqués dans l'évolution d'une couche limite nuageuse et permettent d'alimenter les hypothèses à la base des paramétrisations développées pour les modèles de climat. Cependant, il faut garder à l'esprit que ces modèles ont eux aussi leurs limitations.

1.2.2 Simulation du changement climatique

Les études des changements climatiques se basent sur des hypothèses quant à l'évolution future des émissions de gaz à effet de serre ou de leur concentration dans l'atmosphère. En considérant divers scénarios de ces émissions dans le siècle à venir, les modèles de climat simulent l'évolution du climat global au cours des prochaines décennies. Depuis 1988, le GIEC (Groupe Intergouvernemental d'experts sur l'Evolution du Climat, en anglais IPCC pour Intergovernmental Panel on Climate Change) a encouragé la réalisation de simulations de l'évolution du climat en proposant différents scénarios d'émissions.

L'analyse des résultats de ces simulations fait partie d'un rapport dans lequel les conséquences des émissions anthropiques (liées à l'activité humaine) de gaz à effet de serre sur le climat sont évaluées. Pour ces travaux, le GIEC vient de recevoir le prix Nobel de la paix 2007. Le dernier rapport IPCC, l'AR4, a été publié en 2007, confirmant un réchauffement global de la planète, réchauffement plus intense sur les continents que sur les océans et dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud. Les modèles prévoient également des précipitations plus intenses dans les régions tropicales et aux moyennes et hautes latitudes, et plus faibles dans les sub-tropiques, avec notamment un risque de sécheresse accru en région méditerranéenne. Si les modèles s'accordent sur ces grandes lignes, ils donnent des résultats variés sur certaines régions du globe, comme par exemple en mer du Labrador, où les eaux froides plongent pour alimenter la circulation thermohaline, ou encore dans les régions de mousson, en Afrique et en Asie. Même à l'échelle globale, l'amplitude du réchauffement est encore incertaine. La variation de la température moyenne à la surface du globe en réponse à un doublement de la concentration de CO_2 dans l'atmosphère varie en effet de 2 à 5°C suivant les modèles. Cet écart de sensibilité est dû aux différents processus internes au système climatique qui amplifient ou amenuisent la réponse du système à un forçage externe. Ces processus internes sont appelés rétroactions climatiques.

Bony et al. (2006) font le bilan de l'importance relative de différentes rétroactions identifiées comme jouant un rôle déterminant dans le réchauffement : la vapeur d'eau, les nuages, l'albédo de surface dans les régions enneigées et glacées et le gradient vertical de température. La vapeur d'eau étant le principal gaz à effet de serre, son augmentation dans l'atmosphère, consécutive à un réchauffement, amplifierait ce réchauffement. Cela constitue une rétroaction positive. La fonte des neiges et des glaces liée à un réchauffement diminuerait la réflexion du rayonnement solaire par la surface, constituant une autre rétroaction positive. L'effet d'un réchauffement sur le gradient vertical de température semble affecter plus fortement la haute atmosphère que la surface, et constitue donc une rétroaction négative, l'émission de rayonnement vers l'espace étant accrue. En ce qui concerne les nuages, le signe et l'amplitude de la rétroaction climatique qui leur est associée reste incertaine, car cette rétroaction dépend de nombreux facteurs. L'estimation des rétroactions associées à ces différents processus dans différents modèles de climat a montré que si les rétroactions les plus fortes sont dues à la vapeur d'eau et au gradient vertical de température dans l'atmosphère, ce sont les rétroactions liées aux nuages qui expliquent la plus grande partie de la dispersion des réponses des modèles à une augmentation des gaz à effet de serre. Tous les modèles s'accordent cependant pour estimer une rétroaction des nuages positive à l'échelle globale (Colman, 2003; Soden et Held, 2006). Une analyse en régimes dynamiques (fig. 1.5) montre que, dans les Tropiques, la dispersion des réponses des modèles provient principalement des régions de subsidence, où sont observés stratocumulus et cumulus de couche limite. Cette dispersion des rétroactions nuageuses est aussi observée dans les régions extra-tropicales, bien que de plus faible ampleur. Ce rôle prépondérant des nuages bas dans la dispersion de la réponse des modèles est dû à la très grande surface couverte par ces nuages sur le globe, mais aussi à l'existence d'approches diverses pour prendre en compte ces nuages dans les modèles (Bony et al., 2006).

En plus des incertitudes purement liées au système climatique, il existe d'autres sources d'incertitude, comme le stockage et le transport du CO_2 ou l'effet des aérosols. Ce dernier est important pour la compréhension des processus nuageux, mais au premier ordre, il l'est moins que celui de la dynamique des nuages. Nous n'aborderons pas la problématique des aérosols dans cette étude, mais l'amélioration de leur représentation dans les modèles passe aussi par une meilleure représentation de la couche limite.

En effet, la couche limite et les nuages tiennent une place centrale dans les interactions entre les composantes du système climatique, qu'il faut prendre en compte d'un point de vue dynamique, physique et chimique. Les échanges entre la surface continentale et l'atmosphère d'une part et entre l'océan et l'atmosphère d'autre part, se font par l'intermédiaire de la couche limite. Le transport de vapeur d'eau associé contrôle le cycle hydrologique, tandis que le transport du CO_2 conditionne le cycle du carbone. Enfin, les nuages de couche limite, par leur effet sur le bilan radiatif, sont susceptibles de contrebalancer

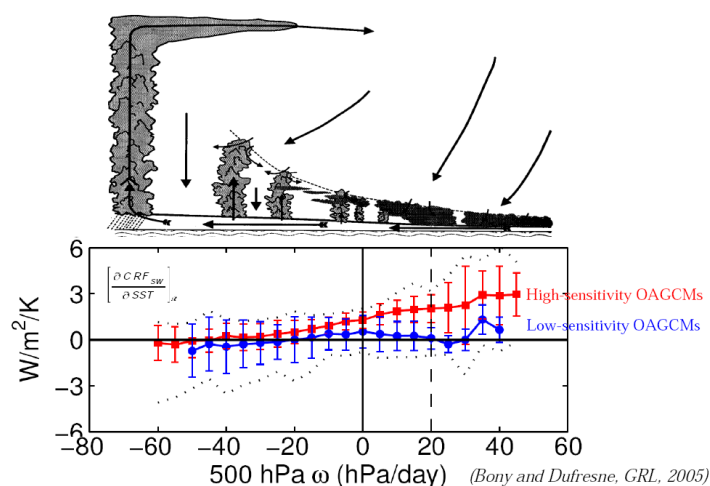


FIG. 1.5 – Sensibilité (en $W m^{-2} K^{-1}$) du forçage radiatif SW des nuages dans les Tropiques ($30^{\circ}S$ - $30^{\circ}N$) au changement de température de surface de la mer (SST) associé à un changement climatique (pour un scénario d'augmentation du CO_2 de 1% par an) calculée à partir de 15 modèles participants à l'AR4. La sensibilité est calculée en fonction du régime de circulation grande échelle caractérisé par la vitesse verticale grande-échelle à 500 hPa (les valeurs négatives correspondent à une zone d'ascendance grande-échelle et les valeurs positives à une zone de subsidence). Les résultats sont présentés pour deux groupes de modèles : modèles prédisant une anomalie positive (en rouge) et négative (en bleu) par rapport à la rétroaction moyenne du forçage radiatif net des nuages dans les Tropiques (issu de Bony et al., 2006).

une partie de l'augmentation de température liée à l'augmentation des gaz à effet de serre si leur couverture globale augmente, mais d'amplifier ce réchauffement si leur couverture diminue. Une représentation physique du transport associé aux processus de couche limite et à la convection nuageuse est donc une condition majeure pour une prévision fiable de l'évolution du climat.

1.2.3 Le développement d'un modèle de climat

Un enjeu de la modélisation est donc de comprendre les rétroactions nuageuses contrôlant la réponse du système climatique à une perturbation telle que l'augmentation de CO_2 dans l'atmosphère. L'étude de ces rétroactions nuageuses a donné naissance au projet CFMIP (Cloud Feedback Models Intercomparison Project), en collaboration étroite avec le groupe GCSS (GEWEX Cloud System Study) dont l'objectif est d'améliorer la représentation des nuages dans les modèles de climat à l'aide d'observations et de modèles haute résolution. Notre étude entre dans le cadre de l'amélioration de la représentation des nuages convectifs dans les modèles de climat. Si les questions liées aux rétroactions nuageuses y sont peu abordées, elles constituent une des perspectives majeures de ce travail.

L'outil central de cette étude est la composante atmosphérique du modèle de climat IPSL-CM4 qui a été utilisé pour les simulations climatiques du 4^e rapport IPCC, le modèle de circulation générale (GCM) LMDZ4. L'amélioration de la représentation des nuages dans ce modèle, comme dans les GCMs en général, est cruciale, mais complexe. En effet, les GCMs ne peuvent pas se contenter de reproduire de façon satisfaisante le climat actuel. Ils doivent le faire sur la base de paramétrisations suffisamment "physiques" pour espérer qu'ils puissent rendre compte correctement de l'évolution future du climat, non observée par définition. D'un autre côté, ces modèles se doivent d'être simples et robustes, pour être opérationnels et être mis en oeuvre sur de longues périodes de temps. Il ne s'agit pas de développer des paramétrisations ultra perfectionnées, mais des paramétrisations contenant suffisamment de physique

pour être réalistes. Cet équilibre entre réalisme et simplicité est un enjeu majeur pour les modélisateurs.

Depuis une dizaine d'années, l'équipe "modélisation" du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), porte un effort tout particulier sur l'amélioration des paramétrisations physiques du modèle de circulation générale LMDZ. Cela concerne toutes les composantes de la physique du modèle : la prise en compte des aérosols (Quaas et al., 2004; Dufresne et al., 2005), l'effet des montagnes (Lott et Miller, 1997), des ondes de gravité (Lott et al., 2005), et tout particulièrement le bloc "couche limite-convection-nuages". Plusieurs avancées ont été effectuées sur ce dernier thème, avec notamment l'introduction dans la version standard de LMDZ du schéma de convection profonde d'Emanuel (1991) à la place de celui de Tiedtke (1989), ou encore celle du schéma de nuages de Bony et Emanuel (2001) à la place de celui de Le Treut et Li (1991). Parallèlement à cela, les paramétrisations continuent d'être développées. Un schéma plus physique de la diffusion turbulente (Yamada, 1983) a été introduit en option en plus de celui de Louis (1979). De plus, un nouveau schéma de couche limite sèche a été développé par Hourdin et al. (2002) pour se superposer au schéma diffusif. Ce schéma prend en compte de façon plus réaliste les structures de la couche limite, en représentant explicitement l'existence de cellules convectives d'une hauteur comparable à celle de la couche limite. Des modifications importantes ont également été apportées au schéma de convection profonde d'Emanuel (1991). Elles concernent notamment la question du déclenchement de la convection profonde et de la fermeture du système d'équations (Cheruy et al., 2000). Une paramétrisation est également en développement pour représenter les poches froides qui se forment sous les systèmes convectifs et qui sont à l'origine des fronts de rafale (Grandpeix et Lafore, 2007). Cette thèse entre dans ce cadre de l'amélioration des paramétrisations, avec notamment le développement d'une nouvelle paramétrisation des nuages de couche limite basée sur la paramétrisation de Hourdin et al. (2002). Une des contraintes fortes, mais aussi un des intérêts de ce travail, vient de la nécessité de développer une paramétrisation qui ne doit pas seulement fonctionner dans un cadre unidimensionnel ou pour des cas particuliers, mais qui doit être intégrée dans un GCM et produire des résultats pertinents pour toutes les situations rencontrées sur le globe. Nous reviendrons donc en détails sur les paramétrisations du modèle LMDZ4 au fil des chapitres, et sur la description des améliorations apportées au cours de cette thèse.

1.3 Organisation de la thèse

Cette thèse est centrée sur l'étude des processus physiques contrôlant le cycle diurne des nuages convectifs, peu profonds et profonds, et sur l'amélioration de leur représentation dans un modèle global de circulation générale. Le premier objectif est d'introduire les nuages dans une paramétrisation existante de la couche limite convective. Le second est d'utiliser ce cadre pour étudier la transition entre la convection peu profonde et la convection profonde, mais aussi pour aborder des questions relatives au transport de polluants dans l'atmosphère. Pour cela, nous commençons par essayer de mieux comprendre les processus en jeu à partir d'une recherche bibliographique des études passées basées sur des observations ou des simulations haute résolution. Nous mettrons nous même un pied dans le domaine de l'étude des processus par l'exploitation de simulations haute résolution de nuages de couche limite. Puis, nous proposerons une formulation d'une paramétrisation de la couche limite nuageuse, ainsi que de son couplage avec une paramétrisation de convection profonde, en se focalisant sur l'amélioration du cycle diurne des mouvements convectifs et des nuages.

Les développements effectués seront testés pour différentes configurations du modèle, et évalués à partir d'observations et de résultats de modèles plus haute résolution. Les **moyens d'étude** disponibles pour l'évaluation du modèle ainsi que le type d'observations et de modèles utilisés sont présentés dans le chapitre 2.

Les chapitres 3 et 4 sont dédiés à la compréhension et à la modélisation des **processus de couche limite** et des **processus nuageux**. Après avoir décrit les structures de la couche limite convective à l'ori-

gine de la formation des cumulus, nous verrons les différentes approches existantes afin de représenter l'effet de ces cumulus de couche limite sur la circulation grande-échelle dans les modèles de climat. Nous introduirons alors dans une paramétrisation représentant de façon unifiée la turbulence de petite échelle et les structures d'une taille comparable à la hauteur de la couche limite les processus relatifs à la formation des nuages. Le modèle du thermique de Hourdin et al. (2002) deviendra alors le modèle du thermique nuageux. L'accent sera mis sur la représentation de l'évolution de la couche limite et de la couverture nuageuse au cours d'une journée, en comparant les résultats du modèle à des observations ou des résultats de modèles plus haute résolution. Dans le chapitre 4, nous verrons comment exploiter plus avant des simulations haute résolution de la couche limite et des nuages, pour à la fois mieux comprendre les processus mis en jeu, et améliorer la représentation des processus clef dans la paramétrisation.

Dans le chapitre 5, nous nous intéresserons au cycle diurne des nuages convectifs profonds, et à son lien avec le cycle diurne des cumulus de couche limite. Nous étudierons alors la **transition entre cumulus et cumulonimbus**. En analysant les conditions de déclenchement et de maintien de la convection profonde, nous proposerons un couplage entre le modèle du thermique nuageux et une paramétrisation de la convection profonde développée indépendamment au Laboratoire de Météorologie Dynamique. Nous verrons aussi que les processus de la couche limite nuageuse ne sont pas les seuls processus à jouer un rôle décisif dans le développement de la convection profonde au cours de la journée. Une nouvelle fois, le modèle sera évalué à partir de simulations plus haute résolution d'un cas idéalisé de cycle diurne de convection profonde au-dessus des continents.

Le chapitre 6 est consacré à l'exploitation du modèle du thermique nuageux pour l'étude des **panaches convectifs issus des feux de biomasse**. Nous avons vu que la couche limite assurait le relais entre les émissions de surface et la moyenne et haute troposphère. Le modèle du thermique nuageux est construit pour améliorer le transport d'eau et de chaleur dans la couche limite, et apparaît donc un candidat sérieux pour représenter le transport de CO_2 rejeté par les feux de végétation. Du point de vue de la paramétrisation, ce travail revient à tester le modèle du thermique nuageux sur un cas extrême, pour lequel les forçages en surface sont très forts et les nuages associés, appelés "pyroclouds", peuvent parfois atteindre la tropopause. Nous proposerons une méthode pour initialiser le modèle du thermique nuageux à partir des caractéristiques des feux, et la testerons dans un premier temps sur des situations 1D simples, afin d'identifier les paramètres qui contrôlent la hauteur d'injection des émissions. Des simulations 3D idéalisées du transport de CO_2 émis par les feux de biomasse dans les Tropiques seront ensuite présentées pour voir si le modèle reproduit la différence de concentration de CO_2 entre la fin et le début de la journée observée dans la haute troposphère par l'analyse de données satellite (Chédin et al., 2005).

Enfin le chapitre 7 reviendra sur les conclusions des divers aspects de cette étude et sur les perspectives qu'elle offre.

Chapitre 2

Moyens d'étude

La compréhension des processus de couche limite et nuageux passe par l'analyse combinée d'observations, d'études théoriques et de simulations numériques. Cette étude se place du côté de la modélisation. Si elle reste relativement éloignée du monde des observations, elle n'en est pas complètement découplée. Dans un premier temps, nous nous basons sur les résultats de diverses études exploitant des observations pour comprendre les processus que nous cherchons à modéliser. Dans un second temps, nous évaluons les paramétrisations par comparaison à des modèles haute résolution sur des cas spécifiques, construits à partir de campagnes d'observations. Enfin, nous utilisons aussi directement des observations faites sur un site de mesures pour évaluer la représentation par le modèle du cycle diurne des nuages sur plusieurs jours consécutifs. Nous présentons ici les campagnes d'observations et les sites de mesures auxquels nous nous référerons tout au long de la thèse. Nous en profitons également pour évoquer des bases de données récentes, que nous n'exploitons pas ici, mais qui sont prometteuses pour une meilleure compréhension des processus qui nous intéressent. Nous présentons ensuite les équations d'évolution des variables d'état de l'atmosphère et les différents types de modèles utilisés au cours de cette étude pour les résoudre. Enfin, nous abordons les différentes approches d'évaluation des modèles dont nous disposons.

2.1 Les observations disponibles

2.1.1 Campagnes d'observations des nuages de couche limite et des systèmes précipitants

Les campagnes d'observations sont l'occasion de déployer tout un ensemble d'instruments sur un site pendant un intervalle de temps restreint en vue d'étudier un processus particulier. Plusieurs campagnes passées ont permis d'enrichir les connaissances sur les processus impliqués dans le cycle diurne des nuages et sur leur modélisation. La compréhension de ces processus devrait être encore améliorée grâce à des campagnes plus récentes, dont certaines se sont déroulées au cours des trois dernières années. Différents cas d'étude, construits à partir de campagnes anciennes ou récentes, sont utilisés dans la suite de ce document.

Les nuages de couche limite et les cas BOMEX et ARM

De nombreux sites de mesures observent les propriétés des cumulus de façon routinière, mais peu de campagnes ont été dédiées à l'étude des processus impliqués dans la formation des cumulus de couche limite. Cela limite malheureusement les connaissances sur ce sujet et ne permet pas d'établir de généralités, car les cumulus se forment dans divers endroits et dans diverses configurations. Dans notre étude, nous allons nous appuyer plus particulièrement sur deux situations étudiées lors de campagnes d'étude des cumulus : une sur océan et une sur continent.

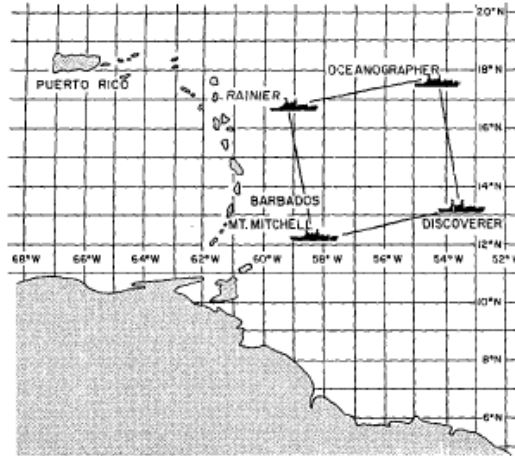


FIG. 2.1 – Déploiement de bateaux fixes pendant BOMEX (issu de Nitta, 1975).

La campagne BOMEX (Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment) s'est déroulée en mai et juin 1969 près de l'île de la Barbade dans la mer des Caraïbes. Les nuages observés sont des cumulus d'alizé, dont l'impact sur la dynamique de l'ITCZ et sur la circulation de Hadley est encore mal compris. Des mesures ont été effectuées à partir de bateaux fixes pendant les différentes phases de l'expérience (fig. 2.1). Pendant la phase 3, du 22 au 30 juin, la situation est quasi-stationnaire, et une couche bien mélangée sèche est surmontée d'une couche nuageuse instable surmontée d'une forte inversion de température. Des radiosondages effectués entre la surface de la mer et 500 mb avec une résolution de 10 mb toutes les 90 minutes, donnent la température, l'humidité et les vents dans la couche limite. Les flux de chaleur latente et sensible en surface sont estimés à 150 W. m^{-2} et 8 W. m^{-2} respectivement. C'est cette phase quasi-stationnaire qui a été la plus exploitée (Nitta et Esbensen, 1974; Nitta, 1975), et qui est à l'origine du "cas" BOMEX mis en place dans le cadre du programme GCSS.

Au-dessus des continents, les conditions sont loin d'être stationnaires et le développement des cumulus suit un cycle diurne marqué. Ce phénomène a plus particulièrement été observé sur le site ARM (Atmospheric Radiation Measurement Program) dans les grandes plaines américaines en Oklahoma le 21 juin 1997. Ce jour-là, les instruments du site ARM ont effectué des sondages de température et d'humidité de l'atmosphère toutes les 3 heures. Lidars et radiomètres ont mesuré les caractéristiques des cumulus. Une couche limite convective sèche se développe au cours de la matinée, au fur et à mesure que les flux de surface croissent. Puis une couche nuageuse se forme au sommet de la couche mélangée et s'épaissit au cours de l'après-midi. La couverture nuageuse est maximale vers 15h et d'environ 40 %. Cette situation est typique du développement de cumulus de beau temps au-dessus des continents et est à l'origine du cas ARM (également mis en place dans le cadre de GCSS). Le cas est construit en imposant les flux de surface, avec des valeurs faibles au lever et au coucher du soleil, et des valeurs maximales vers midi de 500 W. m^{-2} pour le flux de chaleur latente et de 140 W. m^{-2} pour le flux de chaleur sensible.

La convection continentale et le cas EUROCS

Le projet EUROCS (EUROpean Cloud Systems research project) a pour objectif d'améliorer la représentation des systèmes nuageux dans les modèles de climat globaux et régionaux. Dans le cadre de ce projet, un cas d'étude a été mis en place à partir d'observations réalisées sur le site ARM pendant quatre jours consécutifs du 27 au 30 juin 1997. Pendant ces quatre jours, la convection peu profonde le matin se développe en convection profonde au cours de l'après-midi avec de fortes précipitations. A partir du 1er jour observé, un cas idéalisé de cycle diurne de la convection au-dessus des continents a été

mis en place (Guichard et al., 2004), pour faciliter les intercomparaisons de modèles. Le cas est défini par des flux de chaleur sensible et latente en surface, ainsi que les tendances advectives de température et d'humidité. Il a également été repris par le groupe de travail WG4 de GCSS pour l'étude du cycle diurne de la convection. Nous l'appellerons le "cas" EUROCS.

Périodes d'observations intensives de la campagne AMMA

Au cours de l'été 2006 se sont déroulées les périodes d'observations spéciales (SOP) de la campagne AMMA (Analyse Multi-disciplinaire de la Mousson Africaine) en Afrique de l'Ouest. Motivée par la sécheresse au Sahel au cours des années 1970-90, la campagne AMMA a pour objectif d'étendre les connaissances sur la mousson en Afrique de l'Ouest en vue d'améliorer les prévisions météorologiques et climatiques dans cette région, mais aussi de faire le lien entre la variabilité climatique et les ressources en eau, l'agriculture et la santé.

De nombreux instruments de mesure ont été déployés sur différents sites notamment à Niamey (Niger), Djougou (Bénin), Ouagadougou (Burkina-Faso) et Dakar (Sénégal). Radars, lidars et radiomètres ont fonctionné à Niamey pour mesurer les caractéristiques de l'atmosphère et de la surface, la concentration en aérosols et les propriétés des nuages. Le radar RONSARD installé à Djougou a mesuré les caractéristiques des systèmes précipitants. D'autres instruments ont été embarqués à bord d'avions comme le lidar LEANDRE2 qui estime le rapport de mélange de la vapeur d'eau et le radar-lidar RALI dédié à l'observation des enclumes au sommet des systèmes convectifs. Six avions de différents pays, effectuant des vols dans la couche limite ou à plus haute altitude, ont quadrillé la région. Enfin, des ballons ont été lâchés pour mesurer la dynamique de la couche limite, ou encore la concentration en ozone.

Chacune des SOPs a été dédiée à une phase différente de la mousson : la SOP1 à l'établissement de la mousson (juin), la SOP2 au régime établi de mousson (juillet-août) et la SOP3 au retrait de la mousson (septembre). Une SOP0 a également eu lieu pendant la saison sèche précédente (janvier-février), pour mesurer notamment la concentration et les propriétés des aérosols et autres émissions des feux de biomasse à cette saison. Ces périodes d'observations spéciales entrent dans le cadre d'une campagne d'observations à plus long terme entre 2001 et 2010, avec des observations renforcées entre 2005 et 2007.

L'ensemble des observations récoltées au cours de l'été 2006 constituent une base de données qui doit désormais être explorée et analysée et qui devrait notamment permettre une meilleure compréhension des processus de couche limite, de formation des systèmes convectifs et de leur développement possible en lignes de grain (fig. 2.2).

2.1.2 L'observation de la couche limite et des nuages au SIRTA

Le SIRTA (Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique), situé sur le site de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau, est un site de mesures dédié à l'observation des nuages, des aérosols et des flux radiatifs. Des instruments comme des lidars, radars ou radiomètres observent régulièrement les processus atmosphériques dans les basses couches de l'atmosphère : dynamique de la couche limite, formation et microphysique des nuages, précipitations, aérosols et concentration d'ozone. Le type de mesures facilement comparables aux sorties de modèles concernent la température et l'humidité de la couche limite, la hauteur de la couche limite, ainsi que les mesures de base et hauteur des nuages et de la couverture nuageuse. Un exemple d'observations réalisées au SIRTA le 1^{er} avril 2003 est donné fig. 2.3. Les nuages sont détectés au cours de la journée par le radar RASTA et le lidar LNA. On voit que le radar permet de détecter des couches nuageuses épaisses tandis que le lidar détecte les couches les moins opaques. L'analyse corrélée des deux signaux permet de restituer avec plus de précision les nuages formés ce jour-là (fig. 2.3c).

Des campagnes d'observations intensives ont également lieu au SIRTA. C'est le cas de la campagne VAPIC (SIRTA water VApor Profiling Inter-Comparison) qui s'y est déroulée du 18 mai au 17 juin 2004.



FIG. 2.2 – Ligne de grain matérialisée par le soulèvement de poussière au passage d'un front de rafales en Afrique de l'Ouest (photo de Françoise Guichard).

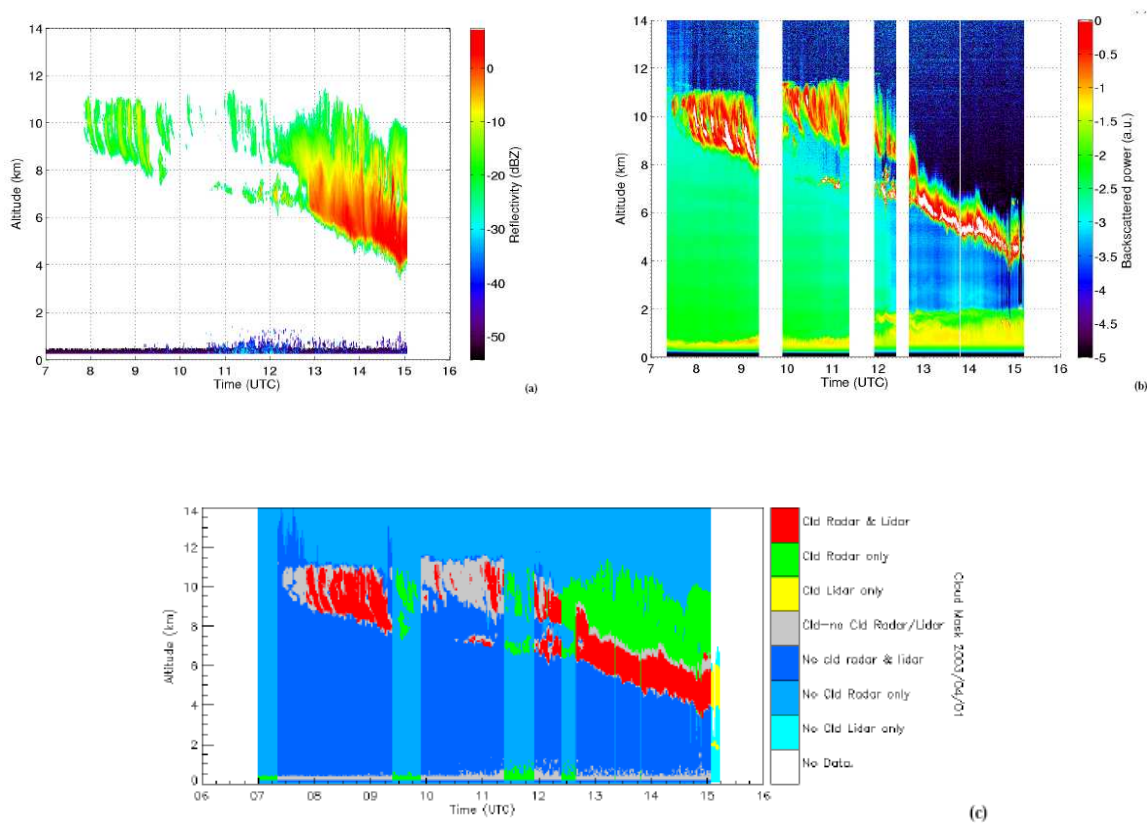


FIG. 2.3 – Couches de nuages observées au SIRTA le 1^{er} avril 2003. Coupe verticale de la réflectivité du RADAR RONSARD (en dBZ) (a) et de la puissance rétrodiffusée du LIDAR LNA (b), nuages déduits de la synergie des observations LIDAR-RADAR (c) (issu de Haeffelin et al., 2005).

Dans un premier temps, l'objectif était d'évaluer et de calibrer les instruments de mesure utilisés en comparant les observations in-situ entre elles mais aussi à des observations satellite. Dans un deuxième temps, des observations intensives (lidar nuages-aérosols, radiosondages et mesures de flux) ont restitué les caractéristiques des nuages et de la couche limite, particulièrement son contenu en vapeur d'eau, champ crucial pour comprendre la formation des nuages et des systèmes précipitants. Cette campagne a notamment permis de tester les instruments déployés par le SIRTA lors de la campagne AMMA. Les situations observées au cours de la campagne VAPIC présentent peu de cas de cumulus bien développés. Nous ne présenterons pas de comparaisons de modèles avec ces observations dans ce document. Cependant, j'ai participé à l'évaluation du modèle de couche limite sèche de Hourdin et al. (2002) au cours de la campagne VAPIC (Coindreau et al., 2007). D'autres campagnes menées au SIRTA devraient permettre d'évaluer la capacité des modèles à représenter les processus de couche limite. C'est le cas par exemple de la campagne PARISFOG, qui s'est déroulée du 1^{er} novembre 2006 au 1^{er} avril 2007 au SIRTA et à Météo-France, et qui était dédiée à l'étude du brouillard. Pendant cette période, en plus des observations par lidars, radars et radiomètres, des radiosondages ont été effectués toutes les 3 heures pour suivre l'évolution de la couche limite, et un ballon captif a permis d'échantillonner finement les structures locales au sein de la couche limite nocturne.

2.1.3 Les satellites

Les satellites météorologiques en orbite géostationnaire autour de la Terre permettent l'observation du déplacement des masses d'air depuis l'espace sur plusieurs régions du globe. C'est le cas notamment des sept satellites de la famille METEOSAT lancés depuis 1977. Deux satellites seconde génération (MSG), avec à leur bord des instruments plus sophistiqués, ont été plus récemment mis en orbite, et transmettent des images tous les 1/4 d'heure.

Depuis 1982, le projet ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) collecte les mesures effectuées à bord des satellites météorologiques pour déduire la distribution globale des nuages, leurs propriétés, et leurs variations diurnes, saisonnières et interannuelles. Les données obtenues sont un outil précieux pour étudier l'impact des nuages sur le bilan radiatif.

Les satellites basse-altitude constituent une autre catégorie de satellites. Parmi eux, les satellites héliosynchrones ont une orbite leur permettant de repasser au-dessus d'un point donné de la surface du globe à la même heure solaire locale. C'est le cas des satellites constituant l'A-Train (fig. 2.4), qui passent l'un après l'autre au-dessus de l'équateur vers 13h30 heure locale. Toutes les techniques d'observation de l'atmosphère terrestre sont mises en oeuvre à bord de ces satellites, qui se suivent dans un intervalle de quelques minutes, ce qui permet d'étudier les interactions entre rayonnement, nuages, aérosols et cycle de l'eau. Parmi ces satellites, AQUA s'intéresse plus particulièrement au cycle de l'eau et AURA à la qualité de l'air. Les deux autres se focalisent davantage sur les propriétés des nuages : PARASOL observe leurs propriétés radiatives et microphysiques et CLOUDSAT la structure verticale des nuages de glace et des nuages suffisamment épais. En 2006, le satellite CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation) a rejoint en orbite ces quatre satellites. Le Lidar à bord de CALIPSO permet dorénavant de restituer en plus les propriétés et les distributions verticales de nuages fins et des aérosols. CALIPSO apporte donc une contribution essentielle dans la connaissance des caractéristiques tri-dimensionnelles des nuages et des aérosols, et devrait faire avancer les études sur leur impact radiatif. Ces connaissances permettront à terme d'améliorer leur représentation dans les modèles de climat. Le dernier satellite de l'A-Train, OCO (Orbiting Carbon Observatory), devrait être lancé en 2008 afin de restituer la concentration en CO₂ de l'atmosphère.

Dans notre étude, nous n'exploiterons pas d'observations satellite. Mais il faut garder en tête que leur utilisation peut être précieuse pour évaluer les modèles à l'échelle globale, même si la restitution des champs observés par satellite n'est pas directe, et implique l'analyse complexe de données brutes.

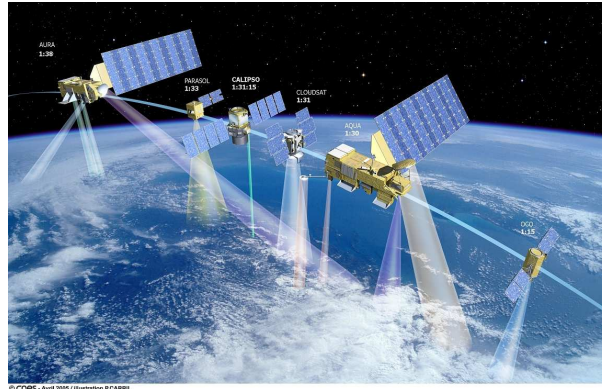


FIG. 2.4 – 'Vue d'artiste' de la constellation des satellites de l'A-Train.

2.2 Thermodynamique et équations d'évolution

Avant d'aborder la question de la prise en compte des processus de couche limite et des nuages dans les modèles, nous pensons qu'il est utile de rappeler brièvement quelques notions de base sur la thermodynamique d'une particule d'air nuageuse. Cela permet d'introduire au passage les variables et les notations utilisées tout au long de ce document, mais aussi d'expliquer certains concepts à la base de l'étude de la convection nuageuse, comme celui de la flottabilité ou de l'instabilité conditionnelle. Pour une introduction plus complète aux notions utilisées lors de l'étude de la convection peu profonde, on peut se référer par exemple à Emanuel (1994) ou Siebesma (1998).

2.2.1 Caractéristiques d'une particule d'air

Considérons une particule d'air atmosphérique de pression p , de température T et de masse volumique ρ , contenant une certaine proportion d'air sec (repéré par la lettre 'd' pour dry en anglais) et de vapeur d'eau ($\rho = \rho_d + \rho_v$). Supposons que la particule d'air s'élève sans échanger ni chaleur ni humidité avec son environnement (transformation dite adiabatique). On définit l'humidité spécifique de la particule par $q_v = \frac{\rho_v}{\rho}$. L'humidité spécifique à saturation q_s est la quantité maximale d'eau vapeur que la particule peut contenir à une pression et une température données. Au delà de q_s , il y a formation d'eau liquide (q_l) dans la particule : c'est le processus de condensation. Ce processus dégage de la chaleur. Le rapport de l'humidité spécifique à l'humidité à saturation $rh = q_v/q_s$ est appelé humidité relative.

Pour étudier la formation des nuages, on définit par commodité des variables qui sont conservées lorsqu'une particule d'air s'élève puis condense. Pour cela, il faut inclure les éventuels puits et sources de chaleur et d'humidité dans la définition de ces variables. Au cours de son ascendance, les propriétés de la particule sont affectées par les changements de pression, ainsi que par un éventuel changement de phase.

En absence de précipitations et de glace, la condensation affecte le contenu en eau vapeur de la particule q_v et son contenu en eau liquide q_l . Le contenu en eau totale, $q_t = q_v + q_l$ est lui conservé. La température de la particule est affectée à la fois par le processus de condensation mais aussi par les changements de pression. La prise en compte des effets de pression se fait au travers de la température potentielle :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (2.1)$$

avec $\kappa = R_d/C_p$ (R_d est la constante des gaz parfaits et C_p la capacité spécifique à pression constante de l'air sec). θ est la température qu'aurait une particule d'air insaturé de température T située au niveau de pression p si elle était amenée à la pression p_0 par transformation adiabatique. θ est conservée au cours d'une transformation adiabatique sans changement de phase.

Une grandeur traditionnellement utilisée pour l'étude de l'atmosphère humide est la température potentielle équivalente θ_e . θ_e est la température potentielle d'une particule d'air dont on aurait condensé tout le contenu en eau, et qui se serait réchauffée par le dégagement de chaleur latente associée. On a :

$$\theta_e = \theta \exp\left(\frac{L_v q_v}{C_p T}\right) \quad (2.2)$$

A la place de θ_e , on utilise souvent la température potentielle liquide définie par :

$$\theta_l = \theta \exp\left(\frac{L_v q_l}{C_p T}\right) \quad (2.3)$$

θ_l est la température d'une particule ramenée adiabatiquement à la pression p_0 après avoir évaporé tout son contenu en eau liquide. θ_e et θ_l sont conservées lors d'une transformation adiabatique avec condensation. Par rapport à θ_e , θ_l présente l'avantage d'être égale à θ en absence d'eau liquide, et les valeurs de r_l sont telles, qu'on peut utiliser la définition linéarisée de θ_l :

$$\theta_l = \theta - \frac{L_v q_l}{C_p \theta} \quad (2.4)$$

Dans la réalité, les particules d'air ne s'élèvent pas de façon adiabatique car elles se mélangent avec l'air environnant. La comparaison des caractéristiques effectives de la particule et de celles qu'elle aurait si elle s'était élevée de façon adiabatique permet d'évaluer ces processus de mélange.

Les deux variables conservatives classiquement utilisées pour l'étude de la physique des nuages sont q_t et θ_l . Au lieu de θ ou θ_l , on utilise parfois l'énergie statique humide définie par :

$$h = C_p T + gz - L_v q_l \quad (2.5)$$

qui est aussi une variable conservée lors de transformations adiabatiques saturées ou non ($q_l=0$).

2.2.2 Stabilité locale de l'atmosphère

Le phénomène de convection est relié à la stabilité de l'atmosphère. Lorsqu'une particule de masse volumique ρ_p se déplace sur la verticale, elle est soumise à la force de flottabilité massique définie par :

$$\gamma = -g \frac{\rho_p - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (2.6)$$

où la barre désigne une moyenne sur l'environnement. Comme la présence d'eau liquide affecte la densité de la particule, on introduit la température potentielle virtuelle :

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q_v - q_l) \quad (2.7)$$

θ_v est la température que devrait avoir une particule d'air sec pour avoir la même densité que la particule d'air humide considérée. A une pression donnée, θ_v est inversement proportionnelle à la densité de la particule, et caractérise donc la flottabilité de la particule. Cela nous permet d'écrire :

$$\gamma = g \frac{\theta_{vp} - \bar{\theta}_v}{\bar{\theta}_v} \quad (2.8)$$

Cette définition montre que plus le contenu en eau vapeur d'une particule est grand, plus cette particule est flottante. La présence d'eau liquide, en revanche, augmente la densité de la particule et réduit sa flottabilité. En l'absence de condensation, θ_v est également une variable conservée. Mais ceci n'est plus vrai dans le nuage.

Nous avons vu que lorsqu'une particule d'air s'élève adiabatiquement, sa température diminue sous

l'effet du changement de pression. Son taux de refroidissement avec l'altitude (Γ_d , 'd' pour dry) peut être calculé par conservation de l'énergie statique. Si elle ne condense pas, on a :

$$\Gamma_d = -\frac{dT_p}{dz} \approx 10K. km^{-1} \quad (2.9)$$

Si jamais elle condense, du fait du dégagement de chaleur associé, son taux de refroidissement (Γ_m , 'm' pour moist) sera plus faible, soit :

$$\Gamma_d > \Gamma_m \approx 6.5K. km^{-1} \quad (2.10)$$

mais la valeur de Γ_m dépend fortement de T. Si le gradient local de température virtuelle d'une atmosphère insaturée (saturée) est supérieur à Γ_d (Γ_m), l'atmosphère est stable, ce qui signifie qu'un petit mouvement vertical d'une particule vers le haut va rendre la flottabilité de la particule négative et la forcer à redescendre (et inversement). En revanche, si le gradient local de température virtuelle d'une atmosphère insaturée (saturée) est inférieur à Γ_d (Γ_m), l'atmosphère est instable, ce qui signifie qu'un petit mouvement vertical d'une particule vers le haut va rendre la flottabilité de la particule positive, et elle continuera à s'élever. Si le gradient vertical de l'atmosphère est localement compris entre Γ_d et Γ_m , alors, on est dans le cas d'une instabilité conditionnelle : à cet endroit, l'atmosphère est stable pour des particules insaturées mais instable pour des particules saturées. L'instabilité conditionnelle est une propriété typique des couches nuageuses. On reviendra sur les conséquences de cela sur la convection nuageuse dans les prochains chapitres.

2.2.3 Les équations d'évolution

Les équations régissant l'évolution de l'état de l'atmosphère sont l'équation d'état et les équations de conservation de la masse, du moment, de la chaleur et de l'humidité (voir Stull, 1988). Les variables pronostiques sont les trois composantes de la vitesse, la température potentielle liquide θ_l et l'humidité spécifique totale q_t . On rappelle l'équation d'état des gaz parfaits :

$$p = \rho RT_v \quad (2.11)$$

où R est la constante des gaz parfaits.

Pour décrire un écoulement turbulent, on distingue les variations grande-échelle des fluctuations turbulentes. Ainsi, toute variable Ψ est décomposée selon :

$$\Psi = \bar{\Psi} + \Psi' \quad (2.12)$$

où $\bar{\Psi}$ est la moyenne d'ensemble de Ψ et Ψ' représente les fluctuations sous-maille de Ψ par rapport à la moyenne.

La décomposition des équations de Navier-Stokes donne l'équation d'évolution du moment moyen :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = X_i - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial x_j} \quad (2.13)$$

où X_i est la i ème composante des forçages externes au système, incluant la force de gravité et celle de Coriolis, le second terme de droite est la force liée au gradient de pression et le dernier terme représente l'impact des fluctuations sous-maille, qui ne sont pas résolues par le modèle.

Le gradient de pression dans les directions horizontales s'exprime en fonction du vent géostrophique selon :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = f_c \bar{v}_g \quad (2.14)$$

et

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = -f_c \bar{u}_g \quad (2.15)$$

où f_c est le paramètre de coriolis.

Pour un écoulement grande-échelle, l'équation de mouvement sur la verticale est dominée par l'équilibre entre le gradient de pression vertical et la force de gravité :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho}g \quad (2.16)$$

C'est l'équilibre hydrostatique. Cependant, à l'échelle d'un nuage, cet équilibre n'est pas vérifié à cause de fluctuations de masse volumique ou de forts gradients locaux de pression. Dans ce cas, une approximation classique consiste à négliger les fluctuations de pression dans tous les termes de l'équation 2.13 sauf sur l'effet des forces de flottabilité. C'est l'approximation de Boussinesq :

$$\frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -\frac{\theta'_v}{\theta_v} \quad (2.17)$$

ce qui traduit le fait qu'une particule d'air plus chaude que la valeur moyenne est aussi moins dense.

Viennent s'ajouter les équations de conservation de q_t et θ_l :

$$\frac{\partial \bar{q}_t}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}_t}{\partial x_j} = F_{q_t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho u'_j q'_t}}{\partial x_j} \quad (2.18)$$

et

$$\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial x_j} = F_{\theta_l} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho u'_j \theta'_l}}{\partial x_j} \quad (2.19)$$

où F représente les différents puits et sources, comme les précipitations ou la formation de glace pour q_t et les flux radiatifs pour θ_l .

Le système d'équations est enfin complété par l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = \frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial x_i} \quad (2.20)$$

Dans l'approximation de Boussinesq, ρ disparaît de ces trois équations.

2.3 Les modèles numériques

La résolution analytique des équations ci-dessus a permis de mettre en place les premiers modèles de nuages. Avec l'augmentation de la puissance des moyens de calcul, les modèles numériques ont pris de plus en plus d'importance, permettant de résoudre ces équations sur des domaines de plus en plus larges et des périodes de plus en plus longues. Pour résoudre explicitement tous les mouvements turbulents dans la couche limite, il faudrait intégrer le système d'équations avec une résolution inférieure à la taille des plus petits tourbillons. L'échelle des cellules turbulentes de la couche limite variant de quelques kilomètres à quelques millimètres, la puissance de calcul des ordinateurs est loin de pouvoir relever un tel défi. Selon la résolution utilisée, l'effet des processus dits sous-maille doit donc être paramétrisé à l'aide d'équations supplémentaires. On distingue généralement trois types de modèles de résolutions différentes, qui sont associés à des types de paramétrisations différentes.

2.3.1 Les simulations des grands tourbillons

Si la turbulence a lieu à différentes échelles dans la couche limite, ce sont les structures les plus grandes qui assurent l'essentiel du transport de chaleur, d'humidité et de moment dans l'atmosphère, les tourbillons les plus petits ayant surtout un effet dissipatif. Les simulations des grands tourbillons (ou Large Eddy Simulations, LES) résolvent explicitement les structures les plus grandes et paramétrisent

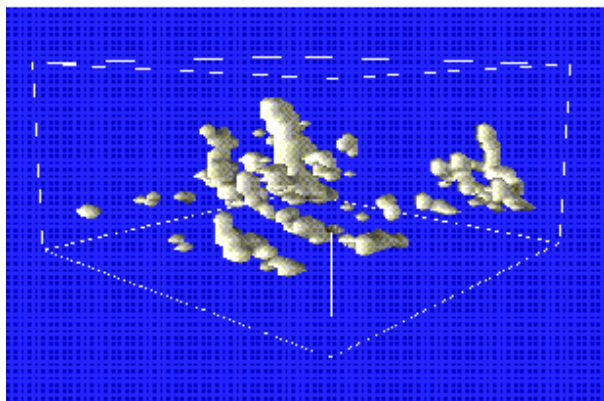


FIG. 2.5 – Visualisation 3D d'un champ de cumulus simulé par LES sur le cas BOMEX (récupérée sur le site de GCSS : www.gewex.org/gcss.html).

l'effet net des tourbillons plus petits sur la circulation. Aujourd'hui, les moyens de calcul permettent de réaliser des simulations sur des domaines de quelques kilomètres de côté et de hauteur avec une centaine de points dans chaque direction, soit une résolution de l'ordre de 20 à 50 m. Le pas de temps utilisé est de 1 à 2 s pour des simulations de quelques heures. Etant donnée la résolution utilisée, ces modèles sont non-hydrostatiques. Depuis les premières simulations de la couche limite sèche (Deardorff, 1970), puis nuageuse (Sommeria, 1976), de nombreux modèles de ce type ont été développés. Pour un état de l'art sur la question, on peut se référer à des études récentes d'intercomparaisons de modèles LES (Stevens et al., 2001; Brown et al., 2002; Siebesma et al., 2003). La fig. 2.5 donne un exemple de champ 3D de cumulus simulés par LES sur le cas BOMEX. Les processus sous-maille paramétrisés dans les LES sont la diffusion turbulente, généralement prise en compte dans les trois directions de l'espace (alors que seule la direction verticale est considérée à plus grande échelle), mais aussi la microphysique des nuages.

Les simulations LES permettent donc de simuler l'évolution 3D de la couche limite turbulente, et d'étudier l'évolution temporelle de ses caractéristiques. Les différentes intercomparaisons ont montré que les modèles étaient capables de reproduire des situations proches de situations observées aussi bien dans des cas clairs que dans des cas de cumulus ou stratocumulus. Cependant, les LES restent une simplification de la réalité, et les résultats peuvent dépendre des paramétrisations utilisées ou de la résolution. De façon générale, les LES reproduisent de façon plus satisfaisante la thermodynamique et la structure de l'atmosphère que les caractéristiques des nuages. La représentation des couches limites stables reste de plus problématique (Moeng, 1998). Si les LES apportent un complément indispensable aux observations pour la compréhension des processus, elles ne peuvent pas les substituer totalement.

Nous reviendrons sur l'apport des LES pour l'étude des processus de couche limite et des nuages dans le chapitre 4.

2.3.2 Les modèles explicites de nuages

Les LES tournent généralement sur des domaines de quelques kilomètres de hauteur, simulant l'écoulement dans les basses couches de l'atmosphère. Pour modéliser les nuages plus étendus, associés par exemple aux orages, il faut élargir le domaine d'étude et donc diminuer la résolution utilisée. Les modèles permettant de résoudre explicitement la convection nuageuse dite profonde (jusqu'au sommet de l'atmosphère) sont appelés Cloud Resolving Models (CRM). La résolution horizontale des CRM est de quelques centaines de mètres à 1 ou 2 km et la résolution verticale de 50 m à 1 km. Les échelles de temps traitées vont de quelques heures à plusieurs jours. Ces modèles sont non hydrostatiques. Les

processus paramétrisés sont la turbulence de couche limite et la microphysique des nuages. Contrairement aux LES, en plus de la condensation et des précipitations, la prise en compte de la phase glace est importante pour la représentation des orages. De plus, les cellules convectives de la couche limite sont mal résolues, ce qui limite la bonne représentation des processus de couche limite si une paramétrisation des structures turbulentes de l'échelle du kilomètre n'est pas ajoutée à la paramétrisation de la diffusion turbulente. L'initialisation du modèle est un point délicat. Elle peut se faire par l'utilisation de champs 3D observés à des échelles fines. Les domaines utilisés permettent l'étude de cellules orageuses, mais aussi de fronts et de lignes de grain. Les CRM permettent d'isoler et d'étudier les processus relatifs à certains phénomènes physiques. Par exemple, ils permettent d'étudier l'impact de la convection nuageuse sur la circulation grande-échelle (Guichard, 1995), ou encore d'analyser les processus de mélange entre des cumulus congestus et leur environnement (Carpenter et al., 1998). Ainsi, comme les LES, les CRM apportent un complément important par rapport aux observations. Les nuages sont résolus explicitement et une résolution spatiale et temporelle plus fine peut être obtenue. Les processus paramétrisés étant en grande partie les mêmes dans les CRM et les LES, ces deux types de simulation sont souvent effectuées avec le même modèle informatique, utilisé avec une résolution différente, et en activant des paramétrisations différentes. Tout comme les LES, les résultats des simulations CRM doivent être analysés avec précaution, en combinaison avec des observations. Mais les CRMs peuvent aussi être utilisés dans des cadres idéalisés afin de mener des études de sensibilité.

2.3.3 Modèles de Circulation Générale

Dans les modèles de circulation générale, la résolution horizontale est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de km et la résolution verticale de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres. Dans ces modèles, les processus sous-maille à paramétriser incluent donc la convection nuageuse, la microphysique des nuages, la couverture nuageuse, la turbulence de couche limite mais aussi le rayonnement et tous les processus sous-maille que l'on veut prendre en compte (orographie...). Le pas de temps est de plusieurs dizaines de minutes.

Le modèle de circulation générale LMDZ utilisée dans cette thèse correspond à la seconde génération d'un modèle de climat développé depuis une trentaine d'années au LMD et décrit initialement par Sadourny et Laval (1984). Le Z fait référence à la capacité de raffinement de la grille horizontale du modèle sur une région choisie. Le principe de fonctionnement du modèle est schématisé sur la fig. 2.6. On différencie la partie dynamique du modèle (intégration des équations de Navier Stokes) de la partie physique (paramétrisations sous-maille). Les équations de la dynamique sont discrétisées sur la grille 3D sphérique par différences finies. Les scalaires (pression, température, eau vapeur et liquide) sont calculés au centre des mailles tandis que les composantes du vecteur vitesse sont calculées aux interfaces. C'est dans la partie dynamique que sont pris en compte les échanges horizontaux entre les mailles du modèle. En effet, la grille physique peut être considérée comme une juxtaposition de colonnes d'atmosphère n'interagissant pas entre elles. Chaque colonne "voit" un milieu supposé statistiquement horizontalement homogène. Cela permet de disposer d'une version unicolonne du modèle (SCM pour Single Column Model) que l'on peut faire tourner sur un point spécifique du globe. Il faut alors initialiser les variables physiques, définir les conditions aux limites et spécifier un forçage grande-échelle, et le modèle peut tourner sans sa partie dynamique.

La discrétisation verticale est donnée en coordonnées hybrides $\sigma - p$. La pression dans la couche l est définie par :

$$P_l = A_l P_s + B_l \quad (2.21)$$

où P_s est la pression de surface et A et B sont tels que $P_l \approx A_l P_s$ près du sol (épouse la topographie) et $P_l \approx B_l$ à haute altitude (proche des niveaux isobares). La répartition des couches verticales est irrégulière. Elles sont plus fines près de la surface : si on considère 40 couches, la première couche se situe environ à 40m, les couches sont espacées d'environ 500m entre 1.5 et 3.5 km, et les couches les plus hautes sont espacées de plusieurs kilomètres. La discrétisation temporelle s'effectue pour les simu-

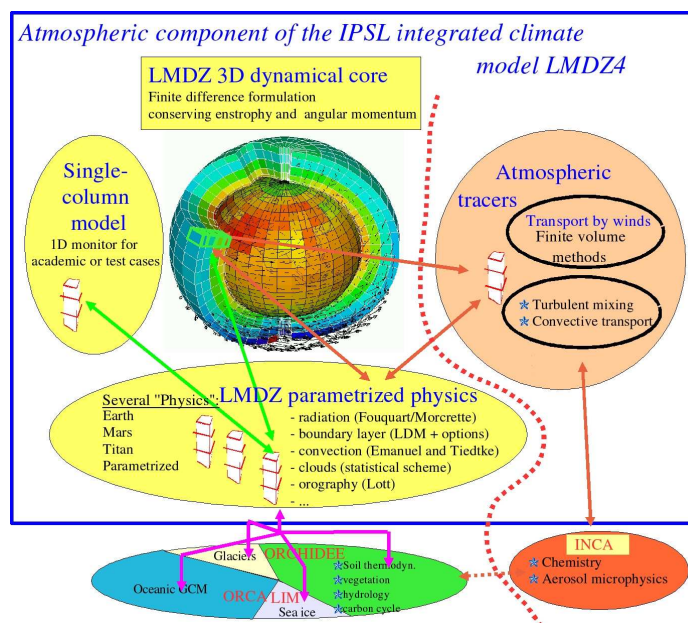


FIG. 2.6 – Schématisation du fonctionnement de LMDZ4 : séparation de la partie dynamique 3D et de la partie physique 1D, mode forcé/mode couplé, transport des traceurs (par Frédéric Hourdin).

lations climatiques avec un pas de temps dynamique de 3 minutes et un pas de temps physique d'une demi-heure. La résolution spatiale est alors typiquement de 96 points en longitude et 72 points en latitude.

Le jeu de paramétrisations physiques de la version standard LMDZ4 du modèle (Hourdin et al., 2006) inclue le schéma de transfert radiatif de Fouquart et Bonnel (1980) pour le rayonnement solaire et celui de Morcrette et al. (1986) pour le rayonnement terrestre. Les paramétrisations du bloc physique 'couche limite-convection-nuages' et leur développement seront présentées au fil des chapitres.

LMDZ4 peut tourner en mode "forcé", en imposant l'évolution de la température de surface des océans au cours du temps et en utilisant une représentation simplifiée des processus de surface (bucket). Lorsqu'il est intégré au modèle de climat IPSL-CM4, il tourne en mode couplé, en interaction avec des modèles développés à l'IPSL d'autres composantes du système climatique (le modèle d'océan ORCA, le modèle de glace de mer LIM, le modèle de végétation ORCHIDEE). LMDZ4 traite également le transport des traceurs (comme le CO_2), en les advectant de maille en maille mais aussi en prenant en compte le transport associé aux paramétrisations physiques des mouvements turbulents et convectifs. LMDZ dispose aussi de versions de la physique adaptées aux atmosphères extra-terrestres (Mars, Titan).

2.4 Evaluation des GCMs

2.4.1 Climatologies

La première méthode consiste à faire tourner le GCM en 3D sur de longues périodes de temps (plusieurs jours, mois, années) et d'en déduire des statistiques : champs moyens, déviations standard, corrélations... Les résultats obtenus sont ensuite comparés à des observations. Par exemple, il existe des simulateurs permettant de calculer à partir des sorties du modèle des variables telles qu'elles sont observées par un satellite. La fig. 2.7 montre justement une comparaison des différents types de nuages (neuf types définis à partir de la pression au sommet des nuages et de leur épaisseur optique τ) donnés par le satellite ISCCP-D2 et le simulateur associé appliqué à LMDZ4. On constate que le modèle reproduit de façon raisonnable la distribution latitudinale des nuages hauts mais surestime les nuages profonds aux

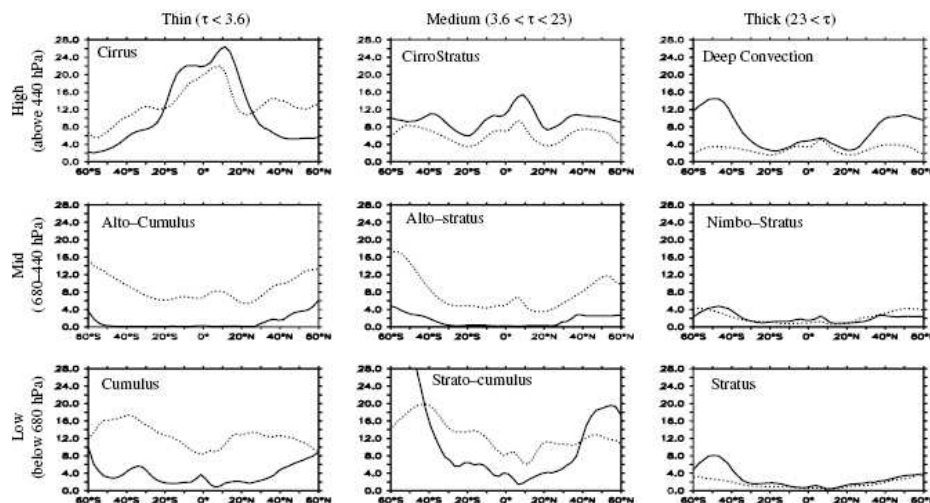


FIG. 2.7 – Moyenne zonale annuelle des différents types de nuages : Comparaison des résultats obtenus avec le simulateur appliqué à LMDZ4 (trait plein) et les données du satellite ISCCP-D2 (pointillés) (source : Ionela Musat).

moyennes latitudes. Globalement, le modèle sous-estime fortement les nuages moyens et bas, excepté les nuages les plus opaques. Ces biais du modèle sont communs à la plupart des GCMS (Zhang et al., 2005).

Cette approche est notamment utilisée dans des projets d'intercomparaisons de modèles (par exemple AMIP pour Atmospheric Model Intercomparison Project) et permet de tester l'ensemble des paramétrisations couplées à la dynamique grande-échelle. Elle ne permet cependant pas de distinguer l'effet des différentes paramétrisations sur les résultats et d'analyser comment elles interagissent entre elles.

2.4.2 Configuration 1D

Pour évaluer les paramétrisations, on fait appel à la version 1D des GCMS. Elle permet en effet de faire tourner une ou plusieurs paramétrisations sur une colonne d'atmosphère en imposant les conditions aux limites, faisant ainsi abstraction de la dynamique. Cette approche permet de tester les paramétrisations sur des cas très contraints, et de comparer les résultats non seulement aux observations mais aussi à des sorties de modèles plus haute résolution type LES ou CRM. En effet, LES et CRM peuvent être utilisés pour déduire l'impact des cumulus et cumulonimbus sur la circulation grande-échelle, par l'intermédiaire des taux de chauffage et d'humidification associés, variables facilement comparables aux sorties de GCM. Ils fournissent également les profils de température, de vapeur d'eau et d'eau liquide et leur évolution temporelle. Mais surtout, ils permettent la validation de variables internes aux paramétrisations, ce qui permet d'évaluer leur réalisme physique. La fig. 2.8 montre par exemple une comparaison de la variation de la couverture nuageuse sur une journée obtenue sur le cas ARM par plusieurs GCMS avec celle obtenue par une simulation LES. Le modèle LMDZ n'avait pas participé à cette intercomparaison, et nous allons le tester sur ce cas dans le chapitre 3.

Cette approche a donc donné naissance à des projets d'intercomparaisons de modèles de différents types, par exemple dans le cadre de EUROCS ou GCSS. La principale limite de cette approche est le nombre limité de cas définis disponibles, et la difficulté de généraliser les performances d'une paramétrisation sur un cas précis à n'importe quelle situation. Les simulations LES et CRM sont de plus très coûteuses en temps de calcul.

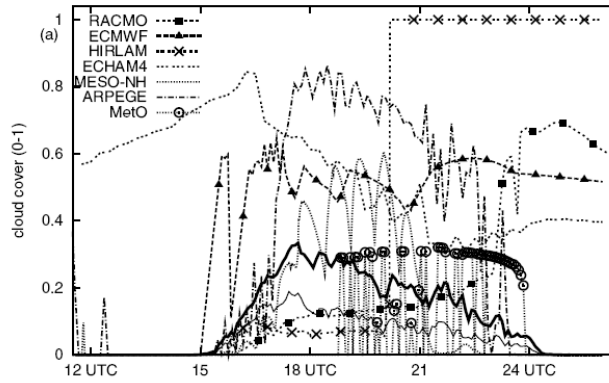


FIG. 2.8 – Evolution temporelle de la couverture nuageuse sur le cas ARM : Comparaison de plusieurs GCMs à une simulation LES (la couverture nuageuse totale de la LES est en trait plein épais, la couverture maximale en trait plein fin) (issu de Lenderink et al., 2004).

2.4.3 Etudes régionales

Une approche complémentaire consiste à limiter les simulations 3D sur une région donnée, en imposant des forçages grande-échelle issus d'analyses météorologiques opérationnelles. Ces analyses sont construites par assimilation d'observations sur une grille définie et avec un pas de temps donné. Il est ainsi possible de contraindre LMDZ à suivre une situation météorologique observée sur une région définie pendant une durée limitée. Pour cela, on utilise le modèle en mode zoomé-guidé. Le zoom permet de raffiner la grille sur la région choisie (cf fig. 2.9). Le guidage consiste à rappeler les champs météorologiques (vent, température, humidité) vers les analyses du Centre Européen (ECMWF), en ajoutant un terme de relaxation aux équations du modèle, de telle sorte que :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = F(X) + \frac{X^a - X}{\tau} \quad (2.22)$$

où X représente un champ météorologique, F représente l'opérateur de la dynamique et de la physique du modèle, X^a est le champ analysé dans ECMWF et τ une constante de temps. Le choix de τ permet de moduler l'effet des observations sur les simulations. Par exemple, on utilise souvent une constante de temps plus petite à l'extérieur du zoom, pour contraindre fortement la situation dynamique, et une constante de temps plus grande à l'intérieur du zoom pour laisser les paramétrisations agir plus librement sur les champs physiques.

Cet outil de validation des paramétrisations physiques est présenté plus en détails par Coindreau et al. (2007). Un exemple d'évaluation de modèles est donné sur la fig. 2.10, sur laquelle les variations saisonnières du cycle diurne de la température et de l'humidité relative à 2 m obtenues avec différentes paramétrisations physiques dans LMDZ sont comparées à des observations effectuées sur le site météorologique de Trappes (les résultats du modèle sont issus de 4 années de simulation entre 2000 et 2004). Sans entrer dans le détail des simulations, on peut voir que le cycle diurne de l'humidité relative près de la surface est sous-estimé, surtout en été.

Nous utiliserons également cette approche dans le chapitre 3 pour évaluer différentes paramétrisations de la couche limite par comparaison avec des observations effectuées au SIRTA.

Nous allons maintenant aborder plus précisément la modélisation des processus associés à la formation des nuages. Les nouveaux développements des paramétrisations de LMDZ seront évalués en configuration 1D à partir de LES et de CRM, et en mode zoomé-guidé à partir d'observations du SIRTA, en gardant en tête l'enjeu final : faire tourner le modèle en mode climatique.

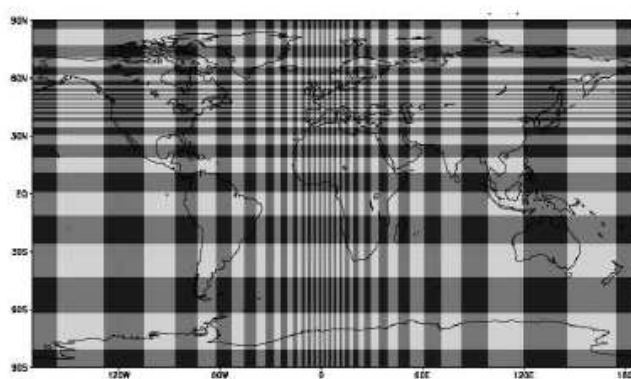


FIG. 2.9 – Grille zoomée de LMDZ sur 2°E-48°N (SIRTA) pour une résolution de 48×32 (issu de Coindreau et al., 2007).

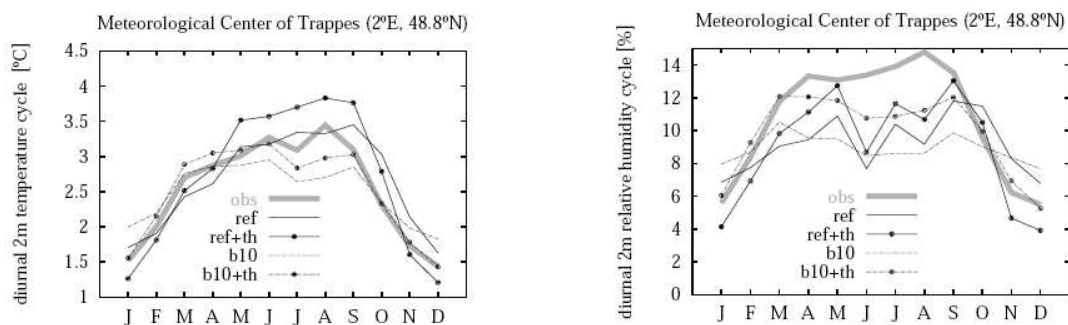


FIG. 2.10 – Comparaison entre des champs observés ('obs') et simulés avec différentes paramétrisations physiques dans LMDZ : Variations saisonnières du cycle diurne de la température à 2m (à gauche) et de l'humidité relative à 2m (à droite) (issu de Coindreau et al., 2007).

Chapitre 3

La couche limite atmosphérique convective et sa paramétrisation dans les GCMs : Le modèle du thermique nuageux

Nous avons mis en avant dans l'introduction le rôle tout particulier de la couche limite atmosphérique dans le cycle diurne des cumulus. Nous revenons ici plus en détails sur les caractéristiques de la couche limite et les structures qui y sont observées lorsqu'elle est convective. Cela permet de décrire les structures à l'origine de la formation des cumulus et de présenter les conditions dans lesquelles ceux-ci apparaissent. Nous entrerons ensuite dans le domaine de la modélisation, en faisant le bilan des différentes approches développées pour représenter les processus associés à la convection nuageuse de couche limite dans les modèles. Cela nous mènera à l'approche en flux de masse, à laquelle appartient le modèle du thermique nuageux, que nous présenterons et validerons dans la dernière partie de ce chapitre.

3.1 La couche limite atmosphérique convective

La couche limite atmosphérique se caractérise principalement par deux critères : son caractère stable, instable ou neutre, et l'origine des mouvements turbulents dont elle est le siège. La couche limite est convectivement stable lorsque l'air près de la surface est plus froid que l'air qui le recouvre. Cela arrive typiquement la nuit au-dessus des continents, mais aussi au cours de la journée, lorsque de l'air chaud est advecté au-dessus d'une surface plus froide. La couche limite est instable lorsque la couche d'air la plus chaude se trouve en surface et que des cellules convectives apparaissent. On parle de couche limite convective. Dans la couche limite, les mouvements turbulents sont principalement générés soit par forçage thermique (chauffage du sol par le rayonnement solaire), soit par forçage dynamique (cisaillement de vent en surface dû à la friction). Dans notre étude, nous allons exclusivement nous intéresser à la couche limite convective, dans laquelle le forçage thermique est dominant.

3.1.1 La couche limite atmosphérique

Description

La couche limite atmosphérique convective est structurée et se situe sous l'atmosphère dite "libre". On en distingue les différentes parties en considérant un profil typique de température potentielle dans la couche limite (fig. 3.1). Près de la surface, on reconnaît une couche dans laquelle le profil de température potentielle est instable : c'est la couche de surface. C'est dans cette couche plus chaude près de la surface que prennent naissance les cellules turbulentes, dont les plus puissantes alimentent les cellules convectives. Ces cellules, dont la partie ascendante est souvent appelée 'thermique', sont à l'origine du

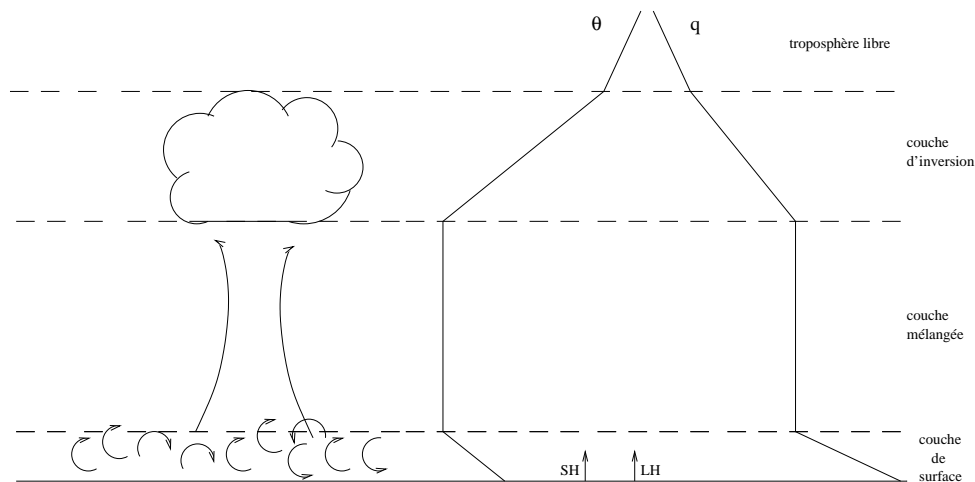


FIG. 3.1 – Vue schématique d'une couche limite convective avec formation de cumulus ne dépassant pas l'inversion. SH et LH sont les flux de chaleur sensible et latent en surface, θ est la température potentielle et q l'humidité spécifique.

profil neutre de température potentielle dans la couche dite mélangée. Au dessus de la couche mélangée, la température potentielle augmente brutalement, définissant une couche stable appelée couche d'inversion. Au niveau de l'inversion, l'air de la troposphère libre, plus sec, est entraîné dans la couche limite, ce qui assèche les thermiques et stoppe leur ascension. Dans la couche mélangée, l'humidité n'est pas toujours aussi homogène que la température potentielle. Un gradient d'humidité subsiste parfois malgré le mélange convectif. Mahrt (1976) explique cela par une advection différentielle d'humidité particulièrement les jours de fort cisaillement positif, mais aussi par une croissance rapide de la couche mélangée dans de l'air très sec situé au-dessus. L'existence de ce gradient d'humidité peut influencer sur l'apparition des nuages, puisque le niveau de condensation est très sensible à des changements d'humidité. Quant au vent, il est en général relativement constant au milieu de la couche mélangée, et connaît une décroissance logarithmique dans la couche de surface avant de s'annuler en surface.

La couche limite convective continentale présente un cycle diurne très marqué. Après le lever du soleil, lorsque la température de l'air en surface devient supérieure à celle de l'air dans les basses couches de l'atmosphère, la convection se déclenche. De 9h à 13h la couche limite se développe souvent très rapidement, puis plus lentement jusqu'à atteindre un état quasi-stationnaire quelques heures avant le coucher du soleil. Un peu avant le coucher du soleil, lorsque l'air en surface refroidit, la turbulence faiblit et les thermiques disparaissent. Mais les caractéristiques thermodynamiques des basses couches restent proches de celles de la couche mélangée en fin de journée. On est en présence d'une couche résiduelle. Au cours de la nuit, le bas de la couche résiduelle se stabilise. Parfois les vents forçissent, donnant naissance à un jet nocturne aux environs de quelques centaines de mètres au-dessus de la surface. Ces vents peuvent eux-mêmes régénérer de la turbulence près de la surface. L'humidité transportée dans la couche mélangée dans la journée se retrouve dans la couche résiduelle, ce qui peut donner des conditions plus favorables à la formation de nuages dans la couche mélangée le jour suivant. Pendant la nuit également, une forte inversion se développe dissipant tous les nuages. La hauteur de la couche limite varie donc au cours de la journée : de quelques centaines de mètres pendant la nuit, lorsque l'atmosphère est stable, à quelques 2 à 4 km dans l'après-midi. Cela est moins vrai au-dessus des océans, où elle varie peu au cours de la journée, à cause des faibles variations de température en surface.

La fig. 3.2 montre l'évolution de la couche limite au dessus du SIRTA pendant trois jours consécutifs. A droite, le signal lidar matérialise la présence d'aérosols, et la couche limite correspond à la partie bleu clair. Epaisse de quelques centaines de mètres le matin, elle s'épaissit au cours de la journée pour at-

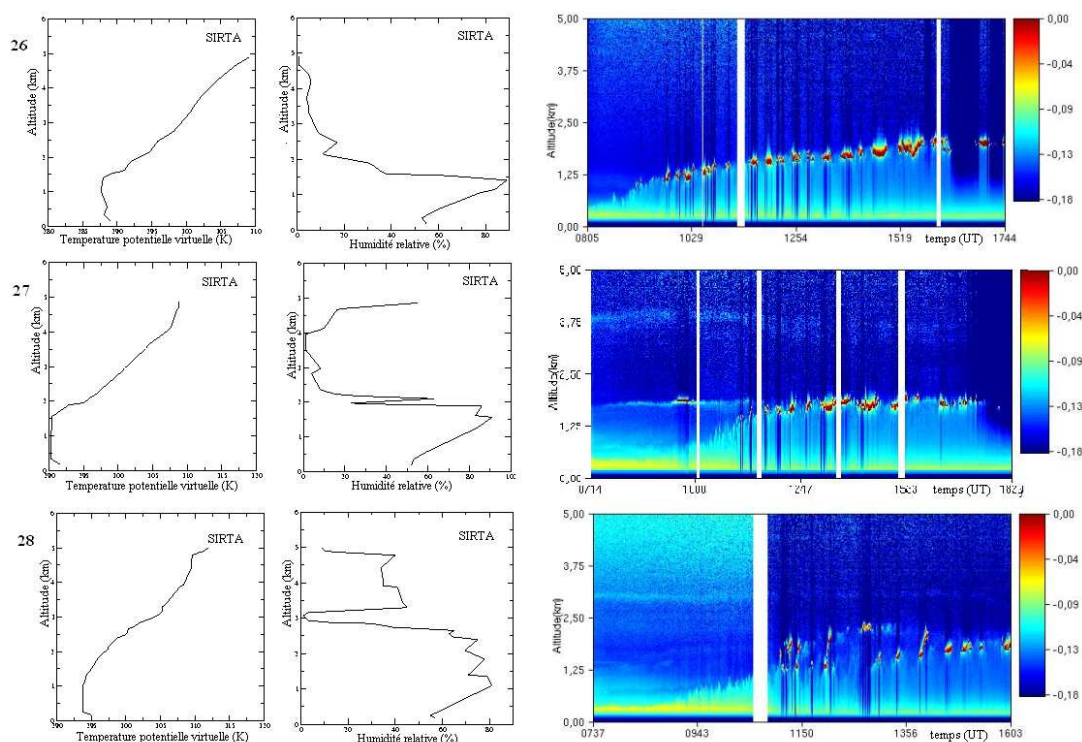


FIG. 3.2 – Profils verticaux de température potentielle et d’humidité relative enregistrés par les radiosondages de Trappes à midi pour trois jours successifs, les 26, 27 et 28 mai 2003, et les échos enregistrés au cours de la journée par le lidar aérosol LNA du SIRTa (issu de Hourdin, 2005).

teindre 2 km en fin d’après-midi. Cette croissance s’accompagne de la présence de panaches ascendants, plus clairs que l’air environnant (car davantage chargés en aérosols provenant de la couche de surface), au sommet desquels apparaissent des cumulus au cours de la journée (plus sombres avec la palette utilisée). Les radiosondages montrent une température potentielle uniforme dans la couche mélangée. On constate également que la couche mélangée s’humidifie jour après jour au cours de cette période.

La couche limite convective est donc le siège de mouvements ascendants, qui correspondent aux thermiques générés par un excès de flottabilité dans la couche de surface, et qui sont associés à une subsidence compensatoire dans l’environnement. A cause des fortes hétérogénéités de température dans la couche de surface, ces thermiques sont plus ou moins vigoureux. Dans la matinée, certains n’atteignent même pas leur niveau de flottabilité neutre, et les particules redescendent vers la surface. Certains se mélangent avec d’autres thermiques (Williams et Hacker, 1993), pour former des thermiques plus puissants qui traversent l’inversion en sommet de couche limite. L’anomalie d’humidité dans les thermiques est généralement positive. Mais la couche limite est aussi le siège de mouvements subsidents d’origines diverses, toujours en lien avec une instabilité, qui transportent de l’air du niveau de l’inversion vers la couche mélangée. Certains correspondent aux subsidences compensatoires associées aux thermiques, d’autres sont générés par le passage d’une onde de gravité ou la génération de turbulence inertielle (Grossman et Gamage, 1995). La plupart de ces structures ne pénètrent que dans la partie supérieure de la couche mélangée avant de remonter. Nommées ‘intrusions d’air sec’ par Couvreur et al. (2005), certaines atteignent cependant la surface. L’anomalie d’humidité dans ces structures est négative et celle de température potentielle positive, impliquant l’existence d’un forçage dynamique au niveau de l’inversion. L’utilisation de différents traceurs émis soit en surface, soit dans la couche d’inversion, soit dans la troposphère libre permet de mettre en évidence que l’air constituant ces intrusions d’air sec provient de

la couche d'inversion. Initialement forcé à descendre, cet air a acquis une flottabilité négative au cours de sa descente, vers $0.6z_i$. Couvreux et al. (2005) associe ce gain de flottabilité négative à l'aspect instationnaire de la couche limite continentale, qui se réchauffe sans affecter les intrusions plus isolées.

Le développement de la couche limite dépend donc à la fois des conditions de surface et de l'entraînement d'air troposphérique au niveau de l'inversion.

Interactions au niveau de la surface et de l'inversion

L'influence de la surface sur l'atmosphère se fait par friction, évaporation, transfert de chaleur et émission de polluants, parfois en dépendance avec des hétérogénéités de terrain. Une partie du flux radiatif solaire qui atteint la surface est absorbée dans le sol, mais la majorité est transférée à nouveau dans l'atmosphère sous forme de rayonnement thermique, en flux de chaleur sensible ($\rho C_p \overline{w'\theta'_s}$) et latente ($\rho L_v \overline{w'q'_s}$), les flux conductifs ne jouant un rôle qu'au voisinage immédiat de la surface. Au-dessus des continents, cette partition entre flux sensible et latent joue un rôle majeur. Le rapport de Bowen – rapport entre le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latent en surface – est plus petit au-dessus des surfaces humides où l'énergie est transmise par évaporation, et plus grand au-dessus des surfaces sèches où l'énergie est transmise par chauffage. Il est de l'ordre de 5 dans les régions semi-arides, de 0.5 dans les forêts, de 0.2 dans les zones irriguées et de 0.1 sur la mer.

Au-dessus des océans, le flux de chaleur sensible en surface et l'entraînement relativement faible de chaleur à la base des nuages s'équilibrent avec le refroidissement radiatif dans la couche sous-nuageuse. L'évaporation et le transport d'eau dans la couche nuageuse compensent l'effet assèchant de la subsidence grande échelle à ce niveau (Betts, 1975). Les précipitations ont peu d'effet sur le flux de chaleur latent en surface.

Au dessus des continents, les processus sont plus complexes, à cause du fort cycle diurne de la couche limite, contrôlé par le réchauffement progressif du sol. Pendant la journée, la température potentielle près de la surface augmente rapidement, tandis que l'humidité spécifique varie moins fortement (elle augmente puis rediminue), l'évaporation en surface étant contre-balançée par l'entraînement d'air plus sec en sommet de couche limite. De plus, au-dessus des continents, les précipitations modifient localement les caractéristiques du sol, le rendant plus froid et plus humide.

L'importance des processus d'entraînement d'air en sommet de couche limite au-dessus des continents a été étudiée par Betts et al. (1996) par l'analyse des variations de θ_e . Les flux de surface tendent à augmenter θ_e tandis que l'entraînement en sommet de couche limite tend à la diminuer. La fig. 3.3 montre les valeurs prises par θ et q à différentes heures de la journée à 2 m en fonction du contenu en humidité du sol (SM) pour des mesures effectuées en été en Amérique du Nord. Sur le graphe, les isolignes de θ_e sont représentées en pointillés. La température potentielle la plus forte est obtenue au-dessus du sol le plus sec (SM=13%) tandis que le maximum d'humidité reste faible avec dans l'après-midi $\theta_e=352$ K. Au-dessus d'un sol plus humide, la température potentielle est plus faible mais l'humidité plus forte, et dans l'après-midi θ_e atteint 361 K. Cette valeur élevée de θ_e est due en partie à une humidité plus forte en surface, mais également à un plus faible entraînement d'air à θ_e faible en sommet de couche limite. En effet, un sol plus humide conduit à un flux de chaleur sensible plus faible, ce qui réduit la croissance de la couche limite et l'entraînement d'air à son sommet. L'étude de cette rétroaction entre humidité du sol, évaporation et précipitations sur continents est encore l'objet de nombreuses recherches.

Les grandeurs caractéristiques de la couche limite

On présente ici brièvement les grandeurs utilisées pour caractériser la couche limite, son caractère turbulent, l'intensité turbulente, et les différentes échelles de longueur, de vitesse et de temps (cf Stull, 1988).

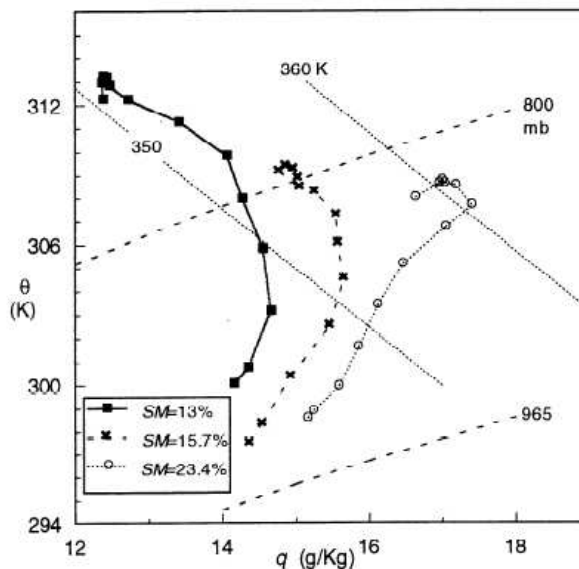


FIG. 3.3 – Evolution de la température potentielle θ en fonction de l'humidité spécifique q à 2 m moyennées sur 28 jours entre juillet et août 1987 en Amérique du Nord pendant la campagne FIFE (First International Satellite Land Surface Climatology Project Field Experiment). Les points correspondent à des valeurs horaires entre 11 :15 et 23 :15UTC, les différents symboles à différentes humidité du sol (SM pour soil moisture). Les pointillés sont des isolignes de θ_e (issu de Betts et al., 1996).

- Nombre de Reynolds et régime de turbulence :

Le nombre de Reynolds est le rapport entre les forçages inertiels et visqueux.

$$Re = \frac{VL}{\nu} \quad (3.1)$$

Dans la couche limite, la vitesse horizontale V est de l'ordre de 5 m s^{-1} , la longueur caractéristique L supérieure à 100 m, et la viscosité de l'air est de $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Le nombre de Reynolds est donc de l'ordre de 3×10^7 , correspondant toujours à un régime turbulent. L'intensité de la turbulence s'étudie à partir de l'énergie cinétique turbulente et le régime de turbulence à partir du nombre de Richardson.

- L'énergie cinétique turbulente :

L'énergie cinétique turbulente permet d'estimer l'intensité de la turbulence. Elle correspond à la somme des variances des fluctuations de vitesse dans les trois directions (x,y,z).

$$e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.2)$$

où e s'exprime en $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$. L'intensité de la turbulence conditionne le transport de moment, de chaleur et d'humidité dans la couche limite. Pour étudier l'évolution de l'intensité de la turbulence, on dresse l'équation bilan d'énergie cinétique turbulente et on compare les valeurs relatives des termes de production et de destruction de e (cf paragraphe 2.1.3).

- Nombre de Richardson et effet relatif de la flottabilité et du cisaillement :

Le nombre de Richardson correspond au rapport entre la génération de turbulence par flottabilité et par cisaillement. Ainsi :

$$Rf = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w' \theta_v'}}{u' w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + v' w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (3.3)$$

En régime instable, le numérateur est positif et $Rf < 0$. En régime stable, les deux flux sont négatifs et le numérateur correspond à une inhibition plutôt qu'à une source. Si $Rf = 0$, le régime est dit neutre. Ce nombre s'exprime souvent en fonction des gradients, plus faciles à mesurer que les flux, en supposant que les flux sont proportionnels aux gradients. Ainsi, le nombre de Richardson "gradient" se définit comme :

$$Ri = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \overline{\theta_v}}{\partial z}}{\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}^2 + \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}^2} \quad (3.4)$$

On constate qu'un écoulement laminaire devient turbulent typiquement lorsque $Ri < Rc$ avec Rc de l'ordre de 0.21 à 0.25 ; et qu'un écoulement turbulent devient laminaire lorsque $Ri > Rt$ avec $Rt = 1$.

Lorsque les forces de flottabilité dominant, on parle de convection libre. Lorsque les forces de cisaillement dominant, on est en présence de convection forcée. Pour chacun de ces deux régimes, on définit plusieurs échelles caractéristiques :

- Les échelles caractéristiques de convection libre :

En présence de convection libre, l'écoulement se caractérise par des cellules convectives d'une hauteur comparable à celle de la couche limite, contrôlées par le flux de chaleur sensible en surface. Ainsi l'échelle de longueur caractéristique est z_i , la hauteur de la couche mélangée. L'échelle de vitesse se définit en fonction de la force de flottabilité liée au flux de chaleur sensible :

$$w^* = \left(\frac{gz_i}{\theta_v} \overline{(w'\theta_v')}_s \right)^{1/3} \quad (3.5)$$

Cette vitesse est du même ordre de grandeur que les fluctuations de vitesse verticale dans les thermiques (quelques $m s^{-1}$). On peut aussi définir une échelle de temps comme le temps que met une particule pour aller du bas au sommet de la couche limite :

$$t^* = \frac{z_i}{w^*} \quad (3.6)$$

t^* est de l'ordre de 5 à 15 min. A partir de w^* , on peut aussi définir des échelles de température et d'humidité dans la couche mélangée (ML pour mixed layer) :

$$\theta^{*ML} = \frac{\overline{(w'\theta_v')}_s}{w^*}, \quad q^{*ML} = \frac{\overline{(w'q')}_s}{w^*}$$

où θ^* est du même ordre de grandeur que l'excès de température dans les thermiques (de 0.01 à 0.3 K), et q^* est du même ordre de grandeur que l'excès d'humidité dans les thermiques (de 0.01 à 0.5 $g kg^{-1}$).

- Les échelles caractéristiques de convection forcée :

En présence de convection forcée, l'écoulement est contrôlé par le cisaillement de vent, et on définit la vitesse de friction u^* :

$$u^{*2} = \overline{(u'w')}_s^2 + \overline{(v'w')}_s^2 \quad (3.7)$$

qui permet de même de définir des échelles de température et d'humidité dans la couche de surface (SL pour surface layer) :

$$\theta^{*SL} = \frac{\overline{(-w'\theta')}_s}{u^*}, \quad q^{*SL} = \frac{\overline{(-w'q')}_s}{u^*}$$

Citons pour finir d'autres longueurs caractéristiques importantes dans la couche limite :

- l'échelle de Kolmogorov :

Il s'agit d'une mesure de la plus petite échelle de turbulence.

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (3.8)$$

où ν est la viscosité de l'air et ϵ la dissipation d'énergie cinétique turbulente. En 3D, la turbulence se dissipe des grands tourbillons vers les plus petits, η étant de l'ordre du mm.

- La longueur d'Obukhov :

Elle est proportionnelle à la hauteur à laquelle la production de turbulence par flottabilité dépasse pour la première fois celle par cisaillement. Les deux termes s'égalisent à $z \approx 0.5L$ avec L :

$$L = \frac{-\overline{\theta}_v u^{*3}}{\kappa g (w' \theta_v')_s} \quad (3.9)$$

où κ est la constante de Von Karman (de l'ordre de 0.4). Le jour, L est typiquement comprise entre -150 m et 0, la nuit entre 0 et 200 m. Pour $z \ll L$, les effets de la stratification ne sont pas sensibles.

- La hauteur de la couche limite :

Il existe plusieurs façons de définir la hauteur de la couche limite. Celle-ci est souvent associée à la hauteur de la couche mélangée, soit la hauteur de l'inversion de θ . La hauteur de la couche limite peut aussi être définie comme l'altitude à laquelle le flux de chaleur est minimum. Une autre façon de définir la hauteur de la couche limite est de faire l'hypothèse que la production turbulente doit s'annuler à son sommet, qui dépend alors d'un nombre de Richardson critique. La méthode dite de la parcelle détermine le sommet de la couche limite comme le niveau d'équilibre d'une particule d'air ascendante matérialisant un panache (Mathieu, 2000). Dans notre étude, on définira aussi la hauteur de la couche limite comme l'altitude moyenne à laquelle la vitesse verticale s'annule dans un panache ascendant sous l'effet de sa flottabilité puis par inertie.

3.1.2 Les structures organisées de la couche limite

Génération de la turbulence dans la couche limite

Dans la couche limite atmosphérique, nous avons vu que la turbulence est d'origine thermique (flottabilité), ou dynamique (cisaillement de vent). Si la flottabilité domine dans les couches limites convectives, les structures observées dans une telle couche limite peuvent être modifiées par la contribution du cisaillement. Ainsi l'effet des deux forces en question doit être connu. Des observations ont été réalisées dans des couches limites où cisaillement de vent et flottabilité coexistent, mais pour étudier la contribution de chacune de ses forces de façon plus académique, l'exploitation de simulations LES s'avère très instructive. Moeng et Sullivan (1994), en imposant la vitesse géostrophique et le flux de chaleur en surface, construisent des simulations LES de trois types différents de couche limite : un cas où la flottabilité domine avec un faible cisaillement de vent, un cas où le cisaillement domine et le flux en surface est nul, et enfin deux cas intermédiaires, dans lesquels un fort cisaillement coexiste avec un flux de chaleur modéré. L'écoulement généré par le cisaillement de vent est dominé en surface par l'alternance de bandes de vitesse forte et faible, alignées avec la direction du vent moyen, appelée "streaks" en anglais (fig. 3.4 à gauche). Ces structures s'estompent avec l'altitude et disparaissent vers le milieu de la couche mélangée (cf fig. 3.4 à droite). Lorsque la flottabilité domine, l'écoulement se caractérise par la présence de panaches ascendants d'une extension verticale comparable à la hauteur de la couche limite. Ils sont visibles à $0.2 z_i$ et $0.8 z_i$ sur la fig. 3.5. Dans un régime mixte, où cisaillement et flottabilité coexistent, apparaissent des structures qui n'existent dans aucun des cas séparés. En surface on retrouve les "streaks" caractéristiques du régime de cisaillement, mais qui coexistent avec des structures bidimensionnelles de type rouleaux. La flottabilité agit sur les "streaks" en surface pour donner des structures plus grandes qui se transforment en rouleaux dans les niveaux supérieurs (cf fig. 3.6 à droite). Suivant l'effet relatif du cisaillement de vent et de la flottabilité, les structures observées dans la couche limite présentent donc différentes caractéristiques, qui font l'objet du paragraphe suivant.

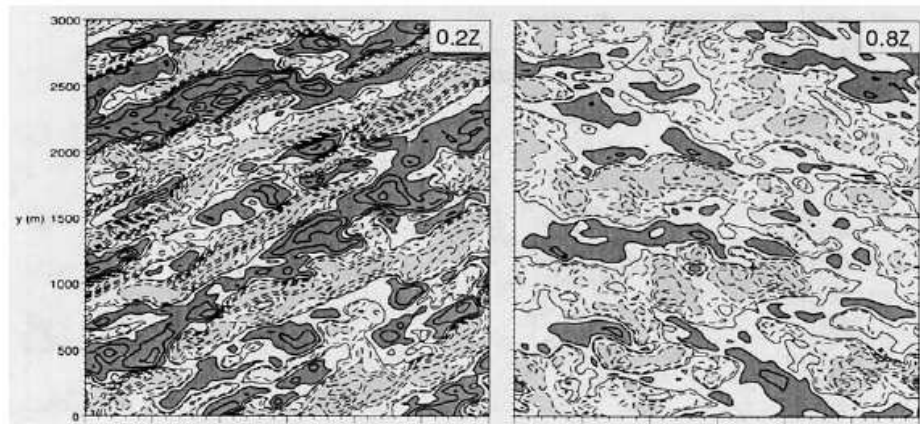


FIG. 3.4 – Contours du champ de vitesse horizontale u à 0.2 et $0.8z_i$ pour la simulation dominée par le cisaillement. Contours : $(-3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, -0.1, 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5)$, gris foncé : $u > 0.5$, gris clair : $u < -0.5$ (issu de Moeng et Sullivan, 1994).

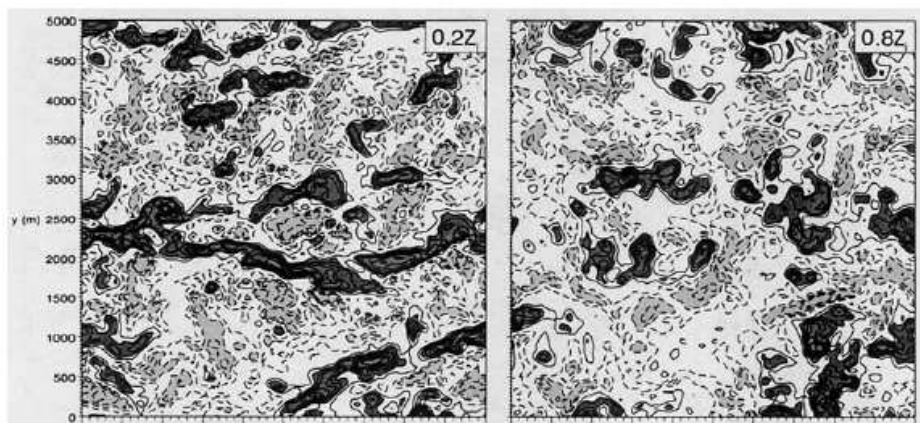


FIG. 3.5 – Contours du champ de vitesse verticale w à 0.2 et $0.8z_i$ pour la simulation dominée par la flottabilité. Contours : $(-2, -1.5, -1, -0.5, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4.5)$, gris foncé : $w > 1$, gris clair : $w < -1$ (issu de Moeng et Sullivan, 1994).

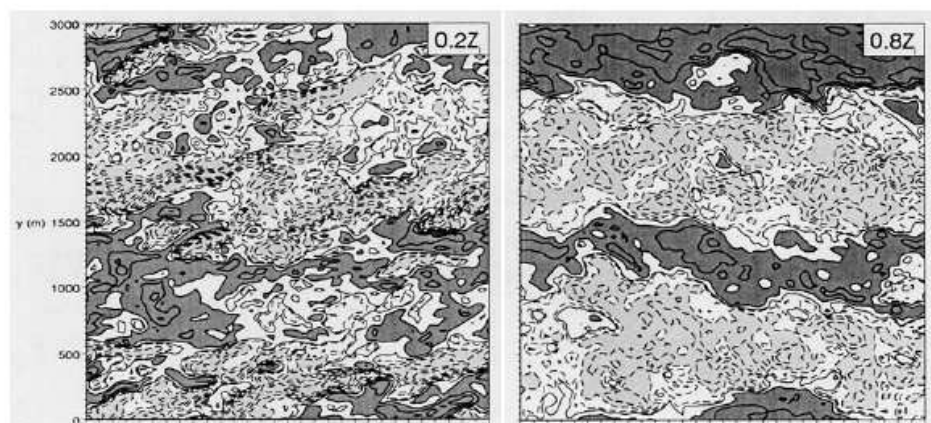


FIG. 3.6 – Contours du champ de vitesse horizontale u à 0.2 et $0.8z_i$ pour la simulation avec flottabilité et cisaillement. Contours : $(-3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, -0.1, 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2)$, gris foncé : $u > 0.5$, gris clair : $u < -0.5$ (issu de Moeng et Sullivan, 1994).

Caractéristiques des structures observées

Les caractéristiques des structures à l'origine des panaches ascendants ou des rouleaux dans la couche limite sont présentées par Atkinson et Zhang (1996). Ces structures sont polygonales, et majoritairement hexagonales, dans le cas des panaches, qui constituent la partie ascendante de cellules, et linéaires dans le cas de rouleaux. Leurs caractéristiques sont les suivantes :

- Les cellules dites ouvertes : leur périphérie ascendante peut-être chapeauté de nuages et leur coeur subsident est clair. Elles apparaissent souvent en hiver sur des océans chauds à l'est des continents. Moins fréquentes sur les continents, elles y sont souvent observées sans nuages. Leur diamètre peut atteindre 30 km et leur hauteur 2 km. Elles donnent naissance à des nuages de type cumulus.

- les cellules dites fermées : leur coeur est ascendant et leur périphérie subsidente. Elles se forment souvent en été au dessus d'un océan froid à l'ouest des continents : elles donnent naissance aux stratocumulus de bord est des océans. Leur diamètre peut atteindre une cinquantaine de kilomètres et leur hauteur 2 km.

- Les rouleaux : ils se forment par exemple lorsque de l'air froid ayant séjourné longtemps au-dessus d'un continent arrive au-dessus d'un océan plus chaud, déstabilisant la partie basse de la couche limite. Ce phénomène est appelé extrusion d'air froid. La couche limite devient alors convective et des rouleaux apparaissent, dans une direction proche de celle du vent horizontal, ou environ 15° à gauche du vent géostrophique (LeMone, 1973), parallèles entre eux, avec des sens de rotation opposés. Si l'air condense dans la partie ascendante de ces structures, des rues de nuages se forment, constituées de cumulus alignés (cf fig. 3.10). Ce phénomène est souvent observé sur les côtes Est de continents comme le Groenland, l'Amérique du Nord, la Sibérie ou le Japon. Mais il a également lieu au-dessus des continents, notamment dans le désert, où il serait à l'origine de la formation de dunes longitudinales. Les rouleaux se forment plus souvent en hiver qu'en été. Leur extension horizontale dans la direction transverse aux rouleaux varie de 2 à 5 km et leur extension verticale de 0.5 à 2 km (cf fig. 3.9 et fig. 3.10).

Un paramètre important caractérisant ces structures est leur rapport d'aspect r : rapport entre la distance séparant deux rouleaux et leur épaisseur, ou rapport entre le diamètre d'une cellule et son épaisseur, comme illustré fig. 3.8. Dans une revue des structures bi-dimensionnelles de la couche limite, Young et al. (2002) font le point sur le rapport d'aspect des rouleaux obtenus par différentes études (fig. 3.7). Les valeurs varient de 1.8 à 12.1, et sont plus faibles sur continent que sur océan pendant des extrusions d'air

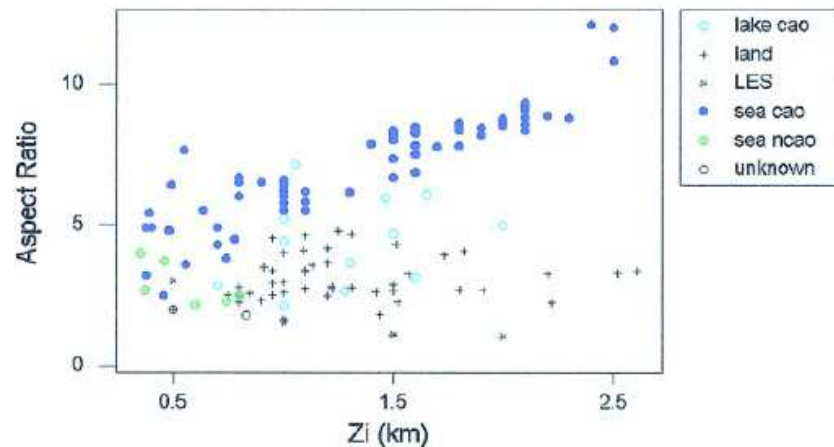


FIG. 3.7 – Rapport d’aspect de rouleaux en fonction de la hauteur de la couche mélangée dans différents environnements : “cao” pour “cloud-air outbreaks”, “ncao” pour “non cold-air outbreaks”, “LES” pour large-eddy simulation, “sea” pour des cas océaniques, “lake” pour des cas au dessus des grands lacs, et “land” pour des cas sur continent (issu de Young et al., 2002).

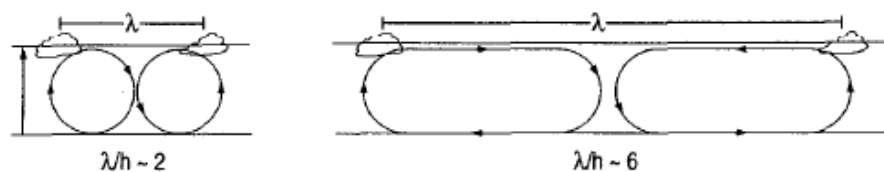


FIG. 3.8 – Définition du rapport d’aspect d’un rouleau (rapport entre l’espacement λ entre deux rouleaux et la hauteur h) et d’une cellule (rapport entre le diamètre de la cellule et sa hauteur) (issu de Atkinson et Zhang, 1996).

froid. Les processus physiques responsables des différentes valeurs du rapport de mélange ne sont pas clarifiés et sont encore à l’étude. Weckwerth et al. (1997) suggèrent par exemple que le rapport d’aspect des rouleaux est d’autant plus grand que l’instabilité convective est grande.

Dans la suite, nous faisons davantage référence aux rouleaux, car, de par leur structure bi-dimensionnelle, ils apparaissent plus simples à modéliser. Plusieurs études se sont intéressées aux conditions dans lesquelles les rouleaux se forment. En effet, les conditions de température et d’humidité peuvent être les mêmes en présence de rouleaux ou de cellules. La fig. 3.11 montre le lissage de l’écho radar obtenu pour différents cas d’observations en Floride, distinguant des structures en rouleaux (a), en cellules (b), de la convection non organisée (c) ou pas de convection (d). Weckwerth et al. (1997) confirment à partir de ces observations que la formation de rouleaux dépend du flux de chaleur et du cisaillement de vent, comme suggéré par LeMone (1973). Le vent doit être d’au moins $5,5 \text{ m s}^{-1}$ pour que des rouleaux puissent se former. Les cas sans rouleaux présentent un éventail de valeurs de cisaillement, mais ont tous un faible flux de chaleur en surface. Au-delà d’un certain cisaillement, les rouleaux n’apparaissent que dans une certaine gamme de valeurs de flux (limite supérieure). Le cisaillement est bien le facteur déterminant

type de structure	échelle horizontale	échelle verticale	r	ΔT en surface
rouleaux	L : de 10 à 200 km - l : 2 à 5 km	0.5 à 2 km	2 à 5	0.5 à 21°
cellules ouvertes	diamètre : 30 km	2 km	15	2 à 5°
cellules fermées	diamètre : 24 à 53 km	hauteur : 1.3 à 2 km	3 à 28	1.7 à 5°

TAB. 3.1 – Principales caractéristiques des structures cohérentes de la couche limite

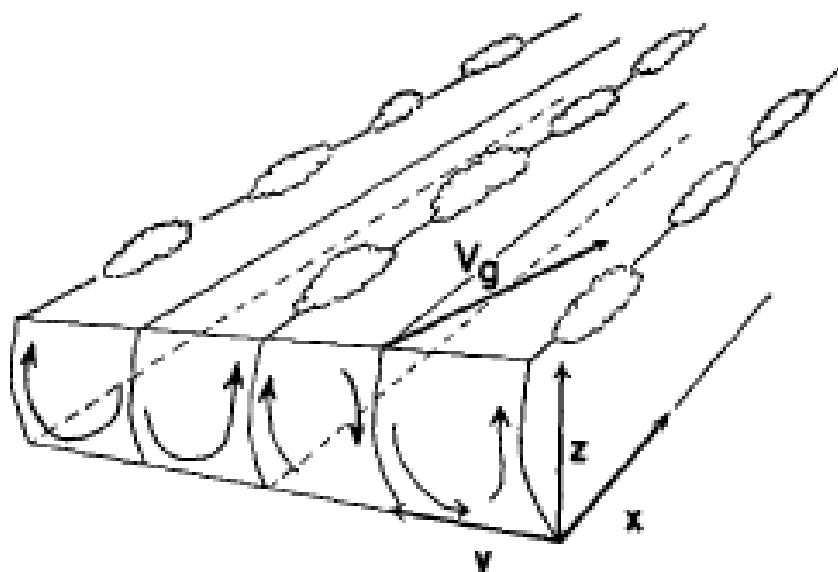


FIG. 3.9 – Schématisation de rues de nuages (issue de LeMone, 1973).

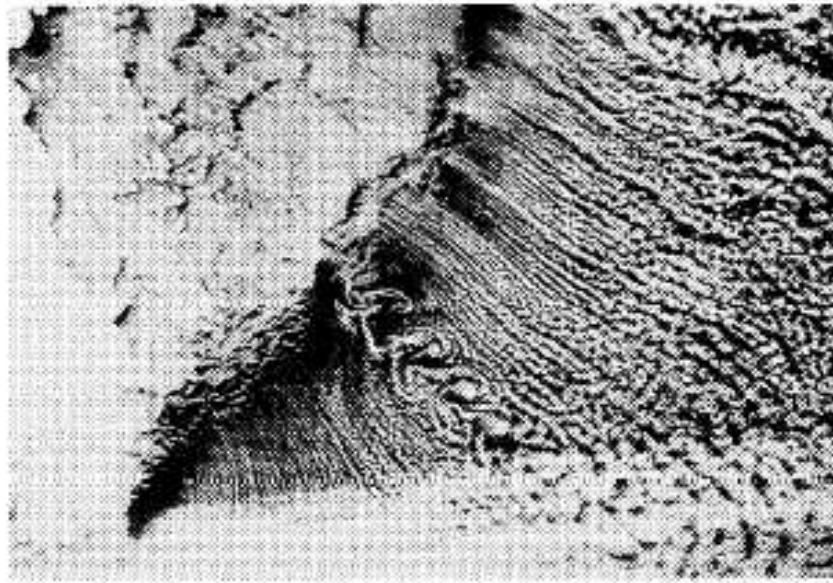


FIG. 3.10 – Rues de nuages se formant lorsque l’air provenant d’un continent glacé arrive au-dessus de l’océan plus chaud (“cold air outbreak”) (issu de Atkinson et Zhang, 1996).

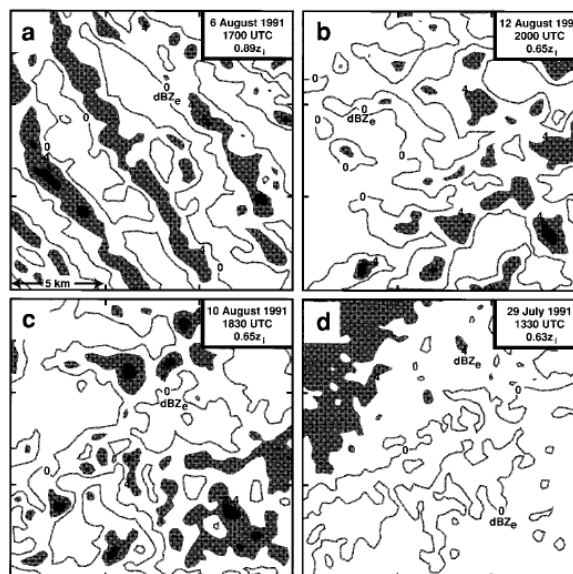


FIG. 3.11 – Réflectivité radar (dBZ_e) interpolée sur différents cas observés. Les zones grisées correspondent à un écho d’intensité dBZ_e supérieure à 4 et caractérisent les zones ascendantes davantage chargées en ’réflecteurs’. Le niveau d’observation par rapport à la hauteur de la couche limite est indiqué en haut à droite de chaque figure (issu de Weckwerth et al., 1997).

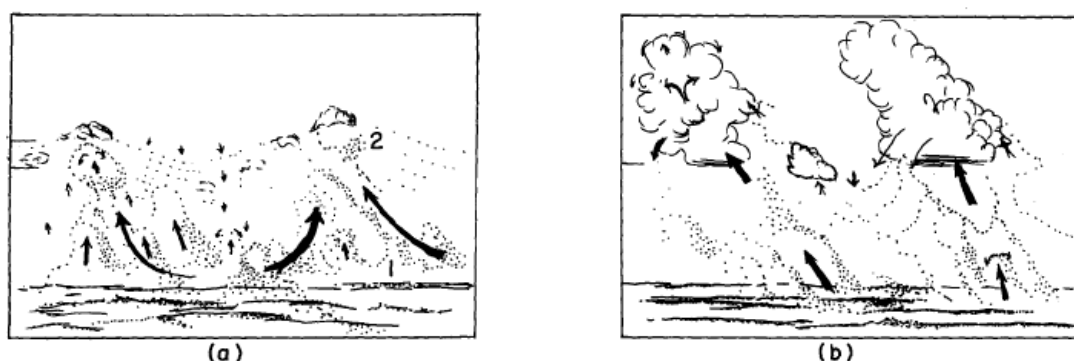


FIG. 3.12 – Schéma représentant les structures observées dans le cas des petits cumulus (a), et dans le cas de cumulus plus développés (b). Les flèches représentent les écoulements d'air (issu de LeMone et Pennel, 1976).

pour la formation de rouleaux (fort cisaillement) et de cellules (faible cisaillement). Cependant, il semblerait que ce soit le cisaillement en surface et non dans la couche mélangée qui soit le plus important pour le maintien des rouleaux. Les principales caractéristiques de ces différentes structures sont résumées dans le Tab.3.1.

L'étude de Weckwerth et al. (1997) a également mis en avant que les rouleaux pouvaient exister sans se matérialiser par des rues de nuages. Dans quelles conditions les nuages apparaissent-ils au sommet de la couche limite ?

3.1.3 Formation des nuages en sommet de couche limite

Circulation thermique et nuages

Quelle est la relation entre les structures de la couche limite et l'occurrence des nuages ? LeMone et Pennel (1976) utilisent des observations faites dans les environs de Puerto Rico en décembre 1972 pour étudier le lien entre structures de la couche sous-nuageuse, flux et caractéristiques des nuages. Ils étudient deux types de situations : un cas de petits cumulus ne dépassant pas l'inversion, avec une base uniforme, et un cas de cumulus isolés plus profonds, atteignant jusqu'à 2 km. Les processus associés à chacun de ces cas sont schématisés sur la fig. 3.12. Les interactions entre couche sous-nuageuse et nuageuse apparaissent différentes dans ces deux cas. Dans le cas des petits cumulus, l'écoulement dans la couche sous-nuageuse est dominé par la présence de rouleaux. Les nuages se forment lorsque les particules turbulentes qui montent dans la partie ascendante des rouleaux atteignent leur niveau de condensation (noté 2 sur la figure). Ce sont des nuages forcés. Ces particules ont été amenées dans la source d'air alimentant les nuages par convergence latérale près de la surface (notée 1 sur la figure). Leur flottabilité devient négative dès lors qu'elles forment un nuage. Les processus observés sont un peu différents dans le cas où des cumulus plus développés sont observés. Les nuages se forment clairement au sommet de panaches ascendants localisés ("roots"), et le dégagement de chaleur associé à la condensation est tel que le nuage suit une dynamique propre. C'est un nuage actif. Par des mesures de flux, cette étude confirme l'importance du rôle des nuages dans le transport de chaleur, d'humidité, de masse et de moment, les flux et l'intensité turbulente étant beaucoup plus forts juste sous la base des nuages que dans l'air clair environnant. Cette corrélation s'observe jusqu'à 100 voire 300 m au-dessous de la base des nuages (cf fig. 3.13).

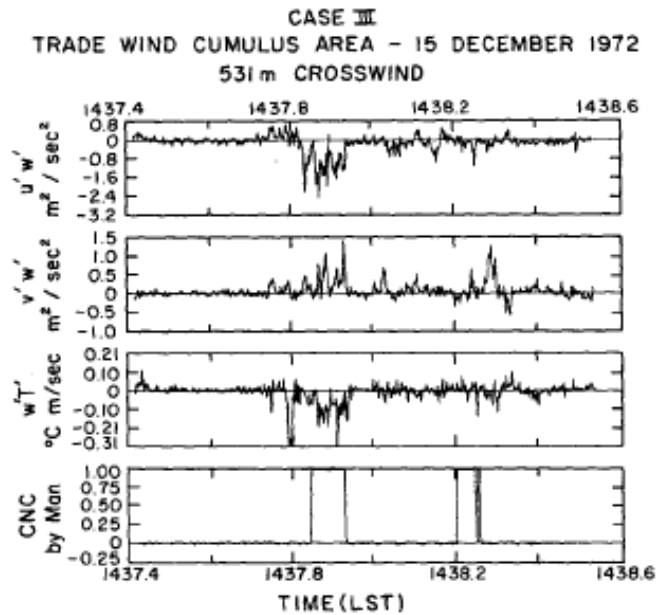


FIG. 3.13 – Evolution des flux de moment et de température à 531 m observée lors de la formation de cumulus bien développés par un vol avion parcourant 20 km en 5 min (indicateur 1-0 CNC de la présence de cumulus) (issu de LeMone et Pennel, 1976).

La nature de la circulation thermique à l'intérieur des nuages a été étudiée par Blyth et al. (2005) à partir d'observations et de simulations CRM de cumulus en Floride. Il apparaît qu'un nuage peut-être constitué de plusieurs panaches thermiques à différents stades de son développement. L'écoulement est dominé par un panache ascendant entouré de subsidences. L'air à l'intérieur du panache est divergent et est entraîné dans les subsidences. Ces subsidences peuvent être situées à l'intérieur même du nuage. Les conclusions de leur étude rejoignent celles d'études antérieures : le cœur du nuage est composé de particules avec un contenu très fort en eau liquide, parfois proche de la valeur d'une particule non diluée depuis la base du nuage et la largeur de ce cœur diminue avec l'altitude. Cependant, ils mettent également en avant un phénomène apparemment fréquent mais qui n'avait jamais été révélé auparavant : l'existence de plusieurs régions de très faible contenu en eau liquide au centre du panache, proches des endroits où la vitesse verticale et la divergence horizontale sont maximum.

Dans quels conditions les cumulus se forment-ils au sommet des thermiques convectifs ayant pris naissance en surface ?

Conditions favorables à la formation des nuages

Nous avons vu que les interactions avec la surface jouent un rôle fondamental sur les processus de couche limite. Cependant, il n'y a pas de corrélation directe entre les conditions en surface et l'occurrence ou non de nuages. C'est l'interaction entre différents processus atmosphériques et de surface qui va être à l'origine de l'apparition de nuages. Par exemple, sur océan, où les conditions de surface sont relativement uniformes, différentes structures nuageuses peuvent être observées dans la même zone.

Une condition nécessaire à la formation des nuages

L'effet de l'entraînement sur le développement de la couche limite et des nuages est triple : il réchauffe la couche limite, l'assèche ou l'humidifie selon les caractéristiques de la troposphère libre, et

épaissit la couche limite. Pour qu'un nuage se forme, il faut que les effets de l'entraînement défavorables à la formation de nuages (réchauffement et assèchement) soient inférieurs aux effets de l'entraînement favorables à la formation des nuages (humidification et épaissement) (Zhu et Albrecht, 2002). Ainsi, si la stratification au-dessus de la couche limite est faible, le réchauffement via l'entraînement est faible et la formation de nuages est favorisée. La subsidence, en réduisant l'humidité au sommet de la couche limite défavorise généralement la formation des nuages. Quand les effets combinés de tous ces processus donnent une humidité relative de plus de 80% en sommet de couche limite, le nombre de nuages augmente significativement.

Formation des premiers nuages

Souvent, l'heure d'apparition des premiers cumulus ne correspond pas à la prévision qu'on peut en faire à partir des caractéristiques moyennes de la couche limite et de la surface sur le domaine considéré. Cela est dû au fait qu'une partie du thermique, vraisemblablement son coeur, atteint le sommet de la couche mélangée sans se diluer. Ce sont ces particules, moins diluées, qui ont le niveau de condensation la plus bas et qui sont à l'origine de la formation des premiers nuages. Wilde et al. (1985) expliquent cela en définissant deux zones :

- une zone d'entraînement, dont le sommet correspond à la hauteur du plus haut thermique sur le domaine considéré, et la base correspond au niveau où la fraction moyenne d'air de la couche mélangée par rapport à celui de la troposphère libre est de 90%.
- une zone "LCL" (pour 'Lifting Condensation Level'), dont le sommet est défini par le niveau de condensation le plus élevé obtenu à partir de conditions locales de surface, et la base par le niveau de condensation le plus faible.

Le moment où les nuages apparaissent correspond à celui où le sommet de la zone d'entraînement atteint le bas de la zone LCL (c'est-à-dire le niveau de condensation du thermique le plus humide). Les observations montrent que la zone "LCL" est moins épaisse le matin, car l'intensité turbulente et les variations d'humidité en surface sont plus faibles à ce moment-là de la journée. Cette méthode repose sur l'hypothèse selon laquelle le thermique le plus haut a le niveau de condensation le plus bas. Cela n'est pas évident puisqu'un thermique plus chaud devrait plutôt avoir un plus haut niveau de condensation.

Pour étudier plus en avant les conditions de formation et de maintien des cumulus, Zhu et Albrecht (2003) utilisent des simulations LES de 100 m de résolution sur l'horizontale et de 15 à 40 m de résolution sur la verticale avec un pas de temps de 3 s. Ils étudient les processus mis en jeu lors de la formation de cumulus forcés au dessus d'un continent par une forte flottabilité, simulations construites à partir d'observations faites sur le site ARM. Contrairement aux études antérieures, ils choisissent un cas présentant une forte discontinuité en humidité au sommet de la couche limite, ce qui n'est pas le cas au dessus des océans. Leurs résultats rejoignent les conclusions de Wilde et al. (1985) sur l'initiation des cumulus. La fig. 3.14 montre les caractéristiques de la couche limite vers 10h30 heure locale, lorsque les cumulus commencent à se former. Les résultats confirment que c'est le thermique le plus vigoureux, celui qui pénètre le plus haut au-dessus de l'inversion, qui va être à l'origine de l'apparition des premiers nuages. Ce thermique est peu affecté par les processus d'entraînement et son ascension peut être considérée comme adiabatique. Leur étude montre également que le thermique le plus vigoureux est bien associé au niveau de condensation le plus bas comme supposé par Wilde et al. (1985). Même si ce thermique est plus chaud que les autres, il est aussi beaucoup plus humide, et l'effet net est de réduire le niveau de condensation.

Développement et maintien des cumulus

Les simulations LES de Zhu et Albrecht (2003) permettent également d'étudier l'influence de certains paramètres sur le développement et le maintien des cumulus. Ainsi, ils montrent que si le flux de chaleur sensible à la surface des continents est un facteur clé contrôlant l'initiation des nuages et leur base (apparition des nuages plus tôt avec un flux plus fort et base plus élevée pour un flux plus fort),

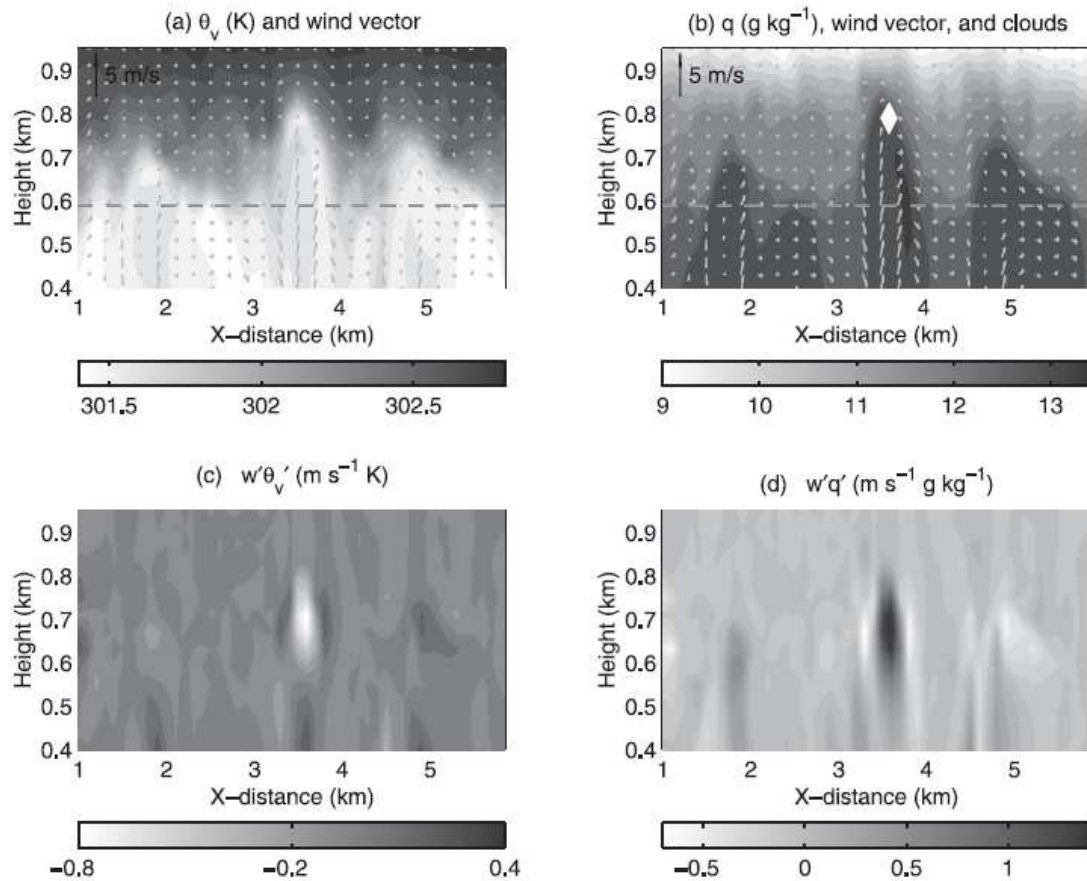


FIG. 3.14 – Coupe verticale montrant la structure de la couche limite lors de la pénétration du plus fort thermique et l'initiation des nuages. (a) Température potentielle virtuelle et champ de vent, (b) humidité spécifique et champ de vent, la partie blanche au sommet du thermique le plus fort représentant l'initiation des nuages, (c) covariance $w'\theta'_v$, (d) covariance $w'q'$ (issu de Zhu et Albrecht, 2003).

il a peu d'influence sur les propriétés des nuages formés (fraction nuageuse, épaisseur optique, vitesse verticale maximale). Pour un flux de chaleur sensible donné, c'est le flux de chaleur latent qui va affecter ces caractéristiques, un flux latent plus fort entraînant des cumulus plus puissants. Le développement des nuages est également affecté par le saut d'humidité dans la couche d'inversion et la stratification au-dessus de la couche mélangée. Un saut d'humidité plus faible donnera une fraction et une extension nuageuse plus fortes, sans affecter l'initiation des nuages. Lorsque la stabilité de la couche au dessus de la couche mélangée diminue, la convection est favorisée et la fraction nuageuse, l'eau intégrée et la vitesse verticale augmentent. Enfin, les rétroactions radiatives ne pouvant être étudiées avec des simulations forcées en flux de surface, Zhu et Albrecht (2003) réalisent des simulations couplées avec un schéma de sol. Ils constatent alors un réchauffement radiatif à la base de la couche nuageuse qui tend à stabiliser la couche sous-nuageuse, réduisant ainsi l'énergie cinétique turbulente. Associé à cela, un refroidissement radiatif a lieu dans la partie supérieure de la couche limite, où l'énergie cinétique turbulente s'intensifie et où les cumulus se forment.

Différence de développement des couches limites sèches et nuageuses

L'apparition de cumulus influence grandement l'évolution de la couche limite. La présence des nuages modifie en effet le flux radiatif atteignant la surface, et donc les flux de chaleur latente et sensible. Mais la couche limite est aussi affectée par la circulation dans les thermiques nuageux et les processus de condensation. Les différences dans l'évolution d'une couche limite sèche et d'une couche limite nuageuse ont été étudiées récemment par Stevens (2006) dans un cadre idéalisé. L'étude porte sur le développement de couches limites dans une couche de stratification uniforme, avec un profil d'humidité décroissant exponentiellement et un flux de flottabilité en surface maintenu constant dans le temps. Elle est menée à la fois à l'aide de LES et de modèles analytiques de la couche limite type 'bulk' modèles (nous reviendrons sur ce type de modèle dans le paragraphe 2.2.3). Lorsque des cumulus se forment en sommet de couche limite, le transport d'eau liquide à travers l'inversion est contre-balançé par une subsidence plus marquée d'air chaud et sec vers la surface, expliquant un réchauffement et un assèchement de la couche de surface plus important qu'en l'absence de nuages.

Le bilan énergétique de la couche sous-nuageuse est très proche de celui d'une couche limite sèche. La couche nuageuse, elle, peut-être décomposée en deux parties : une partie inférieure, conditionnellement instable, où on observe condensation et réchauffement ; et une partie supérieure, stable, la couche d'inversion, où a lieu l'évaporation et le refroidissement associé. Dans le cadre idéalisé de l'étude, la couche sous-nuageuse et la partie inférieure du nuage se réchauffent de la même manière, et ce sont les processus d'évaporation et de refroidissement de la partie supérieure du nuage qui expliquent l'évolution différente de la hauteur de la couche limite dans le cas nuageux. La hauteur d'une couche limite sèche évolue alors proportionnellement à la racine carrée du temps, tandis que la hauteur d'une couche limite nuageuse évolue proportionnellement au temps, soit plus rapidement.

3.1.4 Caractérisation des thermiques de couche limite

De nombreuses études se sont attachées à étudier les structures de la couche limite à partir de vols avion. Mais pour mesurer les caractéristiques de ces structures, il convient dans un premier temps de les définir précisément. Différents critères ont été proposés, qui reposent sur des définitions différentes des thermiques. Certains les définissent à partir de la flottabilité, quand d'autres les considèrent comme des panaches convectifs. Nous citons ici quelques exemples d'études menées à partir de différents critères, et les caractéristiques des thermiques qui en ressortent.

Critère en θ_v

Si on considère un thermique comme un ensemble de particules à flottabilité positive, on peut le définir à partir de l'excès de flottabilité des particules et d'une valeur seuil. En effet, dans la couche limite, les structures présentent un excès fort en θ_v jusqu'à leur niveau de flottabilité neutre. C'est ce que font Williams et Hacker (1992) pour mesurer les caractéristiques des structures cohérentes de la couche limite en-dessous de l'inversion. Ils détectent un thermique lorsque la fluctuation de température potentielle virtuelle est supérieure à la moitié de l'écart type en θ_v des structures ayant une température potentielle virtuelle supérieure à la valeur moyenne. Pour éliminer les tourbillons petite-échelle ainsi sélectionnés, une longueur caractéristique minimum de 30 m est également prise en compte. Williams et Hacker (1992) utilisent une analyse en composite afin de déduire les caractéristiques d'un événement chaud moyen à partir de tous les événements chauds détectés, en ramenant tous les segments observés à un segment de longueur unité par homothétie. Les résultats obtenus à différents niveaux de la couche mélangée pour la température potentielle, le flux de chaleur, l'humidité spécifique et la vitesse verticale sont présentés fig. 3.15. Ces grandeurs sont normalisées par les grandeurs caractéristiques de la couche mélangée, et les valeurs moyennes ainsi que l'écart type autour de ces moyennes sont présentés. On constate que l'excès de température potentielle virtuelle est associé à une vitesse verticale positive forte. L'écart-type de la vitesse verticale est du même ordre de grandeur que la valeur moyenne du vent, à la fois dans et autour du thermique, ce qui suggère que la turbulence petite échelle contribue fortement à la variance de w . L'excès en température potentielle diminue de la surface vers le milieu de la couche mélangée. Le thermique semble aussi se caractériser par un excès d'humidité spécifique, même si la dispersion est grande. Quant au transport de chaleur, il s'effectue essentiellement par les thermiques (écart-type négligeable par rapport à la moyenne).

L'analyse composite permet également de reconstruire des coupes horizontales de l'écoulement associé à une structure cohérente typique. La fig. 3.16 montre les champs de vitesse horizontale (flèches) et verticale (contours) obtenus dans la couche de surface (à gauche) et dans la couche mélangée (à droite). Dans la couche de surface, on observe une convergence d'air vers l'intérieur du thermique. Dans la couche mélangée, les structures sont beaucoup plus grandes, la convergence de vent diminue pour laisser place à une forte vitesse verticale.

Cependant, au-dessus du milieu de la couche limite environ, l'utilisation du critère en θ_v n'est plus valable, car la flottabilité des particules devient faible puis négative.

Critère en w

Pour détecter aussi les thermiques dans leur partie supérieure, une autre méthode consiste à les considérer comme des panaches ascendants et à se baser sur la valeur de la vitesse verticale. Pour supprimer les tourbillons les plus petits, une longueur caractéristique minimum doit aussi être considérée. Avec une valeur seuil de 0 pour la vitesse et une longueur caractéristique minimum de 40 m, Young (1988) déduit à partir de vols avion au-dessus du Colorado les caractéristiques des thermiques suivantes :

- La fraction couverte par les thermiques sur son domaine d'étude est maximum et proche de 0.5 en surface et au-dessus de l'inversion, et est minimum vers le milieu de la couche limite où elle atteint 0.43 (cf fig. 3.17).
- La largeur des thermiques apparaît être d'une échelle comparable à la hauteur de la couche limite.
- L'excès de flottabilité dans les thermiques est de l'ordre de θ_* à $0.1z_i$, décroît linéairement jusqu'à 0 vers $0.65z_i$, atteint $-0.3\theta_*$ juste en dessous de z_i avant de s'annuler à nouveau au-dessus de z_i .
- La vitesse verticale dans les thermiques augmente de 0 en surface à environ $0.56w_*$ à $0.33z_i$, puis diminue jusqu'à $0.25w_*$ en z_i avant de s'annuler au dessus. La vitesse verticale maximale observée est plus faible que la vitesse qu'atteindrait une particule s'élevant librement par flottabilité. Cela suggère que l'effet combiné du frottement par mélange latéral entre les thermiques et leur environnement et par les forces de pression est de réduire le taux d'accélération dans la partie inférieure de la couche limite.
- La contribution "top-hat" des thermiques (ajoutée à celle de la petite échelle) à la variance de θ_v est de

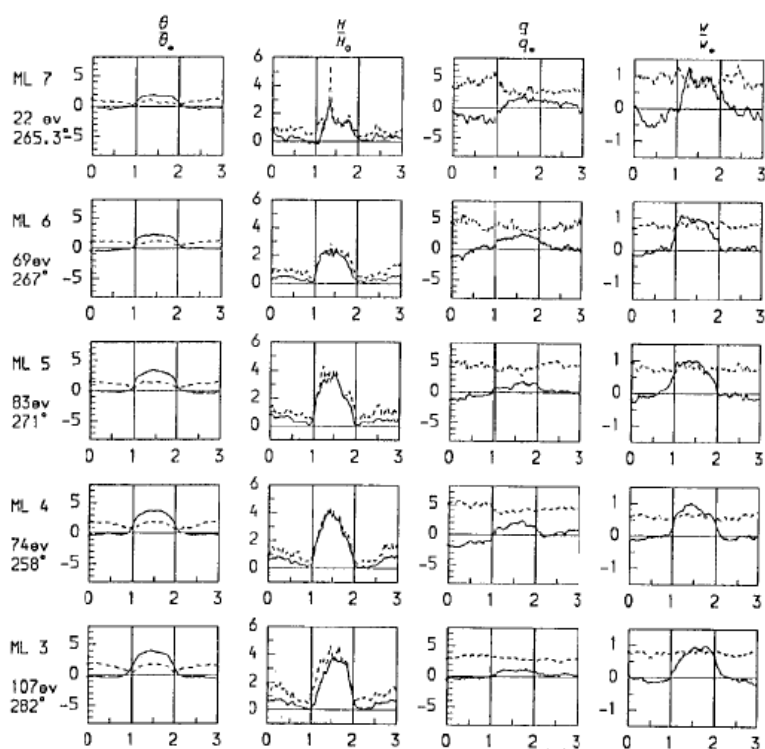


FIG. 3.15 – Analyse en composites d'événements chauds mesurés par vols avion en été en Australie dans la partie basse de couches limites convectives non nuageuses : température potentielle, flux de chaleur, humidité spécifique et vitesse verticale normalisés à différents niveaux de la moitié inférieure de la couche mélangée ML3 ($0.10 < z/z_i < 0.15$), ML4 ($0.15 < z/z_i < 0.2$), ML5 ($0.2 < z/z_i < 0.3$), ML6 ($0.3 < z/z_i < 0.5$), ML7 ($0.5 < z/z_i < 0.6$). Les courbes pleines correspondent aux valeurs moyennes des grandeurs et les pointillés aux écart-types associés (issu de Williams et Hacker, 1992).

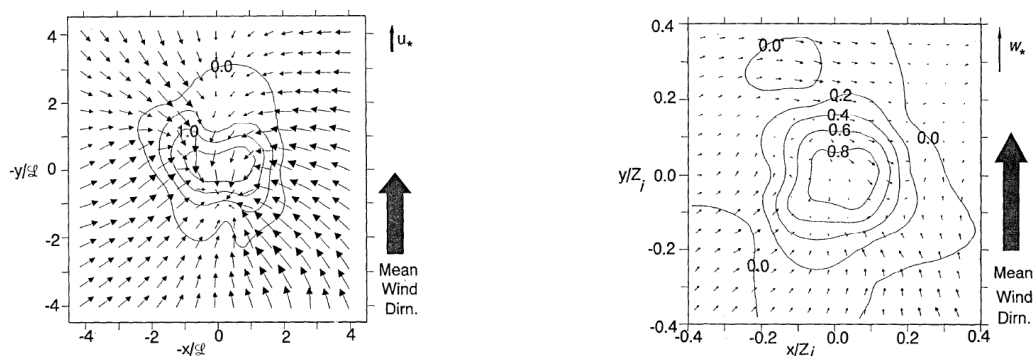


FIG. 3.16 – Coupe horizontale d'un évènement chaud composite (les contours correspondent aux vitesses verticales normalisées par w^* et les flèches au champ de vent) : dans la couche de surface (à gauche) et au milieu de la couche mélangée (à droite) (issu de Williams et Hacker, 1992).

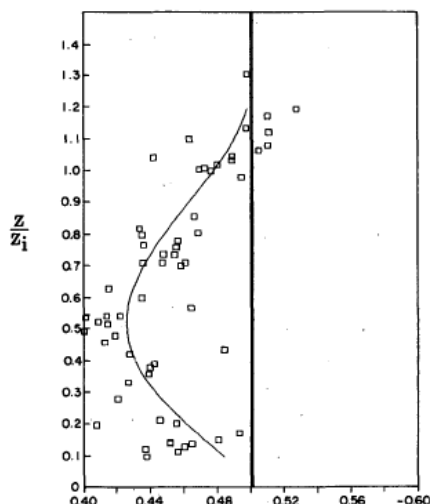


FIG. 3.17 – Fraction de l'aire couverte par les thermiques en fonction de l'altitude normalisée par la hauteur de la couche limite (issu de Young, 1988).

20% (90%), à la variance de w est de 60% (90%), et à la covariance de w et θ_v est de 60% (95%). Cela illustre l'importance des structures petite-échelle dans le calcul des moments d'ordre 2 de ces variables.

On comprend que les caractéristiques des thermiques dépendent de la façon dont on les sélectionne. Par exemple, des études basées sur des critères plus sélectifs ont relaté des valeurs de fraction couverte plus faibles, mais toutes confirment que cette fraction est inférieure à 0.5 sur toute la hauteur de la couche limite, avec des valeurs maximale proches de 0.5 en surface et vers la couche d'inversion, et une valeur minimale vers le milieu de la couche limite comprise entre 0.36 et 0.43. Williams et Hacker (1992), en utilisant un critère en θ_v , suggèrent cependant que la majorité du transport est assuré par des structures couvrant une fraction surfacique inférieure à 0.2.

Critère multi-variables

Quel critère est le plus pertinent pour détecter les thermiques de couche limite ? Crum et al. (1987) ont tenté de répondre à cette question en exploitant parallèlement des observations lidar et avion en Oklahoma. Pour eux, la signature en humidité des thermiques est beaucoup plus nette que celle en température ou celle en énergie cinétique turbulente. Cela n'est malheureusement pas toujours exploitable car, comme on l'a déjà vu précédemment, dans la couche limite, l'eau varie de façon plus "indépendante" que la température potentielle. Des études suggèrent donc de détecter les thermiques à partir de conditions sur plusieurs variables. En se basant sur des mesures avion réalisées à différents niveaux dans la couche limite sous les nuages pendant l'expérience BOMEX, Grossman (1984) montre qu'il est plus judicieux de caractériser les structures en utilisant à la fois les variables w et r_t . Cela lui permet de distinguer quatre zones : les ascendances d'air humide (coeur de la cellule), les subsidences d'air sec, mais aussi les acendances d'air sec qu'il associe au phénomène d'entraînement d'air dans la cellule ascendante, et les subsidences d'air humide qu'il associe au phénomène de déentraînement d'air de la cellule dans l'environnement. Grossman et Gamage (1995) étendent cette analyse à l'étude des flux d'humidité dans une couche limite continentale en définissant une analyse conditionnelle multi-variables (θ_v , r_t et w) et des seuils de 0.

L'étude des caractéristiques de la couche limite à partir d'observations et de simulations LES permet

de se faire une image des processus impliqués dans la physique de la couche limite et des nuages. Il s'agit maintenant de représenter ces processus physiques dans les modèles de climat. En même temps que les connaissances sur les structures de la couche limite, les paramétrisations de la couche limite dans les modèles de climat ont évolué.

3.2 Paramétrisation de la couche limite convective

Il existe plusieurs méthodes pour calculer l'évolution des grandeurs moyennes dans la couche limite. Les équations pronostiques de la température, de l'humidité et des vents présentées au chapitre 2 font intervenir les corrélations de ces champs avec la vitesse, encore appelées flux ou moments d'ordre 2. Pour résoudre ces équations de façon exacte, il faudrait écrire les équations pronostiques de ces moments d'ordre 2, qui feraient alors intervenir les moments d'ordre 3, et ainsi de suite... Quoi qu'il arrive, on se retrouve avec plus d'équations que d'inconnues. Afin d'élever le nombre d'équations au nombre d'inconnues, les moments d'ordre n inconnus sont définis de façon diagnostique, à partir des variables pour lesquelles il existe une équation pronostique. C'est la fermeture du système. Ainsi, par "fermeture du 2nd ordre" par exemple, on se réfère à un système d'équations dans laquelle l'évolution des moments d'ordre 1 (les variables elles-mêmes) et d'ordre 2 (les flux et les variances) est décrite par des équations pronostiques, tandis que les moments d'ordre 3 sont approximés. Si dans une telle paramétrisation, seuls certains moments d'ordre 2 sont décrits par une équation pronostique, on parlera souvent de fermeture d'ordre 1.5. On distingue encore les fermetures dites locales des fermetures non locales. Dans une fermeture locale, les moments inconnus en un point donné s'expriment en fonction des caractéristiques du fluide au même point. Cette méthode est à la base de l'approche en diffusion turbulente présentée ci-après. Si on considère par contre que les moments inconnus en un point dépendent des caractéristiques du fluide en plusieurs points, par exemple sur la hauteur de la couche limite, alors la fermeture est dite non locale. L'importance des structures organisées de la couche limite convective a conduit petit à petit à développer des approches non locales qu'on évoquera ensuite.

3.2.1 Approche classique : La diffusion turbulente

La première approche, appelée approche en K -diffusion, s'est développée par analogie avec la conduction moléculaire. Pour résoudre les équations d'évolution de la température potentielle, de l'humidité et du vent, le flux vertical d'une de ces quantités, ψ , s'exprime en fonction du gradient vertical de ψ et d'un coefficient de diffusion K selon :

$$\overline{w'\psi'} = -K \frac{\partial \overline{\psi}}{\partial z} \quad (3.10)$$

où K est en $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ et vaut typiquement entre 1 et 10. Le coefficient K est positif, ce qui signifie que le flux est toujours opposé au gradient local. Il peut avoir une valeur différente suivant la variable ψ considérée. Comment déterminer ce coefficient de diffusion K ?

Les fermetures d'ordre 0 et les relations de similitude

Une première approche consiste à n'utiliser aucune équation pronostique, mais à trouver des formulations empiriques pour exprimer chaleur, humidité et vent dans la couche limite, ou leur gradient, voire leur flux et leur variance. L'existence de ces relations empiriques est suggérée par de nombreuses observations de la couche limite dont les caractéristiques sont fréquemment similaires. Ainsi pour une situation donnée, les relations de similitude s'établissent en trois temps : (i) sélectionner un certain nombre de variables pertinentes pour caractériser l'écoulement, (ii) combiner ces variables pour obtenir un nombre plus petit de variables sans dimension, (iii) trouver une relation empirique entre ces différentes variables adimensionnées à partir d'expérimentations. Si ces relations se vérifient sur quelques cas observés, alors on suppose qu'elle sont vérifiées de façon universelle pour toutes les situations proches de celle de

l'expérience. Par exemple, les échelles pertinentes auxquelles associer chaleur, humidité et vent dans la couche de surface sont L , u^* , θ_*^{SL} et q_*^{SL} , alors que celles dans la couche mélangée sont z_i , w^* , θ_*^{ML} et q_*^{ML} , comme présenté dans la première partie de ce chapitre. Les relations de similitude diffèrent donc pour les couches limites stable, neutre et instable, mais aussi pour la couche de surface et pour la couche mélangée. De nombreuses études ont été consacrées à l'établissement de relations de similitude, surtout dans la couche de surface, où les mesures sont plus faciles à effectuer et où la turbulence domine (Businger et al., 1971). Bien que moins physiquement fondées, il est possible d'établir des relations de similitude pour le coefficient de diffusion K au-dessus de la couche de surface. Par exemple, Holtslag et Boville (1993) utilisent :

$$K = \kappa w_t z \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2 \quad (3.11)$$

où κ est la constante de Von Karman, h la hauteur de la couche limite, et w_t une vitesse caractéristique proportionnelle à w^* dans les cas instables, et proportionnelle à u^* dans les cas neutres et stables.

Les fermetures d'ordre 1 et la théorie de la longueur de mélange

Dans les paramétrisations d'ordre 1, le calcul de K se fait par l'intermédiaire de la longueur de mélange, introduite par Prandtl en 1925. La théorie de la longueur de mélange s'applique à des tourbillons plus petits que l'échelle verticale des variations des grandeurs considérées ($l \ll [\frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z}]^{-1}$). On peut alors supposer qu'à une particule ayant subi un déplacement vertical z' , de l'ordre de l , seront associées les perturbations :

$$\psi' = -\left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z}\right) z' \quad (3.12)$$

et

$$u' = -\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right) z' \quad (3.13)$$

Si on suppose la turbulence isotrope, w' est proportionnel à u' , avec $w' = -u'$ si $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} > 0$ et $w' = u'$ si $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} < 0$. Ainsi :

$$w' = \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right| z' \quad (3.14)$$

et le flux de la quantité ψ s'exprime par :

$$\overline{w' \psi'} = -\overline{z'^2} \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right| \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z}\right) \quad (3.15)$$

La longueur de mélange l est une mesure de la distance moyenne parcourue par une particule dans le processus de mélange qui génère le flux ($l^2 = \overline{z'^2}$), si bien que le flux de ψ devient :

$$\overline{w' \psi'} = -l^2 \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right| \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z}\right) \quad (3.16)$$

Par analogie avec l'équation 3.10, on déduit l'expression du coefficient K :

$$K = l^2 \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right| \quad (3.17)$$

Dans la couche de surface, la longueur de mélange est souvent définie par $l^2 = \kappa^2 z^2$ mais d'autres définitions existent.

Les fermetures d'ordre 1 font donc dépendre K du cisaillement, mais pas de la stratification. Pour remédier à cela, les fermetures d'ordre 2 ont été développées.

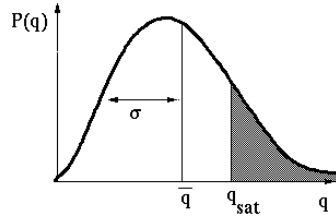


FIG. 3.18 – Fonction de distribution $P(q)$ de l'eau sous-maille de moyenne \bar{q} et de demi-largeur σ .

Les fermetures d'ordre 2 et l'équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente

Les paramétrisations basées sur des équations pronostiques des variances se concentrent souvent sur l'évolution de l'énergie cinétique turbulente, qui fournit une information sur l'intensité de la turbulence, $\sqrt{\langle e \rangle}$ étant utilisée à la place de w' dans l'éq. 3.14. L'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente fait intervenir différents termes traduisant les processus physiques qui génèrent, détruisent ou transportent la turbulence. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\overline{w'u'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{w'v'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v} - \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \epsilon \quad (3.18)$$

les deux premiers termes de droite correspondent à la production de turbulence par cisaillement de vent, maximale en surface et en sommet de couche limite. Le troisième terme de droite est le terme de production ou destruction de turbulence par flottabilité. Si $\overline{w'\theta'_v} > 0$, il y a production de turbulence, ce qui est généralement le cas dans les 2/3 inférieurs d'une couche limite instable. Le quatrième terme est associé au transport d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite, qui s'effectue généralement des basses couches vers le sommet de la couche limite. L'avant-dernier terme correspond à une redistribution de l'énergie par les perturbations de pression et le dernier terme à sa dissipation. En l'absence d'autres forçages, l'énergie turbulente est en effet transférée des structures les plus grosses vers les tourbillons les plus petits où elle se dissipe.

Dans la paramétrisation de la couche limite que nous utiliserons dans notre étude, le coefficient de diffusion K est défini selon Yamada (1983) :

$$K_\psi = l \sqrt{\langle 2e \rangle} S_\psi \quad (3.19)$$

où l est la longueur de mélange, $\sqrt{\langle 2e \rangle}$ l'estimation d'une vitesse typique et S_ψ une fonction de stabilité qui s'exprime de façon différente selon la variable ψ considérée mais qui dépend uniquement du nombre de Richardson R_i , qui mesure l'importance relative des forçages mécanique et thermique.

Approche diffusive et nuages

Il n'existe aucune formulation empirique du coefficient de diffusion K dans des cas de couches limites surmontées de stratocumulus ou de cumulus. Plusieurs études ont cependant testé la capacité des paramétrisations en K-diffusion à reproduire des situations nuageuses, en couplant la paramétrisation à un schéma de nuages diagnostique. Un tel schéma se base sur une distribution a-priori de l'eau totale dans la maille afin de déduire l'eau liquide et la fraction nuageuse associées à une valeur moyenne de l'eau totale et de l'humidité à saturation (fig. 3.18). Une grandeur souvent utilisée pour caractériser une distribution est son facteur d'asymétrie ("skewness" en anglais) : $S_\psi = \overline{\psi'^3} / \overline{\psi'^2}^{3/2}$.

Ainsi, Bougeault (1985) teste la capacité de l'approche diffusive à reproduire des cas de stratocumulus au-dessus des océans en utilisant des distributions Gamma de l'eau totale et de la température potentielle liquide. Les caractéristiques des distributions sont calculées à partir des moments d'ordre 2 et 3 prédits

par les équations pronostiques d'un schéma en K-diffusion. Il obtient ainsi une valeur diagnostique de l'eau liquide moyenne dans la maille et de la fraction nuageuse à chaque niveau, qu'il couple ensuite à un schéma radiatif. Il obtient des caractéristiques de la couche limite en assez bon accord avec les observations, sauf pour les profils des champs de vent horizontaux.

Bechtold et al. (1995) étendent ces études à la représentation des cumulus. Ils proposent une méthode permettant de représenter à la fois les régimes de stratocumulus et de cumulus, cela en utilisant un schéma diffusif avec une fermeture d'ordre 1.5 pour restreindre le nombre d'équations. Le schéma de nuages proposé se base sur une distribution du déficit à la saturation ($Q_1 = q_t - q_s$), dont la variance, variable non pronostique dans un schéma d'ordre 1.5, est paramétrisée en fonction des gradients de q_t et θ_l et de deux longueurs caractéristiques du mélange turbulent et de la dissipation. La distribution est obtenue par interpolation linéaire de deux cas extrêmes : le cas des cumulus d'alizé caractérisé par une distribution définie par une fonction exponentielle avec une skewness de 2 (Ψ_{exp}), et le cas des stratocumulus caractérisé par une distribution gaussienne (Ψ_{gauss}). Ainsi :

$$P(Q_1) = \begin{cases} \Psi_{gauss} & \text{pour } Q_1 > 0 \\ 0.5[-Q_1\Psi_{exp} + (2 + Q_1)\Psi_{gauss}] & \text{pour } -2 < Q_1 < 0 \\ \Psi_{exp} & \text{pour } Q_1 < -2 \end{cases} \quad (3.20)$$

Une évaluation 1D du modèle sur un cas de cumulus d'alizé observés pendant la campagne Puerto Rico montre que le choix des distributions a surtout un impact important sur le flux d'eau liquide, qui à son tour détermine la production d'énergie cinétique turbulente par flottabilité, le transport turbulent de chaleur et d'humidité, et la fraction nuageuse. Les résultats sont également très dépendants des deux longueurs caractéristiques utilisées.

Ces études montrent qu'il n'est pas impossible de représenter stratocumulus et cumulus à l'aide d'un schéma diffusif d'ordre bas couplé à un schéma de nuages adapté. Mais elles dépendent fortement du choix de la distribution utilisée, et restent limitées par la représentation non locale de la turbulence de couche limite.

3.2.2 Vers la prise en compte des structures cohérentes de la couche limite

Longtemps exploitée, l'approche diffusive a cependant montré ses limites. Le flux étant par définition toujours opposé au gradient, elle ne permet pas par exemple de prendre en compte le transport de chaleur du bas jusqu'au sommet de la couche limite, même si la partie supérieure de la couche limite est stable. De plus, elle suppose que l'échelle de la turbulence est très petite devant les variations verticales des champs moyens. Or nous avons vu que dans les couches limites convectives, des structures turbulentes d'une hauteur comparable à celle de la couche limite contribuaient fortement au transport. Plusieurs approches ont été développées afin de prendre en compte ce transport non local.

Le contre-gradient

L'une d'elle consiste à introduire un terme de contre-gradient, qui permet au flux d'être non nul même lorsque le gradient de ψ s'annule. Le flux de ψ devient (Deardorff, 1966) :

$$\overline{w'\psi'} = -K\left(\frac{\partial\overline{\psi}}{\partial z} - \gamma_\psi\right) \quad (3.21)$$

où le contre-gradient γ_ψ est positif. Deardorff (1966) propose une valeur constante de ce contre-gradient $\gamma = 0.65 \text{ K km}^{-1}$.

D'autres études ont cherché à définir ce contre-gradient de manière plus physique, en le faisant dépendre des caractéristiques de la couche limite (Troen et Mahrt, 1986; Holtslag et Moeng, 1991; Holtslag et

Boville, 1993). Par exemple, Holtslag et Boville (1993) proposent :

$$\gamma_\psi = a \frac{w_* (\overline{w'\psi'})_0}{w_m^2 h} \quad (3.22)$$

où $\overline{w'\psi'}_0$ est le flux de la quantité ψ en surface, h la hauteur de la couche limite, a une constante et w_m une vitesse caractéristique ($w_m^3 = u_*^3 + 0.6w_*^3$). Ainsi, le contre-gradient s'annule dans les situations neutres où $w_* = 0$.

La matrice de transilience

Désireux de représenter le transport non local dans la couche limite de façon plus concrète, en se détachant de l'approche diffusive, Stull (1984) propose de représenter les échanges de masse entre les différentes mailles d'un modèle par l'intermédiaire d'une matrice de mélange, appelée matrice de transilience. Cette matrice autorise des mélanges entre chaque maille et toutes celles situées en-dessous et au-dessus d'elle sur la hauteur de la couche limite. Ainsi, si $\overline{\psi}_i$ représente la valeur moyenne de la quantité ψ dans la maille i à l'instant t , et que c_{ij} représente la fraction de l'air contenue dans la maille i qui provient de la maille j sur un intervalle Δt , alors la valeur de $\overline{\psi}_i$ à l'instant $t + \Delta t$ est donnée par :

$$\overline{\psi}_i(t + \Delta t) = \sum_{j=1}^N c_{ij}(t, \Delta t) \overline{\psi}_j(t) \quad (3.23)$$

où N est le nombre de mailles sur la verticale. Le flux de la quantité $\overline{\psi}_i$ pendant l'intervalle Δt au niveau k s'exprime alors par :

$$\overline{w'\psi'}_i(k) = \frac{\Delta z}{\Delta t} \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^N c_{ij} (\overline{\psi}_i - \overline{\psi}_j) \quad (3.24)$$

La conservation de la masse implique que $\sum_{j=1}^N c_{ij} = 1$, et les coefficients c_{ij} sont déterminés de telle sorte que le mélange contrecarre en partie l'instabilité de l'écoulement moyen qui l'a créé. Dans ce formalisme, une formulation diffusive peut se représenter par une matrice de transilience tridiagonale ($c_{ij} = 0$ si $|i - j| > 1$).

Une version de cette méthode a été testée par Pleim et Chang (1992) dans un modèle de transport régional, avec l'utilisation d'une matrice de transilience simplifiée visant à refléter le caractère asymétrique des processus de mélange. Le transport vers le haut est initié dans la première couche du modèle et se fait vers chacune des mailles supérieures. Le transport vers le bas s'effectue par contre de maille à maille, pour refléter une subsidence plus lente. Le transport de traceurs émis en surface s'effectue de façon plus rapide, et plus réaliste, avec cette approche qu'avec une approche en K-diffusion. Alapaty et al. (1997) comparent les performances des matrices de transilience et de schémas locaux. Même si on peut penser que les matrices de transilience sont mieux adaptées pour représenter le transport par les cellules convectives de la couche limite, des défauts subsistent, notamment dans la couche de surface et au niveau de la couche d'inversion. Cela peut être notamment dû aux hypothèses faites autour de la fermeture du système. Quoi qu'il en soit, cette méthode est davantage basée sur des considérations numériques que sur des principes physiques. De plus, la question de la prise en compte des nuages de couche limite n'est pas abordée dans ces études.

L'approche en flux de masse

L'approche en flux de masse a initialement été développée pour la représentation de la convection nuageuse. Mais son application à la couche limite a également fait son chemin. L'approche en flux de masse consiste à subdiviser chaque maille en au moins deux parties : une partie ascendante, caractérisée par un flux de masse vers le haut, et l'environnement où la vitesse verticale compensatoire est plus faible. Parfois une partie subsidente associée à un flux de masse vers le bas peut également être ajoutée. Si on

considère que les champs sont horizontalement homogènes dans chaque sous-partie (approche dite “top-hat”), le flux d’une quantité ψ s’exprime par :

$$\overline{w'\psi'} = f(\psi_u - \psi_e) \quad (3.25)$$

où l’indice ‘u’ se réfère à l’ascendance et ‘e’ à l’environnement. f est le flux de masse associé, qui s’exprime par :

$$f = \alpha \rho w_u \quad (3.26)$$

où α est la fraction de la maille couverte par l’ascendance, ρ la masse volumique de l’air et w_u la vitesse verticale dans l’ascendance. On a $\psi_e = \overline{\psi}$ si $\alpha \ll 1$.

La convection sèche

Une approche simple consiste à représenter la couche limite par l’intermédiaire d’un modèle en couche mélangée (modèle de type “bulk”). Dans cette approche, les variables θ , q , u et v sont supposées constantes dans la couche mélangée, avec une discontinuité entre le sommet de la couche mélangée et la troposphère libre, ainsi qu’en surface. Les flux varient linéairement sur la verticale, s’annulant brusquement au sommet, la zone d’entraînement comme la couche de surface étant supposées infiniment minces. Deux types de fermeture sont utilisées pour ces modèles. L’une d’elle consiste à spécifier la vitesse d’entraînement w_e au sommet de la couche mélangée, reliée au flux de ψ par : $\overline{w'\psi'}_{z_i} = -w_e(\overline{\psi}_{z_i^+} - \overline{\psi}_{ML})$. L’autre consiste à spécifier le flux de ψ en z_i , de telle sorte que :

$$\overline{w'\psi'}_{z_i} = -k_\psi \overline{w'\psi'}_0 \quad (3.27)$$

où k_ψ est un facteur de proportionnalité. Cette méthode a été proposée pour la première fois par Betts (1973), qui propose une valeur constante de k_θ de l’ordre de 0.2. Cette valeur proche de 0.2 a été confirmée par des études plus récentes (Zhu et Albrecht, 2002; Stevens, 2006). Zhu et Albrecht (2002) montrent en revanche que pour l’humidité, k_r est loin d’être une constante, et qu’il n’existe pas de relations entre le saut d’humidité à travers l’inversion et les autres caractéristiques de la couche limite. Une valeur de k_r supérieure à 1 correspond à une diminution de l’humidité spécifique dans le temps et une valeur de k_r inférieure à 1 à une augmentation. Les processus d’humidification ou d’assèchement reliés à l’entraînement sont donc beaucoup plus complexes que les processus de flottabilité, et pourraient être une des clés de la compréhension de la formation des cumulus.

Même si les modèles en couche mélangée restent incomplets (ils ne prennent pas en compte la turbulence de petite échelle, ni le cisaillement de vent), ils sont à l’origine des premières paramétrisations en flux de masse de la couche limite sèche. Dans ces modèles, le flux de masse est associé à une circulation convective ayant une branche ascendante et une branche subsidente. Certains modèles ont fait tomber l’hypothèse de constance des variables thermodynamique dans la couche limite. Par exemple, Wang et Albrecht (1990) représentent la structure verticale de la couche limite par un profil quadratique des variables sur la verticale. Ils supposent alors un flux de masse f constant dans la couche mélangée, en supposant que la fraction α couverte par l’ascendance ainsi que la vitesse w_u sont constantes. En plus du transport vertical de chaleur et d’humidité dans la couche limite, leur modèle prend également en compte les flux en surface et au sommet de la couche mélangée par entraînement, ainsi que le mélange latéral entre la partie ascendante et la partie subsidente. La détermination de ces vitesses de mélange latéral (prises proportionnelles à w_u dans l’étude) ainsi que du flux de masse s’avère être un élément clé de la paramétrisation. Wang et Albrecht (1990) mettent ainsi en avant la nécessité de représenter plus physiquement le profil vertical de la fraction couverte par l’ascendance α et de la vitesse verticale w_u pour l’exploitation de ce type de modèle. C’est ce que tentent de faire Randall et al. (1992), en proposant une définition de α ainsi que du flux de masse basée sur des considérations physiques, dans laquelle α dépend des flux en surface et en sommet de couche limite, et f de l’énergie cinétique turbulente. Cependant, α et f restent constants sur la verticale. Pour représenter les cas nuageux, ces modèles sont couplés aux schémas de convection nuageuse.

La convection nuageuse de couche limite

L'approche en flux de masse est également beaucoup exploitée pour la paramétrisation de la convection nuageuse. Dans ce cas, les équations 3.25 et 3.26 sont appliquées dans le nuage uniquement. Il faut alors coupler les processus nuageux aux processus sous-nuageux ou grande-échelle : c'est la fermeture du système. Cette fermeture consiste à exprimer le flux de masse à la base de la couche nuageuse en fonction des caractéristiques de processus desquels ce flux de masse dépend. Deux visions différentes émergent : une consiste à relier le flux de masse à la base des nuages aux caractéristiques de la couche limite sous-jacente, ce qui reflète le fait que les nuages ne sont que la partie saturée de thermiques formés dans la couche limite ; l'autre relie ce flux de masse aux caractéristiques de la couche nuageuse elle-même, faisant donc l'hypothèse que la couche nuageuse se développe indépendamment des processus sous-nuageux. L'approche en flux de masse a largement été utilisée dans les cas de convection profonde, où les nuages s'étendent loin au-dessus de la couche limite, allant jusqu'à la tropopause (Tiedtke, 1989; Emanuel, 1991). Ici, nous nous intéressons plus particulièrement à l'utilisation de cette approche pour la représentation des cumulus de couche limite, pour lesquels le couplage avec la couche limite peut s'avérer a priori plus important. Nous allons citer les avantages et inconvénients des fermetures les plus utilisées pour la représentation des cumulus, tels qu'ils ont été mis en avant dans une étude très instructive de Neggers et al. (2004), où chacune d'elle est testée d'une part de façon diagnostique, puis intégrée dans la paramétrisation de Tiedtke (1989) dans un modèle 1D, sur le cas ARM de cycle diurne au dessus des continents.

- La convergence en humidité :

Une fermeture possible consiste à relier le flux d'humidité à la base de la couche nuageuse au flux d'humidité en surface. Cette approche est basée sur des observations faites dans les régions des cumulus d'alizé sur océan qui ont montré que la tendance en humidité était négligeable dans la couche sous-nuageuse. Ainsi, le flux d'humidité à la base des nuages est pris égal au flux en surface plus les éventuelles contributions de l'advection latérale et des tendances radiatives grande échelle. C'est la fermeture utilisée à l'origine par Tiedtke (1989). Cette fermeture suppose donc que les thermiques à la base des nuages sont contrôlés par un quasi-équilibre de l'humidité dans la couche sous-nuageuse. Cette hypothèse, vérifiée pour des cas quasi-stationnaires au-dessus des océans n'est pas du tout vérifiée dans les cas de cycle diurne marqué, sur les continents notamment. En effet, en début de journée, le flux d'humidité associé à cette fermeture est beaucoup trop fort dans la couche sous-nuageuse, transportant trop d'humidité dans la couche nuageuse, ce qui résulte en une sur-estimation du flux de masse à la base des nuages. La couche nuageuse se développe trop vite, entraînant beaucoup d'air à son sommet, ce qui résulte en une couche nuageuse trop chaude. En fin de journée, la situation est inversée, les flux à la base du nuage étant alors trop faibles.

- La fermeture en CAPE :

Une autre approche consiste à estimer le flux de masse à la base des nuages en fonction de l'énergie convective disponible (CAPE), qui correspond au travail des forces de flottabilité entre le niveau de convection libre (où θ_{vu} devient supérieure à θ_{ve}) et le niveau de flottabilité neutre (où $\theta_{vu} = \theta_{ve}$). On reviendra plus longuement sur cette quantité dans le chapitre sur la convection profonde. Toute instabilité générée par la circulation grande-échelle est compensée par les processus de convection nuageuse qui ramènent la situation vers son état d'équilibre dans un temps de relaxation de l'ordre de 10^3 - 10^4 s (Arakawa et Schubert, 1974; Emanuel, 1991). Dans la couche sous-nuageuse, pour respecter la conservation de la masse, le flux de masse décroît linéairement jusqu'à la surface. Dans le cas ARM étudié par Neggers et al. (2004), avec cette méthode, le flux de masse à la base de la couche nuageuse augmente avec le temps, alors qu'il a tendance à diminuer dans les LES. Neggers et al. (2004) évoquent deux limitations principales de la fermeture en CAPE. La première est l'utilisation d'une échelle temporelle d'ajustement constante. La seconde est que seul le processus de subsidence dans l'environnement agit sur la CAPE,

alors que d'autres processus comme le détraînement d'air nuageux dans l'environnement, l'entraînement au sommet des nuages ou encore les variations d'humidité et de température dans la couche limite, sont cependant susceptibles d'influer sur la valeur du flux de masse à la base des nuages.

- La vitesse convective sous-nuageuse :

Un autre type de fermeture a été proposé par Grant (2001). Elle consiste à relier le transport convectif à la base des nuages à la convection sèche de la couche sous-nuageuse, par l'intermédiaire d'une vitesse verticale caractéristique. Cette vitesse caractéristique est prise égale à w^* dans Neggers et al. (2004) mais pourrait aussi être définie en fonction de u^* dans les cas de fort cisaillement. Neggers et al. (2004) proposent de prendre $f_b = \kappa \alpha_b^c \gamma w^*$ où f_b est le flux de masse à la base du nuage, α_b^c la couverture nuageuse à la base donnée par le schéma de nuages utilisé, κ un coefficient de proportionalité entre cette fraction nuageuse et la fraction couverte par le panache ascendant, et γ un coefficient de proportionalité entre la vitesse verticale à la base du nuage et la vitesse caractéristique w^* ($\gamma = 1$). Le fait de prendre une fraction couverte par le panache variable plutôt qu'une constante permet de prendre en compte des rétroactions supplémentaires entre couverture nuageuse et transport de la couche sous-nuageuse vers la couche nuageuse. Les résultats LES suggèrent que la turbulence dans la couche sous-nuageuse contrôle effectivement la vitesse verticale à la base des nuages, et cette fermeture est celle qui permet d'obtenir l'évolution du flux de masse la plus proche des LES. Elle implique cependant que le transport n'a lieu qu'en présence de nuages.

Pour finir, notons qu'une approche multi-flux de masse a été proposée par Cheinet (2003), dans laquelle les mouvements convectifs initiés dans la couche de surface sont répartis en un spectre de N panaches aux conditions initiales différentes. Ces conditions initiales sont calculées à partir des flux de surface et de lois de similitude, en supposant une distribution gaussienne de la vitesse verticale, de l'eau totale et de la température potentielle virtuelle. La variance de ces grandeurs est estimée au sommet de la couche de surface supposé à 50 m. L'aire couverte par chaque panache est supposée constante sur la verticale et sa vitesse verticale estimée à partir d'un modèle de panache entraînant. Cette approche est testée sur des cas secs puis nuageux (Cheinet, 2004), avec les mêmes réglages à part un temps caractéristique dépendant du cas considéré et donne des résultats compatibles avec les LES. Les simulations de référence sont effectuées avec un nombre N de panaches de 512, facteur limitant pour l'intégration de cette paramétrisation dans un GCM. Cependant, des tests effectués jusqu'à $N=8$ donnent des résultats similaires, le cas extrême étant de prendre $N=2$ dans les cas nuageux, ce qui revient à considérer un panache sec dans la couche sous-nuageuse et un panache nuageux.

Si l'approche en flux de masse permet de représenter les structures convectives de la couche limite, elle ne permet pas de prendre en compte la turbulence de petite échelle. C'est pourquoi un autre type d'approche, combinant approches diffusive et en flux de masse, a fait son apparition.

3.2.3 Combinaison des approches diffusive et en flux de masse

Pour les couches limites sèches

L'importance de la prise en compte du transport non local dans la couche limite a donc été établie notamment par les études sur le contre-gradient. Abdella et McFarlane (1997) vont un pas plus loin en proposant d'exprimer ce contre-gradient en exploitant l'approche en flux de masse et propose une formulation qu'ils testent dans un GCM canadien. Leur paramétrisation se base sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente qu'ils résolvent en exprimant les moments d'ordre trois en fonction de l'asymétrie de la vitesse verticale, elle-même définie à partir d'un schéma en flux de masse. Ainsi, ils obtiennent une expression du flux vertical de température potentielle équivalente à celle associée à un schéma diffusif avec contre-gradient, mais dans laquelle le contre-gradient combine les effets de production par flotabilité (Deardorff, 1972), ceux du transport turbulent, mais aussi d'un autre terme qui dépend

principalement de la flottabilité dans la couche de surface.

Une approche différente mais qui combine également diffusion turbulente et flux de masse a fait son apparition ces dernières années. Dans cette approche, le flux de masse d'une quantité ψ devient :

$$\overline{\rho w' \psi'} = -\rho K_z \frac{\partial \psi}{\partial z} + f(\psi_u - \psi_e) \quad (3.28)$$

où le contre-gradient a été remplacé par un terme dépendant d'un flux de masse vertical f et de l'écart en ψ entre le panache et l'environnement. Le coefficient K_z est calculé par une des approches diffusives existantes. Le flux de masse est calculé à partir d'une équation de la vitesse verticale dans le panache et d'une relation entre cette vitesse et les variables grande-échelle permettant de fermer le système. Cette approche a d'abord été proposée par Chatfield et Brost (1987), puis exploitée dans plusieurs paramétrisations dont "le modèle du thermique" de Hourdin et al. (2002), que nous allons maintenant présenter.

Le modèle du thermique s'appuie sur une vue idéalisée d'une cellule convective ou thermique décrite dans le premier paragraphe de ce chapitre. Dans un environnement idéalisé, constitué d'une couche de surface instable, d'une couche mélangée neutre surmontée d'une couche stable puis de la troposphère libre, le thermique est un panache d'air chaud généré dans la couche instable de surface et qui monte sous l'effet de sa flottabilité (cf fig. 3.19). L'écoulement dans le panache est stationnaire et sans friction, sans mélange avec l'air environnant et sans processus de condensation, si bien que la température potentielle virtuelle θ_v est conservée au cours de l'ascendance. Dans ces conditions, l'air est accéléré de manière uniforme jusqu'au niveau où la température potentielle virtuelle dans l'environnement est supérieure à celle de la couche de surface, appelé niveau d'inversion. A ce niveau, le carré de la vitesse verticale est égale à deux fois l'énergie potentielle disponible pour la convection, définie ici comme le travail des forces de flottabilité entre la surface et l'inversion. Au dessus de l'inversion, le panache continue de monter par inertie, jusqu'à ce que sa vitesse verticale s'annule (en z_{max}).

La fermeture du modèle s'effectue en reliant le flux vertical dans le thermique à la convergence horizontale dans la couche de surface, les vitesses maximales horizontale v_{max} et verticale w_{max} étant du même ordre de grandeur, selon :

$$w_{max} l(z_i) \rho(z_i) = v_{max} z_s \rho(z_s/2) \quad (3.29)$$

où $l(z_i)$ est la largeur du thermique au niveau de l'inversion et z_s la hauteur de la couche de surface. Cette relation fait intervenir le rapport d'aspect des cellules $r = L/z_{max}$ introduit dans la première partie de ce chapitre. Hourdin et al. (2002) retiennent $r = 2$ mais le rapport d'aspect reste un paramètre ajustable du modèle.

Pour ne pas avoir une aire couverte par le thermique α infinie au sommet de la couche limite (on rappelle que $f = \alpha \rho w$), de l'air est restitué à l'environnement sous forme de déentraînement tout le long du panache. Sous l'inversion ce déentraînement s'effectue par mélange turbulent, la fraction couverte par le thermique s'érodant en $\sqrt{(\lambda z)}$, où $\lambda = \nu_g/w$, ν_g étant la viscosité de l'air, est de l'ordre de 10 m mais reste un paramètre ajustable du modèle. Au dessus de l'inversion, la fraction couverte par le panache décroît quadratiquement pour s'annuler en z_{max} . Ainsi, flux de masse et vitesse verticale sont calculés à chaque niveau dans le thermique, et varient donc sur la verticale. Le flux de masse ainsi calculé est utilisé pour transporter chaleur, humidité et moment dans la couche limite.

Cette paramétrisation, développée pour la couche limite sèche et testée dans le modèle de circulation générale LMDZ, a été évaluée à partir de simulations LES idéalisées (Ayotte et al., 1996) et d'observations faites au cours de la campagne ESQUIF (Etude et Simulation de la Qualité de l'Air en Ile de France, Menut et al., 2000). Les résultats obtenus montrent que la paramétrisation est capable de reproduire les principales caractéristiques de la couche limite, et de transporter la chaleur vers le sommet de la couche limite même si la partie supérieure de celle-ci est stable, et ceci sans ajout de contre-gradient. Les équations associées à ce modèle seront détaillées dans la dernière partie de ce chapitre, où elles seront adaptées à la formation des nuages.

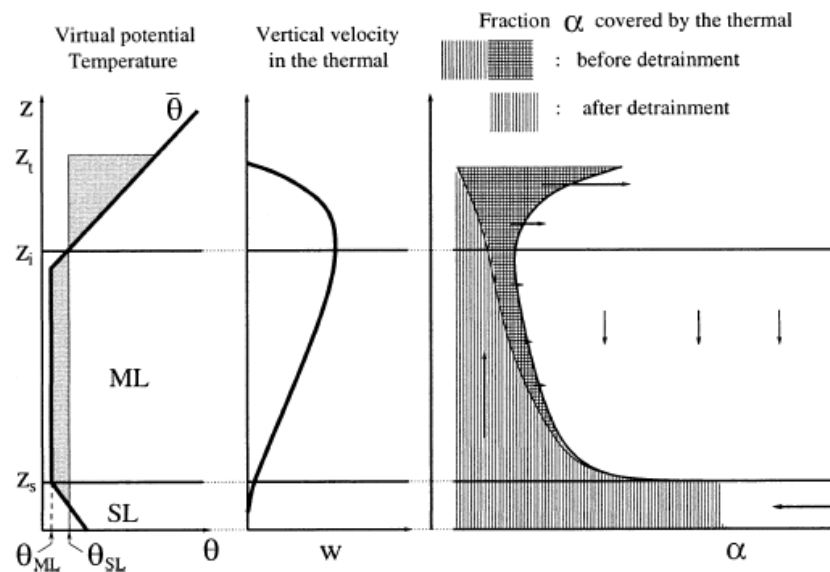


FIG. 3.19 – Vue transverse idéalisée d'un rouleau convectif à la base du modèle du thermique (issu de Hourdin, 2005).

Notons cependant que la version initiale de Hourdin et al. (2002) a été depuis simplifiée. Initialement, les caractéristiques du thermique moyen étaient déduites de la moyenne des caractéristiques de plusieurs panaches ascendants, chacun issu de chaque couche instable en surface. La formulation des équations permet en fait de calculer directement les caractéristiques du thermique moyen à condition de définir le profil d'alimentation du panache dans la couche de surface. Les modifications apportées au modèle du thermique sont présentées dans Rio (2004) et Coindreau et al. (2007), où la nouvelle version du modèle est testée sur différents cas, notamment par comparaison avec les observations du SIRTa pendant la campagne VAPIC.

Une autre paramétrisation de ce type a été développée indépendamment par Siebesma et al. (2007) et testée sur des cas de couche limite sèche. La paramétrisation développée par Siebesma et al. (2007) présente certaines similitudes mais aussi des différences avec celle de Hourdin et al. (2002). La comparaison des deux paramétrisations est instructive, car elle montre comment l'exploitation d'une même approche peut mener à deux paramétrisations différentes selon la manière de prendre en compte les processus physiques à représenter. Les différences sont notamment dues au fait que, dès le début, la paramétrisation de Hourdin et al. (2002) a été développée en vue d'être intégrée dans un GCM. Les différences concernent les points clés suivants :

- Le schéma diffusif : celui utilisé par Siebesma et al. (2007) est basé sur des relations de similitude, en utilisant le profil vertical du coefficient de diffusion défini par Troen et Mahrt (1986), alors qu'un schéma basé sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente est utilisée par Hourdin et al. (2002). La principale conséquence de cela est que la diffusion turbulente est active sur toute la hauteur de la couche limite dans Siebesma et al. (2007), alors qu'elle n'est active que dans la couche de surface dans Hourdin et al. (2002). Cependant, Siebesma et al. (2007) comme Hourdin et al. (2002), concluent que la sensibilité du modèle au schéma diffusif utilisé est faible. Notamment, dans les cas de convection libre, la contribution de la diffusion au flux vertical au dessus de la couche de surface est très faible.

- L'équation de la vitesse verticale : Hourdin et al. (2002) utilisent une version simplifiée de l'équation utilisée par Siebesma et al. (2007). Siebesma et al. (2007) incluent en effet les effets des termes

de pression et de l'entraînement sur l'évolution de la vitesse verticale. Nous verrons les effets de cette simplification dans le prochain chapitre.

- L'entraînement latéral : l'entraînement latéral n'est pris en compte que dans la couche de surface par Hourdin et al. (2002) alors que Siebesma et al. (2007) proposent une définition du taux d'entraînement latéral tout le long du panache en utilisant des simulations LES dans lesquelles ils sélectionnent les panaches ascendants à partir d'un critère en w .

- Le déentraînement latéral : Hourdin et al. (2002) définit par contre un taux de déentraînement tout le long du panache à partir de considérations géométriques permettant d'avoir une surface couverte par le thermique nulle au sommet de la couche limite. Dans Siebesma et al. (2007), le déentraînement est déduit de l'entraînement et du flux de masse et ne contribue pas directement au calcul des propriétés du panache à un niveau donné.

- L'initialisation du panache : Siebesma et al. (2007) définissent un excès de température en surface relié au flux de chaleur en surface et à la variance de la vitesse verticale obtenue par des relations de similitude. Hourdin et al. (2002) utilisent l'instabilité du profil de température potentielle virtuelle dans les premières couches au-dessus de la surface pour définir une couche d'alimentation du panache, dans laquelle un profil d'alimentation du thermique est imposé.

- La fermeture du modèle : Siebesma et al. (2007) proposent deux façons différentes de calculer le flux de masse dans le thermique. La première suppose une fraction couverte par le panache constante, permettant de déduire le flux de masse directement à partir de la vitesse verticale à chaque niveau. La seconde définit le flux de masse comme étant proportionnel à la variance de la vitesse verticale précédemment citée, le coefficient de proportionnalité étant constant. Comme nous l'avons vu précédemment, dans Hourdin et al. (2002), le flux de masse au sommet de la couche de surface est calculé en reliant la convergence du flux dans la couche de surface au flux d'air passant au niveau de l'inversion. Ensuite, le déentraînement permet de déduire le flux de masse à chaque niveau. Il en résulte une fraction couverte par le thermique qui varie sur la verticale, et en fonction des conditions de grande-échelle.

Ce type de paramétrisation a l'avantage de représenter à la fois la turbulence de petite-échelle et les structures cohérentes de la couche limite. Mais un autre avantage est la possibilité de l'étendre à la représentation des cumulus de couche limite.

Unification de la représentation des processus de couche limite et des nuages

Le schéma proposé par Siebesma et al. (2007) a été adapté aux cas nuageux et testé dans le modèle méso-échelle Meso-NH par Soares et al. (2004). Dans Soares et al. (2004), le schéma diffusif est basé sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente et la fermeture se base sur une fraction couverte par le thermique constante dans la couche sous-nuageuse. Les équations sont modifiées pour inclure les processus de condensation avec un taux d'entraînement fractionné pris constant dans le nuage. La paramétrisation donne des résultats proches des LES sur le cas ARM de convection peu profonde sur continent. Une extension de cette paramétrisation a également été testée dans le modèle IFS (Integrated Forecasting System) développé au Centre Européen (ECMWF) (Neggers et al., 2007a). La nouveauté majeure est la prise en compte simultanée de deux types de panaches ascendants : un panache sec et un panache humide, au sommet duquel se forment les cumulus, dans le même esprit que Cheinet (2004). Neggers et al. (2007a) argumentent que, d'après les LES, dans la couche sous-nuageuse, des thermiques qui n'atteignent jamais leur niveau de condensation contribuent aussi fortement au transport dans la couche mélangée. Ces thermiques secs, en déposant chaleur et humidité au sommet de la couche mélangée, entretiennent le saut de température et d'humidité entre l'inversion et la base des nuages, appelée couche de transition. La fraction couverte par les panaches ascendants est toujours constante (et égale à 10%), mais les sous-fractions couvertes par le panache sec et le panache humide, toutes deux constantes sur la verticale, sont définies à partir d'une PDF unimodale de la fraction nuageuse (Neggers et al., 2007c). Cette fraction flexible est ensuite utilisée pour définir deux excès de température en

surface, initialisant d'une part le panache sec, d'autre part le panache humide, permettant une interaction plus complexe entre couverture nuageuse et propriétés de surface. Enfin, Neggers (2007) adapte le schéma de nuages à cette approche, en considérant une distribution bimodale de la quantité d'eau totale dans la maille. Il superpose ainsi deux gaussiennes, une associée à la diffusion turbulente pour représenter les stratocumulus, l'autre associée aux thermiques pour représenter les cumulus. La variance totale de l'eau totale est calculée à partir d'une équation pronostique. Les relations entre les moments statistiques du premier et du second ordre d'une PDF bimodale permettent ensuite de déduire la variance de petite échelle et celle liée aux structures cohérentes. Des validations à partir de différents cas montrent que le modèle est ainsi capable de reproduire la fraction nuageuse de régimes de cumulus ou de stratocumulus, mais aussi de phases transitoires entre ces deux régimes.

Une autre façon d'unifier la représentation de la couche limite et des nuages a été proposée par Lappen et Randall (2001a,b,c). En se basant sur l'étude de Randall et al. (1992), les auteurs déduisent des équations d'une paramétrisation en flux de masse (MFC pour Mass-Flux Closure) l'ensemble des équations typiquement utilisées par les méthodes classiques de diffusion turbulente utilisant des fermetures d'ordre supérieur (HOC pour Higher-Order Closure). L'intégration des équations pronostiques HOC sur une distribution jointe des différentes variables, définie par une distribution dite "top-hat", assure la compatibilité des équations avec celles de l'approche en flux de masse. Les variables pronostiques sont les moments d'ordre 2 et 3 de la vitesse verticale, les flux des variables thermodynamiques et leur état moyen. Ils expriment alors le flux de masse et l'aire couverte par le panache en fonction de l'asymétrie de la vitesse verticale, variable pronostique des équations HOC. Il y a de plus une correspondance terme à terme entre les équations du modèle ADHOC obtenu (pour Assumed-Distribution Higher-Order Closure) et les équations d'un modèle HOC standard. Cela leur permet de définir les taux de mélange du modèle en flux de masse à partir des termes de dissipation des équations HOC. La contribution de l'échelle intra-structure est également ajoutée aux équations des flux turbulents et de l'état moyen par l'intermédiaire de termes source et puits calculés à partir d'une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente.

Cette paramétrisation est testée pour différents régimes convectifs : de la couche limite sèche à la formation de cumulus (expérience BOMEX) en passant par un régime de transition entre cumulus et stratocumulus (campagne ASTEX). Le modèle permet de représenter la plupart des caractéristiques observées lors de ces différents régimes, même si certaines limitations apparaissent : un entraînement trop faible pour les simulations où le refroidissement radiatif n'est pas un aspect dominant (BOMEX), et un entraînement trop fort dans le cas contraire (ASTEX), ainsi qu'une dépendance de l'entraînement à la résolution. De plus, la résolution et le pas de temps nécessaires restent un facteur limitant pour l'utilisation de cette approche dans un GCM.

Dans ce même esprit d'unification des processus de couche limite et nuageux, nous adaptons le modèle du thermique développé par Hourdin et al. (2002) à la représentation des cumulus. La nouvelle version du modèle sera toujours capable de représenter un thermique sec moyen sur la maille, qui pourra devenir nuageux si il atteint son niveau de condensation. Le thermique considéré étant une moyenne des différents thermiques existant dans la maille, nous ne considérerons pas que thermiques sec et nuageux peuvent co-exister. La différence entre les deux relève plutôt du cycle diurne. En début de journée, lorsque la convection est faible, un thermique sec se développe, qui fait évoluer les propriétés de la couche limite jusqu'à ce que le thermique devienne nuageux. La prise en compte simultanée de deux types de panache complexifie et alourdit la paramétrisation. De plus, une évaluation plus approfondie de la proportion de thermiques secs dans un environnement nuageux est nécessaire pour se convaincre de la nécessité de prendre en compte les deux types de panache. En effet, dans le cas des rues de nuages par exemple, celles-ci peuvent être observées sur océan sur des domaines de plusieurs centaines de kilomètres de façon uniforme, espacées les unes des autres de quelques kilomètres. Certes les rouleaux convectifs associés peuvent exister sans former de nuages, mais une fois qu'ils apparaissent, le forçage étant relativement

uniforme, rien ne prouve que des rouleaux secs continuent d'exister. Sur continent les processus sont plus complexes, mais il n'est pas rare d'observer des cumulus répartis uniformément sur plusieurs centaines de kilomètres. En plus, les thermiques entraînent aussi sous le nuage et on peut penser ce thermique moyen comme une combinaison de thermiques secs (qui entraînent plus bas), et nuageux.

3.3 Le modèle du thermique nuageux : Représentation de la couche limite convective nuageuse

3.3.1 Présentation de l'article

Du thermique sec au thermique nuageux

Afin de représenter les processus de couche limite associés à la formation des cumulus, nous utilisons une approche en flux de masse combinée à une approche diffusive, dans le même esprit que Soares et al. (2004). Pour cela, nous partons de la paramétrisation développée par Hourdin et al. (2002) pour les couches limites sèches décrite dans le paragraphe 2.3.1. L'adaptation de cette paramétrisation à la représentation des couches limites nuageuses passe par deux points importants :

- L'introduction des processus de condensation : au cours de son ascendance, si le thermique moyen atteint son niveau de condensation, des nuages se forment, ce qui, par libération de chaleur latente, est source de flottabilité pour le thermique. Avec le changement de phase, la température potentielle virtuelle n'est plus conservée. On considère alors comme variables conservatives la température potentielle de l'eau liquide θ_l et le contenu en eau totale dans le panache r_t . La température potentielle virtuelle doit alors être ré-évaluée en fonction de θ_l et r_t pour calculer la flottabilité.

- La prise en compte du processus d'entraînement le long du panache : le mélange d'air environnant dans le panache est un paramètre essentiel qui contrôle le développement des nuages (Blyth, 1993). Dans une couche limite sèche, il est surtout important dans la couche d'inversion. Dans la version initiale du modèle du thermique, l'entraînement d'air dans le panache est supposé nul au-dessus de la couche de surface, par contre l'air du thermique est entraîné dans l'environnement tout le long du panache, avec un maximum de entraînement dans la couche d'inversion. Dans le modèle du thermique nuageux, nous introduisons un taux d'entraînement tout le long du thermique proportionnel au taux de entraînement. Celui-ci est défini de la même façon dans la couche sous-nuageuse que dans la version initiale pour la couche limite sèche. Dans le nuage, il est défini comme une fraction constante du flux de masse vertical comme proposé par Siebesma et Cuijpers (1995).

Dans le modèle, les processus turbulents dans la couche de surface sont pris en compte par une approche diffusive basée sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente (Yamada, 1983) et les structures cohérentes de la couche limite sont représentées par une approche en flux de masse par l'intermédiaire des thermiques, au sommet desquels des nuages peuvent se former. Ainsi, les processus de couche limite et les cumulus sont représentés par une même paramétrisation. Un schéma de nuages, qui se base sur une distribution a-priori de l'eau totale dans la maille, diagnostique la couverture nuageuse associée à partir de l'eau liquide formée dans le thermique. Pour la version dite sèche du modèle, l'eau liquide est diagnostiquée en aval, à partir des profils moyens de température et d'humidité. Ainsi, une couverture nuageuse peut également être diagnostiquée. Les différentes paramétrisations sont testées dans le modèle de circulation générale LMDZ présenté dans l'introduction.

Différents cas de validation

Le modèle est testé sur différents cas de couches limites sèches et nuageuses et dans différentes configurations. Dans les trois premiers cas, il est validé à partir de simulations LES, dont les forçages et les conditions initiales sont bien définis. Dans le dernier cas, les résultats sont comparés aux observations

faites au SIRTA pendant trois jours consécutifs. A chaque fois, on compare les résultats obtenus avec une couche limite diffuse uniquement (MY), avec ceux obtenus avec la version initiale du modèle du thermique (Hourdin et al., 2002, THdry), et avec la nouvelle version (TH).

- Cas académiques 1D de couches limites sèches :

La nouvelle version du modèle du thermique est d'abord testée sur des cas idéalisés de couche limite sèche neutre ou convective (Ayotte et al., 1996). Neuf simulations différentes sont effectuées, qui diffèrent entre elles par le flux de chaleur sensible en surface, une inversion plus ou moins marquée, et la valeur du vent géostrophique. Ces cas ont été utilisés par Hourdin et al. (2002) pour valider le modèle du thermique dans sa version sèche. Dans ces cas sans nuages, la différence entre la version sèche utilisée (qui utilise un calcul simplifié de l'alimentation comparé à la version initiale) et la nouvelle version du modèle du thermique concerne la spécification de l'entraînement d'air environnant tout le long du panache. Sur ces cas, la version initiale du modèle améliore considérablement la représentation de la couche mélangée et de l'inversion (fig. 3.21). L'ajout de l'entraînement modifie peu les résultats, qui restent proches des LES. Seul les flux moyens au niveau de l'inversion, de température potentielle et de traceurs, sont surestimés dans les cas les plus convectifs (fig. 3.22).

- Cas 1D de convection peu profonde sur continent aux moyennes latitudes :

Le modèle du thermique nuageux est ensuite évalué sur le cas ARM de cycle diurne de convection peu profonde au-dessus des continents. Les versions sèche et nuageuse du modèle du thermique donnent des résultats similaires jusque vers 12h, tant que l'épaisseur des nuages reste inférieure à 1000 m. En comparaison avec une couche limite uniquement diffusive, les caractéristiques de la couche limite sont améliorées, avec un réchauffement et une faible humidification près de la surface, ainsi qu'une couche mieux mélangée. Après 12h, le modèle du thermique sec ne permet plus de représenter l'évolution de la couche limite. La nouvelle version du modèle, elle, permet de représenter le réchauffement et l'assèchement progressifs de la surface (fig. 3.23), ainsi que le transport d'humidité, de chaleur et de moment au dessus de 1500 m (fig. 3.24 et fig. 3.25). L'évolution progressive de la hauteur de la base et du sommet des nuages est également mieux représentée par la nouvelle version du modèle. A côté de ces améliorations, certains problèmes subsistent : une apparition tardive des nuages (une heure trop tard), une fraction nuageuse faible, un maximum de fraction nuageuse à 1/3 du nuage (fig. 3.26), un flux de masse un peu faible dans le nuage (fig. 3.27) associé à une vitesse verticale un peu forte, avec un minimum situé trop haut (fig. 3.28). La forte sous-estimation de la variance de la vitesse verticale (fig. 3.29) s'explique par la contribution importante des processus de petite-échelle incluse dans le champ LES, contribution qui disparaît dans le calcul de w'^3 .

- Cas 1D de convection peu profonde océanique dans les Tropiques :

Pour tester le modèle dans un environnement très différent, on le teste sur le cas BOMEX, aux conditions quasi-stationnaire sur les six heures de simulations réalisées. Il n'y a pas de cycle diurne marqué. Malgré ces conditions différentes du cas ARM, les améliorations apportées par le modèle du thermique nuageux sont similaires (fig. 3.34) : les profils thermodynamiques sont améliorés avec la partie inférieure de la couche limite plus chaude et sèche, et une couche nuageuse plus froide et humide par rapport aux autres simulations. Cependant, la fraction nuageuse est une nouvelle fois trop faible, avec un maximum qui ne se situe pas au niveau de la base de la couche nuageuse.

- Cas de convection peu profonde sur continent aux moyennes latitudes en utilisant LMDZ 3D en mode zoomé guidé sur le SIRTA :

Enfin, le modèle est testé en 3D en mode zoomé guidé autour du SIRTA. La taille de la maille sur le SIRTA est de l'ordre de 120km. La température, l'humidité et les vents sont relaxés vers les analyses du Centre Européen toutes les demi-heures à l'extérieur du zoom, et tous les dix jours à l'intérieur. Cela permet de contraindre la dynamique tout en laissant la physique des paramétrisations évoluer. Les

comparaisons aux observations se font sur trois journées consécutives, les 26, 27 et 28 mai 2003, au cours desquelles des cumulus de beau temps sont apparus chaque après-midi (cf fig. 3.2). On constate que les résultats sont plus proches des observations avec la nouvelle version du modèle, notamment près de la surface, où les conditions sont une nouvelle fois plus chaudes et plus sèches (fig. 3.35). L'activation des thermiques pendant la journée a par contre peu d'impact sur les caractéristiques de la couche de surface la nuit. L'évolution au cours de la journée de la base et du sommet des nuages est mieux représentée avec le thermique nuageux, ainsi que le forçage radiatif associé (fig. 3.36).

Tests de sensibilité

Plusieurs tests de sensibilité sont effectués sur le cas ARM.

- Sensibilité à l'entraînement et au déentraînement :

Les caractéristiques du thermique et des nuages sont très sensibles aux taux de mélange entre le thermique et l'environnement. Une réduction du taux d'air entraîné dans le panache donne des nuages verticalement plus étendus (fig. 3.30). Le thermique étant plus humide, il condense plus bas, mais comme il est aussi plus flottant, il monte plus haut. Parallèlement, comme on entraîne moins d'air dans le panache, le flux de masse est plus faible, et la subsidence compensatoire dans l'environnement aussi, ce qui réduit l'assèchement de la couche de surface. Le déentraînement agit sur la hauteur du sommet des nuages, ce qui illustre le contrôle de l'extension verticale des nuages par l'humidité de l'environnement. Un déentraînement plus fort donne un sommet plus bas et une fraction nuageuse plus forte (fig. 3.31).

- Sensibilité à la résolution verticale :

En passant de 40 à 19 couches sur les 4 premiers kilomètres, on observe un transport vers le bas renforcé dans l'environnement, assèchant et réchauffant trop fortement les basses couches (fig. 3.32). Ceci est dû à de la diffusion numérique expliquée par le schéma d'advection amont du premier ordre utilisé. Un schéma moins diffusif est à tester.

- Sensibilité du schéma de nuages à la variance en eau totale :

Nous avons vu que les premiers nuages apparaissent au sommet du thermique le plus intense, qui est aussi le plus humide. Le retard d'une heure dans l'apparition des nuages peut s'expliquer par le fait qu'on considère un thermique moyen, et qu'on ne prend donc pas en compte la variabilité intra-thermiques. Pour remédier à cela, la variance de la distribution de l'eau totale déduite de l'eau liquide du thermique moyen est augmentée d'une fraction constante de l'eau totale, afin de prendre en compte cette variabilité entre les différents thermiques. La fraction nuageuse déduite de la nouvelle distribution est un peu plus forte. De plus, les nuages apparaissent une heure plus tôt et la base des nuages se situe plus bas (fig. 3.33). Ces résultats motivent une estimation plus rigoureuse de la variabilité de l'eau totale due à la turbulence de petite échelle par l'intermédiaire du transport de l'énergie cinétique turbulente dans le thermique.

3.3.2 Article

A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds

CATHERINE RIO AND FRÉDÉRIC HOURDIN

Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS, IPSL, Paris, France

in press for the Journal of the Atmospheric Sciences

Abstract

The "thermal plume model", a mass-flux scheme combined with a classical diffusive approach, originally developed to represent turbulent transport in the dry convective boundary layer, is extended here to the representation of cloud processes. The modified parameterization is validated in a 1D configuration against results of Large Eddy Simulations (LES) as well as in a 3D configuration against in situ measurements, for a series of cases of dry and cloudy convective boundary layer. Accounting for coherent structures of the mixed layer with the mass-flux scheme improves the representation of the diurnal cycle of the boundary layer particularly its progressive deepening during the day and the associated near surface drying. Results also underline the role of the prescription of the mixing of air between the plume and its environment, and of sub-mean-plume fluctuations.

Introduction

Most diurnal cycles of cloud systems like dispersion of early fog, occurrence of cumuli after a sunny morning, or stormy weather at the end of the day are not well represented in General Circulation Models (GCMs). It is a concern for climate modeling because of the key role of clouds in the radiative and water budgets. Most GCMs underestimate middle and low clouds from shallow convection (Zhang et al., 2005) while the radiative feedback associated with low-level clouds is a major source of uncertainty for current climate change predictions with GCMs (Bony et al., 2006). The diurnal phasing of deep convection is also a challenge, the peak of deep convection being generally simulated too early in the day (Guichard et al., 2004). A better representation of transport processes in the Convective Boundary Layer (CBL) is probably one of the key issue to improve the representation of those various aspects in GCMs.

In the CBL, turbulence occurs at various scales. Small-scale turbulence dominates in the unstable surface layer while thermal plumes or cells with an extension comparable to the height of the boundary layer play a key role in the mixed layer. Those coherent structures transport heat upward from the surface layer, even though the upper part of the CBL is generally stably stratified. Velocities of several m s^{-1} encountered here and upgradient turbulent fluxes can not be represented by a traditional diffusivity model, which assumes that turbulence occurs at smaller scales than that of the vertical variations of mean variables. Deardorff (1972) proposed to solve the problem of the representation of upgradient fluxes by introducing a counter-gradient term. This approach was refined later by Troen et Mahrt (1986) and Holtslag et Boville (1993). Stull (1984) proposed to cut radically with the diffusive approach by introducing a transilient matrix which represents exchanges between all the layers of the CBL. A parameterization was derived in this framework by Pleim et Chang (1992) and Alapaty et al. (1997). The mass-flux concept (Arakawa et Schubert, 1974; Yanai et al., 1973), in which the atmospheric column is divided into at least two sub-columns of either rising or subsiding air, is also the basis of various parameterizations. For the CBL, this framework has been applied in the past essentially in the form of bulk models in which it is assumed that, in the CBL, the conserved quantities are prescribed a priori, as constants (Betts, 1973; Lilly, 1968; Randall et al., 1992), or as linear functions of height (Albrecht, 1979; Wang et Albrecht, 1990). In those approaches, the closure specification is used to compute an entrainment flux at the top of the CBL. Bulk mass-flux models were generally derived to analyze the physics of the CBL but some were also used as actual parameterizations for circulation models (Suarez et al., 1983). Mass-flux parameterizations were also developed for the representation of cumulus convection (Tiedtke, 1989; Emanuel, 1993) but few effort has been made so far to unify boundary layer and cumulus mass-flux schemes.

The scheme developed here attempts to represent the processes in the whole CBL, by considering thermal plumes from the surface to the top of the cloud layer, and turbulent eddies in the surface layer. For this, we combine a mass-flux closure with a turbulent diffusive one. Such an approach was first proposed by Chatfield et Brost (1987), whose scheme was never tested in GCMs. On similar ideas, Lappen et Randall (2001a,b,c) proposed to combine the turbulent kinetic energy equation with a mass-flux approach in order to derive closure relationships for the mass-flux and width of the thermals. Abdella

et McFarlane (1997) used a mass-flux approach to parameterize third order moments in Mellor et Yamada (1974) turbulent equations. On views more similar to Chatfield et Brost (1987), Hourdin et al. (2002) (hereafter H02) proposed to make the diffusive scheme of Mellor et Yamada (1974) coexist with a mass flux parameterization inspired by those developed for deep convection in order to represent the convective structures observed in the dry boundary layer.

In this parameterization, the existence of a thermal plume originating from the unstable surface layer is considered, the diffusive scheme being still active in the surface layer. A similar parameterization has been developed independently by Siebesma et al. (2007) and tested in a mesoscale model by Soares et al. (2004). Main differences between this latter scheme and the scheme presented in this study concern the geometry of the thermal and the closure relationship. In Soares et al. (2004), the area covered by the plume is vertically constant whereas it is predicted according to entrainment and detrainment in H02. Concerning the closure relationship, the scheme presented in Soares et al. (2004) determines the mass-flux at cloud base as the product of an estimated core fraction and the vertical velocity, whereas H02 use the maximum of convective potential energy inside the plume to compute the mass flux at the top of the unstable layer. Initialization of the updraft is also computed differently. While the properties of the plume within the surface layer are computed using surface fluxes and kinetic energy in Soares et al. (2004), they are computed in H02 from the entrainment of air from the surface layer. The entrainment rate is determined from the buoyancy of air parcels in the (unstable) surface layer. This implies that the vertical discretization should be fine enough to at least represent crudely this surface layer.

The aim of this paper is to extend the so-called “thermal plume model” of H02 to the representation of shallow cumulus convection, focusing on the diurnal cycle over land. For this, we introduce the condensation processes and associated energy budget inside the plume, and the coupling between the thermal plume model and the statistical cloud scheme of Bony et Emanuel (2001). The first tests performed with the new scheme showed that, without lateral entrainment all along the plume, the additional heating by condensation produces plumes which penetrate too far in the free troposphere. An additional entrainment of environmental air all along the plume is introduced to override this effect. Indeed, tests performed with various assumptions point to the key role of lateral entrainment specification.

Two complementary approaches are used for model evaluation. In the first one, a single column version of the LMDZ GCM is evaluated against large eddy simulations (LES) of a series of cases of dry convection (Ayotte et al., 1996), and of a case of cumulus convection over land, the GCSS (GEWEX Cloud System Study) ARM (Atmospheric Radiation Measurements) cumulus case (Brown et al., 2002). An intercomparison of single column models on that case (Lenderink et al., 2004) underlines the role of the coupling between turbulence and convection. Comparisons with LES allowed us to assess the validity of the physical concepts at the basis of the thermal plume model and to fix model parameters. The robustness of the scheme with regard to those parameters is evaluated by testing it on an other shallow convective case, the oceanic case BOMEX (Siebesma et al., 2003). In the second approach, the full 3D GCM is used with a stretched grid around SIRTA, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research located in the neighbourhood of Paris (Haeffelin et al., 2005). Results are compared with observations of three consecutive days with a well-marked diurnal cycle and afternoon convective cumulus.

The paper is organized as follows. The parameterization of the boundary layer and cloud processes in LMDZ is presented in section 2. Section 3 presents results obtained on the dry cases already tested by H02, focusing on the introduction of lateral entrainment. In section 4, results obtained in the single column mode on the GCSS ARM cumulus case are presented. Section 5 is devoted to the validation of the scheme in other conditions (BOMEX case and 3D simulations). Conclusions are drawn in section 6.

Model description

The thermal plume model

In the thermal plume model (H02, see also Coindreau et al., 2007), as in Chatfield et Brost (1987) and Soares et al. (2004), the parameterization of the convective boundary layer combines a classical diffusive approach with a mass-flux scheme. Each column is divided into a mean ascending thermal plume of mass flux $f = \alpha\rho w_u$ (where ρ is the air density, α the fractional cover of the plume and w_u the vertical velocity), and a compensating subsidence in the environment of mass-flux $-f$. Hence, the vertical turbulent flux of a conserved quantity ψ writes :

$$\overline{\rho w' \psi'} = -\rho K_z \frac{\partial \psi}{\partial z} + f(\psi_u - \psi_e) \quad (3.30)$$

Subscript 'u' stands for the updraft and 'e' for the environment. As in classical mass-flux parameterizations of deep convection, the assumption is made that environmental values equal to large scale values ($\psi_e = \psi$). Computation of K_z relies on a prognostic equation for the turbulent kinetic energy adopting the level 2.5 Yamada (1983) version of the Mellor et Yamada (1974) scheme.

Mass flux specification

The vertical variation of mass-flux f is computed by specifying an entrainment rate e inside the plume and a detrainment d :

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (3.31)$$

so that the steady-state equation for conserved quantity ψ_u in the plume reads :

$$\frac{\partial f \psi_u}{\partial z} = e \psi - d \psi_u \quad (3.32)$$

Note that horizontal momentum is also transported by the plume.

In the present study, the entrainment rate is specified as the sum of two terms : $e(z) = a(z) + \beta d(z)$. The first one, $a(z)$, is the entrainment rate corresponding to the air supplied to the basis of the plume (in the unstable surface layer), and the second one is the lateral entrainment rate along the plume (above the surface layer), which was not accounted for in the original mass flux scheme, and which, for the sake of simplicity, is related to detrainment rate $d(z)$ by a constant factor β (see section 2.e).

A thermal plume is initiated as soon as an unstable layer is detected near the surface ($\partial\theta_v/\partial z < 0$, where θ_v is the virtual potential temperature). The top of the unstable surface layer is thus defined as the height of the higher unstable layer above the surface. A vertical profile of lateral entrainment rate $a(z)$ from the unstable surface layer (which may include several model layers) is then computed. For that, we introduce the mass flux Φ which would be obtained at the top of the unstable surface layer if no other entrainment than $a(z)$ nor detrainment was accounted for ($\Phi = \int_0^Z a(z) dz$, where Z is any height above the last unstable layer). The normalized entrainment rate $a^* = a/\Phi$ is specified as

$$a^*(z) = \Gamma \sqrt{z} \max\left(-\frac{\partial\theta_v}{\partial z}, 0\right) \quad (3.33)$$

Γ being chosen in order to satisfy $\int_0^\infty a^* dz = 1$.

The value of Φ is the result of the closure relationship (see below) and Φ is also used for a-dimensioning of other variables : $f = f^* \Phi$, $e = e^* \Phi$ and $d = d^* \Phi$.

Vertical velocities

In frictionless and steady-state conditions, the vertical momentum equation in the plume reads :

$$\frac{\partial f w_u}{\partial z} = -d w_u + \alpha g \rho \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (3.34)$$

where it is assumed that air is supplied to the thermal with a zero vertical velocity ($w_e = 0$).

The plume develops until it reaches its level of zero buoyancy and then overshoots until its kinetic energy vanishes, defining two heights : the height of zero buoyancy (z_{mix}) and the maximum height reached by the overshooting plume (z_{max}). At z_{mix} , where $\theta_v = \theta_{vu}$, without entrainment processes in the CBL, vertical velocity should be maximum, and its square w_{max}^2 twice the convective available potential energy.

The closure equation

In a 2D configuration (roll, see Fig.1) the horizontal velocity v at which air is supplied to the basis of the thermal relates to the corresponding lateral entrainment rate through $a(z) = \rho(z)v(z)/L$ where L is the distance separating two cells. The aspect ratio of the cell $r = L/z_{max}$ is fixed to $r = 2$ for all simulations presented here, a typical value from LES (see Moeng et Sullivan, 1994). With the assumption that the maximum vertical velocity in the thermal plume w_{max} is of the same order of magnitude as the mean horizontal velocity in the unstable surface layer v_{moy} (also a result from LES),

$$w_{max} = v_{moy} = \int_{z=0}^{\infty} a^*(z)v(z)dz = \int_{z=0}^{\infty} \frac{a^{*2}(z)\Phi L}{\rho(z)} dz, \quad (3.35)$$

we deduce the closure equation :

$$\Phi = \frac{w_{max}}{r z_{max} \int_{z=0}^{\infty} \frac{a^{*2}(z)dz}{\rho(z)}} \quad (3.36)$$

Physical concepts beyond those choices are discussed in details in H02.

From dry to shallow convection

Latent heat release associated with condensation is accounted for inside the plume. The liquid water potential temperature, defined as the potential temperature of a parcel from which all liquid water would have been evaporated :

$$\theta_l = \theta - \left(\frac{L_v \theta}{C_p T}\right) r_l, \quad (3.37)$$

is a conserved quantity both in saturated and unsaturated conditions (L_v is the latent heat of vaporization, C_p the specific heat at constant pressure, and r_l the liquid water mixing ratio). Characteristics of the thermal are computed by considering as conserved quantities θ_l and the total water mixing ratio r_t .

Lateral entrainment above the surface layer and detrainment are computed as follows. The assumption is made that processes observed in the sub-cloud layer are the same than those occurring in a dry CBL. Below clouds, we thus keep for detrainment the definition proposed by H02. Below z_{mix} :

$$d(z) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho(z)w(z)\sqrt{\lambda z}}{r z_{max}} \right) \quad (3.38)$$

where λ is a typical length scale. This formulation was deduced from geometrical considerations and expresses the fact that the fraction of the thermal eroded by turbulence increases as $\sqrt{\lambda z}$. Above z_{mix} , and under cloud base, the width of the thermal is reduced following a quadratic decrease so that it should be zero at the top of the CBL in the absence of clouds :

$$d(z) = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho(z)w(z)\alpha(z_{mix}) \left(\frac{z_{max} - z}{z_{max} - z_{mix}} \right)^2 \right] \quad (3.39)$$

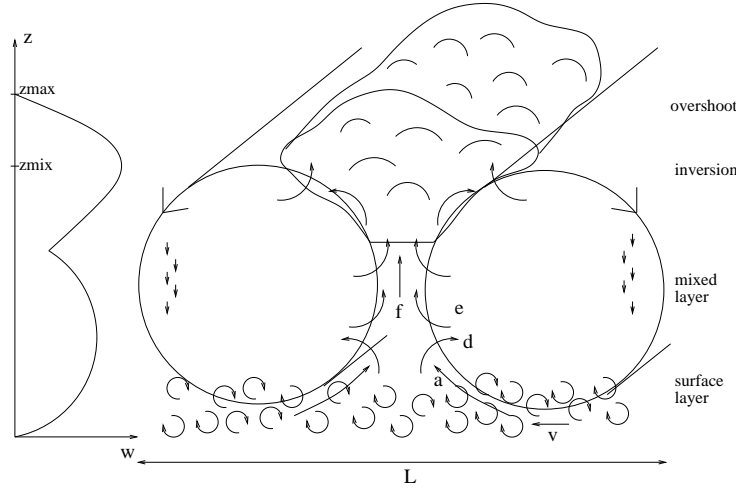


FIG. 3.20 – Physical image sustaining the thermal plume model and corresponding vertical velocity w : diffusive turbulence in surface layer and mesoscale structures in mixed layer. Mass-flux (f) depends on entrainment of air inside the thermal from the surface layer (a), above (e) and detrainment from the plume (d).

With those definitions most of the detrainment occurs above z_{mix} where the stability in the environment increases consistently with commonly admitted ideas (Raymond et Blyth, 1986). However LES results suggest that the area covered by the plume stays close to a constant value in the sub-cloud layer. In this case, the detrainment rate defined in this study between the inversion and cloud base may be too large. Further studies may be conducted with LES to better understand the differences of physical processes occurring in a dry CBL and in a sub-cloud layer.

A number of reviews (see Blyth, 1993), and studies (Siebesma et Cuijpers (1995), Siebesma et Holtslag (1996), Zhao et Austin (2005b,a) using LES, or Zhao et Austin (2003) using Episodic Mixing and Buoyancy-Sorting Models (EMBS)) have been devoted to the evaluation of entrainment and detrainment in clouds. Here, following Tiedtke (1989), we take entrainment and detrainment rates proportional to the mass flux inside the cloud :

$$e^*(z) = \epsilon f^*(z) \quad (3.40)$$

$$d^*(z) = \delta f^*(z) \quad (3.41)$$

Siebesma et Cuijpers (1995) showed that entrainment and detrainment rates used in most current parameterizations were one order of magnitude smaller than in LES, and that the detrainment rate was systematically larger than the entrainment rate leading to a mass flux decreasing with height inside the cloud. Siebesma et Holtslag (1996) proposed a range of values for ϵ and δ of $\epsilon = 1.5 - 2.5 (\times 10^{-3} \text{ m}^{-1})$ and $\delta = 2.5 - 3. (\times 10^{-3} \text{ m}^{-1})$. Those definitions with similar values were also retained by Soares et al. (2004).

To be consistent all along the plume, the entrainment rate in the sub-cloud layer is taken to be proportional to the detrainment rate with a ratio $\beta = e/d$ fixed like inside the cloud at 0.4. It is considered that, when mixing occurs between the plume and its environment, both entrainment and detrainment processes are enhanced. This assumption may be reconsidered in the future. For instance, Bretherton et Smolarkiewicz (1989) show that entrainment generally occurs where buoyancy increases while it is the opposite for detrainment. Recent studies propose definitions of ϵ depending on clouds characteristics (Siebesma et al., 2003; Neggers et al., 2002). The parameterization proposed here is kept as simple as possible to make a first step toward improvement of representation of those processes in GCMs. The scheme for entrainment and detrainment finally depends on three parameters : λ , β and δ . Value of parameter λ is chosen in order to have results consistent with LES in both dry and cloudy cases. $\lambda = 30 \text{ m}$ is retained.

The value of δ is then fixed to $\delta = 2.10^{-3} \text{ m}^{-1}$ using the GCSS ARM cumulus case. The degree of generality of those values is evaluated with the BOMEX oceanic case and 3D simulations.

The cloud scheme

Following Bony et Emanuel (2001), the in-cloud water content r_{inc} is used as a predictor for cloud fraction c_f , together with large-scale total water content \bar{r} and humidity at saturation r_{sat} . Introducing the probability distribution function (PDF) $P(r_t)$ of the subgrid-scale total water with

$$\int_0^{\infty} P(r) dr = 1, \quad (3.42)$$

the cloud fraction reads :

$$c_f = \int_{r_{sat}}^{\infty} P(r) dr \quad (3.43)$$

and the incloud condensed water is :

$$r_{inc} = \frac{\int_{r_{sat}}^{\infty} (r - r_{sat}) P(r) dr}{c_f} \quad (3.44)$$

For the PDF, we use a generalized log-normal bounded by 0 with a mean \bar{r} and standard deviation σ . The generalized log-normal distribution has the specificity to include both lognormal distributions with positive and negative skewness. When the ratio σ/\bar{r} approaches zero, the distribution tends to a Gaussian. Because the distribution domain is bounded by 0, when σ/\bar{r} increases, the distribution displays an increasing positive skewness as observed in convective clouds. Here σ is estimated in each grid cell, for which the thermal plume model predicts a positive liquid water content, from an inverse procedure, so that the in-cloud water content predicted by the statistical cloud scheme (r_{inc}) equals the condensed water content predicted by the thermal plume scheme ($r_u - r_{sat}$). The predicted clouds precipitate, and re-evaporation in the layers below is also computed (see details in Hourdin et al., 2006). This cloud scheme was evaluated against Cloud Resolving Models (CRM) for the Toga-Coare experiment but was never tested for shallow convective clouds.

The LMDZ General Circulation Model

Simulations are run using the most recent version LMDZ4 of the global climate model of the Laboratoire de Météorologie Dynamique (Hourdin et al., 2006), recently involved in the IPCC exercise (Dufresne et al., 2005). Its zooming capability (Z of LMDZ) allows to focus the horizontal grid on a chosen region. The physical package includes the radiation scheme of Fouquart et Bonnel (1980) for the solar part and of Morcrette et al. (1986) for the infrared part. The deep convection scheme is adapted from Emanuel (1993).

The simulations presented hereafter differ by the boundary layer scheme. In the MY (for Mellor & Yamada) simulation, the boundary layer is parameterized using a diffusive approach (Yamada, 1983). For the two other simulations, the thermal plume model is used in combination with the same diffusive scheme. In the THdry simulations, the original dry version of the thermal plume model is used. The new version described above is used for the TH simulations. The model is used in both 1D and 3D configurations.

Dry convective cases

The modified parameterization is first tested in dry conditions, against a series of idealized LESs of water- and cloud-free convection (Ayotte et al., 1996), already used to evaluate the original version of the thermal plume model (H02). For cloud-free cases, the main difference between THdry and TH consists in the lateral entrainment of air into the plume above the surface layer in TH.

The LES cases

The LES code used is fully described by Ayotte et al. (1996). For each case, the grid consists in $96 \times 96 \times 96$ points with various domain sizes, from 1 to 2 km in the vertical and from 2 to 5 km in the horizontal. Simulations MY, THdry and TH are run with the same vertical resolution as for LES, the time-step varying from 15 to 100 s depending on the case. The various cases consider different surface forcing, initial conditions and geostrophic wind. They are symbolized with a number (corresponding to the value of the surface heat flux), and letters for different initial conditions. For example, simulation 24SC is run with a surface heat flux of 0.24 K m s^{-1} and with a Strongly Capped initial potential temperature profile (strong inversion). Cases with a zero surface heat flux are also available, or with an initially weak inversion (WC). As for the geostrophic wind, all simulations quoted WC or SC are constant geostrophic wind cases ($u_g = 15 \text{ m s}^{-1}$ and $v_g = 0$). Simulation 24F has zero geostrophic wind (free convection), and simulations 15B and 24B run with $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$ and $v_g = 0.01 \times z \text{ m s}^{-1}$. A passive tracer B is also introduced in the simulations, with $B = 13.5$ below the inversion, $B = 3$ above and a non-zero upward surface flux.

Vertical profiles

Results obtained for simulation 24SC are displayed in Fig. 3.21 as an example. Fig. 3.21 shows the vertical profiles of wind, potential temperature and tracer B averaged between times $t_1 = t_0 + 4\tau$ and $t_2 = t_0 + 10\tau$, τ being the large-eddy turnover time defined as $\tau = z_i/w_*$ where z_i is the inversion height and w_* the convective velocity scale which depends on z_i , on the surface heat flux and on a coefficient of thermal expansion. As already mentioned in H02, THdry improves the results compared with MY, particularly in the representation of the inversion. Results obtained with TH are close to THdry. The upper part of the mixed layer is only slightly warmer with TH and the inversion is not as well captured as with THdry.

Entrainment at the inversion layer

Following Ayotte et al. (1996), we evaluate the various parameterizations comparing, for a scalar ψ (θ or B), the quantity

$$A_1 = \frac{1}{t_f - t_0} \int_{t_0}^{t_f} \overline{w'\psi'}[z_i(t_0), t] dt \quad (3.45)$$

which represents the averaged flux of ψ through $z_i(t_0)$ between times t_0 and t_f , i.e. the entrainment at the inversion layer. A_1 is computed from the vertical profiles of ψ at times t_0 and t_f :

$$A_1 = -\frac{1}{t_f - t_0} \int_{z_i(t_0)}^H [\psi(z, t_f) - \psi(z, t_0)] dz \quad (3.46)$$

where H is any height above CBL top and the final profile of ψ (noted here $\psi(z, t_f)$) the averaged profile between times t_1 and t_2 ($t_f = (t_1 + t_2)/2$).

The value of this parameter for θ and B for all various cases is shown in Fig. 3.22. Simulation MY underestimates the entrainment at the inversion layer for all the convective cases (i.e. except 00SC and 00WC). Results obtained with THdry are more consistent with LES. TH shows a slight overestimation of the transfer across the inversion layer, particularly for the cases with strong surface forcing (24SC and 24F).

Sensitivity tests (not shown) indicate that entrainment at the inversion layer is better represented when β increases up to 0.6 or 0.8 but the inversion is then too strong. A further increase of λ when $\beta = 0.4$ also improves the results. The parameters could be set to improve results in those dry cases but we conserve $\beta = 0.4$ and $\lambda = 30$, which are also valid for the shallow convective case presented below.

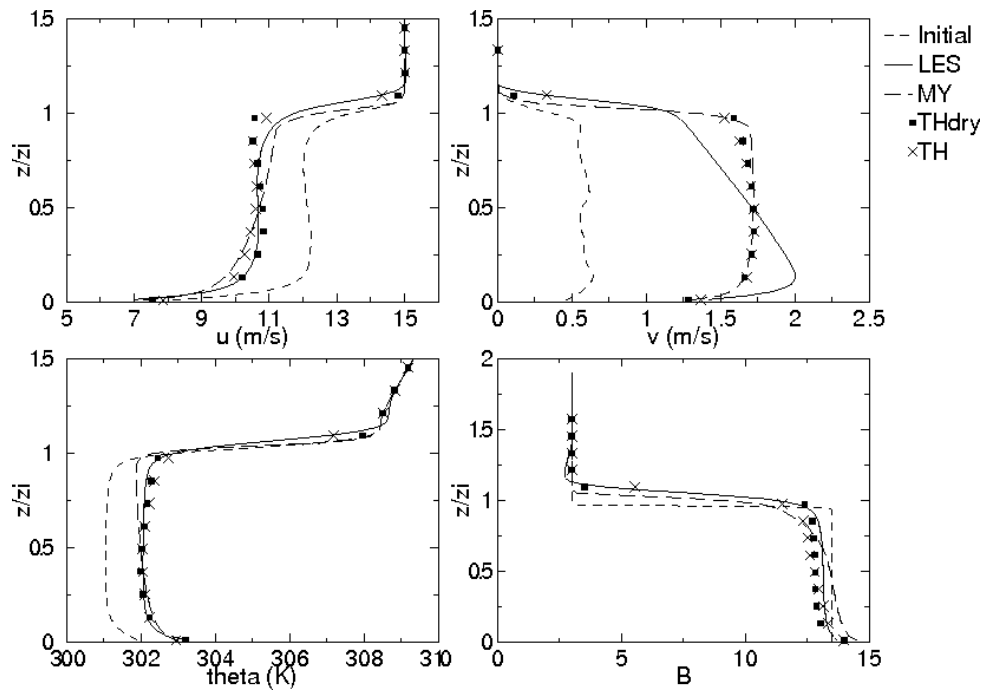


FIG. 3.21 – Dry convective case 24SC : wind speed (u and v in $m s^{-1}$), potential temperature (θ in K) and concentration of tracer B are shown at initial time t_0 (dashed line) and averaged between t_1 and t_2 for the LES and the various parameterizations MY, THdry and TH (see text for details).

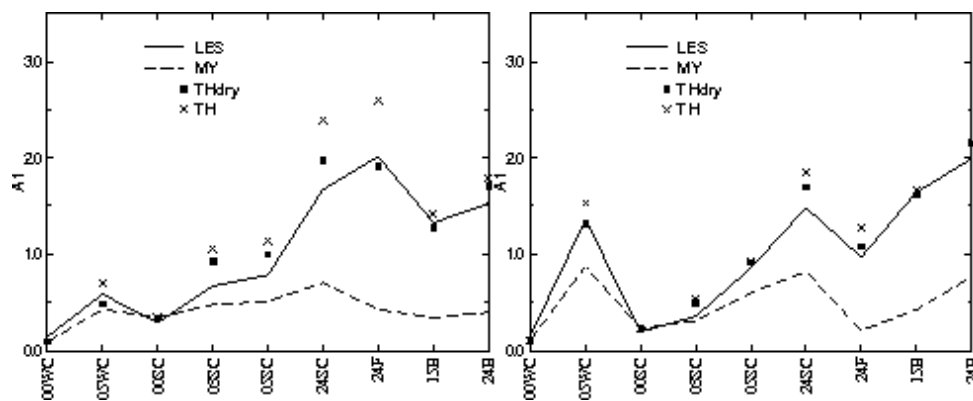


FIG. 3.22 – Coefficient A_1 for θ and B obtained with LES, MY, THdry and TH and displayed for the various dry convective cases (see text for details).

The GCSS ARM Cumulus case

Set up

The present case, built by the GEWEX Cloud System Study (GCSS) working group, is based on observations made at the ARM Southern Great Plain site in Oklahoma on 21 June 1997 and was also studied during EUROCS (EUROpean Cloud Systems). It is a typical case of development of shallow convection over land. An intercomparison of LES models gave a good agreement with measurements (Brown et al., 2002). In this study we use the results of the KNMI LES model also used for an intercomparison study of single-column models (SCMs) (Lenderink et al., 2004). It comes out from that intercomparison that most SCMs overestimate both cloud liquid water and cloud cover associated with unrealistic thermodynamic profiles. The case was developed to study the diurnal cycle of shallow convection over land and surface fluxes evolve during the day with low values at sunrise and sunset and maximal values of 500 W m^{-2} for the latent heat flux and of 140 W m^{-2} for the sensible heat flux around midday. Those surface latent and sensible heat fluxes are prescribed. A simple representation of the large-scale advective tendencies and radiative tendencies is used, their effects being small when compared with those of the surface forcing. Nor the radiation scheme neither the deep convection scheme are activated. The simulations are run with a vertical resolution of 40 layers in the four first kilometers and are running from 05 :30 to 19 :45 LT with a 20-seconds time-step.

Large-scale meteorological fields

Figure 3.23 shows the time evolution of temperature, relative humidity and water mixing ratio at 20m above surface (first model layer). When the diffusive scheme is used alone (MY), the first model layer stays too cold and too moist, and relative humidity stays almost constant during the day, while it decreases from 0.8 in the morning to 0.55 in late afternoon in LES. Activation of the thermal plume scheme in the morning (as soon as the surface layer becomes unstable) allows a better mixing in the boundary layer, explaining the faster drying after 7 :00 LT. The dry and new versions of the thermal plume model (THdry and TH) give results similar with LES until 12 :00LT. In early afternoon, when cumulus start to grow, the additional latent heat release in the thermal plume with the TH scheme results in a deeper boundary layer and hence in an additional heating and drying near the surface (due to an enhanced mixing with warm and dry air from the free troposphere), in better agreement with LES. Stevens (2006), using LES and a conceptual model for a CBL developing under the effect of a constant surface buoyancy flux in an atmosphere with constant stratification, also obtains a faster deepening of a cloudy CBL compared with a dry CBL (linearly in time rather than as a square root of time), also associated with a drying near the surface. In Stevens (2006) conceptual model, the rate at which the cloudy layer deepens is controlled by the evaporative cooling occurring in the inversion layer, resulting from the detrainment of cloud water at the top of cumulus clouds. The evolution of the CBL is illustrated further in Fig. 3.24 which shows the vertical profiles of potential temperature and total water at various times. At 09 :30 LT, before cloud formation, THdry and TH give very similar results, and simulation MY is not very different. At 15 :30 LT the total water obtained with MY and THdry is overestimated below 1000 m and underestimated above, as a consequence of an underestimated vertical transport. Results obtained with TH are more consistent with LES. For MY and THdry, the difference with LES are larger at 17 :30 LT.

Figure 3.25 shows relative humidity and horizontal velocity at 15 :30LT in the upper panel. MY and THdry are mutually close and results obtained with TH are more consistent with LES concerning relative humidity and wind profile, which is better captured than for most simulations presented in Lenderink et al. (2004). Cloud fraction and incloud water content are displayed in the lower panel of Fig 3.25 for LES and simulation TH. For LES both the 'cloud mean' value (average of cells with non-zero liquid water) and the 'cloud core' value (cells with liquid water, upward motion and positive buoyancy) as defined by Siebesma et Cuijpers (1995) are shown. Simulation TH gives incloud water content quite consistent with LES core in the lower part of the cloud, but the associated cloud fraction is too low. Between 2500

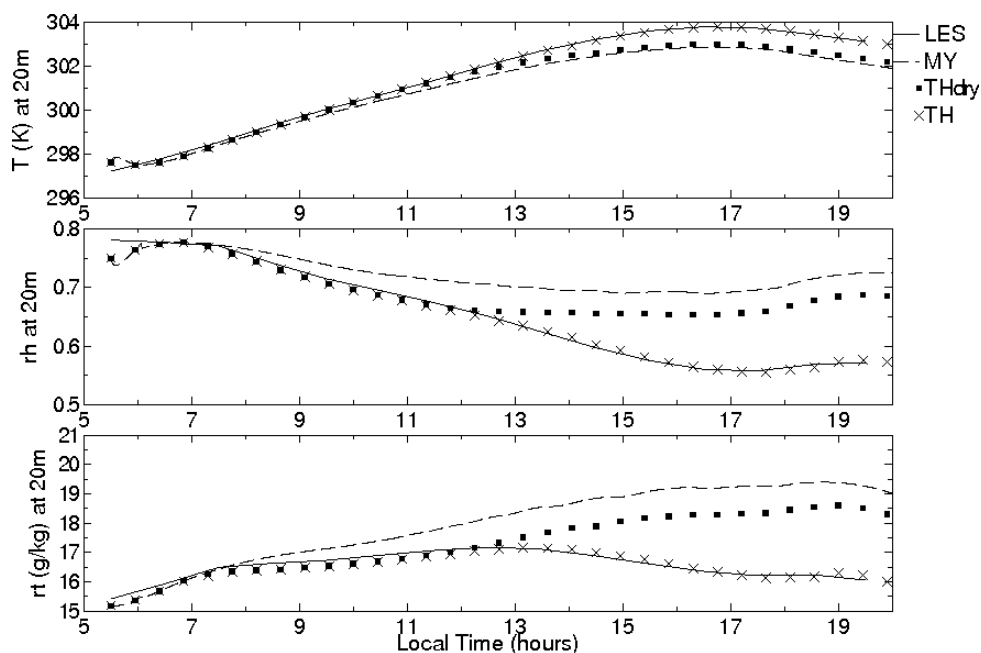


FIG. 3.23 – Temperature (T in K), relative humidity (rh) and water mixing ratio (rt in $g\ kg^{-1}$) at 20 m above surface : Comparison of simulations MY, THdry and TH with LES results for the GCSS ARM cumulus case.

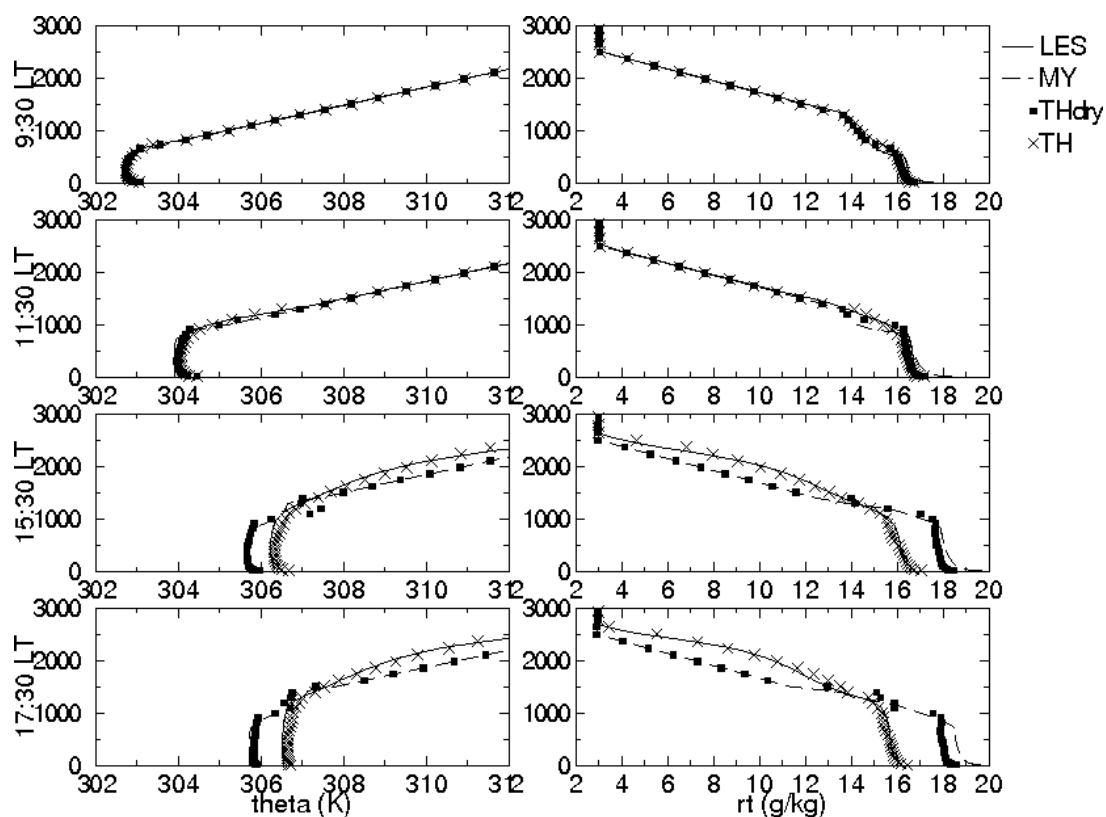


FIG. 3.24 – Vertical profiles of potential temperature (θ in K) and total water mixing ratio (rt in $g\ kg^{-1}$) at 9 :30, 11 :30, 15 :30 and 17 :30 LT : Comparison of simulations MY, THdry and TH with LES results for the GCSS ARM cumulus case.

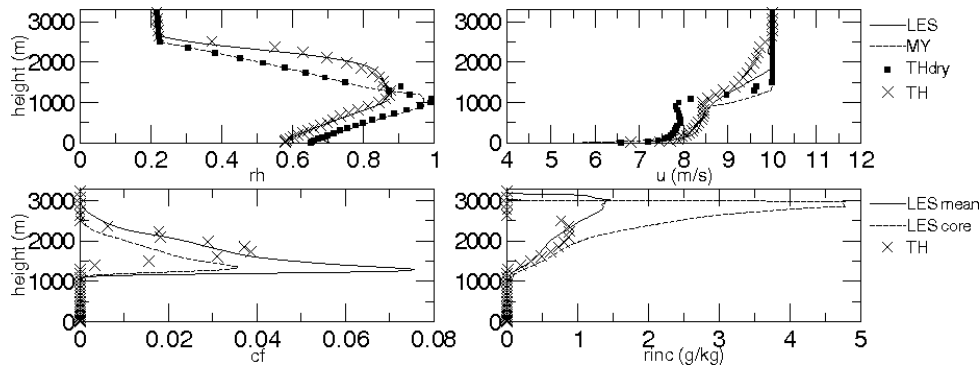


FIG. 3.25 – Vertical profiles of relative humidity (rh) and zonal velocity (u in $m s^{-1}$) at 15 :30 LT : Comparison of simulations MY, THdry and TH with LES results for the GCSS ARM cumulus case. Cloud fraction and incloud water content ($g kg^{-1}$) are also displayed for LES and TH at 15 :30LT.

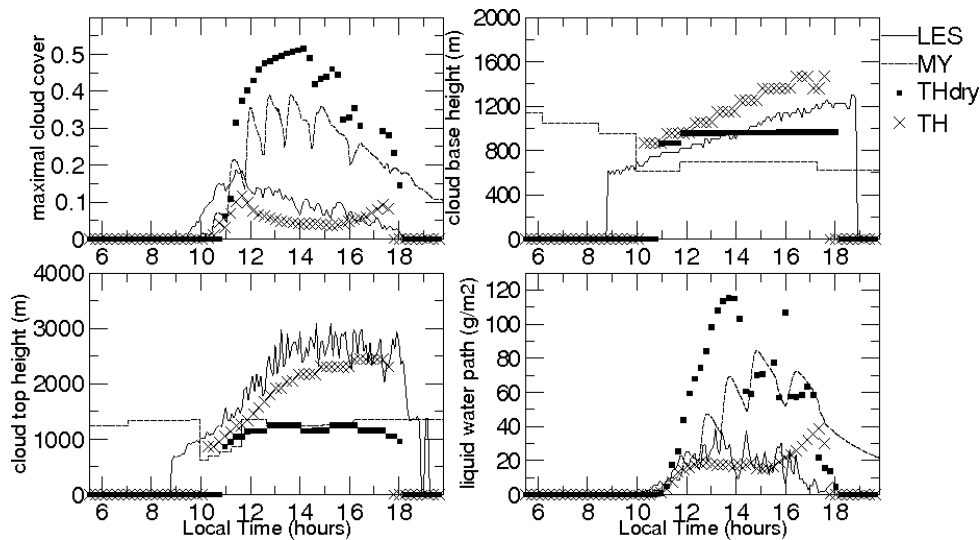


FIG. 3.26 – Time evolution of maximum cloud cover, cloud base and top heights (m), liquid water path ($g m^{-2}$) : Comparison of simulations MY, THdry and TH with LES results for the GCSS ARM cumulus case.

and 3200 m, LES predicts a very small cloud fraction with a large incloud water while the parameterization does not predict any clouds above 2500 m.

The time evolution of clouds characteristics are shown in Fig. 3.26. For MY and THdry, the maximal cloud cover (computed as the maximum of cloud fraction over the vertical at each time step), is overestimated and clouds do not vanish at the end of day with MY. With the new version of the thermal plume model (TH), the value obtained is closer to LES but still too low, and the peak at the end of the afternoon should not exist. The onset of cumulus is too late by one hour and the disaggregation of clouds occurs a little too early. This problem will be discussed in the last part of this section. The new version better represents the increase of the cloud base height during the day even if its altitude stays all day too high by 100 m. The computation of the cloud top height is also improved with the new version of the scheme although this value stays a few hundred meters too low. As for liquid water path, results are consistent with cloud cover, with too low values during the day for TH and an increase at about 17 :00 LT.

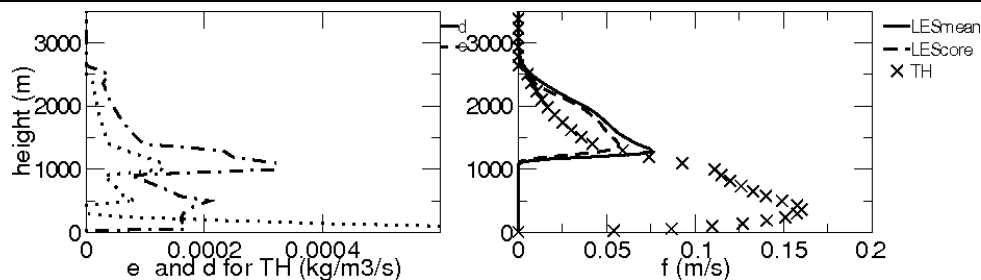


FIG. 3.27 – Vertical profiles of entrainment (e) (from the surface layer and above) and of detrainment (d) at 15 :30 LT and comparison with LES of the mass-flux for simulation TH of the GCSS ARM cumulus case.

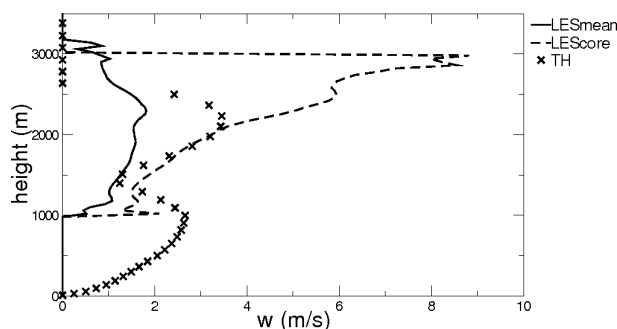


FIG. 3.28 – Vertical profile of vertical velocity at 15 :30 LT for simulation TH : comparison with 'cloud mean' and 'cloud core' values as given by LES (LES data are not available in the sub-cloud layer).

Inside clouds

Figure 3.27 displays the vertical profiles of the entrainment rate in the surface layer and above (e), and of the detrainment rate (d) at 15 :30 LT. The detrainment rate increases with height between the inversion and cloud base. In the unstable surface layer, entrainment is maximal in the first layer of the model. Comparison with LES of the total mass flux inside the cloud at 15 :30 LT is also given in Fig. 3.27. The mass flux fits the LES at the inversion but then decreases too fast with height. Figure 3.28 shows the vertical velocity inside the plume at 15 :30 LT. The updraft is negatively buoyant in the overshooting region just below cloud top. Results are then expected to be close to the core value in the lower part of the cloud and to the cloud value in the upper part. The thermal plume velocity is in fact close to the core value in the lower half of the cloud but decelerates too fast compared with LES in the upper part. This may suggest that the entrainment rate is too large inside the cloud, inhibiting buoyancy. We also notice that the minimum of the vertical velocity is located too high. This joins the fact that the cloud base remains too high during the day. However the shape of the profiles seems to paste to LES, vertical velocity decreases at the base of clouds and then increases until reaching the top.

Higher-order moments

Second and third-order moments of the vertical wind are compared with LES in Fig. 3.29. For the thermal plume, those moments are computed as follows :

$$\overline{\psi'^2} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} (\psi_u - \psi)^2 \quad (3.47)$$

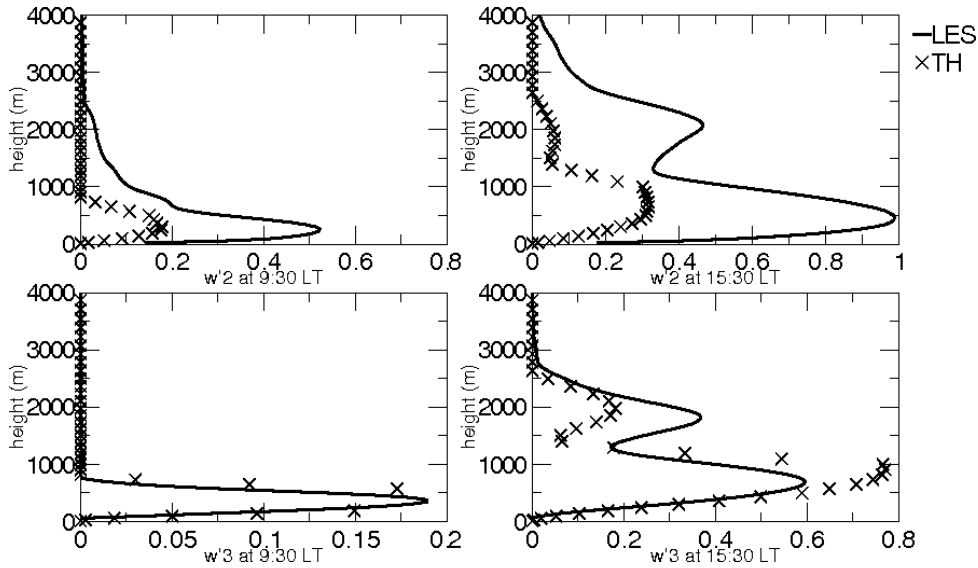


FIG. 3.29 – Comparison with LES of the second (top) (in $m^2 s^{-2}$) and third (bottom) (in $m^3 s^{-3}$) order moments of the vertical velocity in the thermal plume at 09 :30 (left) and 15 :30 LT (right) for simulation TH of the GCSS ARM cumulus case.

$$\overline{\psi'^3} = \frac{\alpha(1 - 2\alpha)}{(1 - \alpha)^2} (\psi_u - \psi)^3 \quad (3.48)$$

The second-order moments for the vertical wind given by LES include both explicit large eddies (resolved scale) and parameterized subgrid scales while TH results concern the contribution of the thermals only. As already discussed by H02, the turbulent fluctuations of w associated with symmetric small-scale turbulence, not accounted for by the mass-flux scheme, explain the strong underestimation of w'^2 when compared with LES results. On the other hand those fluctuations have a relatively low contribution to turbulent fluxes dominated by convective structures. The degree of symmetry of the distribution around the mean value of w can be estimated by considering the third-order moment of w . Turbulent diffusion does not contribute to third-order moments explaining why the results obtained with the thermal plume model are in better agreement with LES. For the same reasons as for w'^2 , q'^2 is also strongly underestimated (results not shown).

Sensitivity to model parameters

The results are quite sensitive to the parameters that control detrainment and entrainment rates. Because of the way detrainment and entrainment are prescribed in our parameterization, parameter δ controls simultaneously detrainment and entrainment, but in the cloud only. At the opposite, a change of β (for a given value of δ) will affect entrainment only, but both below and within the clouds. Of course, both entrainment and detrainment can also be modified indirectly when changing any parameter through modification of mass flux f . Fig. 3.30 and Fig. 3.31 show cloud characteristics and near-surface relative humidity obtained for different values of β and δ . A decrease of β , by reducing the rate of entrained air from the mixed layer in the plume, leads to a moister and more buoyant plume, increasing the vertical extension of clouds. Indeed, because the plume is moister, it condensates lower, and because it is more buoyant, it overshoots higher. At the same time, as less air is entrained in the plume, the mass-flux is smaller, reducing the drying of surface by the compensating subsidence. Parameter δ has an impact on cloud top height, illustrating the control of vertical extension of clouds by the environment (Grandpeix et al., 2004). Variation of detrainment and thus entrainment rates inside clouds seems to have low feedback on sub-cloud layer processes (Fig. 3.31, lower panel), at least for the values of δ tested here.

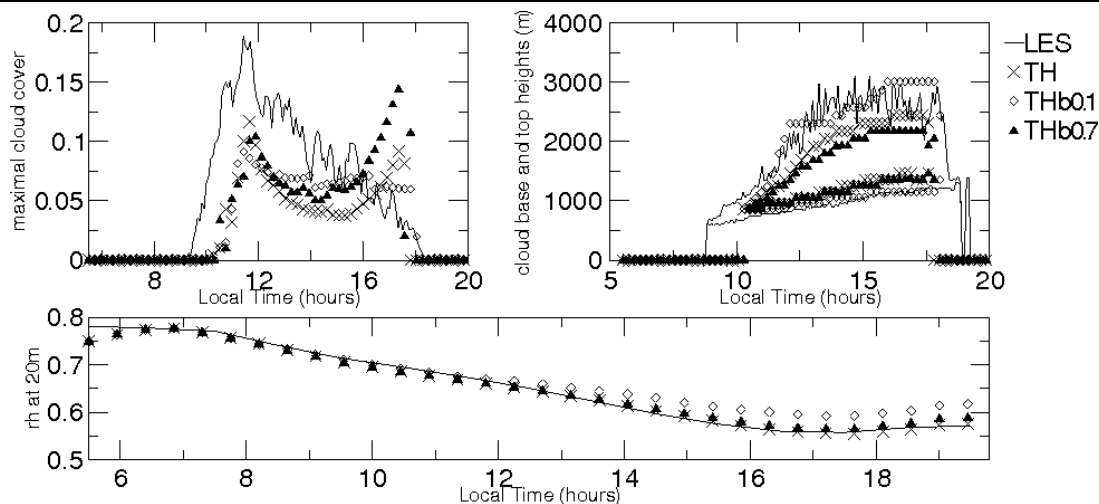


FIG. 3.30 – Sensitivity of cloud characteristics (cloud cover, cloud base and top heights) and near surface relative humidity to model parameter β . TH, THb0.1 and THb0.7 corresponds to $\beta = 0.4$ (nominal value), $\beta = 0.1$ and $\beta = 0.7$ respectively.

Increasing δ also strengthens the increase of cloud cover observed around 17 :30LT. Indeed, a too large detrainment rate, by leading to a too large total water content in the environment associated with a too small liquid water potential temperature (and thus humidity at saturation), may explain the too large cloud fraction given by the scheme at that time.

Parameters controlling entrainment and detrainment rates were chosen rather arbitrarily. For example, in order to reduce the number of those parameters to a minimum, we chose a single value of β inside and below the cloud. With this choice it is not possible to change the entrainment rate inside the clouds without changing also entrainment and detrainment rates in the sub-cloud layer. Taking β and δ as constants over the vertical and in time is another limitation of the scheme : entrainment and detrainment rates may depend on clouds and environmental characteristics, and on turbulence intensity. A lot of studies are focusing on this issue but physical basements that sustain them are still often contradictory and further work is needed before testing more complex formulations in a GCM parameterization. Here the most suitable parameters to represent mean profiles of humidity and temperature are not the most suitable to represent clouds characteristics. As radiative tendencies are prescribed in that case we chose to keep the parameters that allow an optimal representation of the thermodynamic profiles, taking advantage of the cloud scheme for further improvements.

Sensitivity to vertical resolution

A sensitivity experiment is performed with a 19-layer vertical resolution for the TH case. The thickness of the layers varies progressively from 20 meters near the surface to 200 meters around 4 km in the 40-layer simulation (with 16 layers below 1000 m) ; and from 23 meters to 600 meters in the 19-layer simulation (with 10 layers below 1000 m). For the 19-layer case, the model first layer gets too dry during the day (Fig. 3.32, lower panel). Cloud characteristics (Fig. 3.32, upper panel) do not vary significantly with resolution. In fact, the impact of vertical resolution is small on plume properties but significant on mean profiles. This is explained by the scheme used for discretization of the transport equation. Downward transport in the subsiding environment increases due to a stronger numerical diffusion when a coarser grid is used. This could be solved in the future by replacing the first order upstream scheme by a less diffusive one.

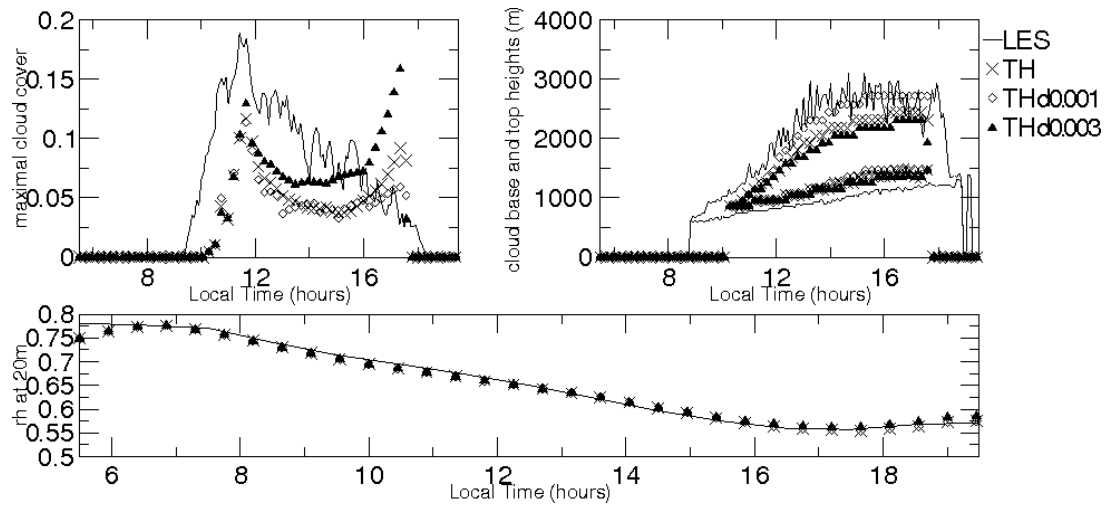


FIG. 3.31 – Sensitivity of cloud characteristics (cloud cover, cloud base and top heights) and near surface relative humidity to model parameter δ . TH, THd0.001 and THd0.003 corresponds to $\delta = 0.002$ (nominal value), $\delta = 0.001$ and $\delta = 0.003$ respectively.

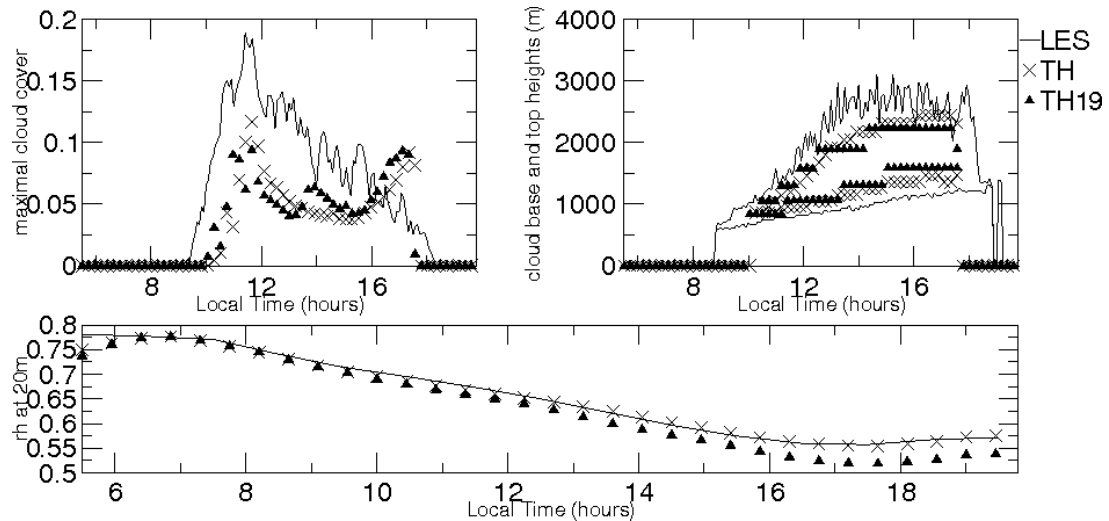


FIG. 3.32 – Sensitivity of cloud characteristics (cloud cover, cloud base and top heights) and near surface relative humidity to vertical resolution for simulation TH.

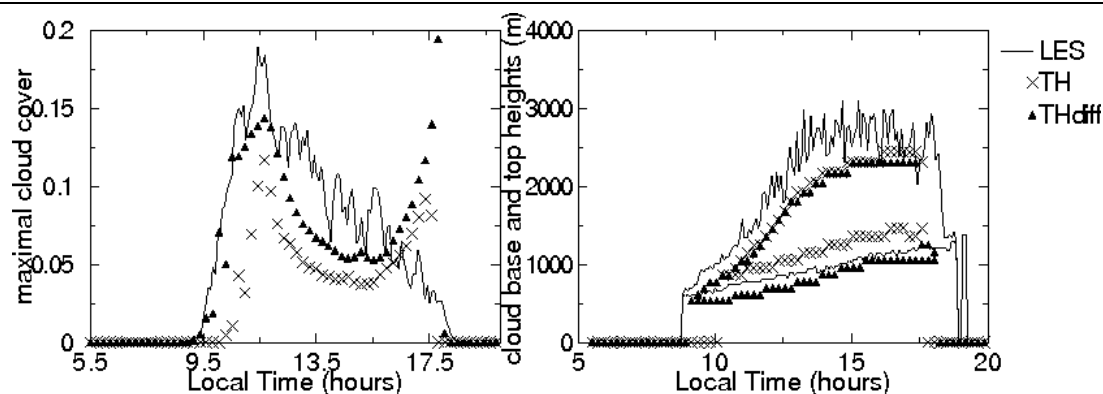


FIG. 3.33 – Influence of sub-mean plume variability on the cloud scheme for simulation TH : simulation THdiff is run using $\sigma^2 + \sigma^{*2}$ to specify the width of the PDF used in the cloud scheme (see text for details).

Adjustment of the cloud scheme

The delay in the clouds onset could be explained by the fact that only a mean thermal is considered where several inhomogeneous thermals may exist in reality. The first clouds probably appear at the top of particularly active and humid thermals. Up to now, the variance σ^2 of the total water PDF was computed so as to recover the incloud water predicted by the mean thermal plume model. In order to account for thermals variability, an additional variance σ^{*2} can be added to σ^2 for the computation of cloud properties (both cloud fraction and incloud liquid water). A test is performed by using a constant value of 0.05 for the ratio σ^*/\bar{r} . This value is estimated from the difference between TH and LES for the variance of total water. With this modification, the first clouds appear earlier (by about one hour) in better agreement with LES (Fig. 3.33). The cloud cover is also generally larger and the base lower (both features are thus improved) while the top height is almost unchanged. As radiative tendencies are prescribed, the evolution and vertical profiles of temperature, water mixing ratio and relative humidity are almost unchanged with this adjustment (not shown). However the increase of cloud cover in late afternoon is even more pronounced. This may be due to a less active small-scale turbulence at that time than the one represented by the constant value chosen for σ^*/\bar{r} . Further developments are foreseen to base the computation of σ^* on an estimation of the variance of total water due to small-scale turbulence. Nevertheless, given the improvements obtained, simulations in the last part of this study are performed with the present adjustment. However some problems remain in the vertical profile of cloud fraction, with a maximum value not located at cloud base but at the 2/3 of the cloud, and too low values. This could be explained by the fact that the cloud scheme may present some limitations to represent boundary layer clouds. For example even if the PDF used is a generalized log-normal, the variance of total water is much smaller than the total water in the cell, so that the PDF is close to a Gaussian, making the scheme unable to represent the positive skewness of the distribution of total water content in boundary layer clouds.

Additional validations

As explained above, the model parameters have been tuned in order to well reproduce the Ayotte et al. (1996) and the GCSS ARM cumulus cases. It is thus important to check how the scheme behaves under different conditions. For that, we present two cases. One is performed with the same 1D version of the GCM on a case of oceanic cumulus with no diurnal cycle (the BOMEX case), and the second one corresponds to a different case of continental diurnal cycle simulated with the full 3D GCM and compared with in-situ observations.

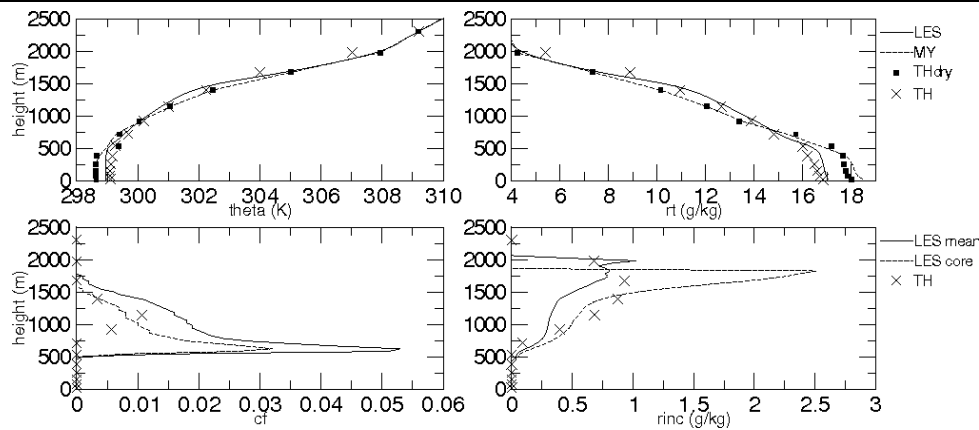


FIG. 3.34 – Vertical profiles of potential temperature (K) and vapor mixing ratio ($g \cdot kg^{-1}$) : Comparison of simulations MY, THdry and TH with LES results for the BOMEX case. Vertical profiles of cloud fraction and incloud water content ($g \cdot kg^{-1}$) : Comparison of simulation TH with LES results for the BOMEX case.

The oceanic case BOMEX

BOMEX is a quasi steady-state case of trade wind cumulus, built from observations made during an undisturbed period of the Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment (Siebesma et al., 2003). Initializations are made using observations averaged over two days.

Simulations run over six hours with a time step of 300 seconds and a vertical resolution of 19 layers in the first three kilometers. Upper panels of Fig. 3.34 display comparison with LES of averaged values of potential temperature (in K) and vapor mixing ratio (in $g \cdot kg^{-1}$) for simulations MY, THdry and TH. Lower panels of the figure compare LES 'cloud mean' and 'cloud core' values of cloud fraction and incloud water content (in $g \cdot kg^{-1}$) with TH results. Similar conclusions as for the GCSS ARM cumulus case can be drawn : the thermal plume model adapted for shallow convection (TH) improves the thermodynamic profiles by drying and heating the lower part of the boundary layer and moistening and cooling the upper part compared with other schemes. However the lower part of the CBL is somewhat too dry and hot compared with LES. Again, cloud fraction is too low compared with LES, particularly at cloud base, where maximum of cloud cover is not obtained with TH, while the incloud water content is consistent with LES.

Validation in a 3D configuration

SIRTA is a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research located in the neighbourhood of Paris ($48^{\circ}N$, $2^{\circ}E$). Remote sensing instruments such as lidars, radars and radiometers routinely observe atmospheric boundary layer processes like cloud formation, precipitation or microphysics (Haefelin et al., 2005). The dry version of the thermal plume model has already been evaluated during the one-month VAPIC campaign (Coindreau et al., 2007), but this period is not well-adapted for the study of shallow convection. Here we retain three days in May 2003 corresponding to typical summer conditions with the development of small cumuli after a sunny morning.

The 3D simulations are performed with a global stretched grid of 48 points in longitude and 32 in latitude. The horizontal resolution reaches 120 km in the neighbourhood of Paris, where SIRTA is located. The time steps for the 3D dynamics and for the parameterized physics are of one and three minutes respectively and simulations are run with a vertical resolution of 40 layers for the entire atmosphere, which corresponds to about 15 layers in the first two kilometers.

Following Coindreau et al. (2007), temperature, relative humidity and wind are relaxed towards ana-

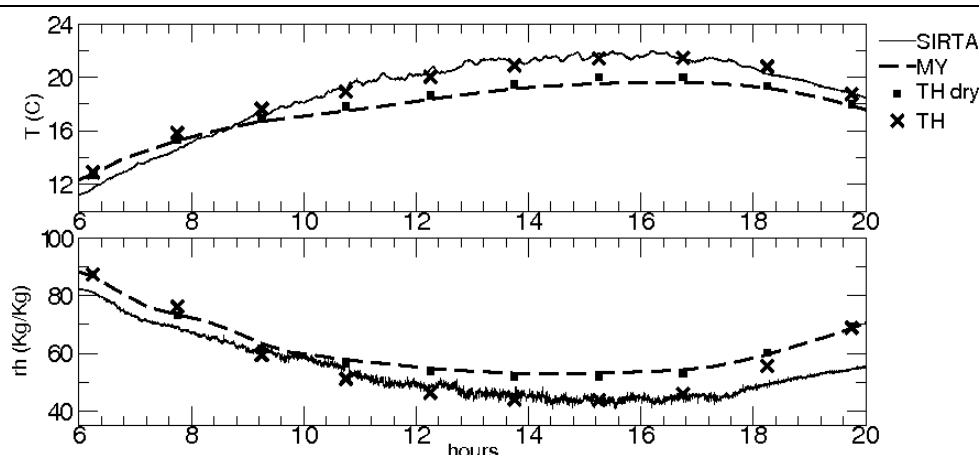


FIG. 3.35 – Comparison of temperature (T in $^{\circ}\text{C}$) and relative humidity (rh) between the SIRTA observations (at 17 m) and results of simulations MY, THdry and TH (first layer) averaged over 26, 27 and 28 May 2003.

lysis fields from European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) with a time constant of 30 minutes outside the zoom and 10 days inside (nudging). Smaller time constants are used for the relative humidity (5 hours outside and 3 hours inside). Thermal conduction in the ground is computed with a 11-layer model. The thermal inertia of the soil is set to 2000 USI. The evaporation is computed as $E = bE_{pot}$ where the potential evaporation E_{pot} is that of a free surface of water in the same conditions and b is a parameter fixed to 0.0133, so as to fit the mean trend of mean surface humidity observed during that period. Simulations are run with the standard version of LMDZ from 1 to 19 May 2003. Simulations are then restarted on 20 May 2003 for the different versions. We consider the 26, 27 and 28 May 2003 for comparison with SIRTA observations.

Figure 3.35 shows the diurnal evolution of temperature and relative humidity averaged over the three days studied at 17 m for SIRTA observations and in the first model layer for simulations. Use of the TH scheme significantly improves the representation of the faster heating and drying of the first layer from 09 :00LT when cumulus start to develop, as already seen in the GCSS ARM case. On the other hand, at night, neither THdry nor TH affects much the characteristics of the boundary layer. THdry predicts a cloud base close to that derived from LIDAR measurements (Fig. 3.36), but the top height remains too low. TH improves the representation of the cloud top height while the cloud base is too high. In both cases, results are improved in comparison with MY. Figure 3.36 also shows the cloud radiative forcing (CRF, total minus clear-sky radiative flux at surface). The clear sky shortwave radiation is not available from the observations, so the clear-sky radiative forcing computed by the model is also used to determine the observed radiative forcing. The radiative forcing for MY and THdry is too high, and too low but closer to observations for TH.

Conclusions

The dry thermal plume model of H02 has been extended to the representation of cumulus clouds. Both small scale turbulent flow in the surface layer and organized flow structures in the mixed layer are accounted for combining a diffusive approach and a mass-flux parameterization. After a series of validation tests summarized in this article, following conclusions can be drawn :

1. As that of Soares et al. (2004), this study confirms the importance of accounting for coherent structures for simulation of the diurnal cycle of clear sky and cumulus topped convective boundary layer.
2. The series of idealized tests proposed by Ayotte et al. (1996) in various conditions of surface fluxes, vertical temperature profiles and wind stresses provides a good benchmark for testing boundary

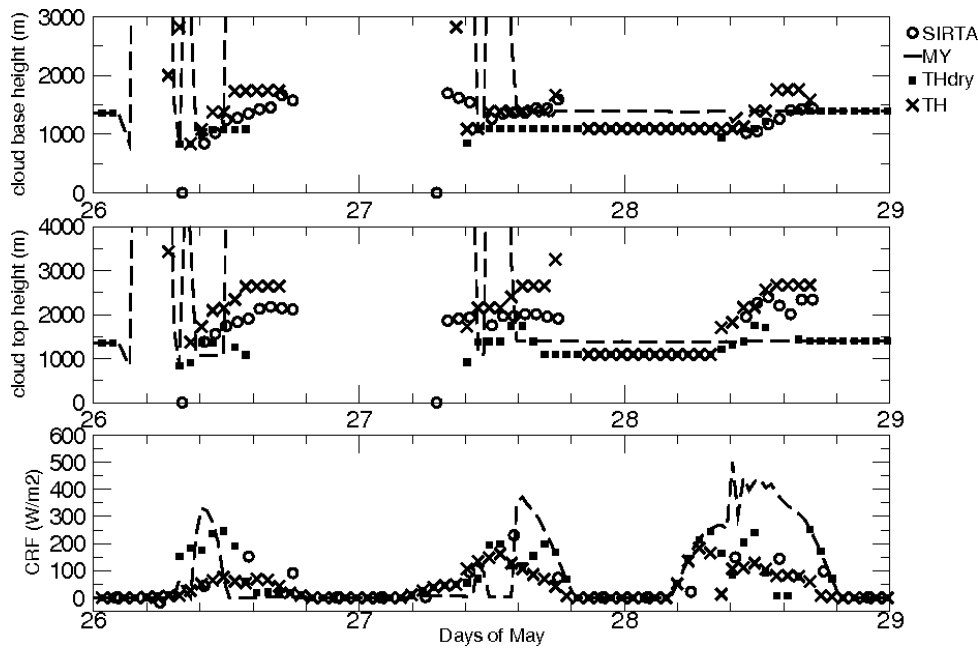


FIG. 3.36 – Cloud base and top heights (m) and cloud radiative forcing (CRF in $W m^{-2}$) on 26, 27 and 28 May 2003 : Comparison of simulations MY, THdry and TH with combined LIDAR-RADAR observations made at SIRTA.

layer parameterizations. The improvements observed on those cases when the thermal plume model was added to the Mellor & Yamada diffusive scheme is confirmed here when looking at the diurnal cycle. In particular, the drying of the surface layer associated with the deepening of the boundary layer in the morning is better captured in the GCSS ARM case.

3. Accounting for additional latent heat in the clouds deepens the boundary layer, resulting in a drier near surface atmosphere in the afternoon, in better agreement with observations (both for the GCSS ARM, Fig. 3.23, and SIRTA, Fig. 3.35, cases).

4. The thermal plume model, which specifically accounts for the large scale part of turbulent transport in the mixed layer (hence strongly underestimating variances), predicts well third order moments of the distribution of w' . This quantity may be used for coupling with deep convection modeling.

5. The thermal plume model also improves the representation of boundary layer wind profiles.

In parallel to those improvements, this study has also identified a number of areas where further research could improve the physical basis of our model. One of them concerns the prescription of entrainment and detrainment rates. As in many other parameterizations, they are prescribed rather arbitrarily. Here we follow Tiedtke (1989), Siebesma et Holtslag (1996) and Soares et al. (2004) to define the entrainment and detrainment rates inside the clouds and results are improved both for the cloud cover and cloud radiative forcing, a very important quantity in the frame of climate applications and climate change simulations. Influence of small-scale turbulence on total water variability in the CBL is also an important issue. The thermal plume model is based on an idealization of a single mean thermal plume, and accounting for “sub-mean-plume” variability may help to predict the time evolution of cloud cover and vertical extension. As a first step, accounting for an additional variance in the prediction of the total water PDF, used to predict clouds, makes the clouds appear earlier (one hour for the GCSS ARM case), in better agreement with observations. This additional variance may of course depend on other conditions, being larger for instance in the very active phase of the growing morning convective boundary layer than in late afternoon. This sub-mean-plume variance could be estimated from the turbulent kinetic energy computed by MY scheme by adding its vertical transport through the thermal updraft. Also, the

turbulent energy would possibly in turn be used to predict entrainment and detrainment. Finally further development of the Bony et Emanuel (2001) cloud scheme may be conducted in order to evaluate its ability of representing shallow clouds.

Notwithstanding some listed-above shortcomings, we find that taking into account thermal plumes associated with shallow cumulus significantly improves the representation of the boundary layer in convective conditions.

The next step is to focus on the diurnal cycle of deep convection in LMDZ. As in many other GCMs, deep convection is in phase with solar activity, starting about two hours too early and vanishing at sunset, instead of being maintained during the night. First tests suggest that the thermal plume model, which better represents in the morning the progressive deepening and moistening of the top of the boundary layer, might postpone the onset of deep convection when coupling with Emanuel (1991) scheme.

Acknowledgement

The 1D simulations are performed using the environment of the ARPEGE model and the physics of LMDZ in a single column mode, ARPEGE being the global climate model developed at CNRM. The authors thus want to thank Pascal Marquet and Marie-Pierre Lefèbvre from CNRM for providing the ARPEGE environment, and the GCSS ARM cumulus and BOMEX cases. They are also very grateful to K.W. Ayotte and G. Lenderink and A.P. Siebesma for the availability of the large eddy simulations used in this study. We would also like to thank Martial Haeffelin and the SIRT team for providing the data shown in this paper, and Jean-Yves Grandpeix, Anne Mathieu and Alain Lahellec for their contribution to this work through profitable discussions. The authors also thank Bjorn Stevens and two anonymous reviewers for their constructive comments which helped to improve the original manuscript.

3.3.3 Développements futurs

Cet article présente une paramétrisation de la couche limite convective permettant de prendre en compte à la fois la turbulence de petite échelle dans la couche de surface, les structures cohérentes de la couche mélangée et la formation des nuages. Des tests sur différents cas de couche limite convective, sèche et nuageuse, continentale et océanique, ont permis de mettre en avant l'importance de la prise en compte des structures cohérentes de la couche limite pour sa bonne représentation. En particulier, dans tous les cas, le modèle du thermique nuageux permet d'obtenir une couche limite plus développée, donnant une couche de surface qui s'assèche et se réchauffe au cours de la journée. La représentation du transport de quantité de mouvement, de température et d'humidité est particulièrement améliorée.

Cependant, cette étude a également mis en avant un certain nombre de défauts du modèle, qui pourraient être améliorés par une meilleure représentation de certains processus physiques. Cela concerne essentiellement la définition des taux d'entraînement et de déentraînement le long du panache et dans les nuages, ainsi que la prise en compte de la variabilité intra-thermiques. Des tests plus approfondis méritent également d'être effectués pour évaluer la capacité du schéma de nuages utilisé, développé sur des cas de convection profonde, à restituer la couverture nuageuse associée à de la convection peu profonde.

3.4 Bilan

Dans cette partie nous avons exploré les processus associés à la convection sèche et nuageuse dans la couche limite, ainsi que les différentes façons de représenter ces processus dans les modèles de climat. De l'approche diffusive à l'approche en flux de masse, en passant par les paramétrisations en couche mélangée, la représentation de la couche limite n'a cessé d'évoluer vers une représentation plus physique

des phénomènes observés. Les campagnes d'observation, mais aussi les simulations LES, permettent de mieux comprendre les processus impliqués et de tester les paramétrisations dans des configurations variées. Dans la lignée de cette évolution, nous avons développé une paramétrisation qui se distingue par plusieurs aspects. D'une part, le modèle du thermique permet de représenter de façon unifiée la convection sèche et la convection nuageuse dans la couche limite. Pour cela, nous combinons une approche diffusivité et une approche en flux de masse, approche qui, si elle a aussi été établie par Siebesma et al. (2007), a fait très récemment ses premiers pas en tant que paramétrisation dans un GCM, dans LMDZ par cette étude, et dans le modèle du Centre Européen par Neggers et al. (2007a). Cependant, à notre connaissance, cette étude présente la première validation de cette approche dans un GCM en configuration 3D. D'autre part, le modèle du thermique se distingue des approches traditionnelles par la fermeture utilisée. Dans les approches en flux de masse, la fermeture permet de relier le flux de masse à la base du nuage aux processus sous-nuageux ou à la circulation grande-échelle. Ici, la fermeture permet de déterminer le flux de masse au sommet de la couche de surface alimentant le thermique, et de déduire de façon continue le flux de masse, la fraction couverte, ainsi que toutes les caractéristiques du panache sur toute la hauteur de la couche limite, sous et dans les nuages. Bien sûr, la définition des taux de mélange tout le long du thermique est donc un point crucial de la paramétrisation, et une étude plus approfondie des processus de mélange mérite d'être menée, afin d'améliorer leur représentation dans le modèle du thermique. D'autant plus que le flux de masse et l'entraînement (latéral et alimentation dans la couche de surface) dans la couche sous-nuageuse n'ont pu être validés sur les cas étudiés. Une étude plus approfondie de ces aspects fait l'objet du chapitre suivant. Pour étendre les simulations 3D effectuées à tout le globe, il est également nécessaire d'étudier les interactions entre le modèle du thermique nuageux et la paramétrisation de la convection profonde. Nous explorerons ces interactions dans le chapitre 5.

Chapitre 4

Entraînement et déentraînement dans les cumulus

L'évaluation du modèle du thermique nuageux sur le cas ARM a mis en avant la forte sensibilité des caractéristiques des thermiques aux processus de mélange entre le panache et l'environnement, notamment au niveau des nuages. Dans le nuage, nous avons spécifié les taux de mélange de façon simple mais relativement classique, même si, comme nous allons le voir, de nombreuses analyses ont été nécessaires pour en arriver à ces définitions. Sous le nuage, nous nous sommes basés sur des considérations géométriques pour définir les taux de mélange. Nous revenons ici sur les observations et les simulations haute résolution dédiées à l'étude des processus de mélange. Nous allons voir que les observations seules sont insuffisantes pour spécifier les taux de mélange. Les simulations haute résolution permettent d'étudier plus avant les processus en jeu, mais les résultats associés dépendent de nombreuses hypothèses, et surtout de la façon dont on caractérise le système étudié. Nous essaierons malgré tout d'améliorer la représentation des processus de mélange dans le modèle du thermique en nous basant sur des considérations physiques. Notons que les processus d'entraînement ont aussi un rôle important sur la microphysique des nuages, mais ce thème ne sera pas abordé ici.

4.1 Observations et modélisation

4.1.1 Que nous apprennent les observations ?

Plusieurs campagnes d'observations ont été menées pour mesurer les propriétés thermodynamiques des nuages (r_t , r_l , θ_l) ou les champs de vitesse à l'intérieur des nuages. Mais l'exploitation de ces mesures a parfois conduit à des théories diverses pour expliquer le mélange dans les cumulus. Pour valider ou non ces théories, il faut à la fois prendre en compte la fiabilité des mesures et la façon d'interpréter les résultats issus des observations.

Sur les mécanismes associés au processus de mélange

Nous avons vu que les variables r_t et θ_l étaient conservées lors d'une transformation adiabatique, c'est-à-dire ici pour une particule d'air ne se mélangeant pas avec son environnement. La comparaison des valeurs de r_t et θ_l mesurées à un niveau donné dans le nuage avec les valeurs mesurées à sa base permet d'évaluer le mélange qui a eu lieu entre la base du nuage et le niveau considéré. De plus, les caractéristiques en r_t et θ_l d'une particule issue du mélange de deux masses d'air peuvent être déduites par une simple pondération des caractéristiques des deux masses d'air mélangées par leur masse respective. Un diagramme de mélange consiste à tracer r_t en fonction de θ_l . Sur ce diagramme, le point caractéristique de la particule mélangée se situe sur la "ligne de mélange", qui relie les deux points caractéristiques des particules qui se sont mélangées. Ainsi, à partir de mesures effectuées à la base du nuage, dans le

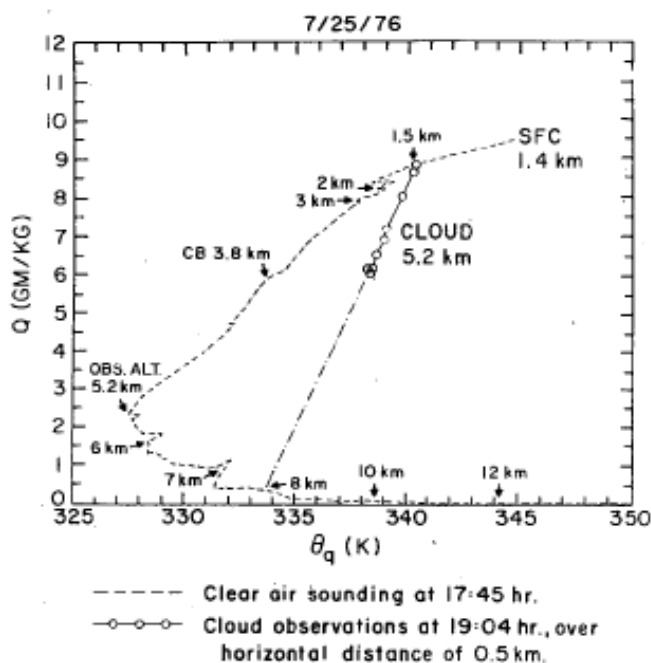


FIG. 4.1 – Diagramme de mélange issu de Paluch (1979) : la ligne pointillée fait référence à un sondage, les points reliés par une ligne correspondent aux observations dans le nuage à 5.2 km. Les propriétés de l'air observé dans le nuage laissent supposer qu'il résulte d'un mélange entre de l'air proche de la surface et de l'air provenant de 8 km (issu de Paluch, 1979).

nuage et dans l'environnement, on peut déduire la provenance de l'air qui s'est mélangé avec l'air issu de la base du nuage pour donner les caractéristiques observées dans le nuage.

C'est Paluch (1979), qui pour la première fois a établi ce diagramme afin de déterminer la provenance de l'air détecté dans des cumulus continentaux lors de la campagne NHRE (National Hail Research Experiment) dans le Colorado (cf fig. 4.1). Sur ce graphe, on constate que tous les points mesurés à un niveau donné dans le nuage (les ronds), se situent sur une ligne, qui joint un point situé à la base du nuage (vers 1.5 km) et un point situé à 8 km dans l'environnement (sondage de l'environnement en pointillés). Paluch interprète ces résultats comme la preuve que les particules issues de la base du nuage se mélangent avec de l'air qui a été entraîné dans le nuage plusieurs kilomètres au-dessus du niveau d'observation, à un niveau proche du sommet du nuage. Ces mesures viennent confirmer l'hypothèse faite par Squires (1958), selon laquelle l'entraînement se ferait par l'intermédiaire de subsidences créées par évaporation. Cette théorie est soutenue par Blyth et al. (1988) dans une étude menée à partir d'observations avion de cumulus continentaux au-dessus du Montana. Cependant, si l'entraînement a bien lieu près du sommet du nuage, Blyth et al. (1988) ajoutent qu'il s'effectue au fur et à mesure que le sommet s'élève. Cela implique que le mélange n'a pas uniquement lieu lorsque le nuage a atteint son sommet maximum, mais tout au long de son cycle de vie. Cette explication laisse cependant des questions sans réponse, car elle soutient qu'à chaque niveau du nuage, seules des particules issues de la base du nuage sans se diluer se mélangent avec l'air de l'environnement. Si des particules non diluées ont été observées à tous les niveaux dans les nuages, rien n'explique qu'elles soient les seules à participer au mélange.

Les processus de mélange sont alors mesurés avec une technique différente par Stith (1992) qui utilise un traceur pour observer l'entraînement d'air dans les cumulus. Le traceur, de l'hexafluorure de soufre, insoluble dans l'eau, inerte et incompressible, est lâché au-dessus d'une colonne convective en

développement puis détecté par plusieurs vols avion à une même altitude lorsque le sommet du nuage la dépasse. Dans les trois cas étudiés (un nuage de convection profonde précipitant, un nuage dont le sommet atteint 5km associé à de faibles précipitations, et un petit cumulus non précipitant qui s'étend jusqu'à 3.6km), le traceur se retrouve d'abord autour du nuage, dans les subsidences adjacentes, avant de se mélanger avec l'air central du nuage. Cet écoulement serait lié à une circulation toroidale engendrée par un cumulus en développement, entraînant de l'air environnant sous le toroïde. Cependant, une partie du mélange et de l'évaporation est également observée au sommet du nuage, lorsque le traceur est transporté vers les côtés. Ces observations suggèrent en tous cas que le mélange a lieu aussi bien au sommet du nuage que sur les côtés, image également soutenue par Jonas (1990).

On se retrouve donc face à deux théories. D'un côté l'analyse des diagrammes de mélange laisse penser que l'entraînement se fait au sommet du nuage. Mais il faut garder en tête qu'il est difficile de mesurer avec précision la température et l'eau liquide dans les nuages. D'un autre côté, une étude avec traceur suggère que l'entraînement a lieu aussi bien au sommet que sur les cotés du nuage. Mais il est impossible de détecter le traceur dans tout le nuage, ce qui limite les mesures à des altitudes données, représentatives ou non du reste du nuage.

Depuis, une interprétation alternative des diagrammes de mélange susceptible de réconcilier les deux théories a été donnée par Taylor et Baker (1991) et Bretherton et Smolarkiewicz (1989). En effet, si on trace sur le diagramme de mélange "la ligne de flottabilité neutre", c'est-à-dire les différentes combinaisons de r_t et θ_l qui donnent une température potentielle virtuelle égale à celle de l'environnement, on trouve une ligne très proche de la ligne de mélange obtenue par Paluch (1979). Ainsi, la ligne de mélange peut aussi s'expliquer par le fait qu'après s'être mélangée, une particule est amenée à son niveau de flottabilité neutre par rapport à l'adiabatique humide. Ce phénomène étant très rapide, il n'est pas capté par les observations, qui mesurent en fait les propriétés de particules qui sont quasiment toutes à leur niveau de flottabilité neutre. Les mesures effectuées par Paluch (1979) ne sont donc pas incompatibles avec un entraînement qui aurait lieu à tous les niveaux du nuage.

Sur l'évolution des flux de masse au cours de la vie des nuages

Plusieurs études ont cherché à quantifier les flux de masse verticaux et les taux de mélange dans les nuages à partir de mesures avion des champs de vitesse et de la taille des nuages. Ces études ont notamment mis en avant les variations de ces flux au cours du cycle de vie des cumulus, et l'existence de subsidences d'intensité comparable aux ascendances à la périphérie des nuages.

Par exemple, Grinnell et al. (1996) effectuent des observations de cumulus d'alizé au large des côtes Hawaïennes durant l'été 1990 à partir de deux Radars Doppler situés au sol et d'un avion instrumenté. Les nuages étudiés s'étendent en moyenne de 500 m à 3 km et sont pour la plupart précipitants, caractéristique des nuages au large d'Hawaï qui ne se retrouve pas dans la plupart des cumulus d'alizé. L'étude porte à la fois sur des cumulus isolés, dont la durée de vie peut être aussi faible que 15 minutes, et sur des bandes de cumulus, qui peuvent persister pendant plusieurs heures. Le flux de masse vertical est calculé par intégration de la vitesse verticale sur le domaine renvoyant un écho radar, elle-même déduite de la convergence horizontale. Les flux de masse mesurés englobent les ascendances et les subsidences au coeur des nuages. Dans le stade d'expansion du nuage, le flux de masse est positif et maximum juste sous l'inversion, suggérant un entraînement d'air important entre la base du nuage et l'inversion. Dans la phase de maturité, les ascendances alimentant la convection sont encore prépondérantes par rapport aux subsidences liées aux précipitations ou au refroidissement par évaporation, mais le flux de masse décroît de la base au sommet du nuage. Dans la phase de dissipation, le flux de masse présente des valeurs négatives qui se propagent petit à petit vers le bas, jusqu'à atteindre la base du nuage. Les profils obtenus pour un cumulus isolé ou une bande de cumulus sont qualitativement très proches, même si l'amplitude du flux de masse est jusqu'à deux fois plus forte dans les cumulus isolés. Le flux de masse moyen sur toute la durée de vie des nuages est calculé en supposant que chaque phase est de même importance, et en normalisant l'aire couverte par le nuage dans les phases de maturité et de dissipation de telle sorte que

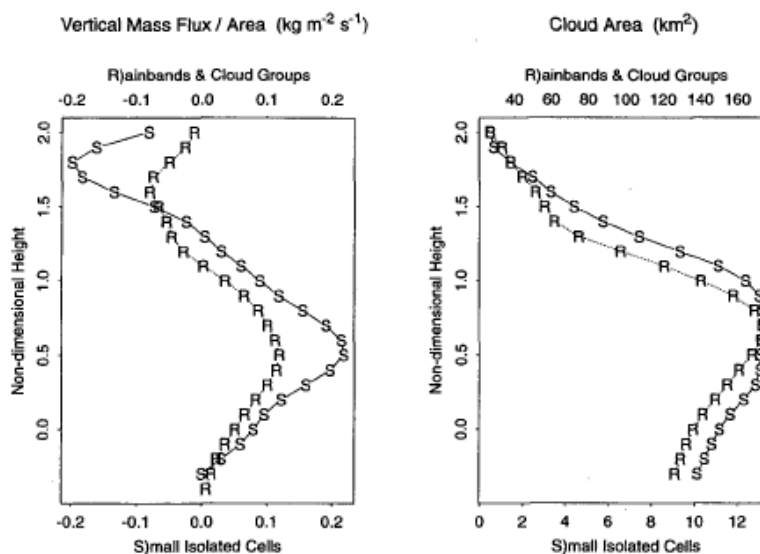


FIG. 4.2 – Valeurs moyennes du flux de masse (à gauche en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et de l'aire couverte (à droite en km^2) par les nuages en moyenne sur leur cycle de vie : cellules isolées (S) et bandes de nuages (R) (issu de Grinnell et al., 1996).

leur valeur maximale soit égale au maximum obtenu lors de la phase d'expansion. Les profils obtenus pour le flux de masse et la fraction couverte sont représentés fig. 4.2.

Le profil du flux de masse est comparable pour un cumulus isolé et une bande de cumulus, avec une croissance de la base à une hauteur située un peu en dessous de l'inversion (à $0.5z_i$ pour le flux de masse, un peu plus haut pour la fraction couverte), et une décroissance au dessus de l'inversion, avec un flux de masse qui devient négatif au sommet. Cette figure indique qu'en moyenne sur le cycle de vie, l'entraînement (le déentraînement) d'air dans la partie inférieure (supérieure) des cumulus isolés est plus fort que dans les bandes de cumulus. Les résultats présentés dans cette étude diffèrent des résultats obtenus pour l'expérience BOMEX par Nitta (1975), où les flux de masse sont maximaux à la base puis décroissent rapidement. Ils ne sont sans doute pas représentatifs des phénomènes observés dans les cumulus d'alizé en général. Plus que le phénomène de précipitations, il semble que cela soit dû aux conditions locales qui permettent aux nuages de pénétrer plus haut au-dessus de l'inversion.

D'autres études confirment cependant l'évolution des échanges au cours du cycle de vie des cumulus. Barnes et al. (1996) diagnostiquent l'entraînement et le déentraînement à partir de mesures de la taille des nuages et de leur vitesse verticale faites simultanément par deux avions à deux niveaux différents, espacés de 600 à 1000m. Ils étudient ainsi 12 nuages isolés ayant un rayon de 0.5 à 1.5km et une durée de vie de moins de 25min observés pendant la campagne CaPE (Convection and Precipitation Electrification Experiment) menée à l'est de la Floride durant l'été 1991. Le calcul de l'évolution du flux de masse à deux niveaux pendant la durée de vie du nuage leur permet de mettre en évidence la dominance du phénomène d'entraînement lors de la phase d'expansion du nuage, et celle du déentraînement lors de la phase de dissipation. L'ordre de grandeur du taux d'entraînement fractionné obtenu moyenné sur le cycle de vie des nuages est de 0.001 m^{-1} . Cette valeur était également donnée par Paluch (1979) pour expliquer les caractéristiques des cumulus observés.

Une autre manière de déterminer le mélange entre un nuage et son environnement est proposée

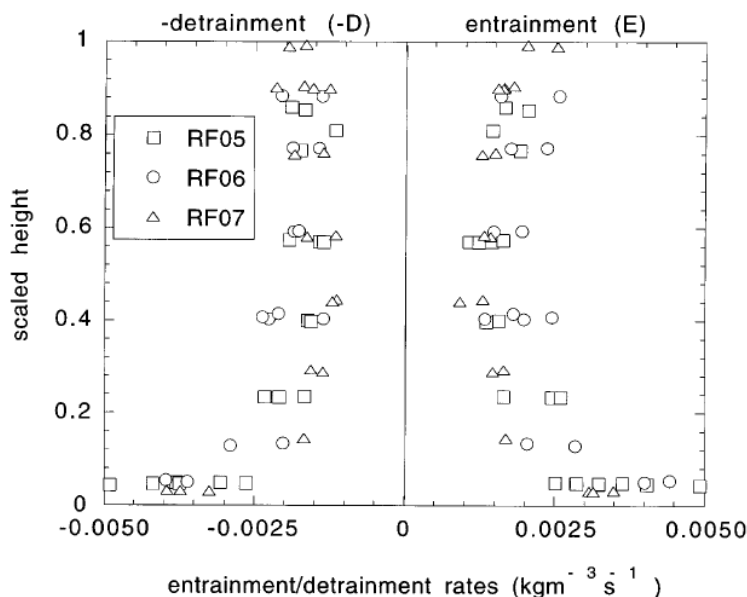


FIG. 4.3 – Taux d'entraînement et de déentraînement (en $\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$) mesurés lors de la campagne ASTEX en fonction d'une hauteur normalisée par la hauteur de l'inversion (issu de De Laet et Duynkerke, 1998).

par De Laet et Duynkerke (1998). Ils appliquent leur méthode à des stratocumulus observés pendant la campagne ASTEX près des Açores au dessus de l'océan Atlantique. La dynamique des stratocumulus présente des différences par rapport à celle des cumulus, mais leur étude est instructive. En effet, leur méthode permet de déterminer le taux d'entraînement mais aussi le taux de déentraînement, ce qui est assez rare pour être signalé. De plus, les taux de mélange sont estimés à la fois dans et sous le nuage. La méthode se base sur des mesures avion de vitesses horizontales et verticales. Lorsque la vitesse verticale mesurée change de signe, la vitesse horizontale dans la direction de l'avion est utilisée pour calculer l'entraînement (flux de masse entrant dans l'ascendance) et le déentraînement (flux de masse sortant de l'ascendance). Un filtre de 3km est appliqué pour s'abstraire de la grande échelle. Leur étude montre que les ascendances les plus petites ont la plus forte contribution à l'entraînement latéral total, tandis que les ascendances les plus larges contribuent le plus au transport vertical. La fraction couverte par les panaches ascendants reste proche de 0.5 sur toute la hauteur de la couche limite. Les taux d'entraînement et de déentraînement obtenus par trois vols avion différents sont présentés sur la fig. 4.3. Ces taux sont plus forts en surface et en sommet de couche limite qu'au milieu de celle-ci. Le calcul des taux d'entraînement et de déentraînement 'fractionnés' ($\epsilon = E/f$ et $\delta = D/f$) donne des valeurs autour de $0.01 - 0.02 \text{ m}^{-1}$, soit un ordre de grandeur plus fort que les valeurs proposées par les études sur les cumulus. Cela pourrait s'expliquer par le caractère plus turbulent d'une couche limite recouverte de stratocumulus par rapport à une couche limite de petits cumulus. Cela pourrait aussi être une conséquence de la méthode utilisée : le fait de prendre en compte toutes les fluctuations de la vitesse est susceptible de donner une surestimation des échanges, alors qu'il est possible que seulement une partie de ces fluctuations contribue au mélange. En effet, l'évaluation d'une paramétrisation à partir de LES réalisées sur le cas ASTEX révèle des taux de mélange issus des LES comparables pour les cas BOMEX et ASTEX (Gregory, 2001).

Image résultante des processus de mélange

L'hypothèse qu'en se développant, un cumulus entraîne de l'air environnant, modifiant les caractéristiques thermodynamiques du nuage, est pour la première fois faite par Stommel (1947). Il propose une estimation du flux de masse entraîné à partir de mesures de température et d'humidité dans le nuage et dans son environnement, et montre qu'un nuage peut entraîner jusqu'à deux fois le flux de masse à sa base. Cette hypothèse est corroborée par le fait que l'eau liquide calculée dans une particule nuageuse s'élevant de façon adiabatique ne permet pas d'obtenir les profils effectifs d'eau liquide mesurée dans un nuage.

Plusieurs synthèses au sujet de l'entraînement et du déentraînement dans les nuages ont été réalisées (Blyth, 1993; Bretherton, 1997). Ces synthèses font ressortir le caractère inhomogène et instationnaire des nuages, la variabilité de la vitesse verticale au sein des nuages (présence d'ascendances et de subsidences), l'impossibilité de trouver un profil universel du rapport entre l'eau liquide observée et sa valeur adiabatique, ainsi que l'influence de divers phénomènes sur leur cycle de vie (cisaillement de vent, précipitations). L'étude des processus d'entraînement a mis en avant deux images différentes. La première suggère qu'un nuage peut-être considéré comme un unique panache entraînant de l'air à son sommet au fur et à mesure que celui-ci s'élève. La seconde suggère plutôt qu'un nuage est constitué de tout un spectre de panaches ascendants et subsidents qui rejoignent leur niveau de flottabilité neutre. Le déentraînement est encore plus complexe à définir, et il ne s'agit pas d'un phénomène opposé à l'entraînement comme son nom l'indique. Les observations ne permettent pas vraiment de conclure si il a lieu tout au long de l'ascendance ou à certains niveaux privilégiés (sommet).

Au-delà des observations, des études basées sur des simulations haute résolution ont donc tenté de donner une image plus globale des phénomènes de mélange.

Par exemple, Zhao et Austin (2005b) étudient la dynamique du mélange entre un cumulus et son environnement à partir de simulations LES de cumulus individuels de différentes tailles. Les résultats de leur étude rejoignent l'image donnée par Blyth et al. (1988), selon laquelle le mélange a lieu dans une zone située sous le sommet du nuage au fur et à mesure que celui-ci se développe : l'ACT pour "ascending cloud top". Cette région est épaisse d'environ 175 m pour les petits nuages et 350 m pour les gros nuages. Les processus de mélange se font par l'intermédiaire de structures turbulentes de taille comparable à celle de l'ACT et générées par le gradient horizontal de flottabilité qui crée un mouvement de rotation de l'air lors de son ascendance, avec la partie ascendante le long de l'axe central du nuage et une partie subsidente à la périphérie. Le fait que l'extension horizontale de cette région ACT n'augmente pas sur la verticale implique que l'entraînement d'air dans cette région est obligatoirement associé à un processus de déentraînement d'air dans l'environnement. Nous exploiterons nous aussi les simulations LES de cumulus individuels de Zhao et Austin (2005b) pour évaluer les taux de mélange associés à ces phénomènes dans la deuxième partie de ce chapitre. Bretherton et Smolarkiewicz (1989) soutiennent quant à eux dans une étude réalisée à partir de plusieurs simulations de nuages convectifs que l'entraînement d'air dans le nuage se fait à tous les niveaux, tandis que le déentraînement d'air a lieu à des niveaux privilégiés, correspondant aux niveaux où la flottabilité dans le nuage décroît avec l'altitude. Ils relient le phénomène de déentraînement à l'ajustement convectif humide de l'environnement autour d'un cumulus. Celui-ci s'effectue à travers la formation d'ondes de gravité se propageant des nuages et visant à annuler la différence de flottabilité entre un cumulus et son environnement. Les mouvements horizontaux associés à ces ondes affectent la structure des nuages en imposant le déentraînement d'air nuageux dans l'environnement aux niveaux de forte stabilité.

Les différentes caractéristiques énumérées ont alimenté les hypothèses à la base des différentes représentations de l'entraînement et du déentraînement dans les paramétrisations de GCM.

4.1.2 La représentation des processus de mélange dans les paramétrisations

La théorie de la paramétrisation des cumulus

Les observations présentées ci-dessus ont permis de se faire une image des processus de mélange à l'échelle d'un nuage ou en moyenne sur plusieurs nuages de même type. Une paramétrisation de GCM se doit cependant de représenter l'effet d'un ensemble de cumulus sur la circulation grande échelle. Celle-ci peut être modifiée par le réchauffement et l'assèchement dus aux subsidences compensatoires entre les cumulus. Mais aussi par le transport d'air plus humide situé sous la base du nuage dans le nuage, où il est entraîné dans l'environnement, ayant un effet refroidissant et humidificateur. Arakawa et Schubert (1974) proposent une théorie de paramétrisation de la convection nuageuse qui divise un ensemble de cumulus en sous-ensembles caractérisés par leur taux d'entraînement, chaque sous-ensemble étant en quasi-équilibre avec les champs grande-échelle. Chaque sous-ensemble entraîne de l'air à tous les niveaux à un taux constant et entraîne l'air à son sommet. Cette théorie restera connue sous le nom de théorie de paramétrisation des cumulus.

Nitta (1975) tente de déterminer le flux de masse et les taux de mélange dans les nuages compatibles avec cette théorie à partir des observations de la campagne BOMEX. Pour cela, il résout les équations bilan de la température et de l'humidité établies par Arakawa et Schubert (1974) à partir des observations grande-échelle effectuées lors de la campagne, et en déduit entre autres la distribution des flux de masse dans les nuages. Le flux de masse et les taux d'entraînement et de déentraînement obtenus ainsi lors de la période du 22 ou 24 juin 1969, pendant laquelle une forte inversion était observée vers 800mb, sont représentés fig. 4.4 en fonction de l'altitude au-dessus du sol en pression (P_B^* est la valeur de la pression à la base des nuages). Le flux de masse vertical ainsi que le taux d'entraînement décroissent de la base vers le sommet du nuage. Le taux de déentraînement présente lui deux maxima, un vers la base des nuages et un autre vers le milieu de la couche nuageuse. Ces résultats montrent que seule une portion faible de nuages dépassent l'inversion (située vers $P^*=200$ mb dans le cas considéré). Une majorité de petits nuages expliquent les maximum des taux de mélange vers la base de la couche nuageuse. Une portion plus faible de nuages plus étendus explique le second maximum du taux de déentraînement. Les valeurs faibles du flux de masse et des taux de mélange au sommet de la couche nuageuse indiquent que très peu de nuages atteignent l'altitude maximale de cette couche. Ainsi, même si pour un nuage donné le taux d'entraînement est supérieur au taux de déentraînement à certains niveaux, les pics de déentraînement ayant lieu au sommet de chaque nuage sont tels, qu'en moyenne sur un ensemble de nuages de différentes tailles, le taux de déentraînement est supérieur au taux d'entraînement à tous les niveaux. Cela implique un flux de masse décroissant de la base vers le sommet de la couche nuageuse, du moins dans ce cas où la convection peu profonde prédomine. C'est cet effet là qui doit être représenté dans les paramétrisations de cumulus. Dans ces études, un ensemble de cumulus est représenté à l'aide d'un modèle de type panache entraînant.

Le modèle de panache entraînant

Le premier type de modèle à avoir été développé pour représenter les processus de mélange dans les cumulus a été le modèle de panache entraînant. L'air est entraîné latéralement dans un thermique ascendant jusqu'à son niveau de flottabilité neutre, où il est entièrement entraîné. Un tel modèle permet de représenter le transport moyen au cours de son cycle de vie d'un cumulus donné. Certaines études prennent en compte tout un spectre de cumulus de tailles différentes entraînant à des taux différents (Arakawa et Schubert, 1974; Yanai et al., 1973).

La principale limitation de cette approche est connue sous le nom de paradoxe de Warner (Warner, 1970) : un tel modèle ne permet pas de prédire à la fois le profil d'eau liquide dans le nuage et son sommet. Effectivement, si on règle le taux d'entraînement d'un tel modèle afin d'obtenir le profil d'eau liquide observé dans un nuage, le sommet obtenu est trop bas. Si on règle ce taux pour obtenir le sommet observé, l'eau liquide obtenue dans le nuage est trop forte. De plus, le caractère inhomogène des nuages

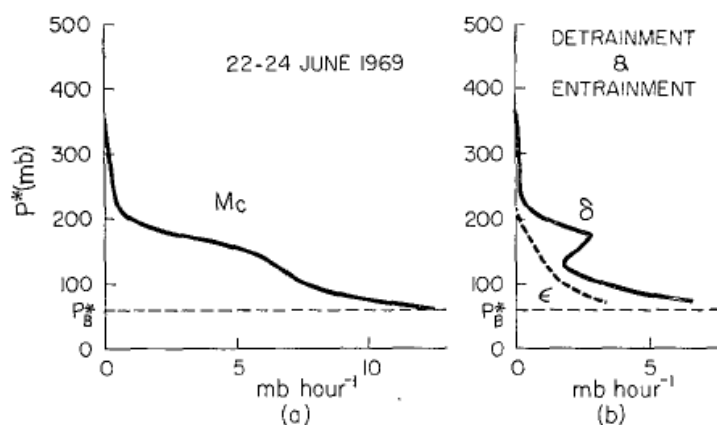


FIG. 4.4 – Profils verticaux du flux de masse totale f (a), du taux de déentraînement (noté ici δ , trait plein) et du taux d'entraînement (noté ici ϵ , trait pointillé) (b) totaux déduits de la résolution des équations de la théorie de paramétrisation des cumulus de Arakawa et Schubert (1974) à l'aide des observations réalisées pendant la campagne BOMEX (issu de Nitta, 1975).

de leurs bords à leur coeur n'est pas pris en compte. Dans un tel modèle, tout le déentraînement a lieu au sommet des nuages. Cela peut cependant être modifié, et Tiedtke (1989) propose un modèle de panache entraînant qui détraîne également à chaque niveau.

Les modèles basés sur la flottabilité neutre

Afin de prendre en compte le caractère horizontalement inhomogène des nuages ainsi que le processus de déentraînement à différents niveaux, un autre type de modèle a été développé, basé sur la flottabilité des mélanges de particules nuageuses (modèles EMBS pour Entrainment Mixing and Buoyancy Sorting models). Ce type de modèle considère une ascendance s'élevant de la base du nuage et se mélangeant à chaque niveau à différents taux avec de l'air environnant, créant des mélanges de flottabilités diverses. Chaque particule mélangée est ensuite amenée sans subir d'autre mélange à son niveau de flottabilité neutre (en descendant ou en montant suivant le cas), où elle est détraînée dans l'environnement. Cette approche permet d'obtenir un sommet de nuage correspondant à la hauteur atteinte par des particules non diluées, levant le paradoxe de Warner. Elle permet aussi de définir de fines couches où l'air est détraîné vers la base ou le milieu du nuage (Raymond et Blyth, 1986). Plusieurs paramétrisations basées sur ce principe ont été développées (Emanuel, 1991; Kain et Fritsch, 1990), la principale difficulté étant la définition du spectre de taux de mélange à chaque niveau.

Les modèles de couche limite nuageuse

Les modèles précédents se basent sur le calcul d'un flux de masse à l'intérieur du nuage, en faisant abstraction des processus sous-nuageux. Souvent ces modèles sont couplés à des schémas de couche limite sèche, ou définissent un flux de masse décroissant linéairement de la base des nuages à la surface. Le modèle du thermique nuageux comme le schéma de Soares et al. (2004) représentent à la fois les processus de couche limite sous-nuageux et les processus nuageux. Dans ces modèles, des taux d'entraînement et de déentraînement doivent être pris en compte à la fois dans les nuages, mais aussi dans le panache ascendant sous-nuageux. Comme nous l'avons vu, les observations des taux de mélange dans ces panaches insaturés sont rares, ce qui complexifie encore la question de leur représentation.

4.1.3 Quels taux de mélange pour les paramétrisations ?

Un des éléments clés des paramétrisations de convection nuageuse est donc de spécifier un taux d'entraînement et un taux de déentraînement à la périphérie du nuage. Une partie de la confusion qui règne dans la littérature sur ce sujet provient du fait que ces taux dépendent de la façon dont on définit le système considéré. Par exemple, si les subsidences à la périphérie des nuages sont englobées dans la définition du nuage, le mélange s'effectue entre l'environnement et ces subsidences. Par contre, si elles sont exclues du nuage, le mélange s'effectue de fait entre l'ascendance nuageuse et les subsidences nuageuses. La plupart des études définissent le nuage comme un ensemble de particules pour lesquelles $r_l > 0$ et $w > 0$. Mais nous reviendrons sur cette question complexe tout au long du chapitre.

Nous allons partir ici de l'équation de conservation de la masse en conditions stationnaires :

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (4.1)$$

où e et d sont les taux d'entraînement et de déentraînement en $\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$.

La question de la définition du taux d'entraînement est presque toujours traitée indépendamment de celle du taux de déentraînement. En effet, l'équation donnant la variation verticale d'une variable thermodynamique Ψ le long d'un panache ascendant

$$\frac{\partial(f\Psi_u)}{\partial z} = e\Psi - d\Psi_u \quad (4.2)$$

peut être combinée à l'éq. 4.1 pour donner :

$$\frac{\partial\Psi_u}{\partial z} = \frac{e}{f}(\Psi - \Psi_u) \quad (4.3)$$

Ainsi, si e est proportionnel à f , les caractéristiques thermodynamiques dans l'ascendance sont indépendantes du taux de déentraînement. Le taux de déentraînement n'a alors qu'une influence sur la fraction couverte par l'ascendance. C'est pourquoi on définit plutôt les taux de mélange normalisés par le flux de masse, encore appelés taux d'entraînement et de déentraînement fractionnés : $\epsilon = e/f$ et $\delta = d/f$ en m^{-1} . Si e n'est pas proportionnel à f et dépend des caractéristiques thermodynamiques du panache, alors les rétroactions entre e et d peuvent devenir complexes.

Taux de mélange et géométrie des nuages

Les observations ayant montré que le taux d'entraînement des petits cumulus relativement au flux de masse à la base était plus fort que celui des gros, la première définition du taux d'entraînement fractionné utilisée dans les modèles de panache entraînant suppose ce taux inversement proportionnel au rayon du nuage (Malkus, 1960). On a ainsi :

$$\epsilon = \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{2\alpha}{R} \quad (4.4)$$

où α est une constante proche de 0.1, déterminée en laboratoire par le rapport entre la vitesse horizontale à laquelle l'air entre dans le nuage et la vitesse verticale dans celui-ci. R est une largeur caractéristique du nuage, généralement prise à sa base.

Commence alors un débat sur la pertinence de prendre ϵ constant sur la verticale. En utilisant un ensemble de modèles basés sur l'hypothèse d'un rayon constant sur la verticale, Randall et Huffman (1982) concluent que le taux ϵ , calculé par ailleurs, moyenné sur le cycle de vie varie en effet peu sur la verticale. Mais d'autres, comme Esbensen (1978), soutiennent que cette hypothèse n'est pas raisonnable. Aucune observation ne va effectivement réellement dans le sens d'un taux fractionné constant de la base

au sommet des nuages. Il propose une définition qui dépend de la distance entre le niveau considéré et le sommet du nuage :

$$\epsilon(z) = c_\epsilon \frac{2z_t}{z_t - z} \left[\frac{1}{z_t - z} \ln\left(\frac{z_t}{z}\right) - \frac{1}{z_t} \right] \quad (4.5)$$

où c_ϵ est une constante et z_t est le sommet de la couche de nuages.

La définition du taux de déentraînement fractionné δ repose sur des bases encore plus incertaines. Tiedtke (1989) propose par exemple de représenter le mélange entre un cumulus peu profond et son environnement par :

$$\delta = \epsilon = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1} \quad (4.6)$$

Cependant, peu d'études peuvent justifier le fait de prendre δ constant sur la verticale. L'étude de Randall et Huffman (1982) précédemment citée soutient par exemple qu'en moyenne sur le cycle de vie des nuages, le taux de déentraînement fractionné est non nul sur toute l'épaisseur de la couche nuageuse, et croît assez fortement de sa base vers le sommet. Si ces résultats ne sont pas vraiment confirmés par d'autres études, ils suggèrent en tous cas qu'il n'y a pas de relation de proportionnalité entre ϵ et δ dans le nuage.

Cette hypothèse simple est cependant à la base de la définition de δ dans de nombreuses paramétrisations. En évaluant la paramétrisation de Tiedtke (1989) sur le cas BOMEX à partir de LES, Siebesma et Holtslag (1996) montrent que l'hypothèse de taux ϵ et δ constants donne des résultats cohérents avec les LES, à condition de prendre des taux d'un ordre de grandeur plus fort et un taux de déentraînement supérieur au taux d'entraînement dans le nuage, afin d'avoir un flux de masse décroissant de la base vers le sommet. Ils proposent alors des valeurs corrigées de ϵ et δ :

$$\epsilon \approx 1.5 - 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \quad (4.7)$$

$$\delta \approx 2.5 - 3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \quad (4.8)$$

Ce sont des valeurs de cet ordre de grandeur qu'utilise Soares et al. (2004) pour représenter le mélange dans les cumulus. Ils choisissent $\epsilon \approx 2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$, $\delta \approx 3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Dans le modèle du thermique nuageux, le réglage effectué sur le cas EUROCS petit cumulus nous a amené à prendre des valeurs intermédiaires, $\epsilon \approx 8 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $\delta \approx 2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

Ainsi, déjà en 1978, Esbensen (1978) soutenait que prendre un taux d'entraînement fractionné constant dans le nuage n'était pas suffisamment réaliste, et en 1982, Randall et Huffman (1982) soulignaient l'inexistence d'une relation de proportionnalité entre les taux d'entraînement et de déentraînement. Ces deux remarques rejoignent les observations disponibles (Raymond et Wilkening, 1982; Nitta, 1975). Mais les observations du mélange entre un cumulus et son environnement ne sont pas suffisantes pour en déduire des définitions adéquates de ces taux de mélange dans un nuage, et encore moins pour établir des définitions pertinentes pour les paramétrisations. Pour cela, il faudrait réussir à relier de façon générale les définitions de ϵ et δ aux conditions dans lesquelles se développent les nuages. En attendant des taux de mélange fractionnés constants, basés sur l'image que l'entraînement d'air dans un cumulus se fait à un taux inversement proportionnel à son rayon, et le déentraînement à un taux proportionnel au taux d'entraînement, ont longtemps été exploités. De plus en plus, les études récentes tentent de redéfinir ces taux de façon différente, en faisant intervenir parfois la géométrie des nuages, mais aussi leurs caractéristiques thermodynamiques et celles de l'environnement.

Taux de mélange et caractéristiques des nuages et de l'environnement

Siebesma et al. (2003) se basent sur les observations disponibles de la campagne BOMEX pour évaluer différentes hypothèses à la base des paramétrisations, notamment la définition du taux d'entraînement dans le nuage. Sans partir dans des considérations physiques sophistiquées, ils trouvent que

prendre $\epsilon \approx 1/z$ avec une valeur initiale à la base des nuages de l'ordre de $2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ donne des résultats relativement cohérents avec les LES.

Mais d'autres études ont cherché à exprimer ce taux de façon plus physique. Elles se basent souvent sur deux théories contradictoires. D'un côté certains considèrent qu'une particule qui monte rapidement entraîne moins, n'ayant pas le temps de se mélanger avec l'air environnant. De l'autre, certains soutiennent que l'entraînement est favorisé dans les zones de flottabilité forte, voire croissante.

Une définition de ϵ basée sur la première de ces théories a par exemple été proposée par Neggers et al. (2002). Ils utilisent un modèle 'multi-particules' présentant des similitudes avec l'étude de Arakawa et Schubert (1974), chaque sous-ensemble étant défini par une particule nuageuse au lieu d'un nuage. ϵ dans chaque sous-ensemble n'est pas constant comme dans Arakawa et Schubert (1974). Le taux d'entraînement fractionné de chaque particule dépend de sa vitesse verticale w_p et d'une constante de temps τ_c de 'turnover', estimation du temps mis par l'ascendance la plus forte pour aller de la base au sommet du nuage :

$$\epsilon = \frac{\eta}{\tau_c w_p} \quad (4.9)$$

où η est le rapport entre une constante de temps de dilution τ_p et τ_c . La constante τ_c est évaluée à partir des LES par une constante, mais elle dépend du cas d'étude considéré. Cela limite l'application de cette approche dans un GCM. Neggers et al. (2002) trouvent un bon accord de leur modèle avec des LES sur le cas BOMEX, notamment pour la représentation de la vitesse verticale, la fraction couverte et l'eau liquide. Le fait de considérer un ϵ variable sur la verticale comparé à un ϵ constant dans le modèle améliore considérablement les résultats des variances de θ_l , r_t et w . Les auteurs attribuent cela à une rétroaction dynamique introduite dans la définition de ϵ par l'intermédiaire de la vitesse verticale.

Gregory (2001) propose une estimation du taux d'entraînement fractionné à partir de la production d'énergie cinétique turbulente par flottabilité. Il montre en effet à partir de l'équation de l'évolution de la vitesse verticale que l'entraînement tend à réduire l'accélération due à la flottabilité positive. De façon similaire à Simpson et Wiggert (1969) qui supposent que l'augmentation de la turbulence au cours de l'ascendance d'une particule réduit la flottabilité de la particule d'un certain facteur, Gregory (2001) suppose que l'entraînement réduit la flottabilité positive d'une particule d'un facteur C_ϵ :

$$\epsilon = \frac{C_\epsilon a g}{w_c^2} \overline{\left(\frac{T'_v}{T_v} - l\right)_c} \quad (4.10)$$

où T_v est la température virtuelle, l l'eau condensée et g l'accélération de la pesanteur. Le ' désigne l'écart à une valeur moyenne représentée par la barre horizontale, le c faisant référence à la moyenne sur le nuage. Les valeurs des coefficients C_ϵ et a sont déduites de comparaisons à des simulations LES ou CRM (0.5 et 1/6 respectivement). C_ϵ représente la fraction d'énergie créée par flottabilité utilisée pour les processus d'entraînement. Les taux d'entraînement obtenus sur les cas BOMEX et ASTEX sont d'un ordre de grandeur raisonnable (autour de $2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$) mais plus faibles que les valeurs diagnostiquées dans les LES. Notamment un ϵ fort à la base des nuages est obtenu dans les LES, là où la flottabilité des particules est relativement faible. Ce maximum ne peut pas être obtenu avec la formulation proposée.

Von Salzen et McFarlane (2002) se basent eux sur le gradient vertical de flottabilité pour définir ϵ . Leur paramétrisation des cumulus peu profonds se distingue par plusieurs aspects, puisqu'ils considèrent à la fois des processus de mélange latéraux, mais aussi au sommet des nuages au cours de leur extension, et font intervenir le caractère non stationnaire d'un nuage au cours de son cycle de vie. Le taux d'entraînement latéral fractionné est relié au gradient de flottabilité par :

$$\epsilon = \mu \max\left(\frac{\partial B}{\partial z}, 0\right) \quad (4.11)$$

où B est la flottabilité des particules et μ une constante à déterminer.

Les réglages de la simulation pour représenter au mieux les caractéristiques des nuages, ne permettent cependant pas de représenter leurs effets sur la circulation grande échelle de façon satisfaisante, avec une

suresimation des taux de chauffage et d'humidification sous l'inversion et une forte sous-estimation au dessus.

Moins d'attention a été consacré à la définition du taux de déentraînement. Mais là encore plusieurs pistes émergent. Certains se basent sur les résultats de Bretherton et Smolarkiewicz (1989) pour dire que le déentraînement est favorisé dans les régions de flottabilité décroissante. D'autres insistent davantage sur l'humidité de la troposphère dans laquelle les nuages déentraînent.

Par exemple, dans leur schéma, Von Salzen et McFarlane (2002) définissent le taux de déentraînement fractionné latéral de façon symétrique à ϵ par :

$$\delta = \mu \max\left(\frac{-\partial B}{\partial z}, 0\right) \quad (4.12)$$

En revanche, dans une étude récente, de Rooy et Siebesma (2006) mettent en avant l'influence sur le déentraînement de la hauteur du sommet des nuages considérés, ainsi que de l'humidité de l'environnement, traduisant le fait que le déentraînement est plus fort dans un environnement plus sec. Ils proposent ainsi la définition de δ suivante, qu'ils testent sur les expériences BOMEX et ARM :

$$\delta = \frac{\ln\left(\frac{z^*}{z_{bot} \cdot m^*}\right)}{z^* - z_{bot}} \quad (4.13)$$

où z_{bot} est la hauteur de la base du nuage, et m^* la valeur du flux de masse normalisé par le flux de masse à la base du nuage à une hauteur z^* choisie à mi-hauteur du nuage. Au dessus de z^* le déentraînement est imposé de façon à avoir une décroissance linéaire du flux de masse de z^* au sommet du nuage. Fixer la valeur de m^* à une constante revient à avoir un taux de déentraînement constant sur la verticale, mais qui varie dans le temps. Ils proposent ensuite de faire dépendre δ de l'humidité dans l'environnement par l'intermédiaire du paramètre Ψ_c , fraction critique de l'air environnant, qui correspond à la fraction d'air environnant nécessaire afin de faire atteindre à l'air dans le nuage un état de flottabilité neutre. Ils déduisent de simulations LES une corrélation entre m^* et $\overline{\Psi_c}$ (moyennés sur la verticale) :

$$m^* = 5.5\overline{\Psi_c} - 0.17 \quad (4.14)$$

Cette étude a le mérite de se détacher de l'image d'un taux de déentraînement constant qui ne rejoint aucune observation en introduisant des considérations plus physiques. Cependant, on peut s'interroger d'une part sur la pertinence de faire dépendre δ de la hauteur de nuage, quand on pourrait se dire que c'est plutôt la hauteur du nuage qui dépend de δ , et d'autre part sur la possible généralisation de la relation entre m^* et $\overline{\Psi_c}$ à tous les nuages peu profonds.

De cet état de l'art non exhaustif des connaissances sur l'entraînement et le déentraînement dans les cumulus, on peut dresser un bilan mitigé. Si la caractérisation des processus de mélange entre un ensemble de cumulus et leur environnement suscite un grand intérêt et beaucoup d'énergie, elle est freinée par les limitations rencontrées par les moyens de mesure actuels pour déduire les taux de mélange d'observations. De plus en plus, les simulations LES se substituent aux observations pour étudier les nuages de couche limite, ces simulations ayant l'avantage de fournir des champs 3D et se révélant adéquates pour la représentation des phénomènes observés (Stevens et al., 2001; Brown et al., 2002; Siebesma et al., 2003). Ces études se basent directement sur un ensemble de cumulus, afin de mieux comprendre leurs interactions avec leur environnement, se rapprochant ainsi de la problématique des paramétrisations. Dans la suite de ce chapitre, nous allons mener une étude de ce type. Afin d'essayer de se faire une image des processus de mélange mis en jeu, nous considérons dans un premier temps les échanges de masse entre un cumulus isolé et son environnement, et cela à tous les stades de son cycle de vie. Nous essayons ensuite d'en déduire le mélange mis en jeu entre un ensemble de cumulus, en phase de formation, extension ou dissipation, et son environnement.

4.2 Etude LES de cumulus individuels

Même si elles ne remplacent pas les observations, nous avons vu que les simulations LES représentent un outil puissant pour étudier les processus de couche limite. Si la plupart des études LES ont porté sur des ensembles de cumulus, certains résultats laissent penser que les LES sont également capables de représenter la dynamique de cumulus individuels. Siebesma et Teixeira (2000) ont par exemple montré que la dimension fractale des frontières des nuages simulés avec une résolution de 100m était en bon accord avec les observations. Neggers et al. (2003), en déduisant les distributions de la taille des nuages dans plusieurs simulations LES à 50 m de résolution, trouvent des résultats cohérents avec les observations satellite. Ici, nous allons utiliser les résultats obtenus par Zhao et Austin (2005b) pour étudier le cycle de vie de cumulus individuels, cumulus isolés à partir d'une simulation LES de l'expérience BOMEX. La simulation initiale se fait à l'aide du modèle SAM (Khairoutdinov et Randall, 2003), sur un domaine 3D de $256 \times 256 \times 128$ points de grille, une résolution uniforme de $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 25$ m, et un pas de temps de 1.5 s. Les forçages sont appliqués suivant Siebesma et al. (2003) (flux de surface latent et sensible, advection grande-échelle, forçages radiatifs), étude dans laquelle le modèle SAM a donné des résultats proches des autres modèles étudiés et des observations.

4.2.1 Présentation des nuages isolés

Caractérisation des nuages isolés

Dans Zhao et Austin (2005b), les nuages sont isolés entre la 3^{ème} et la 6^{ème} heure de simulation de l'expérience BOMEX. Les nuages se propageant rapidement de l'est vers l'ouest, un nouveau système de coordonnées 'fixe' est défini en retranchant une vitesse de translation constante dans la direction x ($U_0 = -7.5 \text{ m s}^{-1}$). Des boîtes fixes sont alors définies qui englobent chaque nuage pendant son cycle de vie. Chaque boîte est choisie de sorte qu'elle contienne un seul nuage, et le plus d'air environnant possible. Six nuages sont retenus pour leur étude, ayant une hauteur sommitale variant entre 1000 et 2000 m.

Un point qu'il est important de préciser est la façon dont un nuage est défini. Zhao et Austin (2005b) utilisent un traceur afin de sélectionner les points nuageux. Ce traceur est initialisé à 1 g kg^{-1} dans la couche sous-nuageuse et à 0 au-dessus au moment de l'initiation du nuage. Le critère de sélection se fait à partir de quatre variables : le rapport de mélange du traceur ϕ , la vitesse verticale w , la flottabilité $\Delta\theta_v$, et l'eau liquide r_c . Ils définissent alors la région mélangée MR à partir du critère $\phi > 0.05 \text{ g kg}^{-1}$ pour les mailles où initialement on avait $\phi = 0$. A l'intérieur de cette région, ils distinguent deux zones :

- la région mélangée entraînée DMR, qui correspond à l'air qui a été entraîné du nuage dans l'environnement. Elle est définie par : $\phi > 0.05 \text{ g kg}^{-1}$, $r_c = 0$, $|\delta\theta_v| < 0.2 \text{ K}$ et $|w| < 0.5 \text{ m s}^{-1}$.

- la région mélangée convective CMR, correspondant aux points nuageux. Elle est définie par $\text{CMR} = \text{MR} - \text{DMR}$.

Zhao et Austin (2005b) incluent donc dans les nuages des particules pour lesquelles $r_c > 0$ mais aussi des particules non saturées qui font partie de la région mélangée. Ils montrent que ces particules insaturées contribuent fortement au transport dans le nuage par l'intermédiaire de subsidences créées par évaporation autour du nuage saturé. Voyons les caractéristiques des nuages ainsi sélectionnés.

Caractéristiques des nuages isolés

Les caractéristiques des six nuages isolés par Zhao et Austin (2005b), nommés A, B, C, D, E, F, sont représentées sur la fig. 4.5. Les six nuages ont une base d'altitude constante située autour de 600m pendant la majeure partie de leur cycle de vie, elle s'élève dans la phase de dissipation de certains nuages. La hauteur maximale atteinte par chaque nuage varie, distinguant deux catégories : les petits nuages A, B et C, qui ne dépassent pas l'inversion, et les gros nuages D, E et F, qui pénètrent au-dessus de l'inversion jusque vers 2000m (la base et le sommet des nuages sont définis à partir d'un critère uniquement basé sur

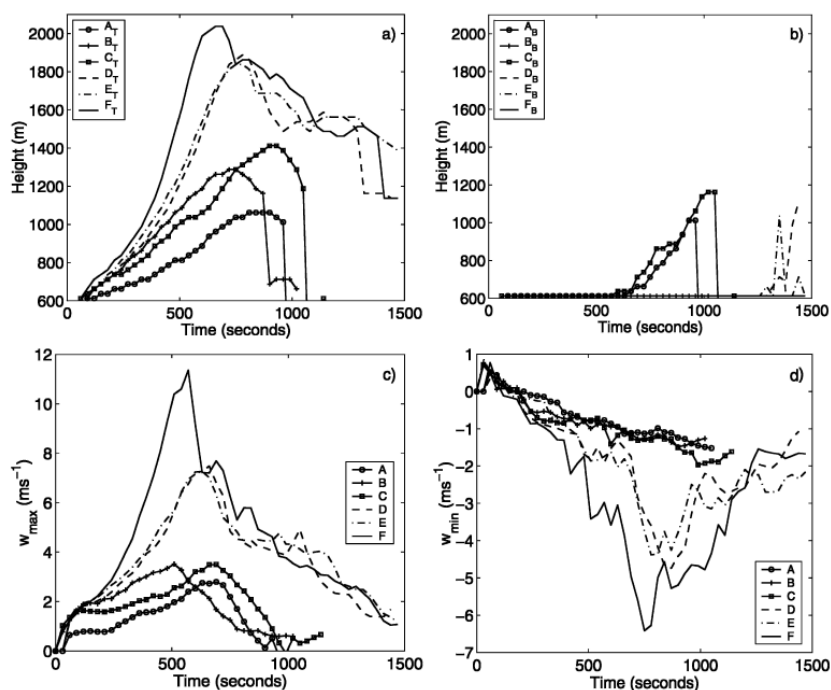


FIG. 4.5 – Cycle de vie des nuages A-F : hauteur du sommet (a), hauteur de la base (b), vitesse verticale maximale (c) et vitesse verticale minimale (d) (issu de Zhao et Austin, 2005b).

l'eau liquide). Les petits nuages ne sont formés que par un seul panache ascendant, tandis que les gros résultent d'une succession de deux ou trois panaches, chacun montant moins haut que son prédécesseur. Cela explique la durée de vie plus longue des gros nuages (≈ 25 min) par rapport à celle des petits nuages (≈ 18 min). L'évolution le long du cycle de vie de la vitesse maximale ascendante et subsidente dans chaque nuage est également représentée sur la fig. 4.5. La vitesse verticale ascendante (subsidente) maximale est observée juste avant (après) que le nuage n'atteigne sa hauteur maximale. De ce point de vue, les petits nuages et les gros nuages ont un comportement similaire. Zhao et Austin (2005b) montrent qu'ils ont pourtant des effets différents sur la circulation grande-échelle. Les petits nuages ont un effet refroidissant et humidificateur sur toute leur extension verticale, alors que les gros nuages refroidissent et humidifient l'environnement dans leur partie supérieure et le réchauffent et l'assèchent dans leur partie inférieure. Cependant si on étend la définition de l'ascendance à sa partie sous-nuageuse, les petits et les gros panaches ont le même comportement : refroidissement et humidification dans la partie supérieure, réchauffement et assèchement dans la partie inférieure (qui se réduit à la couche sous-nuageuse pour les plus petits panaches).

4.2.2 Calcul direct des taux de mélange pour chaque cumulus individuel

Description de la méthode

A partir de ces simulations nous avons estimé les taux de mélange entre chaque nuage individuel et son environnement, en calculant directement les échanges de masse à la frontière du nuage, à chaque pas de temps et à chaque niveau, aussi bien pour les mélanges latéraux que pour les mélanges verticaux à la

base et au sommet du nuage.

Pour cela, nous devons nous aussi définir clairement les critères caractérisant les nuages que nous voulons considérer. Nous choisissons de définir les points nuageux par les critères suivants : $r_c > 0$ et $w > 0$. Ce choix classique prend uniquement en compte les particules ascendantes saturées, de flottabilité positive ou négative. Il exclut les subsidences saturées ainsi que les points insaturés pris en compte par Zhao et Austin (2005b). Ce choix est susceptible d'être compatible avec l'image des nuages représentés par le modèle du thermique, dans lequel la couche nuageuse est un panache saturé ascendant de flottabilité positive ou négative notamment dans la zone d'overshoot. Cependant, n'oublions pas que d'autres caractérisations des nuages sont possibles. Nous reviendrons là-dessus dans la dernière partie de ce chapitre. Pour estimer les taux de mélange, nous devons aussi définir l'échelle des mélanges que nous voulons prendre en compte. En effet, nous devons éliminer les effets de la circulation grande-échelle, qui advecte le nuage sans induire de mélange. Nous choisissons également d'éliminer les tous petits tourbillons à la frontière du nuage. Ces tourbillons participent au mélange ; ils sont même sans doute responsables du fait qu'une particule nuageuse qui sort horizontalement du nuage devient non nuageuse. Mais nous considérons que ces tourbillons n'induisent pas une pénétration suffisante de l'air environnant dans le nuage pour modifier significativement ses caractéristiques thermodynamiques moyennes. Ce choix est discutable. Nous le faisons toujours pour essayer d'être compatibles avec l'image du thermique nuageux ascendant horizontalement homogène. Pour prendre cela en compte, nous devons filtrer les champs de vitesse avant d'estimer les échanges de masse.

Les différentes étapes du calcul des taux d'entraînement et de déentraînement fractionnés sont détaillées ci-dessous :

1. Filtrage du champ de vitesse :

La taille horizontale des petits nuages est typiquement inférieure à 200 m et celle des gros nuages inférieure à 400 m. Pour les deux types de nuage, nous éliminons par moyenne glissante les échelles supérieures à 375 m, relatives à la circulation grande-échelle. Les champs de vitesse avant (total, en trait épais) et après filtrage (ss, trait fin) sont montrés fig. 4.6 pour le nuage C en un point donné et à un instant donné. Nous remarquons que ce filtrage permet de conserver les vitesses verticales fortes dans le nuage. De la même manière, nous filtrons les échelles inférieures à 75m, relatives à la turbulence petite-échelle à la frontière du nuage. Les champs filtrés obtenus (ms, carrés) en supprimant la très petite-échelle (vss, trait fin) de l'échelle intermédiaire (ms) sont montrés fig. 4.7. Sur cet exemple, le filtrage conserve les particules nuageuses à forte vitesse verticale. Cela étant moins vrai sur d'autres exemples non montrés ici, nous considérons que la vitesse verticale associée à cette circulation de petite-échelle contribue au flux de masse vertical total. Ainsi seules les vitesses horizontales sont filtrées pour ces échelles là. Nous faisons ce choix pour nous rapprocher de l'image du thermique représenté par notre modèle, mais il n'est pas unique. Il faudrait effectuer différents tests de sensibilité relatifs aux choix du filtrage, pour quantifier son impact sur les taux calculés.

Le champ horizontal de vitesse obtenu après filtrage est comparé au champ initial pour le nuage B sur la fig. 4.9 et pour le nuage E sur la fig. 4.8 à un temps et une altitude donnés. Les flèches étant tracées à chaque point de grille, ces figures illustrent la résolution spatiale du modèle à l'échelle du nuage. La circulation grande échelle visible sur les champs initiaux a disparu pour laisser place à une circulation plus circulaire autour et à l'intérieur du nuage, plus significatif des échanges directs entre le nuage et son environnement. Pour le nuage B, au niveau considéré, l'air est entraîné du côté opposé à la circulation grande échelle, alors que le déentraînement a lieu du côté situé sous le vent. Pour le nuage E, l'air semble entraîné dans le nuage de tous les côtés.

2. Calcul des flux entrant-sortant du nuage :

On calcule ensuite les échanges de masse à partir des vitesses filtrées à l'interface entre une maille nuageuse et toutes les mailles non nuageuses qui lui sont adjacentes. Les mailles nuageuses sont sé-

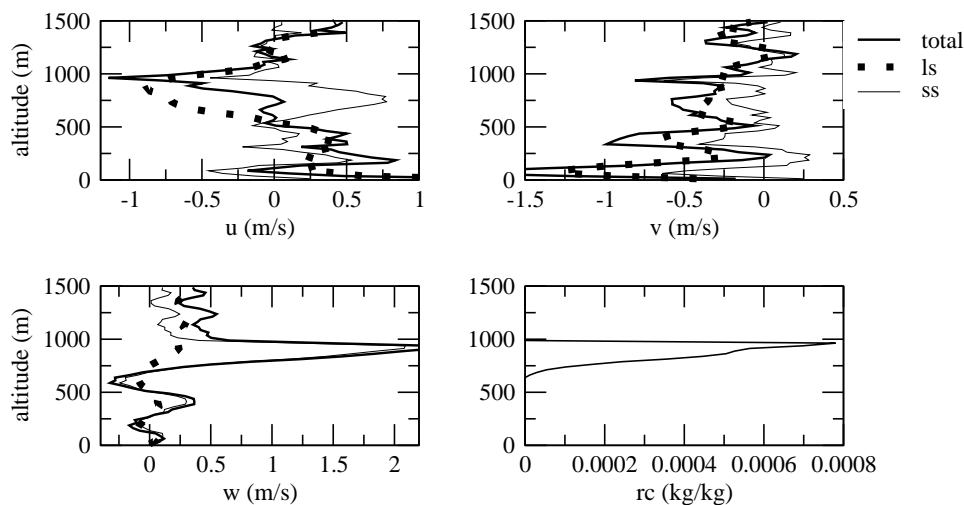


FIG. 4.6 – Profils verticaux des vitesses verticales w et horizontales u, v à un instant donné et en un point donné du nuage C : comparaison des champs totaux (total), grande échelle (ls) et petite échelle (ss). Le graphique en bas à droite montre l'eau nuageuse.

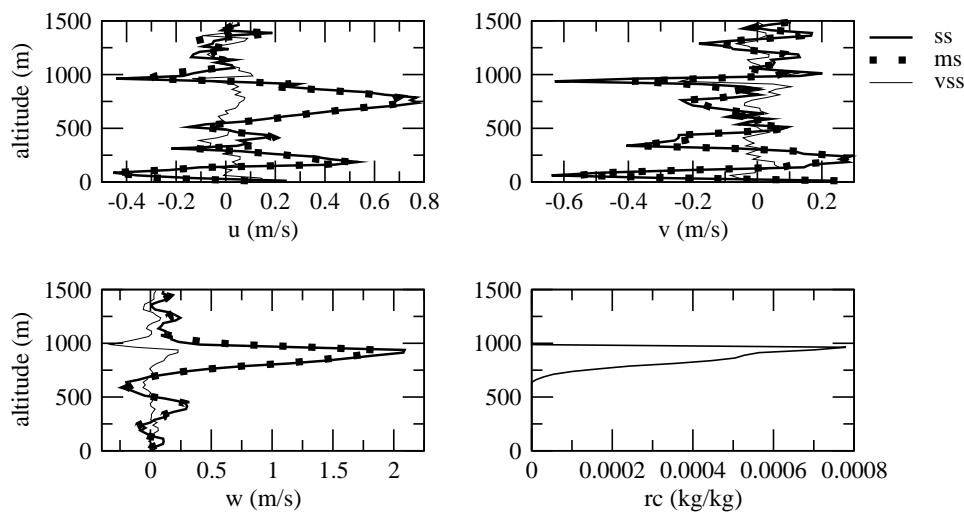


FIG. 4.7 – Profils verticaux des vitesses verticales w et horizontales u, v à un instant donné et en un point donné du nuage C : comparaison des champs petite échelle (ss), méso échelle (ms) et très petite échelle (vss). Le graphique en bas à droite montre l'eau nuageuse.

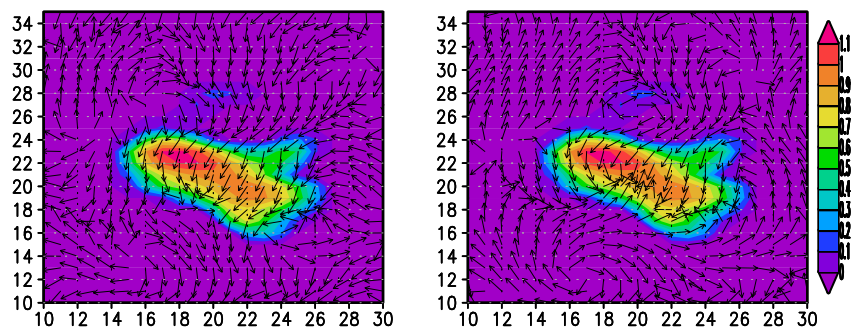


FIG. 4.8 – Coupe horizontale dans le plan (x,y) du nuage E au milieu de sa vie : eau liquide (couleurs) et champ de vitesse horizontal initial (à gauche) et filtré (ms) (à droite).

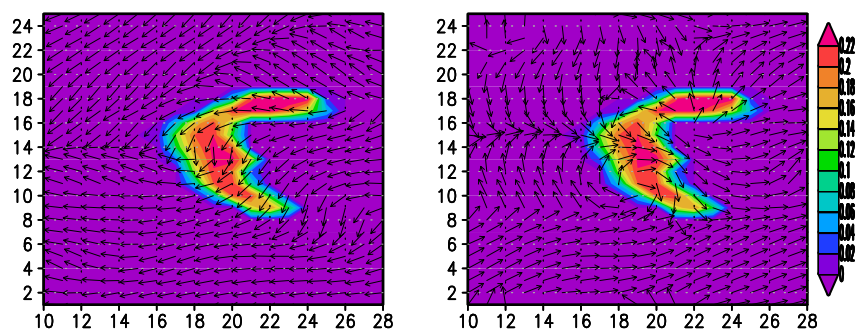


FIG. 4.9 – Coupe horizontale dans le plan (x,y) du nuage B au milieu de sa vie : eau liquide (couleurs) et champ de vitesse horizontal initial (à gauche) et filtré (ms) (à droite).

lectionnées à partir du champ filtré de la vitesse verticale. A chaque niveau et à chaque pas de temps, l'entraînement est ainsi calculé comme la somme des flux entrant dans le nuage à sa périphérie, et le déentraînement comme la somme des flux sortant. L'algorithme calculant les flux entrant-sortant à l'interface entre une maille nuageuse et une maille non nuageuse, fonctionne de la façon suivante :

Dans la direction x :

- si u sort de la maille nuageuse : $D_l = D_l + \rho|u|$
- si u entre dans la maille nuageuse : $E_l = E_l + \rho|u|$

On procède de même dans la direction y :

- si v sort de la maille nuageuse : $D_l = D_l + \rho|v|$
- si v entre dans la maille nuageuse : $E_l = E_l + \rho|v|$

On calcule également les échanges de masse verticaux à la base et au sommet du nuage :

A la base :

- si w est positif : $E_b = E_b + \rho|w|$
- si w est négatif : $D_b = D_b + \rho|w|$

Remarquons que D_b est nul par définition, la vitesse verticale d'une maille étant donnée à son interface inférieure et étant toujours positive dans le nuage.

Au sommet :

- si w est positif : $D_s = D_s + \rho|w|$
- si w est négatif : $E_s = E_s + \rho|w|$

3. Estimation de la vitesse de déplacement de la frontière du nuage :

La considération du déplacement des frontières n'est pas chose triviale. Et, à nouveau, tout dépend de la définition que l'on souhaite donner aux termes entraînement et déentraînement. Si on considère que le nuage est stationnaire à l'instant t, alors tous les échanges de masse entre le nuage et l'environnement à cet instant seront de l'entraînement et du déentraînement. Cependant, le nuage est en perpétuelle évolution dans le temps, et il se peut que l'air environnant dans lequel a été entraîné de l'air nuageux à l'instant t soit devenu lui-même nuageux à l'instant t+1. Dans ce cas, au lieu d'avoir considéré du déentraînement d'air du nuage dans l'environnement, nous prenons en compte des échanges d'air au sein du nuage. Par exemple, il a été observé que les nuages ont tendance à s'étaler horizontalement dans les zones où ils entraînent. Cela signifie que dans le temps, le mouvement d'air nuageux vers l'extérieur du nuage va d'abord donner naissance à de nouvelles mailles nuageuses, avant d'être réellement entraîné dans l'environnement. Il n'est pas évident a priori de savoir si cet étalement du nuage doit être considéré comme un déentraînement ou non. Dans la méthode de calcul présentée précédemment, nous avons estimé l'entraînement et le déentraînement en considérant que le nuage était stationnaire à chaque instant, et avons donc pris en compte les échanges au sein même du nuage dans le temps. Afin de remédier à cela, nous procédons de la façon suivante :

- Si il y a déentraînement d'air d'une maille i vers une maille i+1 à l'instant t, nous regardons l'état de la maille i+1 à l'instant t+1 : si cette maille est toujours non-nuageuse (environnement), l'air a bien été entraîné (D_l , D_b ou D_s), si par contre la maille est devenue nuageuse, la frontière s'est déplacée vers l'extérieur du nuage (exprimant la contribution liée au déplacement de la frontière D_F).

- De même, si il y a entraînement d'air d'une maille i vers une maille i+1 à l'instant t, nous regardons l'état de la maille i+1 à l'instant t+1 : si cette maille est toujours nuageuse, l'air a effectivement été entraîné (E_l , E_b ou E_s), si cette maille est devenue non-nuageuse, la frontière s'est déplacée vers l'intérieure du nuage (contribution liée au déplacement de la frontière E_F).

L'influence de la prise en compte du déplacement des frontières sur les échanges de masse est représentée sur la fig. 4.10 où les flux de masse E et D ont été estimés et moyennés sur tout le cycle de vie du nuage C. Cette figure montre que l'influence du déplacement de la frontière du nuage sur l'estimation des flux de masse n'est pas négligeable. Pour les échanges latéraux, les flux sont réduits de 30% dans la partie inférieure du nuage, jusqu'à plus de 50% dans la partie haute. On voit que la majeure partie de

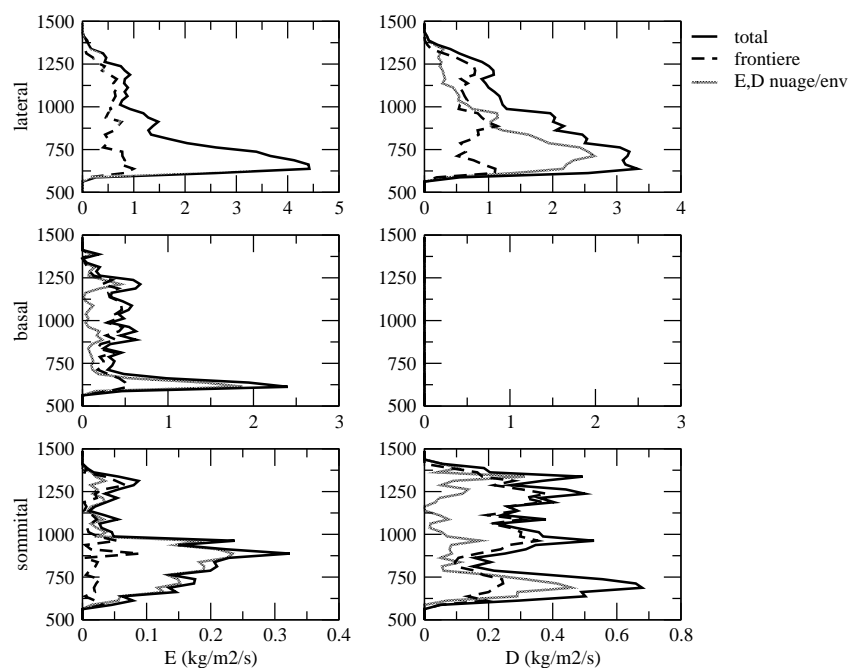


FIG. 4.10 – Profils verticaux des flux de masse entrant (E) et sortant (D) en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ du nuage C moyennés sur son cycle de vie : influence du déplacement des frontières ('frontière') sur les flux instantanés ('total') et déduction des échanges réels entre le nuage et l'environnement ('E,D nuage/env').

l'entraînement d'air non nuageux par le bas et du déentraînement d'air nuageux par le haut estimés est due aux déplacements verticaux du nuage, notamment son extension verticale au cours du temps. L'entraînement sommital instantané est moins affecté par le déplacement de la frontière. Dans la suite de l'étude, nous retranchons donc aux flux instantanés les flux liés au déplacement de la frontière.

4. Déduction des taux fractionnés d'entraînement et de déentraînement, latéraux, basaux et sommitaux : Une fois les échanges de masse estimés entre le nuage et son environnement, on calcule également le flux de masse vertical nuageux à chaque niveau, $F = \sum \rho w$ pour les mailles où $r_l > 0$ et $w > 0$. On déduit ensuite les taux fractionnés d'entraînement et de déentraînement : $\epsilon_l = E_l/(F\Delta z)$, $\delta_l = D_l/(F\Delta z)$, $\epsilon_b = E_b/(F\Delta z)$, $\delta_b = D_b/(F\Delta z)$, $\epsilon_s = E_s/(F\Delta z)$, $\delta_s = D_s/(F\Delta z)$, où Δz est l'épaisseur de la maille.

Ces taux sont estimés à chaque pas de temps. On en déduit également les taux moyens le long de la

Nuage	phase de développement	phase de maturité	phase de dissipation	vie totale
A	10min	4min	4min	18min
B	8min 30s	4min 30s	4min 30s	17min 30s
C	11min 30s	4min	4min	19min 30s
D	10min 30s	2min 30s	12min	25min
E	9min 30s	2min	13min 30s	25min
F	11min	2min 30s	11min	24min 30s

TAB. 4.1 – Durée des différentes phases de vie des petits (A, B et C) et des gros (D, E, F) nuages

vie du nuage. Pour cela, on divise le cycle de vie du nuage en trois phases :

- une phase de développement : de l'apparition du nuage jusqu'au temps t_1 où la vitesse verticale maximale est atteinte.
- une phase de maturité : de t_1 jusqu'au temps t_2 où le sommet maximal est atteint.
- une phase de dissipation : de t_2 jusqu'à la dissipation totale du nuage.

La durée de ces différentes phases pour les différents nuages est présentée dans le tableau 4.1. On constate que la phase de développement a environ la même durée pour les petits et les gros nuages, ce qui signifie que la vitesse maximale dans les petits et les gros nuages est atteinte dans le même temps (environ 10 min). La phase de maturité jusqu'à ce que le sommet maximal soit atteint est deux fois plus courte pour les gros nuages (environ 2 min) que pour les petits (environ 4 min). Cela semble suggérer que l'overshoot au sommet des gros nuages est plus rapidement stoppé qu'au sommet des petits nuages. La différence la plus marquée entre les petits et les gros nuages concerne la phase de dissipation. De même durée que la phase de maturité pour les petits nuages, elle est la phase la plus longue pour les gros nuages, et s'étend sur la moitié de leur durée de vie totale.

Application aux petits cumulus

Le calcul des flux entrant-sortant est d'abord appliqué aux petits cumulus (A, B et C). Les flux latéraux entrant (E_l) et sortant (D_l) ainsi que le flux de masse vertical associé sont présentés fig. 4.11 à différents temps de vie du nuage B. Pour faciliter la comparaison de la distribution verticale des taux de mélange aux différents instants, on utilise une échelle verticale normalisée entre la base du nuage (0) et son sommet (1) à chaque instant. Les flux sortant apparaissent plus forts que les flux entrant en début et fin de vie. En milieu de vie, l'air entrant peut être plus fort, notamment vers le milieu du nuage. Le flux de masse vertical est alors croissant avec l'altitude.

Les taux de mélange fractionnés latéraux, basaux, sommitaux et totaux moyennés sur tout le cycle de vie des nuages A, B et C sont représentés fig. 4.12. Lorsqu'on effectue des moyennes dans le temps, on trace les taux de mélange en fonction de l'altitude, pour voir les effets cumulés du mélange tout au long du cycle de vie à chaque niveau. Les résultats sont un peu bruités, notamment pour les taux basaux et sommitaux. Les nuages A et B se comportent de façon très similaire, le nuage C a des taux de mélanges latéraux plus forts que les autres vers sa base. Si les taux d'entraînement et de déentraînement latéraux peuvent atteindre plusieurs centièmes de m^{-1} vers la base ou le sommet, les valeurs obtenues au coeur des nuages sont proches des valeurs utilisées dans la littérature, autour de 0.002 et 0.003 m^{-1} . Les mélanges latéraux semblent prépondérants face aux mélanges par la base et le sommet des nuages. On notera que le pic d'entraînement par le bas à la base du nuage correspond au flux de masse ascendant à ce niveau. Le déentraînement sommital quant à lui peut être important, notamment lorsque le nuage a atteint sa hauteur maximale.

Le même graphe est répété trois fois en moyennant les taux de mélange pendant les trois phases de la vie du nuage : développement (fig. 4.13), maturité (fig. 4.14) et dissipation (fig. 4.15). Les résultats obtenus pour la phase de développement sont beaucoup moins bruités que pour les phases de maturité et de dissipation. Pendant cette phase de développement, les taux d'entraînement et de déentraînement latéraux sont maximum à la base des nuages puis décroissent jusqu'au sommet. Le flux de masse vertical à la base est fort tandis que les mélanges au niveau du sommet sont plus limités. Les taux de mélange basaux et sommitaux augmentent pendant les phases de maturité et de dissipation. Ces phases de vie des petits nuages semblent très agitées : certains se coupent en deux, la base monte fortement au cours de la dissipation, et les mélanges sont favorisés aux niveaux de resserments des nuages, de leur base et de leur sommet, d'où le caractère très bruité des résultats. Le bruit peut-être aussi avoir un lien avec la fréquence d'échantillonnage de 30 s, relativement grossière à l'échelle des processus de mélange.

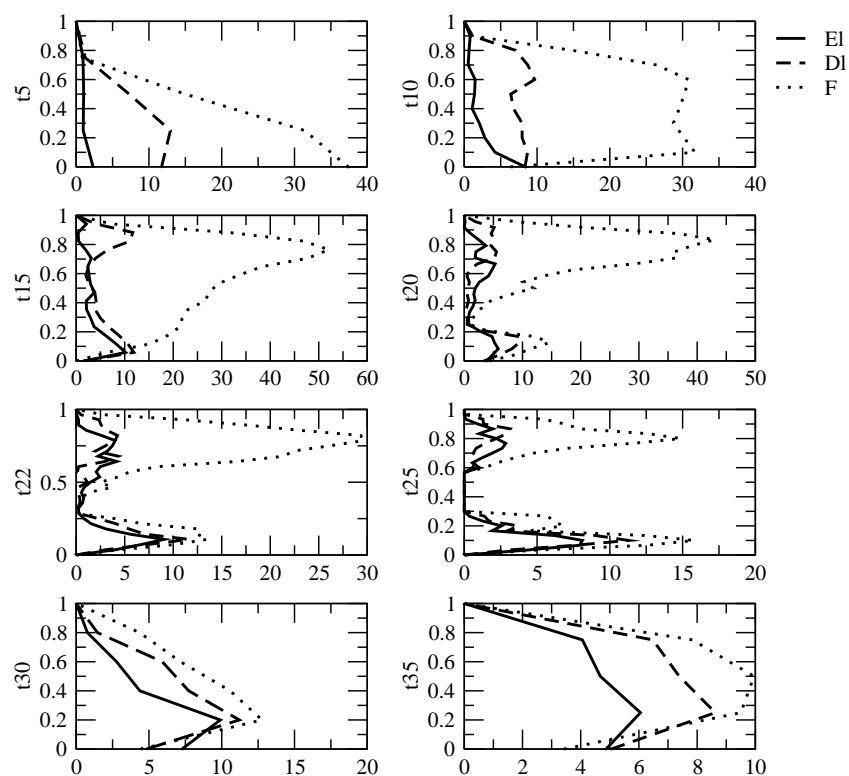


FIG. 4.11 – Profils verticaux des flux entrant latéralement (E_l), sortant latéralement (D_l) et du flux de masse vertical (F) en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ à différents instants du cycle de vie du nuage B (t_5 : 2.5 min, t_{10} : 5 min, t_{15} : 7.5 min, t_{20} : 10 min, t_{22} : 11 min, t_{25} : 12.5 min, t_{30} : 15 min et t_{35} : 17.5 min) en fonction d'une altitude normalisée allant de la base au sommet du nuage.

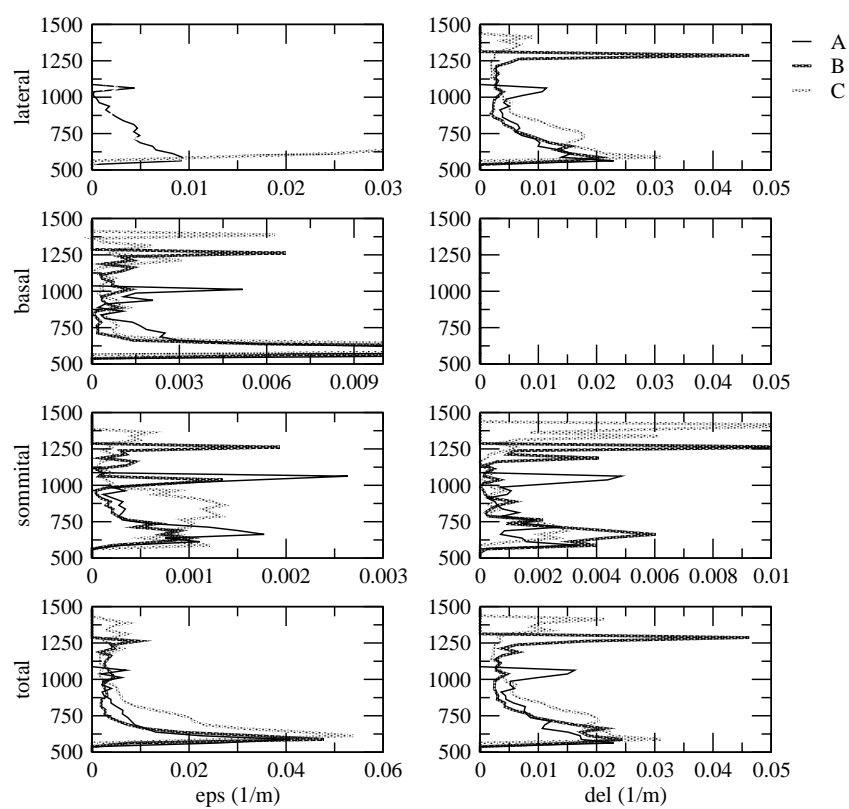


FIG. 4.12 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur tout le cycle de vie des petits nuages (A, B et C).

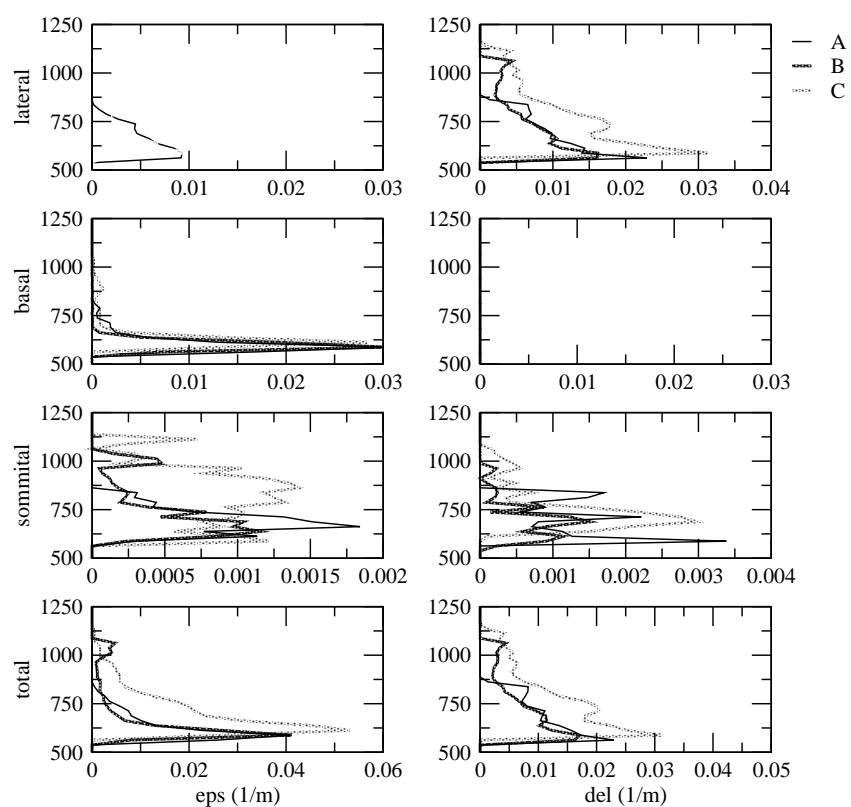


FIG. 4.13 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur la phase de développement des petits nuages (A, B et C).

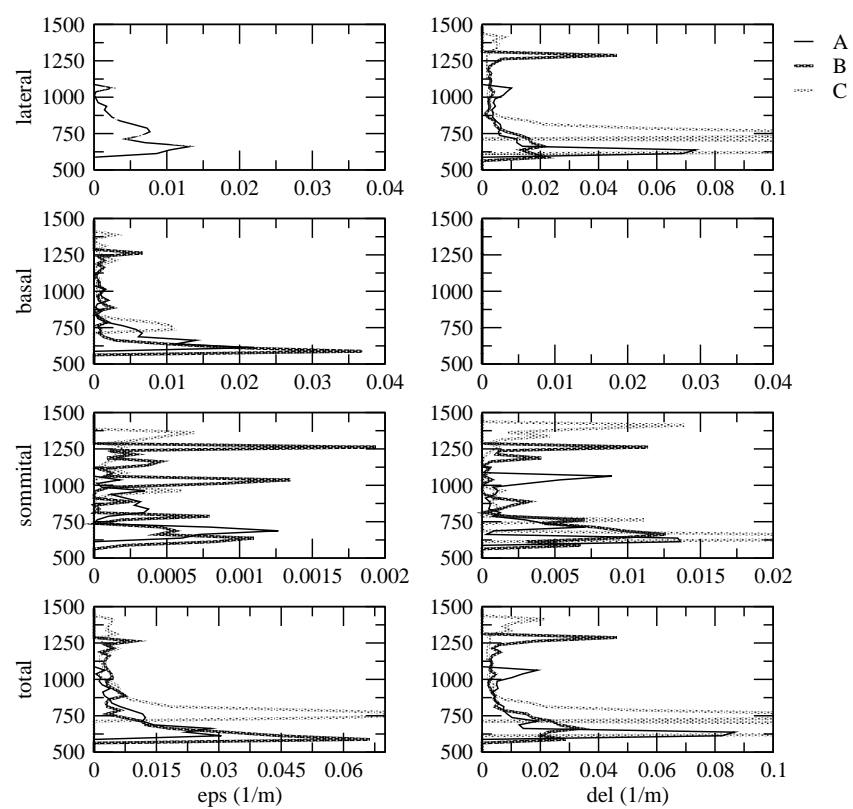


FIG. 4.14 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur la phase de maturité des petits nuages (A, B et C).

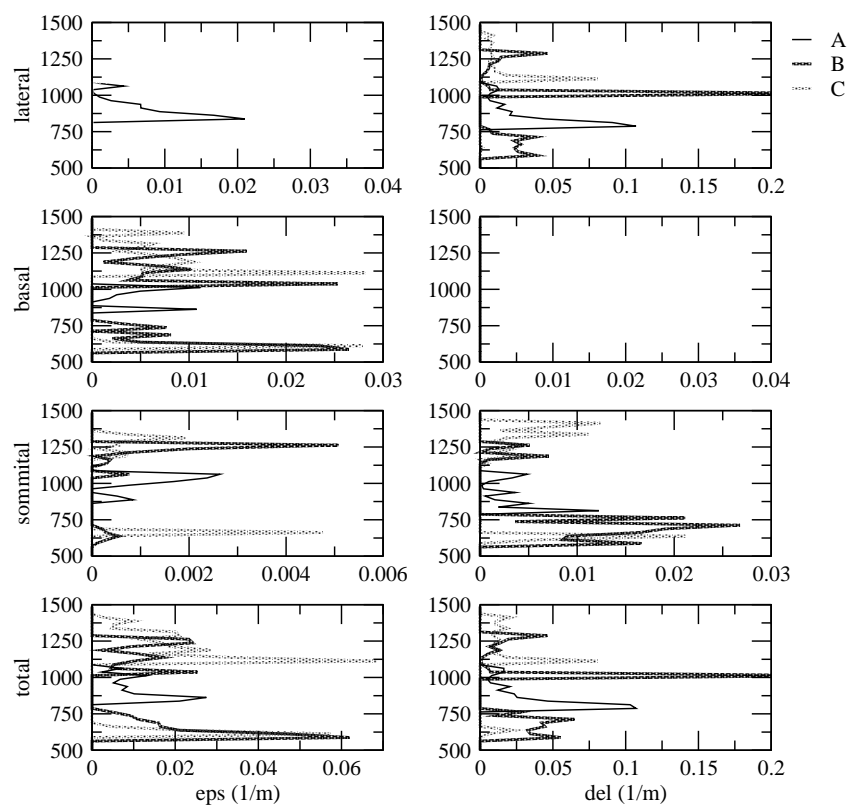


FIG. 4.15 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur la phase de dissipation des petits nuages (A, B et C).

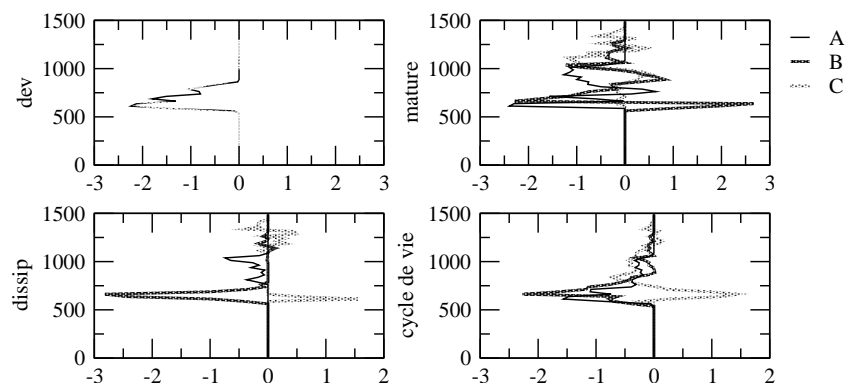


FIG. 4.16 – Profils verticaux de la différences des flux latéraux entrant-sortant ($E_l - D_l$ en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) pendant les différentes phases de vie des petits nuages (A, B et C).

La fig. 4.16 montre la moyenne des différences entre E_l et D_l pendant les différentes phases de vie de chaque nuage. En moyenne, le flux latéral sortant est toujours supérieur au flux latéral entrant, cette différence étant plus forte dans la partie basse des nuages que dans leur partie haute.

Application aux gros cumulus

La même méthode est maintenant appliquée aux gros cumulus D, E et F. La fig. 4.17 montre les flux latéraux entrant-sortant ainsi que le flux de masse vertical à différents temps au cours de la vie du nuage E. Les flux entrant et les flux sortant latéraux sont du même ordre de grandeur tout au long du cycle de vie, et représentent une fraction plus faible du flux de masse vertical comparé au nuage B. En instantané, le flux de masse vertical a tendance à croître avec l'altitude.

Les moyennes sur le cycle de vie des nuages D, E et F des taux de mélange fractionnés latéraux, basaux et sommitaux sont données fig. 4.18. Les résultats pour les trois nuages sont très proches et beaucoup moins bruités que pour les petits nuages. Le taux d'entraînement latéral est maximum vers la base du nuage, puis a une valeur proche de 0.003 m^{-1} dans le reste des nuages. Le taux de déentraînement latéral est maximal à la base et au sommet des nuages, avec des valeurs autour de 0.002 et 0.003 m^{-1} au milieu des nuages. L'entraînement basal n'est pas négligeable au-dessus de la base, alors que l'entraînement sommital est d'un ordre de grandeur plus faible. Le déentraînement sommital n'est pas négligeable, notamment au niveau où le sommet est maximal. Cela résulte en un taux d'entraînement total avec un pic fort à la base du nuage puis une valeur presque constante de 0.005 m^{-1} , et un taux de déentraînement total maximal à la base et au sommet des nuages avec une valeur proche de 0.003 m^{-1} au milieu des nuages.

Les figures suivantes représentent les mêmes taux moyennés pendant les différentes phases de vie des nuages (développement sur la fig. 4.19, maturité sur la fig. 4.20 et dissipation sur la fig. 4.21). Les taux de mélange sont maximaux pendant la phase de dissipation. L'entraînement sommital reste faible tout au long du cycle de vie. Les taux d'entraînement basal et de déentraînement sommital augmentent de la phase de développement à la phase de dissipation.

Enfin, comme pour les petits nuages, la différence entre les flux entrant et sortant des nuages au cours des différentes phase est présenté fig. 4.22 pour les nuages D, E et F. Contrairement aux petits nuages, dans une forte proportion du nuage, le flux entrant est plus grand que le flux sortant. Le flux sortant est prépondérant vers la base et le sommet des nuages.

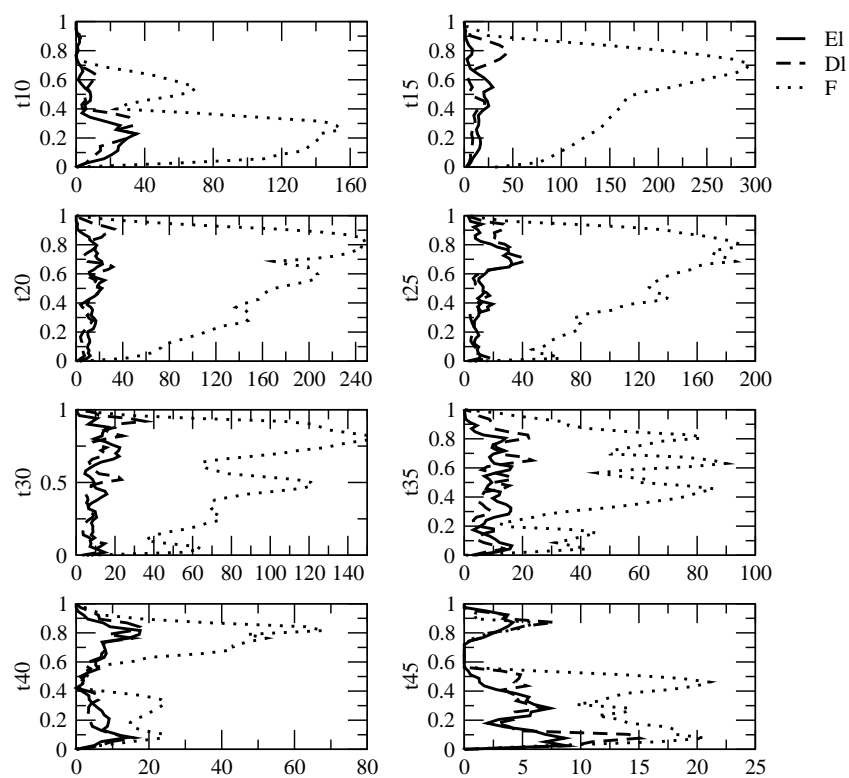


FIG. 4.17 – Profils verticaux des flux entrant latéralement (E_l), sortant latéralement (D_l) et du flux de masse verticale (F) en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ à différents instants du cycle de vie du nuage E (t_{10} : 5 min, t_{15} : 7.5 min, t_{20} : 10 min, t_{25} : 12.5 min, t_{30} : 15 min, t_{35} : 17.5 min, t_{40} : 20 min et t_{45} : 22.5 min).

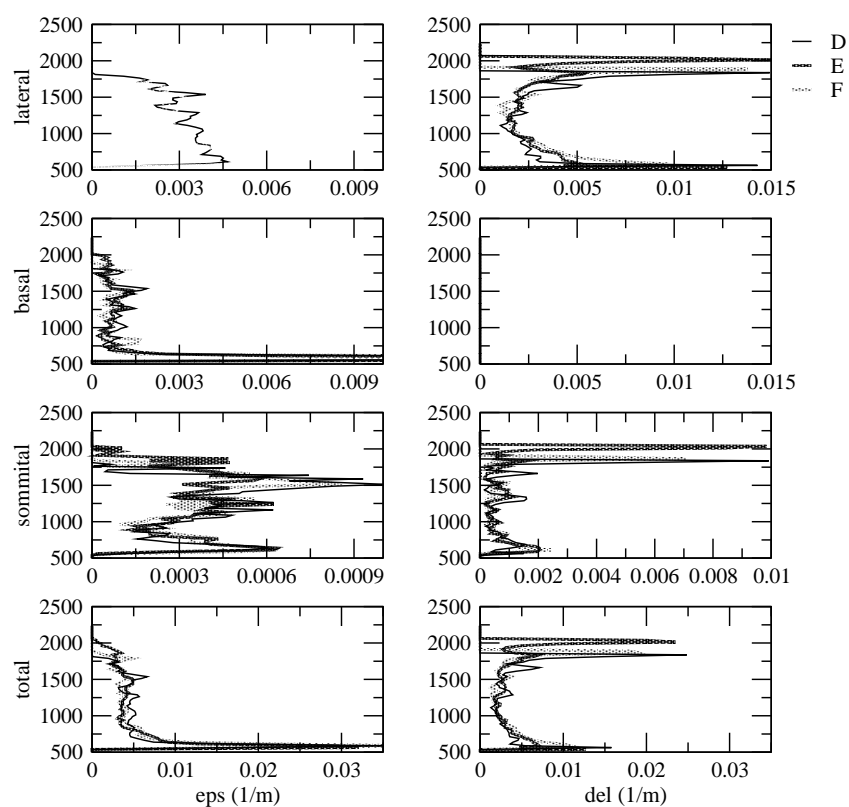


FIG. 4.18 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur tout le cycle de vie des gros nuages (D, E et F).

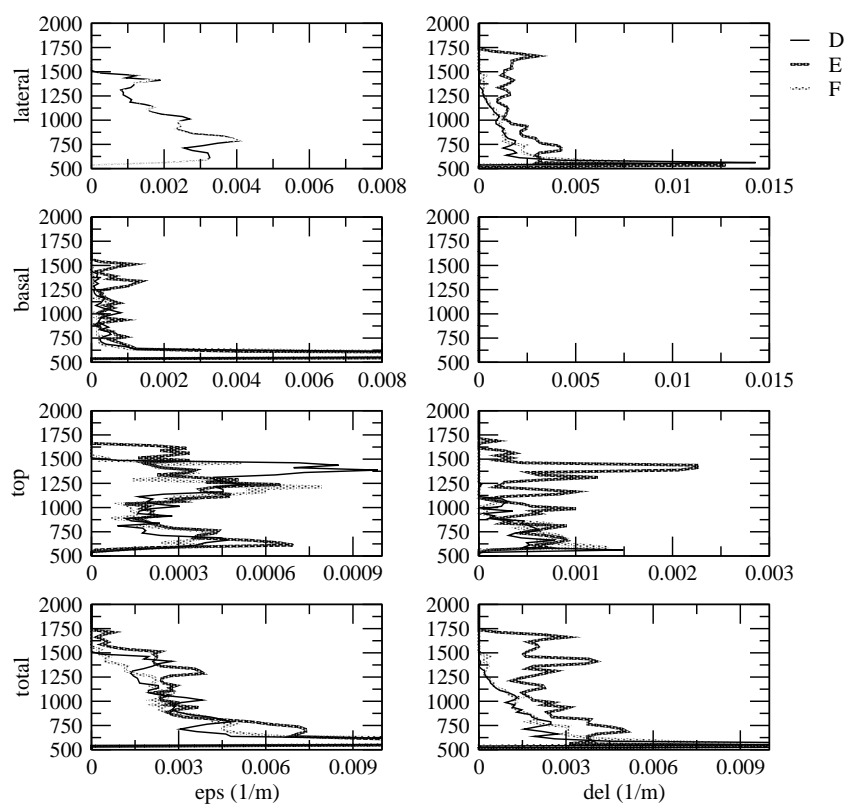


FIG. 4.19 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur la phase de développement des gros nuages (D, E et F).

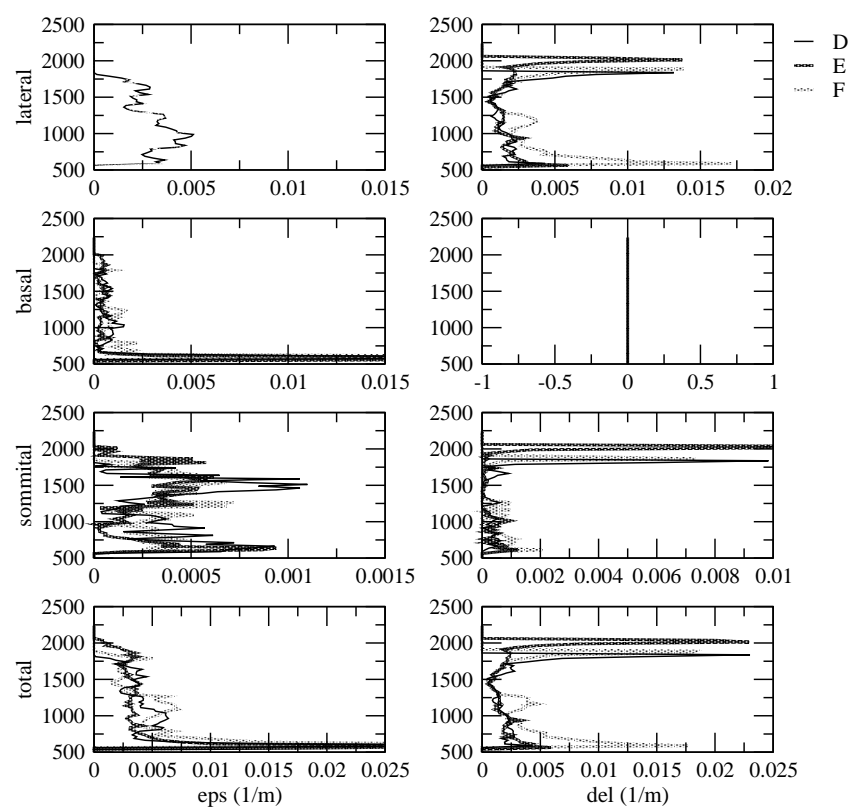


FIG. 4.20 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur la phase de maturité des gros nuages (D, E et F).

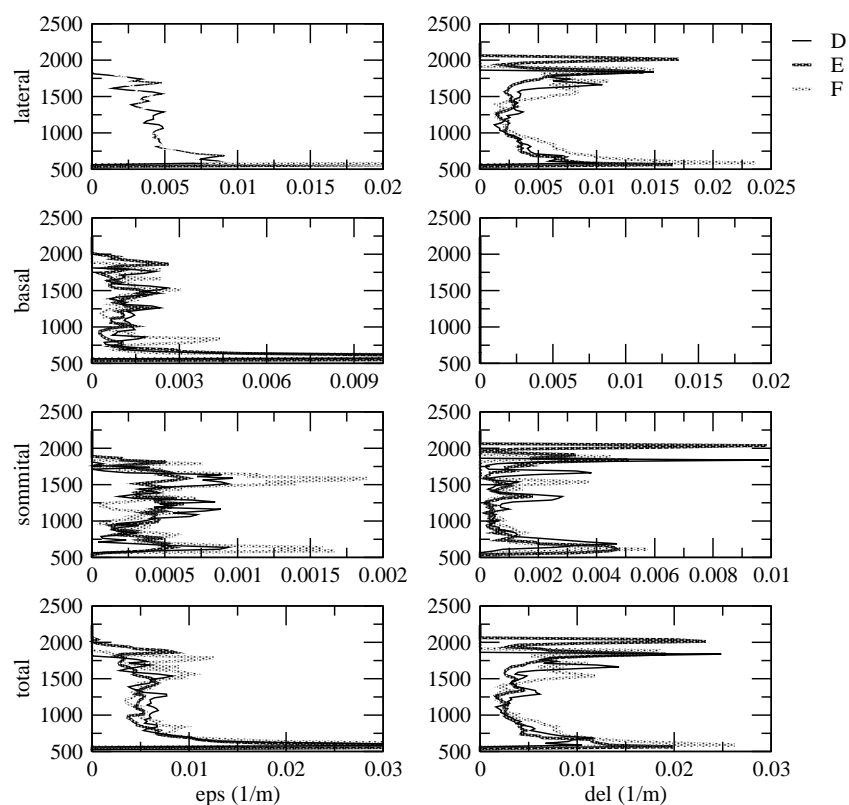


FIG. 4.21 – Profils verticaux des taux fractionnés d'entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur la phase de dissipation des gros nuages (D, E et F).

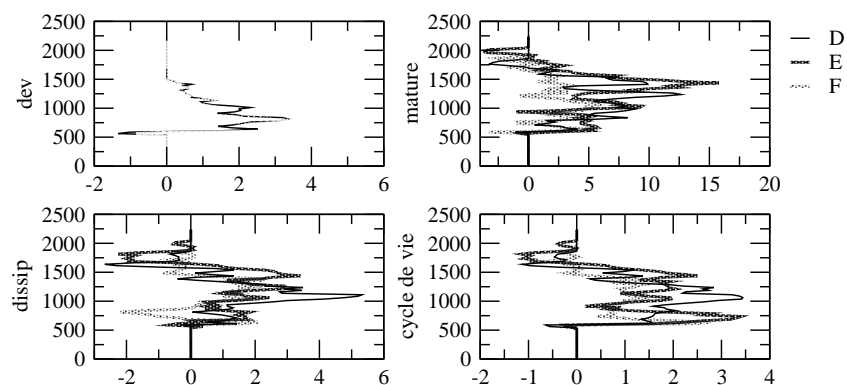


FIG. 4.22 – Profils verticaux de la différences des flux latéraux entrant-sortant ($E_l - D_l$ en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) pendant les différentes phases de vie des petits nuages (A, B et C).

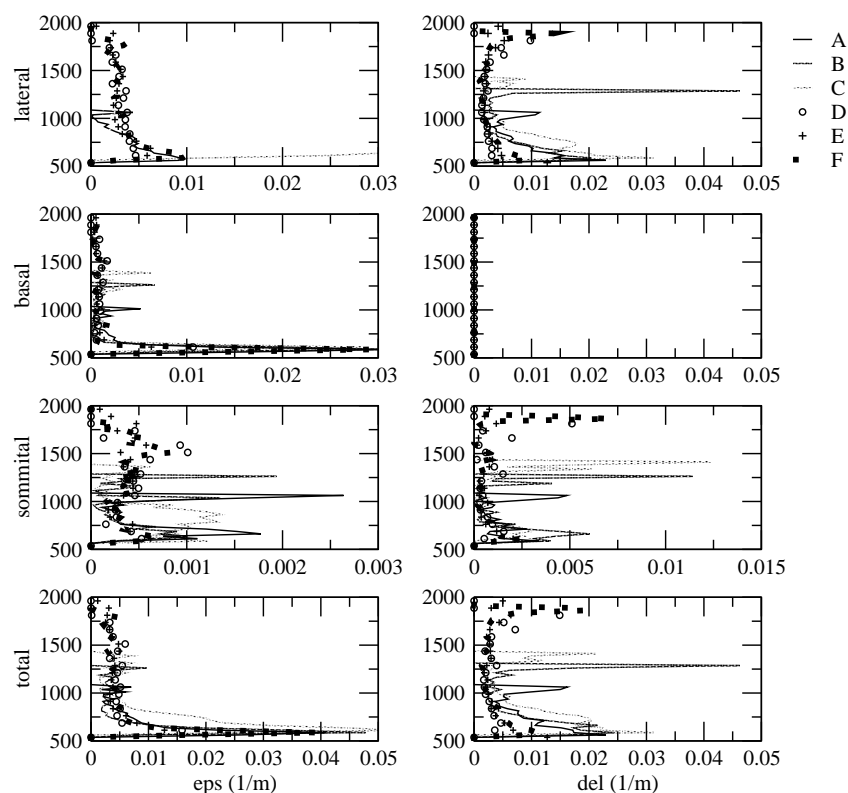


FIG. 4.23 – Profils verticaux des taux fractionnés d’entraînement ϵ (à gauche) et de déentraînement δ (à droite) latéraux, basaux et sommitaux, moyennés sur tout le cycle de vie des petits nuages (A, B et C) et des gros nuages (D, E et F).

Comparaison des petits et des gros cumulus et bilan sur les processus de mélange

Pour finir, superposons les différents taux de mélange moyennés sur le cycle de vie de tous les nuages étudiés (fig. 4.23). Le taux d’entraînement fractionné latéral est moins fort à la base des gros nuages qu’à la base des petits. Il est du même ordre de grandeur dans la partie supérieure de tous les nuages. Le taux de déentraînement fractionné latéral est plus faible dans les gros nuages que dans les petits. Dans tous les cas, les processus de mélange latéraux, basaux et sommitaux apparaissent similaires dans tous les nuages, avec un entraînement maximal à leur base et un déentraînement maximal à leur base et à leur sommet. La différence $\epsilon - \delta$ moyennée sur le cycle de vie des différents nuages est représentée fig. 4.24. On retrouve $\epsilon > \delta$ au milieu des gros nuages, et $\delta > \epsilon$ dans les petits nuages. Les différences observées à la base et au sommet sont comparables pour tous les nuages.

Nous en déduisons donc les caractéristiques suivantes du mélange entre un cumulus et son environnement :

- L’entraînement et le déentraînement d’air ont lieu à tous les niveaux du nuage, et tout au long de son cycle de vie. Cela est en contradiction avec l’hypothèse selon laquelle un nuage n’entraîne que par son sommet (Squires, 1958; Paluch, 1979), et ne détraîne qu’une fois qu’il a atteint son extension maximale.
- Si le mélange a lieu sur toute la périphérie du nuage, le mélange latéral est prépondérant comparé au mélange par le bas ou par le haut. Cela est en accord avec les observations de Stith (1992), mais en contradiction avec la vision donnée par Blyth et al. (1988) selon laquelle le mélange a lieu par le sommet du nuage au fur et à mesure que celui-ci s’élève.
- Les taux de mélange varient au cours du cycle de vie du nuage, avec un mélange latéral maximal pen-

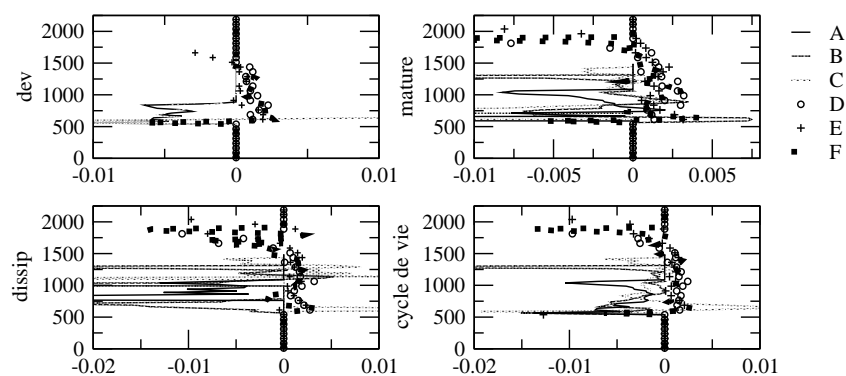


FIG. 4.24 – Profils verticaux de la différences des taux fractionnés d’entraînement et de déentraînement ($\epsilon_l - \delta_l$) pendant les différentes phases de vie des petits nuages (A, B et C) et des gros nuages (D, E et F).

dant sa phase de développement, et les mélanges par la base et le sommet qui augmentent dans les phases de maturité puis de dissipation. L’entraînement et le déentraînement sont comparables pendant la phase de développement, puis le déentraînement devient prépondérant dans les phases de maturité et de dissipation. Ces résultats sont en assez bon accord avec les observations de Grinnell et al. (1996) et Barnes et al. (1996).

- Les taux d’entraînement et de déentraînement par rapport au flux de masse vertical sont plus importants dans les petits cumulus que dans les gros. Cela va dans le sens d’une certaine dépendance de ϵ et δ au rayon des nuages.

- Les résultats suggèrent que mise à part à la base des nuages, ϵ_l est proche d’une constante sur toute la hauteur des nuages. Cela est moins vrai pour δ_l , qui est maximal à la base et au sommet du nuage. Pour les gros nuages, δ_l est tout de même proche d’une constante au coeur des nuages. Cela peut suggérer une dépendance de δ_l à la flottabilité, la base et le sommet étant les endroits où elle est la plus faible. Pour ϵ_l la dépendance en $1/R$ sur la verticale n’est pas vraiment confirmée. Le rayon des nuages varie sur la verticale tandis que ϵ_l reste proche d’une constante.

4.2.3 Ensemble de cumulus

Nous avons étudié les processus de mélange à l’échelle de cumulus individuels. Pouvons-nous en tirer des conclusions pour la représentation de ces processus dans un domaine contenant un ensemble de cumulus de tailles variées, chacun à un certain stade de son cycle de vie ? Etant données les différences mises en évidence dans des nuages d’extensions verticales différentes, il semble important de connaître la distribution de la taille des nuages dans un ensemble de cumulus. Zhao et Austin (2003) interprètent cette distribution dans un domaine donné comme le résultat d’un équilibre entre le forçage grande-échelle et la dynamique de chaque nuage pris individuellement. En effet, les petits nuages, en refroidissant et humidifiant la zone située sous l’inversion créent les conditions permettant aux gros nuages de se développer. Les taux de chauffage et d’assèchement de ces gros nuages dans leur partie inférieure sont beaucoup plus forts que les taux associés aux petits nuages à ce niveau. Les gros nuages ont donc tendance à inhiber la convection. Pour que la convection puisse se maintenir, il faut un nombre de petits nuages permettant de contre-balancer l’effet des gros nuages. Les gros nuages sont alors à la fois alimentés par les processus sous-nuageux mais aussi par l’ensemble des nuages plus petits. Cela implique que dans une population donnée, les petits cumulus doivent être plus nombreux que les gros. Cela ne donne pas d’indication sur quelle catégorie de nuages contribue le plus à la fraction nuageuse totale. Concernant le transport vertical, certaines observations indiquent que ce sont les plus gros nuages qui y contribuent le plus, leur

	A	B	C	D	E	F
N^*	0.000383 N	0.00024 N	0.000205 N	0.000048 N	0.000032 N	0.000064 N
n	12	7.5	6.5	1.5	1	2

TAB. 4.2 – Nombre relatif de nuages de type A, B, C, D, E et F dans un ensemble de N nuages.

vitesse verticale atteignant des valeurs plus élevées (De Laet et Duynkerke, 1998).

Existe-t-il une fonction universelle permettant de caractériser la distribution de la taille des nuages dans un ensemble de cumulus ? C'est à cette question qu'ont essayé de répondre Neggers et al. (2003) à partir de simulations LES sur des domaines suffisamment étendus pour prendre en compte 10^4 nuages par simulation. La taille d'un nuage est définie comme la racine carrée de l'aire couverte par le nuage projetée verticalement sur la surface. Cette taille caractéristique est définie comme dans la plupart des études menées sur la question à partir d'observations satellite, afin de faciliter la validation des résultats. D'importantes informations sont tirées de cette étude. La densité de probabilité caractérisant la taille des cumulus dans une population donnée rejoint une fonction en puissance pour les nuages les plus petits, avec un exposant de -1.70. Cette loi n'est plus respectée à partir d'une certaine taille (appelée 'break scale' ou échelle de rupture) au-delà de laquelle la densité de probabilité diminue rapidement. Ce comportement est observé pour les trois simulations LES considérées (dont BOMEX et ARM) et rejoint les observations satellite d'études antérieures (Cahalan et Joseph, 1989; Benner et Curry, 1998). En traçant la densité de probabilité en fonction de la taille des nuages normalisée par cette échelle de rupture, Neggers et al. (2003) constatent que cette fonction a la même forme pour tous les nuages dans les trois cas étudiés. La variable critique est donc la valeur de l'échelle de rupture. Aucune formulation ne permet pour l'instant de déterminer la valeur de cette échelle. Neggers et al. (2003) avancent certaines hypothèses quant aux facteurs influençant sa valeur : les interactions entre les couches sous-nuageuse et nuageuse, ou encore du cisaillement de vent. L'étude met également en avant l'existence de nuages d'une taille intermédiaire entre les plus petits et les plus gros, et qui contribuent le plus à la fraction nuageuse totale, ainsi qu'au flux de masse vertical total.

Pour le cas BOMEX, l'échelle de rupture est estimée à 700 m. L'estimation de la taille caractéristique définie par Neggers et al. (2003) des nuages étudiés dans la partie précédente donne l'évolution dans le temps présentée sur la fig. 4.25. Les petits nuages A,B,C ont une taille inférieure à 700 m, ce qui n'est pas le cas des gros nuages D,E,F dans la plus grande partie de leur cycle de vie. Malgré cela, nous allons essayer d'estimer les valeurs moyennes de ϵ_l et δ_l dans un domaine contenant une combinaison de nuages de type A, B, C, D, E et F. En effet, Neggers et al. (2003) montrent que la plus forte contribution à la fraction nuageuse totale dans le cas BOMEX se fait par des nuages ayant une taille caractéristique comprise entre 200 et 800 m. Nous utilisons donc la formulation de Neggers et al. (2003) pour estimer la proportion de nuages de chaque type dans une population de N nuages. Cela permet d'estimer le nombre de nuages de chaque type en prenant par exemple 1 nuage de type E (cf tab. 4.2) à partir de la relation :

$$\log\left(\frac{N'}{N}\right) = 1.121 - 0.70\log(l) \quad (4.15)$$

où l est la taille caractéristique du nuage, N le nombre total de nuages dans le domaine, et N' est relié au nombre $n(l)$ de nuages de taille l par :

$$N'(\log(l)) = \ln(10)n(l)l \quad (4.16)$$

En considérant un ensemble de cumulus de type A, B, C, D, E et F dans les proportions données par le tab. 4.2, on déduit les taux fractionnés d'entraînement et de déentraînement moyens dans le domaine de la fig. 4.26. On obtient des valeurs de ϵ_l et δ_l proches, δ_l étant plus fort au sommet et ϵ_l un peu plus fort que δ_l au milieu des nuages (0.0025 au lieu de 0.002 m^{-1}). ϵ_b est proche d'une constante sur la verticale,

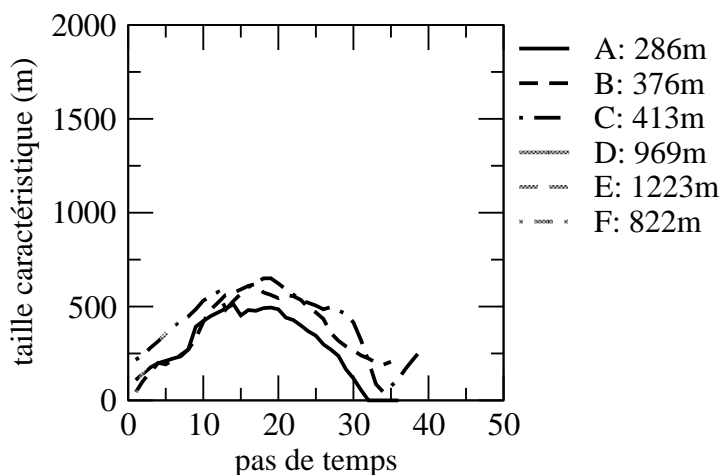


FIG. 4.25 – Evolution dans le temps de la taille caractéristique des petits nuages (A, B et C) et des gros nuages (D, E et F), ainsi que la valeur moyenne de cette taille sur le cycle de vie (cf légende).

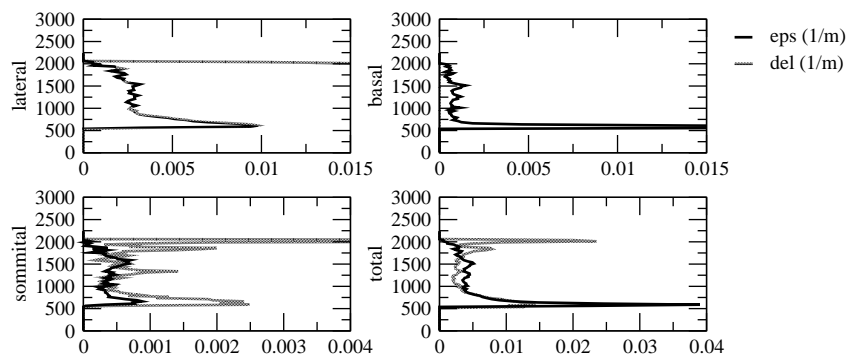


FIG. 4.26 – Estimation des valeurs moyennes totales de ϵ_l , δ_l , ϵ_b , δ_b , ϵ_s , δ_s sur un ensemble de cumulus du type A, B, C, D, E et F.

avec une valeur beaucoup plus forte à la base de l'ensemble de nuages. δ_s est supérieur à ϵ_s , surtout vers la base et le sommet de la couche nuageuse.

Ces résultats ne sont pas tout à fait en accord avec les études antérieures effectuées sur le cas BOMEX. Siebesma et Holtslag (1996) comme Nitta (1975) suggèrent notamment que $\delta_l > \epsilon_l$ et que δ_l et ϵ_l sont relativement proches de constantes sur la verticale. Nos résultats suggèrent $\epsilon_l > \delta_l$ au coeur de la couche nuageuse, un pic de ϵ_l à la base et deux pics de δ_l à la base et au sommet. En revanche, les valeurs obtenues au coeur du nuage sont du même ordre de grandeur que celles proposées par Siebesma et Holtslag (1996).

Bien sûr, notre estimation des ϵ et δ moyens sur le domaine BOMEX est très approximative. Il est possible qu'en réalité une proportion plus importante de petits nuages augmente la valeur de δ aux niveaux intermédiaires. Nous avons voulu considérer la distribution de la taille des nuages sur le domaine, afin de nous rapprocher de la problématique des paramétrisations, qui doivent représenter les effets d'un ensemble de cumulus à l'aide d'un unique panache entraînant et entraînant. Si cette étude sur les cumulus individuels est enrichissante en ce qui concerne la compréhension des processus de mélange, elle ne permet pas facilement de tirer des conclusions sur les ensembles de cumulus, et l'application pour les paramétrisations reste limitée. Pour nous rapprocher des paramétrisations, nous allons revenir dans la dernière partie à l'exploitation de simulations LES sur des domaines entiers, comme sur ARM ou

BOMEX.

4.3 Des LES à la paramétrisation

Nous avons déjà vu dans le chapitre 3 qu'une difficulté majeure rencontrée dans l'observation des thermiques de couche limite était de trouver un moyen de caractériser ces structures. Pour détecter les nuages, on peut se baser sur la présence d'eau liquide. Pour détecter la partie non nuageuse des structures, le problème est plus complexe. Dans les simulations LES, on se heurte à la même interrogation : comment définir un thermique dans sa partie insaturée et sa partie nuageuse ? Est-il possible de trouver un critère permettant de détecter le thermique depuis la surface jusqu'au sommet des nuages ? Lorsque nous avons évalué le modèle du thermique dans le chapitre 3, nous disposions de résultats LES sur les caractéristiques moyennes de la couche limite, ainsi que sur les propriétés des nuages. Mais les caractéristiques des panaches ascendants dans leur partie non saturée n'étaient pas disponibles. Cela est dû au fait qu'il est plus simple de détecter un nuage dans les simulations LES (en se basant par exemple simplement sur la présence d'eau liquide) que les colonnes convectives alimentant ce nuage dans la couche mélangée. Dans cette partie, nous allons utiliser un ensemble de critères permettant de caractériser les thermiques de façon continue depuis la surface jusqu'au sommet de la couche limite nuageuse. Cela nous permettra d'évaluer les caractéristiques des structures de la couche limite obtenues avec le modèle du thermique aussi bien dans la partie sous-nuageuse que dans la partie nuageuse. Nous nous focaliserons alors surtout sur l'estimation des taux d'entraînement et de déentraînement tout le long des thermiques.

4.3.1 Analyse conditionnelle des thermiques de couche limite dans les LES

Pour caractériser les thermiques, il faut choisir différents critères, en s'assurant que ces critères ne sélectionnent pas d'autres structures existantes. C'est ce que l'on appelle l'analyse conditionnelle. Trois critères sont nécessaires afin d'effectuer une telle sélection :

- une variable permettant d'identifier les structures (généralement r_t , θ_v ou w),
- une valeur seuil de cette variable (par exemple 0 pour la vitesse verticale afin de distinguer les mouvements ascendants et subsidents, ou souvent un seuil proportionnel à la variance de la variable considérée),
- une longueur caractéristique minimum afin d'écarter les fluctuations de petite échelle (Berg et Stull, 2004). En effet, pour être considérée comme un panache ascendant, la structure doit avoir une dimension horizontale plus large qu'une longueur spécifique. De plus, si deux structures sont séparées par une distance inférieure à cette longueur caractéristique, alors on considère qu'elles ne forment qu'une structure. Nous cherchons ici à caractériser les structures cohérentes ascendantes de la couche limite ou thermiques, mais il est aussi possible d'utiliser cette méthode pour définir d'autres structures de la couche limite, comme par exemple les intrusions d'air sec (Couvreur et al., 2005).

Caractérisation des structures cohérentes de la couche limite sèche

Nous avons vu dans le chapitre 3 qu'il existait différents critères afin de caractériser les structures de la couche limite convective. Suivant les critères utilisés, les caractéristiques des structures diffèrent, mais pour l'instant aucun critère n'est vraiment désigné comme le meilleur pour définir les thermiques de couche limite. Nous rappelons ici brièvement les avantages et inconvénients de différents critères :

- Un critère basé uniquement sur la vitesse verticale (Lenschow et L., 1980) ne permet pas de distinguer clairement la turbulence organisée de la turbulence de petite échelle (cf Williams et Hacker, 1992). De plus, les champs observés de vitesse verticale sont souvent très bruités.
- Un critère basé sur la température potentielle virtuelle est pertinent jusqu'au milieu de la couche limite. Mais au-dessus, la flottabilité devient faible, voire négative, et l'anomalie positive de θ_v utilisée pour caractériser les structures de la partie basse de la couche limite, sélectionne alors de l'air provenant du

dessus de la couche limite qui a été entraîné à son sommet.

- Un critère basé sur l'anomalie de la vapeur d'eau (Greenhut et Khalsa, 1982; Couvreur, 2005) est plus cohérent sur la verticale, puisqu'il permet de distinguer l'air plus humide provenant du bas de la couche limite de celui plus sec provenant de la zone d'entraînement à son sommet.

Pour avoir une caractérisation plus robuste, on utilise souvent une analyse conditionnelle basée sur deux de ces variables. La problématique est la même dans les observations que dans les simulations LES. En effet, en appliquant les critères proposés par Young (1988) ou encore Greenhut et Khalsa (1982) à des simulations LES, Schumann et Moeng (1991) montrent que les mêmes critères que ceux appliqués aux champs d'observations peuvent être appliqués aux LES et que les simulations donnent alors des caractéristiques des structures similaires à celles observées.

Caractérisation des nuages

Pour caractériser les nuages dans les LES, le critère le plus simple est de se baser sur la présence d'eau liquide. Différentes analyses conditionnelles de la partie nuageuse des thermiques ont été cependant introduites par Siebesma et Cuijpers (1995) :

- La décomposition 'nuage' (ou 'cloud decomposition') : tous les points de grille dans lesquelles l'eau liquide est positive ($r_l > 0$). Cette décomposition inclue sans distinction tous les points nuageux, qu'ils soient ascendants ou subsidents, à flottabilité positive ou négative. Afin de se rapprocher des 'thermiques' représentés par les paramétrisations, on peut modifier cette définition.

- La décomposition 'panache' (ou 'updraft decomposition') : tous les points de grille pour lesquels $r_l > 0$ et $w > 0$. Cette définition est plus restrictive puisqu'elle élimine les subsidences au sein du nuage.

- La décomposition 'coeur' (ou 'core decomposition') : tous les points de grille pour lesquels $r_l > 0$, $w > 0$ et $\Delta\theta_v > 0$. Cette décomposition est la plus restrictive, puisqu'elle ne conserve que les particules à flottabilité positive (supprimant notamment la zone d'overshoot au sommet de la couche limite, où les particules non flottantes montent par inertie).

Siebesma et Cuijpers (1995) appliquent ces différents critères sur le cas BOMEX. Ils essaient d'estimer dans quelle mesure les flux turbulents peuvent être estimés par la prise en compte d'un simple panache ascendant caractérisé par les critères précédemment définis. Ils concluent que les flux turbulents sont les mieux approximés avec la décomposition 'core', même si les valeurs obtenues sont trop faibles. Cela est dû au fait qu'une telle approximation ne prend pas en compte la contribution de la turbulence intra-structure et de l'environnement. Cela est particulièrement vrai pour la température potentielle virtuelle. Mais le profil du flux correspondant étant en assez bon accord avec les LES, ils suggèrent de corriger cela par l'introduction d'un coefficient de proportionnalité. La décomposition 'cloud' sous-estime beaucoup les flux turbulents. Ils étudient aussi la contribution des flux subsidents, mais ils sont négligeables sur ce cas.

Caractérisation des structures cohérentes de la surface jusqu'au sommet des nuages : Evaluation du modèle du thermique de la surface au sommet de la couche limite

Il est donc possible de caractériser de différentes manières les structures de la couche limite sèche d'une part, et les nuages d'autre part. Existe-t-il un moyen de caractériser les thermiques de la surface jusqu'au sommet des nuages à partir d'une même analyse conditionnelle ? C'est ce que nous avons tenté d'établir (Couvreur & al, article en préparation) afin d'apporter un nouvel outil de validation des paramétrisations des structures cohérentes de la couche limite. L'analyse conditionnelle proposée par Fleur Couvreur se base sur les variables r_t et w . Les seuils choisis sont les suivants : $w > 0$ pour sélectionner les structures ascendantes et $r_t > \sigma_{r_t}$ afin de ne garder que les structures les plus humides. Un longueur caractéristique minimum est également introduite pour s'abstraire des structures de petite échelle ($l=150\text{m}$). Les champs LES sont issus de simulations réalisées avec le modèle Méso-NH utilisé en mode LES et mis à notre disposition par Fleur Couvreur.

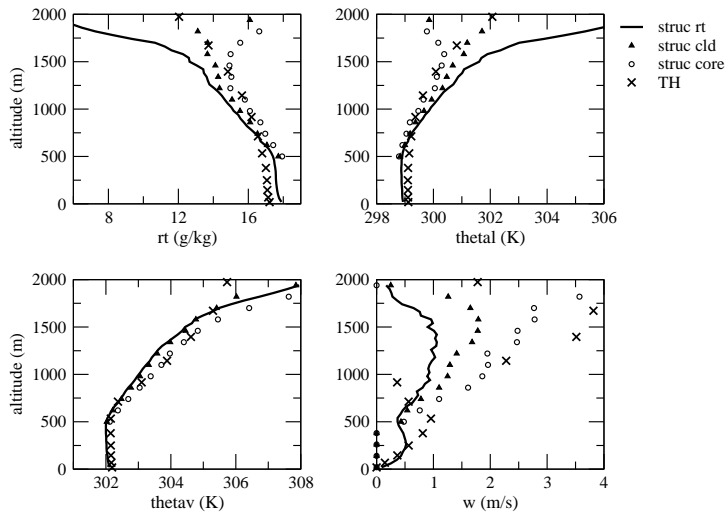


FIG. 4.27 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau totale r_t (en g kg^{-1}), de la température potentielle liquide θ_l (en K), de la température potentielle virtuelle θ_v (en K) et de la vitesse verticale w (en m s^{-1}) dans le panache ascendant pour la 6ème heure de simulation du cas BOMEX : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

Les caractéristiques du thermique obtenus à la 6ème heure de simulation du cas BOMEX sont représentés sur la fig. 4.27 pour trois analyses conditionnelles différentes ('rt' pour la décomposition présentée précédemment, 'cld' pour la décomposition 'cloud', 'core' pour la décomposition 'core') et pour la simulation TH. On s'aperçoit sur cette figure que l'analyse conditionnelle 'rt' donne des résultats assez proches des analyses en 'cld' et 'core' dans la partie inférieure de la couche nuageuse. Dans les 2/3 supérieurs de la couche nuageuse cependant, le critère semble sélectionner des structures trop chaudes et trop humides, ne correspondant pas uniquement à des particules pour lesquelles $r_l > 0$. On peut penser qu'au-dessus des océans, l'environnement étant très humide, le contraste en humidité entre le thermique et l'environnement est trop faible pour être révélateur des structures. Pour ce cas, l'utilisation d'un traceur serait peut-être le moyen le plus correct pour détecter les thermiques de couche limite. Par exemple, en émettant un traceur en surface subissant une décroissance exponentielle en fonction de son temps de vie, on pourrait détecter les structures par un critère sur la concentration de traceur détecté dans chaque maille. Ce travail est en cours pour (Couvreur & al., en préparation), mais pas encore disponible. Dans la suite de notre étude, nous allons utiliser le cas ARM pour valider le modèle du thermique par le critère en 'rt', qui devrait être plus pertinent au-dessus des continents.

Les mêmes caractéristiques du thermique, pour les LES et la simulation TH, que sur la fig. 4.27 sont présentées sur les fig. 4.28, 4.29 et 4.30 à différentes heures de la journée pour le cas ARM. Cette fois, les résultats obtenus avec le critère ' r_t ' sont très proches de ceux obtenus avec le critère 'cld' dans la couche nuageuse. Le critère proposé sélectionne donc bien les points nuageux, sauf vers la fin de l'après-midi dans les 2/3 supérieurs du nuage, où le même problème que sur le cas BOMEX est présent. Cela est peut-être dû au fait que le déentraînement d'air plus humide du thermique vers l'environnement humidifie peu à peu l'environnement au niveau de la couche d'inversion, rendant le critère en r_t moins sélectif en fin de journée. Autrement, la concordance dans les premières heures de simulation entre les critères ' r_t ' et 'cld' suggère que les points sélectionnés dans la couche sous-nuageuse correspondent bien aux points qui vont condenser, et les caractéristiques du panache sous le nuage apparaissent être une bonne base pour évaluer le modèle du thermique dans la couche sous-nuageuse. La comparaison avec les résultats donnés par le modèle du thermique mettent en avant des faiblesses déjà citées : une couche sous-nuageuse trop chaude

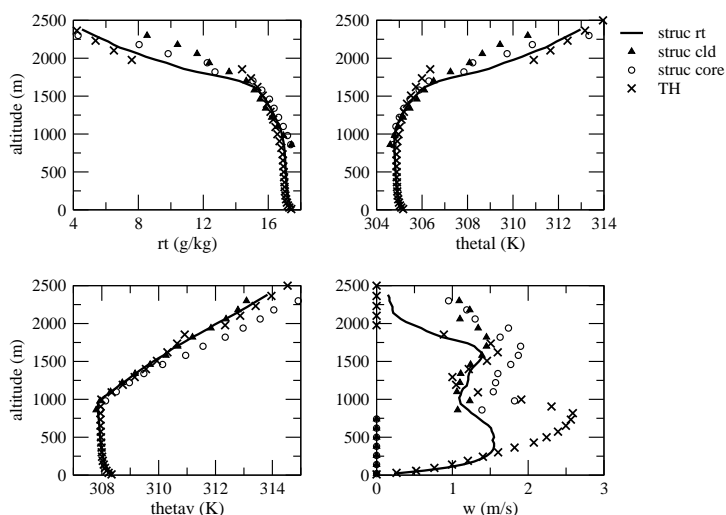


FIG. 4.28 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau totale r_t (en g kg^{-1}), de la température potentielle liquide θ_l (en K), de la température potentielle virtuelle θ_v (en K) et de la vitesse verticale w (en m s^{-1}) dans le panache ascendant à 12 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et la thermique ('rt').

et trop sèche, une couche nuageuse trop froide et trop humide en fin d'après-midi, une vitesse verticale trop forte, avec un minimum et un maximum sous le nuage situés trop haut.

La contribution top-hat aux flux et les variances des différentes variables sont comparés sur la fig. 4.31 à 15h30. On retrouve la bonne correspondance dans le nuage entre les résultats des critères ' r_t ' et ' θ_l '. La simulation TH sous-estime les variances, sauf celle en w sous le nuage mais sous-estime également les flux, surtout dans la couche nuageuse. Le flux en θ_v est le mieux représenté. La sous-estimation de la variance est attendue, du fait de la contribution petite-échelle. Cependant, la sous-estimation des flux est plus surprenante, un tel modèle devant pouvoir les représenter convenablement (Wang et Stevens, 2000) d'une part, et les profils thermodynamiques obtenus avec le modèle du thermique nuageux étant très proches des LES d'autre part. Le flux de θ_v étant proche des LES, il semblerait que ce soit la contribution de l'eau liquide qui induise les différences obtenues pour les flux de r_t et θ_l . Cela est peut-être dû à la prise en compte de la microphysique des nuages dans les LES, qui pourrait induire des flux locaux à l'intérieur du nuage, non représentés dans le modèle du thermique. Mais ces différences devront être expliquées plus précisément dans le futur.

La mauvaise représentation des flux et variances par le modèle du thermique pourrait être reliée aux défauts déjà cités du modèle, notamment au sujet de la vitesse verticale et de la fraction couverte. Les flux entrant sortant du thermique jouant certainement un rôle dans tout ça, nous allons évaluer maintenant les différents termes du bilan de masse.

4.3.2 Calcul de l'entraînement et du déentraînement à partir de l'état moyen dans les LES

Détermination de E et D à partir des équations de conservation

Il est possible d'estimer les taux d'entraînement et de déentraînement à partir des résultats des simulations LES en utilisant les équations thermodynamiques des variables conservatives r_t ou θ_l . Cette méthode est présentée notamment dans Siebesma et Cuijpers (1995). Pour cela, on commence par diviser le domaine en deux parties : une partie ascendante et l'environnement. Le flux turbulent d'une quantité Ψ se divise alors en trois termes :

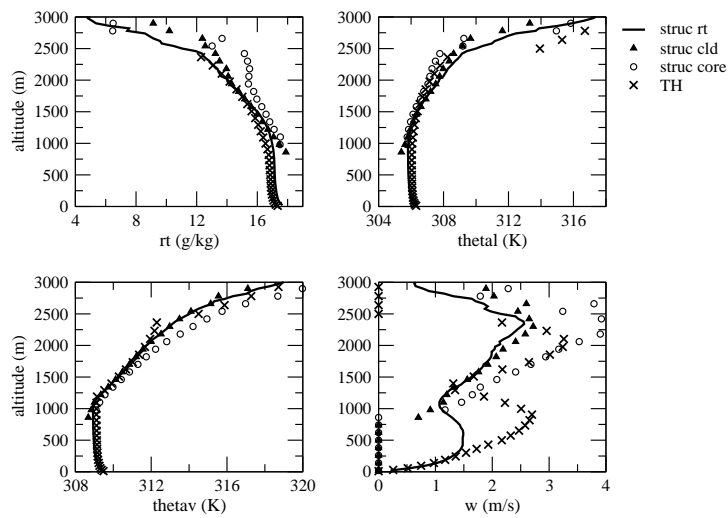


FIG. 4.29 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau totale r_t (en g kg^{-1}), de la température potentielle liquide θ_l (en K), de la température potentielle virtuelle θ_v (en K) et de la vitesse verticale w (en m s^{-1}) dans le panache ascendant à 14 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

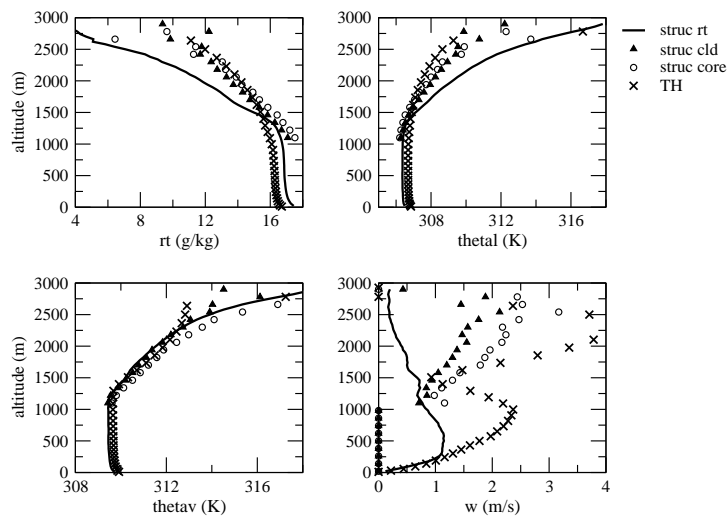


FIG. 4.30 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau totale r_t (en g kg^{-1}), de la température potentielle liquide θ_l (en K), de la température potentielle virtuelle θ_v (en K) et de la vitesse verticale w (en m s^{-1}) dans le panache ascendant à 16 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

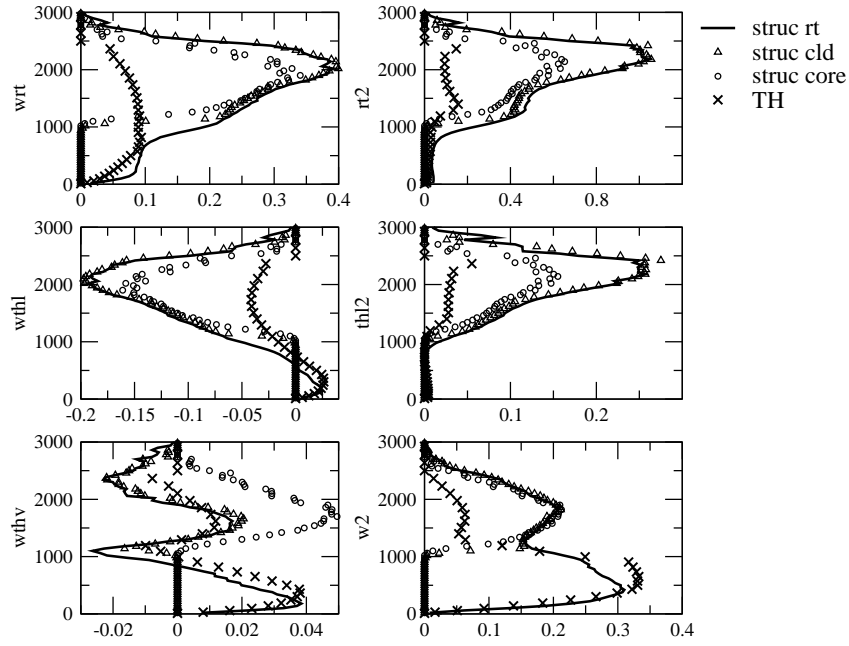


FIG. 4.31 – Profils verticaux des flux de r_t , θ_l et θ_v ainsi que de leur variance dans le panache ascendant à 14 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en ne considérant que la contribution 'top-hat' et en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

$$\overline{w'\Psi'} = \overline{aw'\Psi'^u} + (1-a)\overline{w'\Psi'^e} + a(1-a)(w_u - w_e)(\Psi_u - \Psi_e) \quad (4.17)$$

Le premier terme correspond à la turbulence intra-structure, le second aux fluctuations dans l'environnement, et le troisième à la contribution des structures ascendantes organisées et de leur subsidence compensatoire dans l'environnement. Dans la plupart des paramétrisations en flux de masse, les deux premiers termes de droite sont négligés. De plus, les hypothèses suivantes sont faites : $a \ll 1$ et $w_u \gg w_e$. Ainsi le flux turbulent s'écrit :

$$\overline{w'\Psi'} = a(1-a)(w_u - w_e)(\Psi_u - \Psi_e) = \frac{f}{\rho}(\Psi_u - \Psi_e) = \frac{f}{\rho}(\Psi_u - \overline{\Psi}) \quad (4.18)$$

où $f = a\rho w_u$ est le flux de masse dans l'ascendance. Siebesma et Cuijpers (1995) montrent cependant que les deux premiers termes de droite de l'éq. 4.17 ne sont pas toujours négligeables, et qu'ils peuvent contribuer fortement au flux notamment vers la base et le sommet des nuages. La contribution relative des différents termes dépend bien sûr du choix fait pour caractériser la structure ascendante. Dans la suite l'éq. 4.17 complète est conservée pour établir les équations donnant les taux d'entraînement E et de déentraînement D.

L'équation d'évolution d'une variable conservative Ψ (r_t ou θ_l), s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{\Psi}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho \overline{w'\Psi'}}{\partial z} \right) - \frac{\partial \overline{u'\Psi'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'\Psi'}}{\partial y} + \left(\frac{\partial \overline{\Psi}}{\partial t} \right)_{forcing} \quad (4.19)$$

Pour obtenir les équations d'évolution de la variable Ψ dans l'ascendance et dans l'environnement, on projette cette équation sur la partie ascendante d'une part et l'environnement d'autre part, en exprimant le flux de Ψ à partir de l'éq. 4.17. De plus, on suppose que :

$$\frac{\rho}{a} \int_u [-\frac{\partial \overline{u'\Psi'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'\Psi'}}{\partial y}] dx dy = E\Psi_e - D\Psi_u \quad (4.20)$$

ce qui revient à négliger un terme d'advection, $a(u\frac{\partial\bar{\Psi}}{\partial x} + v\frac{\partial\bar{\Psi}}{\partial y})$, non nul lorsque les nuages sont asymétriques, en présence de cisaillement notamment (Gregory, 2001). On obtient finalement :

$$\rho\frac{\partial a\Psi_u}{\partial t} = -\frac{\partial f\Psi_u}{\partial z} + E\Psi_e - D\Psi_u - \frac{\partial\rho a w'\bar{\Psi}'^u}{\partial z} + a\rho\left(\frac{\partial\bar{\Psi}}{\partial t}\right)_{forcing} \quad (4.21)$$

$$\rho\frac{\partial(1-a)\Psi_e}{\partial t} = \frac{\partial f\Psi_e}{\partial z} - E\Psi_e + D\Psi_u - \frac{\partial\rho(1-a)w'\bar{\Psi}'^e}{\partial z} + (1-a)\rho\left(\frac{\partial\bar{\Psi}}{\partial t}\right)_{forcing} \quad (4.22)$$

L'équation de conservation de la masse s'écrit pour sa part :

$$\rho\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{\partial f}{\partial z} + E - D \quad (4.23)$$

la dérivée en temps étant négligée dans les paramétrisations en flux de masse. En introduisant cette équation dans les équations 4.21 et 4.22, on obtient finalement l'expression des taux d'entraînement et de déentraînement E et D :

$$E(\Psi_e - \Psi_u) = f\frac{\partial\Psi_u}{\partial z} + \frac{\partial\rho a w'\bar{\Psi}'^u}{\partial z} + \rho a\frac{\partial\Psi_u}{\partial t} - a\rho\left(\frac{\partial\bar{\Psi}}{\partial t}\right)_{forcing} \quad (4.24)$$

$$D(\Psi_e - \Psi_u) = f\frac{\partial\Psi_e}{\partial z} - \frac{\partial\rho(1-a)w'\bar{\Psi}'^e}{\partial z} - \rho(1-a)\frac{\partial\Psi_e}{\partial t} + (1-a)\rho\left(\frac{\partial\bar{\Psi}}{\partial t}\right)_{forcing} \quad (4.25)$$

Evaluation des taux de mélange dans le modèle du thermique

Dans le modèle du thermique, le flux d'une quantité Ψ se réduit à $\rho w'\bar{\Psi}' = f(\Psi_u - \bar{\Psi})$, et les variations temporelles de la fraction couverte par le thermique sont négligées. Pour évaluer les taux de mélange calculés par le modèle du thermique, nous estimons dans les LES le taux d'entraînement fractionné $\epsilon = E/f$ à partir du premier terme de droite de l'équation 4.24 en utilisant la variable conservative r_t . On utilise ensuite l'équation de conservation de la masse pour déduire $\delta = D/f$. On a donc :

$$\epsilon = \frac{1}{r_{t_e} - r_{t_u}} \frac{\partial r_{t_u}}{\partial z} \quad (4.26)$$

et

$$\delta = -\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial z} + \epsilon \quad (4.27)$$

Les fig. 4.32 à 4.34 montrent les profils verticaux de la fraction couverte par le thermique, du flux de masse, des taux fractionnés d'entraînement et de déentraînement à différentes heures de la journée pour le cas ARM, obtenus avec le modèle du thermique d'une part, et avec les LES en utilisant les différents critères présentés précédemment d'autre part. A nouveau, le critère 'rt' (basé sur r_t et w) donne des résultats très proches du critère 'cld' dans le nuage, sauf à 16 :30 où il semble sélectionner aussi des particules non nuageuses dans la partie supérieure du nuage et au-dessus. On constate qu'à toutes les heures, la fraction couverte par le thermique ainsi que le flux de masse sont trop faibles dans la simulation TH comparé aux LES. Notamment la fraction couverte diminue fortement dans la simulation TH dans la couche sous-nuageuse, alors qu'elle diminue beaucoup plus faiblement dans les LES et réaugmente même sous la base du nuage. Cela peut être associé à un δ trop fort sous le nuage, notamment entre 750 et 1000 m. ϵ est proche des LES en dessous de 750 m, mais surestimé entre 750 m 1000 m. Avec les critères 'cld' et 'core', ϵ est très fort à la base du nuage, ce que l'on ne retrouve ni avec le critère 'rt', ni dans la simulation TH. Dans le nuage, les constantes utilisées dans TH pour ϵ et δ semblent appropriées à 14 :00, mais sont trop faibles à 12 :00 et 16 :00. Comme dans notre étude sur les cumulus individuels, ϵ et δ sont proches d'une constante dans le nuage, mise à part à la base et au sommet. Prendre ϵ et δ constants

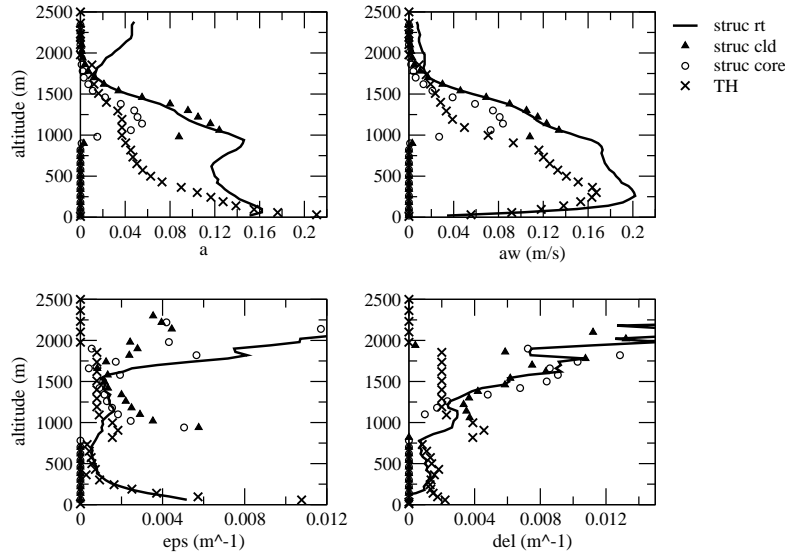


FIG. 4.32 – Profils verticaux de la fraction couverte par le thermique a , du flux de masse en $m s^{-1}$, du taux fractionné d'entraînement ϵ en m^{-1} et du taux fractionné de déentraînement δ en m^{-1} à 12 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

dans le nuage semble assez cohérent, mais ces constantes doivent au moins varier dans le temps.

Ces comparaisons montrent donc que certaines améliorations doivent être apportées au modèle du thermique pour la représentation des différents termes du bilan de masse. Les taux fractionnés d'entraînement et de déentraînement semblent trop forts juste en dessous de la base du nuage et trop faibles à la base et au sommet des nuages. De plus, nous avons vu que la fraction couverte par le thermique diminuait trop fortement sous le nuage, et que le profil de vitesse présentait aussi certains défauts. La partie suivante sera donc consacrée à différents tests visant à améliorer ces différents aspects du modèle du thermique. Mais avant cela, nous allons étudier l'importance des différents termes intervenant dans les équations 4.24 et 4.25, que nous avons négligés dans cette étude.

Importance des termes négligés dans l'estimation de E et D

Revenons aux équations 4.24 et 4.25 donnant l'expression de E et D . On les réécrit sous la forme :

$$E = T1 + T2 + T3 - T4 \quad (4.28)$$

$$D = T1_d - T2_d - T3_d + T4_d \quad (4.29)$$

où les termes $T1$, $T2$, $T3$ et $T4$ correspondent aux termes de droite des équations 4.24 et 4.25 divisés par $(\Psi_u - \Psi_e)$. Ils représentent donc les structures cohérentes, la turbulence intra-thermique, les variations en temps et les forçages respectivement. Nous allons tenter d'estimer ces différents termes sur le cas ARM pour voir si l'hypothèse couramment faite de négliger les termes $T2$, $T3$ et $T4$ est valide. L'estimation de ces différents termes pour le calcul de E et D est représentée fig. 4.35 et fig. 4.36 à 12h30 et 14h30 pour le cas ARM. Il apparaît que le terme relatif au forçage ($T4$) est négligeable par rapport aux autres. Si les termes $T2$ et $T3$ restent inférieurs à $T1$, ils ne sont pas toujours négligeables. $T2$ et $T2_d$ prennent des valeurs significatives près de la surface et autour de la base des nuages. Les termes $T3$ et $T3_d$, plus forts en début qu'en milieu de journée, prennent également des valeurs non négligeables

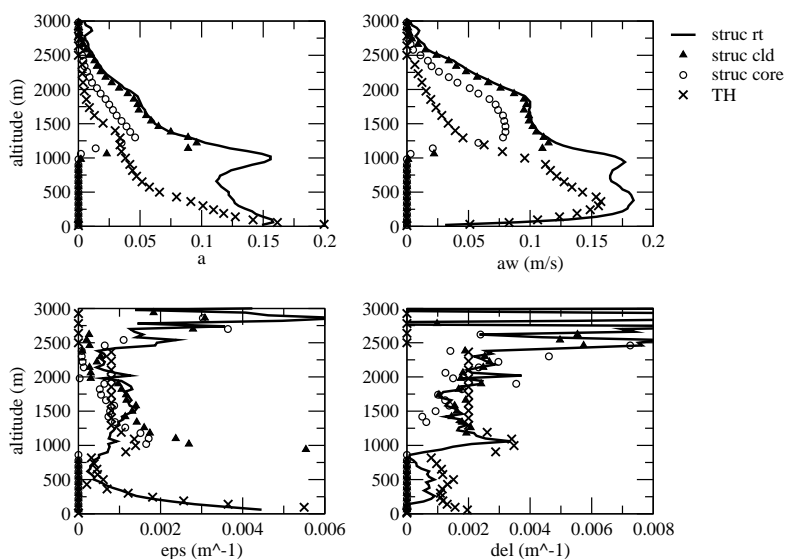


FIG. 4.33 – Profils verticaux de la fraction couverte par le thermique a , du flux de masse en $m s^{-1}$, du taux fractionné d'entraînement ϵ en m^{-1} et du taux fractionné de déentraînement δ en m^{-1} à 14 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

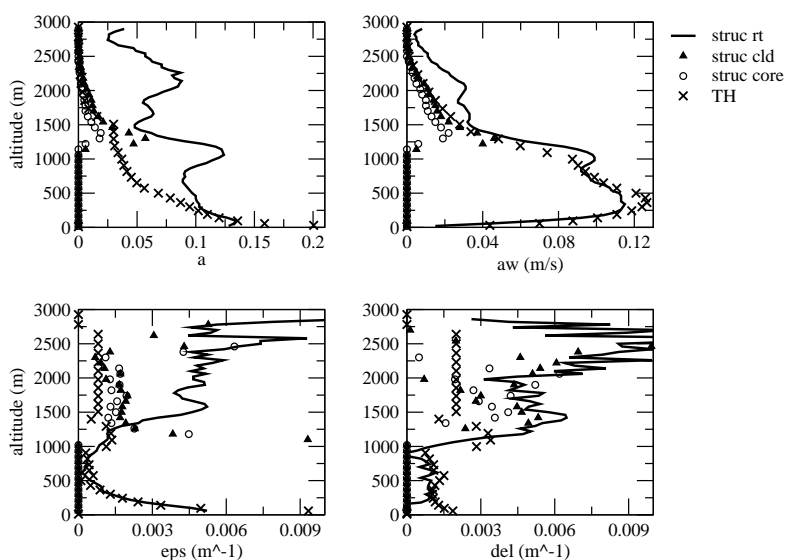


FIG. 4.34 – Profils verticaux de la fraction couverte par le thermique a , du flux de masse en $m s^{-1}$, du taux fractionné d'entraînement ϵ en m^{-1} et du taux fractionné de déentraînement δ en m^{-1} à 16 :00 heure locale pour le cas ARM : comparaison de la simulation TH avec les résultats obtenus avec les LES en définissant de plusieurs façons le nuage ('cld' et 'core') et le thermique ('rt').

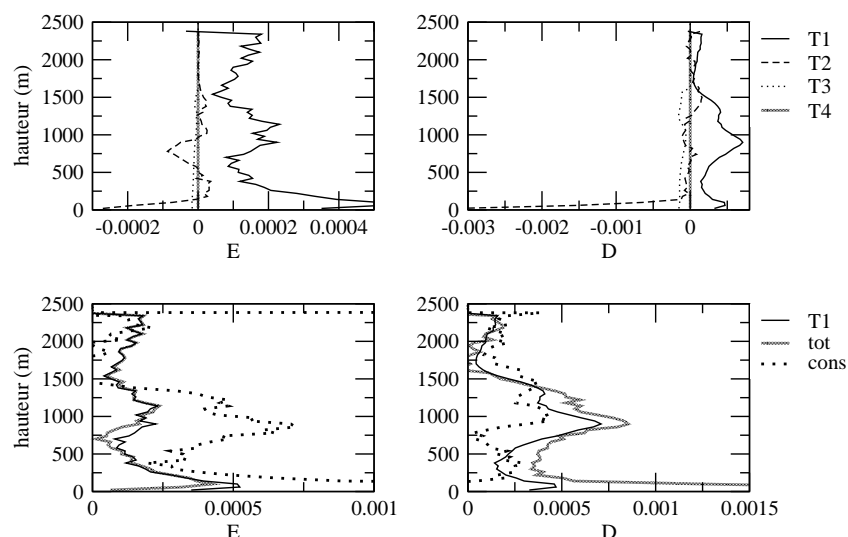


FIG. 4.35 – Importance relative des différents termes des équations 4.24 et 4.25 estimée à partir du critère r_t des LES à 12h30 pour le cas ARM : valeur des termes T1, T2, T3 et T4 en haut à gauche, et des termes T1_d, T2_d, T3_d et T4_d en haut à droite. En bas, comparaison de différentes estimations de E et D : T1 ou T1_d d'une part, une combinaison des quatre termes d'autre part, la déduction de l'un par rapport à l'autre à partir de l'équation de conservation de la masse.

le long du thermique. Sur la partie inférieure des fig. 4.35 et 4.36, E et D sont estimés de différentes façons : en ne considérant que les termes $T1$ ou $T1_d$ ($T1$), en combinant les quatre termes selon les équations 4.28 et 4.29 (tot), enfin en déduisant l'un à partir de la valeur totale de l'autre et de l'équation de conservation de la masse (eq. 4.23) (cons). Il semblerait que la prise en compte des différents termes influe plus sur la valeur de D que sur la valeur de E . La valeur de E est surtout affectée sous la base des nuages tandis que celle de D est affectée sous et dans le nuage. On constate cependant que même en prenant en compte tous les termes des équations 4.24 et 4.25, la conservation de la masse n'est pas vérifiée. Cela semble suggérer que les hypothèses qui ont conduit à l'établissement de ces équations ne sont pas entièrement satisfaisantes. Cela vient probablement notamment de l'équation 4.20 dans laquelle on néglige un terme d'advection. Cela suggère que la définition classiquement utilisée pour estimer E et D dans les LES présente certaines limitations, et qu'une étude plus poussée sur l'établissement des équations et les valeurs relatives des différents termes devrait être menée.

Cependant, nous allons conserver l'estimation de E par $T1$ dans la suite de notre étude. La fig. 4.37 montre le pourcentage d'erreur induit par cette estimation à différentes heures de la journée. Ce pourcentage est particulièrement fort en surface et sous la base des nuages (jusqu'à 90%). Il peut atteindre 30% au dessus de la base et sous le sommet des nuages. Il faut donc garder en tête que E peut-être fortement sous-estimé sous la base du nuage et un peu surestimé au dessus de cette base. Comme nous déduisons ensuite D par conservation de la masse (eq. 4.23), les mêmes faiblesses sont à attendre avec D . Cependant, la contribution de ces termes n'étant pas prise en compte dans le modèle du thermique, les taux calculés dans les LES d'une part et dans le modèle du thermique d'autre part restent comparables.

4.3.3 Amélioration du modèle du thermique

Entraînement, déentraînement et flottabilité

Nous allons maintenant essayer d'exploiter les résultats LES et le critère en r_t afin de trouver une formulation plus physique des taux d'entraînement et de déentraînement dans le thermique.

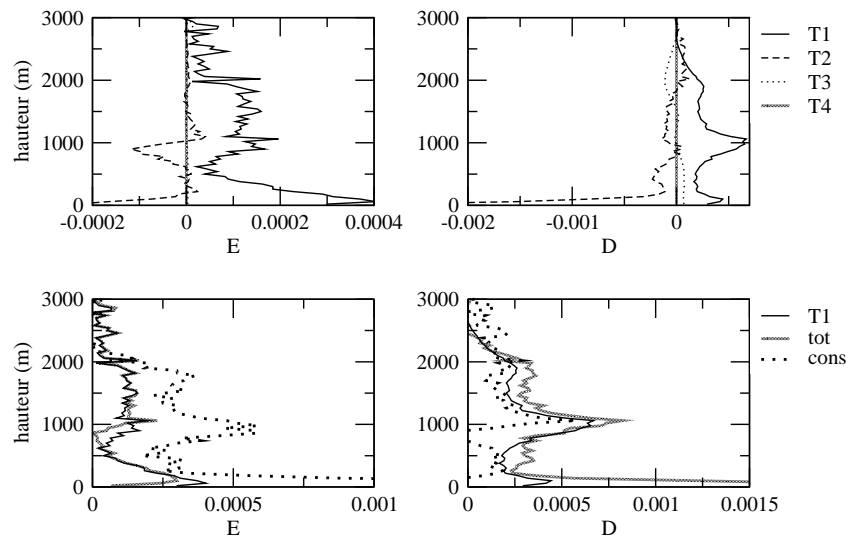


FIG. 4.36 – Importance relative des différents termes des équations 4.24 et 4.25 estimée à partir du critère r_t des LES à 14h30 pour le cas ARM : valeur des termes $T1$, $T2$, $T3$ et $T4$ en haut à gauche, et des termes $T1_d$, $T2_d$, $T3_d$ et $T4_d$ en haut à droite. En bas, comparaison de différentes estimations de E et D : $T1$ ou $T1_d$ d'une part, une combinaison des quatre termes d'autre part, la déduction de l'un par rapport à l'autre à partir de l'équation de conservation de la masse.

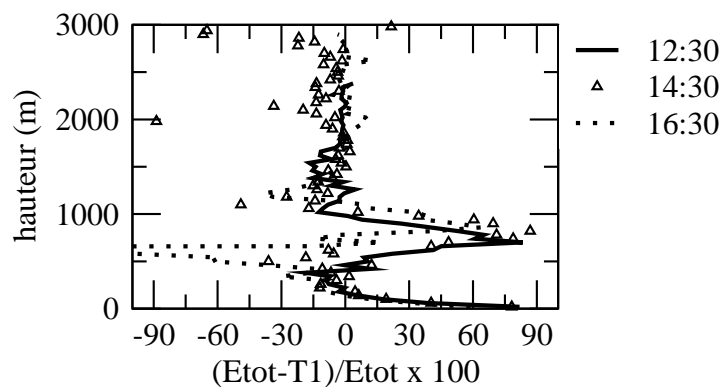


FIG. 4.37 – Erreur introduite en calculant E à partir de $T1$ au lieu de $T1 + T2 + T3 - T4$.

Pour cela, revenons à l'équation la plus simple de la quantité de mouvement dans le thermique :

$$\frac{\partial f w_u}{\partial z} = -d w_u + g \alpha \rho \frac{\theta_u - \theta_e}{\theta_e} \quad (4.30)$$

Dans un premier temps, plaçons-nous dans l'hypothèse d'un panache conservatif, sans entraînement ni déentraînement latéral (flux de masse constant). Alors l'équation devient :

$$f \frac{\partial w_u}{\partial z} = \alpha \rho \gamma \quad (4.31)$$

avec

$$\gamma = g \frac{\theta_u - \theta_e}{\theta_e} \quad (4.32)$$

En remplaçant f par $\alpha \rho w_u$, on a

$$w_u \frac{\partial w_u}{\partial z} = \gamma \quad (4.33)$$

soit encore

$$\frac{\partial w_u^2}{\partial z} = 2\gamma \quad (4.34)$$

équation classique de la CAPE.

Dans cette configuration, lorsque la flottabilité est positive, la fraction couverte par le panache diminue du fait de l'accélération dans le thermique.

Supposons maintenant que c'est la largeur couverte par le thermique qui reste constante. Au regard du résultat précédent, il faut pour cela une alimentation supplémentaire dans le panache. Si on suppose qu'on a $\alpha \rho = cste$, l'équation de la quantité de mouvement devient :

$$\alpha \rho \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = \alpha \rho \gamma \quad (4.35)$$

soit

$$\frac{\partial w_u^2}{\partial z} = \gamma \quad (4.36)$$

La moitié de la CAPE est donc consommée en mélange avec de l'air extérieur.

L'entraînement supplémentaire nécessaire pour conserver une section constante est alors donnée par :

$$e = \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial \alpha \rho w_u}{\partial z} = \alpha \rho \frac{\partial w_u}{\partial z} = \frac{\alpha \rho}{2w_u} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = \frac{\alpha \rho}{2w_u} \gamma \quad (4.37)$$

On peut penser que la situation est intermédiaire entre ces deux extrêmes. Quand la flottabilité est positive le panache accélère et a donc tendance à devenir plus étroit. Cette réduction de la fraction crée un mouvement convergent vers le panache. Réciproquement, un panache décéléré va voir sa section croître, créant un mouvement divergent. On pourrait donc définir e et d dans le thermique par exemple par :

$$e = \max\left(c_1 \frac{\alpha \rho}{2w_u} \gamma, 0.\right) + c_2 f \quad (4.38)$$

et

$$d = \max\left(c_1 \frac{-\alpha \rho}{2w_u} \gamma, 0.\right) + c_2 f \quad (4.39)$$

où le second terme correspond à la contribution de la turbulence petite échelle au mélange. c_1 est une constante permettant de régler la fraction effective d'air entraîné dans le panache. c_2 représente la contribution de la turbulence petite échelle, constante que l'on choisit d'appliquer à ϵ et δ plutôt qu'à e et d au regard de la littérature antérieure.

La formulation $e = c_1 \frac{\alpha \rho}{2w_u} \gamma$ est en fait identique à la formule 4.10 proposée par Gregory (2001). Cette formulation traduit le fait que l'entraînement est favorisé lorsque la flottabilité est positive. Contrairement

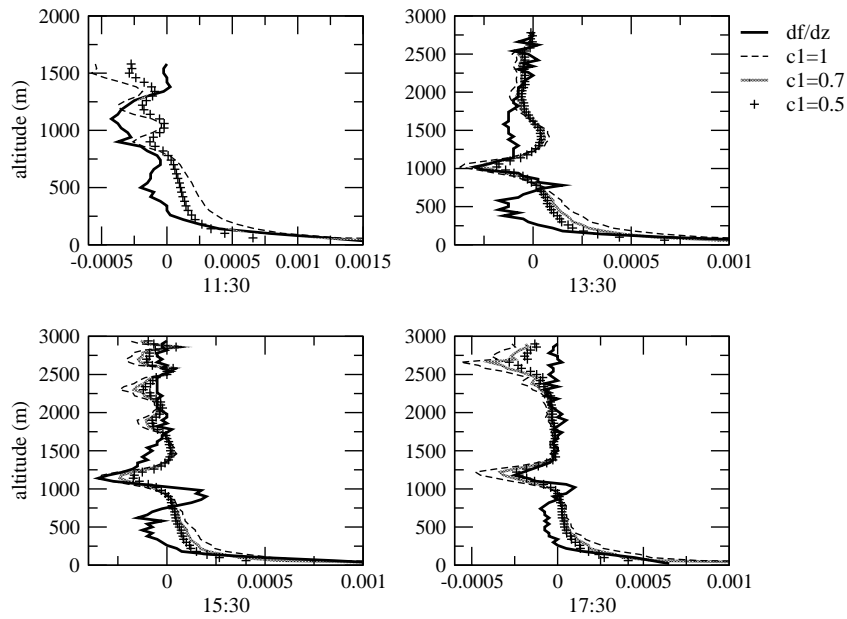


FIG. 4.38 – Profils verticaux de $e-d$ (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) le long du thermique calculé à partir des LES à différentes heures du cas ARM : en utilisant la variation verticale du flux de masse d'une part et la définition en $(f\gamma)/(2w_u^2)$ d'autre part.

à Gregory (2001), la contribution de la petite échelle que nous ajoutons via le second terme évite à l'entraînement d'être nul lorsque la flottabilité est négative. La formulation de d ne se rapproche à notre connaissance d'aucune formulation antérieurement proposée. Mais le fait de prendre la même formule pour ϵ et δ suivant le signe de la flottabilité fait penser à la définition de ϵ et δ proposée par Von Salzen et McFarlane (2002) qui se basait elle sur le signe du gradient de flottabilité.

Pour valider cette formulation et définir les constantes c_1 et c_2 , nous allons comparer les valeurs obtenues pour e , d , ϵ et δ dans les LES, en utilisant d'une part l'équation 4.24 du paragraphe précédent (en conservant uniquement T1), et d'autre part la formulation ci-dessus.

La différence $e - d$ permet de faire disparaître la constante c_2 et de tester différentes valeurs de c_1 . Sur la fig. 4.38, on compare $e - d$ (soit $\frac{\partial f}{\partial z}$ car on néglige la dérivée en temps) et $c_1 \frac{\alpha \rho}{2w_u} \gamma$ (encore égal à $c_1 \frac{f\gamma}{2w_u^2}$) à différentes heures de la journée sur le cas ARM. On teste différentes valeurs de c_1 (1, 0.7 et 0.5). Tout d'abord nous pouvons noter que les deux termes sont bien du même ordre de grandeur. Certains aspects semblent bien pris en compte par la nouvelle formulation : l'entraînement près de la surface, un déentraînement important vers la base du nuage (vers 1000m), un taux de croissance du flux de masse à peu près constant dans la partie supérieure du nuage. Cependant, la nouvelle formulation de e et d donne $e > d$ à deux niveaux du thermique où le rapport $\partial f / \partial z$ suggère $d > e$: autour de 500m, entre la couche de surface et le niveau où la vitesse est maximale sous le nuage, et dans la partie inférieure du nuage (vers 1500m), ce qui correspond donc aux niveaux où la flottabilité est positive. La forme du profil de $e - d$ étant tout de même très satisfaisant lorsque la flottabilité est négative, cela peut suggérer que la constante c_2 , qui a disparu car nous avons supposé qu'elle était la même pour e et d , est en fait plus forte pour le déentraînement que pour l'entraînement.

Pour estimer cette constante c_2 , nous utilisons le fait que pour les def 4.38 et 4.39, $\min(e,d)=c_2 f$. Ainsi, en traçant $\min(\epsilon, \delta)$ sur la verticale, on peut avoir une estimation de c_2 . Il se trouve que ce minimum correspond souvent à ϵ . La fig. 4.39 donne le minimum entre ϵ et δ obtenus avec le critère en r_t et le critère 'cld' à différentes heures. Les résultats obtenus avec le critère 'cld' suggère une valeur relativement constante de c_2 dans le nuage qui varie de 0.004 m^{-1} en fin de matinée à 0.002 m^{-1} en

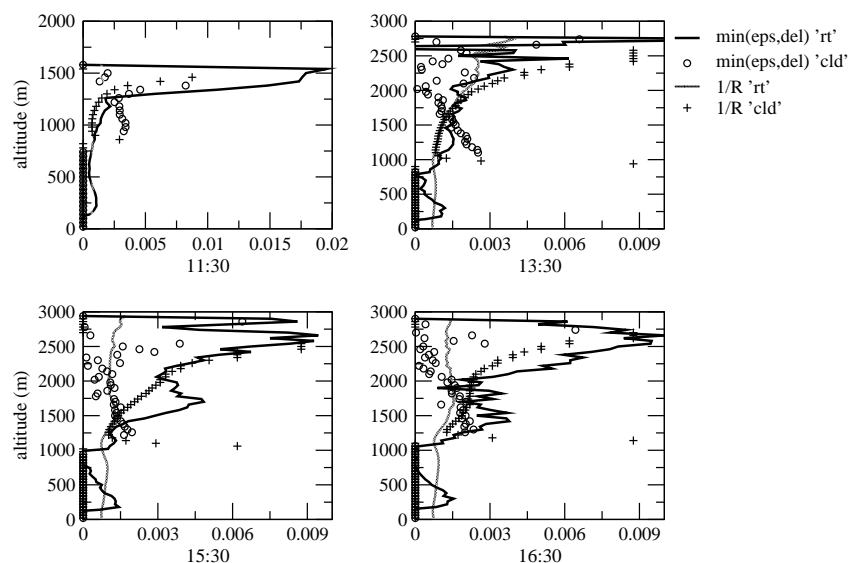


FIG. 4.39 – Profils verticaux du mélange de petite échelle à différentes heures du cas ARM : comparaison de $\min(\epsilon, \delta)$ et de $1/R$ pour l'analyse conditionnelle en r_t et 'cld'.

milieu d'après-midi. Le critère en r_t suggère également une valeur constante de c_2 dans le nuage, mais qui augmente vers le sommet. Sous le nuage, c_2 est de l'ordre de 0.001 m^{-1} dans la partie où la vitesse croît et s'annule là où elle décroît. Sur la fig. 4.39 on a également tracé pour chaque critère le rapport $1/R$, où R est le rayon du nuage au niveau considéré, calculé à partir de la surface couverte par les nuages dans le domaine d'étude. Ce rapport ne varie pas beaucoup avec l'altitude avec le critère en r_t , il a une valeur proche du $\min(\epsilon, \delta)$ sous le nuage, mais une valeur trop faible dans le nuage. Définir c_2 à partir du rapport $1/R$ est une piste à envisager.

Les valeurs obtenues pour e , d , ϵ et δ avec la formulation proposée en prenant $c_1 = 0.5$ et $c_2 = 0.002$ dans le nuage et $c_2 = 1/R$ en dessous, sont présentés à différentes heures de la journée sur les fig. 4.40, 4.41, 4.42 et comparés aux valeurs obtenus à partir du terme T1 pour e et par conservation de la masse pour d . Les deux critères ' r_t ' et 'cld' sont présentés. Les résultats obtenus pour d et δ sont très proches pour la formulation proposée (def) et les résultats LES ('rt' ou 'cld'), aussi bien sous le nuage que dans le nuage, avec un maximum de d à la base du nuage très bien représenté avec la nouvelle formule. Pour e et ϵ les résultats sont plus mitigés : avec la formulation 'def', e est sur-estimé sous le nuage et sur ou sous-estimé dans le nuage selon l'heure de la journée. Mais dans le nuage, la comparaison des deux formulations estimées à partir du critère 'cld' sont plus proches entre elles que celles estimées à partir du critère en ' r_t '.

Reste à tester les définitions 4.38 et 4.39 dans le modèle du thermique. Les premiers tests effectués suggèrent que ce n'est pas chose facile. En fait, la nouvelle formulation implique que la fraction couverte par le thermique peut réaugmenter, notamment sous le nuage. C'est bien ce que l'on obtient avec les LES. Mais cela semble rendre le modèle du thermique instable. De nouveaux développements, visiblement sur la stabilité numérique du modèle, semblent devoir entrer en ligne de compte avant de pouvoir introduire les nouvelles définitions de ϵ et δ dans le modèle du thermique nuageux. Ces développements sont en cours mais n'ont pas encore abouti.

Equation de la vitesse verticale

Dans le paragraphe précédent, nous avons essayé de montrer de quelle manière l'entraînement dans le panache pouvait agir sur l'accélération des particules. Il se trouve que l'accélération peut aussi être

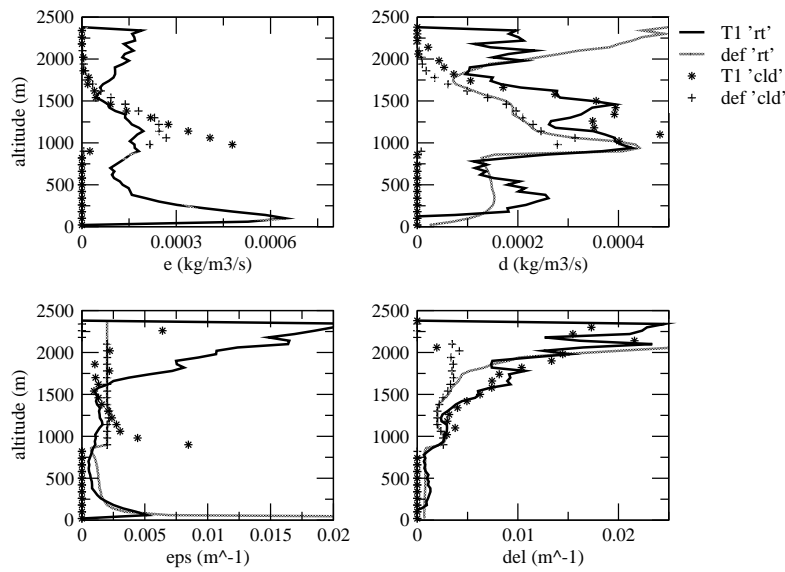


FIG. 4.40 – Profils verticaux de e (en haut à gauche), d (en haut à droite), ϵ (en bas à gauche) et δ (en bas à droite) à 12 :30 pour le cas ARM : estimation à partir du terme T1 d'une part et de la définition en $f\gamma/(2w_u^2)$ d'autre part pour les critères 'rt' et 'cld'.

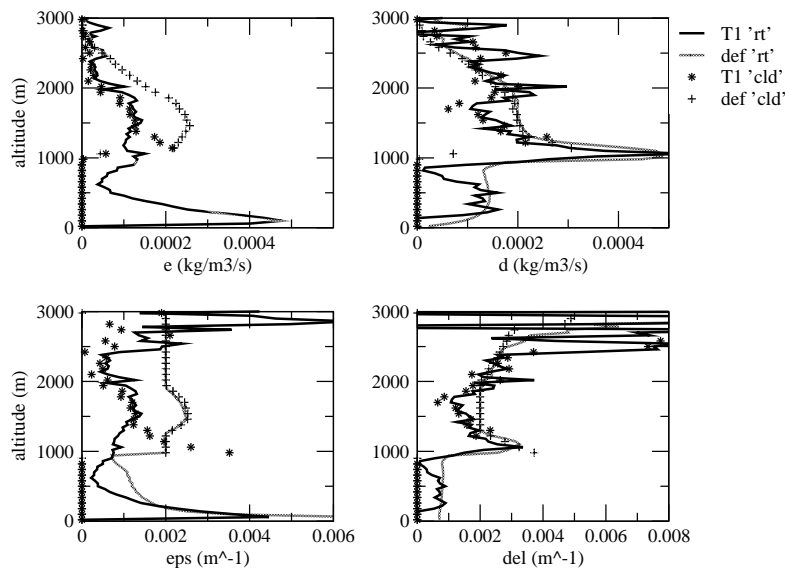


FIG. 4.41 – Profils verticaux de e (en haut à gauche), d (en haut à droite), ϵ (en bas à gauche) et δ (en bas à droite) à 14 :30 pour le cas ARM : estimation à partir du terme T1 d'une part et de la définition en $f\gamma/(2w_u^2)$ d'autre part pour les critères 'rt' et 'cld'.

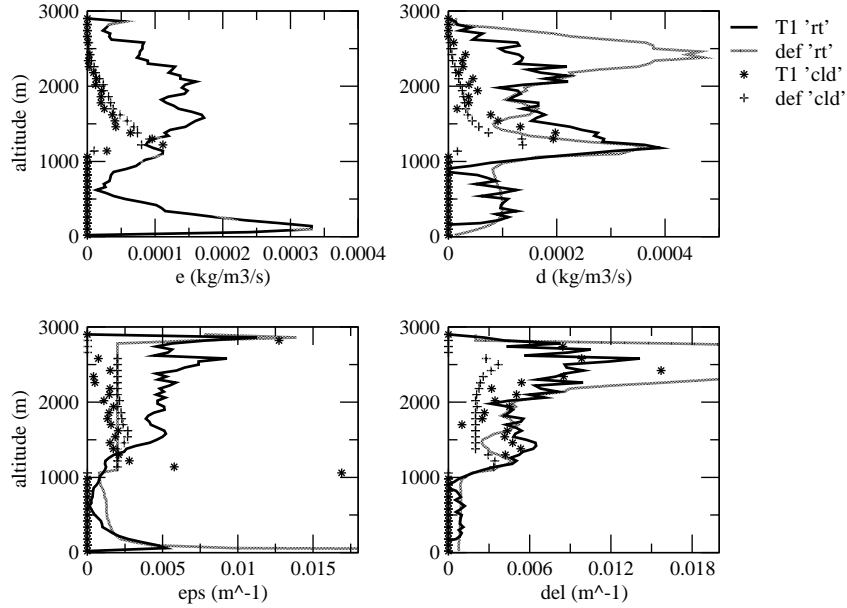


FIG. 4.42 – Profils verticaux de e (en haut à gauche), d (en haut à droite), ϵ (en bas à gauche) et δ (en bas à droite) à 16 :30 pour le cas ARM : estimation à partir du terme $T1$ d'une part et de la définition en $f\gamma/(2w_u^2)$ d'autre part pour les critères 'rt' et 'cld'.

modifiée indépendamment des processus de mélange, par l'intermédiaire des fluctuations de pression ou des frottements. C'est ce que nous avons pris en compte ici.

Un certain nombre d'observations ont mis en évidence l'accélération de particules à flottabilité négative près de la base des nuages, ou encore des excès de pression dans les nuages et un déficit de pression près de leur base. Ces observations ont soulevé des interrogations au sujet du rôle des perturbations de pression sur la convection nuageuse. Yau (1979) met en avant trois contributions différentes des perturbations de pression : une contribution dynamique, de flottabilité et de frottement. La partie dynamique est une réponse à l'énergie cinétique et au mouvement rotationnel de l'écoulement. Ainsi, le long d'une ligne de courant, les régions de basse pression correspondent aux régions de forte énergie cinétique et inversement. Il montre que la perturbation dynamique est proportionnelle au carré de la vitesse verticale. Elle tend à augmenter la flottabilité dans la partie inférieure du nuage, et à s'opposer à l'ascendance dans la partie supérieure du panache, diminuant le gradient de vitesse près du sommet du nuage et abaissant le niveau où la vitesse verticale est maximale. Il montre également que les termes de pression contribuent de 30 à 50% aux forces totales de flottabilité ou de frottement et qu'ils agissent généralement contre le forçage.

Dans notre étude, nous avons négligé l'effet des perturbations de pression sur la vitesse verticale. Comme présenté dans le chapitre 3, l'équation du moment vertical dans le thermique suppose des conditions stationnaires et sans frottements :

$$\frac{\partial f w_u}{\partial z} = -d w_u + \alpha g \rho \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.40)$$

équation qui, en remplaçant le flux de masse f par $\alpha \rho w_u$, en considérant l'équation de continuité $\frac{\partial f}{\partial z} = e - d$, et en introduisant le taux d'entraînement par rapport au flux de masse $\epsilon = e/f$, peut se réécrire :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = -\epsilon w_u^2 + g \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.41)$$

Cette équation est une version simplifiée de l'équation de mouvement dans le thermique. Gregory (2001)

écrit l'équation exacte sous la forme (ramenée à nos notations) :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = g \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} - \frac{1}{\alpha \rho} \frac{\partial \alpha \rho w_u'^2}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{p'}{p} - \epsilon w_u^2 \quad (4.42)$$

qui met en avant les différents processus affectant la vitesse verticale dans le thermique : la flottabilité, la création d'énergie cinétique turbulente, les perturbations de pression, et l'entraînement d'air de l'environnement dans le panache.

L'estimation de ces différents termes n'est pas triviale dans les schémas de convection. Simpson et Wiggert (1969) proposent une version simplifiée de l'équation 4.42 :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = \frac{g}{1 + \gamma} \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} - \beta C_d \epsilon w_u^2 - \epsilon w_u^2 \quad (4.43)$$

où γ est le coefficient de masse virtuelle, visant à prendre en compte la réduction de l'effet de la flottabilité due à l'augmentation de la turbulence lorsque la particule monte, et C_d est un coefficient de frottement. Le deuxième terme à droite de l'équation représente l'effet des termes de pression, soit les 3^{eme} et 4^{eme} termes à droite de l'équation précédente, et est défini comme étant proportionnel à ϵ et w_u^2 . Cela revient à écrire l'équation 4.42 sous la forme :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = -b \epsilon w_u^2 + a g \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.44)$$

où a et b sont des coefficients à déterminer (Siebesma et al., 2003), et où les termes de pression s'expriment en fait à partir d'une combinaison linéaire des termes de flottabilité et de mélange.

Simpson et Wiggert (1969) proposent des valeurs pour a et b de $a = \frac{2}{3}$ et $b = 2$. Bretherton et al. (2004), insistant sur les incertitudes liées à cette formulation, retiennent $a = 1$ et $b = 2$. Gregory (2001) retient une approche similaire, à ceci près qu'il exprime l'effet des forces de pression à partir du taux de déentraînement par rapport au flux de masse δ , ce qui donne :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = -b \delta w_u^2 - \epsilon w_u^2 + a g \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.45)$$

avec $a = \frac{1}{6}$ et $b = \frac{1}{2}$. Il justifie son choix par le fait que dans sa paramétrisation ϵ n'est pas constant mais décroît avec l'altitude, ce qui résulterait en un effet des forces de pression trop faible dans le haut du nuage si le terme était pris proportionnel à ϵ , et à des vitesses verticales associées trop fortes. Von Salzen et McFarlane (2002) prennent également en compte l'effet de la turbulence sur la flottabilité en introduisant un coefficient $a = \frac{1}{6}$ (exagérément faible d'après les auteurs eux-mêmes). Ils considèrent l'effet des forces de pression en maintenant le terme $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z}$ dans l'équation de w .

Afin d'évaluer l'effet des différents termes négligés dans l'équation 4.40 sur la vitesse verticale dans le thermique, nous commençons par faire un test en prenant en compte la réduction de flottabilité par création d'énergie cinétique turbulente, en introduisant une constante a de différentes valeurs. L'équation de la vitesse verticale devient :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = -\epsilon w_u^2 + a g \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.46)$$

avec $a = \frac{2}{3}$ ou $a = \frac{1}{6}$.

Les résultats obtenus avec les différentes valeurs de a , dont $a = 1$ (simulation TH), sont présentés fig. 4.43 pour le cas ARM à 13h30, et comparés aux résultats LES présentés précédemment.

Le coefficient a agit contre les forces de flottabilité : lorsque la flottabilité est positive, $a < 1$ réduit l'accélération des particules tandis que lorsque la flottabilité est négative, $a < 1$ réduit la décélération des particules. Ainsi, augmenter a réduit la vitesse verticale le long du thermique, sans pour autant modifier les niveaux où la vitesse est maximum ou minimum.

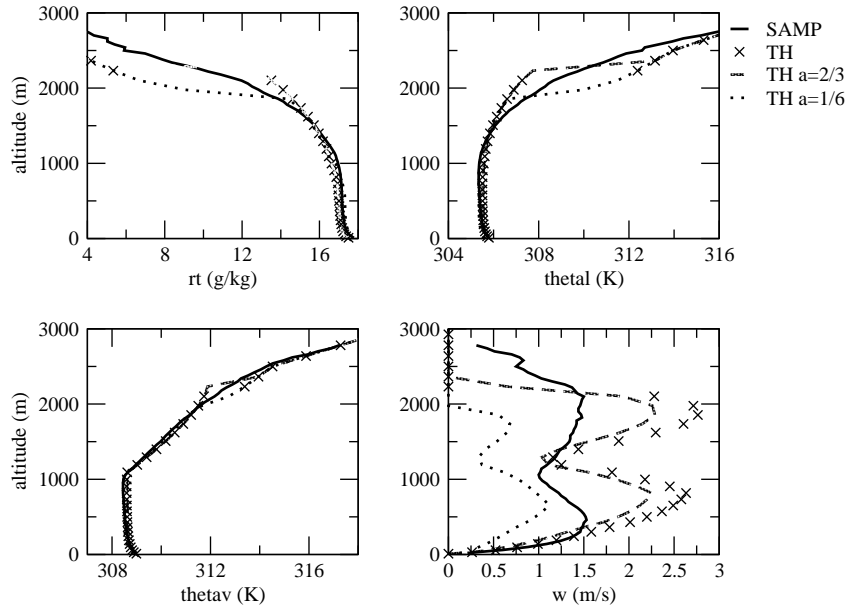


FIG. 4.43 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau total (r_t en g kg^{-1}), de la température potentielle de l'eau liquide (θ_l en K), de la température potentielle virtuelle (θ_v en K) et de la vitesse verticale (w en m s^{-1}) à 13h30 : Comparaison des simulation TH ($a = 1$), TH $a = 2/3$ et TH $a = 1/6$ avec les LES.

Testons maintenant l'introduction du coefficient b . Pour cela nous allons comparer l'approche de Simpson et Wiggert (1969) dans laquelle le terme de pression est pris proportionnel à ϵw_u et l'approche de Gregory (2001) dans laquelle il est pris proportionnel à δw_u . Dans l'approche de Gregory (2001), l'éq. 4.40 devient :

$$\frac{\partial f w_u}{\partial z} = -d w_u (1 + b) + \alpha g \rho \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.47)$$

qui est la formulation utilisée dans la simulation 'TH $b = 2$ bis'.

De la même manière, lorsque le terme de pression se définit comme une fonction de ϵw_u , l'éq. 4.40 devient :

$$\frac{\partial f w_u}{\partial z} = \epsilon w_u (1 - b) - d w_u + \alpha g \rho \frac{\theta_{vu} - \theta_v}{\theta_v} \quad (4.48)$$

qui est la formule appliquée dans la simulation 'TH $b = 2$ '.

Les résultats obtenus avec les trois simulations précédemment citées sont présentés sur la fig. 4.44. Prendre en compte un coefficient $b > 1$ ralentit plus violemment les particules dès lors que la flottabilité devient négative, rabaissant le niveau où la vitesse verticale est minimum. Vers la base du nuage, au contraire, cela accélère plus fortement les particules à flottabilité négative, rabaissant le niveau où la vitesse est maximum dans le nuage, mais aussi le niveau du sommet du nuage. Cela est encore plus marqué lorsque le coefficient est appliqué à δ plutôt qu'à ϵ (puisque $\delta > \epsilon$). Sous le nuage, l'air apparaît plus humide et plus froid, alors que les résultats obtenus avec TH ont tendance à donner une sous-couche nuageuse trop chaude et trop sèche. Le niveau du maximum de vitesse verticale sous le nuage n'est par contre pas affecté par ces changements.

Les fig. 4.45 et fig. 4.46 donnent les résultats obtenus en combinant $a < 1$ et $b > 1$ et en précisant la contribution de chacun des coefficients. Ces simulations permettent d'obtenir une vitesse verticale plus faible sous le nuage, avec des profils légèrement plus humides et plus froids ainsi qu'un minimum

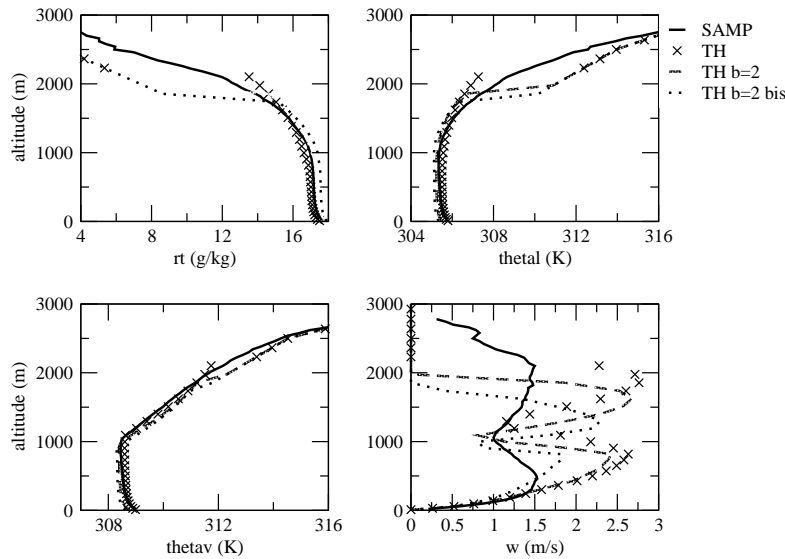


FIG. 4.44 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau total (r_t en g kg^{-1}), de la température potentielle de l'eau liquide (θ_l en K), de la température potentielle virtuelle (θ_v en K) et de la vitesse verticale (w en m s^{-1}) à 13h30 : Comparaison des simulation TH ($b = 1$), TH $b = 2$ appliqué à ϵ et TH $b = 2$ appliqué à δ (TH $b = 2$ bis) avec les LES.

de vitesse verticale situé au même niveau que dans les LES. Dans le nuage, au contraire, la vitesse augmente plus fortement, donnant un maximum plus fort et situé plus bas, ce qui résulte en un sommet des nuages trop bas comparé aux résultats LES.

Ainsi, la prise en compte de l'effet des forces de pression, à la fois dynamique, de flottabilité et de frottement, sur la vitesse verticale dans le panache semble améliorer certaines caractéristiques du panache : couche sous-nuageuse plus humide et plus froide, minimum de vitesse verticale et donc base du nuage située plus bas. Cependant, la flottabilité est tellement réduite dans la partie supérieure du nuage que les particules n'atteignent plus la hauteur attendue. Cela pourrait être sans doute corrigé par un re-réglage des paramètres contrôlant ϵ et δ dans le thermique.

4.4 Bilan

Dans cette partie, nous avons voulu enrichir nos connaissances sur les processus de mélange entre un cumulus et son environnement. Un tour d'horizon de différentes campagnes de mesure a permis de se faire une image plus concrète des phénomènes mis en jeu, mais a également montré les limites de l'exploitation des observations pour la validation des modèles. L'utilisation de simulations LES de cumulus individuels a permis d'avoir une image plus globale des processus d'entraînement et de déentraînement par l'utilisation d'une nouvelle méthode permettant de les estimer à partir du champ de vitesse. Pour les cas étudiés, le taux d'entraînement par rapport au flux de masse vertical est maximal à la base des nuages, puis décroît sensiblement avec l'altitude, sa valeur au coeur du nuage restant proche d'une constante. Le taux de déentraînement par rapport au flux de masse vertical est lui maximal à la base et au sommet du nuage, avec un minimum dans le coeur du nuage. Les mélanges sont plus forts dans les petits nuages que dans les plus gros, mais les processus impliqués semblent identiques dans tous les nuages considérés. Pour évaluer une paramétrisation de GCM, il faut représenter l'effet d'un ensemble de nuages sur la circulation grande échelle. Pour cela, nous avons exploité une simulations LES sur un domaine contenant plusieurs nuages sur continent, le cas ARM. Une analyse conditionnelle adaptée des thermiques de couche limite nous a permis de mettre en avant certains défauts du modèle du thermique, à la fois dans

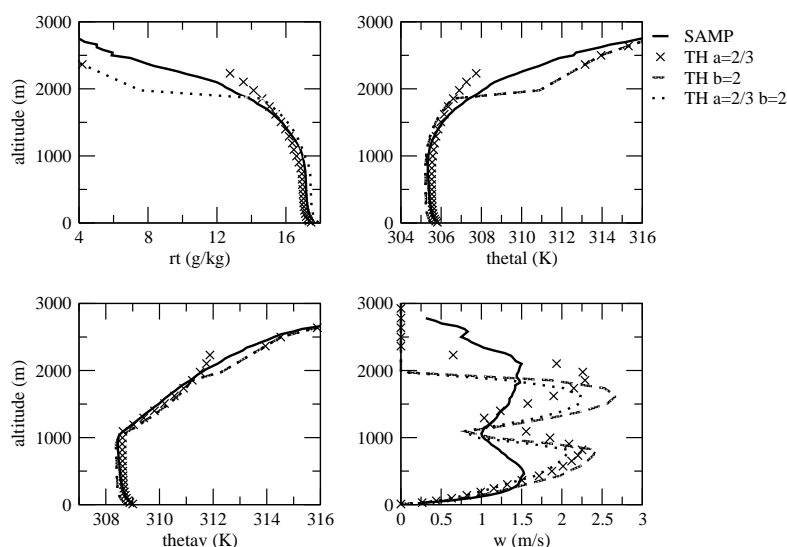


FIG. 4.45 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau total (r_t en g kg^{-1}), de la température potentielle de l'eau liquide (θ_l en K), de la température potentielle virtuelle (θ_v en K) et de la vitesse verticale (w en m s^{-1}) à 13h30 : Comparaison des simulation TH ($a = 2/3$), TH $b = 2$ et TH $a = 2/3$ et $b = 2$ avec les LES.

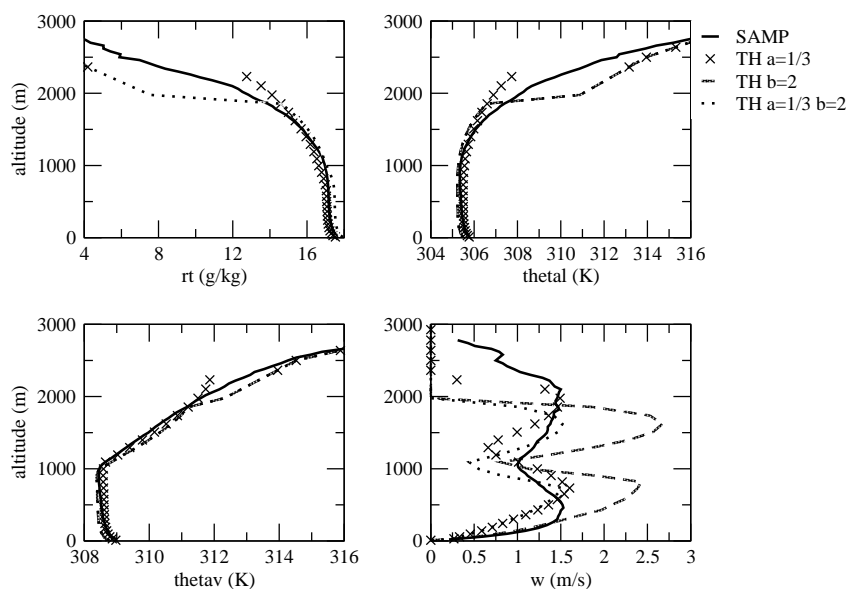


FIG. 4.46 – Profils verticaux du rapport de mélange de l'eau total (r_t en g kg^{-1}), de la température potentielle de l'eau liquide (θ_l en K), de la température potentielle virtuelle (θ_v en K) et de la vitesse verticale (w en m s^{-1}) à 13h30 : Comparaison des simulation TH ($a = 1/3$), TH $b = 2$ et TH $a = 1/3$ et $b = 2$ avec les LES.

la représentation des nuages et de la couche sous-nuageuse. En se basant sur la simulation LES, nous avons pu poser les fondements d'améliorations à mettre en oeuvre dans le modèle concernant la définition des taux d'entraînement et de déentraînement, mais aussi l'effet des forces de pression sur la vitesse verticale dans le panache. Cependant, l'analyse conditionnelle des thermiques de couche limite est un point central de l'étude, et certains doutes subsistent sur la pertinence des critères utilisés pour caractériser les structures de la couche limite, notamment sous le nuage. Une étude plus poussée est nécessaire pour valider l'analyse conditionnelle utilisée. Pour caractériser les thermiques insaturés, d'autres pistes sont à exploiter. L'utilisation de traceurs, comme nous l'avons déjà évoqué, ou l'utilisation d'un critère en θ_v , mais uniquement en-dessous de $0.5z_i$. Si ce critère ne permet pas de sélectionner le thermique sur toute la hauteur de la couche limite, il pourrait permettre de valider l'analyse conditionnelle proposée dans la couche sous-nuageuse, de la même façon que le critère 'cld' a permis de la valider dans la partie nuageuse. Ce chapitre a donc mis en avant l'apport potentiel considérable des simulations LES pour la compréhension des processus physiques au sein de la couche limite d'une part, et la validation de paramétrisations comme le modèle du thermique d'autre part.

Chapitre 5

La transition vers la convection profonde

Nous passons maintenant des cumulus de beau temps aux orages. La convection peu profonde est caractérisée par un entrainement fort d'air insaturé provenant de l'environnement, ce qui limite l'extension verticale des nuages à quelques kilomètres. Sous certaines conditions, des ascendances peuvent percer la couche de cumulus et monter jusqu'au sommet de la troposphère. Des cumulonimbus précipitants apparaissent. On parle alors de convection profonde. Quelles conditions doivent-elles être réunies pour que la convection profonde se déclenche ? Quels processus vont jouer un rôle dans son maintien ? Nous essayons dans un premier temps d'apporter quelques éléments de réponse à ces questions, en nous aidant surtout de modèles simples et de simulations CRM. Puis nous nous intéressons à la représentation de la phase de transition entre convection peu profonde et profonde dans LMDZ. Pour cela, le modèle du thermique nuageux est couplé à un schéma de convection profonde dérivé d'Emanuel (1991).

5.1 Co-existence des cumulus et cumulonimbus

5.1.1 Paramètres clés de la transition

Inhibition convective et énergie potentielle convective disponible

Nous avons évoqué dans le chapitre 2 le caractère conditionnellement instable de la couche nuageuse. Les conséquences sur les caractéristiques de la convection profonde peuvent être explorées par l'utilisation d'un modèle simple, dans lequel une particule s'élève de façon adiabatique depuis la surface, en suivant une adiabatique sèche d'abord (de pente Γ_d) puis une adiabatique humide après avoir condensé (de pente Γ_m). Le profil vertical de la température potentielle virtuelle de cette particule est superposée à celui de l'environnement sur la fig. 5.1. Ce graphe permet de définir plusieurs points critiques et caractéristiques de l'ascendance convective adiabatique ainsi définie :

- LCL (pour Lifting Condensation Level) ou niveau de condensation. C'est le niveau où la particule ascendante atteint la saturation et condense.
- LFC (pour Level of Free Convection) ou niveau de convection libre. C'est le niveau où la température potentielle virtuelle de la particule ascendante devient supérieure à celle de l'environnement. Au-dessus de ce niveau, la force de flottabilité appliquée à la particule est positive.
- LNB (pour Level of Neutral Buoyancy) ou niveau de flottabilité neutre. C'est le niveau où la température potentielle virtuelle de la particule redevient égale à celle de l'environnement.

On définit deux énergies caractéristiques de l'ascendance convective :

- La CAPE (pour Convective Available Potential Energy) ou énergie potentielle convective disponible. C'est l'énergie totale susceptible d'être convertie en énergie cinétique dans le panache convectif. Elle se définit comme le travail produit par les forces de flottabilité lorsque la particule s'élève de LFC à LNB. La CAPE ainsi définie est de l'ordre de quelques kJ kg^{-1} pour les orages d'intensité moyenne. Notons que cette définition n'est pas la même que celle que nous avons utilisée pour le modèle du thermique,

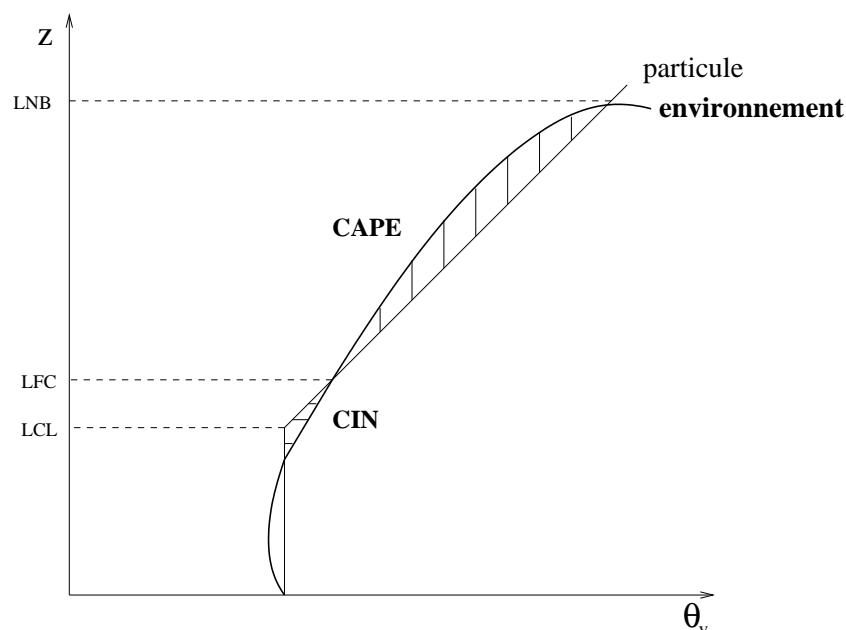


FIG. 5.1 – Profils de température potentielle virtuelle dans l'environnement et dans une ascendance adiabatique : définition des caractéristiques de la convection - LCL : niveau de condensation - LFC : niveau de convection libre - LNB : niveau de flottabilité neutre - CIN : inhibition convective - CAPE : énergie potentielle disponible pour la convection (cf texte pour plus de détails).

dans lequel elle était définie comme le travail des forces de flottabilité entre la surface et le niveau d'inversion.

- La CIN (pour Convective INhibition) ou inhibition convective. C'est l'énergie nécessaire pour contrebalancer la force de flottabilité dans une atmosphère stable. Elle se définit comme le travail produit par les forces de flottabilité lorsque la particule s'élève du niveau où sa flottabilité devient négative à LFC. Il s'agit donc d'une barrière énergétique que la particule doit franchir pour atteindre l'altitude à partir de laquelle elle va s'élever sous l'effet de sa flottabilité. Au-dessus des continents, les cumulus de beau temps sont associés à une CIN inférieure à 15 J kg^{-1} . Lorsqu'elle est de l'ordre de 150 J kg^{-1} et qu'elle est franchie, des orages violents se déclenchent.

La CAPE et la CIN sont directement reliées à l'aire délimitée par les deux courbes de la fig. 5.1 entre LFC et LNB d'une part, et entre LCL et LNB d'autre part. Dans l'hypothèse simpliste où un cumulonimbus est constitué de particules montant adiabatiquement sous l'effet des seules forces de flottabilité, alors les niveaux LCL et LNB sont des estimations de la base et du sommet du nuage.

Ainsi, une particule qui s'élève adiabatiquement depuis la surface a une flottabilité négative aux alentours de son niveau de condensation. Si l'énergie cinétique de la particule est insuffisante, elle redescend avant d'atteindre son niveau de convection libre. Au contraire, si l'énergie cinétique de la particule est suffisante pour dépasser l'inhibition convective, alors la particule atteint son niveau de convection libre et s'élève librement jusqu'à son niveau de flottabilité neutre, voire un peu au-dessus par inertie (phénomène d'overshoot). Si on se base sur ce modèle simple pour représenter une ascendance convective, il faut spécifier d'une part la condition de déclenchement de la convection profonde (lorsque la CIN est dépassée), et d'autre part l'intensité de cette convection, reliée à la vitesse verticale de la particule au niveau de condensation. L'énergie nécessaire pour dépasser la CIN peut provenir par exemple du chauffage solaire ou du relief. Lorsque la CIN est dépassée, la convection profonde se déclenche, transportant l'air plus chaud des basses couches vers la moyenne troposphère. L'environnement s'y réchauffe et la CAPE

diminue. On dit que la convection profonde consomme la CAPE. Une approche répandue consiste à utiliser la CAPE pour évaluer l'intensité convective. Ainsi, l'influence de la température et de l'humidité de la couche limite, mais aussi de la température de la troposphère libre sur l'intensité convective est prise en compte. Mais d'autres facteurs influent vraisemblablement sur le développement de la convection profonde.

Il est en effet possible d'avoir des situations dans lesquelles la CAPE est forte et la CIN faible sans pour autant que la convection profonde ne se déclenche. En simulant à l'aide d'un CRM la transition entre convection peu profonde et profonde au-dessus de l'Amazonie pendant la campagne TRMM-LBA, Khairoutdinov et Randall (2006) obtiennent dès le matin une CAPE de 1600 J kg^{-1} . La CIN alors égale à 15 J kg^{-1} empêche la convection profonde de se déclencher. Vers 11h30, la CAPE atteint 2200 J kg^{-1} et la CIN est virtuellement éliminée, pourtant le sommet des nuages ne dépasse pas 4 km. Au cours des deux heures suivantes, une transition abrupte entre convection peu profonde et profonde a lieu, les nuages atteignant subitement 12 km, alors que la CAPE change relativement peu, pour atteindre 2400 J kg^{-1} . Quelles sont les causes de ce brusque changement de régime ? D'autres processus qui ne sont pas pris en compte dans les concepts de CIN et de CAPE semblent avoir une influence importante sur le déclenchement et l'intensité de la convection. Lesquels ?

Humidité de la troposphère libre

Derbyshire et al. (2004) se penchent par exemple sur l'influence de l'humidité de la troposphère libre sur la convection humide à l'aide de simulations CRM. Pour cela, ils construisent un cas idéalisé quasi-stationnaire dans lequel les champs de température, d'humidité relative et de vitesse sont relaxés vers des profils imposés avec une échelle de temps d'une heure. Plusieurs tests sont effectués avec une humidité relative de 25%, 50%, 70% et 90% au-dessus de 2 km.

Dans le cas le plus humide la convection est profonde et atteint 14 km avec un maximum du flux de masse vers le milieu du nuage. Dans le cas le plus sec, la convection reste peu profonde et ne dépasse pas 5 km, avec un flux de masse décroissant de la base au sommet du nuage. L'extension verticale des nuages semble donc dépendre de l'humidité de la troposphère. La sensibilité de la valeur du flux de masse à la base des nuages à cette humidité se révèle par contre limitée. Pourtant, le profil de la variance de la vitesse verticale semble dépendre de l'humidité de la troposphère libre, ce qui suggère que la vitesse verticale et la fraction couverte par le panache en dépendent aussi. Dans le cas le plus sec, ce profil présente un maximum dans la couche limite, un minimum aux alentours de la base des nuages puis un maximum secondaire dans les nuages, de façon cohérente avec les résultats obtenus au chapitre 3 sur le cas ARM. Au fur et à mesure que l'humidité relative augmente, le minimum situé vers la base des nuages est de moins en moins marqué jusqu'à disparaître dans le cas le plus humide, pour lequel le maximum situé dans la couche nuageuse est le plus fort.

Derbyshire et al. (2004) montrent donc qu'une troposphère sèche est défavorable au développement de convection profonde. En effet, l'entraînement d'air sec provenant de l'environnement dans les nuages a pour conséquence un refroidissement des particules par évaporation, et favorise la baisse de leur flottabilité. Cependant, si la moyenne et basse troposphère sont initialement très humides et que la convection profonde n'y est pas développée, un excès d'humidité supplémentaire influencera dans une moindre mesure le passage de la convection peu profonde à profonde (Khairoutdinov et Randall, 2006). Cela suggère que d'autres processus jouent un rôle dans cette transition.

Déficit à la saturation à la base des nuages

L'importance relative des caractéristiques de la couche nuageuse d'une part et de la couche limite d'autre part sur le déclenchement de la convection profonde est mal connue. Derbyshire et al. (2004) ont montré que l'humidité au-dessus de 2 km jouait un rôle dans le développement de la convection. Qu'en est-il de l'humidité en sommet de couche limite ? Chaboureau et al. (2004) simulent à l'aide d'un CRM le cycle diurne de la convection sur quatre jours consécutifs. Dans leur simulation, tant que

l'énergie cinétique turbulente de la couche limite reste inférieure à la CIN, la convection reste sèche. Lorsque la CIN est dépassée, la convection nuageuse se déclenche, d'abord peu profonde, puis profonde. La transition entre régime peu profond et profond semble contrôlée par l'humidification progressive du sommet de la couche limite, correspondant souvent à la base des nuages. Ce processus, lié à l'importance du mélange d'air sec provenant de l'environnement, peut être quantifié en introduisant le déficit normalisé à la saturation NSD (pour Normalized Saturation Deficit) à chaque niveau défini par :

$$NSD = \frac{\overline{r_{sat} - r}}{\sigma_{r_{sat} - r}} \quad (5.1)$$

où r_{sat} est l'humidité à saturation et r le rapport de mélange de la vapeur d'eau moyennés horizontalement sur le domaine.

Au fur et à mesure que la convection sèche transporte de l'humidité vers le sommet de la couche limite, le déficit à la saturation $r_{sat} - r$ en sommet de couche limite diminue, favorisant l'apparition de nuages. Celle-ci dépend aussi du mélange turbulent entre l'ascendance et l'environnement. Les zones de mélange peuvent être identifiées par l'intermédiaire de la variabilité de la vapeur d'eau sur le domaine (ou $\sigma_{r_{sat} - r}$). Les zones de mélange se situent dans la couche de surface et au sommet de la couche limite pendant la convection sèche, dans le nuage pendant la convection peu profonde, puis dans la couche limite pendant la convection profonde. Ainsi, pendant la phase de convection peu profonde, on observe à la fois une diminution du déficit à la saturation à la base des nuages, mais aussi une augmentation de la variabilité de ce déficit en sommet de couche limite : le NSD diminue à ce niveau. Lorsqu'il atteint une valeur suffisamment faible, la convection profonde se déclenche, le mélange avec l'environnement diminue et le NSD réaugmente peu à peu.

La succession des régimes sec, peu profond et profond en fonction des valeurs de la CIN et du NSD moyen entre le sommet de la couche limite et le niveau de convection libre pendant les quatre jours de simulation est représentée fig. 5.2. Au début de la journée, la CIN est forte et la convection reste sèche. Pendant cette phase, le NSD reste constant alors que la CIN diminue peu à peu. Lorsqu'elle devient inférieure à l'énergie cinétique turbulente de la couche limite, la convection nuageuse peu profonde se déclenche, atteignant 2 km. Pendant ce régime, la CIN reste à peu près constante pendant que la couche à la base des nuages s'humidifie, et que le mélange augmente, entraînant une diminution du NSD. Lorsque le NSD atteint une valeur proche de 2, la convection profonde se déclenche. Les résultats de la fig. 5.2 indiquent que dès le début de la convection profonde, la CIN augmente fortement et le NSD réaugmente lentement. Le deuxième jour de simulation apparaît un peu différent des autres mais le comportement observé reste similaire. La couche limite ce jour-là est plus froide et plus sèche que les autres jours, d'où une CIN plus forte, l'effet des descentes liées à la convection s'étant fait ressentir plus longuement dans la nuit.

Chaboureau et al. (2004) insistent donc sur l'importance des caractéristiques d'une couche située vers la base des nuages dans la transition entre régime peu profond et profond. Cependant Khairoutdinov et Randall (2006) et Kuang et Bretherton (2006) s'accordent pour remarquer que les propriétés thermodynamiques à la base des nuages peu profonds ou profonds sont proches, et que c'est la taille des nuages à la base qui est déterminante. L'effet de l'entraînement sur les nuages plus petits est plus fort et les empêche de pénétrer haut dans la troposphère, tandis qu'une flottabilité et une vitesse verticale plus fortes peuvent être maintenues dans les plus gros nuages.

Si on se place dans une configuration simple 'top hat', dans laquelle les nuages couvrent une fraction α , on a :

$$r_{sat} - r = \begin{cases} 0 & \text{dans le nuage} \\ r_{sat} - r_e & \text{hors du nuage} \end{cases} \quad (5.2)$$

et

$$\overline{r_{sat} - r} = (1 - \alpha)(r_{sat} - r_e) \quad (5.3)$$

On peut alors montrer que la variance de $r_{sat} - r$ s'exprime par :

$$\sigma_{r_{sat} - r}^2 = \alpha(1 - \alpha)(r_{sat} - r_e)^2 \quad (5.4)$$

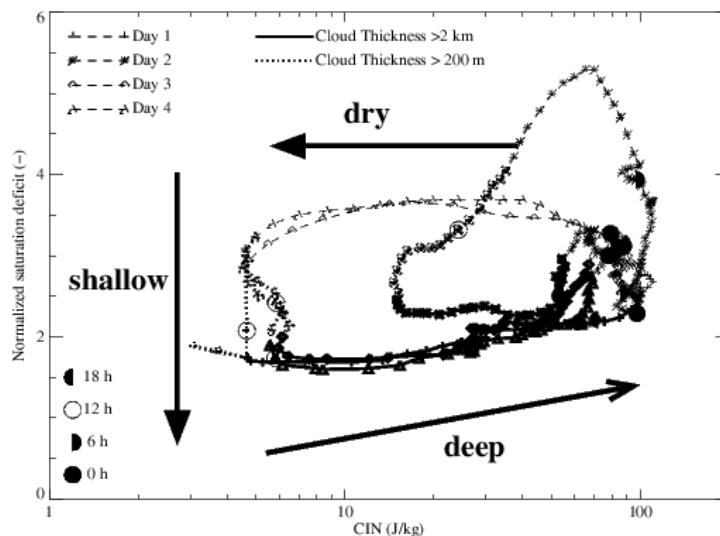


FIG. 5.2 – Evolution du déficit normalisé à la saturation (NSD), moyenné entre le sommet de la couche limite et le niveau de convection libre, en fonction de l'inhibition convective (CIN) : Résultats du CRM Méso-NH sur 4 jours de simulations du cas EUROCS de convection profonde (issu de Chaboureau et al., 2004).

Le déficit normalisé à la saturation peut alors être défini par (Jean-Yves Grandpeix, communication personnelle) :

$$NSD = \frac{\overline{r_{sat} - r}}{\sigma_{r_{sat} - r}} = \frac{(1 - \alpha)(r_{sat} - r_e)}{\sqrt{\alpha(1 - \alpha)}(r_{sat} - r_e)} = \sqrt{\frac{1 - \alpha}{\alpha}} \quad (5.5)$$

Ainsi, la valeur critique du NSD proche de 2 donnée par Chaboureau et al. (2004) entre la convection peu profonde et profonde, correspond à une couverture nuageuse à la base des nuages de 20%. Les études de Chaboureau et al. (2004), Khairoutdinov et Randall (2006) et Kuang et Bretherton (2006) tombent finalement d'accord sur l'importance de la taille du panache à la base du nuage.

Nous avons vu l'influence de certains paramètres extérieurs sur le développement de la convection profonde. Mais une fois celle-ci déclenchée, comment les processus associés agissent-ils sur son maintien ?

Rétroactions entre cumulus, cumulonimbus et descentes précipitantes

Une fois la convection profonde déclenchée, de nouveaux processus entrent en jeu, liés à la dynamique des cumulonimbus et aux précipitations. Les cumulonimbus assèchent et réchauffent le sommet de la couche limite, créant des conditions défavorables à leur maintien. Il faut un nombre suffisant de cumulus, qui humidifient et refroidissent le sommet de la couche limite, pour contre-balancer les effets de la convection à ce niveau et lui permettre de perdurer (Zhao et Austin, 2005b). Le rôle des précipitations est complexe. Derbyshire et al. (2004) trouvent une forte dépendance des précipitations en surface à l'humidité relative dans la troposphère libre, avec des précipitations quasi nulles à 25% d'humidité, et de l'ordre de 1.5 mm h^{-1} à 90%. Ainsi, plus l'intensité convective est forte, plus les précipitations sont fortes, et plus les descentes précipitantes refroidissent la couche limite, affaiblissant l'intensité convective. Cet affaiblissement peut être compensé par une augmentation des flux en surface lorsque la convection est plus active. Khairoutdinov et Randall (2006) mettent également en avant une rétroaction positive entre l'intensité de la convection et l'évaporation des précipitations. L'air refroidi par évaporation de la pluie

au-dessus de la couche limite descend de par sa flottabilité négative et s'étale dans les basses couches. Cela donne naissance à des poches froides. Ces poches soulèvent l'air qu'elles rencontrent, déstabilisant la couche limite, et sont à l'origine de thermiques plus larges, qui donnent naissance à des nuages précipitants encore plus gros à leurs bords.

Le cycle de vie des nuages convectifs est donc régi par des processus variés et des rétroactions complexes. Nous allons voir maintenant comment les paramétrisations tentent de prendre en compte ces divers facteurs.

5.1.2 Lien entre convection peu profonde et profonde dans les GCMs

Les différentes approches de la paramétrisation de la convection nuageuse ont déjà été évoquées dans le chapitre précédent, en se focalisant plus particulièrement sur la convection peu profonde. Ici, on rappelle différentes approches en flux de masse appliquées à la convection profonde en expliquant plus en détails le fonctionnement de trois paramétrisations très répandues dans les GCMs : celle de Tiedtke (1989) (TD), de Kain et Fritsch (1990) (KF) et d'Emanuel (1991) (KE).

Un schéma pour la convection peu profonde et profonde : TD

Le schéma de Tiedtke (1989) représente un ensemble de cumulus par un seul panache ascendant saturé moyen, comme dans un modèle de type 'bulk'. Le mélange entre l'air ascendant et l'environnement a lieu à chaque niveau, en définissant un taux d'entraînement fractionné turbulent constant, et égal au taux de déentraînement fractionné turbulent ($\epsilon = \delta$). Le schéma prend également en compte une colonne d'air subsidant saturé à flottabilité négative qui redescend jusqu'à la base du nuage. Le flux de masse au sommet de la subsidence est proportionnel au flux de masse montant à la base des nuages (avec un facteur de proportionnalité égal à 0.2 dans la version initiale).

La fermeture repose sur l'hypothèse de convergence en humidité déjà évoquée. Ainsi, le flux d'air entraîné à la base des nuages est déterminé en imposant un équilibre de l'humidité dans la couche sous-nuageuse, de telle sorte que son contenu en humidité soit maintenu en présence de transport grande-échelle, turbulent et convectif. De même, un entraînement organisé est ajouté dans la partie inférieure du nuage, proportionnel à la convergence grande-échelle d'humidité, tandis qu'un déentraînement organisé a lieu dans la maille contenant le niveau de flottabilité neutre des nuages les plus profonds.

Dans le schéma de Tiedtke (1989), la convection peu profonde et la convection profonde sont prises en compte séparément. Les taux de mélange fractionnés turbulents sont plus élevés dans le cas peu profond ($\epsilon = \delta = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$), que dans le cas profond ($\epsilon = \delta = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$). La même fermeture de convergence en humidité est utilisée dans les deux régimes : la source d'humidité provient de la convergence grande-échelle dans le cas profond, alors qu'elle provient de l'évaporation en surface dans le cas peu profond (pour lequel la convergence grande-échelle est quasi nulle). Le déclenchement de la convection se base sur l'inhibition convective.

Ce schéma, utilisé dans de nombreux GCMs, a souvent été modifié, comme par exemple en introduisant une fermeture en CAPE (Gregory et al., 2000).

Schémas de convection profonde dans les GCMs : KF et KE

Kain et Fritsch (1990) proposent un schéma original à l'interface entre modèle de type panache entraînant et modèle de type EMBS (Episodic Mixing and Buoyancy Sorting). Leur schéma se base sur la définition d'un panache entraînant qui entraîne également à chaque niveau en fonction de la flottabilité des particules issues du mélange entre le panache et l'environnement. Le taux d'entraînement est défini

de façon traditionnelle en supposant le taux d'augmentation du flux de masse sur la verticale inversement proportionnel au rayon du panache. Cependant, les observations montrent que la flottabilité des particules individuelles dans un nuage peut être différente de la flottabilité du nuage dans son ensemble. C'est pourquoi une distribution de la composition des mélanges entre particules nuageuses et air environnant à chaque niveau est imposée. A partir de cette distribution, on peut déterminer les taux auxquels les particules se mélangent avec l'air environnant en donnant une flottabilité positive d'une part (air entraîné) et négative d'autre part (air détrainé). Cette distribution est prise de forme gaussienne mais peut être discutée. En supposant de plus un mélange homogène entre l'air entraîné et le panache ascendant entre chaque niveau vertical, les caractéristiques du panache sont ensuite déduites en conservant la température potentielle équivalente et le contenu en eau totale.

Ce schéma est une version modifiée d'un modèle de panache entraînant dans lequel une sélection par flottabilité permet de répartir les différents mélanges entre le panache et l'air environnant en un entraînement et un détrainement. Contrairement aux modèles EMBS, l'évolution de chaque sous-particule n'est pas considérée, l'intégration sur une distribution donnée de la masse dans les particules mélangées permettant de déduire des taux d'entraînement et de détrainement moyens à chaque niveau. L'avantage de cette paramétrisation par rapport à un modèle de panache entraînant classique est qu'elle introduit un mécanisme physique réaliste pour estimer le taux de détrainement à chaque niveau, et qu'elle permet de rendre le flux de masse dépendant des caractéristiques de l'environnement.

Le schéma de convection profonde proposé par Emanuel (1991) repose sur une sélection des particules par flottabilité et fait partie des modèles EMBS. Le schéma rejoint ainsi celui proposé par Raymond et Blyth (1986), mais il est de plus adapté aux nuages précipitants. Le schéma repose sur l'image idéalisée suivante : l'air issu d'une couche proche de la surface monte adiabatiquement jusqu'à son niveau de flottabilité neutre. Une fraction de l'eau condensée est convertie en précipitations, dont l'évaporation donne naissance à une descente d'air insaturé. A chaque niveau, l'air nuageux restant se mélange avec l'air de l'environnement en formant un spectre uniforme de mélanges de flottabilités différentes. Ces différents mélanges atteignent de façon adiabatique leur niveau de flottabilité neutre respectif, où ils sont détrainés dans l'environnement (après que tout leur contenu en eau liquide se soit converti en précipitations puis évaporation). Le schéma représente donc plusieurs ascendances de flottabilités différentes, une descente saturée, ainsi qu'une descente d'air insaturé paramétrisée par un simple panache entraînant de fraction constante (1% de la grille du modèle), engendrée par l'évaporation des précipitations. Le déclenchement et la fermeture du schéma reposent sur la stabilité de la troposphère (par l'intermédiaire de la CAPE) et l'inhibition convective (la CIN). En effet, la convection profonde se déclenche si la flottabilité dans l'ascendance est positive dans la première maille au-dessus du niveau de condensation. Le flux de masse à la base des nuages est lui déterminé par :

$$M_b = \frac{\alpha}{p_0} \int_{p_{LNB}}^{p_b} \left(\frac{\max(B_{min(p)}, 0)}{B_0} \right)^2 \rho \sqrt{CAPE_{(p)}} dp \quad (5.6)$$

où p_b est le niveau situé au-dessus du niveau de condensation et p_{LNB} est le niveau de flottabilité neutre, $B_{min(p)}$ est la limite inférieure de la flottabilité d'une particule montée adiabatiquement de p_b à p et $CAPE_{(p)}$ est le travail des forces de flottabilité entre p_b et p . Les constantes p_0 et B_0 sont prises égales à 10^5 Pa et 1 K respectivement, et α est un facteur d'échelle pris égal à 0.03.

Contrairement au schéma de Tiedtke (1989), dans le schéma d'Emanuel (1991), les ascendances adiabatiques ne sont pas sensibles à l'humidité troposphérique. Une troposphère sèche peut réduire la convection en donnant des mélanges ascendant plus secs, mais la convection monte toujours jusqu'au niveau de flottabilité neutre. Ainsi, dans le schéma d'Emanuel (1991), la convection peu profonde n'est pas vraiment représentée.

Les paramétrisations prennent ainsi en compte un certain nombre des processus mis en avant : des ascendances convectives dont les caractéristiques dépendent du mélange d'air avec l'environnement, les

précipitations, les caractéristiques de la couche limite (par l'intermédiaire de la CIN) et la température de la moyenne troposphère (par l'intermédiaire de la CAPE). Le schéma de Emanuel (1991) est un des rares schémas à représenter explicitement une descente insaturée. Cependant, il s'avère que la plupart des schémas utilisés dans les modèles de climat présentent une sensibilité insuffisante à l'humidité troposphérique, et des profils de flux de masse très différents suivant les schémas (Derbyshire et al., 2004). L'amélioration de la prise en compte de l'entraînement entre nuages et environnement fait partie des pistes à exploiter pour rendre les schémas plus sensibles à l'humidité troposphérique (Grandpeix et al., 2004). De plus, les poches froides que nous évoquions précédemment ne sont pas prises en compte dans les paramétrisations. Quant à la convection peu profonde, elle n'est pas toujours explicitement représentée par les paramétrisations de convection nuageuse.

Vers un schéma unifié ou un couplage de la convection peu profonde et de la convection profonde ?

Certaines paramétrisations existantes tentent de représenter à la fois la convection peu profonde et la convection profonde quand d'autres traitent plus spécifiquement la convection profonde. Dans ce cas, une autre paramétrisation est nécessaire pour représenter la convection peu profonde. Ces deux approches traduisent une vision différente des processus de convection. Est-il raisonnable de traiter convection peu profonde et convection profonde à partir d'un même schéma ou les processus en jeu sont-ils à ce point différents que deux paramétrisations sont préférables ?

Kuang et Bretherton (2006) tentent d'apporter des éléments de réponse à cette question. Ils mettent en place une simulation CRM de transition entre convection peu profonde et profonde en modifiant les forçages de l'expérience BOMEX. Cette transition a donc lieu sur océan, et se déroule lentement sur deux à trois jours, avec des précipitations faibles. La situation présente donc des différences avec un cas de transition au-dessus d'un continent, qui peut se faire en une à deux heures. Les résultats donnent une structure thermodynamique qui évolue de façon continue au cours du temps, sans irruption brutale de convection profonde. De plus, les propriétés thermodynamiques à la base des nuages, q_t et θ_v , présentent une distribution jointe étroite à la fois lors de la convection peu profonde et lors de la convection profonde. Ils en concluent qu'il est possible de représenter la convection peu profonde et la convection profonde de façon unifiée par un même schéma, en considérant un spectre de panaches nuageux entraînant à différents taux. Pour avoir un flux de masse décroissant lorsque l'on se rapproche du niveau de flottabilité neutre, ils proposent de prendre également en compte le déentraînement, comme par exemple dans les modèles EMBS. Ils proposent de faire dépendre l'entraînement de la taille des nuages à leur base. Leurs résultats suggèrent qu'il n'y a pas de corrélation directe entre l'évolution dans le temps de la CAPE et du flux de masse à la base des nuages au cours de la transition. La fermeture en CAPE ne semble donc pas adaptée. Ils proposent une fermeture en CIN où le flux de masse à la base des nuages s'exprime à partir de $w \exp(-kCIN/w^2)$ (Mapes, 2000), où w est une vitesse verticale typique à la base des nuages, qu'on peut estimer à partir de l'énergie cinétique turbulente (Bretherton et al., 2004), et k une constante.

Cependant, dans les cas de convection au-dessus des continents, une transition aussi continue entre le régime peu profond et le régime profond est en contradiction avec les études de Chaboureau et al. (2004) ou Khairoutdinov et Randall (2006). De plus, les fortes précipitations ainsi que la formation de poches froides peuvent influencer grandement l'évolution du système. Dans notre étude, nous avons choisi de différencier clairement la convection peu profonde (non précipitante) et profonde (précipitante) par l'intermédiaire de deux paramétrisations différentes. Nous considérons que cumulus et cumulonimbus correspondent à deux régimes distincts de convection, dont le régime profond est fortement contrôlé par les précipitations. La prise en compte des rétroactions entre cumulus et cumulonimbus va devoir passer par un couplage entre ces deux schémas.

5.1.3 La convection profonde dans LMDZ

Le schéma de convection profonde en développement dans le modèle LMDZ est une version modifiée du schéma d'Emanuel (1991). Les fondements du schéma sont conservés, avec la prise en compte d'une colonne convective composée de flux de masse saturés, ascendants ou descendants, accompagnée de descentes précipitantes (flux insaturés) (cf fig. 5.3). Certaines améliorations ont été apportées afin de réduire la dépendance du schéma à la discrétisation verticale. En particulier, alors que le déclenchement de la convection a lieu si la flottabilité dans l'ascendance est positive au niveau de grille supérieur au niveau de condensation dans la version initiale, le test de flottabilité s'effectue à 40 hPa au dessus du niveau de condensation dans la nouvelle version. C'est cette version plus robuste qui est utilisée dans la version standard LMDZ4 (Hourdin et al., 2006). Une nouvelle amélioration a été apportée dans la version que nous utilisons : alors que la colonne convective s'alimente dans la première couche du modèle dans la version initiale, une épaisseur de la couche d'alimentation indépendante de la résolution verticale peut désormais être fixée. En plus de ces aspects numériques, trois modifications majeures ont été apportées au schéma d'Emanuel (1991). Elles concernent le déclenchement de la convection, son intensité définie par la fermeture, ainsi que la définition du mélange entre l'air ascendant et l'environnement. Au-delà des remarques concernant la mise en œuvre du modèle, le schéma a effectivement été modifié dans son essence, par la prise en compte de nouvelles considérations physiques. C'est cette nouvelle approche que nous voulons maintenant décrire. Le schéma modifié est toujours dédié à la représentation de la convection profonde seule. Il peut exister indépendamment d'un schéma de convection peu profonde. Le couplage avec le modèle du thermique ne sera abordé que dans un second temps. Même si nous n'abordons pas la représentation de la microphysique des nuages dans les paramétrisations, notons tout de même que dans la version du schéma d'Emanuel (1991) utilisée ici, la phase glace n'est pas représentée.

La convection contrôlée par les processus sous-jacents

Deux aspects sont importants pour le contrôle de la convection : les conditions dans lesquelles la convection profonde apparaît, et la détermination de l'intensité convective. Ces deux aspects correspondent aux notions de déclenchement et de fermeture. Dans la nouvelle version, la condition de déclenchement repose toujours sur le dépassement de la CIN. C'est le calcul de l'énergie disponible pour vaincre la CIN qui est modifié. Alors que cette énergie est évaluée à partir de la flottabilité des particules 40 hPa au-dessus du niveau de condensation dans la version standard, cette énergie est désormais fournie par les processus ayant lieu en dessous du niveau de condensation. La nouvelle version se distingue aussi de la version initiale par la fermeture utilisée. La fermeture en CAPE, qui consiste à relier le flux de masse à la base des nuages à la CAPE calculée au-dessus du niveau de condensation, est remplacée par une fermeture utilisant une énergie potentielle disponible à la base des colonnes convectives, et fournie par les processus ayant lieu en-dessous du niveau de condensation ou processus sous-jacents. L'intensité convective est alors elle aussi contrôlée par les processus ayant lieu en dessous du niveau de condensation. Ainsi, le schéma d'Emanuel (1991) a été modifié dans LMDZ par Cheruy et al. (2000), afin de "sous-traiter" le déclenchement et la fermeture aux processus sous-jacents. Ces processus englobent les processus de couche limite (cellules convectives associées à la convection peu profonde), les effets du relief (soulèvement d'air conditionnellement instable) et le rôle des poches froides engendrées par l'évaporation des précipitations (qui soulèvent l'air qu'elles rencontrent).

Déclenchement de la convection profonde

Les approches développées au LMD sont basées sur l'image de colonnes convectives prenant naissance dans la couche limite, et dont certaines atteignent leur niveau de convection libre et pénètrent dans la troposphère libre. Si l'énergie cinétique des panaches à leur niveau de condensation est suffisante pour dépasser localement la CIN, alors la convection profonde se déclenche. On introduit l'énergie de soulèvement ALE (pour Available Lifting Energy) en J kg^{-1} , qui peut être fournie à la colonne convective par

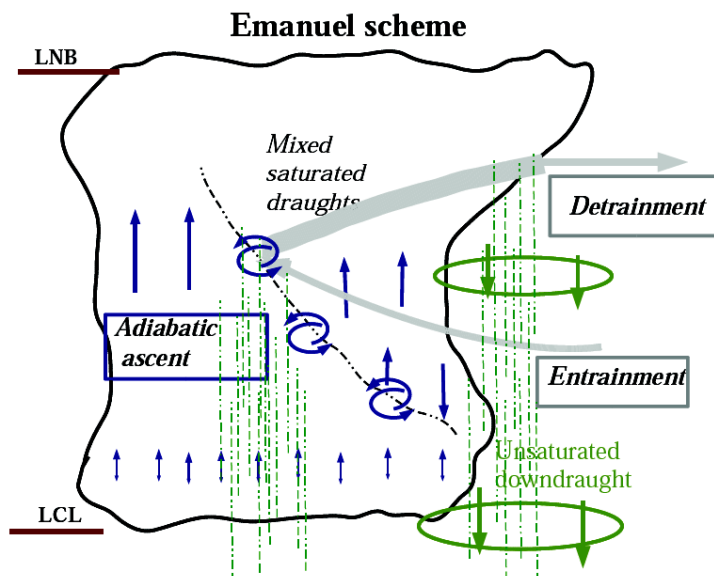


FIG. 5.3 – Représentation schématique d'une colonne convective telle qu'elle est paramétrisée par le schéma d'Emanuel (1991) : ascendance adiabatique subissant différents mélanges avec l'environnement, détrainement des particules à flottabilité neutre ; descentes précipitantes et descentes insaturées (par J.-Y. Grandpeix).

les différents processus sous-jacents. Ainsi, la condition de déclenchement de la convection profonde se définit par :

$$ALE > |CIN| \quad (5.7)$$

Il suffit que ALE dépasse localement la CIN pour que la convection se déclenche. Ce dépassement peut être causé par la couche limite (ALE_{bl}), le relief (ALE_{oro}) ou les poches froides (ALE_{wake}). L'énergie comparée à la CIN se définit donc par $ALE = \max(ALE_{bl}, ALE_{oro}, ALE_{wake})$.

Dans les développements effectués jusque là au LMD, ALE_{bl} était définie comme une constante de l'ordre de 4 J kg^{-1} . Mais le modèle du thermique nuageux devrait fournir les caractéristiques nécessaires à une évaluation plus physique de cette énergie, permettant de plus de déterminer son évolution au cours du temps. Le relief a un effet à la fois thermique et dynamique sur la circulation dans la couche limite et une cartographie de ALE_{oro} prenant en compte ces différents effets est actuellement en développement (ALE_{oro} est de l'ordre de 10 J kg^{-1}). L'énergie de soulèvement fournie par les poches froides peut atteindre plusieurs dizaines de J kg^{-1} .

Fermeture du schéma de convection

L'intensité de la convection se définit par la valeur du flux de masse traversant le niveau de condensation. On définit cette intensité à partir de la puissance disponible pour la convection (ALP pour Available Lifting Power en W m^{-2}), fournie par l'ensemble des processus sous-jacents : $ALP = ALP_{bl} + ALP_{oro} + ALP_{wake}$. On cherche donc à déterminer le flux de masse à la base des nuages M_b . Une des hypothèses fortes du schéma d'Emanuel (1991) est de considérer que seules les ascendances qui atteignent leur niveau de convection libre de façon adiabatique participent à la convection profonde. Ainsi, le flux de masse est conservé entre le niveau de condensation et le niveau de convection libre. Pour déterminer M_b , on établit une relation entre la puissance disponible au niveau de condensation et la puissance transportée dans

l'ascendance, entre le niveau de condensation A et un niveau juste au-dessus du niveau de convection libre B. La puissance transportée est modifiée par les forces de flottabilité et la dissipation. Par simplicité, on prend en compte la dissipation en considérant qu'une fraction seulement de la puissance fournie par les processus sous-jacents est disponible au niveau A. On a donc :

$$\frac{1}{2}\rho_A\sigma_A\overline{w_A^3} = kALP \quad (5.8)$$

où σ est la fraction couverte par les ascendances.

De plus, le bilan d'énergie entre les niveaux A et B s'écrit :

$$\frac{1}{2}\rho_B\sigma_B\overline{w_B^3} = \frac{1}{2}\rho_A\sigma_A\overline{w_A^3} + CIN \times M_b \quad (5.9)$$

la CIN étant le travail des forces de flottabilité entre A et B ($CIN < 0$).

Si on sépare w_B entre une échelle organisée et une échelle plus petite supposée isotrope ($\overline{w_B'^3} = 0$), on peut écrire :

$$\overline{w_B^3} = \overline{w_B}^3 + 3\overline{w_B}w_B'^2 \quad (5.10)$$

Pour finir, on suppose que $\overline{w_B'^2} = k_4w_B^2$. Ainsi, le flux de masse à la base des nuages s'exprime par :

$$M_b = k \frac{ALP}{(1 + k_4)w_B^2 + |CIN|} \quad (5.11)$$

Les variables w_B et k_4 sont des paramètres ajustables du modèle ($w_B=1 \text{ m s}^{-1}$ et $k_4=1$). M_b est de l'ordre de quelques centièmes de $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Comme pour ALE_{bl} , ALP_{bl} est pour l'instant fixée à une constante, de l'ordre de 0.1 W m^2 . Le modèle du thermique nuageux devrait permettre d'estimer la variation de cette puissance au cours de la journée. ALP_{wake} est de l'ordre de quelques W m^{-2} , soit d'un ordre de grandeur similaire à celui de ALP_{bl} .

Dans un premier temps, nous allons uniquement prendre en compte l'influence des processus de couche limite sur la convection profonde. L'effet du relief ne sera pas pris en compte. Nous reviendrons sur la paramétrisation des poches froides dans la dernière partie de ce chapitre.

5.2 Couplage entre le modèle du thermique et le schéma de KE sur le cas EUROCS

Nous allons tester les paramétrisations de la convection peu profonde et profonde sur un cas particulier, le cas EUROCS. Nous commençons par regarder le comportement de chacune des paramétrisations sur ce cas, avant de s'intéresser à leurs interactions. Différentes hypothèses seront ensuite testées pour assurer le couplage des deux schémas. Ce n'est qu'une fois que nous aurons défini ce couplage que nous évaluerons les résultats des simulations à partir de résultats CRM.

5.2.1 Le cas EUROCS

Nous testons les différentes paramétrisations sur un cas idéalisé, mais réaliste, de cycle diurne de la convection au-dessus des continents. Ce cas, présenté au chapitre 2, s'inspire d'observations effectuées sur plusieurs jours consécutifs au-dessus des grandes plaines américaines, mais est idéalisé, et il n'y a donc pas d'observations directes associées aux conditions imposées. Les tendances d'advection de la température et de l'humidité sont prescrites, ainsi que les flux de chaleur sensible et latente en surface (fig. 5.4). Une intercomparaison de CRMs a été effectuée sur ce cas (Xu et al., 2002), ainsi qu'une intercomparaison de SCMs (Xie et al., 2002). Guichard et al. (2004) comparent les performances de différents

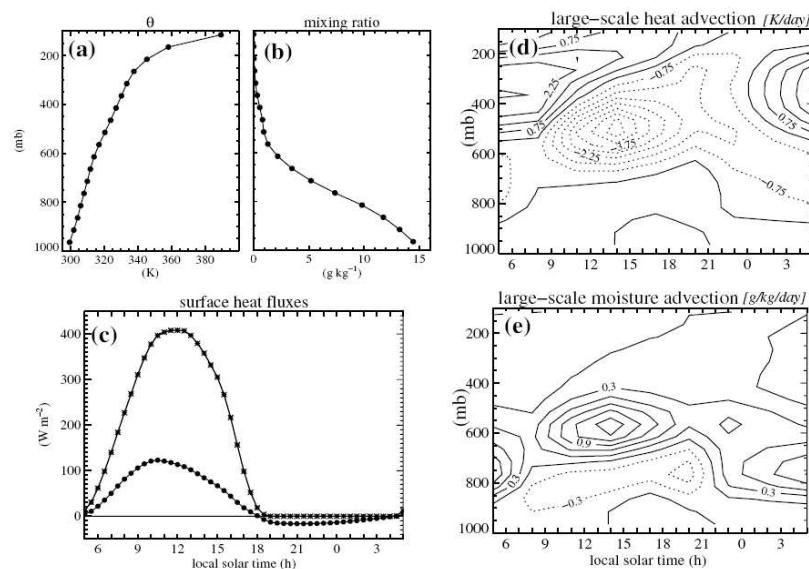


FIG. 5.4 – Initialisations des simulations : profils initiaux de θ (a) et du rapport de mélange de l'eau vapeur (b) ; évolution temporelle des flux de surface sensible (cercles) et latent (étoiles) (c) ; évolution temporelle du profil vertical du chauffage (d) et de l'humidification (e) grande-échelle (issu de Guichard et al., 2004).

CRMs et différents SCMs sur une journée issue de ce cas, et mettent en avant certains défauts systématiques des SCMs : la convection profonde se déclenche 3 à 4 heures trop tôt, avec une apparition des précipitations dès 9h, alors qu'elles ne se déclenchent que vers 12h dans les CRMs (cf fig. 5.5), même si les premiers nuages, peu profonds, apparaissent avant. Cette phase intermédiaire, absente de la plupart des SCMs, se caractérise dans les CRMs par une humidification progressive de la troposphère libre, et une augmentation de la hauteur du sommet des nuages. La phase convective est entre autres caractérisée par la présence de descentes qui refroidissent et assèchent la couche limite, phase également absente dans la plupart des SCMs. Dans une autre étude, Bechtold et al. (2004) arrivent à des conclusions similaires en évaluant différentes paramétrisations de convection profonde sur ce cas dans le modèle de prévision IFS (Integrated Forecast System) de ECMWF (avec plusieurs versions du schéma de Tiedtke (1989) et le schéma de Kain et Fritsch (1990), toutes utilisant une fermeture en CAPE pour la convection profonde). Le déclenchement prématuré de la convection profonde dans les différentes versions de Tiedtke (1989) est lié à une chute trop brutale de la CIN et l'intensité convective est en phase avec l'évolution de la CAPE. Le schéma de Kain et Fritsch (1990) permet de retarder l'apparition des précipitations en basant leur critère de déclenchement sur la vitesse verticale grande-échelle plutôt que sur la flottabilité des particules à la base des nuages. Les auteurs notent cependant que, la vitesse verticale grande-échelle étant forcée, ce cas ne permet pas d'évaluer la paramétrisation dans son ensemble. De plus l'intensité convective est trop forte, avec un maximum des précipitations prématuré. Ceci est dû à la non-représentation dans les SCMs du passage progressif des cumulus congestus aux cumulonimbus précipitants.

Au regard de ces résultats, le modèle du thermique nuageux semble être un candidat potentiel pour améliorer le cycle diurne de la convection dans LMDZ, en représentant la phase d'humidification du sommet de la couche limite, ainsi que l'évolution progressive de la hauteur des nuages. On peut également s'attendre à ce que les descentes précipitantes du schéma d'Emanuel (1991) rétroagissent sur les caractéristiques de la couche limite, et par la suite sur l'intensité de la convection. Pour étudier les in-

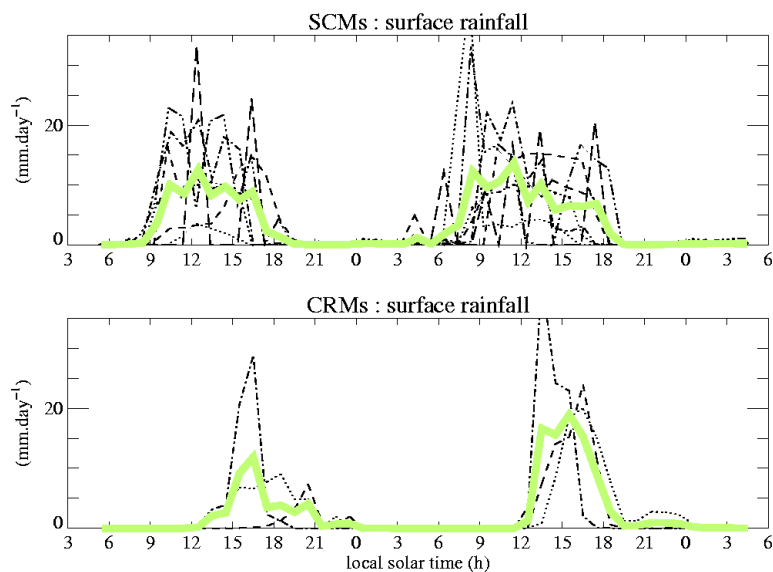


FIG. 5.5 – Evolution temporelle des précipitations obtenues avec différents SCMs (en haut) et différents CRMs (en bas) simulant deux jours consécutifs du cas EUROCS idéalisé. La ligne verte correspond à la moyenne des différents modèles (issu de Guichard et al., 2004).

teractions entre le modèle du thermique nuageux et le schéma de convection profonde dans LMDZ et proposer un couplage entre eux, nous effectuons des simulations avec LMDZ en mode unicolonne sur ce cas idéalisé (les simulations s’effectuent à l’aide de l’environnement du modèle ARPEGE dans le cadre du projet de physique commune entre LMDZ et ARPEGE) pour différentes configurations du modèle du thermique et du schéma de convection profonde. La résolution verticale est de 31 couches et le pas de temps de 20 s.

5.2.2 Interactions entre le modèle du thermique et le schéma de convection profonde

Convection profonde d’un côté, modèle du thermique de l’autre

Dans un premier temps, nous effectuons des simulations avec le modèle du thermique seul (TH) ou le schéma de convection seul (KE). Pour la simulation KE, une énergie et une puissance de soulèvement sont imposées constantes tout au long de la simulation ($ALE=4 \text{ J kg}^{-1}$, $ALP=0.1 \text{ W m}^{-2}$), afin de déclencher et de maintenir la convection. La fig. 5.6 donne l’évolution sur la verticale et dans le temps des tendances en température et en humidité liées au schéma de convection profonde, ainsi que l’eau liquide nuageuse et la couverture nuageuse obtenues. La convection se déclenche dès 10h et s’intensifie à partir de 13h pour atteindre son maximum aux alentours de 16h. Chaleur et humidité sont transportées des basses couches vers la moyenne et haute troposphère où le taux de chauffage atteint 12 K j^{-1} et le taux d’humidification 6 K j^{-1} . Dans la couche limite, l’équilibre entre ascendance convective, descentes précipitantes et subsidence compensatoire induit un assèchement. L’eau liquide apparaît dès 800 hPa et s’étend jusqu’à 200 hPa avec un maximum dépassant 1 g kg^{-1} autour de 500 hPa. La couverture nuageuse associée est inférieure à 6 %, sauf en sommet de troposphère où elle atteint 25 %. A partir de 18h, la convection faiblit et disparaît peu après minuit.

La simulation TH permet de tester le modèle du thermique nuageux dans des conditions convectives fortes. Les mêmes champs que ceux de la fig. 5.6 sont présentés sur la fig. 5.7. Les thermiques se dé-

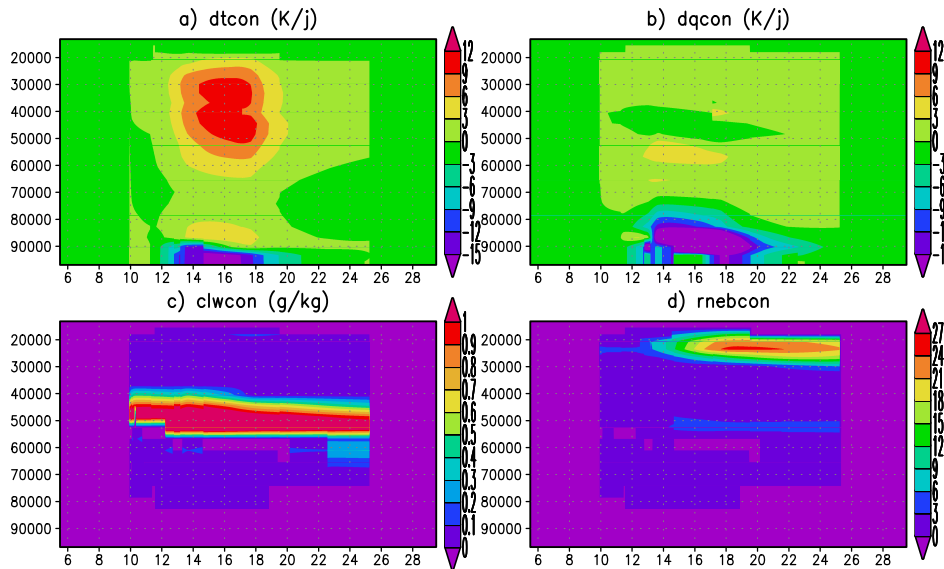


FIG. 5.6 – Taux de chauffage convectif en $K j^{-1}$ [a], taux d’humidification convectif en $K j^{-1}$ [b], eau nuageuse en $g kg^{-1}$ [c] et couverture nuageuse [d] obtenus avec la simulation KE avec $ALE=4 J kg^{-1}$ et $ALP=0.1 W m^{-2}$ sur le cas EUROCS de convection profonde.

clenchent peu après 6h du matin et la hauteur de la couche limite augmente progressivement au cours de la matinée. Les premiers nuages apparaissent vers 10h aux alentours de 800 hPa, et se développent ensuite pour atteindre 500 hPa en fin d’après-midi. Ainsi, les couches basses de l’atmosphère sont progressivement refroidies (quelques $K j^{-1}$) et asséchées (jusqu’à $-20 K j^{-1}$), tandis que la partie supérieure de la couche limite s’humidifie (plus de $20 K j^{-1}$) et se refroidit (autour de $10 K j^{-1}$). Au coeur des nuages, l’eau liquide est de plus de $1 g kg^{-1}$ et la couverture nuageuse associée ne dépasse pas les 20%. Peu après 18h, les thermiques, et les nuages associés s’éteignent brutalement. Cette simulation permet de constater que le modèle du thermique ne génère pas de convection profonde, mais est capable de représenter une convection atteignant 500 hPa. Le réglage de l’entraînement qui a été nécessaire pour représenter la convection peu profonde du cas ARM n’est pas compatible avec la formation de convection profonde. Cela va dans le sens de la nécessité d’utiliser deux paramétrisations différentes pour la convection peu profonde et la convection profonde.

Interactions entre les deux schémas

Activons maintenant les deux schémas simultanément. ALE et ALP sont maintenues constantes dans le temps et aucun couplage direct n’est pris en compte entre les deux schémas (simulation KE+TH). Les résultats donnés par chacun des deux schémas sont représentés fig. 5.8 et fig. 5.9. La convection profonde se déclenche 1 h plus tard, vers 11 h, et s’intensifie plus faiblement, pour atteindre son maximum vers 16 h. Les taux de chauffage et d’humidification troposphériques sont alors de l’ordre de quelques $K j^{-1}$. La couche refroidie près de la surface est plus épaisse que dans la simulation KE. Cette couche est également clairement humidifiée par la convection profonde et la couche asséchée se situe plus haut. Le maximum d’eau nuageuse se concentre sur une couche plus fine et la couverture nuageuse associée est plus faible que pour la simulation KE.

Les champs associés au modèle du thermique apparaissent moins affectés par l’activation du schéma de convection profonde même si la hauteur de la couche limite se réduit un peu. Par contre, au moment où l’effet de la convection profonde est le plus fort, vers 16h, le modèle du thermique devient plus instable, avec une disparition temporaire de l’eau nuageuse.

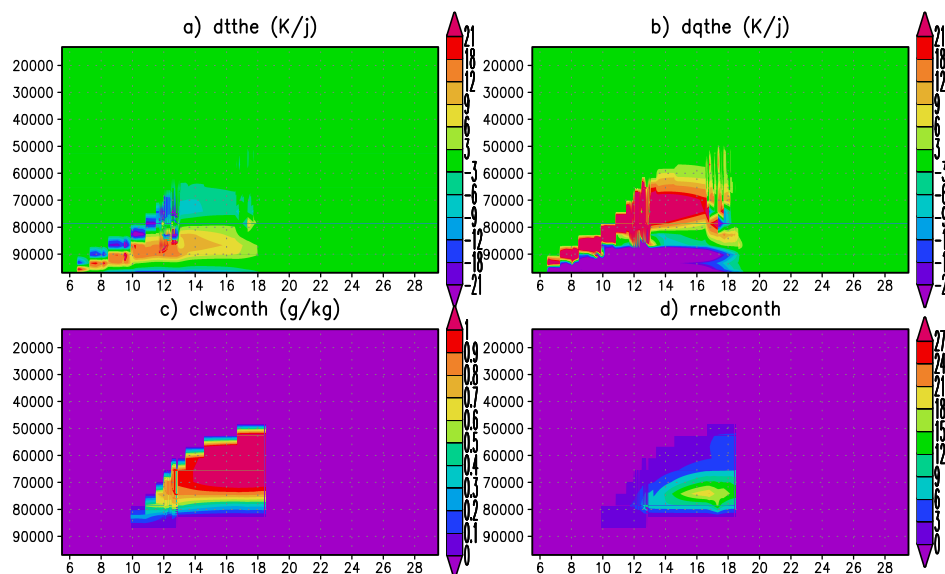


FIG. 5.7 – Taux de chauffage convectif en $K j^{-1}$ [a], taux d’humidification convectif en $K j^{-1}$ [b], eau nuageuse en $g kg^{-1}$ [c] et couverture nuageuse [d] obtenus avec la simulation TH sur le cas EUROCS de convection profonde.

Pour essayer de mieux comprendre les interactions entre les deux schémas, les profils de θ et r_t à différentes heures de la journée pour les simulations KE, TH et KE+TH sont présentés sur la fig. 5.10. Le modèle du thermique réchauffe et assèche fortement les 1500 premiers mètres. Cela a plusieurs conséquences. D’une part la couche d’alimentation de la convection profonde a un plus faible contenu en eau, ce qui entraîne un niveau de condensation plus élevé, et de là une inhibition convective plus forte. L’évolution du flux de masse à la base des nuages est inverse à celle de la CIN (eq. 5.11), et l’assèchement des basses couches de la couche limite explique l’affaiblissement de l’intensité convective. Cela est visible sur la fig. 5.11 où le flux de masse ascendant et le flux de masse net sont comparés pour les deux simulations à 18h30. D’autre part, le modèle du thermique humidifie et refroidit le sommet de la couche limite. Ainsi, la descente insaturée du schéma d’Emanuel (1991) transporte cet air plus froid et plus humide vers la surface, expliquant les taux de refroidissement et d’humidification observés dans la couche inférieure comme l’indiquent les tendances de température et d’humidité associées à ces descentes sur l’environnement sur la fig. 5.11. De plus, vers 18h30, le schéma de convection profonde a tendance à assécher et réchauffer la couche dans laquelle se trouve les nuages de couche limite, ce qui pourrait expliquer pourquoi les nuages disparaissent temporairement.

Enfin, l’évolution temporelle des précipitations, du flux de masse à la base des nuages convectifs profonds, de la CAPE et de la CIN sont présentées fig. 5.12 pour les simulations KE et KE+TH. Cette figure vient confirmer les remarques déjà faites : l’intensité convective profonde est plus faible dans la simulation avec thermiques, la pluie et le flux de masse à la base des nuages étant plus faibles. Dès 11h, la CIN est deux fois plus fortes dans la simulation KE+TH que dans la simulation KE, en relation avec l’assèchement de la couche d’alimentation. Quant à la CAPE, elle est divisée par deux lorsque le modèle du thermique est activé. Sa faible diminution dans le temps s’explique par le fait que l’intensité convective est faible. Le fait qu’elle soit deux fois plus faible dans la simulation KE+TH peut éventuellement s’expliquer par le fait que la colonne convective monte moins haut dans cette simulation. Or, c’est dans la zone supérieure que l’aire délimitée par le profil de température potentielle virtuelle de l’environnement et de l’ascendance est la plus forte.

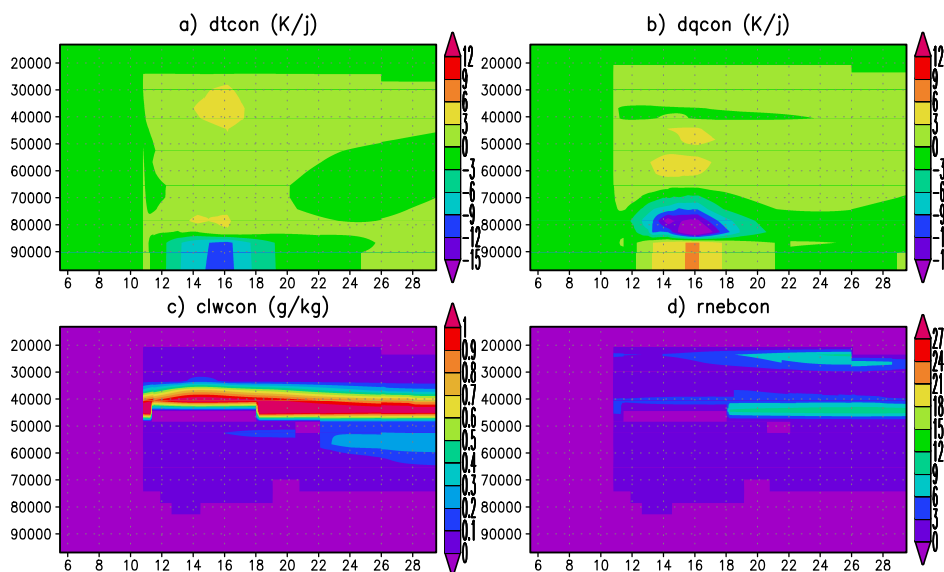


FIG. 5.8 – Taux de chauffage convectif en $K j^{-1}$ [a], taux d’humidification convectif en $K j^{-1}$ [b], eau nuageuse en $g kg^{-1}$ [c] et couverture nuageuse [d] donnés par le schéma de convection profonde lors de la simulation KE+TH avec $ALE=4 J kg^{-1}$ et $ALP=0.1 W m^{-2}$ sur le cas EUROCS de convection profonde.

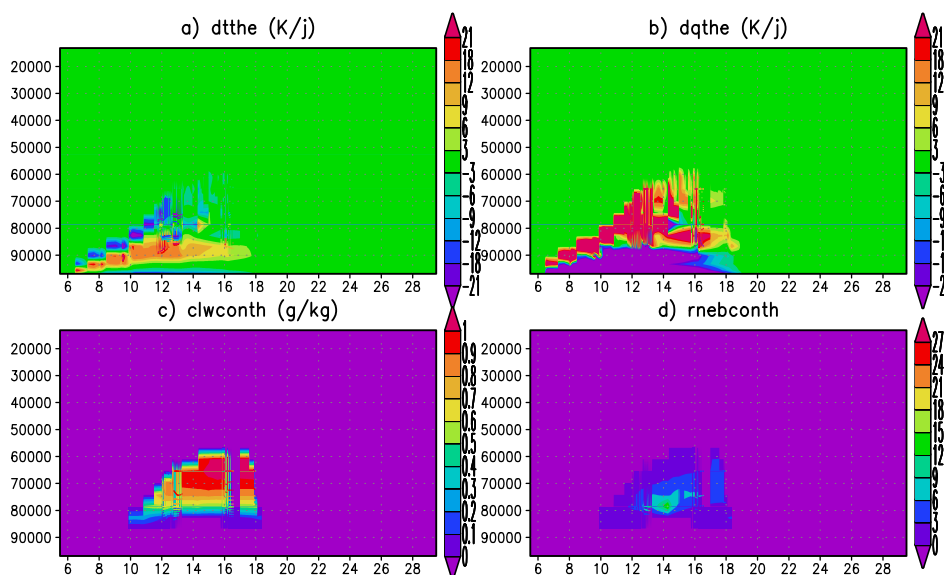


FIG. 5.9 – Taux de chauffage convectif en $K j^{-1}$ [a], taux d’humidification convectif en $K j^{-1}$ [b], eau nuageuse en $g kg^{-1}$ [c] et couverture nuageuse [d] donnés par le modèle du thermique lors de la simulation KE+TH avec $ALE=4 J kg^{-1}$ et $ALP=0.1 W m^{-2}$ sur le cas EUROCS de convection profonde.

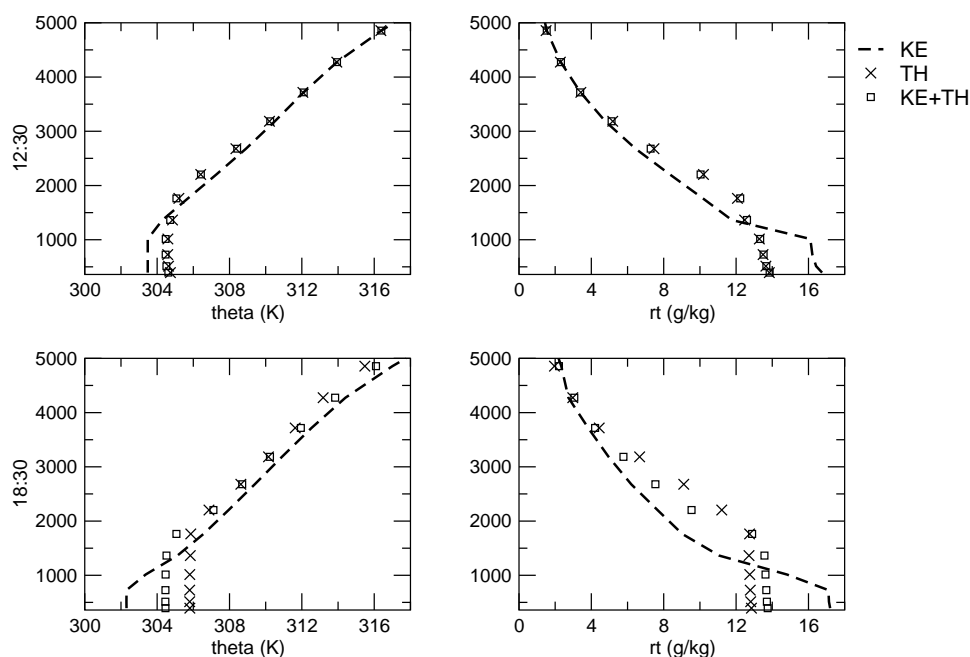


FIG. 5.10 – Température potentielle (en K) et rapport de mélange de l'eau totale (en g kg^{-1}) à 12h30 et 18h30 : Comparaison des simulations KE, TH et KE+TH sur le cas EUROCS de convection profonde.

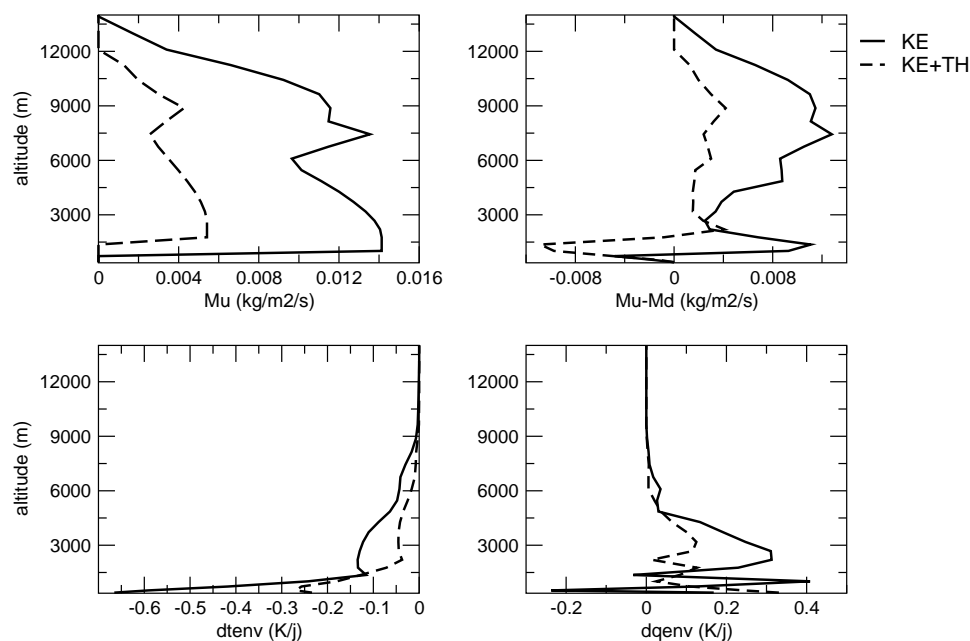


FIG. 5.11 – Flux convectif ascendant saturé (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), flux net (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), et taux de chauffage et d'humidification (en K j^{-1}) liés à la subsidence insaturée à 18h30 : Comparaison des simulations KE et KE+TH sur le cas EUROCS de convection profonde.

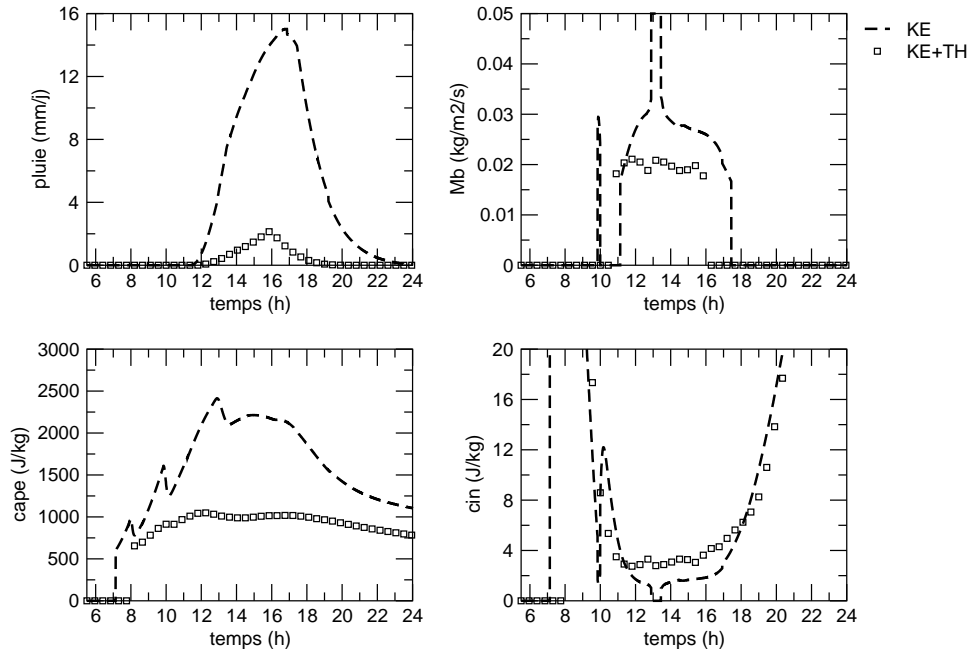


FIG. 5.12 – Evolution temporelle des précipitations (en mm j^{-1}), du flux de masse à la base des nuages convectifs profonds (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), de la CAPE (en J kg^{-1}) et de la CIN (en J kg^{-1}) : Comparaison des simulations KE et KE+TH sur le cas EUROCS de convection profonde.

5.2.3 Couplage des deux schémas

Dans cette partie, nous allons coupler explicitement le modèle du thermique et le schéma de convection profonde, afin que le second soit piloté par le premier.

Déclenchement de la convection profonde

Au lieu de prendre une valeur constante de ALE_{bl} , nous définissons l'énergie fournie par la couche limite à la convection à partir des caractéristiques du thermique. L'énergie cinétique dans le thermique à chaque niveau peut se calculer par $0.5w_u^2$. A quel niveau prendre la valeur de l'énergie à comparer à l'inhibition convective ? Nous testons plusieurs options possibles : la valeur de w_u vers le niveau de condensation (def1), une valeur moyenne sur la hauteur de la couche limite (def2), ou la vitesse maximale dans le panache (def3). L'estimation de ALE_{bl} à partir des propositions précédentes est représentée fig. 5.13 (à gauche), pour laquelle les différentes simulations, incluant modèle du thermique et schéma de convection profonde, s'effectuent avec les différentes définitions de ALE_{bl} mais une valeur constante pour ALP_{bl} (égale à 0.1 W m^{-2}). Avec les trois définitions, ALE_{bl} augmente progressivement au cours de la matinée, pour n'atteindre la valeur précédemment imposée de 4 J kg^{-1} qu'en début d'après-midi. Ensuite, suivant les cas, la valeur de ALE_{bl} diminue progressivement (def1), augmente faiblement (def2) ou augmente brutalement (def3). L'augmentation brutale de la vitesse verticale maximale dans le panache est liée à l'apparition de nuages de plus en plus épais, dans lesquels la vitesse verticale augmente. La comparaison de ALE_{bl} et de la CIN permet de déterminer l'heure du déclenchement de la convection profonde (fig. 5.13 à droite). Dans le cas où $ALE_{bl} = 4 \text{ J kg}^{-1}$, la CIN est dépassée avant 11h du matin, alors que le déclenchement est retardé vers 12h, voire 13h lorsque ALE_{bl} dépend des caractéristiques du thermique.

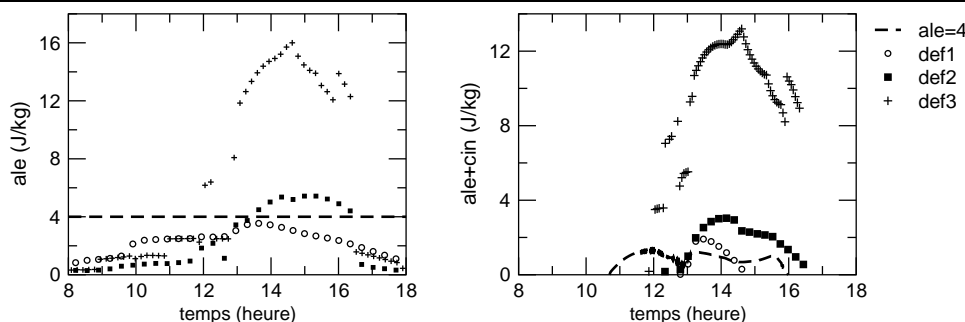


FIG. 5.13 – *Energie de soulèvement (en $J\ kg^{-1}$) et comparaison à la CIN : Comparaison de la simulations KE+TH avec des simulations pour lesquelles $ALP_{bl}=0.1\ W\ m^{-2}$ et ALE_{bl} est calculée par def1 (calcul au niveau de condensation), def2 (valeur moyenne sur la hauteur de la couche limite) et def3 (valeur maximale dans le panache) sur le cas EUROCS de convection profonde.*

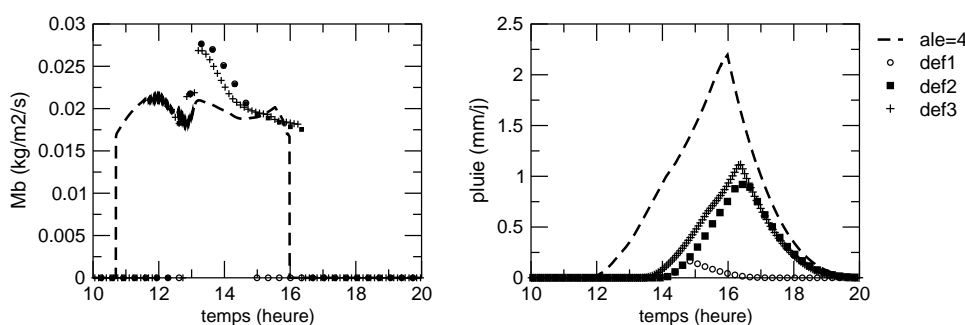


FIG. 5.14 – *Flux de masse à la base des nuages convectifs profonds (M_b en $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$) et précipitations (en $mm\ j^{-1}$) : Comparaison de la simulations KE+TH avec des simulations pour lesquelles $ALP_{bl}=0.1\ W\ m^{-2}$ et ALE_{bl} est calculée par def1 (calcul au niveau de condensation), def2 (valeur moyenne sur la hauteur de la couche limite) et def3 (valeur maximale dans le panache) sur le cas EUROCS de convection profonde.*

Les résultats obtenus avec les différentes définitions de ALE_{bl} pour le flux de masse à la base des nuages convectifs profonds ainsi que pour les précipitations sont comparées à ceux de la simulation KE+TH pour laquelle $ALE_{bl} = 4J\ kg^{-1}$ sur la fig. 5.14. Tout comme le déclenchement de la convection profonde, l'apparition des premières pluies convectives est décalée dans le temps suivant la valeur de l'énergie de soulèvement disponible. Au lieu d'apparaître vers 12h comme dans la simulation initiale, les pluies se déclenchent à partir de 14h. Plus ALE_{bl} est faible, plus les pluies se déclenchent tard, et plus elles sont faibles. Cela semble provenir du fait que la convection profonde dure moins longtemps et les pluies n'ont pas le temps de se développer plus fortement, car elles augmentent à un taux identique dans toutes les simulations. La valeur du flux de masse à la base est peu affectée par la définition de ALE_{bl} . Les différences observées sont dues à la CIN, plus ou moins forte suivant l'heure de déclenchement de la convection profonde.

Intensité convective

De la même façon nous essayons de définir la puissance de soulèvement fournie par la couche limite en fonction des caractéristiques du thermique. Pour cela, nous devons définir la puissance, c'est-à-dire le flux d'énergie cinétique, traversant un plan horizontal au niveau de condensation. Cette puissance est la somme de la puissance transportée dans l'ascendance de surface α et celle transportée dans la subsidence

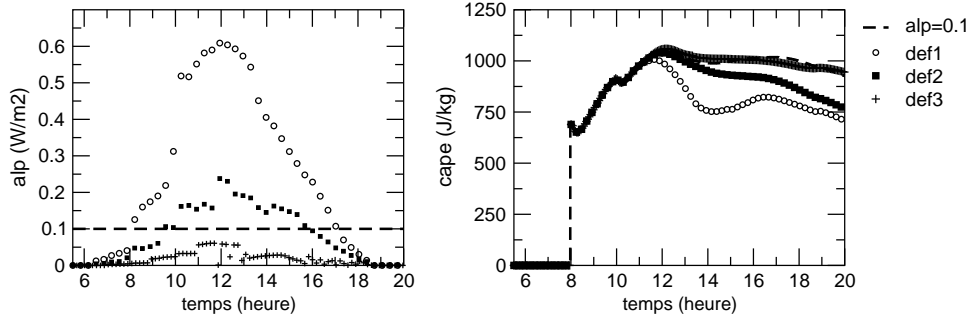


FIG. 5.15 – Puissance de soulèvement (en $W m^{-2}$) et CAPE (en $J kg^{-1}$) : Comparaison de la simulations KE+TH avec des simulations pour lesquelles $ALP_{bl}=4 J kg^{-1}$ et ALP_{bl} est calculée par def1 (valeur maximale dans la couche sous-nuageuse), def2 (valeur moyenne sur la hauteur de la couche limite) et def3 (valeur maximale dans le panache multipliée par $k=0.1$) sur le cas EUROCS de convection profonde.

de surface $1-\alpha$. La puissance traversant une fraction de maille α se définit comme le produit de l'énergie cinétique massique par le flux de masse. Ainsi :

$$ALP_{bl} = 0.5w_u^2\alpha\rho w_u + 0.5w_d^2(1-\alpha)\rho w_d \quad (5.12)$$

soit

$$ALP_{bl} = 0.5\rho\alpha w_u^3 + 0.5\rho(1-\alpha)w_d^3 \quad (5.13)$$

En remplaçant $w_u = \bar{w} + w'_u$ et $w_d = \bar{w} + w'_d$, on trouve :

$$ALP_{bl} = 0.5\rho(\alpha\overline{w_u'^3} + (1-\alpha)\overline{w_d'^3}) \quad (5.14)$$

soit

$$ALP_{bl} = 0.5\rho\overline{w'^3} \quad (5.15)$$

Pour cela, on a supposé que la puissance disponible à la base de la convection ne dépend pas du transport vertical grande-échelle. Cela revient à négliger un terme en $\frac{3}{2}\rho\bar{w}\overline{w'^2}$. Cette hypothèse ne semble pas aberrante mais peut être discutée. Bien sûr, on peut supposer qu'une partie seulement de la puissance fournie par la couche limite est utilisée par la convection profonde, et prendre en compte un coefficient de conversion k tel que :

$$ALP_{bl} = 0.5k\rho\overline{w'^3} \quad (5.16)$$

Reste à déterminer à quel niveau calculer la puissance fournie à la convection par la couche limite. Trois définitions sont testées : le calcul de la puissance vers le niveau de condensation (niveau où la vitesse verticale est maximale dans la couche sous-nuageuse) (def1, on prend $k=1$), calcul de la puissance moyenne sur la hauteur de la couche limite (def2, on prend $k=1$), calcul de la puissance où la vitesse verticale est maximale (def3, on prend $k=0.1$). Les différentes valeurs de ALP_{bl} obtenus pour des simulations avec le modèle du thermique et le schéma de convection profonde dans lesquelles $ALP_{bl} = 4J kg^{-1}$ sont présentées fig. 5.15 (à gauche).

Quelle que soit la définition utilisée, la puissance a la même évolution : une augmentation lente jusque vers 10h, une augmentation plus rapide jusqu'à 12h, puis une décroissance progressive. Ce sont les valeurs prises par ALP_{bl} qui font surtout la différence comme le montrent les précipitations et le flux de masse à la base des nuages sur la fig. 5.16 ainsi que la CAPE sur la fig. 5.15 (à droite). Plus ALP_{bl} est forte, plus le flux de masse à la base des nuages est élevé, plus les précipitations sont fortes et plus la convection est intense (consommation plus forte de la CAPE). La définition de ALP_{bl} peut faire passer les précipitations de $20 mm j^{-1}$ à presque rien. On note que la puissance supposée a priori, de $0.1 W m^{-2}$, donne des précipitations relativement faibles.

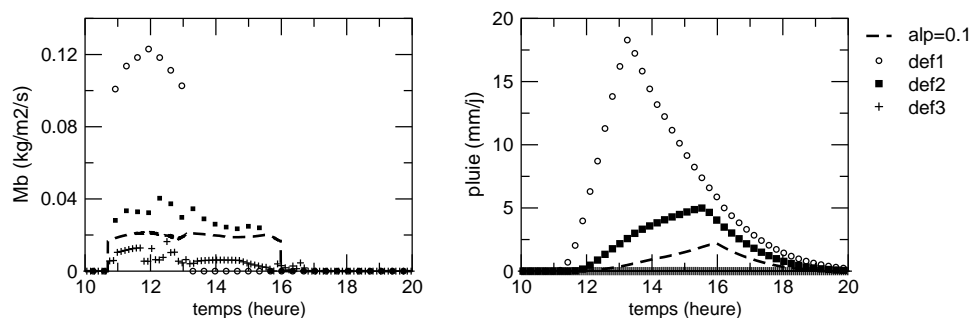


FIG. 5.16 – Flux de masse à la base des nuages (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et précipitations (en mm j^{-1}) : Comparaison de la simulations KE+TH et de simulations pour lesquelles $ALE_{bl}=4 \text{ J kg}^{-1}$ et ALP_{bl} est calculée par def1 (valeur maximale dans la couche sous-nuageuse), def2 (valeur moyenne sur la hauteur de la couche limite) et def3 (valeur maximale dans le panache multipliée par $k=0.1$) sur le cas EUROCS de convection profonde.

Couche d'alimentation variable

Un autre élément important de la paramétrisation de la convection profonde est la définition de la couche d'alimentation du panache convectif. Dans la version originale du schéma d'Emanuel (1991), cette couche d'alimentation est définie comme la première couche du modèle, rendant la paramétrisation dépendante de la résolution verticale utilisée. Dans la version que nous utilisons, cette couche peut prendre n'importe quelle épaisseur, et ainsi englober plusieurs couches du modèle. Les propriétés de l'air ascendant sont alors calculées en mélangeant les caractéristiques de chaque couche de la couche d'alimentation, chacune d'elle ayant un poids relatif à son épaisseur. Ainsi, dans la version utilisée dans notre étude, l'épaisseur de la couche d'alimentation est fixée arbitrairement à environ 30 hPa. Cela correspond à peu près à deux mailles verticales et demi du modèle. Mais la définition de cette couche reste incertaine : est-il réaliste de la prendre constante ? Comment déterminer son épaisseur ? On propose ici un test dans lequel la hauteur de la couche d'alimentation de la convection profonde est définie comme étant égale à la hauteur de la couche d'alimentation du thermique. Le poids des différentes couches impliquées est alors pris égal au flux d'alimentation normalisé du thermique dans chaque couche (soit le a^* du modèle du thermique). On réalise une simulation dans laquelle ALE_{bl} et ALP_{bl} sont fixées, et la couche d'alimentation de la convection profonde suit celle du thermique (simulation KE+TH lalim). Dans ce cas, la couche d'alimentation du thermique englobe une seule couche de 8h à 10h, puis deux entre 10h et 17h, et enfin une seule entre 17h et 18h. La couche d'alimentation dans la simulation KE+TH lalim est donc moins épaisse que dans la simulation KE+TH. L'influence de ce changement sur l'inhibition convective, l'énergie potentielle convective, le flux de masse à la base des nuages convectifs profonds et les précipitations sont présentées fig. 5.17. Comme la couche d'alimentation est plus fine, l'air ascendant est plus humide et condense plus bas, ce qui donne une CIN plus faible. Cela a pour conséquence un flux de masse à la base des nuages convectifs profonds plus fort, une CAPE consommée plus vite et des précipitations plus fortes.

L'influence de la définition de cette couche apparaît donc primordiale. Sa relation avec la couche d'alimentation du thermique est plus discutable : est-il raisonnable de penser qu'une colonne convective profonde puisse être alimentée par le même air qu'un thermique de couche limite ? Cela n'est-il pas en contradiction avec notre choix de distinguer clairement les processus de convection peu profonde et de convection profonde ? Que faire lorsqu'en fin d'après-midi le thermique disparaît ? Les réponses à ces questions restent floues, les simulations qui vont suivre sont effectuées avec une épaisseur constante de 30 hPa. Cependant, rien ne justifie vraiment le choix d'une couche d'alimentation constante dans le temps et d'épaisseur égale à 30 hPa. La question de la définition de l'épaisseur de la couche d'alimentation de

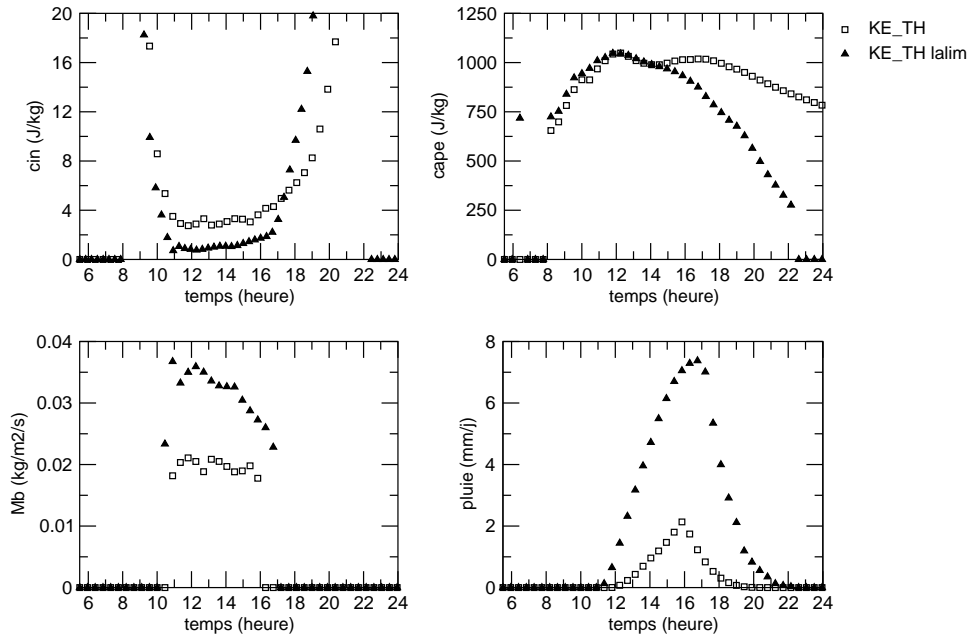


FIG. 5.17 – Inhibition convective (en $J\ kg^{-1}$), énergie potentielle disponible pour la convection (en $J\ kg^{-1}$), flux de masse à la base des nuages convectifs profonds (en $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$) et pluies (en $mm\ j^{-1}$) : Comparaison des simulations KE+TH et KE+TH lalim pour le cas EUROCS de convection profonde.

la convection profonde reste donc en suspens.

La couverture nuageuse

Nous abordons ici brièvement de quelle manière la couverture nuageuse est déduite de l'eau nuageuse prédite par le modèle du thermique d'une part et le schéma de convection profonde d'autre part. Dans les deux cas, le schéma de nuages présenté dans l'article du chapitre 3 est utilisé pour déduire la couverture nuageuse à partir de l'eau nuageuse, de l'eau totale et de l'humidité à saturation :

$$r_t, r_{inc}, r_{sat} \rightarrow PDF \rightarrow \sigma_r, cf$$

On obtient ainsi une fraction nuageuse liée au modèle du thermique cf_{th} et une fraction nuageuse liée à la convection profonde cf_{conv} . La couverture nuageuse finale est déduite en prenant $\max(cf_{th}, cf_{conv})$ à chaque niveau. Cela donne la couverture nuageuse présentée sur la fig. 5.18 calculée à partir de l'eau nuageuse dans le thermique et celle dans la colonne convective.

Cette façon de déduire la couverture nuageuse totale n'est pas idéale, même si cf_{conv} est faible dans les couches où cf_{th} est non nul. D'autres méthodes possibles sont à l'étude. Celles-ci consistent à combiner l'eau nuageuse ou encore la variance de l'eau totale avant de calculer la couverture nuageuse par le schéma de nuages. Mais cela n'est pas trivial et une étude plus approfondie mérite d'être menée à ce sujet. L'objectif à terme est de faire de la variance de l'eau totale une variable pronostique du modèle.

5.3 Validations à l'aide du CRM MESO-NH

Dans cette partie, nous comparons les résultats obtenus avec différents jeux de paramétrisations dans LMDZ aux résultats obtenus par le modèle méso-échelle Meso-NH (CRM) (Lafore et al., 1998) sur le cas EUROCS. La simulation du CRM est effectuée avec une résolution horizontale de 2 km et 47 niveaux verticaux entre la surface et 25 km, et un pas de temps de 8 s. Etant donnée la résolution utilisée, ce

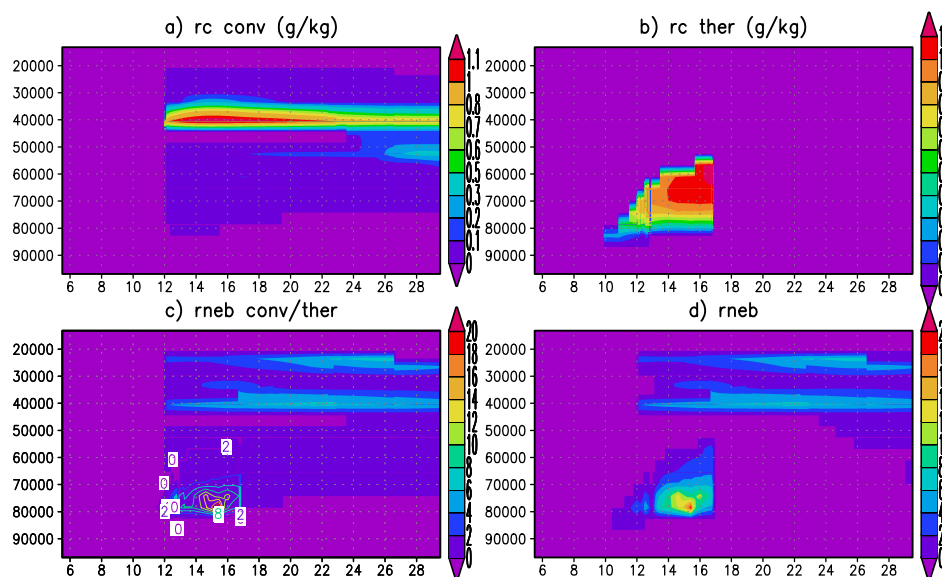


FIG. 5.18 – Eau liquide contenue dans les nuages de convection profonde (en g kg^{-1}) [a], eau liquide contenue dans les nuages de couche limite (en g kg^{-1}) [b], couverture nuageuse associée [c] et couverture nuageuse totale [d].

modèle inclut également une paramétrisation de la turbulence, un schéma radiatif interactif ainsi qu'un schéma microphysique pronostique. Les différentes simulations effectuées avec LMDZ sont réalisées avec la paramétrisation de la convection profonde utilisée seule (KE), avec une version couplée des schémas de convection profonde et de couche limite (KE-TH), et enfin en activant une paramétrisation des poches froides dans la simulation KE-TH (simulation KE-TH-wake). Dans un premier temps, nous comparons les simulations KE et KE-TH aux résultats du CRM. La simulation KE effectuée avec LMDZ est la même que précédemment, avec :

- $\text{ALE}_{bl} = 4 \text{ J kg}^{-1}$
- $\text{ALP}_{bl} = 0.1 \text{ W m}^{-2}$
- une couche d'alimentation de la colonne convective constante d'une épaisseur de 30 hPa.

Dans la simulation KE-TH, le couplage se fait de la façon suivante :

- $\text{ALE}_{bl} = 0.5w_{max}^2$
- $\text{ALP}_{bl} = \frac{0.5}{z_{max}} \int_0^{z_{max}} 0.5\rho\bar{w}'^3$
- une couche d'alimentation de la colonne convective constante d'une épaisseur de 30 hPa.

On choisit donc pour ALE_{bl} la valeur maximale de l'énergie cinétique dans le panache à chaque instant, et une valeur moyenne de la puissance fournie le long du panache pour définir ALP_{bl} .

Dans un second temps, nous évaluons les effets de l'activation de la paramétrisation des poches froides dans la simulation KE-TH. Il nous faudra alors expliquer le calcul de ALE_{wake} et ALP_{wake} , avant de comparer les résultats obtenus à ceux du CRM.

5.3.1 Thermique et convection profonde

Les profils verticaux des variables thermodynamiques

Les profils verticaux de la température potentielle, température potentielle liquide, humidité relative, humidité spécifique, rapport de mélange en eau liquide et fraction nuageuse sont donnés à 12h30 sur la fig. 5.19. A 12h30, le modèle du thermique, actif depuis plus de deux heures, réchauffe et assèche la couche mélangée, se rapprochant des profils donnés par le CRM. Le modèle du thermique permet un

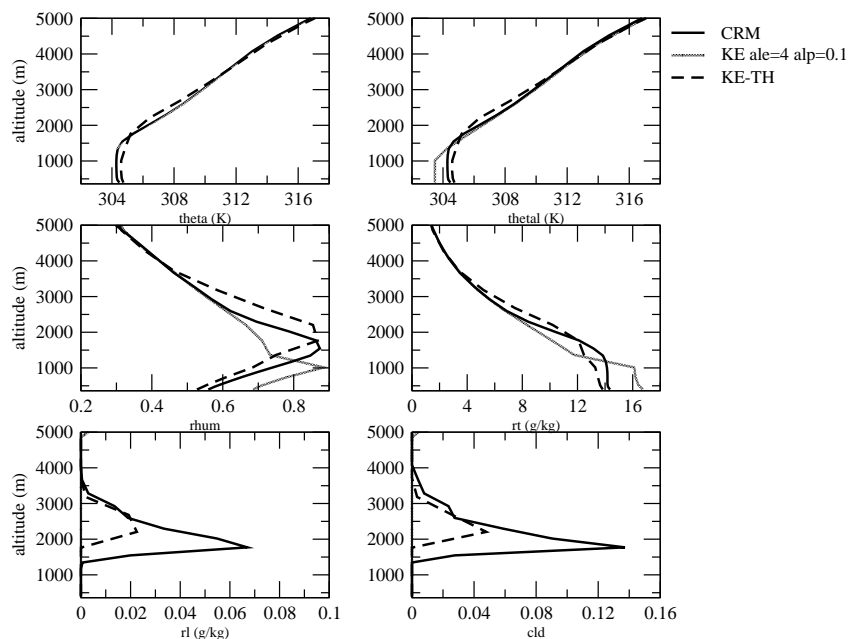


FIG. 5.19 – Température potentielle (en K), température potentielle liquide (en K), humidité relative, humidité spécifique (en g kg^{-1}), rapport de mélange en eau liquide (en g kg^{-1}) et fraction nuageuse à 12h30 : Comparaison des simulations KE et KE-TH avec le CRM Méso-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

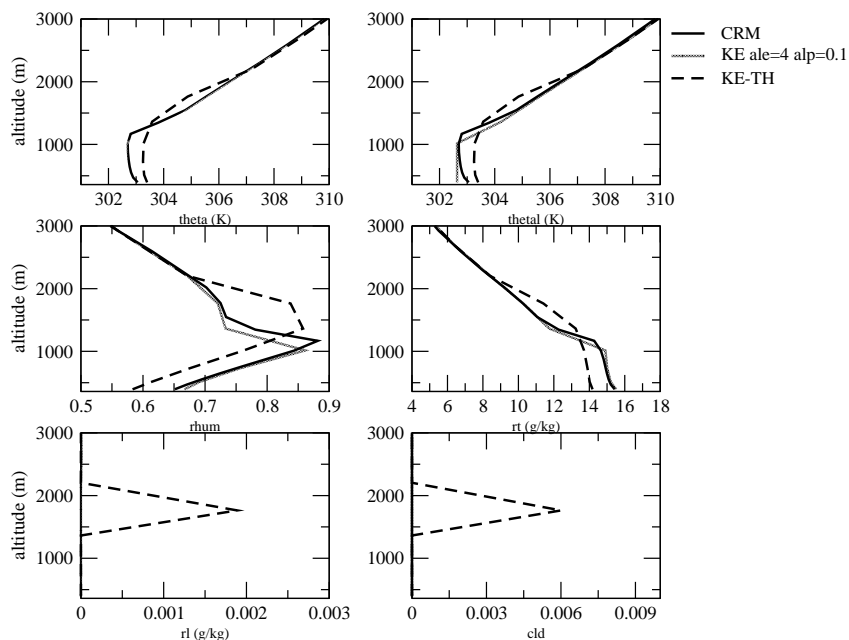


FIG. 5.20 – Température potentielle (en K), température potentielle liquide (en K), humidité relative, humidité spécifique (en g kg^{-1}), rapport de mélange en eau liquide (en g kg^{-1}) et fraction nuageuse à 10h30 : Comparaison des simulations KE et KE-TH avec le CRM Méso-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

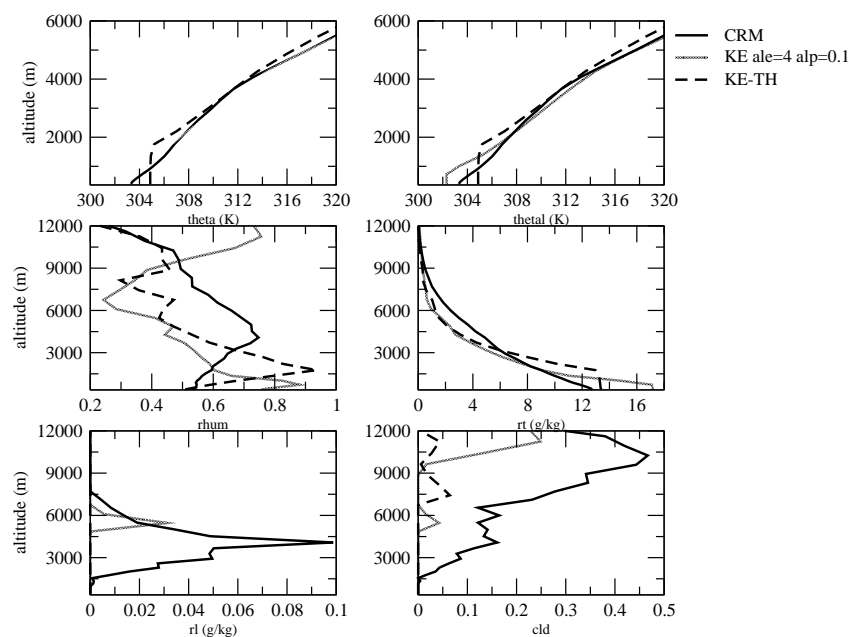


FIG. 5.21 – Température potentielle (en K), température potentielle liquide (en K), humidité relative, humidité spécifique (en g kg^{-1}), rapport de mélange en eau liquide (en g kg^{-1}) et fraction nuageuse à 18h30 : Comparaison des simulations KE et KE-TH avec le CRM Méso-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

transport plus réaliste de l'humidité des basses couches vers la partie supérieure de la couche limite. Le profil d'humidité relative est plus proche des résultats du CRM. Entre 2000 et 3000 m, le refroidissement et l'humidification induits par le modèle du thermique semblent cependant plus prononcés que dans le CRM. Le contenu en eau liquide de la maille ainsi que la fraction nuageuse apparaissent non nuls entre 2000 et 3500 m avec le modèle du thermique, alors qu'ils étaient inexistantes avec le schéma KE seul. C'est la phase progressive de développement des petits cumulus, que le schéma de convection profonde seul n'est pas capable de reproduire. Sur cette figure, le thermique semble plus actif que la turbulence dans le CRM. Pour essayer de comprendre cela, on trace les mêmes champs à 10h30 sur la fig. 5.20. On s'aperçoit alors qu'en début de journée, alors que la convection profonde n'est pas encore active dans le GCM, le CRM se comporte de la même manière que le schéma de diffusion turbulente actif dans la simulation KE à cette heure-là. Le modèle du thermique nuageux, déjà actif dans la simulation KE-TH, réchauffe et assèche plus fortement la couche mélangée, tandis que des nuages se forment déjà à son sommet. Ces résultats viennent suggérer que la résolution du CRM n'est pas suffisamment fine pour résoudre explicitement toutes les structures turbulentes de la couche limite. Pour cette phase de développement progressif de la couche limite, l'utilisation de simulations LES serait plus adaptée.

A 18h30 (fig. 5.21), le modèle du thermique n'est plus actif, et c'est le schéma de convection profonde qui travaille dans les deux simulations. La couche limite apparaît plus chaude et plus mélangée que dans le CRM, en conséquence de l'action du modèle du thermique au cours de la journée. La simulation KE donne par contre une couche limite trop froide et trop humide. Dans le CRM, la couche limite n'est pas mélangée à 18h30 et présente un profil très stable. Au-dessus de la couche limite, le transport d'humidité par le schéma de convection profonde semble insuffisant. Le contenu en eau liquide dans la maille et la couverture nuageuse (variables liées) sont sous-estimées. Pour les nuages bas, la sous-estimation du contenu en eau liquide dans la maille est probablement liée à la sous-estimation de l'eau nuageuse associée au schéma de convection profonde, qui est un défaut identifié du schéma utilisé ici, et sur lequel des études sont actuellement menées. La sous-estimation systématique des nuages hauts est

moins bien comprise.

Source de chaleur et puits d'humidité

Pour mieux comprendre l'action du schéma de convection profonde et du modèle du thermique sur les variables grande-échelle, nous traçons les termes de 'source de chaleur' et de 'puits d'humidité', variables introduites par Yanai et al. (1973). Les équations de conservation de la température et l'humidité s'écrivent :

$$\frac{d\bar{T}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' T'}}{\partial z} + \frac{L}{C_p} (c - e) + Q_{rad} = Q_1 \quad (5.17)$$

et

$$\frac{d\bar{r}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w' r'}}{\partial z} - (c - e) = Q_2 \quad (5.18)$$

où le premier terme de droite décrit le transport vertical de T et r , le second terme l'effet net de la condensation, et Q_{rad} est le chauffage radiatif.

Le terme 'source apparente de chaleur' noté Q_1 correspond donc à la somme des contributions des différents processus au chauffage de l'atmosphère, excepté l'advection grande-échelle. Dans les modèles, ce terme se décompose de la façon suivante :

$$Q_1 = \left[\frac{d\bar{T}}{dt} \right]_{conv} + \left[\frac{d\bar{T}}{dt} \right]_{th} + \left[\frac{d\bar{T}}{dt} \right]_{cld} + \left[\frac{d\bar{T}}{dt} \right]_{rad} + \left[\frac{d\bar{T}}{dt} \right]_{lsc} \quad (5.19)$$

où $conv$ fait référence au schéma de convection, th au modèle du thermique, cld à la couche limite diffuse, rad aux processus radiatifs et lsc aux processus d'évaporation et de condensation grande-échelle. De la même façon, le puits d'humidité Q_2 se décompose en :

$$Q_2 = -\frac{L_v}{C_p} \left(\left[\frac{d\bar{r}}{dt} \right]_{conv} + \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \right]_{th} + \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \right]_{cld} + \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \right]_{lsc} \right) \quad (5.20)$$

Q_1 et Q_2 s'expriment en $K j^{-1}$. Dans les simulations uni-colonne du cas EUROCS, seule la tendance radiative est prescrite, les autres processus étant paramétrisés. Dans la simulation CRM, le schéma de rayonnement est activé, la turbulence de petite-échelle et les processus microphysiques sont paramétrisés, alors que les processus convectifs sont explicitement résolus.

Les variables Q_1 et Q_2 obtenues par les différentes simulations sont présentées en haut des fig. 5.22 et fig. 5.23 à 12h30 et 18h30 respectivement. A 12h30 Q_1 et Q_2 sont très différents dans les deux simulations. Comme évoqué précédemment, le modèle du thermique semble réchauffer trop fortement le bas de la couche limite et refroidir trop fortement le haut par rapport au CRM. Le schéma de convection profonde seul ne réchauffe pas suffisamment le bas de la couche limite et ne représente pas le refroidissement obtenu vers 3000 m par le CRM. Au-dessus de la couche limite, la tendance est au réchauffement au lieu d'un refroidissement dans le CRM. Dans la simulation avec le modèle du thermique, la partie inférieure de la couche limite est fortement asséchée et la partie supérieure fortement humidifiée. Une nouvelle fois, la tendance est excessive comparée au CRM, mais on obtient une humidification du sommet de la couche limite comme dans le CRM, que l'on n'obtient pas avec le schéma de convection profonde. A 18h30 les problèmes sont toujours présents. La convection profonde, affaiblie par le modèle du thermique, ne permet pas de refroidir et d'assécher suffisamment la couche limite ni de réchauffer et humidifier suffisamment la moyenne et haute troposphère.

La comparaison du flux de masse ascendant saturé et du flux de masse net en bas des fig. 5.22 et fig. 5.23 soulèvent certaines questions. Dans le CRM, le flux de masse ascendant saturé M_u est calculé en sommant le flux de masse vertical de toutes les mailles pour lesquelles $w > 0$ et $r_l > 0$. Le flux de masse descendant est calculé en sommant la contribution du flux de masse saturé (somme du flux de

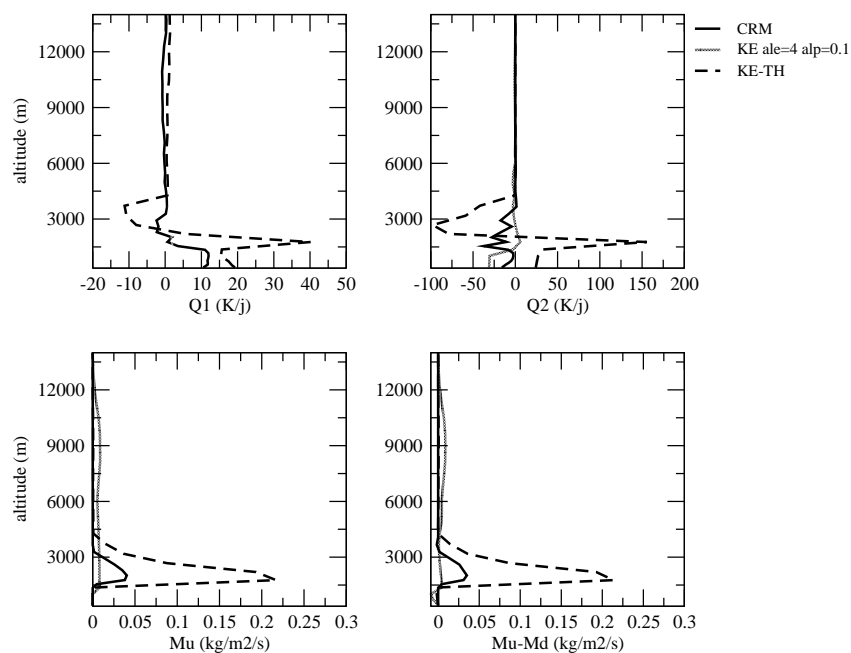


FIG. 5.22 – Source de chaleur (Q_1 en $K j^{-1}$), puits d'humidité (Q_2 en $K j^{-1}$), flux de masse ascendant saturé (en $kg m^{-2} s^{-1}$) et flux de masse net (en $kg m^{-2} s^{-1}$) à 12h30 : Comparaison des simulations KE et KE-TH avec le CRM Méso-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

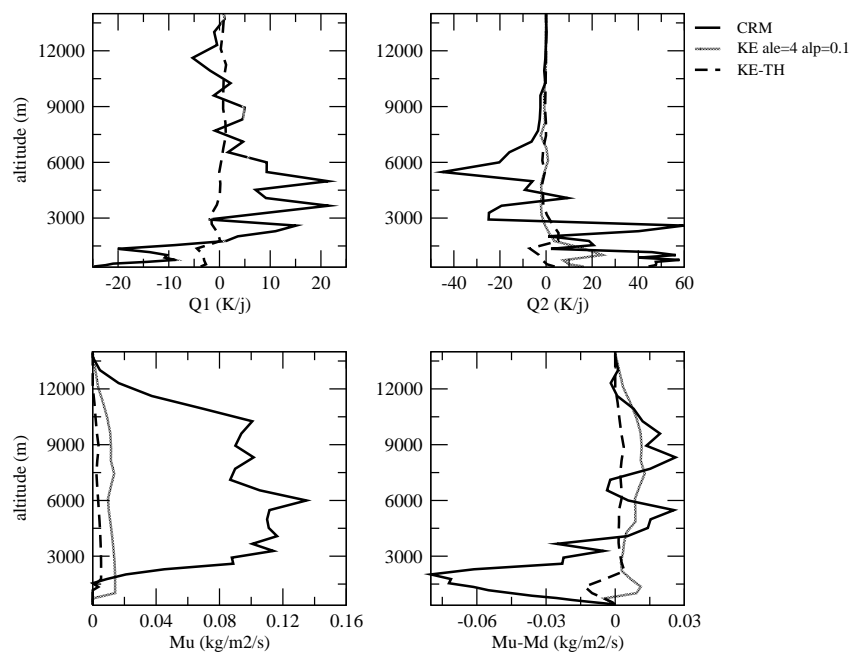


FIG. 5.23 – Source de chaleur (en $K j^{-1}$), puits d'humidité (en $K j^{-1}$), flux de masse ascendant saturé (en $kg m^{-2} s^{-1}$) et flux de masse net (en $kg m^{-2} s^{-1}$) à 18h30 : Comparaison des simulations KE et KE-TH avec le CRM Méso-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

masse des mailles pour lesquelles $w < 0$ et $r_l > 0$) et du flux de masse insaturé (somme du flux de masse des mailles pour lesquelles $w < 0$ et $r_l = 0$ et dont l'eau qui précipite est supérieure à 0.1 g kg^{-1}). Dans le GCM, pour calculer M_u nous sommes le flux de masse ascendant saturé donné par le schéma de convection profonde et le flux de masse donné dans les nuages de couche limite par le modèle du thermique. Le flux de masse descendant prend également en compte la contribution des descentes insaturées et saturées, sans imposer de contrainte sur la valeur des précipitations. La question qui se pose est de savoir si les flux de masse fournis par le CRM et ceux calculés dans les paramétrisations sont comparables. Dans le CRM, le critère basé sur une vitesse verticale positive ou négative implique que le nuage est constitué de toutes les mailles dont l'eau liquide est positive, que la flottabilité des particules soient positive ou négative. Dans le modèle du thermique, à part au sommet du nuage, la flottabilité des particules est toujours positive. Le modèle du thermique est plus sélectif que le CRM pour représenter le nuage, ce qui pourrait mener à une surestimation du flux de masse par le CRM comparé au modèle du thermique. Cependant, la résolution spatiale du CRM est telle qu'une partie des mailles dans lesquelles $r_l > 0$ peuvent être associées à des vitesses verticales faibles, conduisant à une sous-estimation des flux à ce niveau. De plus, les champs de vitesse peuvent être très variables dans les CRMs, avec un mélange de mailles dans lesquelles la vitesse est positive ou négative, et dont la contribution s'annule localement. Cette inhomogénéité peut mener à une surestimation des flux comparé à ceux du GCM. Cela explique sans doute en partie les fortes différences dans l'estimation de M_u entre le GCM et le CRM. A 12h30, le flux de masse calculé par le modèle du thermique nuageux est 4 fois plus fort que celui calculé par le CRM. Les flux de masse calculés par le schéma de convection profonde sont faibles. A 18h30, le modèle du thermique n'est plus actif et les flux sont ceux calculés par le schéma de convection profonde. Le flux de masse ascendant saturé est très inférieur à celui du CRM dans les deux simulations. En revanche, si on trace le flux net, c'est à dire la différence entre M_u et $-M_d$, la simulation KE donne des résultats plus en accord avec les CRMs. L'impact de la forte variabilité de la vitesse verticale dans le CRM est réduit par le fait de prendre la différence des flux. Cependant, la subsidence dans les basses couches est beaucoup moins intense dans le GCM que dans le CRM. Il apparait donc que même dans la version couplée, le modèle du thermique nuageux réduit l'intensité de la convective profonde.

Ces comparaisons posent la question de la compatibilité des sorties GCM et CRM d'une part, mais aussi celle de la capacité des CRMs à représenter les processus peu profonds de couche limite. La résolution utilisée dans le CRM ne permet en effet pas de résoudre explicitement tous les tourbillons de la couche limite. Il faut donc analyser ces résultats avec beaucoup de précautions.

Evolution temporelle

Pour compléter l'évaluation des performances des différentes simulations, nous comparons pour finir l'évolution temporelle de différentes variables clef de la convection profonde. Ainsi, les précipitations convectives, l'eau précipitable intégrée sur la verticale, ainsi que la CAPE et la CIN sont présentées sur la fig. 5.24. Les résultats vont dans le sens des études de sensibilité précédentes : le couplage avec le modèle du thermique permet de retarder le déclenchement des précipitations, mais celles-ci restent trop faibles et la convection profonde est maintenue moins longtemps. L'eau précipitable contenue dans la colonne d'air est du coup trop forte avec la simulation KE-TH. Comme vu précédemment, l'activation des thermiques diminue la CAPE de moitié et celle-ci est peu consommée par une convection faible. Même si la simulation KE est plus proche des résultats CRM sur ce graphe, la CAPE et la CIN se distinguent du CRM pour les deux simulations. La CAPE diminue fortement dans le CRM à partir de 16h. Quant à la CIN, elle augmente brutalement dès 13h dans le CRM, soit 4h avant son augmentation dans les simulations. L'explication de ce phénomène n'est pas claire. Les résultats du CRM semblent indiquer que dès que la convection profonde se déclenche, la CIN augmente rapidement, croissance déjà remarquée dans Chaboureaud et al. (2004), mais qu'on ne retrouve pas du tout avec les paramétrisations. Pourtant, nous avons vu que le modèle du thermique asséchait considérablement la couche de surface, ce qui devrait

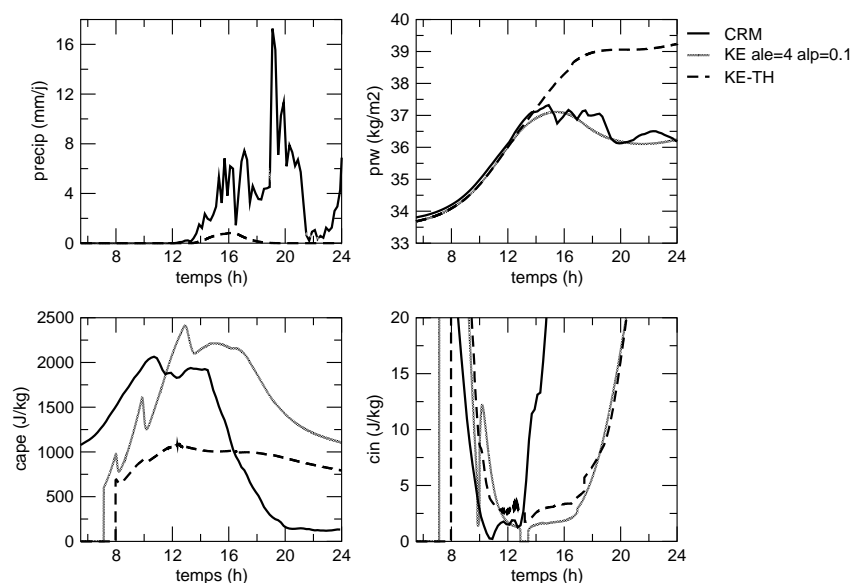


FIG. 5.24 – Précipitations (en mm j^{-1}), eau précipitable (en kg m^{-2}), CAPE et CIN (en J kg^{-1}) : Comparaison des simulations KE et KE-TH avec le CRM Mésos-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

favoriser une augmentation de la CIN. Cette augmentation est peut-être due à l'effet des descentes précipitantes, sous-estimé dans nos simulations. Si le schéma de convection profonde consomme la CAPE, on ne peut pas dire qu'il crée de la CIN.

Conclusions

L'activation du modèle du thermique, en asséchant les basses couches de l'atmosphère augmente la CIN ce qui en retour diminue l'intensité convective. Le calcul de ALE_{bl} à partir des caractéristiques du thermique permet d'avoir une évolution temporelle de l'énergie de soulèvement disponible, qui augmente lorsque l'épaisseur des cumulus de couche limite augmente. Cela permet de retarder le déclenchement de la convection profonde en début d'après-midi, après que les cumulus de couche limite se soient développés. Le calcul de ALP_{bl} à partir des caractéristiques du thermique permet d'obtenir une puissance de soulèvement variable dans le temps avec un ordre de grandeur raisonnable. Il est cependant nécessaire de trouver un équilibre entre les deux schémas, car si la convection profonde est trop intense, les cumulus de couche limite disparaissent trop tôt. Pour les préserver le plus longtemps possible, la puissance fournie doit rester de l'ordre de 0.1 W m^{-2} . Cela a pour conséquence une intensité convective faible. De plus, dès 18h le thermique s'éteint et la convection profonde n'est plus alimentée. A ce moment de la journée, ce ne sont plus les mêmes processus qui sont à l'origine du maintien de la convection. En fait, dès que la convection profonde se déclenche, nous avons vu que l'évaporation de l'air dans les descentes précipitantes donne naissance à des poches d'air plus froid en surface. L'étape suivante consiste à activer la paramétrisation de ces courants de densité ayant été développée en collaboration entre le LMD et le CNRM, pour regarder son influence.

5.3.2 Thermique, convection profonde et poches froides

Un système convectif est constitué d'ascendances convectives et de descentes précipitantes, mais aussi d'enclumes qui se forment à son sommet, ainsi que de poches froides, qui apparaissent dans les basses couches (fig. 5.25). En effet, l'évaporation des précipitations refroidit l'air dans les subsidences,

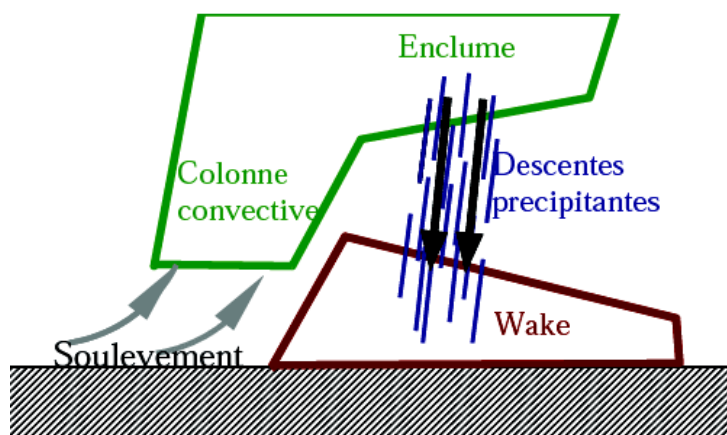


FIG. 5.25 – Schéma conceptuel d'un système convectif : colonne convective, descentes précipitantes, enclume et courants de densité (wake) (par J.-Y. Grandpeix).

créant une région d'air plus dense en surface qui s'étale comme un courant de densité. Si l'air de la poche est plus froid, il peut être plus sec ou plus humide selon les caractéristiques de la troposphère qu'il a traversée. La frontière entre l'environnement et cette poche se déplace rapidement, avec une chute des températures dans la poche, ainsi qu'une accélération des vents, créant le front de rafale du système convectif. Cet air froid, loin d'inhiber la convection, soulève l'air devant lui, fournissant la puissance nécessaire à la convection pour se maintenir. Une paramétrisation de ces poches froides a été développée par Grandpeix et Lafore (2007) et est en cours de validation dans une version 3D de LMDZ (Roehrig, 2007).

Khairoutdinov et Randall (2006) montrent dans leur étude que les poches froides jouent aussi un rôle dans la phase de transition. Ils effectuent un test de sensibilité aux poches froides en supprimant artificiellement de leur simulation CRM les processus d'évaporation et de précipitation. Dans cette nouvelle simulation, les thermiques les plus gros ne se forment pas et, si quelques cumulus congestus apparaissent, la convection profonde ne se déclenche pas. Cela vient sous-entendre que les poches froides auraient déjà un rôle au stade congestus. Le modèle du thermique étant non-précipitant, cela ne peut pas être pris en compte dans nos simulations. La transition entre convection peu profonde et profonde y est brutale, sans transition entre des nuages atteignant 4 km et des nuages atteignant 12 km. Ce sont les processus de couche limite qui contrôlent cette transition. Cependant, la convection qui se développe est faible. Que se passe-t-il si on ajoute la représentation des poches froides dans la représentation du système convectif ?

La paramétrisation des poches froides

Sans entrer dans le détail, nous présentons ici le principe de la paramétrisation des poches froides développée dans LMDZ (Grandpeix et Lafore, 2007).

Dans cette version de la paramétrisation, les poches froides ne se propagent pas de maille en maille. Chaque maille est subdivisée en deux sous-domaines : la poche froide (ou courant de densité) et son environnement. La poche froide est caractérisée par une température potentielle inférieure d'au moins 0.2 K à celle de l'environnement. L'influence des poches froides sur la température potentielle et l'humidité spécifique grande-échelle dépend de la fraction surfacique des poches (σ_w) ainsi que de la différence de vitesse verticale entre la poche et l'environnement (δw , induite par les descentes précipitantes de la convection). La fraction surfacique σ_w est une variable pronostique, dont l'équation d'évolution fait intervenir la densité de poches froides dans la maille (supposée constante) et la vitesse d'étalement du courant de densité C^* . Cette vitesse se calcule en supposant qu'une partie de l'énergie potentielle dispo-

nible dans le courant de densité (WAPE) est convertie en énergie cinétique. Ainsi :

$$C^* = k^* \sqrt{2WAPE} \quad (5.21)$$

où la WAPE est calculée par :

$$WAPE = -g \int_0^{h_w} \frac{\delta\theta_v}{\theta_v} dz \quad (5.22)$$

et h_w est la hauteur de la poche. De plus, δw est une fonction linéairement croissante avec l'altitude et inversement proportionnelle à σ_w jusqu'au sommet de la poche, à partir duquel elle rediminue linéairement jusqu'à atteindre 0 à une altitude proche de 600 hPa.

Couplage des poches froides et du schéma de convection profonde

Une fois la convection profonde déclenchée par les processus de couche limite, la génération de descentes précipitantes liées à la convection ainsi que les poches froides associées vont contribuer à son maintien, en fournissant une énergie de soulèvement ALE_{wake} définie par :

$$ALE_{wake} = 0.5C^{*2} \quad (5.23)$$

Si cette énergie est supérieure à celle fournie par la couche limite, c'est elle qui sera à l'origine du maintien de la convection (si elle est supérieure à la CIN). La vitesse du front de rafale atteignant rapidement plusieurs $m s^{-1}$, on peut penser que les poches froides prendront rapidement le relais de la couche limite pour l'entretien de la convection.

La puissance de soulèvement fournie par la poche froide s'ajoute à celle fournie par la couche limite pour déterminer l'intensité de la convection par l'intermédiaire du flux de masse à la base de la colonne convective. On a :

$$ALP_{wake} = \frac{k_w}{2} C^{*2} \rho_w C^* \frac{L_G h_w}{A} \quad (5.24)$$

où L_G est la longueur du front de rafale, A la surface de la maille et k_w un paramètre ajustable spécifiant la fraction de la puissance disponible effectivement fournie à la convection.

De plus, les poches froides sont couplées au schéma de convection : les descentes précipitantes ont lieu dans le sous-domaine correspondant à la poche froide, tandis que les ascendances ont lieu dans son environnement. Cela influe sur l'alimentation des ascendances tout comme sur la physique de l'évaporation dans les descentes. Bien sûr les poches froides, en agissant sur les champ de température et d'humidité grande-échelle, rétroagissent sur la convection par l'intermédiaire de la CIN et de la CAPE, mais aussi sur les processus de couche limite.

Introduction des poches froides sur le cas EUROCS

Nous activons donc la paramétrisation des poches froides sur le cas EUROCS. Ainsi l'énergie et la puissance de soulèvement sont désormais fournies par deux processus : la couche limite et les courants de densité. Dès que le thermique fournit une énergie de soulèvement suffisante pour dépasser l'inhibition convective, la convection profonde se déclenche, et des courants de densité se forment qui fournissent à leur tour une énergie de soulèvement susceptible de maintenir la convection, mais aussi une puissance de soulèvement qui s'ajoute à celle fournie par la couche limite pour déterminer l'intensité convective. Ainsi toute la phase de développement progressif de la couche limite obtenue au paragraphe précédent est maintenue jusqu'au déclenchement de la convection profonde. L'évolution temporelle de l'énergie et de la puissance de soulèvement fournie par la couche limite et les courants de densité est présentée sur la fig. 5.26 pour la simulation KE-TH-wake, simulation identique à la simulation KE-TH dans laquelle la paramétrisation des courants de densité a été activée.

L'énergie de soulèvement fournie par la couche limite reste faible jusque vers midi où elle atteint plusieurs $J kg^{-1}$ permettant de dépasser la CIN. Dès que la convection profonde se déclenche, des poches

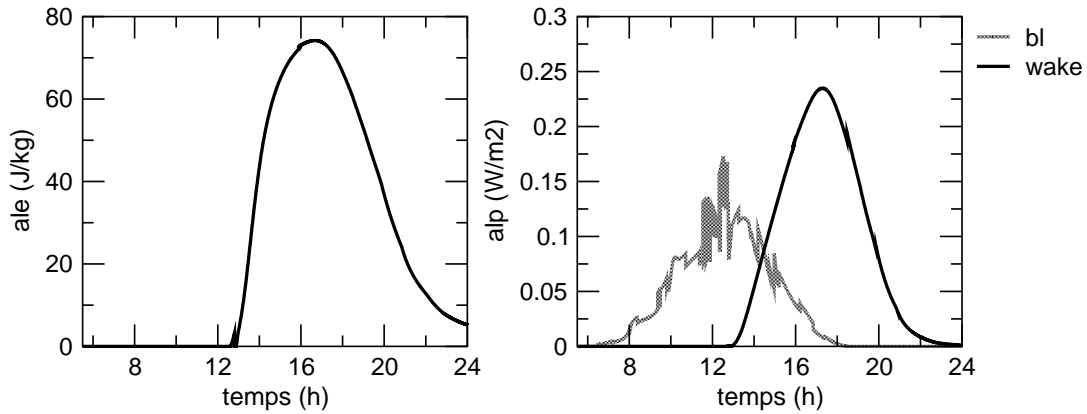


FIG. 5.26 – Energie (ALE en $J\ kg^{-1}$) et puissance (ALP en $W\ m^{-2}$) de soulèvement fournies par la couche limite d'une part (bl) et par les courants de densité d'autre part ($wake$) dans la simulation $KE-TH-wake$.

froides se créent, fournissant une énergie de soulèvement très forte, jusqu'à $80\ J\ kg^{-1}$, qui prend alors le relais pour maintenir la convection. La puissance de soulèvement fournie par la couche limite au moment du déclenchement est de l'ordre de $0.15\ W\ m^{-2}$. La puissance fournie par la couche limite commence alors à décroître pendant que celle fournie par les poches froides se met à croître, pour atteindre $0.25\ W\ m^{-2}$ vers 18h, au moment où le thermique s'éteint. La puissance fournie par la poche froide décroît alors progressivement jusqu'à minuit.

La convection se déclenche aux alentours de 12h30 et les profils obtenus avec la simulation $KE-TH-wake$ sont identiques à ceux obtenus avec la simulation $KE-TH$ à cette heure-là. Les profils thermodynamiques obtenus avec les simulations $KE-TH$, $KE-TH-wake$ et le CRM à 16h30 et 18h30 sont représentés sur les fig. 5.27 et fig. 5.28.

L'impact des courants de densité sur la convection nuageuse peu profonde est flagrante à 16h30. Alors que les poches froides influent relativement peu sur les caractéristiques de la couche mélangée à cette heure-là, l'eau liquide dans les thermiques de couche limite disparaît déjà. A 18h30, on voit que les courants de densité refroidissent et assèchent progressivement la couche limite, rapprochant les résultats de ceux du CRM même si les effets du thermique pendant la journée ne sont pas totalement contre-balançés. L'influence sur l'eau liquide et la couverture nuageuse est faible. Les tendances montrent en effet que les poches froides refroidissent les 1000 premiers mètres en accord avec le CRM et permettent ensuite un réchauffement plus fort de la troposphère, en augmentant l'intensité convective. Sur la fig. 5.29, on constate que, même dans la simulation $KE-TH-wake$, le flux de masse ascendant saturé est toujours sous-estimé par rapport au CRM, mais le flux net est en relativement bon accord avec le CRM au-dessus de 8 km. Le flux de masse subsident est par contre toujours fortement sous-estimé dans les basses couches. L'effet obtenu sur le champ d'humidité est également comparable au CRM : assèchement des trois premiers kilomètres et humidification de la haute troposphère (fig. 5.29). Si l'effet des courants de densité sur la convection profonde est positif, leur effet sur la convection peu profonde est à étudier plus en avant. Dans la simulation $KE-TH-wake$, les nuages de couche limite disparaissent dès 15h.

Pour finir, l'évolution temporelle des précipitations, de l'eau précipitable, de la CAPE et de la CIN est donnée sur la fig. 5.30. Les précipitations se déclenchent vers 13h, en accord avec le CRM et atteignent $16\ mm\ j^{-1}$ à 17h avant de diminuer progressivement jusqu'à 20h. L'eau précipitable est par conséquent plus en accord avec le CRM. L'intensité convective plus forte a pour conséquence une diminution de la CAPE après 16h. Seule l'augmentation brutale de la CIN n'est toujours pas en phase avec les résultats du CRM. Pourtant, le caractère fortement stratifié de la couche limite, obtenu à la fois dans le CRM et dans la simulation $KE-TH-wake$, est favorable à l'existence d'une forte CIN. Si l'augmentation de la

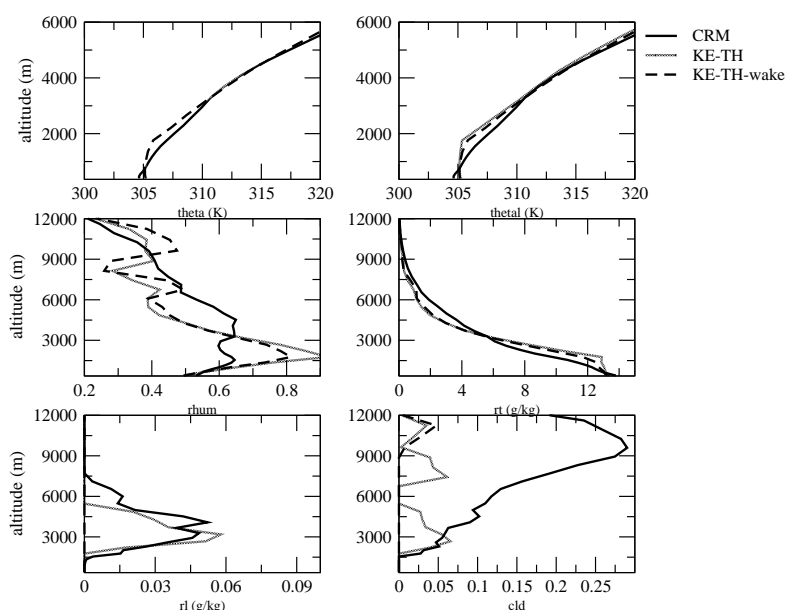


FIG. 5.27 – Température potentielle (en K), température potentielle liquide (en K), humidité relative, humidité spécifique (en g kg^{-1}), rapport de mélange en eau liquide (en g kg^{-1}) et fraction nuageuse à 16h30 : Comparaison des simulations KE-TH et KE-TH-wake avec le CRM Méso-NH sur le cas EU-ROCS de convection profonde.

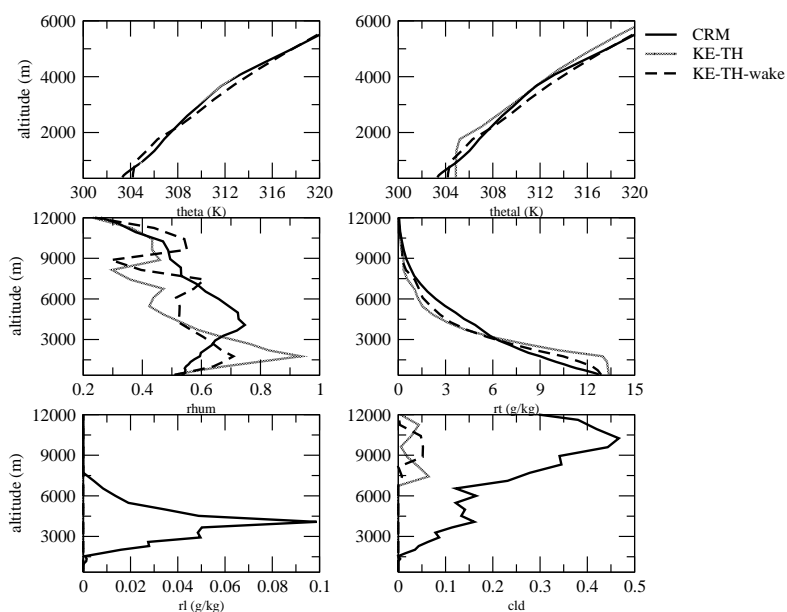


FIG. 5.28 – Température potentielle (en K), température potentielle liquide (en K), humidité relative, humidité spécifique (en g kg^{-1}), rapport de mélange en eau liquide (en g kg^{-1}) et fraction nuageuse à 18h30 : Comparaison des simulations KE-TH et KE-TH-wake avec le CRM Méso-NH sur le cas EU-ROCS de convection profonde.

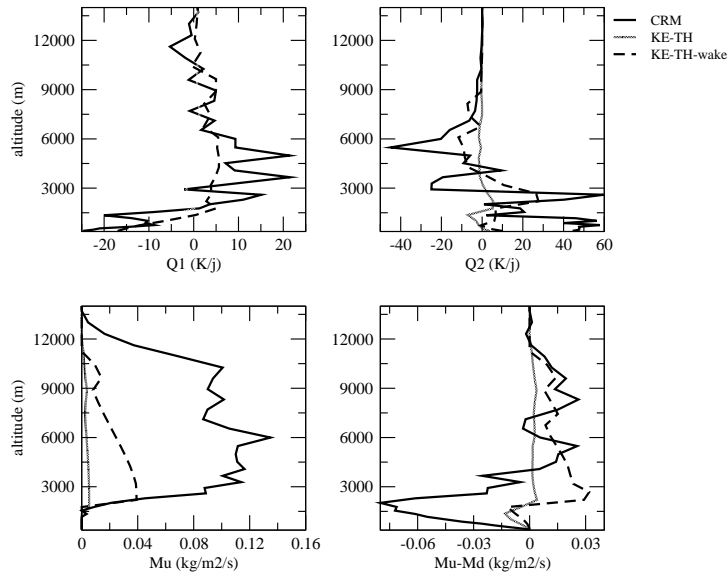


FIG. 5.29 – Source de chaleur (Q_1 en $K j^{-1}$), puits d'humidité (Q_2 en $K j^{-1}$), flux de masse ascendant saturé (en $kg m^{-2} s^{-1}$) et flux de masse net (en $kg m^{-2} s^{-1}$) à 18h30 : Comparaison des simulations KE-TH et KE-TH-wake avec le CRM Mésos-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

CIN n'est pas représentée dans la simulation KE-TH-wake, cela peut-être dû au fait que la CIN y est calculée à partir des profils thermodynamiques de l'environnement de la poche froide, et non à partir des profils moyens dans la maille, soit dans un environnement plus homogène.

5.4 Bilan

Dans cette partie, nous avons essayé de comprendre les différents mécanismes et les différentes conditions nécessaires au passage d'une situation convective modérée à la convection profonde. Plusieurs paramètres semblent avoir un rôle important dans le déclenchement de la convection profonde : la température et l'humidité de la couche limite, la température et l'humidité de la troposphère libre, mais aussi l'énergie cinétique des particules ascendantes. Lorsque la convection est déclenchée, des rétroactions complexes entre la convection, les descentes précipitantes, la subsidence compensatoire, les poches froides et la couche limite contrôlent l'évolution du système convectif.

Le modèle du thermique permet de représenter la phase de développement progressif de la convection, avec l'apparition de petits cumulus dont l'extension s'étend peu à peu, humidifiant le sommet de la couche limite. Ainsi, le déclenchement de la convection profonde est repoussé jusqu'en début d'après-midi, avec une apparition brutale de cumulonimbus atteignant le sommet de la troposphère. A partir de là, les choses deviennent plus complexes. La convection profonde, par l'intermédiaire des descentes précipitantes, rétroagit sur les processus de couche limite. Dès que la convection profonde s'intensifie, les descentes précipitantes refroidissent la couche limite tout en asséchant son sommet, le thermique faiblit et les cumulus de couche limite disparaissent prématurément. La puissance de soulèvement fournie par le thermique doit rester suffisamment faible pour empêcher la convection profonde de réchauffer trop fortement le sommet de la couche limite. Cependant, le thermique agit aussi sur la convection profonde. En asséchant la couche d'alimentation de la convection, le niveau de condensation s'élève et la CIN augmente, diminuant la valeur du flux de masse à la base des nuages. C'est là que la prise en compte d'un nouvel élément du système convectif s'avère nécessaire : la formation de poches froides qui, engendrées par l'évaporation des précipitations dans les basses couches, s'étalent en surface et soulèvent l'air, perpétuant à leur tour l'ascendance. L'énergie de soulèvement fournie par ces poches froides se révèle

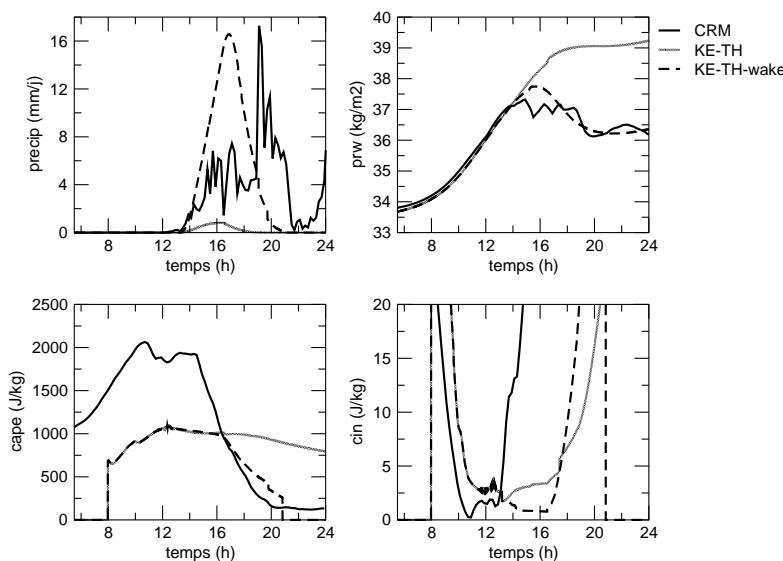


FIG. 5.30 – Précipitations (en mm j^{-1}), eau précipitable (en kg m^{-2}), CAPE et CIN (en J kg^{-1}) : Comparaison des simulations KE-TH et KE-TH-wake avec le CRM Mésos-NH sur le cas EUROCS de convection profonde.

dix fois plus forte que celle fournie par la couche limite et la puissance de soulèvement deux fois plus forte. Cela permet à la convection de se maintenir plus longtemps dans la journée et d'avoir un maximum d'intensité aux alentours de 17h. Ces poches froides, en intensifiant la convection, renforcent les descentes précipitantes qui à leur tour affaiblissent le thermique. Ainsi, dans la simulation avec poches froides, les cumulus de couche limite disparaissent dès 15h. Peut-être qu'un couplage entre le thermique et les poches froides permettrait de réduire cet effet.

Malgré les rétroactions complexes entre les différents acteurs de la convection, l'activation du modèle du thermique et de la paramétrisation des poches froides améliore la représentation de l'évolution des caractéristiques de l'atmosphère sur le cas EUROCS, et donne des résultats plus proches du CRM. Cependant, il semblerait que la simulation CRM ne permette pas de représenter toutes les échelles de turbulence dans la couche limite, et l'utilisation d'une simulation LES pourrait s'avérer instructive. Les différents processus en jeu sont représentés de façon plus réaliste avec le modèle du thermique nuageux, mais le couplage entre les paramétrisations doit encore être approfondi, notamment le couplage entre les poches froides, le thermique et la couche limite diffuse. La couche limite joue un rôle de première importance dans le déclenchement de la convection profonde. Dans cette approche, nous avons choisi de nous baser sur une comparaison entre la CIN et l'énergie de soulèvement fournie par le thermique. Mais d'autres facteurs interviennent peut-être, comme l'état plus ou moins proche de la saturation en sommet de couche limite. Par exemple, même si la CIN est dépassée, la convection profonde ne pourrait se déclencher qu'après un seuil suffisant d'humidification du sommet de la couche limite.

Un autre point particulier de l'approche réside en l'équation de fermeture de la convection profonde. Contrairement à une fermeture classique en CAPE, le flux de masse à la base des nuages dépend ici de la puissance de soulèvement fournie par les processus sous-jacents. Mais la convection dépend aussi des caractéristiques de la troposphère libre par l'intermédiaire des rétroactions des descentes précipitantes sur la convection. Ainsi, le couplage du modèle du thermique et du schéma de convection profonde proposé permet de prendre en compte à la fois l'influence des processus de la couche sous-nuageuse et de la couche nuageuse sur le développement de la convection.

Chapitre 6

Application du modèle du thermique à la convection induite par les feux de biomasse

Les études menées dans les chapitres précédents ont permis le développement d'un modèle représentant les structures convectives de la couche limite. Nous nous sommes intéressés jusqu'à maintenant plus particulièrement aux améliorations apportées par ce modèle pour le transport d'humidité et de chaleur dans la couche limite. Mais les applications peuvent s'étendre au transport de polluants. Le transport des gaz dans la couche limite est très important puisqu'il conditionne à terme la répartition de ces gaz dans l'atmosphère. Une source importante de CO_2 pour l'atmosphère provient des feux de biomasse très actifs au cours de la saison sèche de chaque hémisphère. Le CO_2 émis reste-t-il confiné dans les basses couches ou les panaches convectifs induits par les feux, associés à de la "pyro-convection", assurent-ils son transport jusqu'à la moyenne voire la haute troposphère ? Si des panaches de fumée atteignant la troposphère ont déjà été observés aux hautes latitudes, au Canada ou en Amérique du Nord (Fromm et Servranckx, 2003; Jost et al., 2004), on relate plus rarement de tels phénomènes dans les Tropiques, et alors exclusivement en Amérique du Sud. Qu'en est-il des feux de biomasse en Afrique ? Peu d'informations sont disponibles sur les caractéristiques des feux dans ces régions, mais rien ne suggère que les feux percent couramment le sommet de la couche limite. Pourtant des observations satellite récentes (Chédin et al., 2005) suggèrent qu'il existerait une différence forte entre la concentration en CO_2 de la troposphère en fin de journée et celle en début de journée au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse. Il est difficile d'expliquer ce signal autrement que par un transport direct du CO_2 dans la haute troposphère avec des constantes de temps très courtes. Motivés par ces observations, nous nous sommes intéressés à la représentation du transport du CO_2 émis par les feux de biomasse dans les Tropiques en modifiant le modèle du thermique pour qu'il représente la convection induite par ces feux. Dans un premier temps, les modifications apportées pour transformer le modèle du thermique nuageux en modèle dit du "pyro-thermique" nuageux sont testées en dehors du GCM, sur des cas instantanés. Dans un second temps, on active le modèle du pyro-thermique nuageux dans la version standard de LMDZ (c'est-à-dire une version sans modèle du thermique nuageux pour représenter la couche limite, et avec le schéma d'Emanuel (1991) pour représenter la convection profonde). Le modèle du pyro-thermique nuageux n'a pas d'impact sur les variables thermodynamiques de l'atmosphère, et n'est donc pas couplé avec le schéma de convection profonde. Il permet seulement de représenter le transport vertical associé aux colonnes convectives engendrées par les feux de biomasse, en plus de l'advection grande-échelle et du transport par la convection profonde déjà représentés dans LMDZ. Nous effectuerons plusieurs tests pour essayer de répondre à la question suivante : le CO_2 injecté par les feux de biomasse dans les Tropiques atteint-il la haute troposphère ?

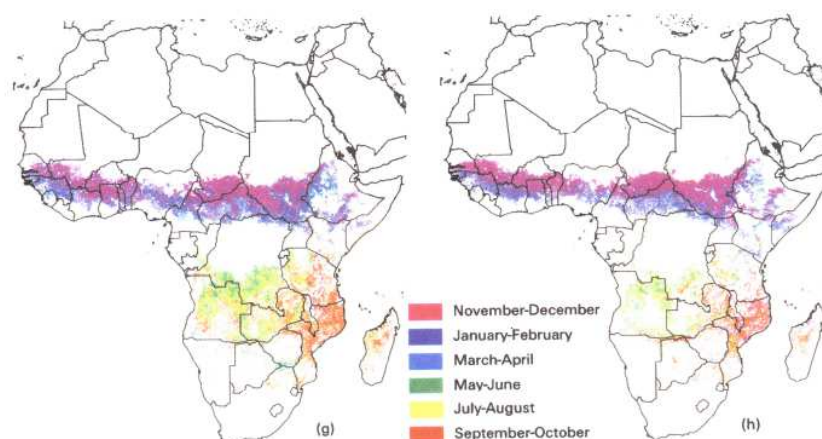


FIG. 6.1 – Cartes de l'aire brûlée par les feux de biomasse pour les années 1989-1990 (g) et 1990-1991 (h) déduites de l'analyse des données AVHRR (issu de Barbosa et al., 1999).

6.1 Feux de biomasse et émissions de CO₂ dans les Tropiques

6.1.1 Saisonnalité et cycle diurne des feux de biomasse

Pour évaluer le CO₂ rejeté par les feux de biomasse, plusieurs satellites observent leur comportement. Il existe deux sortes de produits dérivés de l'observation des feux de biomasse. La première est l'estimation du nombre de feux actifs, et la deuxième est une estimation de l'aire brûlée par ces feux. Les premières cartes de l'évolution de l'aire brûlée par les feux de biomasse en Afrique ont été publiées par Barbosa et al. (1999) pour les années 1981-1983 et 1985-1991. Ces cartes ont été établies à partir des observations réalisées à 5 km de résolution par le radiomètre AVHRR (Advanced Very High resolution Radiometer) par l'analyse des signaux obtenus dans le domaine spectral visible et infrarouge. Les cartes d'aire brûlée obtenues pour les années 1987 à 1991 sont restituées fig. 6.1. Si les incertitudes sur l'estimation de l'aire brûlée sont importantes, ces cartes permettent de se faire une idée de la saisonnalité des feux en Afrique tropicale. La saison des feux coïncide avec la saison sèche de chaque hémisphère, de novembre à avril dans l'hémisphère nord, et de mai à octobre dans l'hémisphère sud. En Afrique du Nord, les feux se déclenchent d'abord en octobre dans les régions sub-sahariennes puis se décalent vers l'ouest et le sud en décembre. En Afrique tropicale Sud, les feux de végétation se déplacent d'ouest en est entre avril et octobre, avec un maximum en juin en République démocratique du Congo. En novembre, les feux continuent sur la côte est de l'Afrique puis cessent en décembre. Les régions les plus touchées sont des régions de savanne sèche ou humide, parfois des régions de forêt dense en Afrique centrale.

Depuis, d'autres bases de données à l'échelle globale ont été développées, notamment à partir des observations faites par VIRS (Visible and InfraRed Scanner) à bord du satellite TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) (Giglio et Kendall, 2003), celles faites par VAS (Visible infrared spin scan radiometer Atmospheric Sounder) à bord du satellite géostationnaire GEOS-8 (Prins et al., 1998), ou encore celles de ATSR-2 (Along Track Scanning Radiometer) à bord du satellite ERS-2. Une base de données a également été développée à partir des observations faites par MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) à bord du satellite de la NASA Terra (Justice et al., 2002). Si ces produits permettent de restituer la saisonnalité des feux de végétation dans les Tropiques, ils permettent aussi d'évaluer le cycle diurne de ces feux. Par exemple, la fig. 6.2 montre la fréquence normalisée des feux en fonction de l'heure locale sur une journée obtenue à partir d'observations de TRMM en Afrique du Sud en juillet 2000 (Justice et al., 2002). Bien que préliminaires, ces résultats confirment le cycle diurne important des feux comme il avait déjà été évoqué par Prins et al. (1998), avec un pic de feux observé vers 15h. La

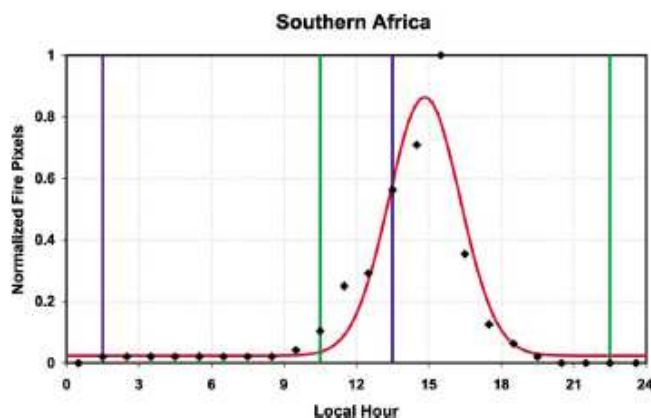


FIG. 6.2 – *Distribution diurne des pixels actifs de feu en Afrique du sud en juillet 2000. La ligne rouge est une gaussienne se rapprochant des observations. Les passages du satellite Terra le matin et l'après-midi sont indiqués respectivement par les lignes vertes et bleues (issu de Justice et al., 2002).*

distribution obtenue est proche d'une gaussienne centrée sur 15h avec une demi-largeur d'environ 2h. Ce cycle diurne est confirmé par Giglio (2007) qui déterminent le cycle diurne des feux pour différentes régions du globe à partir des observations de VIRS et de MODIS.

Les émissions associées aux feux de biomasse sont généralement calculées à partir de l'aire brûlée, de la densité de végétation et de l'efficacité de la combustion. L'aire brûlée est le paramètre sur lequel reposent le plus d'incertitudes, mais les cartographies globales récentes de ce paramètre facilitent désormais l'estimation des émissions. Les moyennes saisonnières des émissions de CO₂ sur la période 1997-2002 sont présentées fig. 6.3. Van der Werf et al. (2006) prolongent cette période et estiment la variabilité des émissions des feux de biomasse de 1997 à 2004 à l'échelle globale en s'aidant des observations d'aire brûlée de MODIS. Les émissions moyennes sont estimées à 2.5 Pg C an⁻¹, dont 49% en Afrique, 13% en Amérique du Sud, 11% en Asie équatoriale, 9% dans les régions boréales et 6% en Australie. La variabilité interannuelle peut être forte, avec parfois des différences de 1 Pg C entre deux années. Ces résultats confirment que les feux de biomasse sont une source importante d'aérosols et de gaz à effet de serre, et sont un élément clé du cycle du carbone et de l'évolution de la concentration de CO₂ dans l'atmosphère.

6.1.2 Impact sur le contenu en CO₂ de l'atmosphère

La connaissance des puits et sources de carbone est essentielle pour évaluer l'évolution du cycle du carbone et de la concentration de CO₂ dans l'atmosphère. Celle-ci est peu connue, surtout dans les Tropiques, où les mesures in-situ sont trop disséminées. Chédin et al. (2003) montrent qu'il est possible de restituer la concentration de CO₂ dans l'atmosphère à partir d'observations faites par la sonde TOVS (Operational Vertical Sounder) du satellite nouvelle génération TIROS-N (Television and InfraRed Operational Satellite-Next Generation) embarqué à bord des satellites météorologiques polaires de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) depuis 1978. La mission de ce satellite est de mesurer la température et l'humidité atmosphérique à grande-échelle, mais Chédin et al. (2003) proposent une méthode pour extraire de ces observations la concentration en CO₂ de l'atmosphère. En effet, les radiances mesurées par la sonde infrarouge HIRS-2 (High resolution Infrared Radiation Sounder) dépendent de la température de l'atmosphère mais aussi, bien que faiblement (Chédin et al., 2002), de la concentration en CO₂ et autres gaz à effet de serre (O₃, NO₂ et CO). Les observations faites simultanément par la sonde micro-ondes MSU (Microwave Sounding Unit) dépendent fortement de la température

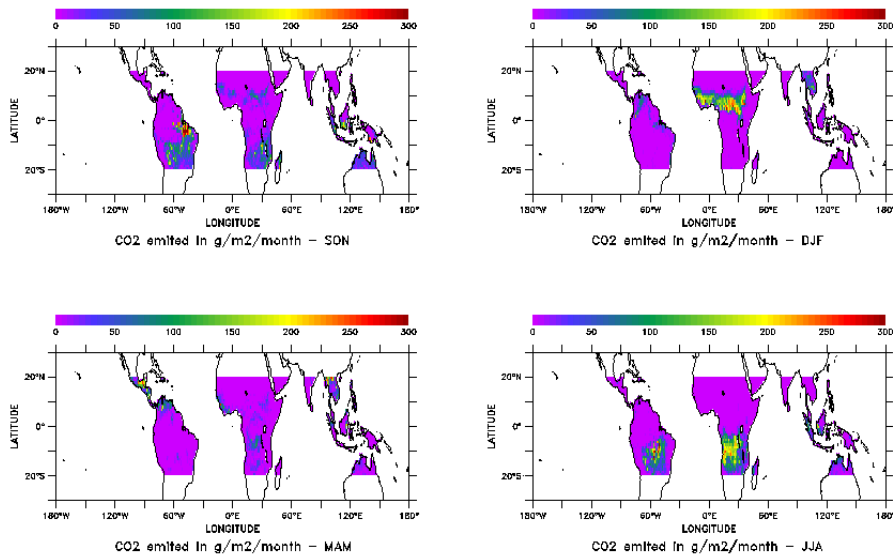


FIG. 6.3 – Moyennes saisonnières (automne en haut à gauche, hiver en haut à droite, printemps en bas à gauche et été en bas à droite) des émissions de CO₂ en g m⁻² mois⁻¹ sur la période 1997-2002 (issu de Van der Werf et al., 2003).

sans dépendre de la concentration de CO₂ et autres gaz à effet de serre. Cela permet d'extraire la concentration de CO₂ de l'analyse simultanée de ces deux signaux. Notons cependant que la sensibilité de mesure de HIRS-2 est maximale entre 500 et 200 hPa, et que le contenu en CO₂ des plus basses couches de l'atmosphère est peu détecté.

Le satellite effectuant les observations est synchronisé avec le soleil, et observe les Tropiques deux fois par jour, à 7h30 et 19h30 heure locale. Cela permet d'étudier les variations diurnes de la concentration en CO₂ dans la haute troposphère, en calculant le signal NDD (pour Night-Day Differences) ou encore DTE (pour Daily Tropospheric Excess) défini par :

$$DTE = \int_0^{h_a} [C_{CO_2}(19h30) - C_{CO_2}(7h30)] f dp(z) dz \quad (6.1)$$

où $f dp$ est la fonction de poids caractérisant la sensibilité de l'instrument sur la verticale et h_a la hauteur de la colonne d'atmosphère. A partir de mesures journalières à une résolution de 1°×1° entre 30S et 30N, Chédin et al. (2005) restituent des moyennes mensuelles du signal DTE entre juillet 1987 et juin 1991 à une résolution de 15°×15°. Chédin et al. (2007) affinent encore leur méthode et leurs résultats et proposent des cartes mensuelles de DTE à une résolution de 5°×5°. Notons cependant que seules les mesures pour lesquelles le ciel était clair aux deux heures de passage journalières sont retenues. Ainsi les situations nuageuses ne sont pas prises en compte. Les résultats obtenus par saison sont présentés sur la fig. 6.4. Le signal DTE atteint 2-3 ppm localement sur les continents, dans des hémisphères différents selon la saison. Si on compare ces cartes à la cartographie des feux de biomasse donnée au paragraphe précédent, on s'aperçoit que cet excès de CO₂ troposphérique se retrouve, en fonction des saisons, au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse.

Chédin et al. (2007) s'attachent à démontrer plus précisément le lien entre cet excès de CO₂ dans la moyenne et haute troposphère et les feux de biomasse. Globalement, le signal DTE est plus en phase avec les émissions de CO₂ données par GLOBSCAR (European Space Agency's monthly Global Burnt Scar) qui associe les émissions à l'aire brûlée observée qu'avec celles données par ATSR (Along Track Scan-

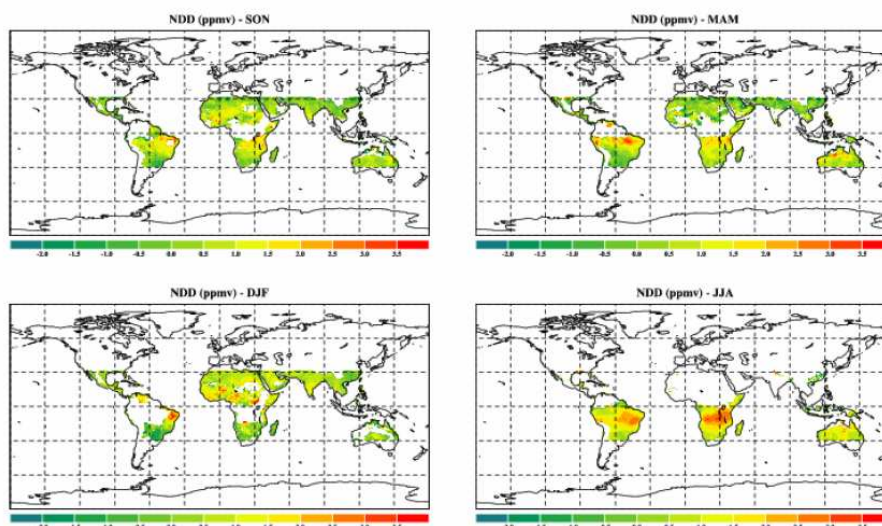


FIG. 6.4 – Moyenne saisonnière du signal DTE (différence entre 19h30 et 7h30 heure locale de la concentration de CO₂ dans la moyenne troposphère dans les Tropiques intégrée sur la verticale) entre janvier 1987 et décembre 1991 à une résolution de 5°×5° (moyenne glissante de 1°×1°) (issu de Chédin et al., 2007).

ning Radiometer) qui associe les émissions au nombre de feux observés (Chédin et al., 2005). Cela vient suggérer que l'excès de CO₂ retrouvé dans la partie supérieure de la troposphère est lié à l'existence de feux particulièrement étendus plutôt qu'à un nombre important de feux plus petits. Chédin et al. (2007) trouvent un lien quantitatif entre le signal DTE et les émissions de CO₂ liées aux feux de biomasse. La fig. 6.5 montre les émissions annuelles moyennes de CO₂ reliées aux feux de biomasse telles qu'elles sont calculées par Van der Werf et al. (2006) entre 1997 et 2004 en fonction du signal DTE moyenné entre 1987 et 1990 (multiplié par un facteur d'échelle de 16.6) pour différentes régions du globe. Cette figure montre qu'il existe une relation linéaire entre les émissions de CO₂ et le signal DTE sur une large gamme de valeurs (de 5 à 25). Cela vient encore appuyer l'existence d'un lien direct entre le signal DTE observé et les feux de biomasse. Le fait que cette relation ne soit pas vérifiée dans certaines régions peut s'expliquer par une contamination du signal DTE par la présence d'aérosols et par un échantillonnage insuffisant dans les régions où l'occurrence de nuages est fréquente (Chédin et al., 2007).

Ces différents liens entre le signal DTE obtenu et les émissions de CO₂ provenant des feux de biomasse incitent Chédin et al. (2007) à soulever la théorie suivante : l'excès de CO₂ observé dans la partie supérieure de la troposphère à 19h30 comparé à 7h30 dans les Tropiques serait lié à la formation de colonnes convectives puissantes au-dessus des feux de biomasse qui permettraient le transport des émissions de CO₂ associées vers la haute troposphère peu après le pic des feux ayant lieu en milieu d'après-midi. Ce transport serait davantage associé à quelques feux d'étendue importante qu'à un nombre important de petits feux. Ce transport vertical rapide de CO₂ en fin d'après-midi serait suivi d'une dispersion du CO₂ par advection horizontale pendant la nuit, faisant disparaître le CO₂ avant le passage suivant du satellite à 7h30.

Cette théorie est fondée sur trois hypothèses importantes :

- Hyp1 : des colonnes convectives induites par les feux permettent le transport du CO₂ émis vers la haute troposphère dans les Tropiques, résultant en un excès de CO₂ entre le soir et le matin pouvant atteindre 2 à 3 ppm.

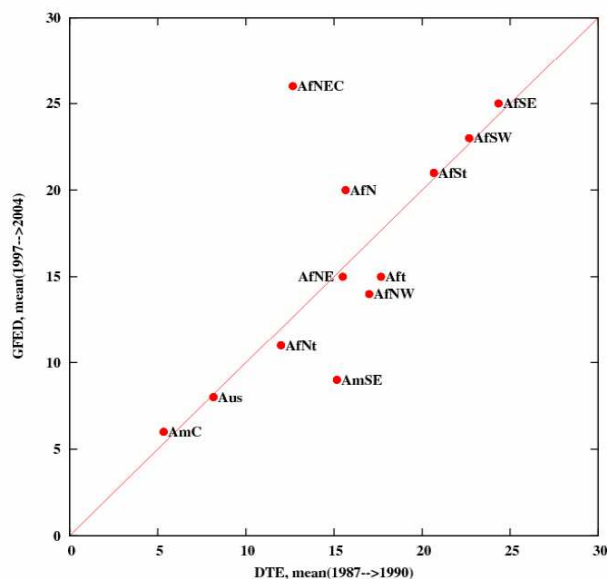


FIG. 6.5 – Relation entre les émissions de CO_2 annuelles (en $g\ m^{-2}$) données par Van der Werf et al. (2006) moyennées entre 1997 et 2004 et la moyenne du signal DTE entre 1987 et 1990 (en $ppm \times 16.6$ pour différentes régions du globe (Af=Afrique, Am=Amérique et Aus=Australie, S=sud, N=nord, E=est et O=ouest) (issu de Chédin et al., 2007).

- Hyp2 : ces colonnes convectives se forment au-dessus des feux les plus puissants et pas dans les régions où le nombre de petits feux est important.
- Hyp3 : ce CO_2 est dispersé pendant le nuit par l'advection grande-échelle.

La hauteur atteinte par la colonne convective engendrée par un feu de biomasse et dans laquelle sont transportées les émissions associées sera appelée hauteur d'injection. L'hyp1 est l'hypothèse la plus forte, d'autant plus qu'aucune observation directe de feux ne rapporte des hauteurs d'injection de 9 km en Afrique tropicale. Nous allons essayer de mettre en place des simulations pour répondre à la question suivante : une telle hauteur d'injection dans les Tropiques est-elle raisonnable ?

L'hyp2 ne peut pas vraiment être vérifiée, mais elle constitue un élément important pour vérifier la possible génération de colonnes convectives au-dessus des feux dans les Tropiques, dont les caractéristiques vont être présentées dans le paragraphe suivant.

Il n'existe également aucune observation capable de valider l'hyp3. Cependant, même si le CO_2 détecté à 19h30 n'était pas dispersé pendant la nuit mais était encore présent à 7h30 le lendemain, l'injection de CO_2 pendant la journée permettrait de retrouver un excès de CO_2 à 19h30. La dispersion par advection horizontale n'apparaît donc pas un processus fondamental. Seule l'analyse directe de la concentration en CO_2 à 19h30 et 7h30 permettrait de dire si le CO_2 s'accumule en altitude ou non. Cependant, quel que soit le processus, le CO_2 est forcément dispersé en haute altitude. La question est de savoir pourquoi cette advection n'induit pas le même cycle diurne dans d'autres régions du globe.

Dans cette étude nous allons donc nous intéresser aux panaches convectifs induits par les feux dans les Tropiques. La question est de savoir si, étant données les conditions météorologiques et les caractéristiques des feux dans ces régions, de tels panaches peuvent réellement atteindre la haute troposphère. Pour cela, nous avons besoin de définir l'ordre de grandeur des caractéristiques des feux dans les Tropiques.

6.1.3 Caractéristiques des feux

Les émissions associées aux feux de biomasse ainsi que la hauteur à laquelle ces émissions sont injectées dans l'atmosphère dépendent de plusieurs facteurs caractéristiques du feu étudié. Nous allons décrire ici ces caractéristiques à l'aide de feux bien documentés : un feu de forêt canadien (le feu Chisholm du 28 mai 2001) et un feu de savanne en Afrique du Sud provoqué dans la parc national Kruger le 24 septembre 1992 lors de la campagne SAFARI. Les caractéristiques des feux dans les régions qui nous intéressent sont moins bien connues. Nous allons essayer de les estimer à partir d'informations prises dans différents articles au sujet de la saison sèche 1989 en Afrique tropicale Sud (mai à septembre).

Le type de végétation

La quantité de combustible disponible dépend du type de végétation. Les feux boréaux ont souvent lieu dans des forêts denses, alors qu'en Afrique du Sud, la savanne a une densité de $1 \text{ à } 5 \times 10^6 \text{ kg ha}^{-1}$. En Afrique tropicale Sud, la végétation est essentiellement constituée de savannes sèches ou humides, dont la densité varie de $3 \text{ à } 7 \times 10^6 \text{ kg ha}^{-1}$. Les émissions vont dépendre aussi de l'efficacité de la combustion, à savoir quelle quantité de végétation disponible brûle effectivement. Dans le cas du feu de forêt Chisholm, la quantité de combustible consommée était de 76000 kg ha^{-1} et dans le cas du feu de savanne Kruger, elle était de 3786 kg ha^{-1} . Pendant la saison sèche 1989, l'aire totale brûlée en Afrique tropicale Sud fut de $1\,541\,000 \text{ km}^2$, et la biomasse brûlée correspondante de 456 Tg (Barbosa et al., 1999). Cela fait une densité moyenne de biomasse brûlée de 2960 kg ha^{-1} .

L'aire brûlée

Comme le démontre l'exploitation des observations satellite, le nombre et la taille des feux sont des éléments essentiels de l'étude des feux de biomasse. L'aire brûlée notamment va permettre de déduire l'intensité du feu considéré. Par exemple, le feu Chisholm au Canada s'est déclenché le 23 mai et a brûlé jusqu'au 29 mai, dévastant une surface de $100\,000 \text{ ha}$. L'aire brûlée par le feu Kruger en quelques heures a été de 2333 ha . En Afrique tropicale Sud, le nombre de feux par jour entre mai et septembre 1989 est estimé à 5085 par Justice et al. (1996). Korontzi et al. (2003) estiment que 12% de l'aire brûlée pendant la saison sèche 1989 en Afrique tropicale sud l'a été dans les régions semi-arides. Ils constatent que :

- 43% de ces feux ont une taille comprise entre 0 et 1 km^2 . Ils constituent 2% de l'aire brûlée.
- 42% de ces feux ont une taille comprise entre 1 et 10 km^2 . Ils constituent 13% de l'aire brûlée.
- 12% de ces feux ont une taille comprise entre 10 et 100 km^2 . Ils constituent 25% de l'aire brûlée.
- 2% de ces feux ont une taille comprise entre 100 et 1000 km^2 . Ils constituent 27% de l'aire brûlée.
- 1% de ces feux ont une taille supérieure à 1000 km^2 . Ils constituent 33% de l'aire brûlée.

Cela signifie que 60% de l'aire brûlée l'a été par 3% des feux (ceux dont la taille est supérieure à 100 km^2). Ainsi, pendant la saison sèche de 1989, en région semi-aride :

- $184\,920 \text{ km}^2$ ont été brûlés (12% de l'aire totale).
- $110\,952 \text{ km}^2$ sont brûlés par des feux d'une taille supérieure à 100 km^2 (60% de l'aire brûlée).
- environ 740 km^2 sont brûlés par jour (150 jours entre mai et septembre).

Pour aller plus loin, on est obligé de faire certaines hypothèses. Si on considère par exemple qu'on observe 2 ou 3 feux de taille supérieure à 100 km^2 par jour en région semi-aride, alors les feux responsables de 60% de l'aire brûlée ont une taille de l'ordre de 300 km^2 .

La vitesse de propagation

La vitesse de propagation du feu est proportionnelle à la hauteur de la végétation et au vent moyen à 2 m , et inversement proportionnelle à la teneur en eau du combustible. Pour le feu Chisholm, cette vitesse est évaluée à 1.5 m s^{-1} ; dans le cas du feu Kruger, elle est de 1.62 m s^{-1} . Par manque d'observations,

il est difficile d'estimer la vitesse de propagation de gros feux étendus de savanne en Afrique Tropicale Sud, qui peut potentiellement être plus élevée que la vitesse observée au cours du feu Kruger. On suppose dans un premier temps que la savanne en Afrique tropicale Sud a des propriétés similaires à la savanne en Afrique du Sud, avec une teneur en eau plus élevée, et on suppose pour la suite une vitesse de propagation de l'ordre de 1.5 m s^{-1} .

Puissance du feu et énergie convective

L'énergie fournie par la combustion est définie par :

$$E = C\omega \quad (6.2)$$

où C est la chaleur de combustion (de l'ordre de $17\,781 \text{ kJ kg}^{-1}$) et ω est la quantité de combustible consommé (en kg m^{-2}). E s'exprime en J m^{-2} .

La puissance du front du feu I (en kW m^{-1}) correspond à la quantité d'énergie dégagée le long du front de flamme, et est donnée par (Lavoué et al., 2000) :

$$I = C\omega r \quad (6.3)$$

où r est la vitesse de propagation du front (en m s^{-1}). La connaissance de la profondeur du front p permet de déduire le flux de chaleur dégagé par le feu (en kW m^{-2}) : $F=I/p$.

Ainsi, dans le cas du feu Chisholm, l'intensité du front du feu est de $I=202\,703 \text{ kW m}^{-1}$. Avec un front de 300 m de profondeur (Trentmann et al., 2006), on obtient un flux de chaleur $F=675 \text{ kW m}^{-2}$. Dans le cas du feu Kruger, on obtient $I=10\,906 \text{ kW m}^{-1}$ et $F=15.6 \text{ kW m}^{-2}$ avec une profondeur de front de 700 m (Stocks et al., 1996). En Afrique tropicale Sud, on obtient une puissance de front de l'ordre de $I=7\,894 \text{ kW m}^{-1}$. Suivant la profondeur du front, cela équivaut à une énergie de l'ordre de $F=78 \text{ kW m}^{-2}$ pour un front de 100 m de profondeur, ou encore de l'ordre de $F=39 \text{ kW m}^{-2}$ pour un front de 500 m .

La part de l'énergie dégagée par le feu effectivement disponible pour la convection est incertaine. Une partie de cette énergie est perdue par l'intermédiaire de processus radiatifs. Trentmann et al. (2006), dans une étude numérique du feu Chisholm avec un modèle haute résolution, relatent des pertes allant de 0 à 50% .

La hauteur d'injection

La hauteur d'injection de la colonne convective issue du feu joue un rôle déterminant dans l'évolution de la concentration des gaz émis dans l'atmosphère. Les gaz émis dans la haute troposphère sont transportés plus loin que ceux émis dans la couche limite, et ils ont un temps de résidence plus long. Plusieurs panaches issus de feux ont été observés dans la haute troposphère, voire dans la basse stratosphère dans les régions boréales. Par exemple, le feu canadien Chisholm étudié ici a injecté des gaz jusqu'à plus de 12 km , traversant la tropopause. Si des pyro-nuages ont également été observés au-dessus du bassin amazonien en Amérique du Sud, aucune étude ne relate un tel phénomène en Afrique, où il est souvent suggéré que les injections des feux de biomasse restent confinées dans la couche limite. Par exemple, la hauteur mesurée du feu Kruger en Afrique du Sud est de 2200 m . Labonne et al. (2007) ont déduit la hauteur d'injection des feux de biomasse à l'aide d'une analyse combinée des observations MODIS et CALIPSO (Cloud Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations) pendant les mois de juillet et août 2006. En comparant la présence d'aérosols avec la hauteur de la couche limite calculée par ECMWF sur plusieurs régions du globe, ils déduisent que dans la grande majorité des cas, les émissions issues des feux de biomasse restent confinées dans la couche limite. Cela est particulièrement vérifié en Afrique du Sud où le temps souvent clair a permis un échantillonnage important (130 cas). Les mesures utilisées sont des mesures de nuit, alors que le pic des feux a lieu vers 15h , les mesures de jour étant plus bruitées. Mais Labonne et al. (2007) tirent les mêmes conclusions avec des analyses de jour. Cependant,

leur étude ne permet pas d'identifier d'émissions directement injectées par les feux dans la haute troposphère, ni dans les régions tropicales, ni dans les régions boréales. Si ces résultats vont à l'encontre de l'hypothèse selon laquelle les injections pourraient atteindre la haute troposphère en Afrique tropicale Sud, des incertitudes subsistent, et cette question mérite d'être approfondie.

Il n'existe pas de moyen simple de calculer la hauteur d'injection des émissions. A partir de 4 cas de feux documentés différents (Canada, Sibérie et Afrique du Sud), Lavoué et al. (2000) proposent une relation linéaire entre la hauteur d'injection et la puissance du front du feu :

$$H_i = 0.23 I \quad (6.4)$$

avec I en kW m^{-1} . Si cette relation donne une hauteur d'injection autour de 2500 m pour le feu Kruger et autour de 1800 m pour les feux d'Afrique tropicale Sud, elle donne une hauteur d'injection de 46 km pour le feu Chisholm. Il n'est vraisemblablement pas possible de définir la hauteur d'injection à partir de la puissance du front seule. D'autres facteurs vont avoir un rôle à jouer, comme la teneur en eau de l'atmosphère, la force de l'inversion en sommet de couche limite, ou encore l'aire instantanée brûlée par le feu.

Rappel des caractéristiques des feux étudiés

Nous rappelons pour finir dans le Tab. 6.1 les caractéristiques des trois types de feux étudiés : le feu de forêt canadien Chisholm, le feu de savanne dans le parc naturel Kruger en Afrique du sud, et un feu potentiel en Afrique tropicale Sud d'après les observations de la saison sèche 1989.

	feu Chisholm	feu Kruger	feu Afr. trop. sud
densité de végétation	76000 kg ha^{-1}	3786 kg ha^{-1}	2960 kg ha^{-1}
aire	1000 km^2 en 6 jours	23.3 km^2 en qqs heures	300 km^2 sur 24 heures
vitesse	1.5 m s^{-1}	1.62 m s^{-1}	1.5 m s^{-1}
énergie dégagée	135135 kJ m^{-2}	6794 kJ m^{-2}	5264 kJ m^{-2}
puissance du front	202703 kW m^{-1}	10906 kW m^{-1}	7894 kW m^{-1}
profondeur du front	300 m	700 m	100 à 500 m
flux de chaleur	675 kW m^{-2}	15.6 kW m^{-2}	de 39 à 78 kW m^{-2}
hauteur d'injection	14 km	2.2 km	?

TAB. 6.1 – Récapitulatif des caractéristiques des feux étudiés : le feu de forêt canadien Chisholm, le feu de savanne dans le parc naturel Kruger en Afrique du sud, et un feu potentiel en Afrique tropicale Sud d'après les observations de la saison sèche 1989.

6.2 Modélisation des panaches convectifs induits par les feux

Nous avons vu que la hauteur atteinte par les panaches engendrés par les feux de biomasse est complexe à évaluer. Elle va dépendre à la fois des conditions météorologiques (température, humidité, vents) et du flux de chaleur libéré par le feu. De nombreuses études rapportent l'observation de panaches convectifs atteignant la stratosphère au-dessus de certains feux boréaux. En Amérique du nord ou en Russie, l'inversion en sommet de couche limite est moins marquée que dans les Tropiques et les feux sont souvent des feux de forêt denses qui libèrent un fort flux de chaleur. La tropopause à ces latitudes est située autour de 12 km et il arrive que les émissions associées aux feux passent dans la stratosphère. Dans les Tropiques, et particulièrement en Afrique, les conditions météorologiques sont différentes, avec une inversion beaucoup plus marquée en sommet de couche limite mais une atmosphère potentiellement plus humide. La végétation prépondérante est de type savanne, moins dense que les forêts, et la tropopause

se situe à ces latitudes autour de 18 km. Ainsi, la plupart des observations disponibles décrivent des panaches de fumée au-dessus des feux qui ne dépassent pas le sommet de la couche limite situé entre 2 et 3 km. Or, pour expliquer le signal DTE décrit plus haut, nous avons vu que le CO₂ devait être transporté dans la haute troposphère, soit au-delà de 9 km. De plus, l'injection des émissions de gaz issus des feux se fait en surface dans la plupart des modèles de chimie-transport, ce qui n'est pas suffisamment réaliste. Les questions soulevées sont donc de deux ordres : existe-t-il un moyen de représenter dans les modèles atmosphériques basse résolution le transport sous-maille par les panaches convectifs induits par les feux de biomasse ? Si oui, quelle hauteur ces panaches peuvent-ils atteindre dans les Tropiques ?

6.2.1 Un modèle haute résolution de type LES : le modèle ATHAM

Comme pour les nuages, les modèles haute résolution de type LES constituent un outil permettant de mieux comprendre les processus mis en jeu dans les panaches convectifs issus des feux de biomasse. La résolution de ces modèles est telle qu'elle ne permet que de simuler l'évolution d'un feu particulier sur quelques km² pendant quelques heures. Mais cela est suffisant pour étudier les facteurs clés de cette évolution. Le modèle ATHAM (pour Active Tracer High resolution Atmospheric Model), initialement développé pour représenter le transport des émissions associées aux éruptions volcaniques (Graf et al., 1999), est aussi utilisé pour simuler les panaches convectifs au-dessus des feux de biomasse. Il s'agit d'un modèle 3D non-hydrostatique composé de différents modules traitant la dynamique, la turbulence, le transport de traceurs, la microphysique des nuages ainsi que les effets radiatifs (Oberhuber et al., 1998; Herzog et al., 1998). Le modèle est initialisé par les caractéristiques de l'environnement et des flux de chaleur et de gaz déduits des caractéristiques du feu étudié et émis dans la première couche de modèle.

Après avoir montré par la simulation d'un feu de biomasse dont les émissions ne dépassaient pas la hauteur de la couche limite, que le modèle ATHAM était adapté à la représentation des feux (Trentmann et al., 2002), Trentmann et al. (2006) s'attaquent au feu Chisholm, dont les émissions ont été observées jusque dans la stratosphère, à plus de 12 km. La résolution utilisée est de 110 m × 85 m × 100 m sur un domaine de dimension 84 km × 65 km × 26 km. Le pas de temps est de 1 à 3 s pour une simulation de 40 min. Cette simulation permet d'en savoir plus sur les caractéristiques du panache généré. Une coupe 2D dans le plan (x,z) de la vitesse verticale, l'excès de température et la concentration d'aérosol dans le panache après 40 min de simulation est donnée fig. 6.6. On voit sur ces figures que le modèle est capable de simuler la hauteur d'injection de 12 km observée. On voit de plus que la vitesse verticale est maximale dans les basses couches où elle atteint 40 m s⁻¹, plutôt que dans les nuages comme il est observé dans la convection atmosphérique nuageuse. Cela est dû au fort flux de chaleur en surface. L'excès de température dans le panache est de l'ordre de 40 K en surface, il n'est plus que de 20 K à 1000 m et de 8 K à 3 km. Les aérosols sont injectés entre 7 et 12 km où ils sont transportés loin de la localisation du feu en surface.

Luderer et al. (2006) effectuent des tests sur la sensibilité des caractéristiques du panache à plusieurs facteurs : la puissance convective du feu, les émissions de vapeur d'eau par combustion de la végétation, la concentration de noyaux de condensation, ainsi que les conditions météorologiques. Ils effectuent ainsi plusieurs simulations. La simulation de référence est la même que celle définie par Trentmann et al. (2006), dans laquelle il est supposé que 100% de l'énergie dégagée par le feu est convertie en énergie convective, que 5% des aérosols émis deviennent des noyaux de condensation et que 0.9 kg de H₂O est dégagé par le feu par kg de combustible brûlé. Dans la simulation SH50, seulement 50% de l'énergie dégagée par le feu est convertie en énergie convective, et dans la simulation SH25 25%. Dans la simulation noH₂O, la combustion ne dégage pas d'eau dans le panache. Dans la simulation loCCN, les aérosols émis ne deviennent pas des noyaux de condensation. L'iso-surface à 100 μg m⁻³ de la concentration en aérosols après 40 min de simulation du feu Chisholm par le modèle ATHAM pour ces différentes simulations est présentée fig. 6.7. Cette étude permet de mettre en avant les paramètres clés de l'évolu-

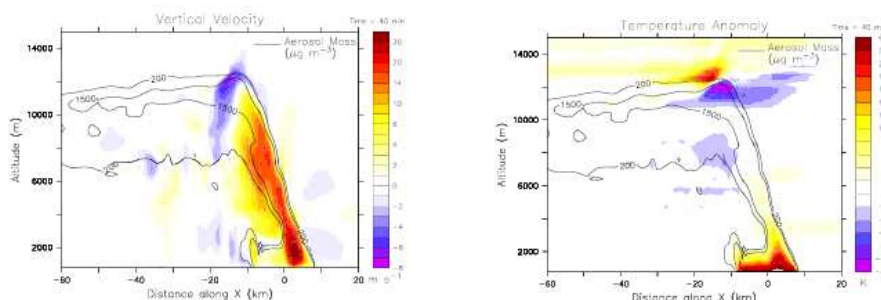


FIG. 6.6 – Coupe 2D de la vitesse verticale (couleurs à gauche) et de de l'excès de température par rapport à l'environnement (couleurs à droite) ainsi que de la concentration en aérosols (contours) du panache convectif formé au-dessus du feu Chisholm après 40 min de simulation par le modèle ATHAM (issu de Trentmann et al., 2006).

tion du panache convectif. Ainsi, c'est le flux de chaleur dégagé qui a le plus fort impact sur la hauteur d'injection, qui est de 12.2 km dans la simulation de référence, de 10.7 km dans la simulations SH50 et de 9.5 km dans la simulation SH25, ce qui fait que c'est uniquement dans la simulation de référence que les émissions du feu se retrouvent dans la stratosphère. Cela peut s'avérer problématique car le taux de conversion en énergie convective est mal connu. Les effets de la présence de noyaux de condensation sont en comparaison plus faibles. Luderer et al. (2006) montrent de plus que les conditions météorologiques ont également un effet majeur sur la dynamique de la pyro-convection. Dans le cas du feu Chisholm, la hauteur de 12 km est atteinte par le panache après le passage d'un front froid sur le lieu du feu. De plus, l'humidité de la moyenne troposphère va modifier les caractéristiques du panache par l'intermédiaire du processus d'entraînement. Les effets de la vapeur d'eau dégagée lors de la combustion sont moindres. Au-dessus de 4 km, cette eau ne constitue que 10% du contenu en eau disponible dans le panache, qui provient alors en grosse partie de l'environnement.

Trentmann et al. (2006) et Luderer et al. (2006) ont montré qu'il était possible de représenter les caractéristiques de ces panaches à l'aide du modèle ATHAM. L'idéal serait donc d'utiliser le modèle ATHAM sur un cas de feu en Afrique et de simuler l'évolution du panache associé dans différentes conditions pour voir si certaines sont propices à la formation de panaches pouvant atteindre 10 km. En attendant, le développement d'une paramétrisation de la pyro-convection dans les modèles basse résolution est un autre moyen de vérifier cette hypothèse.

6.2.2 Une paramétrisation des panaches issus des feux de biomasse

Une première tentative pour représenter le transport sous-maille dû aux panaches convectifs issus des feux de biomasse dans un modèle de transport atmosphérique basse résolution a été proposé par Freitas et al. (2006b) alors même que nous adaptions le modèle du thermique à la représentation de ces panaches. Leur méthode consiste à inclure un modèle 1D dans chaque colonne du modèle atmosphérique 3D CATT-BRAMS. BRAMS est un modèle atmosphérique régional non-hydrostatique incluant des paramétrisations de la convection peu profonde et profonde par une approche en flux de masse. Il est équipé d'un schéma multi-grilles qui permet de résoudre les équations simultanément sur des grilles interactives à résolutions spatiales différentes. CATT est un modèle de transport eulérien couplé à BRAMS qui permet de représenter le transport des espèces émises par les feux de biomasse par différents processus : diffusion de couche limite, convection peu profonde et profonde. L'étude de Freitas et al. (2005) utilisant ce modèle pour simuler le transport des émissions liées aux feux de biomasse en Amérique du Sud a

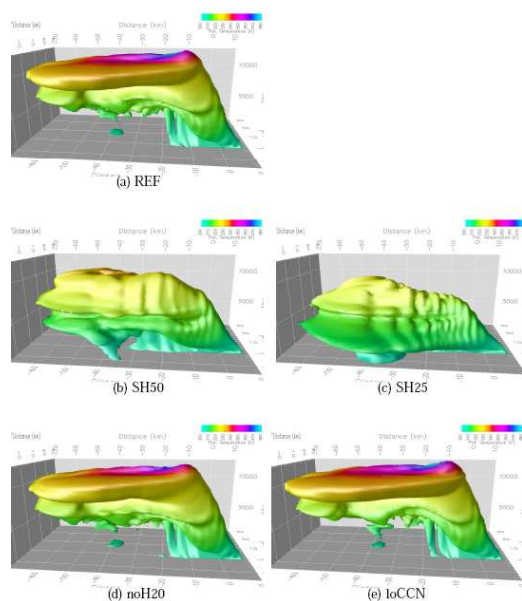


FIG. 6.7 – Iso-surface à $100 \mu g m^{-3}$ de la concentration en aérosols après 40 min de simulation du feu Chisholm par le modèle ATHAM pour différents tests de sensibilité : Simulation de référence (a), SH50 (b), SH25 (c), noH2O (d), loCCN (e) (voir le texte pour les détails des simulations) (issu de Luderer et al., 2006).

montré les améliorations apportées par l'introduction de paramétrisations de la convection peu profonde et profonde sur le transport de CO. Freitas et al. (2006b) vont un cran plus loin en introduisant en plus une paramétrisation des panaches convectifs induits par les feux. Ainsi, le modèle 3D fournit les conditions météorologiques au modèle 1D qui calcule, à partir de données sur le type et la taille des feux dans la maille, une hauteur d'injection minimale et une hauteur d'injection maximale. Ces deux hauteurs sont ensuite transmises au modèle 3D qui injecte les émissions de gaz uniformément entre la hauteur minimale et la hauteur maximale, et qui se charge de les transporter et les advecter. Les feux n'ont pas d'impact direct sur les variables dynamiques et thermodynamiques grande-échelle. La taille des mailles horizontales du modèle 3D est typiquement comprise entre 30 et 100 km avec une résolution verticale de 20 à 100 m et un pas de temps de 5 s. Le CRM est utilisé en 1D sur une maille de plusieurs dizaines de kilomètres. Les processus convectifs liés aux feux ne sont donc pas explicitement résolus mais sont paramétrisés.

La paramétrisation de la convection utilisée est celle développée par Latham (1994). Les équations d'évolution comportent une équation pour la température et quatre équations pour les différentes phases de l'eau (eau vapeur, eau nuageuse, pluie et glace), ainsi qu'une équation pour la vitesse verticale. Le taux d'entraînement d'air de l'environnement dans le panache convectif est défini par :

$$e = \frac{2\alpha}{R}w \quad (6.5)$$

où $\alpha = 0.1$, w est la vitesse verticale dans le panache et R le rayon du panache.

L'équation de la vitesse verticale inclut les effets des forces de pression comme dans Simpson et Wiggert (1969). La diffusion de moment et de chaleur est également prise en compte, ainsi que les processus microphysiques.

Le modèle est initialisé par une source virtuelle de flottabilité due aux feux sous la surface du modèle.

Les équations proposées par Freitas et al. (2006b) pour déterminer les caractéristiques du feu à la base du panache sont brièvement présentées ici. Le flux de flottabilité F_{θ_v} est défini à partir du flux de chaleur F par :

$$F_{\theta_v} = \frac{gR_g}{C_p p_e} F R^2 \quad (6.6)$$

où R_g est la constante des gaz parfaits, p_e est la pression de l'air en surface. Le flux de chaleur convectif F et le rayon du panache R sont calculés de la façon suivante. Dans chaque maille, les feux sont triés en trois catégories (forêt, savanne et herbe) en comparant la position des feux avec une carte de végétation. Pour chaque catégorie, un flux de chaleur minimal et un flux de chaleur maximal est défini à partir des caractéristiques du combustible (Freitas et al., 2006a) et un facteur de 0.55 est retenu pour convertir le flux de chaleur en énergie convective. Le rayon du panache est déduit de la taille moyenne instantanée des feux de chaque catégorie estimée par WF-ABBA (Wild-Fire Automated Biomass Burning Algorithm). Une fois ce flux connu, Freitas et al. (2006b) expriment la vitesse verticale w_0 et l'excès de température T_0 associées en surface par :

$$w_0 = \frac{5}{6\alpha} \left(\frac{0.9\alpha F_{\theta_v}}{z_v} \right)^{1/3} \quad (6.7)$$

et

$$T_0 = \frac{T_{e,0}}{1 - \frac{\Delta\rho_0}{\rho_{e,0}}} \quad (6.8)$$

avec

$$\frac{\Delta\rho_0}{\rho_{e,0}} = \frac{5}{6\alpha} \frac{F_{\theta_v}}{g} \frac{z_v^{-5/3}}{(0.9\alpha F_{\theta_v})^{1/3}} \quad (6.9)$$

où $z_v = (5/6)\alpha^{-1}R$ est la hauteur virtuelle de la couche réchauffée et $\Delta\rho_0$ la différence de densité entre l'air du panache et l'environnement près de la surface. Notons dans ces équations la dépendance en $F_{\theta_v}^{1/3}$ de w_0 et celle en $F_{\theta_v}^{2/3}$ de T_0 .

Un excès d'eau vapeur en surface est également pris en compte en considérant un facteur d'émission de $0.5 \text{ kg H}_2\text{O kg}^{-1}$ de carburant sec. La hauteur finale d'injection correspond à la hauteur à laquelle la vitesse verticale devient inférieure à 1 m s^{-1} .

Freitas et al. (2006b) appliquent ce modèle à une situation 'sèche' du bassin amazonien pour laquelle une forte inversion est observée à 18h vers 800 hPa surmontée d'air sec, et à une situation 'humide' observée au même endroit, pour laquelle une inversion relativement faible vers 870 hPa est surmontée d'air plus humide. La hauteur d'injection obtenue dans chaque cas pour différentes valeurs de l'aire brûlée et de l'intensité des feux est présentée fig 6.8. Dans le cas sec, la hauteur d'injection varie de 2 à 7.5 km. Dans le cas humide, elle varie de 1.3 à 10 km. Dans les deux cas, la hauteur d'injection est plus sensible à la surface brûlée qu'à l'intensité du feu. Leur étude met en avant l'importance primordiale des pyroclouds, qui, si ils se forment au-dessus des feux, sont une source de flottabilité et contribuent à augmenter la hauteur d'injection.

D'autres tests effectués par Freitas et al. (2006b) et Freitas et al. (2006a) pendant la saison sèche de 2002 en Amérique et en Afrique du sud donnent des panaches atteignant 10 km en Amérique et 7 km en Afrique (fig. 6.9). Ils montrent également que la représentation du transport de CO la plus proche des observations est obtenue en prenant à la fois en compte le transport par la convection peu profonde, la convection profonde ainsi que la pyro-convection, celle induite par les feux.

Ainsi, les premières simulations prenant en compte les panaches convectifs formés au-dessus des feux de biomasse pour estimer la hauteur d'injection des émissions suggèrent que ces hauteurs peuvent dépasser celle de la couche limite dans les Tropiques, et atteindre 10 km en Amérique et 7 km en Afrique. Il y a une contradiction entre les hauteurs d'injection simulées, notamment en Afrique, et les observations ne rapportant que des feux confinés dans la couche limite dans ces régions..

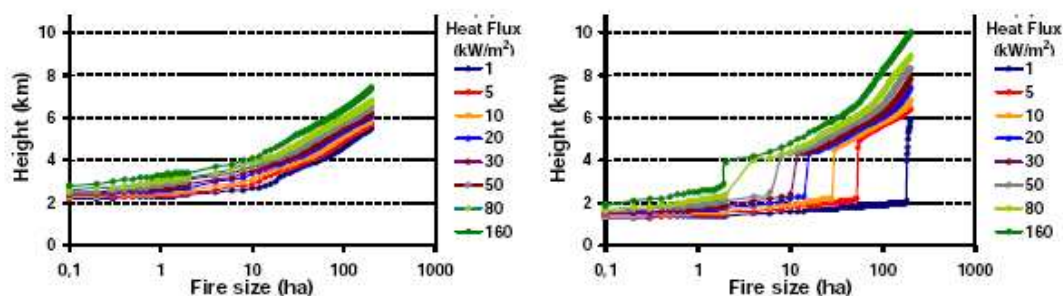


FIG. 6.8 – Hauteur d’injection atteinte par les panaches issus des feux pour différentes tailles (de 0.1 à 200 ha) et différents flux de chaleur (de 1 à 160 kW m^{-2}) pour une situation 'sèche' (à gauche) et une situation 'humide' (à droite). Une échelle logarithmique est utilisée pour l’axe horizontale (issu de Freitas et al., 2006b).

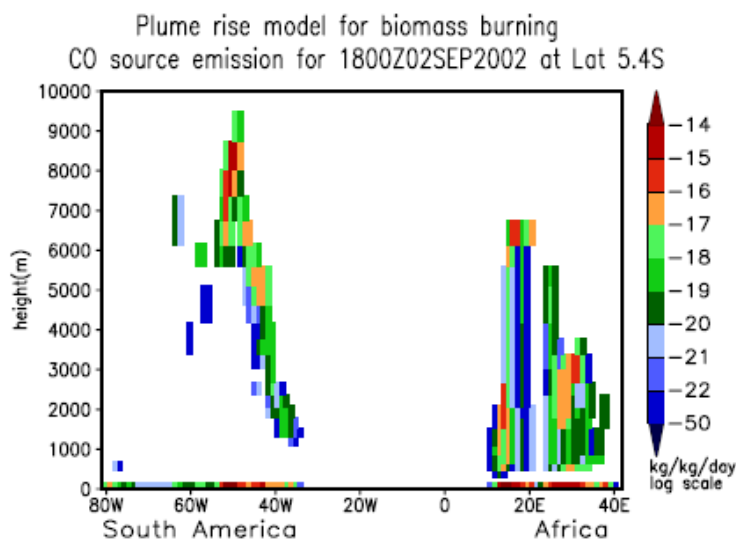


FIG. 6.9 – Exemple de coupe verticale d’émission de CO à 18h le 2 septembre 2002 à 5.4°S. L’intervalle en longitude inclut les continents sud-Américain et sud-Africain (issu de Freitas et al., 2006b).

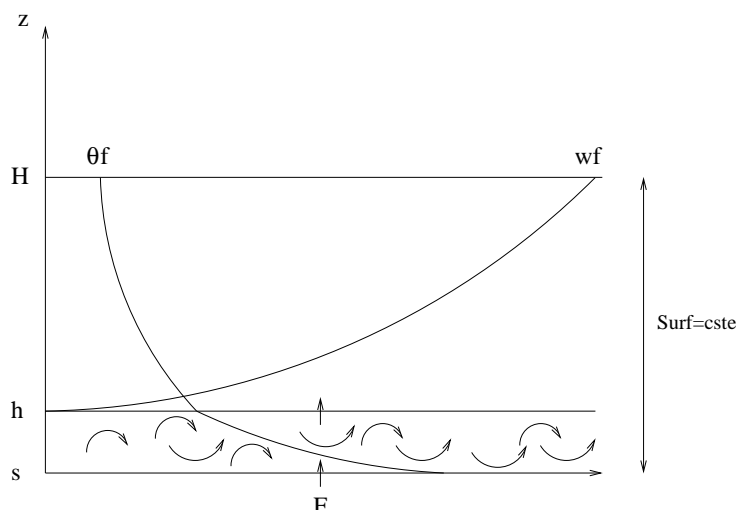


FIG. 6.10 – Représentation schématique de la couche d'alimentation du panache convectif généré par le feu : la diffusion turbulente domine dans une couche mince d'épaisseur h au sommet de laquelle la vitesse verticale dans le panache est nulle. Le transport convectif permet ensuite de déterminer la température et la vitesse verticale dans le panache à la hauteur H .

6.2.3 Représentation de ces panaches à l'aide du modèle du thermique

De façon analogue à l'étude de Freitas et al. (2006b), nous adaptons le modèle du thermique développé pour la couche limite nuageuse à la représentation des colonnes convectives issues des feux de biomasse. Pour cela, il faut trouver un moyen d'initialiser le modèle du thermique à l'aide des caractéristiques des feux considérés. Nous allons évaluer le flux de masse alimentant le thermique dans la première couche du modèle à partir de la connaissance du flux de chaleur disponible pour la convection F (en $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et de la surface du front de feu S (en m^2). Pour cela, on considère la situation schématisée sur la fig. 6.10.

Dans une couche de hauteur h près de la surface, la diffusion turbulente générée par les flammes contrôle la dynamique du feu. Dans cette couche, on a :

$$\overline{\rho w' \theta'} = \frac{K(\theta_s - \theta_h)}{h} \quad (6.10)$$

Ainsi, à partir du flux de chaleur en surface et de la température potentielle à la hauteur h , il est possible d'estimer la température de surface du feu θ_s , à condition de définir de façon adéquate le coefficient de diffusion K . On peut penser définir par exemple ce coefficient par $K = l|w'|$ où l est la longueur de mélange. En h , on suppose que la vitesse verticale est nulle. Au-dessus de h , le transport convectif prend le relais sur la diffusion turbulente. L'alimentation des cellules convectives a lieu dans une couche de hauteur H . Pour déterminer l'excès de température à la base du panache (θ'_0) ainsi que la vitesse verticale dans le panache, on dispose des équations de conservation de la chaleur et du moment vertical :

$$F = \rho C_p \overline{w' \theta'_0} \quad (6.11)$$

et

$$\frac{\partial f w}{\partial z} = g \alpha \rho \frac{\theta'_0}{\theta_{ve}} \quad (6.12)$$

où f est le flux de masse définie par $f = \alpha \rho w$ et θ_{ve} est la température potentielle virtuelle dans l'environnement.

Pour résoudre ce système, on doit faire des hypothèses sur le comportement du feu. On suppose que la

surface horizontale du feu est constante sur la hauteur H (équivalent à la fraction couverte $\alpha = \text{cste}$). L'excès de flottabilité important dans le panache va avoir pour conséquence une accélération forte des particules, associée à un rétrécissement du panache. Pour conserver une surface constante, une forte convergence d'air dans le panache est nécessaire. C'est d'ailleurs cette forte alimentation près de la surface qui va contrôler la rapide décroissance de θ sur la verticale. Ainsi, on se retrouve dans une situation similaire à celle décrite dans le chapitre 3 pour déterminer le taux d'entraînement dans le panache. Comme au paragraphe 3.3.1, l'éq. 6.12 devient :

$$\frac{\partial w^2}{\partial z} = g \frac{\theta'_0}{\theta_{ve}} \quad (6.13)$$

En utilisant l'éq. 6.11, on obtient :

$$\frac{\partial w^2}{\partial z} = g \frac{F}{\rho C_p w \theta_{ve}} \quad (6.14)$$

soit encore

$$\frac{2}{3} \frac{\partial w^3}{\partial z} = \frac{gF}{\rho C_p \theta_{ve}} \quad (6.15)$$

dont on déduit la vitesse w en H :

$$w(H) = w_0 = \left(\frac{3gFH}{2\rho C_p \theta_{ve}} \right)^{1/3} \quad (6.16)$$

où on suppose que θ_{ve} est homogène sur la hauteur H .

On peut en déduire l'excès de température θ'_0 dû au feu en H :

$$\theta'_0 = \frac{F}{\rho C_p w} \quad (6.17)$$

soit :

$$\theta'_0 = \left(\frac{F}{\rho C_p} \right)^2 \theta_{ve} \quad (6.18)$$

On retrouve la dépendance de w_0 à $F^{1/3}$ et celle de θ'_0 à $F^{2/3}$ proposée par Freitas et al. (2006b). La détermination des constantes n'est pas explicitée dans Freitas et al. (2006b) et il n'est pas possible à ce stade de vraiment comparer nos hypothèses aux leurs. Mais les résultats semblent cohérents.

Pour calculer le flux de masse dans la première couche du modèle, soit l'alimentation de la colonne convective (qui se réduit ici à la première couche du modèle). On peut aussi relier l'intensité du feu au flux de masse A associé dans la maille de surface S_m par :

$$\frac{FS}{S_m} = AC_p \theta'_0 \quad (6.19)$$

où le rapport S/S_m correspond à la fraction α couverte par le panache ascendant. On a donc :

$$A = \frac{F\alpha}{C_p \theta'_0} \quad (6.20)$$

Pour compléter la description des feux que l'on considère, on définit les caractéristiques horizontales d'un feu d'après la fig. 6.11. Le front du feu, de largeur L et de profondeur p , se propage à la vitesse r (on suppose que l'avant et l'arrière du front se propagent à la même vitesse). Dans un premier temps, nous supposons cette vitesse de propagation constante au cours du temps. La surface brûlée instantanée est donc $S = Lp$ et la surface brûlée totale est $\Sigma_{tot} = LrT$ où T est la durée du feu.

On peut alors relier le flux de chaleur dégagée par le front F et l'énergie surfacique fournie par la

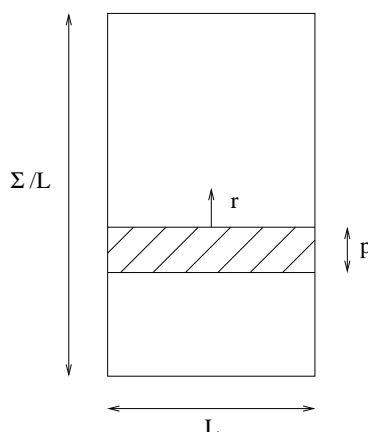


FIG. 6.11 – Schématisation de la propagation d'un feu.

combustion E par :

$$SFT = \Sigma_{tot}E \quad (6.21)$$

Ainsi :

$$F = \frac{\Sigma_{tot}E}{ST} = \frac{Er}{p} \quad (6.22)$$

qui est la relation utilisée au paragraphe 1.3.4 pour calculer le flux de chaleur dégagé par les feux.

De façon similaire, on peut calculer le flux d'humidité dégagé par le feu, en supposant comme dans Trentmann et al. (2006) et Freitas et al. (2006b) que le feu dégage 0.5 kg de H₂O par kg de combustible brûlé. On néglige l'évaporation en eau du combustible, bien que celle-ci puisse être du même ordre de grandeur que l'eau dégagée par la combustion. Cela nous permettra déjà de voir si la prise en compte d'un dégagement d'eau au niveau du feu a un impact sur les caractéristiques du panache. Ainsi, à partir de la quantité de combustible brûlé, la vitesse de propagation et la profondeur du front, on détermine le flux de vapeur d'eau par m² de feu :

$$F_q = \frac{0.5\omega r}{p} \quad (6.23)$$

dont on déduit l'excès de vapeur d'eau à la hauteur H par :

$$q'_0 = \frac{\alpha F_q}{\alpha \rho w_0} \quad (6.24)$$

Nous disposons maintenant de tous les éléments pour initialiser le modèle du thermique à partir des caractéristiques des feux. La hauteur H est prise égale à la hauteur de la première couche du modèle. Le flux de masse A calculé par l'éq. 6.20 correspond au coefficient Φ du modèle du thermique en prenant $A^* = 1$ (la fermeture du modèle est donc supprimée). On connaît aussi l'excès de température et d'humidité à la base du panache, ainsi que la vitesse verticale en H. Une dernière adaptation du modèle concerne la géométrie du panache, qui intervient dans le calcul de l'entraînement et du déentraînement d'air dans le panache. En effet, plus la surface couverte par le panache convectif est grande, moins le mélange entre le panache et l'environnement est fort, ce qui permet au panache d'atteindre une hauteur plus élevée. La géométrie du thermique est définie dans la version initiale par son rapport d'aspect $r = L/z_{max}$, où L est la distance entre deux thermiques et z_{max} la hauteur atteinte par le panache. L est par ailleurs reliée à la largeur d'un thermique l par $L = l/\alpha$. Ici, nous définissons l comme une dimension caractéristique du panache. Par simplicité, on prend : $l = \sqrt{(S)}$.

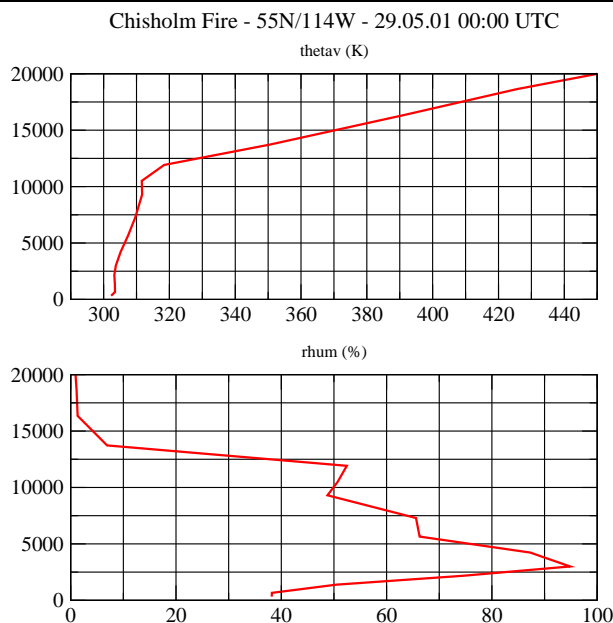


FIG. 6.12 – Conditions météorologiques à 55N-114W le 28 mai 2001 à 16h30 : Profils de température et d’humidité relative sur le lieu du feu Chisholm (ERA 40).

6.3 Applications

6.3.1 Cas particuliers

On commence par effectuer des simulations 1D et en instantané avec le modèle du pyro-thermique nuageux utilisé seul, indépendamment de IMDZ. Pour cela, on applique le schéma présenté plus haut aux trois types de feux de biomasse déjà évoqués : le feu Chisholm, le feu Kruger Park et enfin un feu virtuel en Afrique tropicale Sud. Pour les caractéristiques de ces feux, se référer au tab. 6.1.

Feu de forêt boréal : Chisholm fire

On considère dans un premier temps que 50% du flux de chaleur dégagée contribue à la convection (le reste est dégagé sous forme d’énergie radiative). Ce qui correspond, avec les notations précédentes, à $S=4.5\text{km}^2$ et $F=337.5\text{kW m}^{-2}$. Les profils de température potentielle et d’humidité relative dans la région du feu le 28 mai vers 16 :30LT issues des réanalyses ERA40, sont représentés fig. 6.12. L’inversion en sommet de couche limite est faible et l’humidité relative entre 3 et 8km supérieure à 50%.

Dans un premier temps, on ne prend pas en compte l’excès de vapeur d’eau lié au feu. Les caractéristiques du panache convectif généré au-dessus d’un feu de puissance variable pour une surface de 4.5 km^2 sont données fig. 6.13. Pour les caractéristiques nominales du feu ($F=337.5\text{ kW m}^2$), la vitesse maximale dépasse 50 m.s^{-1} vers 2500 m. Pour $F=675\text{ kW m}^{-2}$ cette vitesse atteint 70 m s^{-1} . Dans tous les cas, un nuage apparaît vers 2500 m et s’étend jusqu’à plus de 10 km. Le flux de masse dans le panache ainsi que la surface du panache deviennent très faibles au-dessus de 5 km. Cela est dû au détraînement fort vers la base du nuage associé au modèle du thermique. La pertinence de ces résultats est encore plus difficile à évaluer que sur des cas de cumulus de couche limite. L’excès de température ainsi que la vitesse verticale correspondante au sommet de la première couche du modèle en fonction du flux de chaleur sont présentés fig. 6.14. L’excès de température varie de quelques Kelvin à plus de 40 K selon la puissance du feu, et la vitesse verticale varie de 3 à 14 m s^{-1} .

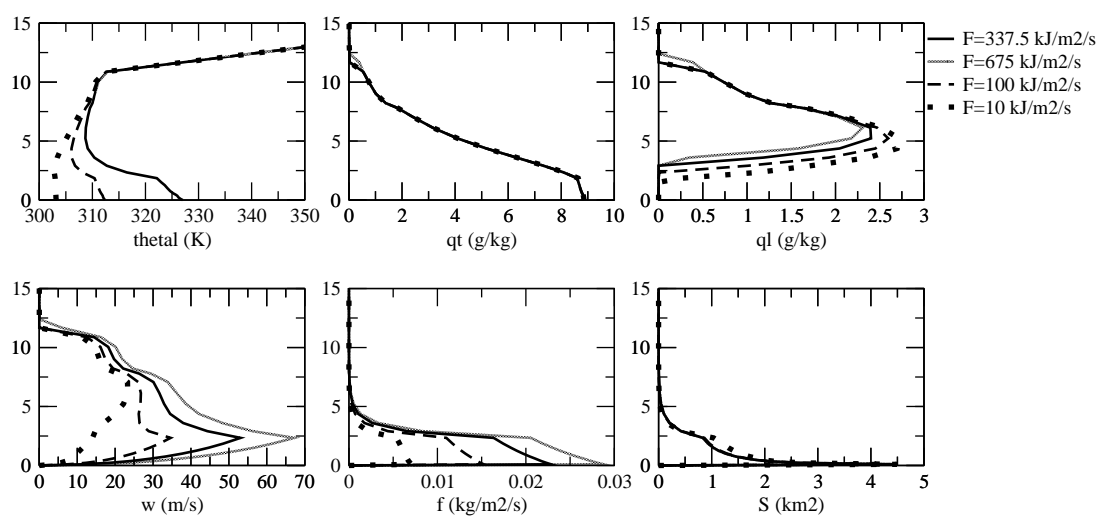


FIG. 6.13 – Température potentielle liquide (K), humidité spécifique (g kg^{-1}), eau nuageuse (g kg^{-1}), vitesse verticale (m s^{-1}), flux de masse ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et surface (km^2) du panache généré par un feu de puissance variable pour une surface au sol de 4.5 km^2 pour le feu Chisholm.

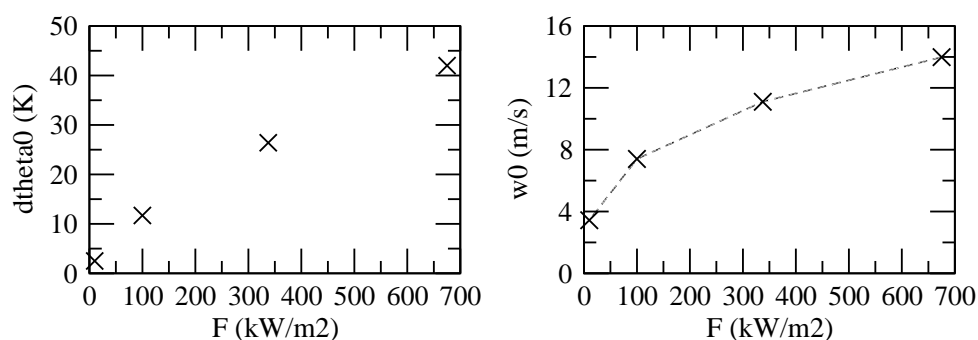


FIG. 6.14 – Excès de température (dtheta en K) et vitesse verticale (w_0 en m s^{-1}) au sommet de la première couche du modèle en fonction du flux de chaleur dégagé par le feu Chisholm.

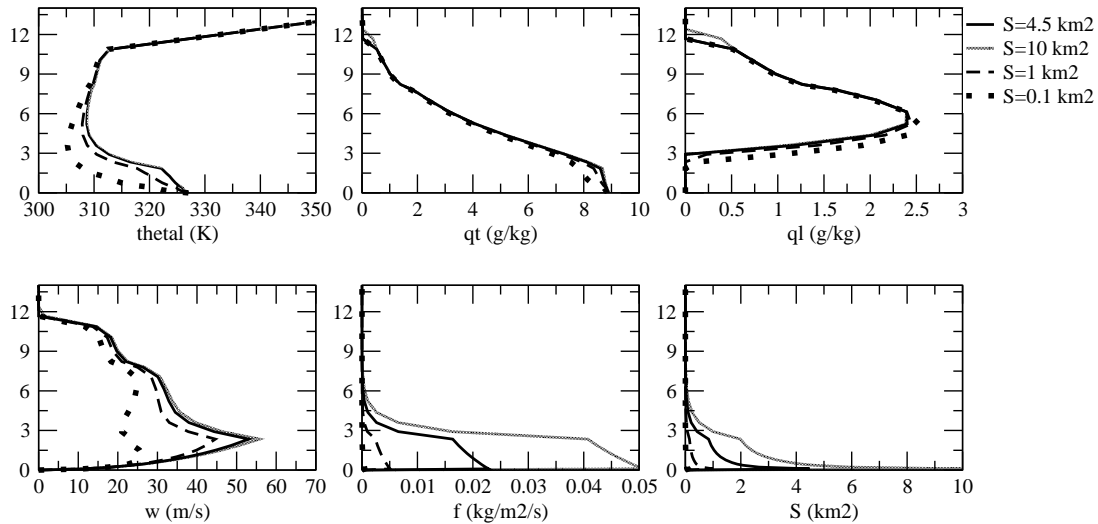


FIG. 6.15 – Température potentielle liquide (K), humidité spécifique ($g\ kg^{-1}$), eau nuageuse ($g\ kg^{-1}$), vitesse verticale ($m\ s^{-1}$), flux de masse ($kg\ m^{-2}\ s^{-1}$) et surface (km^2) du panache généré par un feu de surface variable pour un flux de chaleur de $337.5\ kW\ m^{-2}$ pour le feu Chisholm.

On fait maintenant varier la surface du front pour un flux donné de $337.5\ kW\ m^{-2}$. Les caractéristiques du panache sont alors données fig. 6.15. L’excès de température ainsi que la vitesse verticale dans le panache au sommet de la première couche ne dépendent pas de la surface du front du feu. La surface influe par contre sur la fraction de la maille couverte par le feu et sur le mélange entre le panache et son environnement. Plus la surface est grande, plus le mélange est faible et plus le flux de masse dans la maille est grand.

Malgré ces différences, la hauteur d’injection atteinte pour différentes valeurs du flux de chaleur et de la surface du front varie peu sur ce cas, comme l’indique la fig. 6.16. Pour toutes les configurations la hauteur atteinte se situe entre 11 et 12 km. Mais plus le flux de chaleur ou la surface du front sont grands, plus le flux de masse dans la maille est important, ce qui va avoir un impact sur le transport du CO_2 .

Ces résultats sont relativement cohérents avec les caractéristiques de ce feu obtenues par Trentmann et al. (2006) avec le modèle haute résolution ATHAM. L’excès de température en surface est de l’ordre de 40 K, et la vitesse verticale dans le panache est maximale dans les basses couches. La valeur de ce maximum est plus élevée que dans Trentmann et al. (2006). Cela a peut-être un lien avec le fait que dans la version du modèle du thermique utilisée ici, l’influence des perturbations de pression sur la vitesse verticale n’est pas prise en compte. La hauteur d’injection obtenue est proche de 12 km, en assez bon accord avec les observations.

On effectue des tests de sensibilité au contenu en eau dans le panache. Dans un premier temps, on supprime le processus de condensation dans le panache. L’effet sur la hauteur atteinte est conséquent : sans l’apport d’énergie supplémentaire générée par la condensation, la hauteur passe de 11660 m à 8630 m. Dans un second temps, on prend en compte l’eau dégagée au cours de la combustion. Sur ce cas, on obtient $F_q=0.019\ kg\ m^{-2}\ s^{-1}$, soit un excès d’humidité au sommet de la première couche de $q'_0 \approx 1.7\ g\ kg^{-1}$. La hauteur passe alors de 11660 m à 11695 m, soit un impact minime sur la hauteur d’injection.

Ces résultats sont une nouvelle fois cohérents avec l’étude de Trentmann et al. (2006) et Luderer et al. (2006). L’effet du dégagement de vapeur d’eau par la combustion est faible, alors que la formation d’un “pyro-nuage” est primordiale pour le passage des émissions dans la stratosphère.

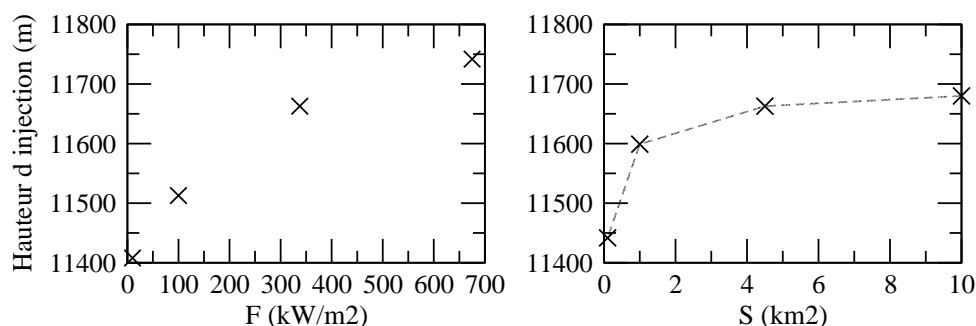


FIG. 6.16 – Hauteur atteinte par le panache pour différentes valeurs du flux de chaleur F pour une surface de 4.5 km^2 et différentes valeurs de la surface du front pour un flux de 337.5 kW m^{-2} pour le feu chisholm.

Feu de savanne : Kruger Park

On effectue maintenant la même étude sur le feu de savanne Kruger. On rappelle les caractéristiques nominales du feu calculées dans la première partie de ce chapitre : $F = 16 \text{ kW m}^{-2}$ et $S = 1 \text{ km}^2$. Le panache a été observé jusqu'à 2200m. Les profils de température potentielle et d'humidité relative du 24 septembre 1992 14 :30LT à 25S-31E issus de ERA40 sont représentés fig. 6.17. On a une inversion marquée entre 2000 et 3000m et l'humidité relative est supérieure à 60% uniquement dans les basses couches, entre 1 et 2 km.

Les caractéristiques du panache pour différentes puissances du feu pour une surface de front de 1 km^2 sont données fig. 6.18. La vitesse maximale atteinte dans le panache varie de 5 à 25 m s^{-1} pour les puissances considérées et ce maximum se situe vers 1500 m. Pour $F=1 \text{ kW m}^{-2}$ et $F=16 \text{ kW m}^{-2}$, un nuage se forme au-dessus de 1 km. On constate une nouvelle fois que plus la puissance est grande, plus le flux de masse est important. On présente également l'excès de température et la vitesse verticale correspondante au sommet de la première couche du modèle en fonction du flux de chaleur sur la fig. 6.19. L'excès de température varie de quelques Kelvin à 12 K selon la puissance du feu, et la vitesse verticale de 2 à 8 m s^{-1} . Les valeurs atteintes sont moins importantes que dans le cas du feu Chisholm.

La sensibilité des caractéristiques du panache à la surface du front pour un flux de chaleur donné est illustrée fig. 6.20. Une nouvelle fois, l'impact intervient par l'intermédiaire du flux de masse, qui augmente avec la surface. Cependant, la hauteur du panache pour les différentes valeurs de flux de chaleur et de surface de front testées varie peu (fig. 6.21). Une surface plus grande ne permet pas au panache de dépasser l'inversion située vers 2500 m. Les flux les plus grands permettent au panache de dépasser 3000 m mais pour des valeurs qui ne sont peut-être plus très réalistes pour l'Afrique du Sud.

Pour $F=16 \text{ kW m}^{-2}$ et $S=1 \text{ km}^2$, la suppression du processus de condensation fait passer la hauteur du panache de 2460 m à 2436 m, soit un effet relativement faible. La prise en compte de la vapeur d'eau dégagée au cours de la combustion équivaut à un excès d'humidité de 1.08 g kg^{-1} au sommet de la première couche du modèle ($F_q=0.0043 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Le panache atteint alors 2532 m. Sur ce cas, l'impact du contenu en eau vapeur et liquide du panache est donc faible.

Sur ce cas, la validation des caractéristiques du panache est plus difficile. La hauteur d'injection est cohérente avec les observations reportées (Stocks et al., 1996).

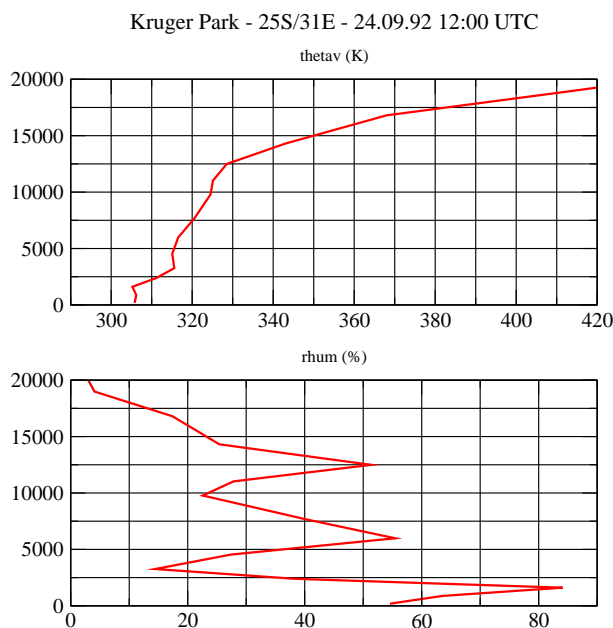


FIG. 6.17 – Conditions météorologiques à 25SN-31E le 24 septembre 1992 à 14h30 : Profils de température et d'humidité relative sur le lieu du feu dans le parc national Kruger (ERA 40).

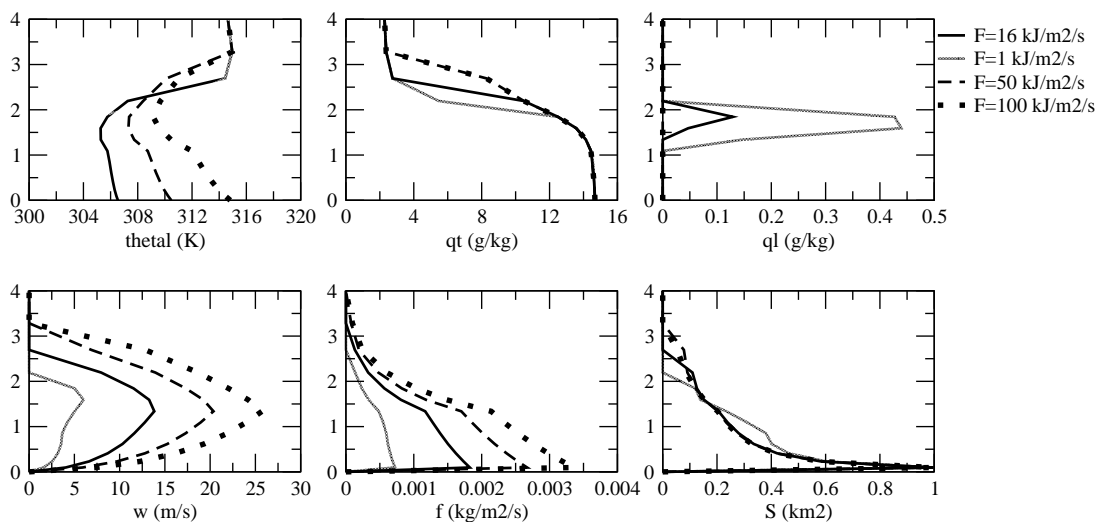


FIG. 6.18 – Température potentielle liquide (K), humidité spécifique ($g\ kg^{-1}$), eau nuageuse ($g\ kg^{-1}$), vitesse verticale ($m\ s^{-1}$), flux de masse ($kg\ m^{-2}\ s^{-1}$) et surface (km^2) du panache généré par un feu de puissance variable pour une surface au sol de $1\ km^2$ pour le feu Kruger.

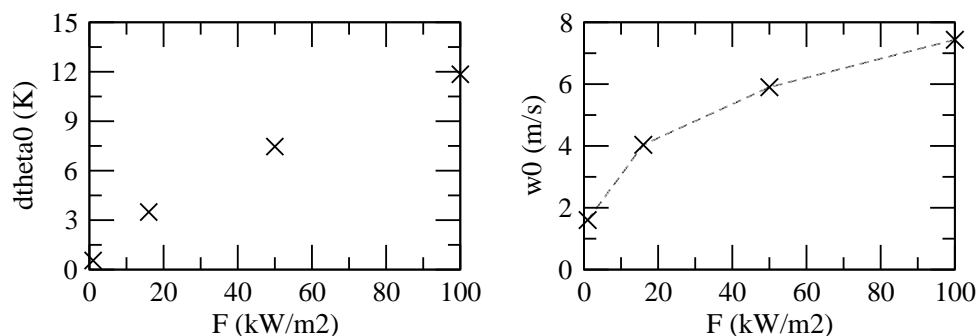


FIG. 6.19 – Excès de température ($d\theta$ en K) et vitesse verticale (w_0 en $m\ s^{-1}$) au sommet de la première couche du modèle en fonction du flux de chaleur dégagé par le feu Kruger.

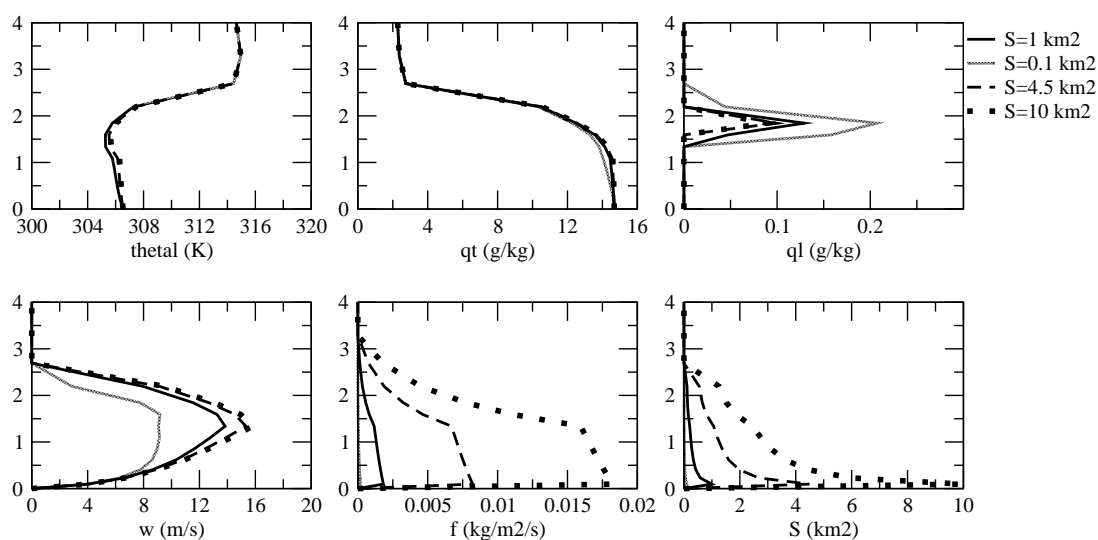


FIG. 6.20 – Température potentielle liquide (K), humidité spécifique ($g\ kg^{-1}$), eau nuageuse ($g\ kg^{-1}$), vitesse verticale ($m\ s^{-1}$), flux de masse ($kg\ m^{-2}\ s^{-1}$) et surface (km^2) du panache généré par un feu de surface variable pour un flux de chaleur de $16\ kW\ m^{-2}$ pour le feu Kruger.

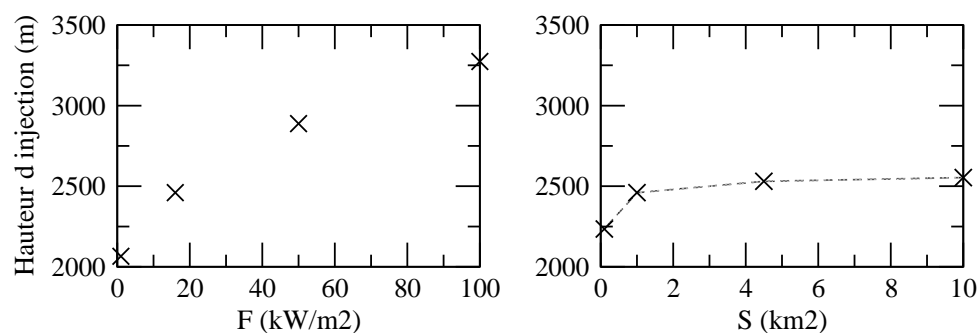


FIG. 6.21 – Hauteur atteinte par le panache pour différentes valeurs du flux de chaleur F pour une surface de $1\ km^2$ et différentes valeurs de la surface du front pour un flux de $16\ kW\ m^{-2}$ pour le feu Kruger.

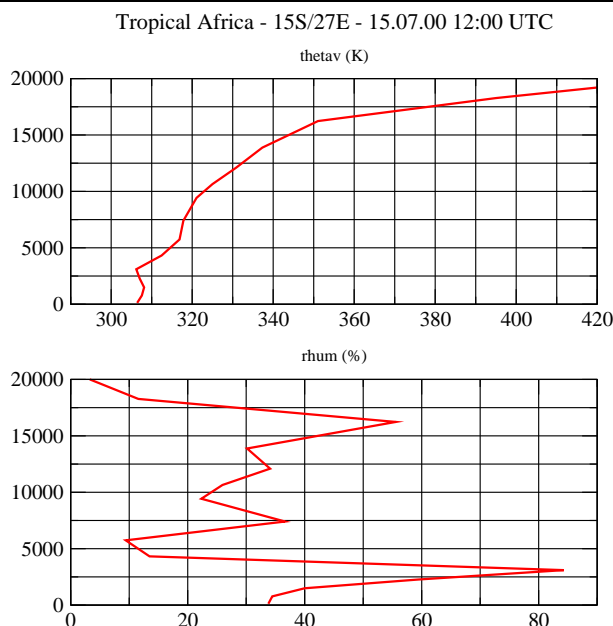


FIG. 6.22 – Conditions météorologiques à 15S-27E un 15 juillet à 14h00 : Profils de température et d'humidité relative sur le lieu d'un feu potentiel en Afrique tropicale Sud (ERA 40).

Feu de forêt claire, savanne boisée en Afrique Tropicale Sud

On se place enfin en Afrique Tropicale Sud, à 15S-27E, où la végétation se compose de forêt claire et de savanne boisée, en plein mois de juillet à 14 :00 LT. On fait ce choix de façon arbitraire et ce test correspond donc à un cas particulier de situation en Afrique tropicale Sud. Les caractéristiques déduites dans la première partie de ce chapitre pour un gros feu dans cette région correspondent à $F=40 \text{ kW m}^{-2}$ et $S=1\text{km}^2$. Les profils de température potentielle et humidité relative sont donnés fig. 6.22. L'inversion se situe vers 3km mais est moins marquée que pour le cas du Kruger National Park. On observe une humidité relative supérieure à 60% en sommet de couche limite.

Les caractéristiques du panache pour différentes puissances du feu pour une surface de front de 1 km^2 sont données fig. 6.23, ainsi que l'excès de température et la vitesse verticale au sommet de la première couche correspondants sur la fig. 6.24. Si les variations de l'excès de température et de la vitesse verticale sont similaires au cas du feu Kruger, les résultats sont plus diversifiés. Pour un flux de chaleur supérieur à une vingtaine de kW m^{-2} , la vitesse verticale réaugmente fortement dans le nuage, dont l'extension verticale passe de 3 à près de 6 km. Le maximum de la vitesse verticale est toujours obtenu dans la couche limite (jusqu'à 25 m s^{-1}), sauf pour le flux le plus faible, pour lequel la vitesse verticale dans le nuage réaugmente également atteignant une valeur plus forte que dans la couche limite (12 m s^{-1} au lieu de 6 m s^{-1}).

La sensibilité des caractéristiques du panache à la surface du front pour un flux de chaleur donné est représentée fig. 6.25. Cette fois, pour la surface la plus faible (0.1 km^2), le mélange avec l'air environnant réduit fortement l'extension verticale du nuage, empêchant la vitesse de réaugmenter.

Ainsi, le cas étudié montre que la hauteur d'injection est sensible au flux de chaleur dégagé par le feu et à la surface du front. La fig 6.26 montre que la hauteur peut passer de 5000 à près de 10000 m lorsque F dépasse la vingtaine de kW m^{-2} ou lorsque la surface du front est de plusieurs km^2 .

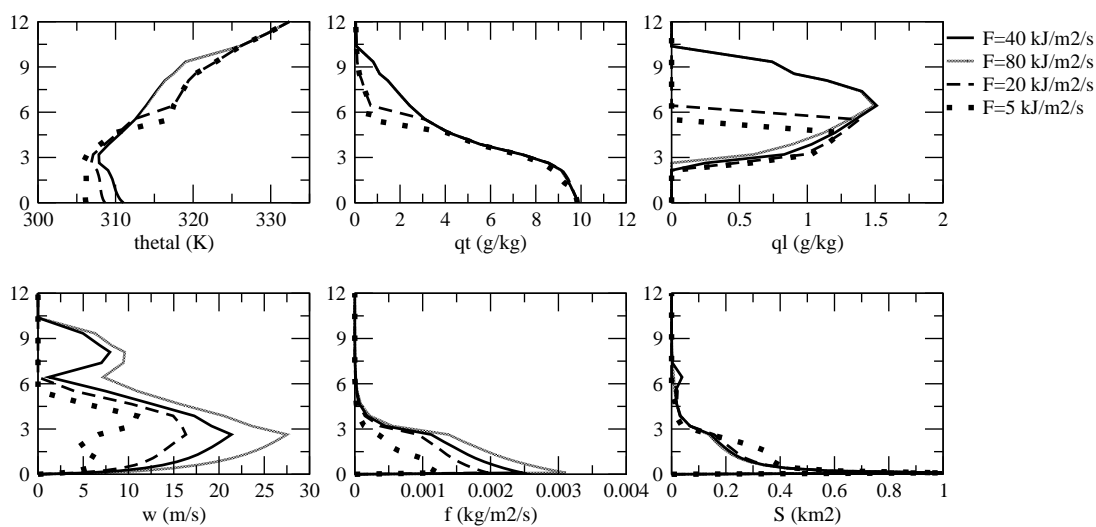


FIG. 6.23 – Température potentielle liquide (K), humidité spécifique (g kg^{-1}), eau nuageuse (g kg^{-1}), vitesse verticale (m s^{-1}), flux de masse ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et surface (km^2) du panache généré par un feu de puissance variable pour une surface au sol de 1 km^2 pour un feu en Afrique tropicale Sud.

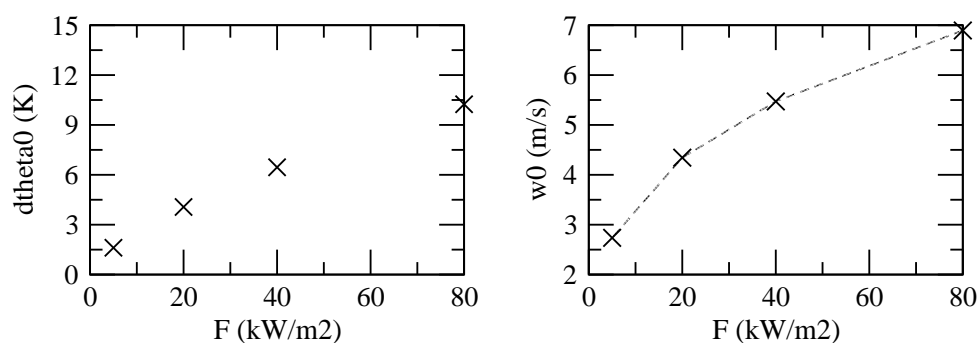


FIG. 6.24 – Excès de température (dtheta en K) et vitesse verticale (w_0 en m s^{-1}) au sommet de la première couche du modèle en fonction du flux de chaleur dégagé par un feu en Afrique Tropicale Sud.

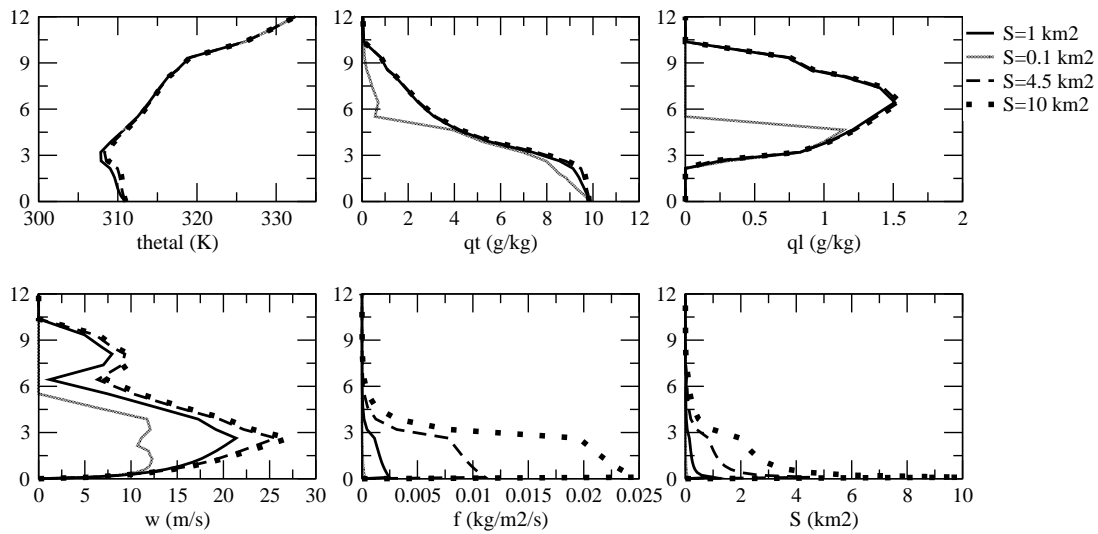


FIG. 6.25 – Température potentielle liquide (K), humidité spécifique ($g\ kg^{-1}$), eau nuageuse ($g\ kg^{-1}$), vitesse verticale ($m\ s^{-1}$), flux de masse ($kg\ m^{-2}\ s^{-1}$) et surface (km^2) du panache généré par un feu de surface variable pour un flux de chaleur de $40\ kW\ m^{-2}$ pour un feu en Afrique Tropicale Sud.

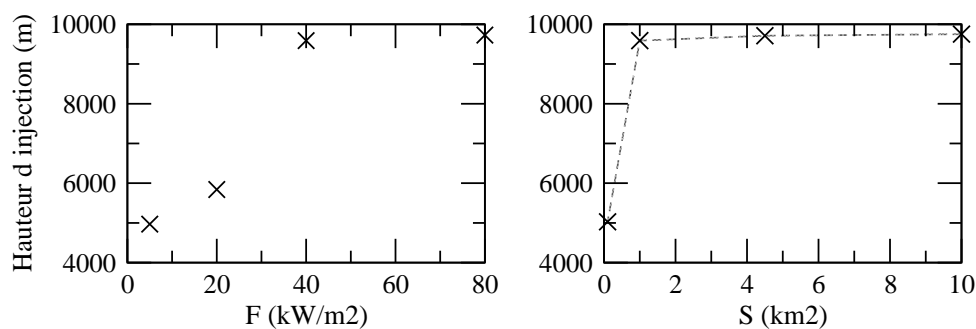


FIG. 6.26 – Hauteur atteinte par le panache pour différentes valeurs du flux de chaleur F pour une surface de $1\ km^2$ et différentes valeurs de la surface du front pour un flux de $40\ kW\ m^{-2}$ pour un feu en Afrique Tropicale Sud.

Pour $F=40 \text{ kW m}^{-2}$ et $S=1 \text{ km}^2$, la suppression du processus de condensation fait passer la hauteur du panache de 9590 m à 4622 m. La hauteur d'injection dépend donc fortement de la formation ou non d'un nuage dans le panache. La prise en compte de la vapeur d'eau dégagée au cours de la combustion équivaut à un excès d'humidité de 0.8 g kg^{-1} au sommet de la première couche du modèle ($F_q=0.0044 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Le panache atteint alors 9680 m. Une nouvelle fois, l'impact de l'eau dégagée au cours de la combustion n'apparaît pas déterminant.

Il n'existe cette fois aucun moyen de valider ces résultats. En outre, ils sont obtenus sur un cas très particulier, qui n'est peut-être pas représentatif des situations rencontrées en Afrique tropicale Sud. Pour voir si ces résultats se généralisent, on effectue dans la dernière partie des simulations globales.

6.3.2 Simulations 3D

Dans cette partie, on active le modèle du pyro-thermique nuageux dans la version 3D du GCM. Pour cela, on utilise la version standard réglée de LMDZ, c'est-à-dire une version dans laquelle la couche limite est représentée par une approche diffusive et la convection profonde par le schéma d'Emanuel (1991). On injecte un traceur, du CO_2 , à la base des colonnes convectives induites par les feux. Ce traceur est ensuite transporté par le panache convectif du feu, puis par la circulation grande-échelle et la convection profonde. La question est de trouver une façon d'initialiser le modèle du thermique dans cette configuration 3D. En effet, contrairement aux tests 1D de la partie précédente, il faut prendre en compte la variation diurne de l'intensité des feux et des émissions de CO_2 associées.

Dans un premier temps, nous expliquons comment nous procédons pour prendre en compte les feux dans chaque maille et comment nous imposons les flux et les émissions de CO_2 associés dans la première couche. L'étude du cycle diurne de la hauteur d'injection impose des sorties au moins toutes les deux heures, ce qui crée des fichiers de résultats très gros. Nous nous limitons donc à des simulations sur une durée d'un mois, pour janvier (saison sèche dans l'hémisphère nord, simulation JAN), et juillet (saison sèche dans l'hémisphère sud, simulation JUI). Les tests que nous présentons sont effectués à partir d'ordres de grandeur des paramètres importants, et ne se basent pas sur des données précises de la variation géographique des émissions. On considère des feux sur tous les continents entre 5N et 15N pour la simulation JAN et entre 20S et 5S pour la simulation JUI. De plus, les caractéristiques des feux en janvier et juillet, et sur tous les continents, sont prises identiques à celles que nous avons définies à partir des données de l'Afrique tropicale Sud. Il s'agit d'un premier test volontairement simple pour étudier la hauteur d'injection des panaches dans les Tropiques.

Initialisations des simulations

Pour effectuer les simulations, nous nous plaçons dans une configuration un peu extrême. Nous avons vu que le transport d'émission dans la moyenne et haute troposphère semblait davantage liée à un nombre restreint de gros feux plutôt qu'à une quantité importante de petits feux. Et nous venons de montrer que seuls les feux les plus étendus et les plus puissants étaient capables de dépasser la hauteur de la couche limite. Nous considérons dans les simulations que le transport s'effectue par des feux brûlant 300 km^2 de surface au cours d'une journée. Nous avons vu que de tels feux existaient en Afrique. Pour prendre en compte la variation diurne de l'intensité des feux, on se base sur des résultats comme la fig. 6.2. On considère que les émissions associées aux feux suivent une gaussienne au cours de la journée, centrée sur 15 :45 LT. Pour nous placer dans une situation un peu extrême, nous choisissons une largeur de la distribution de 1h, mais des tests avec une largeur de la distribution de 2h ont aussi été effectués.

Pour représenter l'évolution d'un feu au cours de la journée, on choisit de faire l'hypothèse que le flux de chaleur F libéré par les feux suit également une évolution gaussienne. Par contre, nous prenons une surface brûlée instantanée (celle du front S) constante au cours la journée, qui détermine la surface couverte par le panache.

Pour estimer la source de CO_2 dans la première couche du modèle, nous nous basons sur les estimations de CO_2 émis par les feux de biomasse de Van der Werf et al. (2006). On considère en première approximation que le CO_2 émis est de 150 g par m^{-2} de continent et par mois, soit $\overline{F_{CO_2}}=5 \text{ g m}^{-2} \text{ j}^{-1}$ (cf fig. 6.3). On a :

$$\overline{F_{CO_2}} = \frac{1}{T} \int_0^T F_{CO_2}(t) dt \quad (6.25)$$

où T est la durée d'une journée.

Soit N la fonction gaussienne normalisée centrée sur 15h45 et de largeur $\sigma = 1h$ ($\int N(t) dt = 1$).

Alors :

$$F_{CO_2}(t) = \overline{F_{CO_2}} T N(t) \quad (6.26)$$

On injecte le CO_2 dans la première couche du modèle à la base du panache convectif. Le flux de CO_2 dans le panache au sommet de la première couche doit être égal au flux de CO_2 en surface. Cette égalité nous permet de déduire la concentration en CO_2 à la base du panache par :

$$q_{CO_2}(t) = \frac{F_{CO_2}(t)}{\alpha \rho w(t)} \quad (6.27)$$

où $w(t)$ est la vitesse verticale au sommet de la première couche définie par l'éq.6.16, et α est la fraction couverte par le panache déduite de la surface brûlée instantanée et de l'aire de la maille. On exprime cette concentration en ppmv (ce qui revient à ajouter un facteur en $\mu_{air}/\mu_{CO_2} \times 10^6$, où μ est la masse molaire).

Pour estimer le flux F libéré par le feu à l'instant t , on utilise la même équation que l'éq.6.21, en considérant cette fois les variations dans le temps. On a la relation :

$$S \int_0^T F(t) dt = \Sigma_{tot} E \quad (6.28)$$

On a de même

$$\overline{F} = \frac{1}{T} \int_0^T F(t) dt \quad (6.29)$$

Ainsi

$$\overline{F} = \frac{\Sigma_{tot} E}{ST} \quad (6.30)$$

Le flux à chaque instant se calcule donc par :

$$F(t) = \overline{F} T N(t) = \frac{\Sigma_{tot} E N(t)}{S} \quad (6.31)$$

Pour estimer les valeurs de Σ_{tot} , E et S , on se base sur les calculs faits dans la première partie sur les caractéristiques des feux dans les Tropiques. Comme on l'a dit, on considère uniquement les plus gros feux, de surface $\Sigma_{tot} = 300 \text{ km}^2$. En fonction de la densité de végétation dans les savannes, on prend $E = 5264 \text{ kJ m}^2$. Le paramètre plus délicat à définir est la surface brûlée instantanée S , qui va indirectement définir la vitesse de propagation du feu. Pour nos simulations, on choisit $S=2 \text{ km}^2$ et $p=500 \text{ m}$, soit une longueur de front $L=4 \text{ km}$. On pourra effectuer des tests en faisant varier S .

L'évolution au cours de la journée de F et de q_{co_2} injecté dans la première couche du modèle est donnée sur la fig. 6.27. On voit sur cette figure que le feu n'est vraiment actif qu'entre 12h et 20h, en assez bon accord avec la fig. 6.2.

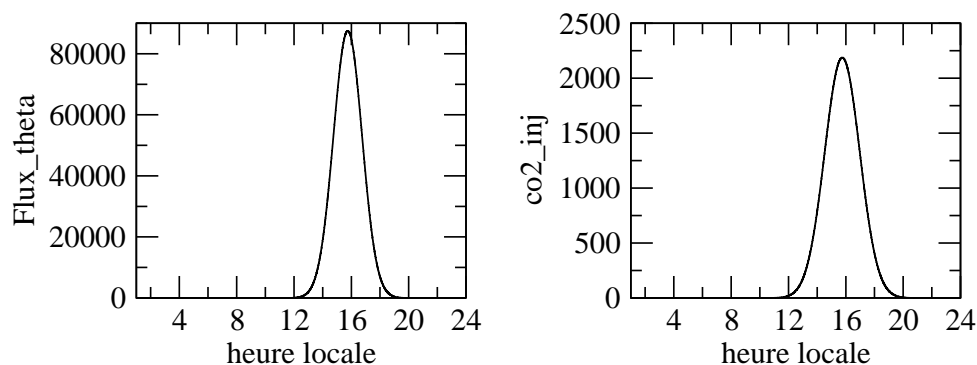


FIG. 6.27 – Evolution diurne du flux de chaleur (en $J m^{-2} s^{-1}$) émis par un feu typique et de la concentration de CO_2 (en ppmv) émise à la base du panache.

Caractéristiques des feux

Une coupe longitudinale des caractéristiques des feux est donnée fig. 6.28 à différentes heures de la journée pour la simulation JAN. Les valeurs sont moyennées entre 5N et 15N. On voit que la valeur maximale de F est proche de $80 kW m^{-2}$ en Afrique aux alentours de 16 :00LT. La vitesse de propagation est alors de $7 m s^{-1}$. Cette valeur est plus forte que les valeurs associées aux feux isolés que nous avons étudiés dans la partie précédente. Elle ne paraît cependant pas abhérante pour des feux de savanne. L'excès de température dans la première couche du modèle est alors proche de 10 K, et la vitesse verticale au sommet de cette couche de $6 m s^{-1}$. On voit sur cette figure le déplacement des feux d'est en ouest au cours de la journée.

Les hauteurs d'injection obtenues à différentes heures de la journée pour un jour donné sont comparées à la hauteur de la couche limite à la même heure sur la fig. 6.29. En début d'après-midi la hauteur d'injection correspond souvent à la hauteur de la couche limite située en dessous de 3 km, et les émissions y restent donc confinées. Au milieu de l'après-midi, quand les feux sont les plus puissants, la hauteur d'injection dépasse la hauteur de la couche limite pour atteindre des valeurs proches de 5 km. Les valeurs sont moyennées entre 5N et 15N mais les variations latitudinales sont relativement faibles.

Les mêmes graphes sont reproduits pour le mois de juillet (simulation JUI) sur les fig. 6.30 et 6.31. Les forçages étant les mêmes, les caractéristiques des feux obtenues sont proches du mois de janvier (fig. 6.30). La hauteur d'injection en Afrique est proche de la hauteur de la couche limite dans les premières heures de la journée, puis atteint des valeurs proches de 4000 m au cours de l'après-midi. En Amérique du Sud, la hauteur d'injection semble atteindre des valeurs plus élevées, jusqu'à 6 km.

L'évolution de la hauteur d'injection sur les dix derniers jours des mois de janvier et de juillet est présentée en haut de la fig. 6.32. On voit que la hauteur d'injection dépasse rarement 5 km. Les hauteurs sont plus élevées en juillet qu'en janvier, surtout en Amérique.

Dans nos simulations, nous avons négligé par simplicité les émissions de H_2O par le feu. Nous faisons un test simple dans lequel nous ajoutons un excès d'eau à la base des panaches de $1 g kg^{-1}$, valeur proche des valeurs obtenues sur les cas 1D. La différence de hauteur d'injection que cela induit est présentée en bas de la fig. 6.32 pour les mois de janvier et de juillet. La différence de hauteur dépasse rarement 500 m, ce qui est tout de même un effet notable. Les hauteurs sont particulièrement affectées dans les îles et en Amérique tropicale. En Afrique Tropicale, les effets semblent moins conséquents. Mais gardons en tête que nous avons négligé les émissions de H_2O dans les simulations JAN et JUI.

On s'intéresse maintenant aux profils verticaux des caractéristiques du panache. L'évolution dans le temps du flux de masse, de la vitesse verticale, de l'eau liquide dans les pyro-nuages ainsi que de la concentration de CO_2 est présentée au point de latitude 10N et de longitude 0 sur les dix derniers jours

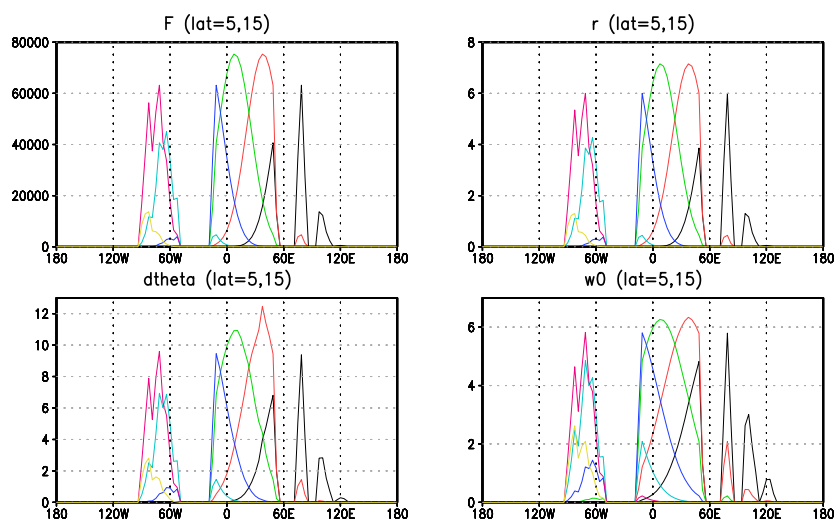


FIG. 6.28 – Caractéristiques des feux moyennés entre 5N et 15N pour la simulation JAN : flux de chaleur ($J m^{-2} s^{-1}$), vitesse de propagation du front ($m s^{-1}$), excès de température dans la première couche du modèle (K) et vitesse verticale dans le panache au sommet de cette première couche ($m s^{-1}$). Les résultats sont donnés à différentes heures de la journée : 12 :00UTC en noir, 14 :00UTC en rouge, 16 :00UTC en vert, 18 :00UTC en bleu, 20 :00UTC en bleu clair, 22 :00UTC en violet et 24 :00UTC en jaune.

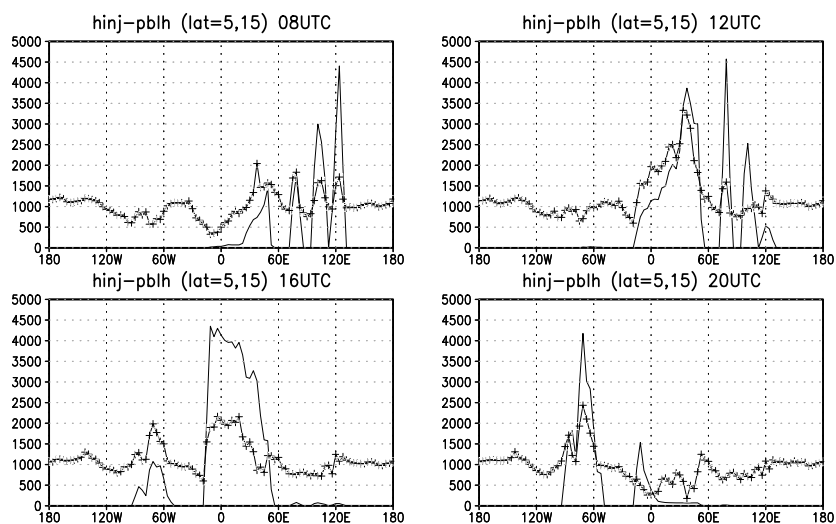


FIG. 6.29 – Hauteur d'injection (m) (trait plein) et hauteur de la couche limite (m) (croix) à différentes heures d'un jour donné pendant le mois de janvier (simulation JAN).

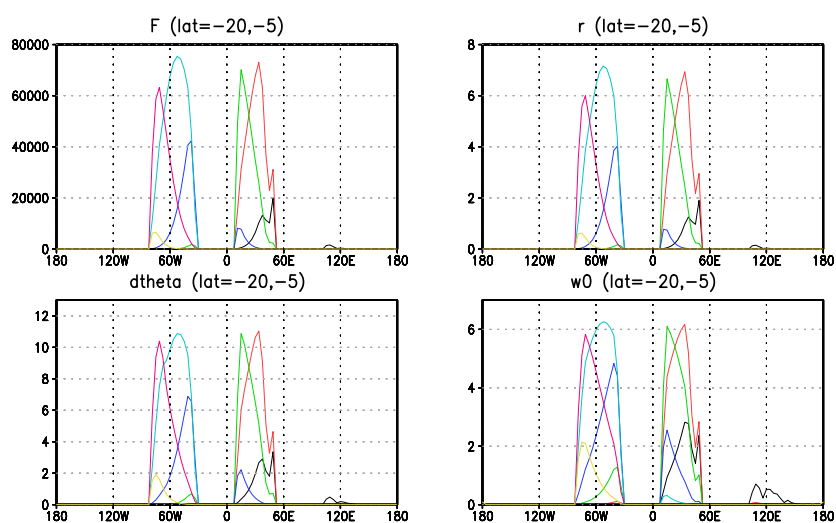


FIG. 6.30 – Caractéristiques des feux moyennés entre 5S et 20S pour la simulation JUI : flux de chaleur ($J m^{-2} s^{-1}$), vitesse de propagation du front ($m s^{-1}$), excès de température dans la première couche du modèle (K) et vitesse verticale dans le panache au sommet de cette première couche ($m s^{-1}$). Les résultats sont donnés à différentes heures de la journée : 12 :00UTC en noir, 14 :00UTC en rouge, 16 :00UTC en vert, 18 :00UTC en bleu, 20 :00UTC en bleu clair, 22 :00UTC en violet et 24 :00UTC en jaune.

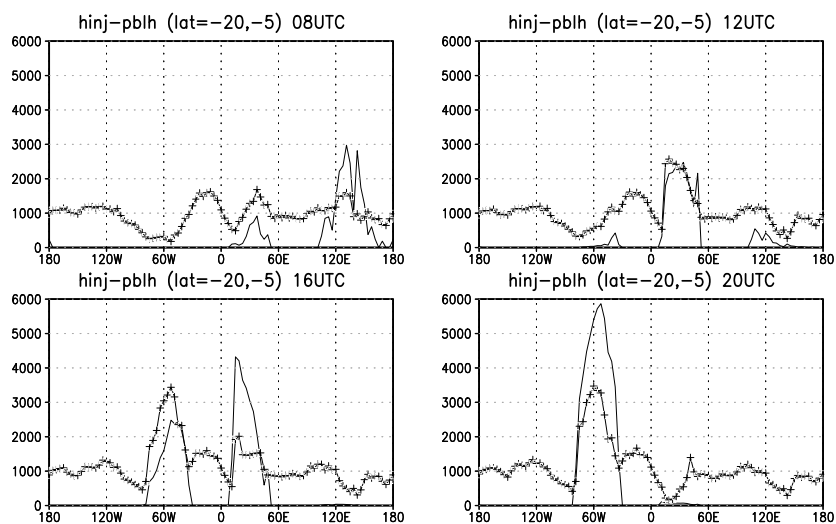


FIG. 6.31 – Hauteur d'injection (m) (trait plein) et hauteur de la couche limite (m) (croix) à différentes heures d'un jour donné pendant le mois de juillet (simulation JUI).

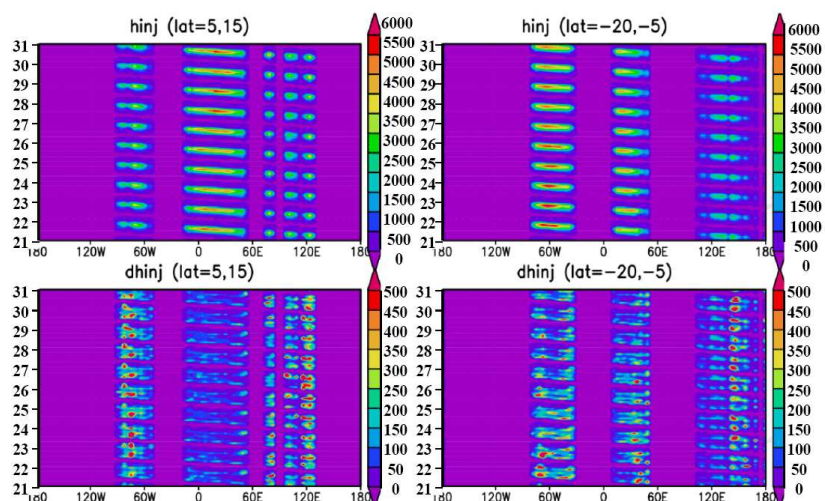


FIG. 6.32 – Diagramme Hovmüller de la hauteur d'injection (en haut), ainsi que de la différence de hauteur d'injection induite par un excès de H_2O de 1 g kg^{-1} à la base du panache (en bas) sur les 10 premiers jours du mois de janvier (à gauche) et du mois de juillet (à droite).

de janvier sur la fig. 6.33, et au point de latitude 10S et de longitude 35E sur les dix derniers jours de juillet sur la fig. 6.34. Les résultats sont assez similaires en janvier et en juillet. La vitesse verticale est maximale vers le milieu du panache où elle atteint des valeurs proches de 35 m s^{-1} . Le flux de masse est maximale dans le tiers inférieur du panache et est assez faible dans le tiers supérieur. De l'eau liquide de l'ordre de quelques dixièmes de g kg^{-1} se forme dans la partie supérieure du panache en janvier. En juillet cela est netement plus rare. Aucune observation de pyronuages en Afrique Tropicale Sud n'a été reportée, et cela va dans le sens de ces résultats.

Nos résultats sont finalement plus en accord avec l'étude de Freitas et al. (2006b) qu'avec par exemple l'étude de Labonne et al. (2007). Les hauteurs d'injection que l'on obtient sont plus faibles que celles obtenues par Freitas et al. (2006b) en Amérique et Afrique du Sud, mais dépassent le sommet de la couche limite de plusieurs kilomètres, en contradiction avec les observations de Labonne et al. (2007).

Transport du CO_2

Le CO_2 est émis à la base des panaches convectifs puis est transporté et réparti verticalement par ces panaches. L'advection grande-échelle et la convection profonde prennent ensuite le relais pour le transport. Dans les simulations, nous prenons en compte uniquement le CO_2 émis par les feux de biomasse dans les Tropiques, il s'agit donc d'un CO_2 additionnel à celui déjà présent dans l'atmosphère, que nous ne considérons pas ici. La concentration de CO_2 à différents niveaux après 20 jours de simulation est représentée sur la fig. 6.35 pour le mois de janvier et la fig. 6.36 pour le mois de juillet.

Au mois de janvier, le CO_2 en surface s'étend sur la bande de latitude 5S-20N, aussi bien sur les océans que sur les continents. Le CO_2 émis au-dessus des feux est transporté vers l'ouest et le sud par la circulation grande-échelle. A plus haute altitude, à 540 et 316 hPa, le CO_2 apparaît dans un premier temps au-dessus des régions des feux, particulièrement en Afrique de l'Ouest, puis au bout de quelques jours autour de l'équateur et au-dessus de l'hémisphère sud. Le CO_2 est alors transporté par la circulation grande-échelle vers le nord-est. La concentration est alors plus faible mais le CO_2 s'étend davantage dans l'hémisphère sud, surtout au-dessus de l'Afrique et de l'Océan Indien. A 164 hPa, le CO_2 apparaît d'abord faiblement au-dessus de l'Afrique de l'ouest, puis au bout de quelques jours surtout au-dessus de l'Afrique Tropicale Sud, où il est transporté d'abord vers l'ouest puis vers le nord.

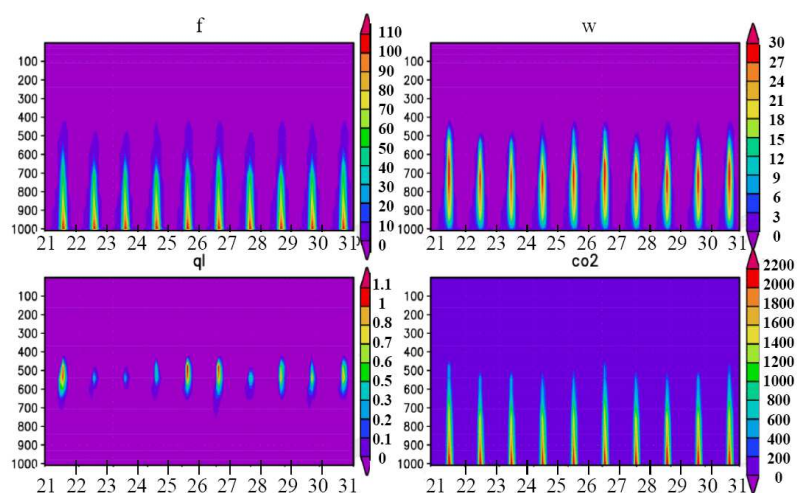


FIG. 6.33 – Evolution au cours des dix derniers jours du mois de janvier à 10N et OE du flux de masse dans le panache (en $\text{mg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), de la vitesse verticale dans le panache (en m s^{-1}), de l'eau liquide formée dans le panache (en g kg^{-1}) et de la concentration de CO_2 dans le panache (en ppmv).

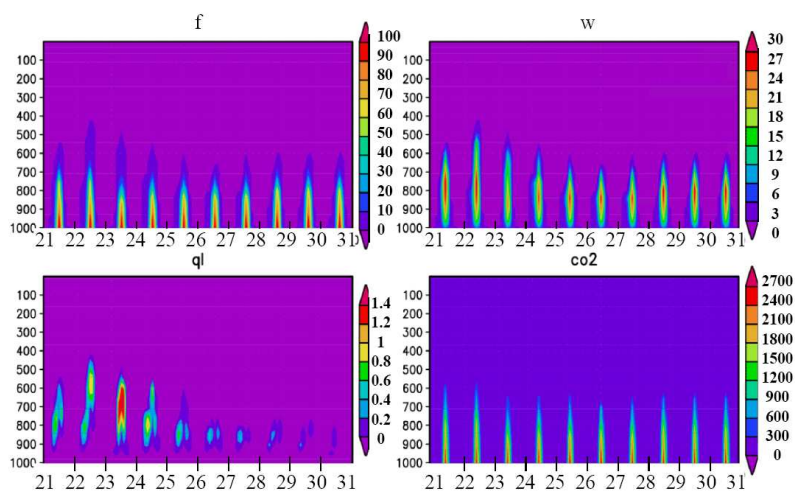


FIG. 6.34 – Evolution au cours des dix derniers jours du mois de juillet à 10S 35E du flux de masse dans le panache (en $\text{mg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), de la vitesse verticale dans le panache (en m s^{-1}), de l'eau liquide formée dans le panache (en g kg^{-1}) et de la concentration de CO_2 dans le panache (en ppmv).

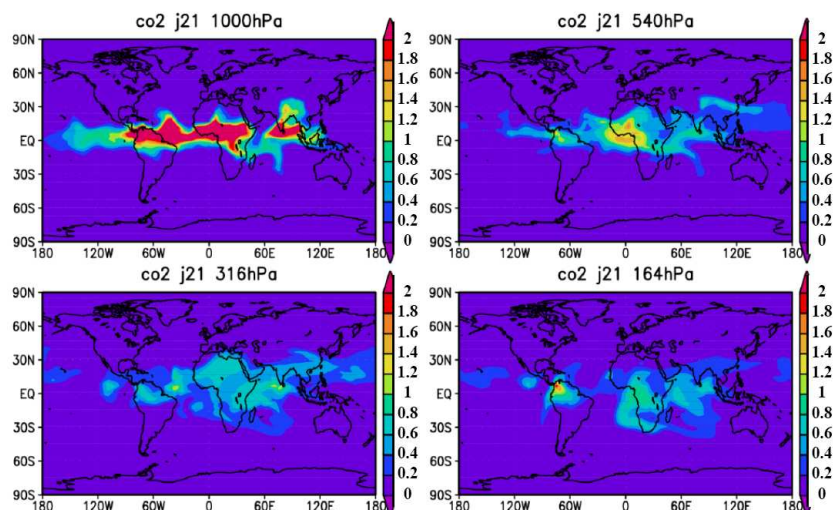


FIG. 6.35 – Concentration de CO₂ en ppmv après 20 jours de simulation au mois de janvier : à 1000 hPa (en haut à gauche), 540 hPa (en haut à droite), 316 hPa (en bas à gauche) et 164 hPa (en bas à droite).

Au mois de juillet, le CO₂ dans les basses couches est d'abord transporté majoritairement vers le nord ouest. Le CO₂ qui passe en-dessous de 30S en Amérique est redistribué vers l'est. A plus haute altitude, à 540 et 316 hPa, le CO₂ apparaît d'abord au-dessus des îles du Pacifique et dans la partie la plus au sud des feux en Afrique et en Amérique et est ensuite rapidement transporté vers le sud est. A 164 hPa, le CO₂ apparaît au bout de plusieurs jours au-dessus de l'équateur où il est ensuite redistribué vers le nord et le sud.

Le CO₂ transporté dans les panaches convectifs induits par les feux est donc transporté rapidement dans les basses couches de l'atmosphère et jusqu'à 5 ou 6 km. Ensuite, la circulation grande-échelle et la convection locale prennent le relais sur le transport. Cela explique notamment l'apparition de CO₂ au bout de quelques jours dans la haute troposphère dans l'hémisphère opposé à celui où ont lieu les feux. Ce CO₂, d'abord transporté dans les basses couches d'un hémisphère à l'autre, est pris dans les panaches convectifs de la convection profonde de la saison humide. C'est pourquoi on retrouve du CO₂ à si haute altitude, au-dessus des régions non affectées par les feux de biomasse. A partir de là, ce CO₂ peut être à nouveau transporté au-dessus des régions des feux par la circulation grande-échelle.

Signal NDD

Nous calculons enfin à partir des champs de CO₂ obtenus le signal DTE présenté au début de ce chapitre, c'est-à-dire la différence de concentration de CO₂ entre 19h30 et 7h30 heure locale. On commence par calculer la différence de concentration de CO₂ moyennée entre 18h et 20h d'une part et moyennée entre 6h et 8h d'autre part sur toute la verticale, en considérant l'heure locale de chaque point. Ensuite une valeur du signal intégrée sur la verticale est obtenue en utilisant la fonction de poids utilisée par les instruments satellite restituant ce signal. Cette fonction de poids est représentée fig. 6.37. On voit sur cette figure que le signal ne prend pas en compte ce qui passe en-dessous de 700 hPa, soit environ 3 km. Le signal est le plus sensible entre 400 et 100 hPa, soit aux alentours de 9 km.

Le signal DTE obtenu au 8ème, 16ème et 28ème jour du mois de janvier ainsi que la moyenne obtenue sur le mois est présenté fig. 6.38. Au 8ème jour, on observe un signal au-dessus des régions des feux ainsi qu'au-dessus de l'Afrique Tropicale Sud. Au fil des jours, le signal apparaît aussi au-dessus des océans et sur d'autres régions du globe. En revanche, lorsque l'on fait la moyenne du signal sur tout le mois, le signal se retrouve distinctement au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse,

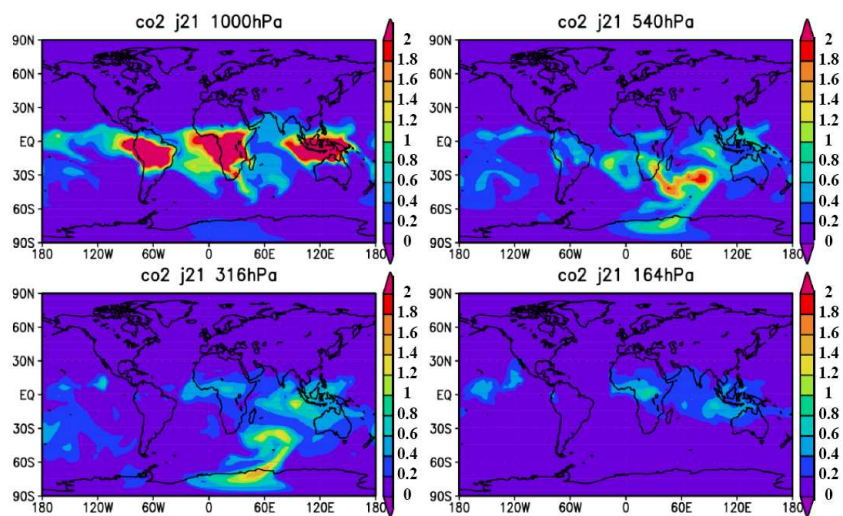


FIG. 6.36 – Concentration de CO₂ en ppmv après 20 jours de simulation au mois de juillet : à 1000 hPa (en haut à gauche), 540 hPa (en haut à droite), 316 hPa (en bas à gauche) et 164 hPa (en bas à droite).

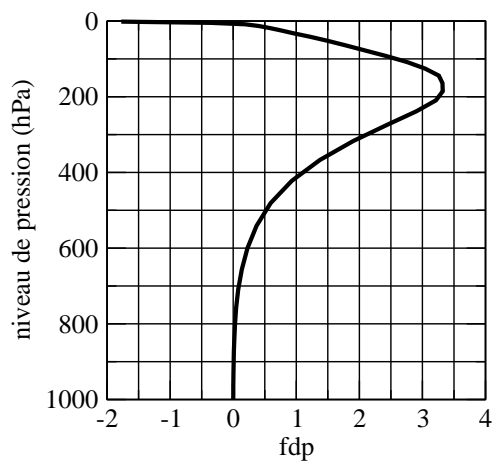


FIG. 6.37 – Fonction de poids utilisée pour calculer le signal DTE.

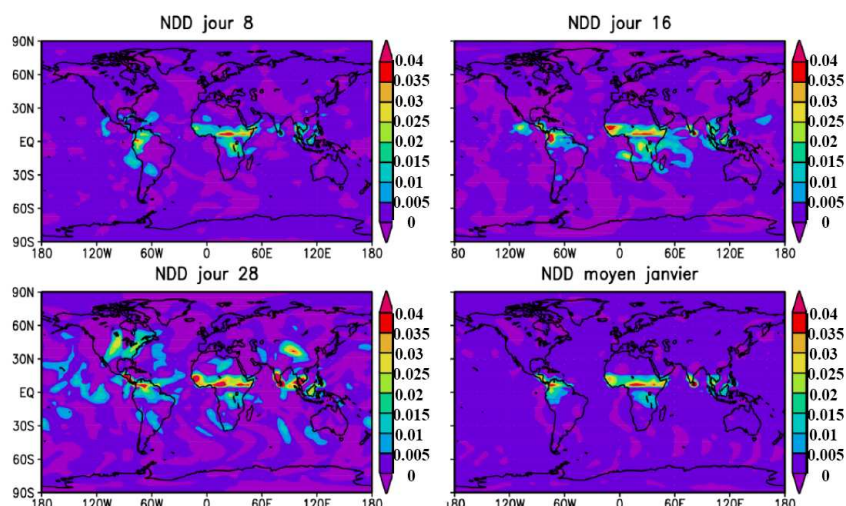


FIG. 6.38 – Signal DTE en ppmv obtenu au 8ème, 16ème et 28ème jour du mois de janvier ainsi que la moyenne obtenue sur le mois.

mais aussi au-dessus des régions où la convection profonde est active, surtout en Afrique. Ce signal est de l'ordre de 0.03 ppmv.

Les mêmes champs sont présentés sur la fig. 6.39 pour le mois de juillet. Les résultats sont similaires à ceux du mois de janvier, avec un signal visible à différents endroits du globe pour différents jours du mois. En moyenne sur le mois, le signal DTE est de l'ordre de 0.03 ppmv au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse. Il est plus faible mais présent au niveau de l'ITCZ en Afrique Tropicale.

Ainsi, on retrouve bien un signal DTE comme observé par Chédin et al. (2005) au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse. Ce signal est par contre d'une amplitude 100 fois plus faible que celui observé. Cela peut-être dû d'une part à une surestimation du signal dans les observations et à une possible sous-estimation du signal dans les simulations en rapport avec les hypothèses que nous avons faites sur les caractéristiques des feux. On retrouve également un signal DTE, plus faible, dans l'hémisphère où les feux de biomasse n'ont pas lieu. Ce signal est lié à la convection profonde intense dans ces régions à la saison humide. Les observations étant limitées par la présence des nuages, cela expliquerait pourquoi le satellite n'a pas identifié ce signal.

6.4 Bilan

L'excès de CO_2 observé dans la haute troposphère à 19h30 par rapport à 7h30 au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse par Chédin et al. (2005) soulève la question de la hauteur d'injection des panaches de fumées à ces latitudes. Le modèle du thermique, développé pour représenter les panaches convectifs dans la couche limite nuageuse, nous a semblé un outil adapté pour l'étude de cette hauteur d'injection. Pour cela, il fallait trouver un moyen d'initialiser le modèle à partir des caractéristiques des feux de biomasse. Une recherche bibliographique nous a permis d'estimer ces caractéristiques dans les Tropiques, mais de fortes incertitudes subsistent quant à la représentativité de ces résultats. La puissance et la surface des feux que nous utilisons sont-elles réalistes, ou trop faibles ou trop fortes ? Peu d'observations disponibles nous permettent de valider ces résultats. Heureusement, des études antérieures permettent d'évaluer les résultats donnés par le modèle du thermique. Tout d'abord celles de Trentmann et al. (2006) et Luderer et al. (2006) à partir d'un modèle haute résolution nous permettent

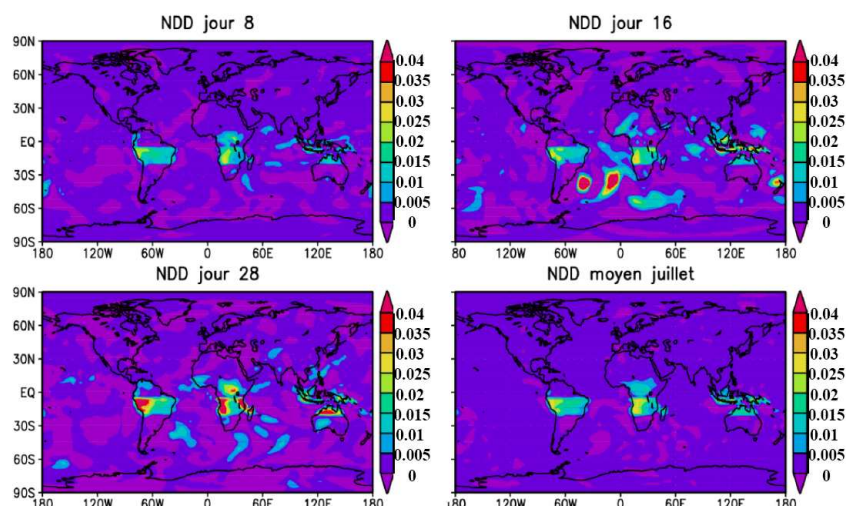


FIG. 6.39 – Signal DTE en ppmv obtenu au 8ème, 16ème et 28ème jour du mois de juillet ainsi que la moyenne obtenue sur le mois.

d'estimer la validité des résultats obtenus avec le modèle du thermique sur le feu Chisholm. Ensuite, l'étude de Freitas et al. (2006b) donne des résultats compatibles avec notre étude, aussi bien pour les équations utilisées que pour les hauteurs d'injection obtenues (les hauteurs obtenues par Freitas et al. (2006b) sont même plus élevées).

Les observations de feux dans les Tropiques rapportent souvent des hauteurs d'injection ne dépassant pas la hauteur de la couche limite. Les observations de Chédin et al. (2005) suggèrent qu'elles peuvent atteindre plus de 9 km. Nos résultats suggèrent que la hauteur d'injection peut dépasser la hauteur de la couche limite, sans pour autant attendre 9 km. Même si la hauteur d'injection restent autour de 5 ou 6 km, cela est suffisant pour retrouver un signal DTE présentant des similarités avec celui observé par Chédin et al. (2005). Même si l'amplitude du signal peut-être surestimée par Chédin et al. (2005), celle que nous obtenons est beaucoup plus faible. Cela est peut-être dû à des hauteurs d'injection trop faibles, des émissions trop faibles, en lien avec les hypothèses que nous avons faites. Différents tests de sensibilité doivent être menés pour pouvoir définir une gamme de situations possibles, des plus faibles aux plus extrêmes. Nos résultats montrent également un signal DTE au-dessus de l'Afrique tropicale Nord en juillet et de l'Afrique tropicale Sud en janvier, soit dans les régions opposées à celles affectées par les feux de biomasse. L'existence de ce signal non détecté dans les observations à cause de la forte couverture nuageuse sur ces régions, est lié à la convection profonde dans la zone de convergence intertropicale.

La façon dont nous prenons en compte les caractéristiques des feux est de toutes façons simplifiée. Une étape de plus serait d'utiliser des cartographies de surface brûlée et d'émissions pour être plus réaliste. Cela suggérerait aussi de considérer plusieurs types de feux de caractéristiques différentes. Un pas important sera franchi quand on pourra déduire des cartes de flux de chaleur dégagé par les feux à partir de champs d'énergie radiative déduite d'observations satellite.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

7.1.1 Retour sur les développements effectués

Dans cette thèse, nous nous sommes attachés à mieux comprendre les processus impliqués dans le cycle de vie des nuages convectifs, afin d'améliorer leur représentation dans un modèle de climat. Pour cela, les études antérieures basées sur des observations et des modèles haute résolution nous ont été très utiles. Elles ont permis de se construire une image des structures à l'origine de la formation des cumulus, des processus de mélange entre les cumulus et leur environnement, ainsi que des conditions nécessaires pour l'apparition de cumulonimbus dans un champ de cumulus. Les études antérieures sur la paramétrisation de ces processus nous ont aussi permis d'inscrire le modèle du thermique dans une suite de développements logiques qui, en quelques dizaines d'années, ont fait évoluer les premières paramétrisations en diffusion turbulente (fermeture à l'ordre 0) et les modèles en couche mélangée en des paramétrisations plus complètes, dans lesquelles diffusion turbulente et schémas en flux de masse co-existent, afin de représenter au mieux toutes les échelles de la turbulence présentes dans la couche limite. Nous avons ainsi ajouté une nouvelle composante au modèle du thermique développé à l'origine par Hourdin et al. (2002) pour représenter les couches limites convectives sèches : la composante nuages.

Le modèle du thermique nuageux a été évalué sur divers cas d'étude : plusieurs cas académiques de couches limites sèches, un cas de cumulus au-dessus des grandes plaines américaines entre 6h et 20h, un cas stationnaire de petits cumulus au-dessus de l'Océan Pacifique, et trois jours consécutifs d'occurrence de cumulus de beau temps au-dessus du SIRT, dans la région parisienne. Ces cas test nous ont permis de mettre en avant les points forts et les faiblesses du modèle du thermique nuageux. Nous avons essayé d'apporter des solutions pour améliorer ces dernières à partir de l'exploitation de simulations LES de cumulus individuels, puis d'ensembles de cumulus. Cela nous a permis de proposer une nouvelle formulation des taux d'entraînement et de déentraînement tout le long du panache, ainsi que d'étudier l'effet des forces de pression sur l'accélération dans le panache. Nous avons ensuite abordé la question de la transition entre cumulus et cumulonimbus. Pour cela, nous avons couplé le modèle du thermique nuageux avec un schéma de convection profonde dérivé d'Emanuel (1991), dans lequel la convection profonde est contrôlée par les processus sous-jacents, comme la couche limite, le relief ou les poches froides. Les performances de ces deux paramétrisations couplées ont été évaluées sur un cas idéalisé de convection au-dessus des grandes plaines américaines.

Enfin, le modèle du thermique a été adapté à la représentation des panaches convectifs induits par les feux de biomasse. Cela revient à tester le modèle sur un cas extrême, où les forçages sont tels que les panaches peuvent rester dans la couche limite ou percer jusqu'à plus de 10 km. Cette version du modèle a été testée dans le GCM en 3D pour restituer les hauteurs d'injection ainsi que le transport du CO₂ émis

par les feux de biomasse dans les Tropiques.

7.1.2 La représentation du cycle diurne des nuages dans LMDZ

L'objectif principal de cette thèse était d'améliorer la représentation du cycle diurne des nuages convectifs dans LMDZ. Le modèle du thermique nuageux, qui prend en compte les structures cohérentes de la couche limite, est censé représenter l'évolution diurne de la couche limite, ainsi que le cycle de vie des nuages associés, de façon plus réaliste qu'un schéma diffusif. C'est ce que l'on observe sur le cas ARM et au-dessus du SARTA, avec un réchauffement et un assèchement des couches proches de la surface au cours de la journée en phase avec les résultats LES ou les observations. Cela est dû à l'effet combiné des panaches ascendants, qui transportent chaleur et humidité depuis la surface jusqu'au sommet de la couche limite, et des subsidences compensatoires, qui transportent l'air plus sec entraîné au sommet de la couche limite vers la surface. Les cumulus apparaissent en fin de matinée, se développent peu à peu pour atteindre parfois quelques kilomètres d'épaisseur et disparaissent en fin d'après-midi.

Si les caractéristiques thermodynamiques de la couche limite sont bien restituées par le modèle du thermique nuageux, certains défauts subsistent dans l'évaluation de la couverture nuageuse et l'heure d'apparition des premiers nuages. Cela est sans doute dû au fait que le thermique représente un panache moyen sur le domaine, alors que les premiers nuages apparaissent au sommet des thermiques les plus chauds et les plus humides. Mais cela peut aussi être lié au schéma de nuages utilisé. Dans les deux cas, la prise en compte de la variabilité inter et intra-structures pourrait améliorer encore le cycle diurne représenté. Les processus de mélange jouent aussi un rôle clé dans l'évolution des nuages. La représentation simple utilisée ici permet d'obtenir des résultats réalistes, mais l'utilisation d'une formulation plus physique comme celle proposée au chapitre 4 serait préférable, pour s'assurer de la validité du modèle dans tous les cas de figure, et pas uniquement sur des cas particulier. Ceci étant, l'évaluation du modèle sur un cas de cumulus stationnaires au-dessus de l'océan donne aussi des résultats cohérents avec les LES. Dans tous les cas, le cycle diurne de la couche limite et des cumulus obtenu avec le modèle du thermique nuageux est amélioré par rapport à l'utilisation d'un schéma diffusif seul ou du modèle du thermique sec.

Au fur et à mesure de la journée, l'énergie disponible en surface augmente, et la dynamique de la couche limite évolue. C'est ce qui fait que sa hauteur passe de quelques centaines de mètres en début de matinée à quelques kilomètres en milieu d'après-midi. Ce développement est associé à des vitesses verticales de plus en plus fortes dans les panaches ascendants, notamment lorsque les nuages deviennent suffisamment épais pour que le dégagement de chaleur associé à leur formation permette de réaccélérer les particules dans le nuage. C'est la vitesse verticale maximale atteinte dans le thermique qui permet d'évaluer l'énergie fournie par la couche limite à la convection profonde. Si cette énergie dépasse l'inhibition convective, alors la convection profonde se déclenche et les cumulonimbus se forment. Ce contrôle du déclenchement de la convection profonde par les processus de couche limite permet de retarder le déclenchement de la convection profonde ainsi que des précipitations associées par rapport à la version d'Emanuel (1991) utilisée dans la version standard de LMDZ. Les précipitations apparaissent vers 13 h au lieu de 10 h, en meilleur accord avec les résultats CRM et les observations. La puissance fournie par les processus de couche limite semble par contre insuffisante pour maintenir une convection profonde intense au cours la journée. L'ajout de la paramétrisation des poches froides développée par Grandpeix et Lafore (2007) permet d'obtenir un maximum de précipitations plus fort vers 17h et de maintenir la convection jusqu'à 20 h sur le cas étudié. L'amélioration du cycle diurne des nuages convectifs profonds semble donc passer à la fois par la prise en compte des processus de couche limite représentés par le modèle du thermique nuageux, mais aussi des poches froides engendrées par la convection profonde elle-même. Celles-ci assurent le maintien de la convection plus tard dans la journée, bien après que les thermiques se sont éteints.

7.1.3 Le transport dans LMDZ

Le modèle du thermique nuageux améliore la représentation du transport de chaleur et d'humidité dans la couche limite. De plus, le déentraînement d'air nuageux en sommet de couche limite assure l'effet refroidissant et humidifiant des cumulus à ce niveau. Mais l'utilisation du modèle du thermique pour le transport ne se réduit pas à celui des variables thermodynamiques. Le modèle du thermique, par son approche en flux de masse et une évaluation plus physique de la hauteur de la couche limite, permet aussi de représenter le transport des gaz et des espèces trace dans la couche limite. La restitution du cycle diurne de la couche limite par le modèle est de première importance pour la reconstitution des puits et sources de CO₂ à partir d'observations, puisqu'elle pourra permettre de faire la part entre cycle diurne de la couche limite et cycle diurne des émissions.

Nous avons illustré la capacité du modèle du thermique nuageux à représenter le transport de polluants en le testant sur un cas extrême, celui de la convection induite par les feux de biomasse, appelée pyro-convection. Les développements effectués se sont basés sur des hypothèses simples, notamment pour la prescription des caractéristiques des feux de biomasse dans les Tropiques. Les résultats de nos simulations vont dans le sens d'une autre étude basée sur la représentation explicite des panaches convectifs induits par les feux de biomasse, celle de Freitas et al. (2006b). En revanche, ils vont à l'encontre de l'image selon laquelle les émissions associées aux feux resteraient confinées dans la couche limite en Afrique tropicale, image résultant de l'absence d'observations de feux perçant le sommet de la couche limite dans ces régions. Il reste très difficile de valider ces résultats, qui permettent cependant de restituer un cycle diurne de la concentration de CO₂ dans la troposphère proche de celui observé par Chédin et al. (2005) au-dessus des régions affectées par les feux de biomasse, bien qu'il soit de plus faible ampleur. L'intégration du modèle du pyro-thermique nuageux dans la version chimie-transport de LMDZ pourrait permettre une meilleure restitution de la répartition du CO₂, mais aussi du CO et des aérosols émis par les feux dans l'atmosphère.

7.2 Perspectives

7.2.1 Développements futurs

Le modèle du thermique nuageux dans sa version présentée au chapitre 3 améliore nettement la représentation du cycle diurne de la couche limite et des nuages dans LMDZ. Cependant, les développements mis en oeuvre ont aussi soulevé des questions sur certains aspects du modèle et sur son couplage avec le schéma de convection profonde. Les améliorations proposées au chapitre 4 pour la prescription des taux de mélange et la prise en compte des termes de pression dans l'équation de la vitesse verticale doivent encore être intégrées et testées sur différents cas. Si le modèle du thermique tel qu'il est semble adapté aux cas présentés ici, des premiers tests en configuration 3D indiquent qu'il n'est pas capable de représenter les zones de stratocumulus. Dans ce cas, l'entraînement en sommet de couche limite joue un rôle essentiel. Nous avons vu par exemple sur le cas ARM que le modèle du thermique prédisait une base des nuages trop élevée et que le maximum de couverture nuageuse n'était pas situé à la base de la couche nuageuse. Si ces défauts ne se sont pas révélés critiques pour la représentation des cumulus d'extension verticale de 1 ou 2 km, ils peuvent avoir un lien avec les lacunes du modèle pour représenter les stratocumulus. Ces nuages s'étendent sur une couche plus fine en sommet de couche limite. L'amélioration des processus de mélange à ce niveau devrait avoir des conséquences importantes. Notamment, avec le modèle du thermique, la fraction couverte par les structures diminue fortement entre la surface et le sommet de la couche limite, alors que les observations rapportent plutôt une fraction couverte constante autour de 0.5 pour les stratocumulus (De Laat et Duijkerke, 1998), ou une fraction minimale au milieu de la couche limite qui réaugmente jusqu'à la base des nuages (Young, 1988). L'amélioration de ces aspects du modèle devrait permettre d'étendre son utilisation à tous les nuages de couche limite.

Pour la prédiction de la fraction nuageuse, une autre amélioration pourrait être apportée au niveau du schéma de nuages. Développé et validé sur un cas de convection profonde, le schéma de nuages de Bony et Emanuel (2001) n'a jamais été vraiment évalué sur des cas de convection peu profonde, et il est possible que des adaptations du schéma soient nécessaires pour représenter la forte asymétrie dans la distribution d'eau totale obtenue en présence de cumulus. La détermination de la fraction nuageuse totale n'a pu être clairement définie. Dans notre étude, nous avons pris le maximum entre la fraction nuageuse associée au thermique et celle associée à la convection profonde à chaque niveau. Trouver un moyen plus satisfaisant de combiner fraction nuageuse stratiforme, peu profonde et profonde pour déduire la fraction nuageuse totale reste donc un enjeu. Une possibilité serait de combiner les eaux nuageuses prédites par les différentes paramétrisations pour déterminer l'eau nuageuse en entrée du schéma de nuages. Une autre piste consiste à trouver un moyen de déterminer la variance de l'eau totale dans la maille, voire à en faire une variable pronostique du modèle.

D'autres axes de recherche ont été mis en avant lors du couplage du modèle du thermique nuageux avec le schéma de convection profonde. Malgré les améliorations apportées par la combinaison des deux schémas sur le cas EUROCS, certaines interrogations subsistent. Par exemple, dans le CRM, l'inhibition convective réaugmente fortement dès que la convection profonde se déclenche. Cette création de CIN par la convection profonde n'est obtenue avec aucune des simulations effectuées, que ce soit avec le schéma de convection seule ou avec les deux schémas couplés. Des doutes subsistent au sujet de l'évolution réelle de la CIN. La convection, en assèchant les basses couches, devrait effectivement susciter une augmentation de l'inhibition convective. Cependant, les rétroactions entre convection peu profonde, profonde et les poches froides sont complexes, et le résultat de leurs effets simultanés n'est pas clair. Les poches froides permettent de maintenir et d'intensifier la convection profonde. Cependant, elles rétroagissent également sur la convection de couche limite, ce qui a pour conséquence une disparition prématurée des cumulus. Des tests sur un éventuel couplage entre le modèle du thermique et la paramétrisation des poches froides sont à envisager. Par exemple, on pourrait s'assurer que les thermiques se forment dans l'environnement de la poche, c'est-à-dire dans un environnement plus chaud. Cela pourrait permettre de maintenir la convection nuageuse peu profonde un peu plus tard dans l'après-midi. Quoiqu'il en soit, pour mieux comprendre les processus impliqués dans la transition entre convection peu profonde et profonde, la réalisation de simulations LES sur le cas EUROCS ou des cas similaires semble indispensable.

7.2.2 Nouveaux cas d'étude

Le modèle du thermique a été testé sur des couches limites de types variés, sèches et nuageuses, continentales et océaniques. Cependant, le modèle doit être capable de représenter toutes les situations rencontrées sur le globe et de nouveaux tests dans d'autres situations sont encore nécessaires. Par exemple, le brouillard apparaît le matin et disparaît avec un ensoleillement croissant. Le modèle du thermique devrait permettre d'améliorer la phase de dissipation des brumes matinales. La meilleure représentation des caractéristiques de la couche limite pendant la journée pourrait également permettre de mieux représenter les cas de brouillard le jour suivant, avec une couche résiduelle plus réaliste. La base de données établie pendant la campagne PARISFOG constitue une excellente occasion de tester le modèle sur des cas de brouillard en utilisant la version 3D zoomée guidée de LMDZ autour du SIRTa.

De plus en plus d'études s'intéressent au phénomène de bruine et à la microphysique des nuages peu profonds. Un cas d'étude a justement été mis en place dans le cadre de GCSS pour étudier les cumulus précipitants au-dessus des océans pendant la campagne RICO (Rain in Cumulus over the Ocean), qui s'est déroulée au-dessus de l'Océan Atlantique en décembre 2004 et janvier 2005. On pourrait introduire la microphysique dans le modèle du thermique, pour prendre en compte les éventuelles précipitations associées aux nuages de couche limite. Dans LMDZ, ces précipitations sont traitées de la même façon que

les précipitations grande-échelle. La capacité du modèle du thermique à représenter les stratocumulus pourrait être évaluée plus avant sur des cas existants en configuration 1D, comme ceux construits à partir des campagnes FIRE ou ASTEX. Cela pourrait aussi être l'occasion de tester les améliorations prévues à apporter au modèle.

Enfin, la campagne AMMA a permis la mise en place d'une importante base de données issue de l'observation de la couche limite et des systèmes précipitants. L'utilisation de LMDZ 3D (par exemple en mode zoomé guidé sur l'Afrique de l'Ouest) pourra permettre d'une part l'évaluation du modèle du thermique pour différents régimes de couche limite, d'autre part le couplage entre le modèle du thermique et le schéma de convection profonde pour la représentation des systèmes convectifs.

7.2.3 Nouvelle version 3D de LMDZ

Entre les tests d'une nouvelle paramétrisation en mode uni-colonne ou dans des simulations ciblées (sur une région particulière ou sur des périodes courtes) et son utilisation dans un modèle de climat tridimensionnel, il y a un pas à franchir. Le travail d'intégration du modèle du thermique nuageux dans la nouvelle version de LMDZ a déjà commencé au LMD. Les premières simulations globales avec le modèle du thermique nuageux sont désormais disponibles. Ces simulations ont été réalisées avec une résolution de 96 points par 71 répartis de façon régulière en longitude et en latitude (résolution standard utilisée pour les simulations du GIEC). En plus de la résolution verticale standard (19 couches), des résolutions verticales de 40 et 60 couches ont été testées. Le modèle du thermique nécessite a priori une résolution suffisamment fine pour résoudre explicitement le gradient vertical de température dans la couche de surface. Pour obtenir ces simulations, la première étape a consisté à rendre le modèle plus stable numériquement. En effet, le modèle du thermique nuageux nécessite un pas de temps relativement petit, de l'ordre de une à quelques minutes typiquement pour ne pas diverger, soit un pas de temps trop petit pour des applications climatiques. Des modifications numériques dans le modèle du thermique d'une part, et l'ajout d'un ajustement sec au-dessus de la couche limite d'autre part, ont permis de rendre le modèle plus stable, et les simulations avec le modèle du thermique peuvent désormais être réalisées avec un pas de temps de 15 minutes.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, le modèle du thermique nuageux n'est pas capable de représenter correctement les stratocumulus, ce qui pose problème car les bancs de stratocumulus observés sur le bord Est des océans tropicaux jouent un rôle important dans le comportement du système couplé océan-atmosphère. Pour contourner provisoirement ce problème, le modèle du thermique n'est activé que sur les régions où le saut de température potentielle dépasse le seuil de 0.01 K m^{-1} .

La répartition des nuages bas obtenue avec la version standard de LMDZ (LMD) est comparée à celle obtenue avec la version dans laquelle le modèle du thermique nuageux est activé (TH) sur la fig. 7.1, pour une résolution verticale de 19 et 40 couches. Il apparaît que la version de LMDZ incluant le modèle du thermique nuageux, tout en maintenant les stratocumulus de bord Est des océans, permet de représenter les cumulus dans les régions d'alizé, cumulus absents de la simulation LMD. On remarque également une diminution de la couverture nuageuse dans l'océan australe. Ces résultats sont confirmés sur la fig. 7.2, qui représente les coupes longitudinales à 20S de la répartition verticale des nuages dans les différentes simulations (moyenne entre 25S et 15S). On montre l'impact de ces changements de couverture nuageuse sur le forçage radiatif net des nuages sur la fig. 7.3, sur laquelle les données ERBE (Barkstrom, 1984) sont superposées aux résultats des quatre simulations. On constate que la diminution des nuages bas dans les hautes latitudes australes avec le modèle du thermique nuageux diminue le forçage radiatif dans ces régions, en meilleur accord avec les observations. Aux latitudes tropicales, l'amélioration de la représentation du forçage semble surtout liée à l'augmentation de la résolution verticale.

Ces premiers tests ont été réalisés avec le schéma d'Emanuel (1991) utilisé dans LMDZ4, sans couplage entre convection peu profonde et profonde. On pouvait donc redouter une inhibition des préci-

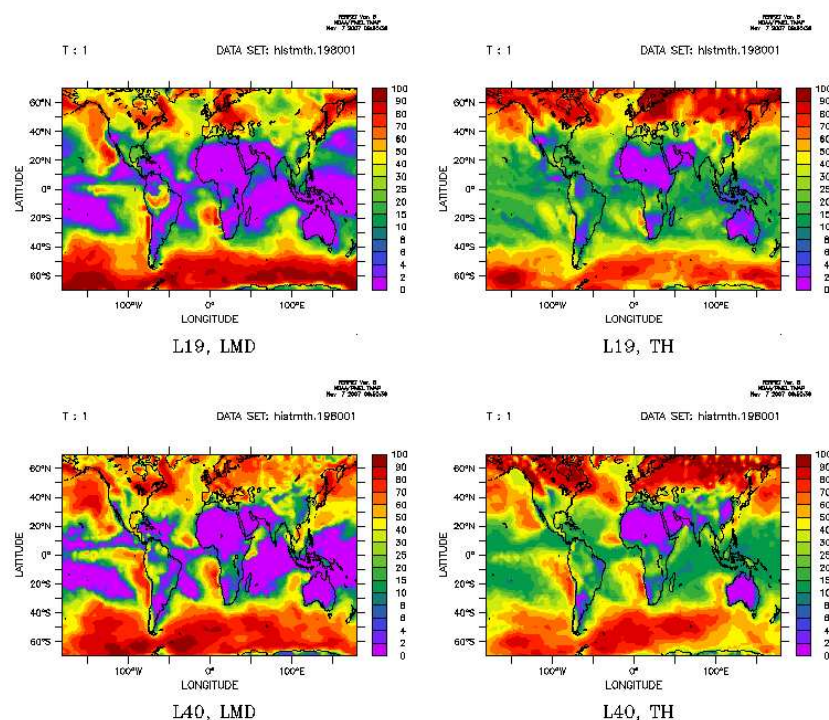


FIG. 7.1 – Couverture moyenne des nuages bas pour un mois de janvier obtenue avec la version standard de LMDZ (LMD) et avec une version dans laquelle le modèle du thermique est activé (TH) pour une résolution verticale de 19 (L19 en haut) et 40 couches (L40 en bas).

pitations trop importante par l'activation du modèle du thermique nuageux. La répartition globale des précipitations pendant un mois de janvier (juillet) est représentée fig. 7.4 (fig. 7.5) pour la simulation LMD (résolution de 19 couches) et la simulation TH (résolution de 19 et 40 couches). On ajoute la climatologie des précipitations établie par Xie et Arkin (1997). Dans ces premières simulations, on constate que l'activation du modèle du thermique nuageux n'altère pas la représentation de la zone de convergence intertropicale, aussi bien sur océan que sur continent. La simulation TH (en 40 couches) restitue les précipitations fortes observées en janvier entre 30S et 10S au milieu de l'Océan Pacifique. Par contre, les pluies de mousson en Inde au mois de juillet sont très inhibées par l'activation du modèle du thermique nuageux.

A partir de ces constatations, il faut maintenant mener des études plus précises pour comprendre l'impact du modèle du thermique nuageux sur les nuages bas ou la mousson. L'enjeu à court terme est de faire basculer les applications climatiques vers le nouveau jeu de paramétrisations incluant le modèle du thermique nuageux. Pour cela, une étape importante consiste à régler et ajuster la version avec thermiques nuageux, pour obtenir des climatologies cohérentes avec la version actuelle de LMDZ, notamment pour les flux radiatifs en sommet d'atmosphère. Ensuite, le même travail devra être effectué afin d'intégrer la nouvelle version du schéma de convection profonde avec poches froides.

Dans l'idéal, la nouvelle version de LMDZ comprenant la paramétrisation du modèle du thermique nuageux pour la couche limite, la version modifiée du schéma de Emanuel (1991) pour la convection profonde, ainsi que la paramétrisation des poches froides, devra être opérationnelle en 2008, pour les simulations climatiques effectuées dans le cadre du prochain rapport du GIEC. Les résultats du dernier rapport ont mis en avant l'importance des rétroactions nuageuses pour expliquer la dispersion de la

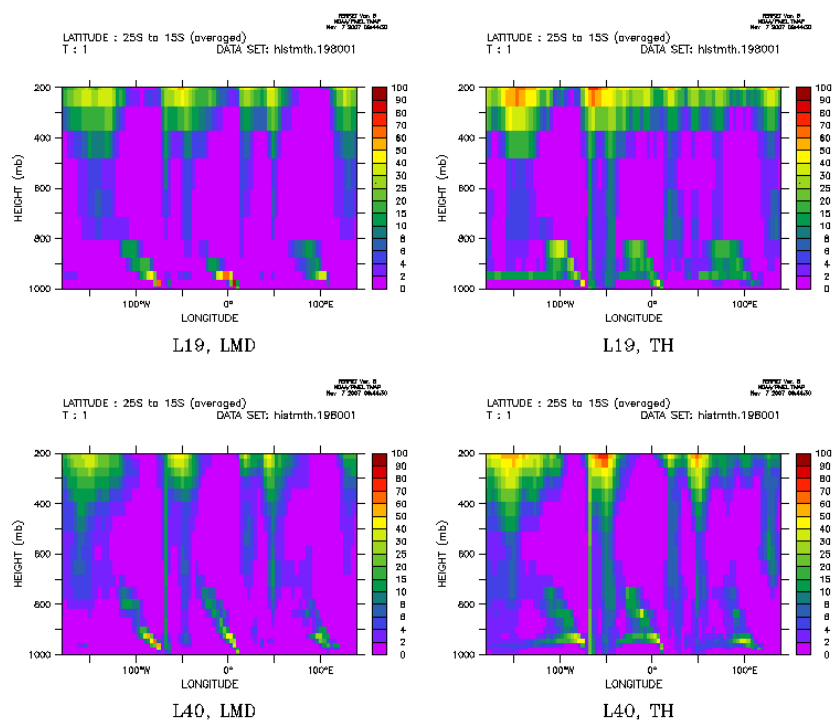


FIG. 7.2 – Coupe longitude-pression à 20S (moyenne 25S-15S) de la nébulosité moyenne pour un mois de janvier obtenue avec la version standard de LMDZ (LMD) et avec une version dans laquelle le modèle du thermique est activé (TH) pour une résolution verticale de 19 (L19 en haut) et 40 couches (L40 en bas).

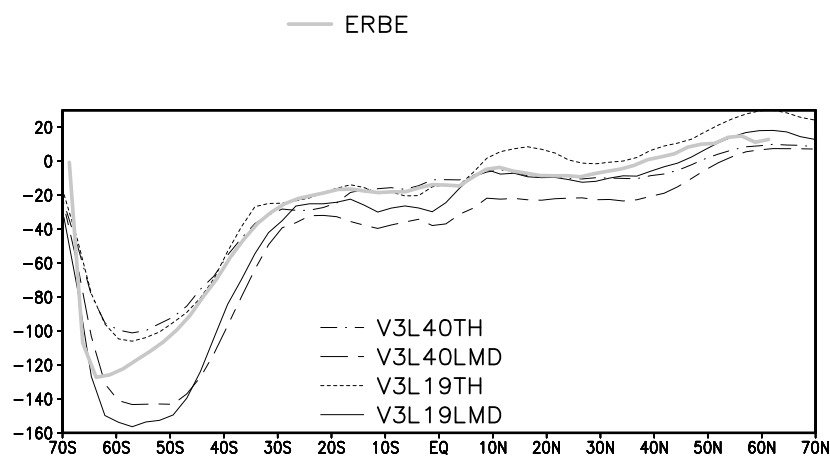


FIG. 7.3 – Moyenne zonale du forçage radiatif net des nuages pour un mois de janvier obtenu avec la version standard de LMDZ avec 19 couches (notée V3L19LMD) et avec une version dans laquelle le modèle du thermique est activé pour une résolution verticale de 19 (V3L19TH) et 40 couches (V3L40TH). Le trait plein gris clair correspond aux données ERBE.

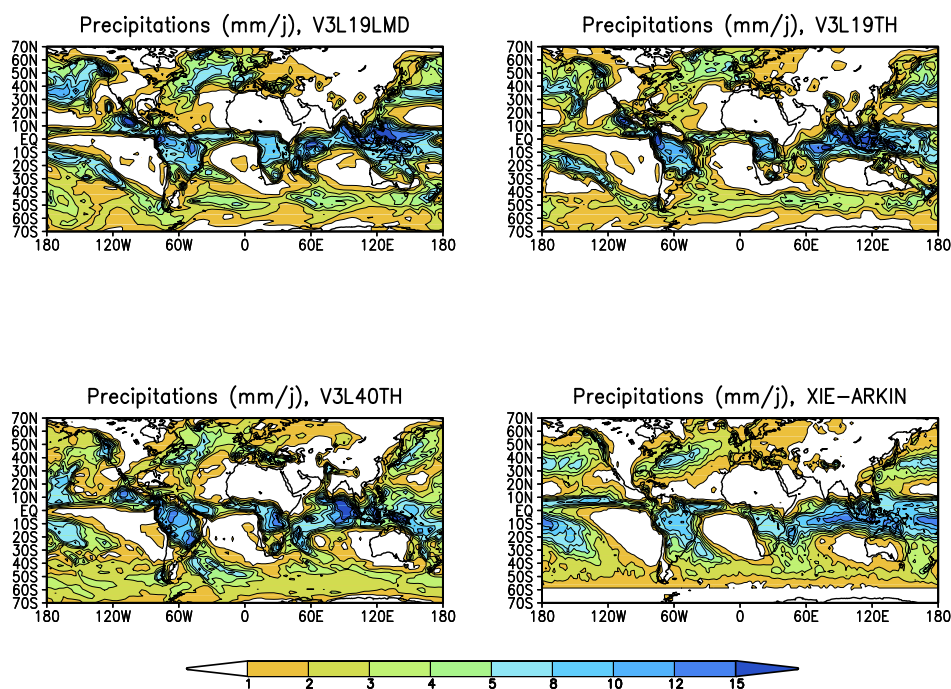


FIG. 7.4 – Précipitations obtenues pour un mois de janvier avec la version standard de LMDZ avec 19 couches (notée V3L19LMD) et avec une version dans laquelle le modèle du thermique est activé pour une résolution verticale de 19 (V3L19TH) et 40 couches (V3L40TH). La climatologie en bas à droite est issue de Xie et Arkin (1997).

réponse des modèles à un doublement de la concentration de CO_2 dans l'atmosphère. Bony et Emanuel (2001) ont insisté sur le rôle prépondérant des nuages bas dans cette dispersion. La prochaine version de LMDZ permettra d'aborder la question des rétroactions nuageuses sur des bases physiques, à l'aide de paramétrisations dont on comprend mieux le comportement et qui représentent le cycle diurne des nuages convectifs de façon plus réaliste. Différents tests de sensibilité pourront être menés pour étudier les processus impliqués dans les rétroactions nuageuses, mais aussi pour tester la fermeture du schéma de convection profonde et la couplage entre convection peu profonde et profonde. Le modèle du thermique nuageux, qui améliore la représentation du cycle diurne des cumulus de couche limite et des systèmes précipitants, va permettre d'avancer dans la compréhension de l'impact des rétroactions nuageuses sur la sensibilité climatique ; et peut-être, à terme, de réduire la dispersion entre les modèles.

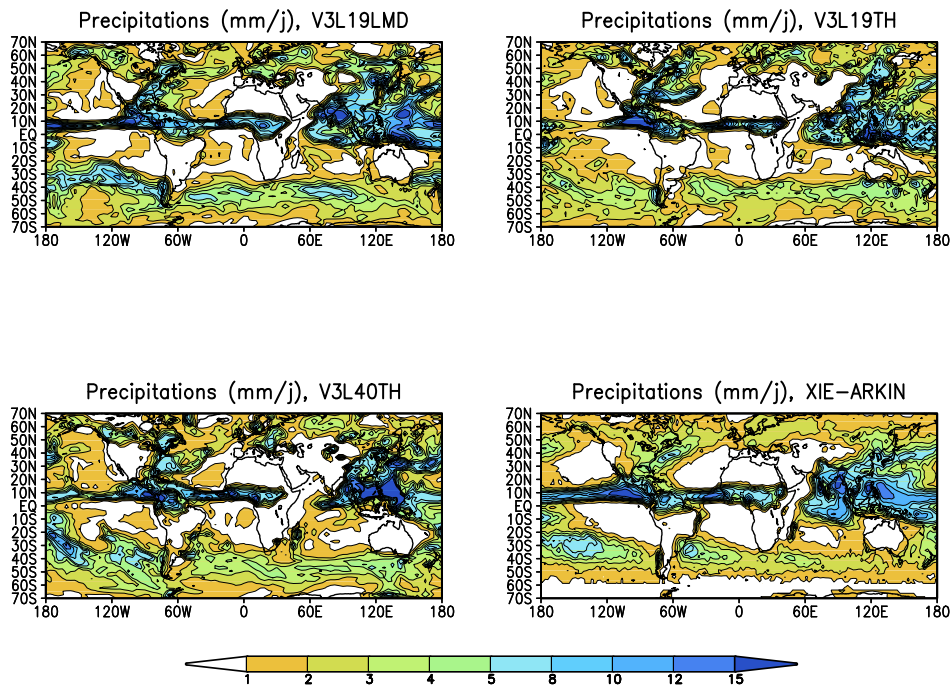


FIG. 7.5 – Précipitations obtenues pour un mois de juillet avec la version standard de LMDZ avec 19 couches (notée V3L19LMD) et avec une version dans laquelle le modèle du thermique est activé pour une résolution verticale de 19 (V3L19TH) et 40 couches (V3L40TH). La climatologie en bas à droite est issue de Xie et Arkin (1997).

Annexe A

Formulation numérique

The discrete formulation of the new Thermal Plume Model

The different steps presented in Coindreau et al. (2007) are unchanged, but the equations are modified in order to take into account the condensation process and the effects of entrainment and detrainment along the plume.

1 Computation of discrete entrainment and detrainment rates integrated over the thickness Δz_k ($E_k^* = e_k^* \Delta z_k$, $A_k^* = a_k^* \Delta z_k$, $D_k^* = d_k^* \Delta z_k$) of layer k :

$$A_k^* = c\sqrt{z_k}\Delta\theta_k \quad (\text{A.1})$$

where c is chosen in order to have $\sum A_k^* = 1$.

$$D_k^* = \frac{1}{rz_{t_0}\Phi_0}(\rho_{k+1/2}w_{k+1/2}\sqrt{\lambda z_{k+1/2}} - \rho_{k-1/2}w_{k-1/2}\sqrt{\lambda z_{k-1/2}}) \quad (\text{A.2})$$

below cloud base, and

$$D_k^* = \delta f_k^* \Delta z_k \quad (\text{A.3})$$

inside the cloud. z_{t_0} and Φ_0 are respectively the thermal plume height and the variable Φ computed at the previous time-step.

Entrainment is then computed as :

$$E_k^* = \beta D_k^* + A_k^* \quad (\text{A.4})$$

2 Determination of virtual potential temperature $\hat{\theta}_{v_k}$ and vertical velocity w_k inside the plume at each level. Liquid water potential temperature and total water mixing ratio at each level are first computed :

$$\hat{\theta}_l = \frac{\sum_{k=1}^{k=l} E_k^* \theta_k}{F_{l+1/2}^* + D_l^*} \quad (\text{A.5})$$

and

$$r_{t_l} = \frac{\sum_{k=1}^{k=l} E_k^* r_{t_k}}{F_{l+1/2}^* + D_l^*} \quad (\text{A.6})$$

with

$$F_{l+1/2}^* = \sum_{k=1}^{k=l} (E_k^* - D_k^*) \quad (\text{A.7})$$

The liquid water mixing ratio is determined by $r_{l_k} = \max(r_{t_k} - r_{sat_k}, 0)$, where an iterative procedure on temperature is used to solve the Clausius-Clapeyron equation in order to take into account the variation

of r_{sat} with temperature.

The virtual potential temperature is computed as :

$$\hat{\theta}_{v_k} = \hat{\theta}_k(1 + 0.61r_k - r_{l_k}) \quad (\text{A.8})$$

The equation determining the vertical velocity is modified by introducing the effect of detrainment of air in layer k :

$$\frac{1}{2}w_{l+1/2}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{F_{l-1/2}^* - D_l^*}{F_{l+1/2}^*}w_{l-1/2}\right)^2 + g\frac{\hat{\theta}_l - \theta_l}{\theta_l}(z_{l+1/2} - z_{l-1/2}) \quad (\text{A.9})$$

3 As for the closure relation, only the entrainment from the unstable layers must be considered -as in Coindreau et al. (2007)- and :

$$\Phi = \frac{w_{max}}{r z_{max} \sum_{k=1}^{lentr} \frac{A_k^*}{\rho_k \Delta z_k}} \quad (\text{A.10})$$

with

$$w_{max} = \sum_{k=1}^{lentr} A_k^* v_k \quad (\text{A.11})$$

4 Computation of the entrainment and detrainment rates : $A_k = \Phi A_k^*$, $E_k = \Phi E_k^*$, $D_k = \Phi D_k^*$, and of the final mass flux : $F_{k+1/2} = \Phi F_{k+1/2}^*$

Annexe B

Acronymes

ACT Ascending Cloud Top

ADHOC Assumed-Distribution Higher-Order Closure

ALE Available Lifting Energy

ALP Available Lifting Power

ASTEX Atlantic Stratocumulus Transition EXperiment

AMIP Atmospheric Model Intercomparison Project

AMMA Analyse Multi-disciplinaire de la Mousson Africaine

ARM Atmospheric Radiation Measurement Program

ATHAM Active Tracer High resolution Atmospheric Model

ATSR Along Track Scanning Radiometer

AVHRR Advanced Very High Resolution Radiometer

BOMEX Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment

CALIPSO Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation

CaPE Convection and Precipitation Electrification Experiment

CAPE Convective Available Potential Energy

CBL Convective Boundary Layer

CFMIP Cloud Feedback Models Intercomparison Project

CIN Convective INhibition

CMR Convective Mixing Region

CRF Cloud Radiative Forcing

CRM Cloud Resolving Model

DMR Detraining Mixing Region

DTE Daily Tropospheric Excess

ECMWF European Centre for Medium-range Weather Forecasts

EMBS Episodic Mixing and Buoyancy-Sorting models

EPIC Eastern Pacific Investigation of Climate Processes in the Coupled Ocean-Atmosphere system

ERBE Earth Radiation Budget Experiment

ESQUIF Etude et Simulation de la QUalité de l'Air en Ile de France

EUROCS EUROpean Cloud Systems research project

- FIFE** First International Satellite Land Surface Climatology Project Field Experiment
- GCM** General Circulation Model
- GCSS** GEWEX Cloud System Study
- GEWEX** Global Energy and Water-cycle EXperiment
- GIEC** Groupe Intergouvernemental d'experts sur l'Evolution du Climat
- GLOBSCAR** Global Burnt Scar
- HIRS** High resolution Infrared Radiation Sounder
- HOC** Higher-Order Closure
- IFS** Integrated Forecasting System
- IPCC** Intergovernmental Panel on Climate Change
- IPSL** Institut Pierre-Simon Laplace
- ISCCP** International Satellite Cloud Climatology Project
- ITCZ** InterTropical Convergence Zone
- LCL** Lifting Condensation Level
- LFC** Level of Free Convection
- LNB** Level of Neutral Buoyancy
- LES** Large Eddy Simulation
- LH** Latent Heat flux
- LMD** Laboratoire de Météorologie Dynamique
- MFC** Mass-Flux Closure
- MODIS** Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
- MR** Mixing Region
- MSG** Météosat Seconde Génération
- MSU** Microwave Sounding Unit
- NDD** Night-Day Differences
- NOAA** National Oceanic and Atmospheric Administration
- NSD** Normalized Saturation Deficit
- OCO** Orbiting Carbon Observatory
- PDF** Probability Density Function
- RICO** Rain in Cumulus over the Ocean
- SH** Sensible Heat flux
- SIRTA** Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique
- SM** Soil Moisture
- SOP** Special Observations Period
- SST** Sea Surface Temperature
- SW** Short Wave
- TIROS-N** Television and InfraRed Operational Satellite-Next Generation
- TOVS** TIROS Operational Vertical Sounder
- TRMM/LBA** Tropical Rainfall Measuring Mission/ Large-scale Biosphere-Atmosphere experiment in Amazonia

VAPIC SARTA water VApor Profiling Inter-Comparison

VAS Visible infrared spin scan radiometer Atmospheric Sounder

VIRS Visible and InfraRed Scanner

WAPE Wake Available Potential Energy

WF-ABBA Wild-Fire Automated Biomass Burning Algorithm

Annexe C

Liste des symboles

A	Flux de masse alimentant le thermique dans la couche de surface en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
A_1	Taux d'entraînement à l'inversion défini par Ayotte et al. (1996)
a	Taux d'air alimentant le thermique dans la couche de surface en $\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
a^*	Taux d'air alimentant le thermique dans la couche de surface/flux de masse au sommet de cette couche
C_p	Chaleur spécifique à pression constante en $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
C^*	Vitesse d'étalement de la poche froide en m s^{-1}
c_f	Fraction nuageuse calculée par le schéma de nuages
D	Flux de masse entraîné du thermique dans l'environnement en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
D_b	Flux de masse entraîné dans l'environnement à la base du nuage en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
D_l	Flux de masse entraîné latéralement du nuage dans l'environnement en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
D_s	Flux de masse entraîné dans l'environnement par le sommet du nuage en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
d	Taux de entraînement du thermique dans l'environnement en $\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
d^*	Taux de entraînement du thermique dans l'environnement/flux de masse en sommet de couche de surface
E	Flux de masse entraîné dans le thermique en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
E_b	Flux de masse entraîné à la base du nuage en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
E_l	Flux de masse entraîné latéralement dans le nuage en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
E_s	Flux de masse entraîné par le sommet du nuage en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
e	Taux d'entraînement dans le thermique en $\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
e^*	Taux d'entraînement dans le thermique/flux de masse en sommet de couche de surface
f	Flux de masse dans le thermique en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
f_b	Flux de masse à la base des nuages de couche limite en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
f_c	Paramètre de coriolis en s^{-1}
g	Accélération de la pesanteur en m s^{-2}
h	Energie statique humide massique en J kg^{-1}
K	Coefficient de diffusion en $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
k	Constante de Von Karman
L	Longueur séparant deux cellules convectives en m
L_G	Longueur du front de rafale en m
L_v	Chaleur latente de vaporisation de l'eau en J kg^{-1}
l	Longueur de mélange en m
M_b	Flux de masse à la base de la colonne convective nuageuse profonde en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
P	Fonction de distribution de l'eau totale dans la maille
p	Pression de l'air en Pa

Q_1	Taux de chauffage en $K j^{-1}$
Q_2	Puits d'humidité en $K j^{-1}$
q_v	Humidité spécifique en $kg kg^{-1}$
q_s	Humidité à saturation en $kg kg^{-1}$
q^{*ML}	Echelle d'humidité spécifique dans la couche mélangée en $kg kg^{-1}$
q^{*SL}	Echelle d'humidité spécifique dans la couche de surface en $kg kg^{-1}$
R_d	Constante des gaz parfaits en $J K^{-1} kg^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds
R_f	Nombre de Richardson
R_i	Nombre de Richardson 'gradient'
r	Rapport d'aspect des cellules convectives
r_{inc}	Contenu en eau des nuages en $kg kg^{-1}$
r_l	Rapport de mélange de l'eau liquide en $kg kg^{-1}$
r_s	Rapport de mélange à saturation en $kg kg^{-1}$
r_t	Rapport de mélange de l'eau totale en $kg kg^{-1}$
r_v	Rapport de mélange de l'eau vapeur en $kg kg^{-1}$
rh	Humidité relative en %
T	Température en K
t^*	Temps caractéristique mis par une particule pour aller de la surface au sommet de la couche limite en s
TKE	Energie cinétique turbulente en J
u	Vitesse du vent dans la direction x en $m s^{-1}$
u_g	Vitesse du vent géostrophique dans la direction x en $m s^{-1}$
u^*	Vitesse de friction en $m s^{-1}$
v	Vitesse du vent dans la direction y en $m s^{-1}$
v_g	Vitesse du vent géostrophique dans la direction y en $m s^{-1}$
w	Vitesse du vent verticale en $m s^{-1}$
w_{max}	Vitesse verticale maximale dans le thermique en $m s^{-1}$
w^*	Echelle de vitesse verticale dans la couche limite convective en $m s^{-1}$
z_i	Hauteur de la couche limite en m
z_{max}	Hauteur maximale atteinte par le thermique en m
z_{mix}	Hauteur du niveau de flottabilité neutre dans le thermique en m

Les symboles grecs :

α	Fraction couverte par le thermique
β	Rapport entre le taux d'entraînement et de déentraînement
δ	Taux de déentraînement fractionné du thermique dans l'environnement en m^{-1}
δ_b	Taux de déentraînement fractionné basal du nuage dans l'environnement en m^{-1}
δ_l	Taux de déentraînement fractionné latéral du nuage dans l'environnement en m^{-1}
δ_s	Taux de déentraînement fractionné sommital du nuage dans l'environnement en m^{-1}
ϵ	Taux d'entraînement fractionné dans le thermique en m^{-1}
ϵ_b	Taux d'entraînement fractionné basal dans le nuage en m^{-1}
ϵ_l	Taux d'entraînement fractionné latéral dans le nuage en m^{-1}
ϵ_s	Taux d'entraînement fractionné sommital dans le nuage en m^{-1}
γ	Force de flottabilité massique en $m s^{-2}$
Γ_d	Taux de refroidissement vertical de l'air humide en $K m^{-1}$
Γ_m	Taux de refroidissement vertical de l'air sec en $K m^{-1}$
ϵ_e	Dissipation de e en $J s^{-1}$
η	Echelle de Kolmogorov en m

θ	Température potentielle en K
θ_e	Température potentielle équivalente en K
θ_l	Température potentielle liquide en K
θ_v	Température potentielle virtuelle en K
θ^{*ML}	Echelle de température potentielle dans la couche mélangée en K
θ^{*SL}	Echelle de température potentielle dans la couche de surface en K
κ	$= R_d/C_p$
λ	Longueur caractéristique du mélange entre le thermique et l'env. dans la couche sous-nuageuse en m
ν	viscosité de l'air en $m^2 s^{-1}$
ρ	Masse volumique de l'air en $kg m^{-3}$
σ	largeur de la distribution P
Φ	Flux de masse au sommet de la couche d'alimentation en $kg m^{-2} s^{-1}$
Ψ	Variable conservative
$\bar{\Psi}$	valeur moyenne de Ψ
Ψ'	Fluctuation de Ψ par rapport à la moyenne
Ψ'^2	Variance de Ψ
Ψ'^3	Moment d'ordre 3 de Ψ

Les variables peuvent être associées aux indices suivants :

d	subsidence
e	environnement
s	surface
u	panache ascendant

Certaines variables spécifiques du chapitre 5 :

C	Chaleur de combustion en $J kg^{-1}$
E	Energie fournie par la combustion en J
F	Flux de chaleur dégagé par le feu en $W m^{-2}$
F_{CO_2}	Flux de CO_2 en surface en $kg m^{-2} s^{-1}$
F_q	flux d'humidité en $kg m^{-2} s^{-1}$
H	Hauteur de la couche d'alimentation du pyro-thermique en m
H_i	Hauteur d'injection du CO_2 émis par les feux
I	Puissance du front de feu en $W m^{-2}$
N	Fonction lognormale
p	Profondeur du front en m
q'_0	Excès d'humidité généré par le feu dans une couche proche de la surface en $kg kg^{-1}$
q_{CO_2}	Concentration de CO_2
r	Vitesse de propagation du front en $m s^{-1}$
S	Surface active du feu en m^2
S_m	Surface de la maille en m^2
Σ_{tot}	Surface brûlée totale en m^2
L	Largeur du front en m
T	Durée du feu en s
θ'_0	Excès de θ_v généré par le feu dans une couche proche de la surface en K
w_0	Vitesse verticale au sommet de la couche d'alimentation en $m s^{-1}$
ω	Quantité de combustible consommé en $kg m^{-2}$

Bibliographie

- Abdella, K. et McFarlane, N. (1997). A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 54 :1850–1867.
- Alapaty, K. A., Pleim, J. E., Raman, S., Niyogi, D. S., et Byun, D. W. (1997). Simulation of atmospheric boundary layer processes using local and nonlocal-closure schemes. *J. Appl. Met.*, 36 :214–233.
- Albrecht, B. (1979). A model of the thermodynamic structure of the trade-wind boundary layer : Part II. Applications. *J. Atmos. Sci.*, 36 :90–98.
- Arakawa, R. A. et Schubert, W. H. (1974). Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large scale environment. part I. *J. Atmos. Sci.*, 31 :674–701.
- Atkinson, B. W. et Zhang, J. W. (1996). Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 34 :403–431.
- Ayotte, K. W., Sullivan, P. P., André, A., Doney, S. C., Holtslag, A. A., Large, W. G., McWilliams, J. C., Moeng, C.-N., Otte, M. J., Tribbia, J. J., et Wyngaard, J. C. (1996). An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large eddy simulations. *Boundary-layer Meteorol.*, 79 :131–175.
- Barbosa, P. M., Stroppiana, D., et Grégoire, J.-M. (1999). An assessment of vegetation fire in Africa (1981-1991) : burned areas, burned biomass, and atmospheric emissions. *Global Biogeochemical cycles*, 13 :933–950.
- Barkstrom, B. R. (1984). The earth radiation budget experiment (ERBE). *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 65 :1170–1185.
- Barnes, G. M., Frankhauser, J. C., et Browning, W. D. (1996). Evolution of the vertical mass flux and diagnosed net lateral mixing in isolated convective clouds. *Mon. Wea. Rev.*, 124 :2764–2784.
- Bechtold, P., Chaboureaud, J.-P., Beljaars, A., Betts, A. K., Koehler, M., Miller, M., et Redelsperger, J.-L. (2004). The simulation of the diurnal cycle of convective precipitation over land in a global model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3119–3137.
- Bechtold, P., Cuijpers, J. W. M., Mascart, P., et Trouilhet, P. (1995). Modeling of trade wind cumuli with a low-order turbulence model : Toward a unified description of Cu and SC clouds in meteorological models. *J. Atmos. Sci.*, 52 :455–463.
- Benner, T. C. et Curry, J. A. (1998). Characteristics of small tropical cumulus clouds and their impact on the environment. *J. Geophys. Res.*, 103 :28753–28767.
- Berg, L. K. et Stull, R. B. (2004). Parameterization of joint frequency distributions of potential temperature and water vapor mixing ratio in the daytime convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 61 :813–828.

- Betts, A. (1973). Non-precipitating convection and its parameterization . *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 99 :178–196.
- Betts, A. K. (1975). Parametric interpretation of trade-wind cumulus budget studies. *J. Atmos. Sci.*, 32 :1934–1945.
- Betts, A. K. (1976). Modeling Subcloud Layer Structure and Interaction with a Shallow Cumulus Layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33 :2363–2382.
- Betts, A. K., Ball, J. H., Beljaars, A. C. M., et Miller, M. J. Viterbo, P. A. (1996). The land surface-atmosphere interaction : A review based on observational and global modeling perspectives. *J. Geophys. Res.*, 101 :7209–7225.
- Blyth, A. (1993). Entrainment in cumulus clouds. *Journal of Applied Meteorology*, 32 :626–641.
- Blyth, A. M., Cooper, W. A., et Jensen, J. B. (1988). A study of the source of entrained air in Montana cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 45 :3944–3964.
- Blyth, A. M., Lasher-Trapp, S. G., et Cooper, W. A. (2005). A study of thermals in cumulus clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 131 :1171–1190.
- Bony, S., Colman, R., Kattsov, V., Allan, R., Bretherton, C., Dufresne, J.-L., Hall, A., Hallegatte, S., Holland, M., Ingram, W., Randall, D., Soden, B., Tselioudis, G., et Webb, M. (2006). How well do we understand and evaluate climate change feedback processes ? . *Journal of Climate*, 19 :3445–3482.
- Bony, S., Dufresne, J.-L., Le Treut, H., Morcrette, J.-J., et Senior, C. (2004). On dynamic and thermodynamic components of cloud changes. *Climate Dynamics*, 22 :71–86.
- Bony, S. et Emanuel, K. A. (2001). A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection ; evaluation using TOGA COARE data. *J. Atmos. Sci.*, 58 :3158–3183.
- Bougeault, P. (1985). The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer : A higher-order model study. *J. Atmos. Sci.*, 42 :2826–2843.
- Bretherton, C., McCaa, J., et Grenier, H. (2004). A new parameterization for shallow cumulus convection and its application to marine subtropical cloud-topped boundary layers. Part I : Description and 1D results. *Mon. Wea. Rev.*, 132 :864–882.
- Bretherton, C. et Smolarkiewicz, P. (1989). Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 46 :740–759.
- Bretherton, C. S. (1997). Entrainment, detrainment and mixing in atmospheric convection. *R.K.Smith (ed.), The physics and parameterization of moist atmospheric convection, Kluwer Academic publisher.*
- Brown, A., Cederwall, R., Chlond, A., Duynkerke, P., Golaz, J.-C., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Lock, A., Macvean, M., Moeng, C.-H., Neggers, R., Siebesma, A., et Stevens, B. (2002). Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128 :1075–1093.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., et Bradley, E. F. (1971). Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, (28) :181–189.
- Cahalan, R. F. et Joseph, J. H. (1989). Fractal statistics of cloud fields. *Mon. Wea. Rev.*, 117 :261–272.
- Carpenter, R. L., Droegemeier, J. K. K., et Blyth, A. M. (1998). Entrainment and detrainment in numerically simulated cumulus congestus clouds. Part I : General results. *J. Atmos. Sci.*, 55 :3417–3432.

- Chaboureau, J.-P., Guichard, F., Redelsperger, J.-L., et Lafore, J.-P. (2004). The role of stability and moisture in the diurnal cycle of convection over land. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3105–3117.
- Chatfield, R. B. et Brost, R. A. (1987). A two-stream model of the vertical transport of trace species in the convective boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 92 :13263–13276.
- Chédin, A., Scott, N. A., et Armante, R. (2007). A quantitative link between CO₂ emissions from tropical vegetation fires and the daily tropospheric excess of CO₂ seen by NOAA-10 (1987-1991). *accepted for publication in the Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*.
- Chédin, A., Serrar, S., Armante, R., Scott, N. A., et Hollingsworth, A. (2002). Signatures of annual and seasonal variations of CO₂ and other greenhouse gases from NOAA/TOVS observations and model simulations. *J. Climate*, 15 :95–116.
- Chédin, A., Serrar, S., Scott, N. A., Crevoisier, C., et Armante, R. (2003). First global measurement of mid-tropospheric CO₂ from NOAA polar satellites : the tropical zone. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 108.
- Chédin, A., Serrar, S., Scott, N. A., Pierangelo, C., et Ciais, P. (2005). Impact of tropical biomass burning emissions on the diurnal cycle of upper tropospheric CO₂ retrieved from NOAA 10 satellite observations. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110 :11309–+.
- Cheinet, S. (2003). A multiple mass-flux parameterization for the surface generated-convection. Part I : Dry plumes. *J. Atmos. Sci.*, 60 :2313–2327.
- Cheinet, S. (2004). A multiple mass-flux parameterization for the surface generated-convection. Part II : Cloudy cores. *J. Atmos. Sci.*, 61 :1093–1113.
- Cheruy, F., Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P., Lahellec, A., et Thomas, B. (2000). Parameterization developments and simulations using K. Emanuel convective scheme. *WAMP Project Meeting, Les Houches, France*.
- Coindreau, O., Hourdin, F., Haefelin, M., Mathieu, A., et Rio, C. (2007). Assessment of physical parameterizations using a global climate model with stretchable grid and nudging . *Monthly Weather Review*, 135 :1474–1489.
- Colman, R. (2003). A comparison of climate feedbacks in general circulation models . *Climate Dyn.*, 20 :865–873.
- Couvreux, F. (2005). Variabilité de la vapeur d'eau de la couche limite convective continentale. *thèse, Université Paul Sabatier - Toulouse III*.
- Couvreux, F., Guichard, F., Redelsperger, J.-L., Flamant, C., Masson, V., Kiemle, C., et Lafore, J.-P. (2005). Water vapour variability within a convective boundary layer assessed by large eddy simulations and IHOP observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*
- Crum, T. D., Stull, R. B., et Eloranta, E. W. (1987). Coincident lidar and aircraft observations of entrainment into thermals and mixed layers. *Jour. of Climate and Appl. Meteor.*, 26 :774–788.
- De Laat, A. T. J. et Duynkerke, P. G. (1998). Analysis of ASTEX-stratocumulus observational data using a mass-flux approach. *Boundary-layer Meteorol.*, 86 :63–87.
- de Rooy, W. C. et Siebesma, P. (2006). Simple parameterization for detrainment in shallow cumulus. *GCSS Meeting, New York*.

- Deardorff, J. W. (1966). The counter-gradient heat-flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *J. Atmos. Sci.*, 23 :503–506.
- Deardorff, J. W. (1970). A three-dimensional numerical investigation of the idealized planetary boundary layer. *Geophys. Fluid. Dyn.*, 1 :377–410.
- Deardorff, J. W. (1972). Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *J. Geophys. Res.*, 77 :5900–5904.
- Derbyshire, S. H., Beau, I., Bechtold, P., Gandpeix, J.-Y., Piriou, J.-M., Redelsperger, J.-L., et Soares, P. (2004). Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3055–3079.
- Dufresne, J.-L., Quaas, J., Boucher, O., Denvil, S., et Fairhead, L. (2005). Contrasts in the effects on climate of anthropogenic sulfate aerosols between the 20th and the 21st century. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :L21703.
- Emanuel, K. A. (1991). A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, 48 :2313–2335.
- Emanuel, K. A. (1993). A cumulus representation based on the episodic mixing model : the importance of mixing and microphysics in predicting humidity. 24 :185–192.
- Emanuel, K. A. (1994). Atmospheric convection. *Oxford Univ. Press, Oxford*, pages –.
- Esbensen, S. (1978). Bulk thermodynamic effects and properties of small tropical cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 35 :826–837.
- Fouquart, Y. et Bonnel, B. (1980). Computations of solar heating of the Earth's atmosphere : A new parametrization. *Contrib. Atmos. Phys.*, 53 :35–62.
- Freitas, S. R., Longo, K. M., et Andreae, M. O. (2006a). Impact of including the plume rise of vegetation fires in numerical simulations of associated atmospheric pollutants. *Geophys. Res. Lett.*, 33.
- Freitas, S. R., Longo, K. M., Chatfield, R., Latham, D., Silva Dias, M. A. F., Andreae, M. O., Prins, E., Santos, J. C., Gielow, R., et Carvalho Jr., J. A. (2006b). Including the sub-grid scale plume rise of vegetation fires in low resolution atmospheric transport models. *Atmos. Chem. Phys.*, 6 :11521–11559.
- Freitas, S. R., Longo, K. M., Silva Dias, M. A. F., Silva Dias, P. L., Chatfield, R., Prins, E., Artaxo, P., Grell, G., et Recuero, F. S. (2005). Monitoring the transport of biomass burning emissions in South America. *Environmental Fluid Mechanics*, 5 :135–167.
- Fromm, M. D. et Servranckx, R. (2003). Transport of forest fire smoke above the tropopause by supercell convection. *Geophys. Res. Lett.*, 30.
- Giglio, L. (2007). Characterization of the tropical diurnal fire cycle using VIRS and MODIS observations. *Remote Sensing of Environment*.
- Giglio, L. et Kendall, J. D. (2003). A multi-year active fire dataset for the tropics derived from the TRMM VIRS. *Int. J. Remote Sensing*, 24 :4505–4525.
- Graf, H.-F., Herzog, M., Oberhuber, J. M., et Textor, C. (1999). The effect of environmental conditions on volcanic plume rise. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 104 :24,309–24,320.
- Grandpeix, J.-Y. et Lafore, J.-P. (2007). A density current parameterization coupled to Emanuel convection scheme. *in preparation*.

- Grandpeix, J.-Y., Phillips, V., et Tailleux, R. (2004). Improved mixing representation in Emanuel's convection scheme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3207–3222.
- Grant, A. L. M. (2001). Cloud-base fluxes in the cumulus-capped boundary layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125 :1913–1936.
- Greenhut, G. K. et Khalsa, S. J. S. (1982). Updraft and downdraft events in the atmospheric boundary layer over the equatorial pacific ocean. *J. Atmos. Sci.*, 39 :1803–1818.
- Gregory, D. (2001). Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 127 :53–72.
- Gregory, D., Morcrette, J., Jakob, C., Beljaars, A. C. M., et Stockdale, T. (2000). Revision of convection, radiation and cloud schemes in the ECMWF Integrated Forecasting System. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126 :1685–1710.
- Grinnell, S. A., Bretherton, C. S., Stevens, D. E., et Fraser, A. M. (1996). Vertical mass flux calculations in Hawaiian trade cumulus clouds from dual-doppler radar. *J. Atmos. Sci.*, 53 :1870–1886.
- Grossman, R. L. (1984). Bivariate conditional sampling of moisture flux over a tropical ocean. *J. Atmos. Sci.*, 41 :3238–3253.
- Grossman, R. L. et Gamage, N. (1995). Moisture flux and mixing processes in the daytime continental convective boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 100 :25,665–25,674.
- Guichard, F. (1995). Impact d'un ensemble de nuages sur l'environnement de plus grande échelle vu par un modèle de convection nuageuse explicite (cas GATE et TOGA-COARE). *thèse, - Institut National Polytechnique de Toulouse.*
- Guichard, F., Petch, J., Redelsperger, J., Bechtold, P., Chaboureau, J., Cheinet, S., Grabowski, W., Grenier, H., Jones, C., Koehler, M., Piriou, J.-M., Tailleux, R., et Tomasini, M. (2004). Modelling the diurnal cycle of deep precipitating convection over land with cloud-resolving models and single column models. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3139–3172.
- Haefelin, M., Barthès, L., Bock, O., Boitel, C., Bony, S., Bouniol, D., Chepfer, H., Chiriaco, M., Cuesta, J., Delanoë, J., Drobinski, P., Dufresne, J.-L., Flamant, C., Grall, M., Hodzic, A., Hourdin, F., Lapouge, F., Lemaitre, Y., Mathieu, A., Morille, Y., Naud, C., Noël, V., O'Hirok, W., Pelon, J., Pietras, C., Protat, A., Romand, B., Scialom, G., et Vautard, R. (2005). SIRTa, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research. *Annales Geophysicae*, 23 :253–275.
- Herzog, M., Graf, H.-F., Textor, C., et Oberhuber, J. M. (1998). The effect of phase changes of water on the development of volcanic plumes. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87 :55–74.
- Holtlag, A. A. M. et Boville, B. A. (1993). Local versus non-local boundary-layer diffusion in a global climate model. *J. Climate*, 6 :1825–1842.
- Holtlag, A. A. M. et Moeng, C.-H. (1991). Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 48 :1690–1698.
- Hourdin, F. (2005). Représentation du transport direct et inverse dans les modèles globaux de climat et étude des couplages entre composition et dynamique atmosphérique sur Titan. *HDR.*
- Hourdin, F., Couvreur, F., et Menut, L. (2002). Parameterisation of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals. *J. Atmos. Sci.*, 59 :1105–1123.

- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Krinner, G., LeVan, P., Li, Z.-X., et Lott, F. (2006). The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection . *Climate Dynamics*, 27 :787–813.
- Jonas, P. R. (1990). Observations of cumulus top entrainment. *Atmos. Res.*, 25 :105–127.
- Jost, H.-J. et al. (2004). In-situ observations of mid-latitude forest fire plumes deep in the stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 31.
- Justice, C. O., Giglio, L., Korontzi, S., Owens, J., Morisette, J. T., Roy, D., Descloitres, J., Alleaume, S., Petitcolin, F., et Kaufman, Y. (2002). The MODIS fire products. *Remote Sensing of Environment*, 83 :244–262.
- Justice, C. O., Kendall, J. D., Dowty, P. R., et Scholes, R. J. (1996). Satellite remote sensing of fires during the SAFARI campaign using NOAA advanced very high resolution radiometer data. *J. Geophys. Res.*, 101 :23,851–23,863.
- Kain, J. S. et Fritsch, J. M. (1990). A one-dimensional entraining-detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 47 :2784–2802.
- Khairoutdinov, M. et Randall, D. (2006). High-resolution simulation of shallow-to-deep convection transition over land. *J. Atmos. Sci.*, 63 :3421–3436.
- Khairoutdinov, M. F. et Randall, D. A. (2003). Cloud Resolving Modeling of the ARM Summer 1997 IOP : Model formulation, Results, uncertainties, and sensitivities. *J. Atmos. Sci.*, 60 :607–625.
- Korontzi, S., Justice, C. O., et Scholes, R. J. (2003). Influence of timing and spatial extent of savanna fires in southern Africa on atmospheric emissions. *Journal of Arid Environments*, 54 :395–404.
- Kuang, Z. et Bretherton, C. S. (2006). A mass-flux scheme view of a high-resolution simulation of a transition from shallow to deep convection. *J. Atmos. Sci.*, 63 :1895–1909.
- Labonne, M., Bréon, J.-M., et Chevallier, F. (2007). Injection height of biomass burning aerosols as seen from a spaceborne lidar. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :L11806.
- Lafore, J.-P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fisher, C., Hérelil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J.-P., Redelsperger, J.-L., Richard, E., et Vilà-Guerau de Arellano, J. (1998). The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.*, 16 :90–109.
- Lappen, C.-L. et Randall, D. (2001a). Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. Part I : a new type of mass-flux model . *J. Atmos. Sci.*, 58 :2021–2036.
- Lappen, C.-L. et Randall, D. (2001b). Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. Part II : lateral mass exchanges and subplume-scale fluxes . *J. Atmos. Sci.*, 58 :2037–2051.
- Lappen, C.-L. et Randall, D. (2001c). Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. Part III : simulations of clear and cloudy convection . *J. Atmos. Sci.*, 58 :2052–2072.
- Latham, D. (1994). A one-dimensional plume predictor and cloud model for fire and smoke managers. *General technical report INT-GTR-314, Intermountain Research Station, USDA Forest Service.*
- Lavoué, D., Lioussé, C., et Cachier, H. (2000). Modeling of carbonaceous particles emitted by boreal and temperate wildfires at northern latitudes. *J. Geophys. Res.*, 108 :26,871–26,890.

- Le Treut, H. et Li, Z. X. (1991). Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : Feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dynamics*, 5 :175–187.
- LeMone, M. A. (1973). The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 30 :1077–1091.
- LeMone, M. A. et Pennel, W. T. (1976). The relationship of trade wind cumulus distribution to subcloud layer fluxes and structure. *Mon. Wea. Rev.*, 104 :524–539.
- Lenderink, G., Siebesma, A., Cheinet, S., Irons, S., Jones, C., Marquet, P., Müller, F., Olmeda, D., Calvo, J., Sanchez, E., et Soares, P. (2004). The diurnal cycle of shallow cumulus clouds over land : a single column model intercomparison study. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3339–3364.
- Lenschow, D. H. et L., S. P. (1980). The role of thermals in the convective boundary layer. *Boundary-layer Meteorol.*, 19 :509–532.
- Lilly, D. (1968). Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion . *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 94 :292–309.
- Lott, F., Fairhead, L., Hourdin, F., et Levan, P. (2005). The stratospheric version of lmdz : dynamical climatologies, arctic oscillation, and impact on the surface climate. *Clim. Dyn.*, 25 :851–868.
- Lott, F. et Miller, M. (1997). A new sub-grid scale orographic drag parametrization : its formulation and testing. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 123 :101–128.
- Louis, J.-F. (1979). A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-layer Meteorol.*, 17 :187–202.
- Luderer, G., Trentmann, J., Winterrath, T., Textor, C., Herzog, M., Graf, H.-F., et Andrea, M. O. (2006). Modeling of biomass smoke injection into the lower stratosphere by a large forest fire (Part II) : Sensitivity studies. *Atmos. Chem. Phys.*, 6 :5261–5277.
- Mahrt, L. (1976). Mixed layer moisture structure. *Mon. Wea. Rev.*, 104 :1403–1407.
- Malkus, J. S. (1960). Penetrative convection and an application to hurricane cumulonimbus towers. *Cumulus Dynamics*, C.F Anderson, Ed., Pergamon.
- Mapes, B. E. (2000). Convective inhibition, subgrid-scale triggering energy, and stratiform instability in a toy tropical wave model. *J. Atmos. Sci.*, 57 :1515–1535.
- Mathieu, A. (2000). Analyse synoptique de la couche limite atmosphérique marine pendant la campagne semaphore. *thèse, Université Pierre et Marie Curie, Paris.*
- Mellor, G. L. et Yamada, T. (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 31 :1791–1806.
- Menut, L., Vautard, R., Flamant, C., Abonne, C., Beekman, M., Chazette, P., Flamant, P. H., Gombert, D., D., G., Kley, D., Lefebvre, M. B., Lossec, B., Martin, D., Megie, G., Perros, P., Sicard, M., et Toupance, G. (2000). Atmospheric pollution over the paris area : The ESQUIF project. *Annales Geophysicae*, 18 :1467–1481.
- Moeng, C. (1998). Large eddy simulation of atmospheric boundary layers. *Clear and Cloudy Boundary layers*, A. A. M. Holtslag and P. G. Duynkerke Eds., Koninklijke Nederlandse Academie van Wetenschappen, Amsterdam 1998, 372pp. :67–83.

- Moeng, C. et Sullivan, P. P. (1994). A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *J. Atmos. Sci.*, 51 :999–1022.
- Morcrette, J. J., Smith, L., et Fouquart, Y. (1986). Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations. *Contrib. Atmos. Phys.*, 59(4) :455–469.
- Neggers, R. A. J. (2007). A dual mass flux framework for boundary layer convection. Part II : Clouds. *ECMWF - ARM Report Series*.
- Neggers, R. A. J., Jonker, H. J. J., et Siebesma, A. P. (2003). Size statistics of cumulus clouds populations in large-eddy simulations. *J. Atmos. Sci.*, 60 :1060–1074.
- Neggers, R. A. J., Koehler, M., et Beljaars, A. C. M. (2007a). A dual mass flux framework for boundary layer convection. Part I : Transport. *ECMWF - ARM Report Series*.
- Neggers, R. A. J., Neelin, J. D., et Stevens, B. (2007b). Impact mechanisms of shallow cumulus convection on tropical climate dynamics. *J. Clim.*, 20 :2623–2642.
- Neggers, R. A. J., Siebesma, A. P., et Lenderink, G. (2004). An evaluation of mass flux closures for diurnal cycles of shallow convection. *Mon. Wea. Rev.*, 132 :2525–2538.
- Neggers, R. A. J., Siebesma, P., et J., J. H. J. (2002). A multiparcel model for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 59 :1655–1668.
- Neggers, R. A. J., Stevens, B., et Neelin, J. D. (2007c). Variance scaling in shallow cumulus topped mixed layers. *accepted for publication in the Q. J. Roy. Met. Soc.*
- Nitta, T. (1975). Observational determination of cloud mass flux distributions. *J. Atmos. Sci.*, 32 :73–91.
- Nitta, T. et Esbensen, S. (1974). Heat and moisture budget analyses using BOMEX data. *Mon. Wea. Rev.*, 102 :17–28.
- Oberhuber, J. M., Herzog, M., Graf, H.-F., et Schwanke, K. (1998). Volcanic plumesimulation on large scales. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87 :29–53.
- Paluch, I. R. (1979). The entrainment mechanism in Colorado cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 36 :2467–2478.
- Pereira, L. G. et Rutledge, S. A. (2006). Diurnal cycle of shallow and deep convection for a tropical land and an ocean environment and its relationship to synoptic wind regimes. *Mon. Wea. Rev.*, 134 :2688–2701.
- Pleim, J. E. et Chang, J. S. (1992). A non-local closure model for vertical mixing in the convective boundary layer. *Atmosph. Environ.*, 26A :965–981.
- Prins, E. M., Feltz, J. M., Menzel, W. P., et Ward, D. E. (1998). An overview of GEOS-8 diurnal fire and smoke results for SCAR-B and 1995 fire season in South America. *J. Geophys. Res.*, 103 :31,821–31,835.
- Quaas, J., Boucher, O., et Bréon, F.-M. (2004). Aerosol indirect effects in POLDER satellite data and the laboratoire de Météorologie Dynamique-Zoom (LMDZ) general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 109.
- Randall, D. A. et Huffman, G. J. (1982). Entrainment and detrainment in a simple cumulus cloud model. *J. Atmos. Sci.*, 39 :2793–2806.
- Randall, D. A., Shao, Q., et Moeng, C. (1992). A Second-Order Bulk Boundary-Layer Model. *J. Atmos. Sci.*, 49 :1903–1923.

- Raymond, D. et Blyth, A. (1986). A stochastic mixing model for non-precipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 43 :2708–2718.
- Raymond, D. J. et Blyth, A. M. (1986). A stochastic model for non precipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 43 :2708–2718.
- Raymond, D. J. et Wilkening, M. H. (1982). Flow and mixing in New Mexico mountain cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 39 :2211–2228.
- Rio, C. (2004). Introduction des nuages dans une paramétrisation des structures méso-échelles de la couche limite atmosphérique convective. *stage de DEA, Université Paris 6*.
- Roehrig, R. (2007). Mise en oeuvre d'une paramétrisation de courant de densité dans le modèle de circulation générale LMDZ. *Rapport de stage DEA*.
- Sadourny, R. et Laval, K. (1984). January and July performance of the LMD general circulation model. In Berger, A. et Nicolis, C., editors, *New perspectives in Climate Modeling*, Elsevier, pages 173–197. Amsterdam.
- Schumann, U. et Moeng, C. (1991). Plume fluxes in clear and cloudy boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 48 :1746–1770.
- Siebesma, A. et Cuijpers, J. (1995). Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 52 :650–666.
- Siebesma, A. et Holtslag, A. (1996). Model impacts of entrainment and detrainment rates in shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 53 :2354–2364.
- Siebesma, A., Soares, P., et Teixeira, J. (2007). A combined eddy-diffusivity mass-flux approach for the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, *in press*.
- Siebesma, A. et Teixeira, J. (2000). An advection-diffusion scheme for the convective boundary layer, description and 1D results. *Proceedings of 14th AMS Symposium on Boundary Layers and Turbulence, AMS*.
- Siebesma, A. P. (1998). Shallow cumulus convection. *Buoyant convection in Geophysical Flow*, E. J. Plate, E. E. Fedorovich, D. X. Viegas and J. C. Wyngaard, Eds., Kluwer Acad. Publishers :441–486.
- Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., Sanchez, E., Stevens, B., et Stevens, D. E. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 60 :1201–1219.
- Simpson, J., Simpson, R., Andrews, A., et Eaton, M. (1965). Experimental cumulus dynamics. *Rev. Geophys.*, 3 :387–431.
- Simpson, J. et Wiggert, V. (1969). Models of precipitating cumulus towers. *Mon. Wea. Rev.*, 97 :471–489.
- Soares, P., Miranda, P., Siebesma, A., et J., T. (2004). An eddy-diffusivity/mass flux parameterization for dry and shallow cumulus convection. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3365–3383.
- Soden, B. et Held, I. M. (2006). An assessment of climate feedbacks in coupled ocean-atmosphere models. *J. Climate*, 19 :3354–3360.
- Sommeria, G. (1976). Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed Trade-wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 33 :216–241.
- Squires, P. (1958). Penetrative downdraughts in cumuli. *Tellus*, 10 :381–389.

- Stevens, B. (2006). On the growth of layers of non-precipitating cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*
- Stevens, B., Ackerman, A. S., Albrecht, B. A., Brown, A. R., Chlond, A., Cuxart, J., G., D. P., Lewellen, D. C., Macvean, M. K., Neggers, R. A. J., Sanchez, E., Siebesma, A. P., et Stevens, D. E. (2001). Simulations of trade wind cumuli under a strong inversion. *J. Atmos. Sci.*, 58 :1870–1891.
- Stith, J. L. (1992). Observations of cloud-top entrainment in cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 49 :1334–1347.
- Stocks, B. J., van Wilgen, B. W., Trollope, W. S. W., McRae, D. J., Mason, J. A., Weirich, F., et Potgieter, A. L. F. (1996). Fuels and fire behavior dynamics on large-scale savanna fires in Kruger National Park, South Africa. *J. Geophys. Res.*, 101 :23541–23550.
- Stommel, H. (1947). Entrainment of air into a cumulus cloud. *Journal of Meteorology*, 4 :91–95.
- Stull, R. B. (1984). Transient turbulence theory. Part I : The concept of eddy-mixing across finite distances. *J. Atmos. Sci.*, 41 :3351–3367.
- Stull, R. B. (1988). *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers.
- Suarez, M., Arakawa, A., et Randall, D. (1983). The parameterization of the planetary boundary layer in the UCLA general circulation model : Formulation and results. *Mon. Wea. Rev.*, 111 :2224–2243.
- Taylor, G. R. et Baker, M. B. (1991). Entrainment and detrainment in cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 48 :112–121.
- Tiedtke, M. (1989). A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, 117 :1179–1800.
- Trentmann, J., Andreae, M. O., Graf, H.-F., Hobbs, P. V., et Ottmar, R. D. (2002). Simulation of a biomass-burning plume : Comparison of model results with observations. *J. Geophys. Res.*, 107 :–.
- Trentmann, J., Luderer, G., Winterrath, T., Fromm, M. D., Servranckx, R., Textor, C., Herzog, M., Graf, H.-F., et Andreae, M. O. (2006). Modeling of biomass smoke injection into the lower stratosphere by a large forest fire (Part I) : Reference simulation. *Atmos. Chem. Phys.*, 6 :5247–5260.
- Troen, I. et Mahrt, L. (1986). A simple model of the atmospheric boundary layer : Sensitivity to surface evaporation. *Boundary-layer Meteorol.*, 37 :129–148.
- Van der Werf, G. R., Randerson, J. T., Collatz, G. J., et Giglio, L. (2003). Carbon emissions from fires in tropical and subtropical ecosystems. *Global Change Biology*, 9 :547–562.
- Van der Werf, G. R., Randerson, J. T., Giglio, L., Collatz, G. J., Kasibhatla, P. S., et Arellano Jr., A. F. (2006). Interannual variability in global biomass burning emissions from 1997 to 2004. *Atmos. Chem. Phys.*, 6 :3423–3441.
- Von Salzen, K. et McFarlane, N. A. (2002). Parameterization of the bulk effects of lateral and cloud-top entrainment in transient shallow cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 59 :1405–1430.
- Wang, S. et Albrecht, B. (1990). A mean-gradient model of the dry convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 47 :126–126.
- Wang, S. et Stevens, B. (2000). Top-hat representation of turbulence statistics topped boundary-layers : a large-eddy simulation study. *J. Atmos. Sci.*, 57 :423–441.
- Warner, J. (1970). On steady-state one-dimensional models of cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 27 :1035–1040.

- Weckwerth, T. M., Wilson, J. W., Wakimoto, R. M., et Crook, N. A. (1997). Horizontal convective rolls : determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, 125 :505–526.
- Wilde, N. P., Stull, R. B., et Eloranta, E. W. (1985). The LCL zone and cumulus onset. *Jour. of Climate and applied Meteor.*, 24 :640–657.
- Williams, A. G. et Hacker, J. M. (1992). The composite shape and structure of coherent eddies in the convective boundary layer. *Boundary-layer Meteorol.*, 61 :213–245.
- Williams, A. G. et Hacker, J. M. (1993). Interactions between coherent eddies in the lower convective boundary layer. *Boundary-layer Meteorol.*, 64 :55–74.
- Xie, P. et Arkin, P. A. (1997). A 17-year monthly analysis, based on gauge observations, satellite estimates, and, numerical model outputs. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 78 :2539–2558.
- Xie, S., Cederwall, R. T., Xu, K.-M., Bechtold, P., Cripe, D. G., Del Genio, A. D., Ghan, S. J., Gregory, D., Hack, J. J., Iacobellis, S. F., Klein, S. A., Krueger, S. K., Lohmann, U., Petch, J. C., Randall, D. A., Rotstayn, L. D., Somerville, R. C. J., Sud, Y. C., Von Salzen, K., Walker, G. K., Wolf, A., Yio, J. J., Zhang, G., et Zhang, M. (2002). Intercomparison and evaluation of cumulus parameterizations under summertime midlatitude continental conditions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128 :1095–1135.
- Xu, K.-M., Cederwall, R. T., Donner, L. J., Grabowski, W. W., Guichard, F., Johnson, D. E., Khairoutdinov, M., Krueger, S. K., Petch, J. C., Randall, D. A., Seman, C. J., Tao, W.-K., Wang, D., Xie, S. C., Yio, J. J., et Zhang, M. (2002). An intercomparison of cloud-resolving models with the ARM summer 1997 IOP data. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128 :593–624.
- Yamada, T. (1983). Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2l turbulence closure model. *J. Atmos. Sci.*, 40 :91–106.
- Yanai, M., Esbensen, S., et Chu, J.-H. (1973). Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, 30 :611–627.
- Yau, M. K. (1979). Perturbation pressure and cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 36 :690–694.
- Young, G. S. (1988). Turbulence structure of the convective boundary layer. Part II : Phoenix 78 aircraft observations of thermals and their environment. *J. Atmos. Sci.*, 45 :727–735.
- Young, G. S., Kristovich, D. A. R., Hjelmfelt, M. R., et Foster, R. C. (2002). Rolls, streets, waves and more : A review of quasi-two-dimensional structures in the atmospheric boundary layer. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 83 :997–1001.
- Zhang, M., Lin, W., Klein, S., Bacmeister, J., Bony, S., Cederwall, A., Del Genio, A., Hack, J., Loeb, N., Lohmann, U., Minnis, P., Musat, I., Pincus, R., Stier, P., Suarez, M., Webb, M., Wu, J., Xie, S., Yao, M.-S., et Zhang, J. (2005). Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements. *Journal of Geophysical Research*, 110 :–.
- Zhao, M. et Austin, P. (2003). Episodic mixing and buoyancy-sorting representations of shallow convection : a diagnostic study. *J. Atmos. Sci.*, 60 :892–912.
- Zhao, M. et Austin, P. (2005a). Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. Part I : Mixing dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 62 :1291–1310.
- Zhao, M. et Austin, P. (2005b). Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. Part I : Transport. *J. Atmos. Sci.*, 62 :1269–1290.

Zhu, P. et Albrecht, B. (2002). A theoretical and observational analysis on the formation of fair-weather cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 59 :1983–2005.

Zhu, P. et Albrecht, B. (2003). Large eddy simulations of continental shallow cumulus convection. *J. Geophys. Res.*, 108 :-.