



Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage chaud à microphysique détaillée

Mathieu Leporini

► To cite this version:

Mathieu Leporini. Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage chaud à microphysique détaillée. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2005. Français. NNT : 2005CLF21567 . tel-00665540

HAL Id: tel-00665540

<https://theses.hal.science/tel-00665540>

Submitted on 2 Feb 2012

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.

N° d'Ordre : D.U. 1567

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° : 447

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Physique de l'atmosphère

par **Mathieu LEPORINI**

Diplômé d'Etudes Approfondies

Titre :

**Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel
de nuage chaud à microphysique détaillée**

Soutenue publiquement le 13 Mai 2005, devant la commission d'examen :

Rapporteur
Rapporteur
Président
Examineur
Directeur de thèse

Sandrine ANQUETIN
Peter JONAS
Nadine CHAUMERLIAC
Paolo LAJ
Wolfram WOBROCK

*Il y a d'admirables possibilités dans chaque être.
Persuades toi de ta force et de ta jeunesse, saches te redire sans cesse :
Il ne tient qu'à moi.*

André Gide

*Ne cherche pas, mon ami,
Ne cherche pas la plaine ;
Tu souffrirais
d'une mauvaise souffrance.*

*Fuis la plaine sans te retourner
Et ne cherche pas la trace d'une chemin.*

*Monte, même si tu t'essouffles,
Même si tes pieds trébuchent.
Monte encore, monte toujours.
Ne te retourne pas.
Ne regarde pas du côté de l'abîme
D'où vient le vertige.*

*Monte sans rien fixer des yeux,
Si ce n'est en toi même
Le soleil qui conduit tes pas.*

Marie-Madeleine Davy
(Merci à Christiane Bianco)

Remerciements

Me voici donc enfin sur les derniers écrits de cette thèse, rédigeant avec enthousiasme ces dernières lignes afin de remercier bien au delà d'un travail de thèse les personnes parmi les plus chères à mes yeux qui ont contribué dans un sens ou dans un autre à qui je suis aujourd'hui. C'est une occasion particulière de plus de vous dire combien je suis heureux d'avoir croisé vos chemins et de vous remercier de tout ce que vous m'avez offert. Ce fut pour moi une de mes plus riches aventure humaine.

Il est d'usage avant cela, de remercier dans son ensemble le cadre qui a permis ces rencontres et ces échanges. Merci donc à l'ensemble du personnel du LaMP qui, de près ou de loin, a permis que ce travail se fasse. Merci aussi aux membres de mon jury pour avoir examiner cette thèse et pour leurs commentaires et conseils. Un merci particulier à Sandrine, sans qui tout cela ne serait arrivé; merci pour ton soutien permanent, tes conseils avisés et ton humanité. Merci à Paolo l'inclassable comique...Enfin, merci à Wolfram pour son aide et pour sa sincérité parfois déroutante mais qui, au final, n'a été pour moi que positive.

Merci ensuite à tous les joyeux gus LaMPistes, passés et présents, partis, revenus, en exil ou toujours en place ici. Merci pour tous ces moments partagés ensemble et ces fêtes inoubliables...merci à vous tous. Parmi cette troupe de saltimbanques, il en est certain que je voudrais plus spécifiquement remercier.

Merci à Gil, le mec par qui tout commence....merci pour ton soutien humain inconditionnel, ta grande générosité, ta sincérité et ta simplicité. Tu es un pilier d'amitié et de compassion et je te remercie pour toutes ces discussions, tous ces moments si forts que l'on a partagés. Merci.

Merci à Marie, pour ta fraîcheur, ta joie et ta grande sensibilité. Tu as été une alliée précieuse et une force positive lors des moments de doutes ou d'euphorie collective...Merci.

Merci à Céline, pour ta force, ta joie de vivre et ton honnêteté...et pour m'avoir fait entendre des notes aiguës dont j'ignorais même l'existence. Merci à Claire pour ta sensibilité à fleur de peau, ta sincérité et ton humilité...et pour ces mails si délurés... Merci à Rex pour sa très grande gentillesse et pour les maxis par-tasses, et pour avoir laissé la vie sauve au plus grand bandit de tous les temps...il

Farfadeto diablo...héhé.

Merci à Maud, pour ton soutien en toute occasion, ta (parfois déstabilisante) franchise et ta forte sensibilité. Merci pour ces beaux moments partagés...merci à toi, keen of Babelocheland. Merci à Dim pour sa gentillesse, sa sensibilité et sa sincérité.

Merci à la douce Karine, pour ton amitié sincère et ta si belle candeur...et ne t'inquiète pas, tu finiras bien par trouver un jeu où tu pourras me battre (Babel ne compte pas, je sais pas y jouer, même ton mec me bat alors tu vois...héhé).

Merci enfin à Olivier dont la grandeur d'âme et d'esprit n'est pas, non plus, à prouver. Merci jeune MCF pour ton amitié, ta confiance, ta si précieuse sensibilité et ta bonté. Merci pour tous ces moments si riches, pour toutes ces émotions et tous ces fous rires.

Au delà des rencontres quasi quotidiennes, il est des personnes extérieures, essentielles, que je voudrais aussi remercier.

Merci à Sonia, Christelle, Guillaume and the Bartoli's family pour votre amitié et votre joie.

Un merci très particulier à Sylvain, pour ta joie, ta lumière et ton amitié. Merci de partager avec moi ces discussions et ces moments si importants à mes yeux. Merci à sa douce compagne et à mon amie Marine pour sa pétillante fraîcheur, son sourire et la beauté de son âme.

Un très grand merci à la joyeuse bande orangeoise, Fabrice, Milou, Shé, Steph, Aurélie, Ninon et le petit bout à venir. Votre grande amitié, votre soutien sont pour moi très précieux. Avec vous, tout est si simple et les moments partagés si beaux...merci donc à vous tous pour ce que vous êtes et merci d'avoir cru au mythe de Casablanca.

Un merci très particulier à Catherine et Christiane pour savoir m'éclairer et me guider. Merci pour ce partage et cet échange si riche.

Merci à ma famille, belle-famille incluse, pour tout ce que vous êtes et ce que vous représentez à mes yeux. Un merci particulier à ma grand-mère Fernande, pilier familial.

Savoir accepter les personnes telles qu'elles sont dans leur totalité, les comprendre et les aimer est un don rare. Hasard et chance inouïs (!), une telle personne partage ma vie. Merci à toi, si belle Laure, pour ton amour, ta générosité, ta compassion sans limite, ta patience, ta confiance, ton humilité et ta force de Vie. Ces moments, ces partages sont pour moi d'une beauté et d'une richesse extrême. L'admiration que je te porte n'a d'égal que mon amour pour toi. Puissent ces moments vivent encore longtemps.

Merci enfin à Paul dont la lumière, la joie et le sourire ont contribué à me trouver. Puisse ton avenir être aussi sublime et lumineux que ton âme.

Merci donc à vous tous pour ce que vous êtes et ce que vous n'êtes pas, pour ce que vous m'avez offert ou pas, parce que c'est grâce à vous et à la croisée de nos chemins que, pas après pas, marche après marche, je me rappelle qui je suis.

Puissent nos âmes s'épanouir dans la joie, l'amour, l'harmonie et la sérénité.

Merci à la Vie.

Table des matières

Avant-propos	13
Introduction générale	17
1 Le modèle de nuage chaud à microphysique détaillée DESCAM-3D	21
1.1 Introduction	21
1.1.1 Les modèles de nuages	21
1.1.2 De la particule d'aérosol à la goutte précipitante	23
1.2 Les équations microphysiques	24
1.3 Croissance par diffusion de vapeur d'eau des particules non-activées	28
1.3.1 Croissance en fonction du temps	28
1.3.2 Equilibre	29
1.4 Activation des particules d'aérosol et lessivage par nucléation . . .	32
1.5 Croissance et évaporation des gouttes par diffusion de vapeur d'eau	33
1.5.1 Equations	33
1.5.2 Interactions condensation/évaporation et dynamique . . .	35
1.6 Lessivage des aérosols par impaction des gouttelettes	36
1.7 Collision et coalescence entre les gouttelettes	37
1.8 Rupture des gouttes	38
1.9 Le modèle dynamique de Clark	38
1.9.1 Introduction générale	38
1.9.2 Les équations du modèle	39
2 Etudes préliminaires à l'aide de DESCAM-0D et DESCAM-2D	41
2.1 Résultats avec le modèle de nuage en parcelle d'air : DESCAM-0D	42
2.1.1 Mise en évidence des processus microphysiques : quelques tests de fonctionnement	42
2.1.2 Etude préalable avec DESCAM-0D pour le choix de la résolution et des schémas numériques	44
2.2 Résultats de DESCAM-2D	51

2.2.1	La campagne GATE (1974)	51
2.2.2	Cas idéal : Simulation 2D d'un nuage convectif chaud au dessus du relief des Cévennes	55
2.2.3	Conclusions	60
3	Simulations idéalisées de nuages convectifs chauds à l'aide de DESCAM-3D	61
3.1	Introduction	61
3.2	Conditions initiales	62
3.3	Résultats	64
3.3.1	Etude du cas marin	64
3.3.2	Comparaison des cas marin et pollué - Influence de la concen- tration initiale en particules d'aérosols	71
3.4	Conclusions	78
4	Simulation de nuages chauds de type stratiforme à l'aide de DESCAM-3D	81
4.1	Simulations de stratocumulus observés pendant la campagne ACE-2	81
4.1.1	Présentation de la campagne ACE-2 et des observations . .	81
4.1.2	Simulations numériques des stratocumulus pendant ACE-2	91
4.1.3	Résumé et discussion des résultats	109
4.2	Les tests de sensibilité sur le spectre initial de particules d'aérosol sec	115
4.3	Application à la modélisation du transfert radiatif dans les strato- cumulus	120
4.3.1	Le modèle de transfert radiatif	121
4.3.2	Un exemple d'application : albédo du stratocumulus du 26 juin	121
	Conclusions et Perspectives	125
A	Interactions entre dynamique et condensation/évaporation	141
A.1	La pression de vapeur saturante	141
A.2	La sursaturation	142
B	Traitement numérique de la collision coalescence des gouttes	149
B.1	Traitement d'après Berry-Reinhardt	149
B.2	Traitement d'après Bott	150
C	Traitement de l'advection pour la croissance des AP	151
C.1	Traitement selon Smolarkievic	151
C.2	Traitement selon Bott	152

Table des figures

1.1	<i>Courbes de Köhler pour des particules d'aérosols de rayon $r_N = 10\text{nm}$ et $r_N = 50\text{nm}$, illustration du rayon critique et de la sursaturation critique correspondant aux maxima des courbes.</i>	31
1.2	<i>Illustration de l'échange entre classe de gouttes et d'AP lors de l'évaporation ou de la condensation</i>	34
2.1	<i>Spectres initiaux de particules d'aérosols secs d'origine maritime et continentale pour les simulations avec le modèle DESCAM-0D dans le cadre parcelle d'air</i>	43
2.2	<i>Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime et le schéma de collision-coalescence de Berry-Reinhardt</i>	44
2.3	<i>Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime sans collision-coalescence</i>	45
2.4	<i>Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type continental</i>	46
2.5	<i>Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime avec entrainement</i>	47
2.6	<i>Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime et le schéma de collision-coalescence de Bott</i>	47
2.7	<i>Comparaison de la fonction de distribution spectrale du nombre de gouttelettes en fonction du temps, du paramètre de résolution JRS et des schémas numériques envisagés (simulations de référence avec JRS=2 en pointillés)</i>	50
2.8	<i>Rapport de mélange en eau totale (g/kg) à différents instants de la simulation pour le schéma de collision-coalescence de Berry-Reinhardt, le schéma d'advection de Smolarkiewicz.</i>	53
2.9	<i>Rapport de mélange en eau totale (g/kg) à différents instants de la simulation pour le schéma de collision-coalescence de Bott, le schéma d'advection de Smolarkiewicz.</i>	53
2.10	<i>Rapport de mélange en eau totale (g/kg) à différents instants de la simulation pour le schéma d'advection de Bott, le schéma de collision-coalescence de Berry et Reinhardt.</i>	54

2.11	<i>Spectres dimensionnels d'aérosols secs de Hoppel et al. (1990) (variation de la concentration) pour l'initialisation de la simulation idéale sur les Cévennes.</i>	57
2.12	<i>Coupe horizontale du rapport de mélange en eau nuageuse (g/kg) pour la simulation idéale sur les Cévennes à t=60 min de simulation.</i>	58
2.13	<i>Spectres dimensionnels de gouttelettes pour les différentes concentrations initiales en particules d'aérosol secs (couleurs), au bout de 60 minutes d'intégration (traits pleins) et de 75 minutes d'intégration (pointillés) pour la simulation idéalisée bidimensionnelle sur les Cévennes.</i>	59
3.1	<i>Carte topographique du relief des Cévennes en France (figure de gauche) et domaine tridimensionnel utilisé pour les simulations idéalisées (figure de droite).</i>	62
3.2	<i>Spectres initiaux de particules d'aérosols secs mesurés pendant la campagne ACE-2 pour le cas pollué du 09 Juillet (noir) et le cas marin propre du 26 Juin (gris clair).</i>	63
3.3	<i>Emagramme pour la simulation idéalisée sur le relief des Cévennes avec le modèle tridimensionnel.</i>	64
3.4	<i>Coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse (g/kg) à différents instants pour la simulation idéalisée du cas marin (a) et b) à gauche) et du cas pollué (c) et d) à droite) dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	65
3.5	<i>Coupe verticale de l'humidité relative (%) à t=110 min d'intégration pour la simulation idéale du cas maritime propre dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	66
3.6	<i>Coupe horizontale à h=6 km d'altitude de la composante verticale du vent (m/s) à t=150 min d'intégration pour la simulation idéale du cas maritime propre dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	67
3.7	<i>Coupes horizontales à 2,6 km (a - haut) et 6 km (b - bas) d'altitude du rapport de mélange en eau nuageuse (g/kg) à t = 150 min d'intégration pour la simulation idéale du cas marin dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes. Le rectangle noir en b) indique la zone sur laquelle les spectres de gouttes sont analysés dans la suite.</i>	68
3.8	<i>Cumul de précipitations au sol (en mm) après t=158 min d'intégration pour la simulation idéale du cas marin (a) et du cas pollué (b) dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	69

3.9	<i>Evolution temporelle du flux de précipitation au sol en mm/h pour la cas marin (a) et pollué (b) et pour deux points de grille du domaine numérique.</i>	70
3.10	<i>Spectres dimensionnels de gouttelettes pour le cas marin (haut) et le cas pollué (bas) avant la phase de précipitations maximales (gauche) et pendant cette phase (droite) pour différentes altitudes pour les simulations idéalisées dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	71
3.11	<i>Coupe horizontale à h=6km d'altitude du rapport de mélange en eau nuageuse (en g/kg) à t=150 minutes d'intégration pour la simulation idéalisée du cas pollué dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	72
3.12	<i>Coupes verticales du rapport de mélange en eau précipitante (g/kg) à différents instants pour la simulation idéale du cas marin (a-c à gauche) et du cas pollué (d-f à droite) dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.</i>	74
3.13	<i>Evolution temporelle entre 90 et 110 minutes d'intégration du déplacement de la cellule convective selon l'axe vertical (a), du déplacement selon l'axe horizontal Y (b), de la concentration en gouttes en cm^{-3} (nuageuses + précipitantes) (c), du LWC total en g/kg (d) et de la sursaturation en % (e) pour le cas d'étude marin (courbes rouges) et pollué (courbes bleues).</i>	75
4.1	<i>Altitude exprimée en niveaux de pression du vol de l'avion et LWC en g/m^3 mesuré pour les trois différentes dates du cas d'étude. . .</i>	84
4.2	<i>Couverture nuageuse et LWC mesurés pour les trois différentes dates du cas d'étude. Les chiffres renseignent sur le nombre de mesures effectuées et enregistrées à cette altitude lors des vols de l'avion.</i>	85
4.3	<i>Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en paliers le 26 juin 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression.</i>	88
4.4	<i>Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en "zigzag" le 26 juin 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression et le nombre de mesures effectuées est indiqué entre parenthèses.</i>	89
4.5	<i>Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en paliers le 19 juillet 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression. La figure de droite donne les mesures issues du C- 130.</i>	90

4.6	<i>Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en "zigzag" le 19 juillet 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression et le nombre de mesures effectuées est indiqué entre parenthèses.</i>	91
4.7	<i>Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en palier (figure de gauche) et en "zigzag" (figure de droite) le 9 juillet 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression et le nombre de mesures effectuées est indiqué entre parenthèses.</i>	92
4.8	<i>Discretisation de la grille verticale du domaine afin d'augmenter la résolution dans la couche nuageuse du 26 Juin 1997 (points), du 19 Juillet 1997 (carrés) et du 09 Juillet 1997 (croix).</i>	93
4.9	<i>Spectres initiaux de particules d'aérosols secs mesurés (trait plein) et approchés par une somme de distributions lognormales (pointillés) pour le cas pollué du 09 Juillet (noir), le cas mixte du 19 Juillet (gris) et le cas propre du 26 Juin (gris clair)</i>	94
4.10	<i>Coupes verticales faites dans le domaine (à 45° figure du haut et 80° figure du bas) du rapport de mélange en eau nuageuse en g/kg à 120 minutes de simulation. L'échelle est la même pour les deux figures.</i>	95
4.11	<i>Coupes horizontales à 1577 mètres (haut) et 1477 mètres (bas) d'altitude de la concentration en gouttelettes nuageuses en $\# / \text{cm}^3$ à 120 minutes d'intégration</i>	96
4.12	<i>Stratocumulus du 26 juin 1996 simulé après 2 heures d'intégration. L'enveloppe nuageuse est fixée à 0.03 g/m^3</i>	97
4.13	<i>Evolution temporelle de la couverture nuageuse simulée (%) pour le 26 juin 1997 (a) et la 19 juillet 1997 (b) pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression.</i>	98
4.14	<i>Profils verticaux de la couverture nuageuse en % (figure de gauche) et du LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 19 juillet 1997.</i>	99
4.15	<i>Figure de gauche : Profil vertical de température (bleu foncé), d'humidité relative (noir) issus du sondage bateau, d'humidité relative modifiée (pointillés noir) et mesurée par l'avion Merlin (bleu clair). Figure de droite : Profil vertical de vitesse du vent horizontal (pointillés) et de direction du vent horizontal (trait plein) pour le 26 juin 1997.</i>	100
4.16	<i>Profils verticaux de la couverture nuageuse en % (figure de gauche) et du LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 26 juin 1997 pour la simulation de référence.101</i>	

4.17	<i>Profils verticaux de la couverture nuageuse en % (figure de gauche) et du LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 26 juin 1997 pour la simulation avec le profil initial en vapeur d'eau modifié.</i>	102
4.18	<i>Distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 128 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas de référence du 26 juin 1997.</i>	103
4.19	<i>Distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 55 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas de référence du 26 juin 1997.</i>	104
4.20	<i>Distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 150 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 26 juin 1997 avec le profil en vapeur d'eau modifié.</i>	105
4.21	<i>Profil vertical de température (pointillés) et d'humidité relative (trait plein) issus du sondage bateau et profil vertical d'humidité relative mesuré par l'avion Merlin (gris) (figure de gauche). Profil vertical de vitesse et de direction du vent (figure de droite) pour la simulation du 9 Juillet 1997.</i>	105
4.22	<i>Couverture nuageuse en % (figure de gauche) et LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 09 juillet 1997.</i>	106
4.23	<i>Distributions dimensionnelles de gouttelettes nuageuses simulées pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression à $t = 115$ minutes (figure de droite) et à différents instants de simulation au niveau de pression 900 hPa (figure de gauche) pour le cas du 9 juillet 1997.</i>	106
4.24	<i>Figure de gauche : Profil vertical de température (traits pleins) et d'humidité relative (pointillés) pour le sondage de Punta Hidalgo (noir) et pour le sondage avion (gris). Figure de droite : Profil vertical de vitesse du vent horizontal (traits pleins) et de direction du vent (pointillés) pour les sondages du 19 Juillet 1997.</i>	108
4.25	<i>Couverture nuageuse en % et LWC en g/m^3 simulés à différents instants et pour différentes altitudes pour le 19 juillet 1997 pour le cas de référence issu du sondage de Punta del Hidalgo (a) et avec un chauffage au niveau de la mer modifié (b).</i>	109
4.26	<i>Couverture nuageuse en % et LWC en g/m^3 simulés à différents instants et pour différentes altitudes pour le 19 juillet 1997 pour la simulation avec un sondage issu de l'avion Merlin.</i>	110
4.27	<i>Distribution dimensionnelle des gouttelettes simulés à 154 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 19 juillet 1997 pour la simulation de référence.</i>	111

4.28	<i>Distribution dimensionnelle des gouttelettes simulés à 168 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 19 juillet 1997 pour la seconde simulation.</i>	112
4.29	<i>Distribution dimensionnelle des gouttelettes simulés à 48 minutes (a) et 100 minutes (b) pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 19 juillet 1997 pour la troisième simulation.</i>	112
4.30	<i>Evolution temporelle de la nébulosité (en %) pour une couche au sommet du nuage et une couche au centre du nuage pour les trois simulations issus des trois différents spectres d'AP initiaux.</i>	116
4.31	<i>Evolution temporelle du LWC (en g/m^3) pour une couche au sommet du nuage pour les trois simulations issus des trois différents spectres d'AP initiaux.</i>	117
4.32	<i>Distributions dimensionnelles de gouttelettes nuageuses simulées après 153 minutes d'intégration pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour les trois simulations issus des trois différents spectres d'AP initiaux : a) pour les AP du 19 juillet, b) pour les AP du 26 juin et c) pour les AP du 09 juillet.</i>	119
4.33	<i>Evolution temporelle de la masse totale d'eau (en, kg) sur l'ensemble du champ nuageux pour les trois simulations issus des trois différents spectres d'AP initiaux.</i>	121
4.34	<i>Albedo de diffusion simple avec un angle d'incidence au zénith pour le cas propre du 26 Juin 1997.</i>	123
A.1	<i>Séparation du calcul de la sursaturation en un pas dynamique et un pas microphysique.</i>	144
A.2	<i>Evolution de la sursaturation, du rapport de mélange en vapeur d'eau, de la température et du rapport de mélange saturant pendant une période de forte formation ou dissipation d'eau nuageuse.</i>	145

Avant-propos

Terre et Environnement

De tout temps, les hommes voient, lisent et écoutent des reportages au sujet de la déforestation, des changements climatiques, de l'amincissement de la couche d'ozone, ou de l'explosion démographique. Ce qu'ils en savent aujourd'hui est en majeure partie tiré d'extraits disparates d'articles et de journaux ou de bribes de conversations. Ils ont beaucoup de mal à trouver un sens à ce flot d'informations et à se faire une idée réelle sur l'ensemble de la question. Pour arriver à conserver et à améliorer la qualité de vie des être humains dans le monde entier et surtout à préserver notre planète, il n'a jamais été aussi important que maintenant de comprendre les transformations de l'environnement à l'échelle planétaire, de déterminer comment y répondre, d'en tirer les leçons et surtout d'agir en conséquence, en toute conscience. De nombreux scientifiques, de toute la planète, tirent des sonnettes d'alarme mais peu de gens les entendent.

Voici un des témoignages d'Hubert Reeves, astrophysicien, président de la Ligue pour la préservation de la faune sauvage, qui se bat depuis longtemps pour faire prendre conscience aux populations de la situation critique dans laquelle l'environnement de la Terre se trouve.

" Force est de constater les énormes menaces qui pèsent aujourd'hui sur l'avenir de la vie sur notre planète. Au train (d'enfer!) où va le délabrement de la Terre depuis quelques décennies - déforestations, désertifications, stérilisations des terres, réchauffement de la planète, épuisement des ressources naturelles, empoisonnement des nappes phréatiques, taux effarant d'extinction des espèces vivantes, paupérisation accrue d'une large fraction de l'humanité-, personne ne peut dire si notre planète sera encore habitable à la fin de ce siècle et dans quelles conditions vivront nos petits enfants en 2050. La plupart des clignotants sont au rouge vif.

Tout va se jouer dans les décennies qui viennent, et dépend de décisions à prendre en toute urgence. Nous sommes engagés dans une gigantesque expérimentation sur l'état de la vie de notre planète, qui risque de réduire à néant le

merveilleux résultat de plusieurs milliards d'années d'évolution cosmique. Nous en observons déjà les effets désastreux, et nous surveillons avec anxiété et même angoisse ceux qui vont suivre. C'est que, contrairement aux expérimentateurs, qui peuvent se débarrasser de leurs éprouvettes qui s'enflamment lors d'une expérience, nous sommes, nous, dans l'" éprouvette Terre " avec nos enfants et nos petits enfants. "

Les solutions à ces problèmes sont nombreuses et variées et elles ne seront efficaces que lorsque nous aurons pris réellement conscience de l'état de notre environnement et de ce qu'il représente pour nous.

L'air et l'atmosphère

L'air, élément indispensable à la vie, est cependant une source invisible de vie à nos yeux. Est-ce à cause de cette invisibilité qu'il est bien souvent négligé et oublié ?

Les problèmes de pollutions de l'air dans les grands centres urbains font de plus en plus souvent l'actualité des médias partout dans le monde. Les médecins constatent l'accroissement des crises d'asthme depuis quelques années dont les polluants de l'air sont largement suspectés d'être une cause aggravante si ce n'est déclenchante. De nombreuses études montrent un lien entre augmentation du niveau de pollution de l'air et risque de mortalité, ceci étant accru pour les très jeunes enfants ou les personnes âgées.

Ainsi, l'air est-il devenu un enjeu primordial de notre environnement.

Il en est de même pour le climat et l'atmosphère. Durant des millions d'années, le climat de la Terre a subi bien des modifications dues à divers phénomènes d'origine naturelle (soleil, éruptions volcaniques...). Depuis quelques décennies, l'influence de l'homme commence à modifier sensiblement le climat de la planète. Toutes les stations météorologiques du monde constatent depuis le début du siècle une augmentation lente de la température (+0.5°C à +0.7°C depuis 1860). Parallèlement, les glaciers pyrénéens et alpins reculent ou disparaissent pour certains. Depuis le début des années 80, plusieurs conférences internationales (entre autres à Rio (1992), Kyoto (1997), Johannesburg (2002)) ont montré que l'influence de l'homme semble être un facteur dominant du réchauffement atmosphérique observé. En effet, en 1996, le rapport du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC), rédigé par plusieurs centaines de scientifiques du monde entier, concluait " qu'un faisceau d'éléments suggère qu'il y a influence perceptible de l'homme sur le climat global ", essentiellement dû à l'émission par

l'homme de gaz à effet de serre. Notre siècle est le plus chaud des six derniers. Le GIEC prédit un accroissement de la température moyenne de 1.5°C à 4.5°C d'ici 2100, et consécutivement la montée des océans et l'accroissement de la désertification au sud de la planète. Les changements de climats pourraient entraîner, si leur ampleur se confirme, des bouleversements écologiques, économiques et sociaux. Afin de remédier à cela, plusieurs pays dont la France se sont engagés via le protocole de Kyoto à réduire les émissions de gaz à effet de serre et une véritable prise de conscience collective doit maintenant être mise en oeuvre.

Introduction générale

Couvrant en permanence au moins environ 30% de la surface du globe, les nuages ont un rôle fondamental sur le climat et un rôle entre la dynamique et la thermodynamique de l'atmosphère. Dans les faibles longueurs d'onde, les nuages réfléchissent une partie du rayonnement solaire incident. Dans les grandes longueurs d'onde, ils absorbent et piègent les radiations terrestres. En effet, en ce qui concerne le bilan radiatif de la Terre, les nuages hauts et fins comme les cirrus contribuent au réchauffement, alors que les nuages bas et épais comme les stratocumulus ont plutôt tendance à refroidir la Terre. Si la température de la Terre croît à cause des activités humaines, il est important de savoir si les nuages vont refroidir ou réchauffer la planète : c'est aujourd'hui l'un des plus importants enjeux scientifiques pour le futur. Si la température augmente, il y aura davantage de vapeur d'eau dans l'air, donc plus de nuages. La question est de savoir s'ils vont renvoyer plus de rayonnement solaire vers l'espace et donc refroidir la planète ou bien bloquer plus de chaleur dans l'atmosphère en piégeant les radiations thermiques émises par la surface de la Terre et les basses couches atmosphériques.

A plus petite échelle, le réchauffement ou le refroidissement issu des processus microphysiques lors de la formation et de l'évolution d'un nuage va également modifier les variables thermodynamiques. Il est donc important d'étudier aussi ces phénomènes à l'échelle microphysique afin de comprendre leur rôle dans la dynamique des systèmes nuageux.

Enfin, les précipitations issues des nuages sont d'une importance vitale pour l'activité et la vie humaine. En effet, les nuages jouent un rôle primordial dans le cycle hydrologique en canalisant, transportant et redistribuant à la surface l'eau, sous toutes ses phases (vapeur, liquide ou solide).

Les particules d'aérosol tiennent une position centrale dans la formation des nuages et des précipitations parce que ce sont les noyaux de condensation sur lesquels les gouttes vont se former. Ainsi, les particules d'aérosol et les nuages interagissent aussi de façons très variées. Les particules d'aérosol déterminent directement la concentration en gouttelettes et vont affecter l'évolution du nuage et ses propriétés radiatives. Lorsque des particules d'aérosols d'origine anthropique viennent s'ajouter au réservoir naturel en particules d'aérosol dans l'atmosphère,

cela peut causer une augmentation de la concentration en gouttelettes nuageuses et une diminution des tailles des gouttelettes et ainsi peut modifier l'albédo du nuage (Twomey, 1977). L'évolution du nuage, la formation des précipitations et les propriétés radiatives des nuages sont ainsi très dépendantes des caractéristiques des spectres de particules d'aérosol. Ces modifications qui affectent de manière très significative les propriétés radiatives des nuages et connues sous le nom d'"effet indirect", ont beaucoup été étudiées ces dernières années. Ce forçage indirect des nuages reste, comme on l'a dit précédemment, une problématique importante pour quantifier les changements climatiques futurs (IPCC, 1996).

De plus, les nuages représentent un des éléments importants dans le processus d'auto-nettoyage de l'atmosphère. Les courants ascendants associés aux nuages ventilent les particules d'aérosol émises par la surface de la Terre jusqu'en troposphère libre. Durant ce transport, une partie des gaz traces ambiants et des particules d'aérosols peuvent être incorporée aux gouttelettes nuageuses. De nombreuses réactions chimiques peuvent alors se produire en phase liquide. Lorsque les précipitations débutent, le processus de "lessivage" des particules d'aérosol par les gouttes de pluie se déclenche aussi. Selon l'importance des précipitations, une certaine quantité des espèces chimiques lessivées est enlevée à l'atmosphère par la déposition humide (sédimentation) alors que l'autre partie est redistribuée lors de l'évaporation du nuage et/ou transportée à d'autres latitudes, modifiant ainsi la chimie de l'atmosphère.

Ainsi, les propriétés microphysiques des particules d'aérosol et des hydrométéores peuvent agir à l'échelle locale (précipitations, pics de pollution), à l'échelle régionale (inondations) et aussi à l'échelle globale (changements climatiques, transfert radiatif). L'importance de la connaissance microscopique des éléments qui constituent un nuage est donc primordiale à la compréhension des phénomènes météorologiques puisqu'ils peuvent avoir un effet à toutes les échelles. Mais malgré l'importance de l'ensemble de ces phénomènes, très peu d'études numériques tridimensionnelles se sont attachées à décrire et à tester ces processus.

Cette thèse propose de développer un modèle de référence pour les nuages chauds. Pour cela, le modèle de nuage chaud à microphysique détaillé DESCAM a été utilisé, modifié et étendu à une version tridimensionnelle pouvant ainsi être couplé au modèle dynamique 3D non-hydrostatique méso-échelle de Clark et al. (1996).

Dans le premier chapitre, le modèle DESCAM est présenté. Les variables et équations microphysiques pronostiques sont détaillées. Le modèle dynamique méso-échelle de Clark et al. (1996) y est aussi brièvement décrit. Dans le second chapitre, on présente les modifications apportées au modèle DESCAM afin de permettre son utilisation dans un cadre dynamique tridimensionnel. Afin de

réduire le temps de calcul dû au très grand nombre de variables à intégrer numériquement, deux voies sont proposées. La première consiste à remplacer certains schémas numériques par de nouveaux schémas plus précis et plus rapides. Ensuite, la discrétisation des distributions dimensionnelles des particules d'aérosols et des gouttelettes sera diminuée pour limiter le nombre de "classes" et donc de variables à intégrer. Des simulations 0D et 2D sont réalisées et étudiées afin de valider ces modifications. Les deux derniers chapitres présentent des simulations issues du modèle de nuage tridimensionnel développé DESCAM-3D.

Le Chapitre 3 présente des simulations, dans un cadre idéalisé, de nuages convectifs au dessus du relief des Cévennes en France. Dans le cadre de l'ACI "Prévention des catastrophes naturelles" et des projets PATOM et PNRH, le risque de crue-éclair dans la région Cévennes-Vivarais est étudié. En effet, cette région est exposée fréquemment à des épisodes de précipitations intenses pouvant occasionner d'importantes inondations. La situation météorologique à l'origine de ces événements est assez bien comprise (Andrieu et al., 1996). Des précipitations persistantes se forment après l'ascension forcée par le relief d'une masse d'air chaude et humide provenant de la Mer Méditerranée. Pouvoir prévoir de façon précise le taux, la localisation et l'évolution temporelle de ces précipitations est un enjeu primordial pour les météorologues afin de permettre aux hydrologues d'avoir les informations nécessaires pour évaluer les réponses éventuelles des bassins versants et ainsi de peut-être mieux prévoir les inondations.

DESCAM-3D est utilisé dans ce chapitre dans le but de mieux comprendre, lors d'un test de sensibilité, l'influence de la concentration en particules d'aérosol dans l'atmosphère sur le cumul et la localisation des précipitations.

Enfin, le Chapitre 4 présente des simulations de nuages stratiformes dans le cas réel de la campagne de mesures ACE-2 (second Aerosol Characterization Experiment). Les stratocumulus sont fréquemment présents sur de vastes domaines, spécialement au dessus des mers et sont bien connus pour jouer un rôle crucial sur le bilan radiatif global et donc sur le climat de la Terre. Vus de l'espace, les stratocumulus peuvent être considérés comme des champs nuageux homogènes alors que leur structure interne montre une forte hétérogénéité. Comme on l'a expliqué plus haut, la plupart des modèles actuels aux échelles globale, synoptique, méso ou même micro ne sont pas capables de reproduire ces champs nuageux correctement et de donner des informations suffisantes sur leurs propriétés microphysiques. En effet, la détermination précise des propriétés microphysiques (par exemple la concentration et la taille des gouttelettes) et macrophysiques (par exemple la couverture nuageuse) est essentielle pour permettre d'effectuer la modélisation du transfert radiatif de ces nuages. La campagne ACE-2 s'est déroulée du 16 Juin au 24 Juillet 1997 au dessus de l'île de Ténériffe et offre de très nombreuses mesures de la microphysique des stratocumulus. Dans ce chapitre, DESCAM-3D est utilisé afin de simuler la formation et l'évolution de stratocumulus lors de trois

cas d'étude réels correspondant à trois masses d'air d'origine différente (maritime propre, très polluée et mixte). Les résultats des simulations seront confrontés aux observations. L'interaction entre particules d'aérosol et nuage y est également étudiée. De plus, des simulations de transfert radiatif issus des nuages simulés seront présentées et analysées.

Pour finir, l'ensemble de ce travail est résumé en détaillant les conclusions obtenues et des perspectives sont proposées.

Chapitre 1

Le modèle de nuage chaud à microphysique détaillée DESCAM-3D

1.1 Introduction

1.1.1 Les modèles de nuages

Grâce au développement de l'outil informatique, les modèles atmosphériques sont devenus l'outil principal d'aide à la prévision et à la compréhension des phénomènes climatiques. Cependant, ces moyens ne sont pas encore toujours suffisants pour traiter simultanément toutes les échelles de temps et d'espace mises en jeu dans la physique des nuages, comme on l'a expliqué précédemment. Des schémas microphysiques doivent donc être adaptés et élaborés en fonction de ces échelles de temps et d'espace. Ces schémas peuvent se classer en trois groupes.

Dans les modèles de circulation générale (MCG), compte tenu de l'échelle spatiale et temporelle associée à ces modèles, les processus microphysiques des nuages ne peuvent pas être traités de façon explicite et sont donc paramétrés. Néanmoins, ces paramétrisations microphysiques implantés dans les MCG (Kessler, 1969) restent l'une des principales source d'incertitude pour la modélisation et la prévision du climat à grande échelle (Cess et al., 1990). Dans le but d'améliorer ces paramétrisations, il est donc nécessaire d'en tester d'autres à des échelles plus petites en temps et en espace.

La modélisation à méso-échelle (échelle régionale) est aussi l'un des points qui attire l'attention des modélisateurs depuis plusieurs années. Avec ces modèles, il est parfois possible d'atteindre des échelles en temps et en espace assez petites

et de faire ainsi le lien entre l'échelle microscopique et l'échelle régionale. Ces modèles, pouvant également contenir des paramétrisations de la microphysique nuageuse, sont un outil précieux pour tester ces paramétrisations et faire le lien avec l'échelle globale et l'amélioration des paramétrisations existantes dans les MCG. Dans la plupart des cas, les schémas de microphysiques utilisés sont de type "bulk".

Dernièrement, les efforts investis pour le développement de ces modèles méso-échelle se sont essentiellement concentrés autour de la paramétrisation de la phase glace pour mieux décrire les systèmes convectifs (Walko et al., 1995 ; Reisner et al., 1998). Mais dans ces schémas, l'eau liquide est simplement représentée par les rapports de mélange en eau nuageuse et en eau de pluie. Ces schémas, pour ce qui est de la compréhension des processus liés à l'eau liquide, présentent des limitations importantes (Szumowski et al., 1998b ; Feingold et al., 1998). Ainsi, récemment, les scientifiques ont eu un regain d'intérêt pour la microphysique chaude et ont tenté de développer des schémas microphysiques à plusieurs moments, certains même prenant en compte les propriétés microphysiques des particules d'aérosol, afin d'améliorer la compréhension des interactions nuageuses (Caro, 2004 ; Co-hard et Pinty (2000a,b) ; Seifert et Beheng (2001)).

Le dernier groupe de schémas microphysiques existant sont les schémas dits explicites qui intègrent avec un maximum de détails les interactions entre les particules d'aérosol et les hydrométéores. Ils permettent ainsi une description plus fine des processus physico-chimiques à l'échelle des particules d'aérosols, des gouttes ou des cristaux. La gamme de rayons des particules ou des gouttes est discrétisée pour les classer selon leur taille : ces modèles sont aussi appelés des modèles "classe par classe". La concentration et/ou la masse des particules ou gouttes contenue dans une classe est alors une variable évolutive et les processus microphysiques peuvent être traités explicitement. Généralement, compte tenu du nombre important de variables et de processus à prendre en compte, ces schémas sont utilisés dans un cadre 0D ou 2D (Flossmann et al., 1985 ; Flossmann, 1990 ; Feingold et al., 1996). En effet, avec l'amélioration de la performance des calculateurs, des approches plus complexes sont devenues possibles et les premiers modèles 1-D à microphysique détaillée sont apparus (Bott et al., 1996 ; Ackerman et al., 1995). Stevens et al. (1998) ont mis en évidence un certain nombre de difficultés que rencontrent ces modèles 1-D et 2-D.

Depuis peu, ce type de schéma détaillé est de plus en plus intégré à des modèles tridimensionnels (Khain et al., 2001 ; Kogan et al., 1995 ; Wang et al., 2003) afin de mieux comprendre, dans une dynamique tridimensionnelle, les processus microphysiques en jeu lors de la formation et de l'évolution d'un nuage. Néanmoins, ces modèles présentent, certes dans une moindre mesure, les mêmes insuffisances évoquées par Stevens et al. (1998) pour les modèles 1-D et 2-D. Dans ces modèles,

l'évolution des particules d'aérosol dans l'air interstitiel et celles incorporées dans les gouttelettes nuageuses qui pourraient se désactiver après évaporation, et voire même être réactivées, n'est pas suivie de façon détaillée. La prise en compte de ces processus est importante pour mieux simuler les cycles de vie et donc l'évolution de la formation d'un nuage.

Afin d'améliorer la compréhension de ces mécanismes et de mieux comprendre les interactions entre les particules d'aérosols et les nuages de manière détaillée et suivie avec le temps, il est indispensable de prendre en compte également ces processus microphysiques.

Le modèle de nuage à microphysique détaillée DESCAM (DEtailed SCaven-
ging Model), développé par Flossmann et Pruppacher (1988) possède une formulation détaillée des processus microphysiques et permet la prédiction des variations en temps et en espace de la microphysique du nuage (distribution en taille des gouttes, distribution en taille des particules d'aérosol interstitiels et résiduels) en chaque point de grille du modèle dynamique. Ce modèle de nuage chaud "classe par classe", capable de prendre en compte et de suivre la chimie des particules d'aérosols, inclut les processus de nucléation, condensation/évaporation, collision et coalescence, rupture des gouttes, sédimentation et le lessivage des particules d'aérosol par les gouttelettes nuageuses. Même si les schémas microphysiques détaillés sont à priori l'outil privilégié pour aborder la plupart des problèmes liés aux nuages, compte tenu de la capacité limitée des calculateurs, le modèle DESCAM n'avait jusqu'ici été utilisé que dans un cadre dynamique 0D et 2D (Flossmann and Pruppacher, 1988 ; Flossmann, 1990).

L'absence d'un modèle de nuage chaud tridimensionnel de référence à méso-échelle pour estimer et améliorer la performance des différentes approches des schémas microphysiques est un manque. Les mesures, malheureusement, ne peuvent pas se substituer à cette référence parce qu'elles ne sont pas suffisamment complètes. Comme on l'a vu précédemment, il n'existe actuellement que très peu de modèles dans la communauté internationale qui ont une microphysique spectrale dans un cadre dynamique tridimensionnel et aucun qui permet un suivi complet et "fermé" de la microphysique chaude nuageuse (particules d'aérosols interstitiels et résiduels, gouttelettes nuageuses). Un tel modèle serait un outil précieux pour par exemple, dans le futur, améliorer les paramétrisations microphysiques chaudes des modèles de prévisions et de préciser davantage l'interaction entre les particules d'aérosol et les nuages. Cette thèse propose donc de développer un tel modèle de référence pour les nuages chauds.

1.1.2 De la particule d'aérosol à la goutte précipitante

Les gouttes de nuage ne peuvent pas se former par nucléation homogène, c'est à dire à partir de l'agglomération de molécules d'eau seules. En effet, les sur-

saturation nécessaires à la réalisation d'un tel processus seraient trop élevées par rapport à celles rencontrées dans l'atmosphère aux altitudes de formation des nuages (de l'ordre de 170-200%). La nucléation des gouttes est effectuée par la nucléation hétérogène (Pruppacher et Klett, 1997) à partir de particules d'aérosols. Quand il y a ascendance de l'air, l'humidité relative augmente et peut entraîner la saturation puis la sursaturation en vapeur d'eau de l'air. Les particules d'aérosols restent "sèches" pour des humidités relatives inférieures à 80%, jusqu'à ce qu'elles rencontrent leur point de déliquescence. Les particules sont alors recouvertes d'une fine pellicule d'eau, les sels se dissolvent et une petite gouttelette se forme : c'est une particule d'aérosol humide. A partir de ce moment, la croissance de cette particule humide dépend de l'humidité de l'air et suit les courbes de Köhler (1936). En dessous d'une sursaturation critique, fonction de la composition chimique des aérosols secs et de l'état thermodynamique de l'air, les gouttelettes se trouvent en équilibre thermodynamique stable. Si l'air est suffisamment sursaturé et si cette sursaturation dépasse la sursaturation critique correspondant au maximum de la courbe de Köhler, la gouttelette peut continuer à grossir même si la sursaturation diminue. Les aérosols humides qui dépassent cette sursaturation critique sont dits "activés". Ils vont alors continuer à grossir par condensation de vapeur d'eau. L'importance de la croissance par condensation diminue au fur et à mesure que la gouttelette augmente en taille. D'autres processus microphysiques seront nécessaires pour faire croître davantage ces gouttelettes. Ce sont les processus de collision et de coalescence. Enfin, le processus de lessivage des particules d'aérosols par les gouttelettes qui chutent est aussi un phénomène important à prendre en compte. Nous précisons que le modèle de nuage que nous avons développé est ici restreint aux nuages chauds et que par conséquent, la phase glace n'est pas prise en considération. Ci-dessous, les processus microphysiques qu'il est nécessaire de prendre en compte dans un modèle de nuage chaud à microphysique détaillé et leur formulation dans les équations sont détaillés.

1.2 Les équations microphysiques

Le modèle DESCAM-3D est une version modifiée du modèle DESCAM (Flossmann, 1987) afin de permettre son utilisation dans un cadre dynamique tridimensionnel. Nous présentons ici les différentes variables microphysiques et équations mises en jeu en insistant particulièrement sur les modifications apportées au modèle initial. Afin de prendre en compte de façon détaillée les différents processus microphysiques en jeu lors de la formation des gouttelettes nuageuses, nous considérerons dans notre modèle trois variables microphysiques pronostiques. De plus, chacune de ces variables a une représentation spectrale. Ces variables sont de deux types : distribution en nombre f ou en masse g des particules (i.e. chaque va-

riable microphysique est représentée par une distribution dimensionnelle en masse et ces distributions sont divisées en un certain nombre de classes, comme détaillé au Chapitre 2, section 2.1.2.2). Les variables pronostiques, exprimées comme en physique de l'aérosol sous la forme par exemple $f = \frac{dN}{d \ln r}$, sont :

$f_d(m)$: fonction de distribution spectrale du nombre de gouttelettes (nombre/ cm^3)

$g_{APd}(m)$: fonction de distribution spectrale de la masse des particules d'aérosols incorporés dans les gouttelettes nuageuses ($\mu g/cm^3$)

$f_{APa}(m_{AP})$: fonction de distribution spectrale du nombre des particules d'aérosols interstitiels (nombre/ cm^3)

Une quatrième variable microphysique : $g_{APa}(m_{AP})$ qui est la fonction de distribution spectrale de la masse des particules d'aérosols interstitiels est également considérée.

Nous notons ici que m est la masse totale d'une gouttelette, c'est-à-dire la somme des masses, m_{APd} masse de la particule d'aérosol sèche ayant servi de noyau de condensation et se trouvant à l'intérieur de cette gouttelette et $m_{l,d}$, masse d'eau liquide qui s'est déposée autour de la particule d'aérosol : $m = m_{l,d} + m_{APd}$. On appelle aussi m_{APd} , la masse d'aérosol résiduel. Par ailleurs, m_{AP} est la masse totale d'une particule d'aérosol non activée ou aérosol interstitiel. Cependant les particules d'aérosol de ce type peuvent être humides. Ils ont acquis, selon leur composition et les conditions atmosphériques, une certaine quantité d'eau liquide $m_{l,AP}$. Nous aurons donc $m_{AP} = m_{l,AP} + m_{AP,AP}$. Donc $m_{AP,AP}$ est la masse de l'aérosol sec. Les indices d et AP correspondent respectivement aux gouttelettes nuageuses et aux particules d'aérosol. Dans la suite de cette thèse, AP signifie particule d'aérosol.

La fonction de distribution spectrale du nombre de gouttelettes $f_d(m)$ est définie de telle façon que $f_d(m)dm$ est le nombre de gouttelettes par unité de volume dont la masse est comprise entre m et $m + dm$. Il en est de même pour les trois autres variables microphysiques. L'évolution temporelle de ces variables microphysiques est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} = & -\vec{\nabla} \bullet (\vec{U} f_d(m)) + \vec{\nabla} \bullet (K_m \vec{\nabla} f_d(m)) + \frac{\partial}{\partial z} (U_\infty f_d(m)) + \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{act} \\ & + \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{con/eva} + \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{AP,col} + \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{d,col} + \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{d,rupt} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \bullet \left(\vec{U} g_{APd}(m) \right) + \vec{\nabla} \bullet \left(K_m \vec{\nabla} g_{APd}(m) \right) + \frac{\partial}{\partial z} (U_\infty g_{APd}(m)) \\
&+ \frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} \Big|_{act} + \frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} \Big|_{con/eva} + \frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} \Big|_{AP,col} + \frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} \Big|_{d,col} \\
&+ \frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} \Big|_{d,rupt}
\end{aligned} \tag{1.2}$$

et de même pour les aérosols interstitiels :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \bullet \left(\vec{U} f_{APa}(m_{AP}) \right) + \vec{\nabla} \bullet \left(K_m \vec{\nabla} f_{APa}(m_{AP}) \right) \\
&+ \frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{act} + \frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{con/eva} + \frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{AP,col}
\end{aligned} \tag{1.3}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \bullet \left(\vec{U} g_{APa}(m_{AP}) \right) + \vec{\nabla} \bullet \left(K_m \vec{\nabla} g_{APa}(m_{AP}) \right) \\
&+ \frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{act} + \frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{con/eva} + \frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{AP,col}
\end{aligned} \tag{1.4}$$

Certains termes peuvent être identifiés dans la partie de droite des équations précédentes : le premier terme représente l'advection d'une quantité (avec $\vec{U}$ la vitesse de l'air), le second terme correspond au mélange turbulent et le troisième terme des deux premières équations décrit l'effet de sédimentation des gouttes. Ce terme n'apparaît pas pour f_{APa} et g_{APa} car nous considérons que la vitesse terminale U_∞ des AP peut être négligée par rapport à la vitesse verticale de l'air. Contrairement au modèle de Flossmann (1987) dans lequel cette variable était pronostique, dans le modèle tridimensionnel, elle sera calculée en supposant que les particules d'aérosol sont toujours en équilibre thermodynamique avec l'air ambiant. En effet, $g_{APa}(m_{AP})$ sera calculée à chaque instant à partir du rayon de la particule d'aérosol sec r_N et à l'aide de l'équation de Köhler par :

$$g_{APa}(m_{AP}) = r_N^3 \frac{4}{3} \pi f_{APa}(m_{AP}) \tag{1.5}$$

Les autres termes se réfèrent à :

- $()|_{act}$: activation des particules d'aérosols qui forment des gouttelettes et la "désactivation" ou évaporation des gouttelettes qui libère les aérosols.
- $()|_{con/eva}$: changement de taille des particules par condensation/évaporation.
- $()|_{AP,col}$: collection des particules d'aérosol par les gouttes (lessivage par impaction : Impaction Scavenging).

- $()|_{d,col}$: collision et coalescence des gouttes et gouttelettes.
- $()|_{d,rupt}$: break-up (rupture des grosse gouttes).

Notons ici que nous ne considérons pas les phénomènes de collision et coalescence entre les AP même s'ils peuvent modifier le spectre des AP avec le temps. Ces interactions ne sont pas prises en compte dans le modèle d'une part, parce que ces processus n'ont pas, dans le cadre de notre travail un intérêt primordial, et d'autre part, parce que l'échelle de temps correspondant à ces phénomènes est bien supérieure à celle d'un cycle nuageux.

On considère que les gouttelettes et les particules d'aérosols interstitiels se composent toutes les deux d'eau condensée et de particules d'aérosols. Dans le modèle, les variables sont préalablement exprimées en fonction du rayon plutôt qu'en fonction de la masse des différentes catégories. Il est donc nécessaire d'établir une relation entre ces deux quantités.

Pour cela, nous devons connaître la forme géométrique des particules. Celle des gouttelettes n'est pas toujours sphérique, surtout lorsqu'il s'agit de grandes gouttes ($r \geq 1400\mu m$). En ce qui concerne les particules d'aérosols, le problème est plus complexe. Ils sont de formes variées, mais quasiment sphériques lorsqu'ils sont humides. Le problème de la forme des particules est résolu dans le modèle en adoptant le rayon équivalent de la particule (d'aérosol ou gouttelette). Il est défini comme le rayon d'une particule sphérique qui aurait la même masse que la particule non sphérique. Dans le modèle, sont donc disponibles, au choix, deux variables indépendantes : r et r_N ou m et m_{AP} . Les rayons équivalents ont pour expression :

$$r = \left(\frac{3m}{4\pi\rho_d} \right)^{\frac{1}{3}}, r_N = \left(\frac{3m_{AP}}{4\pi\rho_{AP}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.6)$$

Lorsqu'il s'agit des particules d'aérosol, m_{AP} et ρ_{AP} remplacent respectivement m et ρ_d dans l'équation précédente. Ainsi le problème se ramène à déterminer leur densité. Celles-ci dépendent du mélange eau-aérosol et sont estimées dans le modèle par les formules suivantes (Flossmann et al., 1985) :

$$\rho_d = \frac{\rho_w \rho_N}{\rho_N + Q_{APd}(m)(\rho_w - \rho_N)} \quad (1.7)$$

et

$$\rho_{AP} = \frac{\rho_w \rho_N}{\rho_N + Q_{APa}(m)(\rho_w - \rho_N)} \quad (1.8)$$

où ρ_w et ρ_N sont respectivement les densités de l'eau liquide ($1g/m^3$) et de la particule d'aérosol sèche ($2g/m^3$) ayant servi de noyau de condensation pour la gouttelette.

Le rapport de mélange de la masse des aérosols dans les gouttelettes Q_{APd} est

défini comme :

$$Q_{APd}(m) = \frac{g_{APd}(m)}{mf_d(m)} \quad (1.9)$$

De la même façon, le rapport de mélange de la masse des particules d'aérosol à l'intérieur des particules d'aérosol non activées humides, est donné par :

$$Q_{APa}(m_{AP}) = \frac{g_{APa}(m_{AP})}{m_{AP}f_{APa}(m_{AP})} \quad (1.10)$$

Le modèle peut également calculer les quantités suivantes :

N_d : nombre total de gouttelettes par unité de volume $N_d = \int_0^\infty f_d(m)dm$

N_{APa} : nombre total de particules d'aérosols interstitiels par unité de volume

$N_{APa} = \int_0^\infty f_{APa}(m_{AP})dm_{AP}$

En fonction de la discrétisation des spectres de gouttelettes, on notera r_{pluie} le rayon de la gamme discrétisée étant le plus proche de $50 \mu m$. Dans la littérature, il est d'usage de faire la distinction entre gouttelettes nuageuses et gouttes de pluie lorsque le rayon dépasse cette valeur de $50 \mu m$. Ainsi, dans notre modèle et dans les analyses qui suivront, on propose de calculer le rapport de mélange en eau nuageuse q_c et en eau de pluie q_R sous la forme :

$q_c = 4/3\pi \int_{r_{min}}^{r_{pluie}} r^3 f_d(r)dr$ et $q_R = 4/3\pi \int_{r_{pluie}}^{r_{max}} r^3 f_d(r)dr$

où r_{min} et r_{max} sont respectivement les rayons minimum et maximum considérés pour la discrétisation des spectres de gouttelettes.

Ci-dessous, sont détaillés les différents processus microphysiques correspondant aux termes de la partie droite des équations pronostiques.

1.3 Croissance par diffusion de vapeur d'eau des particules non-activées

La gamme de vitesses de croissance des particules d'aérosol non-activées est très variable. Cette variabilité dépend de la taille des particules et de l'humidité relative. Il est important de distinguer d'une part la croissance des particules d'aérosol en fonction du temps si $\frac{dm_{AP}}{dt}$ est faible et lorsque $HR \geq 100\%$ et d'autre part l'équilibre si $\frac{dm_{AP}}{dt}$ est très grand et $HR < 100\%$.

1.3.1 Croissance en fonction du temps

Toutes les particules d'aérosols contiennent une partie de matériau soluble, donc les AP prennent et/ou perdent de la vapeur d'eau en accord avec l'humidité relative de l'air ambiant.

Cette croissance ou évaporation en fonction du temps par diffusion de vapeur

d'eau entraîne un changement sur le nombre et la masse des AP dans chaque catégorie dans l'air comme suit :

$$\frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t}|_{con/eva} = -\frac{\partial}{\partial m_{AP}} \left(\frac{dm_{AP}}{dt}|_{con/eva} f_{APa}(m_{AP}) \right) \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t}|_{con/eva} = -\frac{\partial}{\partial m_{AP}} \left(\frac{dm_{AP}}{dt}|_{con/eva} g_{APa}(m_{AP}) \right) \quad (1.12)$$

où $\frac{dm_{AP}}{dt}|_{con/eva}$ est la vitesse de croissance d'un AP isolé.

L'intégration des deux équations précédentes révèle que le nombre total d'AP pour les AP inactivés est conservé.

Selon Pruppacher et Klett (1997), la vitesse de croissance s'écrit :

$$\frac{dm_{AP}}{dt}|_{con/eva} = 4\pi r \frac{\ln \frac{e_r}{e_{sat,w}} - \frac{A}{r} + \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3}}{\frac{L_v}{K_a^*} T \left(\frac{L_v M_w}{\Re T} \right) + \frac{\Re T}{M_w e_{sat,w} D_v^*}} \quad (1.13)$$

avec :

$$A = \frac{2\sigma M_w}{RT\rho_w} \epsilon B = \frac{\nu_i \epsilon \Phi_s M_w \rho_N}{M_s \rho_w} \quad (1.14)$$

où e_r est la pression de vapeur d'eau au dessus de la goutte de rayon r , $e_{sat,w}$ est la pression saturante de vapeur d'eau, r_N et ρ_N sont respectivement le rayon équivalent et la densité du noyau sec, L est la chaleur latente d'évaporation, K_a^* la conductivité de l'air, D_v^* est la diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air, σ la tension surfacique de l'eau liquide, ν_i est le nombre d'ions dans la solution, Φ_s le coefficient d'osmose, ϵ la solubilité du soluté et ρ_w et M_w sont respectivement la densité et la masse moléculaire de l'eau liquide.

1.3.2 Equilibre

A l'équilibre, $\frac{dm_{AP}}{dt}|_{con/eva} = 0 \Leftrightarrow \ln \frac{e_r}{e_{sat,w}} = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3}$ qui représente une équation de Köhler pour la condition d'équilibre d'une solution aqueuse de goutte de taille r ayant grossi sur un AP de taille r_N .

En faisant le changement de variable $y = 1/r$ on obtient l'équation :

$$y^4 + y^3 \frac{B - \ln \frac{e_r}{e_{sat,w}}}{A} - \frac{1}{r_N^3} + \frac{\ln \frac{e_r}{e_{sat,w}}}{Ar_N^3} = 0 \quad (1.15)$$

Cette équation se résout de façon analytique par des algorithmes pour des équations de quatrième degré.

La solution de cette équation est le rayon d'équilibre $r = r_{eq}$ comme fonction de l'humidité relative de l'air ambiant. Pour une humidité relative $\frac{e_r}{e_{sat,w}}$ proche de

1, on a $\ln \frac{e_r}{e_{sat,w}} \cong \frac{e_r}{e_{sat,w}} - 1$. On a donc à un instant donné une courbe de Köhler bien définie par :

$$\frac{e_a}{e_{sat,w}} - 1 = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3} \Rightarrow S_{v,w} = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3} \quad (1.16)$$

A l'équilibre, nous déterminons alors le rayon critique r_c , ainsi que la sursaturation critique correspondante $S_{v,wc}$ qui correspond au maximum de la courbe de Köhler c'est-à-dire lorsque $\frac{\partial S_{v,w}}{\partial r} = 0$. Ceci est illustré en figure 1.1. L'ensemble de ces équations mène à :

$$r_{Nc} = \frac{r_c^3 (A - S_{v,w} r_c)}{A + (B - S_{v,w} r_c)^{\frac{1}{3}}} \quad (1.17)$$

$$r_c = -\frac{D}{2} + \left(\frac{D}{4} - E \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.18)$$

avec

$$D = \frac{2B^2A - 6BAS_{v,w}}{3BS_{v,w}^2 - 3B^2S_{v,w}} \quad (1.19)$$

et

$$E = \frac{3BA^2}{3BS_{v,w} - 3B^2S_{v,w}} \quad (1.20)$$

$$S_{v,wc} = \frac{A}{r_c} - \frac{Br_{Nc}^3}{r_c^3 - r_{Nc}^3} \quad (1.21)$$

r_c , r_{Nc} et $S_{v,wc}$ caractérisent le maximum de la courbe de Köhler.

Lorsque les AP ont atteint une taille supérieure ou égale à la taille critique correspondant au maximum de la courbe de Köhler, ils sont dits activés et ils seront alors considérés comme des gouttes (voir Chapitre 1.4).

Les autres restent des AP humides non activés, dont la croissance, jusqu'à leur taille d'équilibre, doit être alors considérée.

La formule $\left. \frac{dm_{AP}}{dt} \right|_{con/eva}$ pour la croissance des AP, calculée par l'équation 1.13, est "coûteuse" en calcul et par conséquent difficile à utiliser dans un modèle de nuage car $\left. \frac{dm_{AP}}{dt} \right|_{con/eva}$ devient très grande lorsque le rayon des AP est petit (les petits aérosols grossissent très vite). Ainsi, pour de petits aérosols, le critère CFL nécessite des pas de temps de 10^{-5} s ou encore plus petit. Pour remédier à ce problème, on fait l'hypothèse que les particules d'aérosol atteignent leur taille d'équilibre instantanément en redéfinissant la vitesse de diffusion dans les équations :

$$\Delta t \left(\left. \frac{dm_{AP}}{dt} \right|_{con/eva} \right) = \frac{m_{APeq}^{\tau+1} - m_{AP}^{\tau}}{\Delta m_{AP}} \quad (1.22)$$

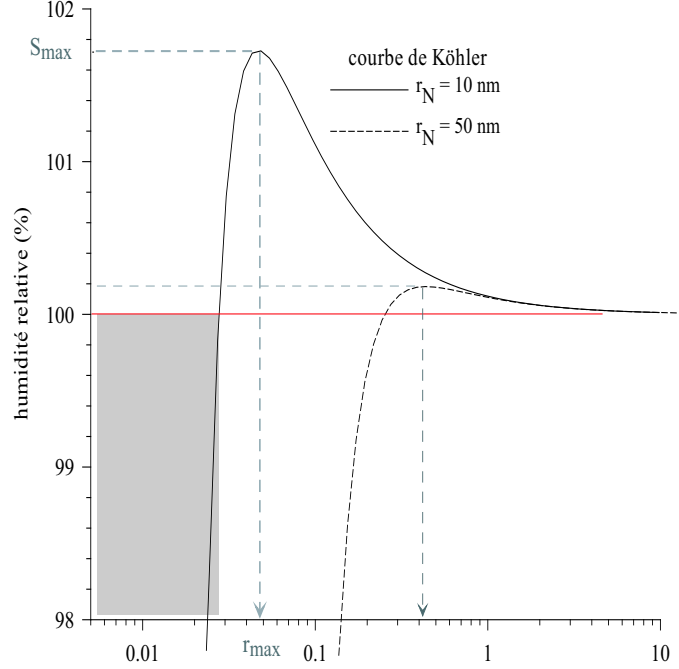


FIG. 1.1 – Courbes de Köhler pour des particules d'aérosols de rayon $r_N = 10\text{nm}$ et $r_N = 50\text{nm}$, illustration du rayon critique et de la sursaturation critique correspondant aux maxima des courbes.

où Δm_{AP} est l'espace des intervalles de taille des AP et dm_{AP} donne la quantité d'AP de masse initiale m_{AP}^τ qui augmente ou diminue pour atteindre sa taille d'équilibre $m_{AP}^{\tau+1}$ avec une nouvelle humidité relative.

Mais $m_{APeq}^{\tau+1}$ est plafonné à $HR = 100\%$ afin d'éviter de trop grandes fluctuations dans l'eau condensé. Néanmoins, cette restriction n'est pas très gênante, puisque après la formation du nuage elle s'applique seulement aux petits aérosols interstitiels. Pour les grands aérosols, le problème ne se pose pas lorsqu'en tout cas ils deviennent activés pour ces humidités relatives élevées.

Si on revient au calcul de la croissance des AP non activés, il faut alors pouvoir calculer le taux de croissance ; il faut donc évaluer $dm_{AP} = m_{APeq}^{\tau+1} - m_{AP}^\tau$ $m_{APeq}^{\tau+1}$ c'est-à-dire r_{Neq} est calculé en résolvant l'équation 1.12 d'équilibre de degré 4.

m_{AP}^τ c'est-à-dire r_N est calculé en utilisant le fait qu'au pas de temps précédent,

l'équilibre existait et donc que (équation 1.13) :

$$r_N^3 = \frac{r^3 \left(A - \ln \frac{e_a}{e_{sat,w}} r \right)}{A + r \left(B - \ln \frac{e_a}{e_{sat,w}} \right)} \quad (1.23)$$

1.4 Activation des particules d'aérosol et lessivage par nucléation

On a vu précédemment que pour n'importe quelle sursaturation de l'air ambiant, seuls les AP plus grands qu'une certaine taille seront activés en goutte. Chaque AP activé est considéré comme perdu pour la population des AP dans l'air : ce mécanisme est le lessivage par nucléation. Ce phénomène est donc représenté par les équations suivantes :

$$\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{act} = - \frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{act} \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial g_d(m)}{\partial t} \Big|_{act} = - \frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{act} \quad (1.25)$$

A une humidité relative (HR) donnée, le rayon critique d'activation est :

$$r_{Nc} = \frac{r_c^3 (A - S_{v,w} r_c)}{A + (B - S_{v,w} r_c)^{\frac{1}{3}}} \quad (1.26)$$

avec

$$S_{v,w} = \frac{A}{r} - \frac{B r_N^3}{r^3 - r_N^3} \quad (1.27)$$

et pour $HR = 100\%$, $S_{v,w} = 0$, on obtient l'équation :

$$r_{100}^3 - \frac{B}{A} r_{Nc}^3 r_{100} - r_{Nc}^3 = 0 \quad (1.28)$$

qui est résolue par des algorithmes.

Tous les AP tels que $r > r_{100}$ sont alors considérés comme activés à la sursaturation $S_{v,w}$.

En résumé : à une sursaturation donnée $S_{v,w}$, les AP sont en équilibre avec l'air ambiant : la résolution de l'équation de degré 4 donne alors les nouveaux rayons des AP.

Pour ces nouveaux rayons, le rayon critique r_c peut être calculé. A ce r_c correspond un rayon du noyau sec r_{Nc} . Comme on ne calcule la croissance des AP que jusqu'à 100% d'humidité relative, on calcule alors r_{100} , le rayon de l'AP humide de rayon

sec r_{Nc} à $HR = 100\%$.

C'est alors ce r_{100} qui joue le rôle de rayon critique à la sursaturation $S_{v,w}$.

Si la taille d'activation d'une particule d'aérosol ne correspond pas à la limite d'une catégorie d'AP, alors on active la fraction suivante :

$$(f_{APa})_i \frac{\ln r_{i+1/2} - \ln r_{100}}{\ln r_{i+1/2} - \ln r_{i-1/2}} \quad (1.29)$$

Si les AP activés sont de taille inférieure à la plus petite taille des gouttes, ils sont quand même transférés dans cet "intervalle de goutte".

EVAPORATION

Si l'humidité relative diminue, l'air peut devenir sous-saturé, les gouttes commencent alors à s'évaporer et peuvent devenir désactivées : ceci est vrai si le rayon de la goutte devient inférieur au rayon critique. Ainsi pour $S_{v,w} < 0$, on calcule la taille du noyau de la goutte :

$$r_N^3 = \frac{g_{Apd}(m)}{\frac{4}{3}\pi\rho_N f_d(m)} \quad (1.30)$$

ce qui nous donne le rayon critique r_c à partir de :

$$r_N^3 = \frac{r_c^3 (A - S_{v,w} r_c)}{A + (B - S_{v,w}) r_c} \quad (1.31)$$

en résolvant pour une sursaturation donnée $S_{v,w}$ l'équation de degré 4 suivante :

$$r_c^4 - \frac{A}{S_{v,w}} r_c^3 + \frac{B - S_{v,w}}{S_{v,w}} r_N^3 r_c + \frac{A}{S_{v,w}} r_N^3 = 0 \quad (1.32)$$

Si $r < r_c$, la goutte est considérée comme désactivée et est remise dans la catégorie d'AP correspondante. Si r est plus grand que la plus grande catégorie des AP, alors cette goutte est mise dans la classe la plus grande des AP avec la fraction suivante : $\Delta f_{APa} = f_d(m) \frac{r^3}{r_N^3}$. La figure 1.2 illustre techniquement cette méthodologie.

1.5 Croissance et évaporation des gouttes par diffusion de vapeur d'eau

1.5.1 Equations

Le taux de changement du spectre des gouttes par croissance ou évaporation des gouttes par diffusion de vapeur est :

$$\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} |_{con/eva} = - \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{dm}{dt} |_{con/eva} f_d(m) \right) \quad (1.33)$$

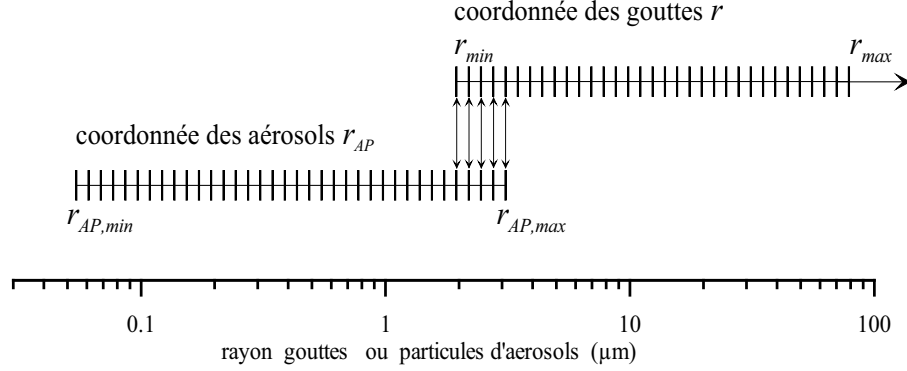


FIG. 1.2 – Illustration de l'échange entre classe de gouttes et d'AP lors de l'évaporation ou de la condensation

$$\frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t}|_{con/eva} = -\frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{dm}{dt}|_{con/eva} g_{APd}(m) \right) \quad (1.34)$$

L'intégration des deux équations montre que le nombre total de gouttes et la masse totale d'AP dans les gouttes sont conservés.

Selon Pruppacher et Klett (1997) :

$$\frac{dm}{dt}|_{con/eva} = 4\pi r \frac{\left(S_{v,w} - \frac{A}{r} + \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3} \right) F_v}{\frac{L_v}{K_a^* T} \left(\frac{L_v M_w}{\Re T} - 1 \right) + \frac{\Re T}{M_w e_{sat,w} D_v^*}} \quad (1.35)$$

F_v est le coefficient de ventilation défini par :

$$F_v = 1 + 0.108\chi^2 \text{ si } \chi \leq 1.4$$

$$F_v = 0.78 + 0.308\chi \text{ si } \chi > 1.4$$

avec $\chi = N_{sc}^{1/3} N_{Re}^{1/2}$, $N_{sc} = \frac{\nu}{D}$ le nombre de Schmidt et $N_{Re} = \frac{2rV_T(r)}{\nu}$ le nombre de Reynolds; $D = 2r$ et ν est la viscosité cinématique.

Les processus de nucléation et de diffusion de vapeur d'eau n'agissent pas seuls mais interagissent continuellement entre eux. Les deux sont contrôlés par l'humidité relative elle-même influencée par les processus dynamiques. En retour, ces deux processus rétroagissent sur le contenu en vapeur d'eau.

La façon de traiter ces interactions complexes a toujours été un problème crucial des modèles de nuages. Ici, Hall(1980) est appliqué et son traitement est présenté dans la section suivante et plus en détail en Annexe A.

1.5.2 Interactions condensation/évaporation et dynamique

Les modifications microphysiques sont couplées à des variations de température par chaleur latente, qui est dégagée pendant la condensation ou enlevée du système nuageux pendant l'évaporation. Ce réchauffement ou refroidissement modifie également la masse volumique de l'air et donc sa flottabilité, ce qui entraîne des modifications dans le mouvement de l'air.

Dans la nature, les processus de changement de phase, de température, d'humidité et aussi de flottabilité sont continus et se déroulent simultanément. Cependant, dans un modèle numérique, les processus physiques sont à traiter les uns après les autres. Les équations suivantes illustrent cette méthode pour le rapport de mélange en vapeur d'eau q_v et la température T .

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho q_v = \left(\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \right)_{dyn} + \left(\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \right)_{micro} \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{dyn} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{micro} \quad (1.37)$$

À l'origine de la formation d'un nuage, se trouve généralement un mouvement vertical. On commence ainsi le calcul de la microphysique après la modification des champs de température et de vapeur d'eau à cause des changements du champ de vent, i.e. après le calcul des tendances dynamiques. Ces tendances sont principalement décrites par l'advection et la divergence des flux turbulents, comme détaillé en Annexe A.

Cette séparation des tendances dynamique et microphysique fonctionne raisonnablement si le pas de temps est assez petit ; les mouvements verticaux sont modérés et le champ nuageux est relativement homogène (par exemple pour une couche nuageuse stratiforme). En présence de nuages non homogènes ou lors de fortes vitesses verticales, le schéma présenté en Annexe A devient souvent numériquement instable et n'est donc plus applicable. Dans ces cas, l'origine physique de l'instabilité numérique de la sursaturation ne vient pas d'une trop forte modification de l'humidité $(\partial \rho q_v / \partial t)_{dyn}$ ou de la température $(\partial T / \partial t)_{dyn}$, mais d'une forte modification du nombre de gouttelettes dans un point de grille numérique. En effet, le nombre de gouttes f_d varie aussi pendant un pas de temps à cause des processus dynamiques :

$$\left(\frac{\partial f_d}{\partial t} \right)_{dyn} = -\nabla \bullet (\rho f_d (\vec{v} + \vec{v}_t)) - \nabla \bullet (K_H \nabla f_d) \quad (1.38)$$

La variation la plus importante apparaît pour les points de grille situés aux bords du nuage. À cause des processus de transport présentés dans l'équation ci-avant, une partie des gouttes a quitté le nuage et arrive dans une région sous

saturée. Ceci provoque un très fort déséquilibre thermodynamique dans les deux régions.

Une technique pour remédier à cet effet numérique est la réduction du pas de temps dynamique. Cette méthode est cependant très coûteuse en temps de calcul parce que tous les calculs relatifs à la dynamique (advection, transport turbulent pour les 110-130 variables en tous les points de la grille tridimensionnelle) sont à répéter plusieurs fois.

En annexe A est proposé une technique de subdivision du pas de temps numérique qui s'applique seulement au calcul des tendances microphysiques $(\partial \rho q_v / \partial t)_{micro}$, $(\partial T / \partial t)_{micro}$ et $(\partial f_d / \partial t)_{micro}$ mais pas aux tendances dynamiques qui elles, sont conservées.

Cette méthode s'est montrée numériquement très stable. Le schéma va augmenter bien évidemment le temps de calcul, mais il faut remarquer que cette subdivision du pas de temps numérique ne va s'appliquer que sur les points de grille où la formation ou la dissipation de l'eau nuageuse sera plus importante que $25 \text{ mg}/(m^3 s)$. Les autres seront intégrés avec le pas de temps dynamique initial.

1.6 Lessivage des aérosols par impaction des gouttelettes

Les AP inactivés peuvent être capturés et collectés par les gouttes, c'est le phénomène de lessivage par impact. Pour ce phénomène, les mécanismes suivants sont en cause : i) la diffusion convective ou Brownienne, ii) la thermophorèse et la diffusiophorèse et iii) la capture gravitationnelle.

Le taux de diminution temporelle des fonctions f_{APa} et g_{APa} , du nombre et de la masse des aérosols dans l'air, à cause de l'impact avec les gouttelettes s'exprime par :

$$\frac{\partial f_{APa}(m_{AP})}{\partial t}|_{AP,col} = - \int_0^\infty f_{APa}(m_{AP}) f_d(m) K_{AP}(m_{AP}, m) dm \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial g_{APa}(m_{AP})}{\partial t}|_{AP,col} = - \int_0^\infty g_{APa}(m_{AP}) f_d(m) K_{AP}(m_{AP}, m) dm \quad (1.40)$$

Les taux de variation temporelle des fonctions f_d et g_{APd} , du nombre et de la masse des aérosols incorporés dans les gouttelettes s'exprime par :

$$\frac{\partial f_d(m)}{\partial t}|_{AP,col} = - \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{dm}{dt}|_{AP,col} f_d(m) \right) \quad (1.41)$$

avec

$$\frac{dm}{dt}|_{AP,col} = \int_0^\infty m_{AP} f_{APa}(m_{AP}) K_{AP}(m_{AP}, m) dm_{AP} \quad (1.42)$$

et

$$\frac{\partial g_{APd}(m)}{\partial t} = f_d(m) \int_0^\infty g_{APa}(m_{AP}) K_{AP}(m_{AP}, m) dm - \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{dm}{dt} \Big|_{AP, col} g_{APd}(m) \right) \quad (1.43)$$

Le premier terme de l'équation 1.38 représente la contribution de la collection d'aérosols par les gouttelettes, tandis que le second correspond à la perte due au déplacement du spectre de gouttelettes vers les plus grandes tailles, en raison de l'incorporation d'aérosols.

$K_{AP}(m_{AP}, m)$ est le noyau de collection des aérosols interstitiels et des gouttelettes. Il est donné (Pruppacher et Klett, 1997) par l'équation :

$$K_{AP}(m_{AP}, m) = \pi(r + a)^2 E_{AP}(m_{AP}, m) |U_\infty(m) - U_\infty(m_{AP})| \quad (1.44)$$

où r est le rayon de la particule d'aérosol collectée par une gouttelette de rayon a et $U_\infty(m_{AP}), U_\infty(m)$ sont respectivement les vitesses finales de chute de la particule d'aérosol et de la gouttelette. $E_{AP}(m_{AP}, m)$ est le coefficient de collision entre la particule d'aérosol et la gouttelette. Etant donné que $U_\infty(m_{AP}) \ll U_\infty(m)$, nous pouvons écrire l'équation précédente sous la forme :

$$K_{AP}(m_{AP}, m) = \pi(r + a)^2 E_{AP}(m_{AP}, m) U_\infty(m) \quad (1.45)$$

Le modèle utilise les valeurs théoriques de $E_{AP}(m_{AP}, m)$ de Wang et al. (1978). Ces valeurs couvrent les dimensions des gouttelettes jusqu'à $438 \mu m$. Au delà, les valeurs expérimentales de Wang and Pruppacher (1977) sont utilisées. L'interpolation proposée par Beard and Grover (1974) est utilisée également afin de couvrir toutes les dimensions des aérosols.

1.7 Collision et coalescence entre les gouttelettes

Le taux de variation temporelle de la fonction de distribution spectrale du nombre de gouttelettes dû à leur collision et leur coalescence, est donné par l'équation stochastique proposée par Berry et Reinhardt (1974) :

$$\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} = \int_0^{m/2} f_d(m-m') f_d(m') K_d(m-m', m') dm' - \int_0^\infty f_d(m) f_d(m') K_d(m, m') dm' \quad (1.46)$$

Le premier terme dans la partie droite de cette équation représente le gain de gouttelettes de masse m par collision entre les plus petites gouttelettes de masse m' et $m - m'$. Le second terme correspond à la perte de masse due à la collision des gouttelettes de masse m avec toutes les autres gouttelettes.

Le noyau de collection entre les gouttelettes est donné, de façon similaire au cas des noyaux de collection entre aérosols et gouttelettes, par :

$$K_d(m, m') = \pi(a + a')^2 E_d(m, m') |U_\infty(m) - U_\infty(m')| \quad (1.47)$$

où m , m' , a et a' sont les masses et les rayons des gouttelettes en collision et $E_d(m, m')$ est le coefficient de collection, produit des coefficients de collision et de coalescence.

Le coefficient de coalescence est supposé égal à 1. Les valeurs du coefficient de collision utilisées dans le modèle résultent d'une combinaison des valeurs calculées par Davis (1972), Jonas(1972), Klett and Davis (1973, Lin and Lee (1975), Schlamp et al.(1976) et Shafrir and Gal-Chen (1971). Cette combinaison a été proposée par Hall (1980).

1.8 Rupture des gouttes

La rupture des gouttes est traitée d'après Danielsen et al.(1972). La procédure est paramétrisée de telle façon qu'une rupture spontanée des gouttes plus larges que la taille maximale considérée ait lieu et que leur masse respective soit redistribuée instantanément dans les catégories de gouttelettes de taille inférieure. Le pourcentage de masse placée dans chaque catégorie est prédéterminé par des tableaux (Hall, 1980).

Le modèle dynamique qui sera couplé avec le modèle de nuage DESCAM-3D est le modèle méso-échelle tridimensionnel non hydrostatique et anélastique développé par Clark (1973) dont une brève description est donnée dans la section suivante.

1.9 Le modèle dynamique de Clark

1.9.1 Introduction générale

Le modèle dynamique qui sera couplé avec le modèle de nuage DESCAM-3D est le modèle 3D non hydrostatique et anélastique développé par Clark (1973). Il connaît depuis sa conception une constante évolution (Clark, 1979 ; Clark et al., 1996).

Les approximations

Le modèle de Clark est non hydrostatique et anélastique
non hydrostatique : en présence d'un nuage de type convectif, l'accélération verticale n'est pas négligeable devant le gradient vertical de pression. L'approximation

hydrostatique selon laquelle

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (1.48)$$

n'est pas applicable. Il s'en suit une expression modifiée de la quantité de mouvement.

anélastique : on considère que

- l'état thermodynamique réel de l'atmosphère s'écarte peu d'un état hydrostatique et adiabatique dit "état de référence".
- toutes les fréquences supérieures à la fréquence de Brunt-Väisälä sont filtrées, ce qui signifie que la formation d'ondes de type sonore est exclue.

1.9.2 Les équations du modèle

Les variables thermodynamiques sont exprimées selon la décomposition de Reynolds :

$\theta = \bar{\theta} + \theta'(z) + \theta''(x, t)$	température potentielle
$T = \bar{T}(z) + T'(z) + T''(x, t)$	température absolue
$P = \bar{P}(z) + P'(z) + P''(x, t)$	pression
$\rho = \bar{\rho}(z) + \rho'(z) + \rho''(x, t)$	densité
$q_v = \bar{q}_v(z) + q'_v(z) + q''_v(x, t)$	rapport de mélange en vapeur d'eau

Les termes $\bar{(\)}$ décrivent un état de référence de l'atmosphère en équilibre hydrostatique sec constant (c'est à dire $\frac{d \ln \theta}{dz} = cste$). Les termes $(\)'$ représentent les différences par rapport à l'environnement hydrostatique humide et enfin les termes $(\)''$ sont des termes explicites qui évoluent en temps et en espace.

En supposant que le poids du nuage et de la pluie exercée sur l'air ne soit pas négligeable on a les équations suivantes.

L'équation du mouvement s'écrit :

$$\bar{\rho} \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = -2\bar{\rho}\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \bar{\rho}\vec{\nabla} \frac{p''}{\bar{\rho}} + \vec{k}\bar{\rho}g \left(\frac{\theta''}{\bar{\theta}} + \epsilon q''_v - q_c - q_r \right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.49)$$

avec q_v , q_c , q_r les rapports de mélange en vapeur d'eau, eau nuageuse et eau de pluie.

$\epsilon = \frac{R_v}{R_d} - 1$ et R_v , R_d constantes des gaz pour l'air sec et humide.

τ_{ij} est le tenseur des contraintes décrivant les processus turbulents sous-maille.

On a $\tau_{ij} = \bar{\rho} K_m D_{ij}$ avec $D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$ avec δ_{ij} le tenseur de Kronecker et $\vec{V}(u_i, u_j, u_k)$.

Le coefficient de turbulence est défini par :

$K_m = \frac{c\Delta^2}{\sqrt{2}} def$ avec $def^2 = \sum_i \sum_j D_{ij}^2$, $\Delta = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3}$ est la longueur d'échelle turbulente caractéristique et c une constante.

L'équation de continuité anélastique est donnée par :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho} u_i = 0 \quad (1.50)$$

Enfin la **conservation de l'énergie et de la vapeur d'eau** mènent aux équations pour la température potentielle et le rapport de mélange en vapeur d'eau :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \theta + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j \cdot \theta) = \frac{L \theta}{C_p \bar{\theta}} \frac{\delta M}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} K_m \frac{\partial \theta}{\partial x_j}) \quad (1.51)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} q_v + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j \cdot q_v) = - \frac{\delta M}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} K_m \frac{\partial q_v}{\partial x_j}) \quad (1.52)$$

Ici $\frac{\delta M}{\delta t}$ est la masse de vapeur d'eau ($M = \rho q_v$) qui condense (ou d'eau liquide ($M = \rho q_L$) qui évapore) par unité de temps et L est la chaleur latente d'évaporation.

Chapitre 2

Etudes préliminaires à l'aide de DESCAM-0D et DESCAM-2D

Afin de déterminer quelles modifications du modèle à microphysique détaillée DESCAM pourront être prises en compte pour permettre son utilisation dans un cadre tridimensionnel, des études sur le cadre 0D (modèle parcelle d'air) et 2D sont effectuées.

L'aspect dynamique du modèle parcelle d'air est décrit par Flossmann et al. (1985) tandis que le modèle microphysique utilisé ici pour DESCAM-2D est présenté par Flossmann (1987) et Flossmann et al. (1985, 1987). Dans tout ce chapitre, les quatre variables microphysiques pronostiques sont encore utilisées dans le modèle (Equations 1.2 à 1.5). Dans un premier temps, quelques tests de fonctionnement à l'aide de DESCAM-0D sont réalisés pour mettre en évidence les processus microphysiques liés à la formation des gouttes. Ensuite, des modifications du nombre de classes des hydrométéores ainsi que des schémas numériques seront introduits et comparés avec les résultats du modèle initial afin de valider ces changements dans le cadre parcelle d'air et bidimensionnel.

Enfin, deux simulations (nuage observé pendant la campagne GATE (1974) et nuage convectif au dessus du relief des Cévennes) dans le cadre bidimensionnel avec la prise en compte des modifications de DESCAM-2D sont présentées et analysées en fin de chapitre.

2.1 Résultats avec le modèle de nuage en parcelle d'air : DESCAM-0D

2.1.1 Mise en évidence des processus microphysiques : quelques tests de fonctionnement

Dans le but de mieux comprendre les différents processus microphysiques mis en jeu lors de la formation de gouttelettes nuageuses, plusieurs simulations dans un cadre 0D (i.e. sur le modèle parcelle d'air) ont été réalisées. On regardera ainsi lors de ces simulations, l'influence sur les différentes variables pronostiques du modèle (f_d et g_{APd}) de la nature des aérosols (maritimes ou continentaux), de la collision coalescence (activée ou non) et de la prise en compte ou pas du processus dynamique d'entraînement lors de l'ascension de la parcelle d'air. Les équations dynamiques et thermodynamiques sont décrites dans Gérémy (1999).

Initialement, la parcelle d'air est supposée être une bulle d'air de rayon $R_0 = 350 \text{ m}$. Elle est lancée à une altitude initiale $z_0 = 1000 \text{ m}$ correspondant à la base du nuage. Elle monte ensuite verticalement dans l'atmosphère qui est décrite par le sondage de Lee et al. (1980). La vitesse initiale d'ascension est fixée à $U_0 = 1 \text{ m/s}$, valeur typique pour un nuage convectif. L'humidité relative au sein de la parcelle est supposée égale à $HR_0 = 99\%$. La densité des particules d'aérosols secs est supposée égale à $\rho_N = 2 \text{ g/cm}^3$. On choisit un pas de temps de 2 s et on simule l'évolution d'une parcelle d'air, assimilée dans ce cas à un nuage convectif, pendant 30 minutes.

Les spectres initiaux (maritime ou continental (Jaenicke (1988))) sont présentés en figure 2.1, et l'ensemble des résultats pour ces tests de fonctionnement sont présentés sur les figures 2.2 à 2.5.

A partir du moment où le nuage se forme sur un spectre initial de particules d'aérosol, il commence à évoluer. Les gouttelettes qui se forment initialement continuent de grossir par diffusion de vapeur d'eau. Mais la croissance des gouttelettes par ce seul mécanisme n'est pas suffisante pour conduire à la formation de gouttes de pluie dans le nuage. Les seuls mécanismes capables d'expliquer la production de pluie dans les nuages convectifs chauds sont les processus de collision et coalescence entre les gouttelettes (Pruppacher et Klett, 1997). On voit bien ce résultat en comparant les figures 2.2 et 2.3. Figure 2.2 sont présentés les spectres issus de la simulation avec les aérosols de type maritime et le schéma de collision-coalescence de Berry-Reinhardt et en figure 2.3 ceux issus de la simulation avec des aérosols de type maritime mais sans schéma de collision-coalescence. Nous constatons que la condensation seule de vapeur d'eau (figure 2.3) produit un déplacement du spectre de gouttelettes, en augmentant leur taille, mais ce pro-

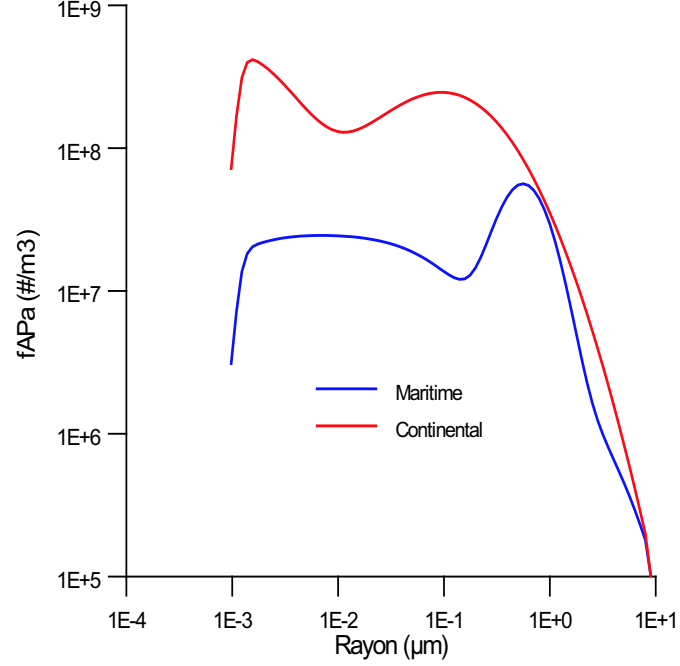


FIG. 2.1 – Spectres initiaux de particules d'aérosols secs d'origine maritime et continentale pour les simulations avec le modèle DESCAM-0D dans le cadre parcelle d'air

cessus est insuffisant pour générer des gouttes de précipitation comme en figure 2.2.

Figure 2.4 sont présentés les spectres issus de la simulation avec des aérosols de type continentaux. La comparaison des figures 2.2 et 2.4 montre qu'en présence d'aérosols de type continental, de concentration plus importante et de rayon moyen plus petit (figure 2.1), le déplacement du spectre des gouttelettes se fait beaucoup plus lentement et de façon beaucoup moins prononcée. Ceci est dû au processus d'autoconversion, à l'origine de la formation des premières gouttes de pluie. Pour de fortes concentrations en aérosols, l'humidité relative ambiante doit être partagée entre tous les aérosols. Au final, chaque particule recevra donc moins de vapeur d'eau que pour des concentrations plus faibles et donc grossira moins vite.

De même, la prise en compte du processus dynamique d'entraînement lors de l'ascension de la parcelle d'air ralentit le déplacement des spectres vers les plus grandes tailles comme on le voit en figure 2.5 où sont présentés les spectres issus de la simulation avec des aérosols de type maritimes avec la prise en compte du processus dynamique d'entraînement. La prise en compte de l'entraînement

permet l'arrivée de nouveaux aérosols interstitiels provenant de l'air non nuageux extérieur à la parcelle. Ainsi, la croissance des particules par diffusion de vapeur d'eau est freinée et retarde donc la croissance des spectres.

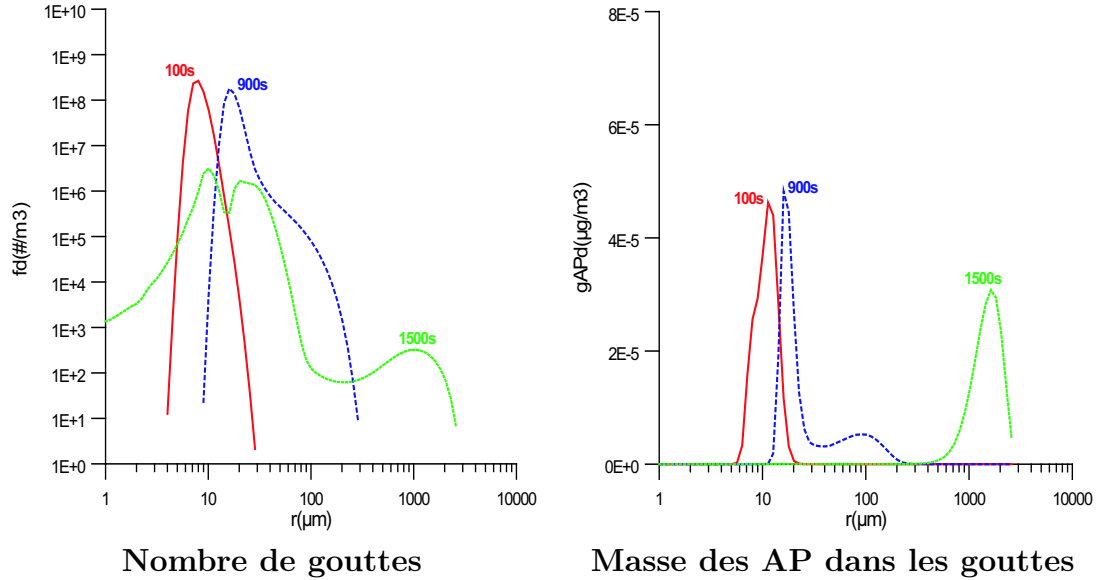


FIG. 2.2 – Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime et le schéma de collision-coalescence de Berry-Reinhardt

2.1.2 Etude préalable avec DESCAM-0D pour le choix de la résolution et des schémas numériques

Afin de permettre le développement et l'utilisation du modèle à microphysique détaillé DESCAM dans sa version tridimensionnelle, il est nécessaire de le modifier afin de le rendre moins "coûteux" en temps de calcul. Deux possibilités sont ici présentées. Dans un premier temps, le schéma numérique de collision-coalescence des gouttes de Bott (1998), plus rapide en temps de calcul, est implémenté dans le modèle et remplace celui de Berry-Reinhardt (1974). Dans un second temps, la réduction de la résolution des spectres des variables microphysiques (i.e. la réduction du nombre de classes pour la discrétisation des distributions) est aussi envisagée. Pour chacune de ces modifications, des tests de validation sont effectués à l'aide du modèle DESCAM-0D dans le cadre de la parcelle d'air. Les conditions initiales de simulation sont les mêmes que celles décrites dans la section précédente avec un spectre initial de particules d'aérosol de type maritime.

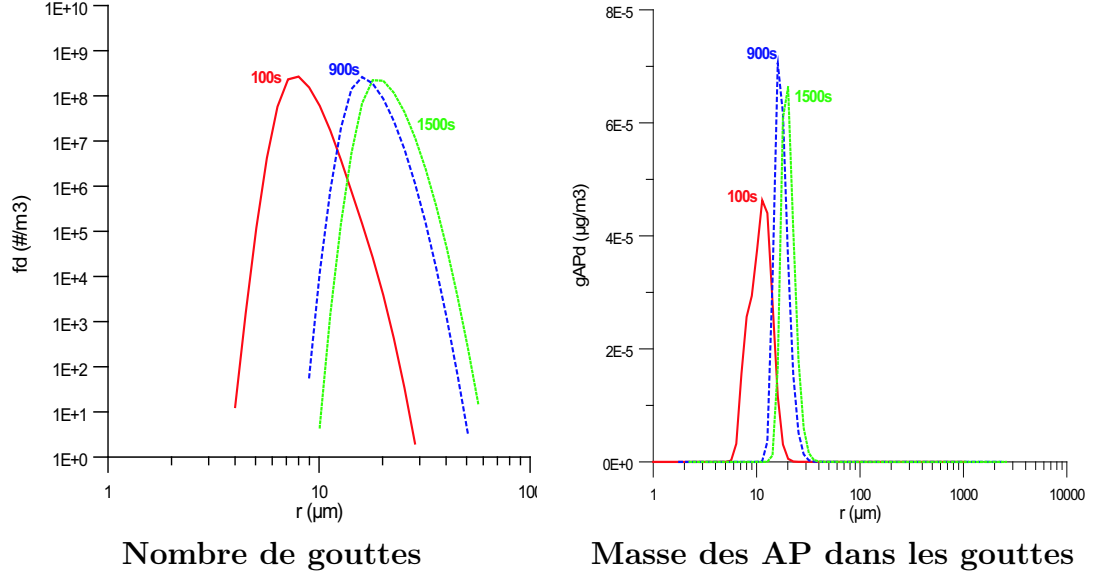


FIG. 2.3 – Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime sans collision-coalescence

2.1.2.1 Comparaison collision-coalescence Bott/Berry-Reinhardt

On a vu dans la section précédente que le processus de collision-coalescence des gouttes est un processus incontournable pour pouvoir faire croître davantage la taille des gouttelettes. Ce processus est décrit analytiquement par l'équation stochastique de collection. Cette équation est non linéaire et plusieurs méthodes numériques ont été employées pour la résoudre dans le cadre de la coalescence.

Une des solutions les plus utilisées dans les modèles de microphysique, actuellement, est celle développée par Berry et Reinhardt (1974). Dans cette approche, l'équation stochastique de collection (ESC) est résolue à des points discrets du spectre des gouttes. Si nécessaire, des polynômes Lagrangiens d'ordre élevé sont utilisés pour interpoler le spectre des gouttes en quelques points intermédiaires. Tel qu'il est construit, le schéma de Berry et Reinhardt ne conserve pas correctement la masse d'eau pour de faibles discrétisations des distributions et est surtout très lourd en temps de calcul. Ce sont deux désavantages majeurs à l'implémentation de ce schéma dans un modèle dynamique de nuage à microphysique détaillée.

C'est pour éviter ces désavantages que Bott (1998) propose une nouvelle méthode de flux pour résoudre numériquement l'ESC. Cette méthode conserve mieux la masse et est très efficace en temps de calcul. Ce schéma est détaillé en Annexe B.

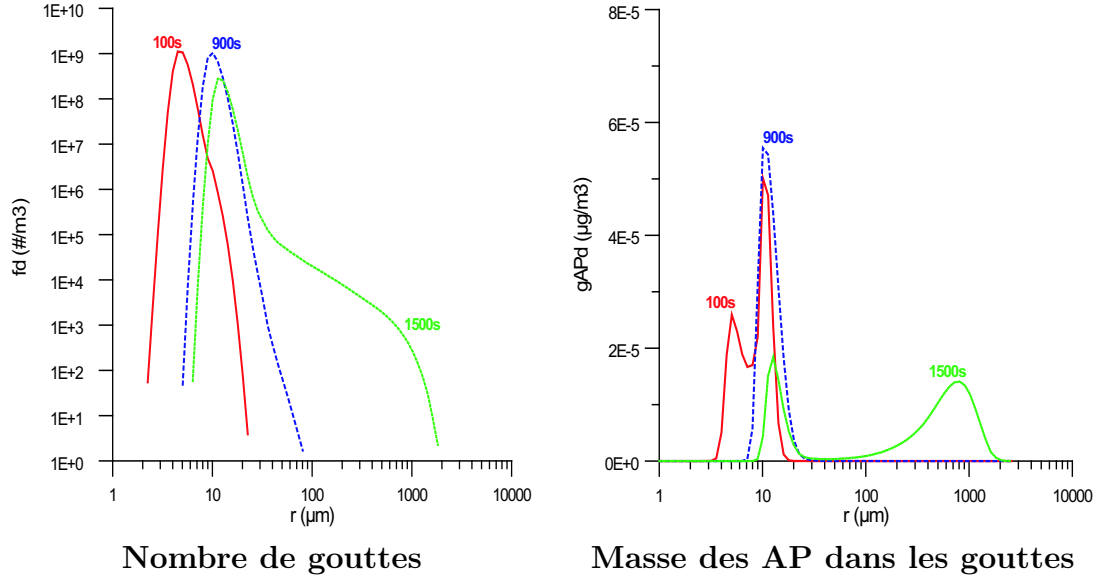


FIG. 2.4 – Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type continental

Le schéma de collision-coalescence des gouttes de Bott a donc été implémenté dans le modèle DESCAM-0D et on compare en figures 2.2 et 2.6 les spectres des différentes variables pronostiques (f_d et g_{APd}) trouvés avec les deux différents schémas. On note une bonne correspondance avec cependant un léger retard pour les spectres issus du schéma de Bott. Alors que le maximum du spectre des gouttes de pluie est avancé jusqu'à environ 1 mm après 1500 s d'intégration en appliquant le schéma de Berry-Reinhardt (figure 2.2 gauche), celui pour le schéma de Bott (figure 2.6 gauche) n'atteint que 0,7 mm. Cet effet est aussi visible pour la redistribution de la masse des particules d'aérosol dans les gouttes g_{APd} , présentée en figures 2.2 et 2.6 b).

2.1.2.2 Réduction du nombre de variables : modification de la résolution des distributions

Afin de réduire le temps de calcul dans le modèle tridimensionnel, une des solutions choisie préalablement est la réduction du nombre de variables, c'est à dire la réduction du nombre de classes des hydrométéores. La discrétisation des spectres dimensionnels de gouttelettes et de particules d'aérosol est réalisée comme décrite ci après.

Lors de l'utilisation de DESCAM-0D ou de DESCAM-2D, les spectres des gouttelettes et des particules d'aérosols sont dans nos simulations de référence discrétisés

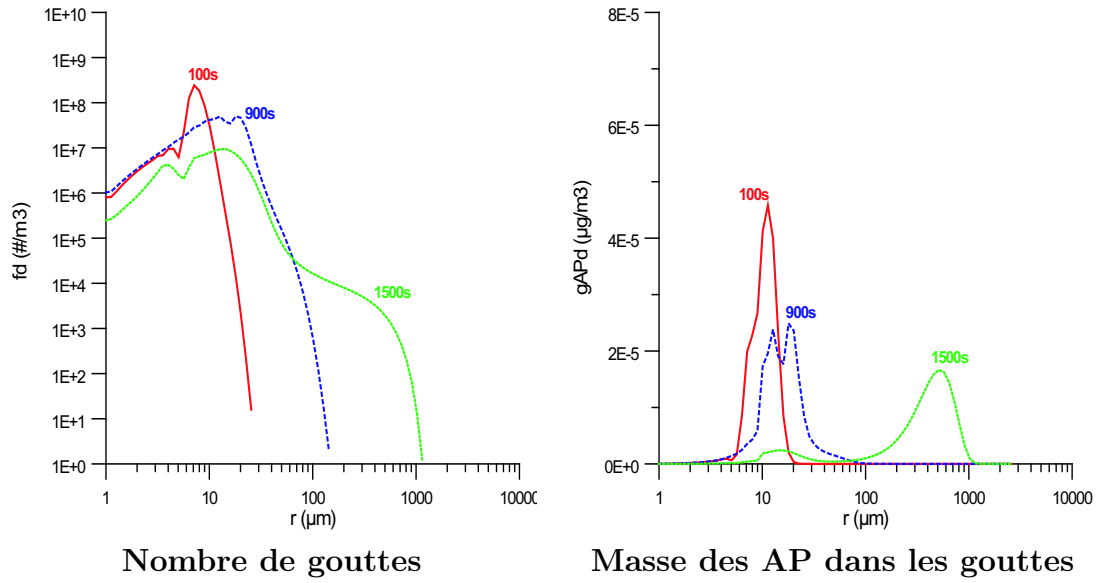


FIG. 2.5 – Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime avec entrainement

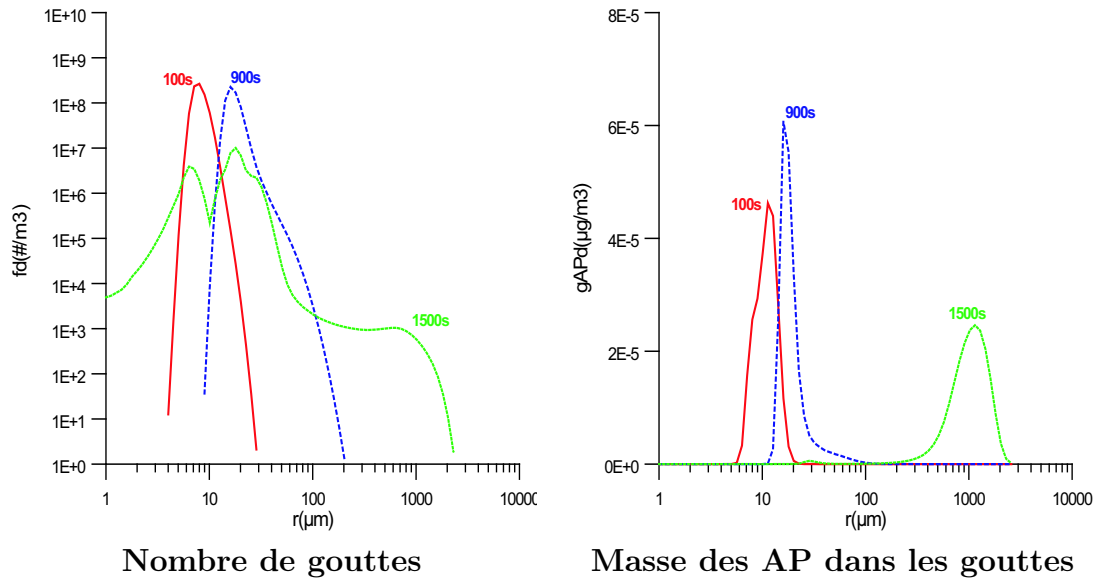


FIG. 2.6 – Spectres issus d'une simulation avec des aérosols de type maritime et le schéma de collision-coalescence de Bott

respectivement en 57 et 81 catégories. La discrétisation, d'une façon générale, se fait en mode logarithmique d'après Berry et Reinhardt (1974), selon laquelle la maille de la grille est constante et la masse est doublée toutes les JRS catégories, où JRS est appelé le paramètre de résolution (voir figure 1.2). Dans les cas de simulation de référence, JRS est choisi à 2, donc la masse est doublée toute les 2 classes.

Le rayon de la catégorie j des gouttes est donné par :

$$a(j) = a(1)2^{\frac{j-1}{3*JRS}} = a(1)2^{\frac{j-1}{6}} \quad (2.1)$$

où $a(1) = 4\mu m$ est le rayon minimal du spectre de gouttelettes.

Le spectre d'aérosols est discrétisé de la même façon, avec KRS le paramètre de résolution pour la discrétisation des spectres d'aérosols. De même, dans le cadre de la parcelle d'air et dans les cas d'étude de référence avec une dynamique bidimensionnelle, on a choisi KRS à 2.

Ainsi, le rayon de la classe k du spectre d'aérosols est donné par :

$$r(k) = r(1)2^{\frac{k-1}{3*KRS}} = r(1)2^{\frac{k-1}{6}} \quad (2.2)$$

où $r(1) \simeq 10^{-3}\mu m$.

Lorsque JRS et KRS sont choisis identiques (par exemple ici $KRS=JRS=2$), la largeur des catégories de gouttelettes et de particules d'aérosols est la même :

$$\Delta \ln a = \Delta \ln r = \frac{\ln 2}{6} \quad (2.3)$$

Afin de réduire le temps de calcul du modèle tridimensionnel, on décide aussi alors de réduire le nombre de variables microphysiques à traiter. Pour cela on réduit le paramètre de résolution JRS et on considère dorénavant une discrétisation en 30 classes pour les aérosols interstitiels et 30 classes pour les gouttes avec des paramètres de résolution $JRS = KRS = 1$ au lieu de respectivement 81 et 57 et $JRS = KRS = 2$ dans les cas de référence. Ainsi, pour ce cas d'étude, le spectre d'aérosols considère des rayons entre $0.004922 \mu m$ et $4 \mu m$ et le spectre des gouttelettes entre $4 \mu m$ et $3251 \mu m$.

Ceci a aussi pour effet de réduire la résolution des spectres, voilà pourquoi cette étude a été menée. Nous voulons être sûr que cette réduction du nombre de classes des hydrométéores ne modifiera pas trop les spectres simulés et que ces derniers seront encore utilisables pour servir comme référence pour les modèles de type "bulk".

Nous pourrons alors, selon le cas d'étude et la gamme de rayons de gouttelettes

à considérer, choisir de prendre un $JRS=1$ pour une gamme de rayons plus large mais une discrétisation plus faible (nuage avec présence de gouttes précipitantes i.e. vers les rayons de grandes tailles) ou un $JRS = 2$ pour une gamme de rayons restreinte mais bien discrétisée (par exemple pour l'étude d'un nuage non précipitant). On compare ici l'ensemble de nos résultats avec les résultats du modèle initial, dit de référence, DESCAM-0D contenant les schémas numériques de Berry-Reinhardt (collision-coalescence) et de Smolarkiewicz (croissance par advection) et avec $JRS = 2$.

La figure 2.7 a) présente les spectres simulés avec DESCAM-0D et $JRS = 1$ (trait plein) ainsi que les spectres simulés avec le modèle de référence avec $JRS = 2$ (traits en pointillés). On remarque, comme cela était attendu, que la diminution du nombre de classes d'hydrométéores détériore l'allure générale des spectres dimensionnels qui sont donc modifiés. Le déclenchement de la pluie est plus rapide, ce qui est un effet connu pour le schéma de Berry et Reinhardt lorsque la résolution des spectres est trop faible.

Ensuite, on modifie le schéma numérique de collision-coalescence (Bott (1998)). En figure 2.7 b) sont présentées les distributions dimensionnelles de gouttes issues de la simulation avec $JRS = 1$ et le schéma de collision-coalescence de Bott (traits pleins). Malgré la réduction de la résolution, les spectres de pluie sont bien retrouvés.

Enfin, on remplace également le schéma d'advection pour le traitement de la condensation/évaporation des gouttelettes de Smolarkiewicz (1984) par celui de Bott (1988). En figure 2.7 c), est présentée la simulation comprenant toutes les modifications prévues pour le modèle tridimensionnel ($JRS=1$ avec une discrétisation en 30 classes pour chacune des variables microphysiques, schéma d'advection de Bott et schéma de collision-coalescence de Bott) et on compare à nouveau avec la simulation de référence. Cette fois-ci, l'allure générale des spectres est mieux respectée. On constate cependant un léger retard dans la croissance des gouttes. Cet effet provient du schéma de Smolarkiewicz qui, étant un schéma d'ordre 2, surestime un peu la croissance des gouttes par rapport à celui de Bott qui est d'ordre 4.

Même si des différences sont évidemment présentes du fait de la perte de précision, la réduction du nombre de classes combinée aux nouveaux schémas numériques testés permet une description assez fiable pendant une intégration de longue durée. On pourra donc envisager cette méthode (réduction du nombre de variables et amélioration des schémas numériques) lors du développement du modèle tridimensionnel de microphysique détaillée.

Une validation de ces modifications dans le cadre dynamique bidimensionnel, avec DESCAM-2D, est présentée dans la section suivante.

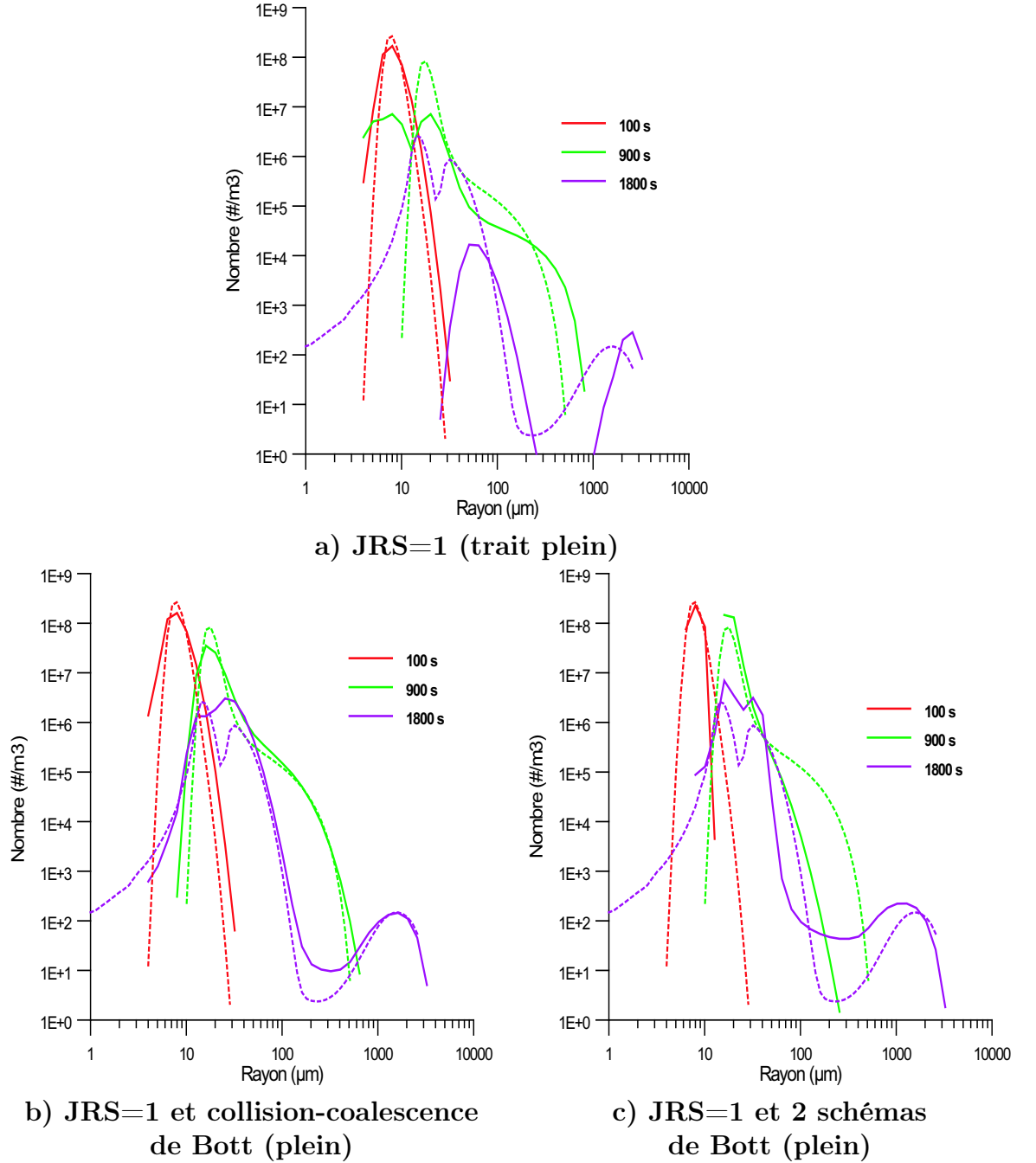


FIG. 2.7 – Comparaison de la fonction de distribution spectrale du nombre de gouttelettes en fonction du temps, du paramètre de résolution JRS et des schémas numériques envisagés (simulations de référence avec $\text{JRS}=2$ en pointillés)

2.2 Résultats de DESCAM-2D

Dans cette section, des résultats issus du modèle DESCAM-2D dans le cadre dynamique bidimensionnel sont présentés. Dans un premier temps, des tests sont effectués sur la campagne GATE (1974) étudiée par Flossmann(1990) afin de valider, comme cela a été fait dans le cadre dynamique de la parcelle d'air avec DESCAM-0D, les modifications qui seront prises en compte pour le développement de DESCAM-3D (modifications des schémas numériques).

Ensuite, ce modèle de nuage modifié sera utilisé pour un cas de simulation. La prise en compte d'un relief et de coordonnées verticales non équidistantes est introduite dans le modèle DESCAM-2D. Alors, une simulation idéalisée sur le relief des Cévennes est analysée afin de valider cette prise en compte et aussi de comprendre l'impact de la concentration initiale en aérosol sur les spectres de gouttelettes nuageuses et de gouttes de pluie.

2.2.1 La campagne GATE (1974)

2.2.1.1 Initialisation du modèle

Afin d'étudier l'impact du changement des schémas numériques sur les résultats du modèle bidimensionnel, on essaie de retrouver les résultats de la campagne GATE (1974) de Flossmann (1990). On se place dans les mêmes conditions d'initialisation (même profil vertical initial, même distribution d'aérosols maritimes secs initiaux, même déclenchement de la convection). En effet, le modèle dynamique a été initialisé avec le sondage vertical du 18 Septembre 1974 issu de la campagne GATE à 12GMT. Un vent de sud est imposé en dessous de 2km et au dessus de 6km d'altitude et un vent de nord est imposé entre ces altitudes. Le spectre initial de particules d'aérosol est supposé être de type maritime et est décrit comme la superposition de trois distributions lognormales comme proposé par Jaenicke (1988). Dans le but de simplifier les calculs, la densité des AP est choisie à $\rho_{AP} = 2g/cm^3$. Le modèle couvre un domaine de 20 km sur 10 km d'altitude. La discrétisation spatiale est de $\Delta z = 200m$ et $\Delta x = 400m$ et le domaine de simulation comporte donc 52 par 52 points de grille. Le pas de temps est choisi à $\Delta t = 5s$.

Pour l'ensemble des simulations qui suivent, les résultats sont très semblables (voir figures 2.8 à 2.10). Ce qui nous importait également ici était de comparer les temps de calcul en vue d'un choix raisonnable des méthodes numériques pour la conception du modèle tridimensionnel.

2.2.1.2 Comparaison des schémas numériques de collision coalescence de Bott et Berry-Reinhardt

Figure 2.8 sont présentés les rapports de mélange en eau totale à différents instants de simulation issus des simulations réalisées avec le schéma d'advection de Smolarkievicz et le schéma de collision-coalescence de Berry et Reinhardt. Comme décrit dans Flossmann (1990), les flux de chaleur latente et sensible forcent l'air à s'élever et après environ 30 minutes de simulation un nuage s'est formé à $y = 11km$ et atteint une altitude d'environ $3km$. Pendant la simulation, le nuage se déplace légèrement horizontalement jusqu'à environ $x = 15km$ au bout de 48 minutes de simulation. On peut voir sur la figure 2.8 qu'avec le temps, la principale cellule nuageuse grandit. Les petites gouttelettes ont grandi par condensation vers de plus grandes tailles et qu'enfin, le processus de collision-coalescence permet la formation de plus grandes gouttes qui commence à tomber vers le sol comme le montre la figure 2.8 à $t=48$ minutes. A cet instant de précipitations maximales, la pluie a atteint le sol. Ceci est en accord avec Flossmann (1990). Le schéma de collision-coalescence des gouttes de Bott (1998) a alors été introduit dans le modèle DESCAM-2D. Les résultats des simulations sont présentés en figure 2.9. Comme pour les simulations dans le cadre de la parcelle d'air, on note un assez bon accord avec la simulation de référence. Il existe cependant des différences notables. En effet, les figures 2.8 et 2.9 à $t=48$ min représentent les instants de plus fort taux de précipitations. On remarque en figure 2.9 qu'il y a moins de pluie qui atteint la surface. Ceci est dû aux spectres de pluie qui n'atteignent pas les grandes tailles de gouttelettes. En effet, comme on l'a vu avec les simulations issus de DESCAM-0D en figure 2.7 b), le schéma de collision-coalescence de Bott induit un léger retard dans la formation des gouttes de pluie. Ainsi, ces dernières restent plus petites. A cause des processus de mélange avec l'air non nuageux, ces gouttelettes évaporent donc plus facilement et ne peuvent atteindre de grandes tailles qui leur permettraient d'atteindre la surface. Les gouttes de pluie, trop petites, restent donc en altitude (figure 2.9).

Au niveau du temps de calcul, on s'aperçoit, contrairement à ce que l'on s'attendait, que le schéma de Bott n'est pas réellement beaucoup plus rapide que le schéma de Berry-Reinhardt. On peut penser que dans notre cas, le traitement des AP dans les gouttes, qui nécessite aussi un traitement particulier avec le schéma de Bott, augmente le temps de calcul (c'est comme si on appliquait deux fois le schéma de Bott alors que dans le traitement avec le schéma de Berry-Reinhardt le traitement des AP dans les gouttes se fait différemment). Cependant, comme on l'a expliqué, le schéma de Bott, contrairement à celui de Berry et Reinhardt conserve mieux la masse, ce qui n'est pas négligeable pour développer un modèle de nuage à microphysique détaillée. C'est pourquoi ce schéma sera quand même

choisi pour le modèle tridimensionnel.

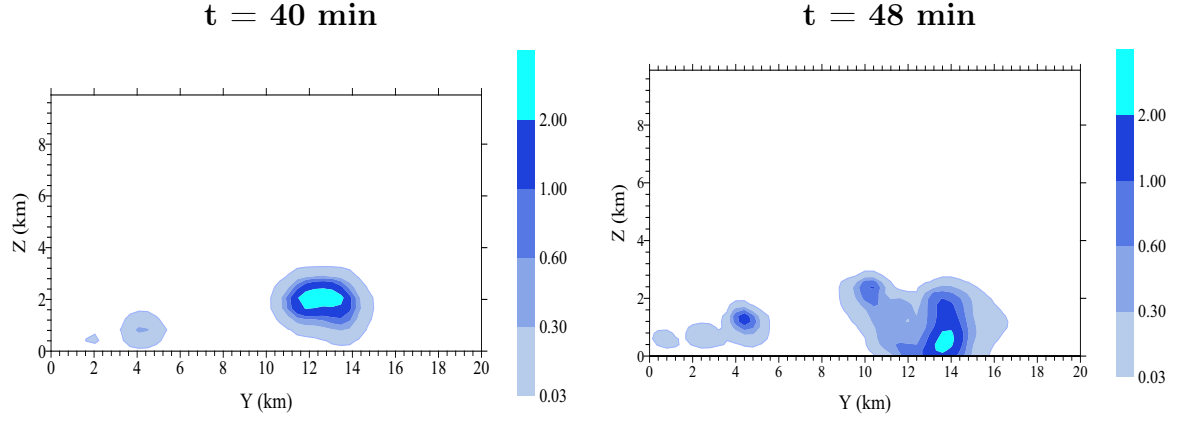


FIG. 2.8 – Rapport de mélange en eau totale (g/kg) à différents instants de la simulation pour le schéma de collision-coalescence de Berry-Reinhardt, le schéma d’advection de Smolarkiewicz.

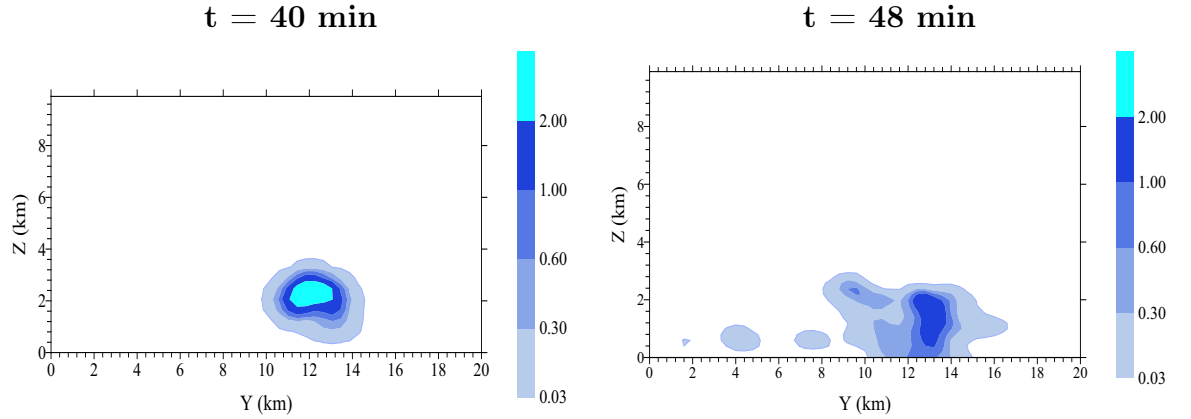


FIG. 2.9 – Rapport de mélange en eau totale (g/kg) à différents instants de la simulation pour le schéma de collision-coalescence de Bott, le schéma d’advection de Smolarkiewicz.

2.2.1.3 Comparaison des schémas numériques d’advection pour le traitement de la croissance des gouttes de Bott et Smolarkiewicz

De même, on compare alors, avec le schéma de collision-coalescence de Berry-Reinhardt, la modification du schéma numérique pour résoudre l’équation de

croissance des gouttes sur le champ nuageux à différents instants de simulation. Les résultats des simulations issus avec le nouveau schéma d'advection sont présentés en figure 2.10. Dans ce cas, on voit au bout de 50 minutes de simulation que le nuage formé n'a pas encore atteint le sol et qu'il n'y a pas encore de pluie. Il faut attendre 51 min (figure 2.10 droite) pour que les gouttes de pluie atteignent le sol. Cet instant correspond également à l'instant de plus fort flux de précipitations à la surface. Le schéma de croissance par condensation de Bott induit donc un retard dans la formation des gouttes de pluie par rapport au schéma de Smolarkiewicz. Comme on l'a vu pour les simulations issus de DESCAM-0D (figure 2.7), le schéma de Smolarkiewicz, d'ordre 2, surestime un peu la croissance des gouttelettes. Le schéma de croissance par condensation de Bott, d'ordre 4, ne permet pas la formation rapide de gouttes dont le rayon se situe entre 20 et 30 μm . Ainsi, comme la croissance est retardée, le déclenchement du processus de collision-coalescence est freiné et ne permet pas la formation de grandes gouttes de pluie.

Au niveau des temps de calcul, on s'aperçoit ici que les procédures consacrées au traitement de l'advection selon Bott sont bien plus rapides que celles de Smolarkiewicz. De plus, comme expliqué en Annexe C, ce schéma est plus précis que celui de Smolarkiewicz. On préférera donc le schéma d'advection de Bott pour la conception du modèle 3D.

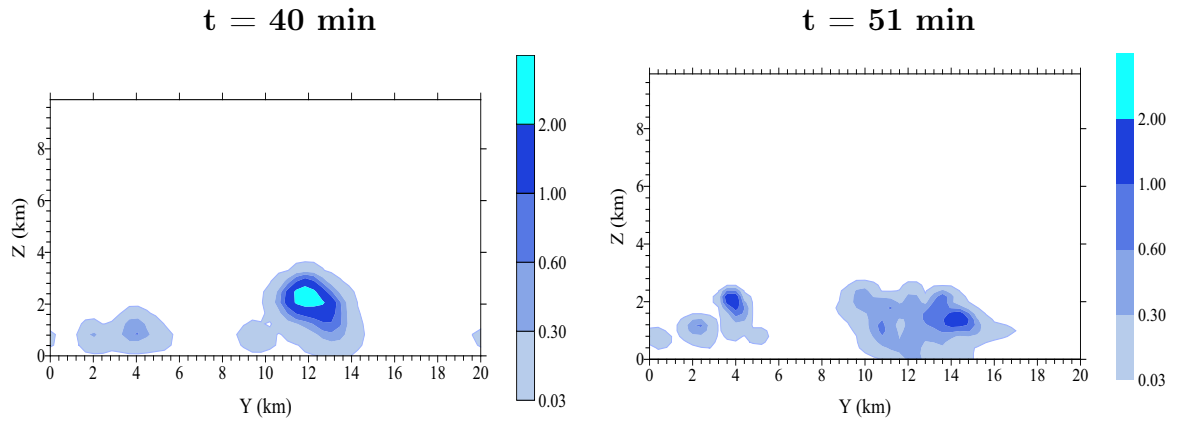


FIG. 2.10 – Rapport de mélange en eau totale (g/kg) à différents instants de la simulation pour le schéma d'advection de Bott, le schéma de collision-coalescence de Berry et Reinhardt.

Dans le but de valider les modifications qui seront effectuées dans le cadre tridimensionnel, des simulations avec DESCAM-2D ont été réalisées dans le cadre de la campagne GATE (1974). En vue d'une amélioration des schémas numériques, les schémas de croissance par advection de Bott et par collision-coalescence de

Bott ont été implémentés dans le modèle et montrent un bon accord avec les résultats issus de la simulation de référence. Ces simulations montrent également que le traitement numérique de la solution de l'équation de croissance par condensation des gouttelettes est plus important que celui de la collision-coalescence puisqu'il détermine dans quelles mesures le processus de collision-coalescence de gouttes pourra ou non entrer en jeu.

Dans l'optique du développement du modèle de nuage chaud à microphysique détaillée DESCAM-3D, nous pourrons ainsi, aux vues des conclusions des études menées à l'aide du modèle DESCAM dans le cadre dynamique de la parcelle d'air et dans le cadre dynamique bidimensionnel, procéder à ces changements. Ainsi, le schéma numérique de croissance par advection de Smolarkiewicz (1984) sera remplacé par le schéma de Bott (1988) et celui de croissance des gouttelettes par collision et coalescence de Berry et Reinhardt (1974) remplacé par celui de Bott (1998). De la même façon, afin de réduire le nombre de variables du modèle et ainsi de diminuer le temps de calcul, le paramètre de résolution JRS pourra être modifié. Comme expliqué précédemment, nous pourrons, selon le cas d'étude et la gamme de rayons de gouttelettes à considérer, choisir de prendre un $JRS=1$ pour une gamme de rayons plus large mais une discrétisation plus faible (nuage avec présence de gouttes précipitantes i.e. vers les rayons de grandes tailles) ou un $JRS=2$ pour un gamme de rayons restreinte mais bien discrétisée (par exemple pour l'étude d'un nuage non précipitant).

2.2.2 Cas idéal : Simulation 2D d'un nuage convectif chaud au dessus du relief des Cévennes

Dans un premier temps, le modèle de nuage DESCAM-2D a été adapté afin qu'il puisse prendre en compte un relief donné et des coordonnées verticales non équidistantes. Ces modifications du code source ayant été faites, une évaluation dans le cadre du relief des Cévennes est réalisée, en même temps qu'une étude de sensibilité sur la concentration initiale de particules d'aérosol dans l'atmosphère.

D'une façon générale, il existe une très forte corrélation entre la répartition des massifs montagneux et celle des précipitations. Le relief exerce un rôle important sur la distribution spatiale et l'intensité de la pluie. En effet, les montagnes imposent des déplacements verticaux qui entraînent alors des successions de mouvements ascendants et descendants. Si l'air est suffisamment humide, l'ascension forcée de la masse d'air entraîne la formation des nuages voire des précipitations. Dans cette étude, les conditions de flux atmosphériques sont idéalisées. Ainsi, la production de pluie se fait uniquement par soulèvement orographique. Pour cette étude, le relief des Cévennes est choisi pour des raisons météorologiques et hydrologiques. Cette région correspond d'un point de vue climatique à une zone

où la pluviométrie est très importante. En automne, la région des Cévennes est fréquemment exposée à des remontées d'air méditerranéen chaud et humide et subit des épisodes de précipitations intenses pouvant occasionner des inondations. Le risque hydrologique associé à ces pluies cévenoles est donc très important.

Afin de mieux comprendre les mécanismes microphysiques existants et afin de comparer les résultats obtenus avec des schémas de microphysique de type "bulk" (par exemple dans Leporini, 2001), des simulations sont réalisées sur le relief des Cévennes dans un cadre dynamique, dans un premier temps, bidimensionnel.

2.2.2.1 Conditions initiales

Comme les épisodes de précipitations dans cette région sont souvent dus à des remontées d'air chaud et humide provenant de la Mer Méditerranée, on peut supposer que les particules d'aérosols présentes sont de type maritimes. Ainsi, on choisit d'initialiser les aérosols secs avec la distribution de Hoppel et al. (1990) dont on fera varier les concentrations de chaque mode (figure 2.11) en doublant puis triplant les concentrations initiales afin de voir l'impact de cette augmentation sur l'évolution du nuage et des précipitations comme cela a été réalisé par Leporini (2001). Les champs dynamiques sont initialisés idéalement comme dans Leporini (2001) : vent horizontal monodirectionnel de 15 m/s venant du sud et une humidité relative fixée initialement à 80% sur toute l'épaisseur de la couche atmosphérique (pour une illustration des profils verticaux, on pourra voir la figure 3.3 du chapitre suivant dans lequel les conditions de simulation sont semblables mais élargies à un cadre tridimensionnel).

Les caractéristiques numériques du modèle pour ces simulations sont présentées dans le tableau 3.1.

Δt	Δx	Δz	NX	NZ
5 s	1 km	100 m	130 points	50 points

TAB. 2.1 – *Caractéristiques numériques bidimensionnelles des simulations sur les Cévennes*

Le paramètre de résolution est fixé à JRS=2. Ainsi, les distributions de particules d'aérosols sont discrétisées en 81 classes et celles des gouttes en 57 classes. Le rayon minimum des gouttelettes dans cette gamme de rayons est choisi à $r_{min} = 4\mu m$.

2.2.2.2 Résultats

La figure 2.12 représente le rapport de mélange en eau nuageuse au bout d'une heure de simulation. Des cellules nuageuses convectives se forment sur les

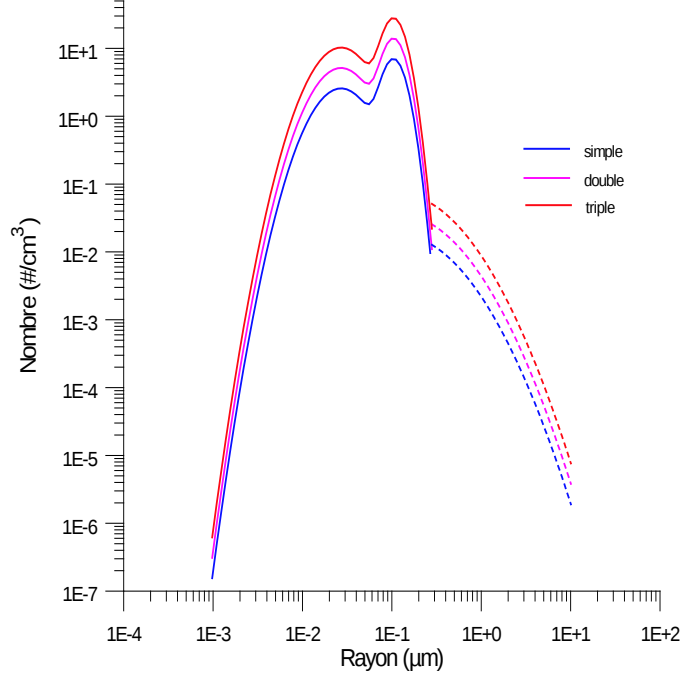


FIG. 2.11 – Spectres dimensionnels d’aérosols secs de Hoppel et al. (1990) (variation de la concentration) pour l’initialisation de la simulation idéale sur les Cévennes.

contreforts du relief jusqu’à une altitude d’environ 8km mais les maxima ne sont pas très forts pour une simulation de précipitations intenses sur le relief des Cévennes. Néanmoins, l’introduction de la prise en compte du relief dans le modèle DESCAM-2D permet de simuler correctement des nuages de type orographique.

Pour permettre l’analyse des spectres des gouttelettes, nous moyennons les spectres à un niveau vertical donné en chaque point de grille où il y a présence de nuage ($LWC > 0.1 \text{ g/m}^3$). La figure 2.13 représente ainsi les spectres dimensionnels de gouttelettes moyennés à une altitude d’environ 2,8 km pour les trois différentes concentrations initiales en aérosols (simple, double et triple) et pour deux instants de simulations (60 min et 75 min).

A 60 min d’intégration, quelque soit la simulation, le spectre s’élargit, ce qui montre qu’à cet instant, le processus de collision et coalescence devient efficace et commence à former des gouttes de tailles plus grandes. Cependant, des différences dans les distributions dimensionnelles de gouttes apparaissent en fonction de la concentration initiale en particules. On remarque qu’au plus la concentration en AP est importante, au plus le processus de collision et coalescence est ralenti. Cet effet est bien visible en figure 2.13 pour les courbes à $t=60$ min où on remarque

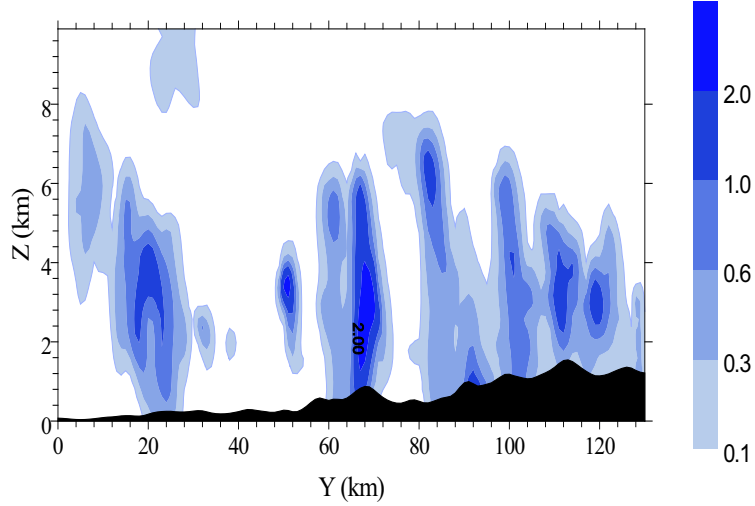


FIG. 2.12 – Coupe horizontale du rapport de mélange en eau nuageuse (g/kg) pour la simulation idéale sur les Cévennes à $t=60$ min de simulation.

que moins de gouttes de grandes tailles sont formées au fur et à mesure que la concentration en AP augmente. On voit également pour les plus petits rayons (gouttelettes nuageuses) que l'augmentation de cette concentration induit des gouttelettes nuageuses plus petites et plus nombreuses. En effet, la formation de gouttelettes nuageuses autour de 20 à 30 μm , responsables du déclenchement du processus de collision-coalescence, n'est bien visible que pour la simulation issue d'une concentration simple en particules d'aérosols.

A 75 minutes de simulation (figure 2.13, courbes en pointillés), on observe la présence de gouttes précipitantes. C'est l'instant de plus fort flux de précipitations. Ces précipitations semblent être d'une durée assez courte puisque après environ 90 minutes de simulation les précipitations cessent. A 75 min d'intégration, pour les gouttes entre 30 et 300 μm , on remarque que l'augmentation de la concentration en AP produit moins de gouttes précipitantes, à cause du retard dans le déclenchement du processus de collision-coalescence. Cependant, pour les gouttes simulées de rayon supérieur à 300 μm , cette observation n'est plus valide. On peut supposer qu'à cause du retard initié quelques minutes avant, les évolutions des précipitations pour les différents cas sont différentes. Ainsi, par exemple, la simulation issue avec une concentration simple en AP est plus avancée que les deux autres. On peut donc supposer que les grandes gouttes précipitantes, moins nombreuses pour cette simulation à $t = 75$ minutes en figure 2.13 ont déjà dû précipiter.

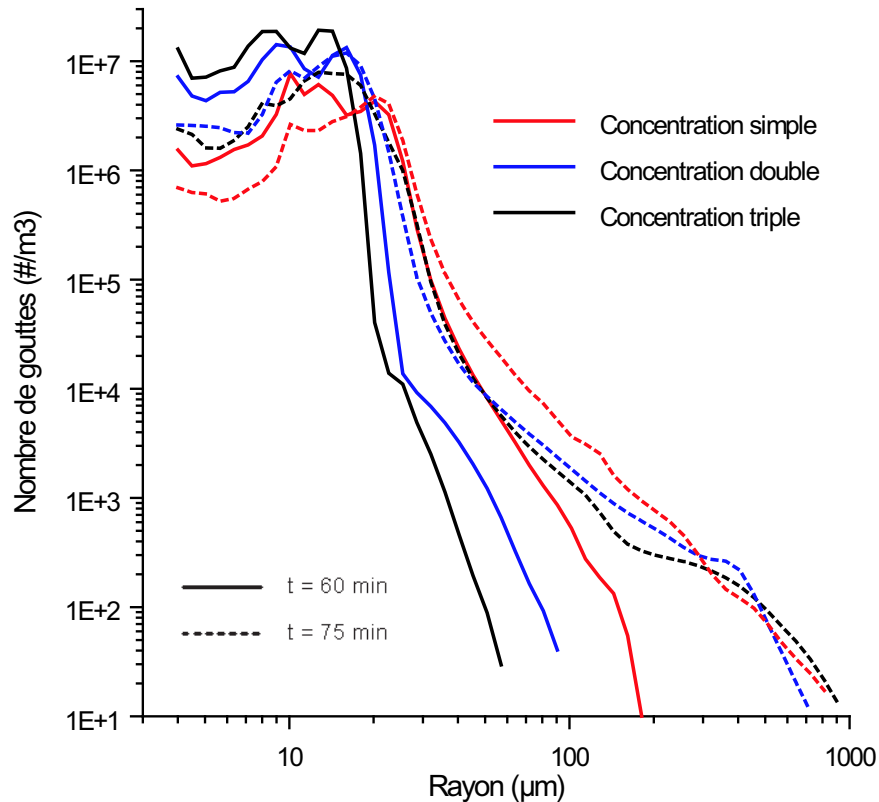


FIG. 2.13 – *Spectres dimensionnels de gouttelettes pour les différentes concentrations initiales en particules d'aérosol secs (couleurs), au bout de 60 minutes d'intégration (traits pleins) et de 75 minutes d'intégration (pointillés) pour la simulation idéalisée bidimensionnelle sur les Cévennes.*

Bien que les résultats du modèle DESCAM-2D pour les simulations sur le relief des Cévennes soient très satisfaisants, il est nécessaire d'avoir des simulations tridimensionnelles pour avoir une meilleure représentation et caractérisation physique des précipitations convectives. Les champs bidimensionnels (comme présentés en figure 2.12) ne peuvent pas s'y substituer car une hétérogénéité, dans la troisième direction manquante, existe et joue un rôle important dans la formation et l'évolution dynamique des nuages convectifs. En effet, Stevens et al. (1998) ont montré que "le couplage de modèle parcelle d'air (0D) et bidimensionnel (2D)

avec des représentations détaillées des spectres de gouttes" induit des problèmes dynamiques et ainsi, des résultats pouvant être biaisés sur la structure microphysique de nuages simulés. D'où l'intérêt, une nouvelle fois montré ici, de développer un modèle de nuage chaud tridimensionnel à microphysique détaillée, bien que les résultats de DESCAM en 0D et en 2D soient très satisfaisants et répondent déjà amplement à certains types d'études et de problèmes. Le chapitre suivant est dédié à l'étude de simulations idéalisées (semblables à celles présentées dans ce chapitre dans un cadre bidimensionnel) de nuages convectifs au dessus du relief des Cévennes dans un cadre tridimensionnel.

2.2.3 Conclusions

Dans ce chapitre, le modèle de nuage chaud à microphysique détaillée DESCAM a été utilisé dans le cadre de la parcelle d'air et dans le cadre dynamique bidimensionnel. Des modifications liées à l'amélioration des schémas numériques de croissance des gouttelettes par advection et par collision coalescence sont introduits dans le modèle et sont testés avec ces deux versions du modèle DESCAM. Les résultats montrent un bon accord avec les simulations de référence. De même, des tests de validation liés à la réduction du nombre de variables qui sera faite lors du développement du modèle tridimensionnel ont été réalisés et sont cohérents avec les résultats de référence. L'ensemble de ces modifications sera donc envisagé pour DESCAM-3D. Enfin, le modèle DESCAM-2D a été complété afin de pouvoir prendre en compte un relief. Afin de valider cette modification, une simulation bidimensionnelle d'un nuage convectif au dessus du relief des Cévennes en France a été réalisée. Les résultats de cette simulation, ainsi que ceux issus du test de sensibilité au spectre initial en particules d'aérosol, sont satisfaisants. Cependant, ces simulations montrent également l'intérêt de développer un modèle de nuage chaud à microphysique détaillée dans un cadre tridimensionnel pour une meilleure représentativité et caractérisation de la dynamique et de la microphysique des nuages. Ce modèle, DESCAM-3D, et les résultats qui en sont issus, sont présentés dans les deux chapitres suivants.

Chapitre 3

Simulations idéalisées de nuages convectifs chauds à l'aide de DESCAM-3D

3.1 Introduction

Le modèle de nuage chaud à microphysique détaillée dans sa version tridimensionnelle a été développé avec les modifications présentées dans le chapitre précédent. Ce modèle a ensuite été couplé au modèle dynamique tridimensionnel méso échelle de Clark. Ce travail de couplage et d'implémentation, qui ne peut être présenté dans ce manuscrit, a également représenté un temps de travail important dans cette thèse.

Dans ce chapitre, ce modèle tridimensionnel est utilisé afin de simuler des nuages chauds de type convectif qui se forment au dessus du relief des Cévennes en France. Comme on l'a dit précédemment, cette région correspond d'un point de vue climatique à une zone où la pluviométrie est très importante. En automne, la région des Cévennes est souvent exposée à des remontées d'air chaud et humide d'air méditerranéen et subit des épisodes de précipitations intenses pouvant occasionner des inondations. Si l'impact des caractéristiques des particules d'aérosols sur les précipitations n'est plus à prouver, les études de sensibilité tridimensionnelles à l'aide d'un modèle à microphysique détaillée étaient difficiles à mener compte tenu du nombre de variables et de processus à intégrer. Nous étudions ici l'impact de la concentration en particules d'aérosol sur le taux de précipitation et sur l'évolution des spectres dimensionnels de gouttes. Dans cette étude, les conditions de flux atmosphériques sont idéalisées.

3.2 Conditions initiales

Pour chacune des simulations qui suivront, les conditions de simulations numériques sont identiques. Elles sont présentées dans le tableau 3.1. Le relief des Cévennes en France, ainsi que le domaine de simulation sont présentés en figure 3.1.

Δt	Δx	Δy	NX	NY	NZ
3 s	1 km	1 km	100 points	100 points	50 points

TAB. 3.1 – *Caractéristiques numériques des simulations idéales sur les Cévennes avec le modèle tridimensionnel.*

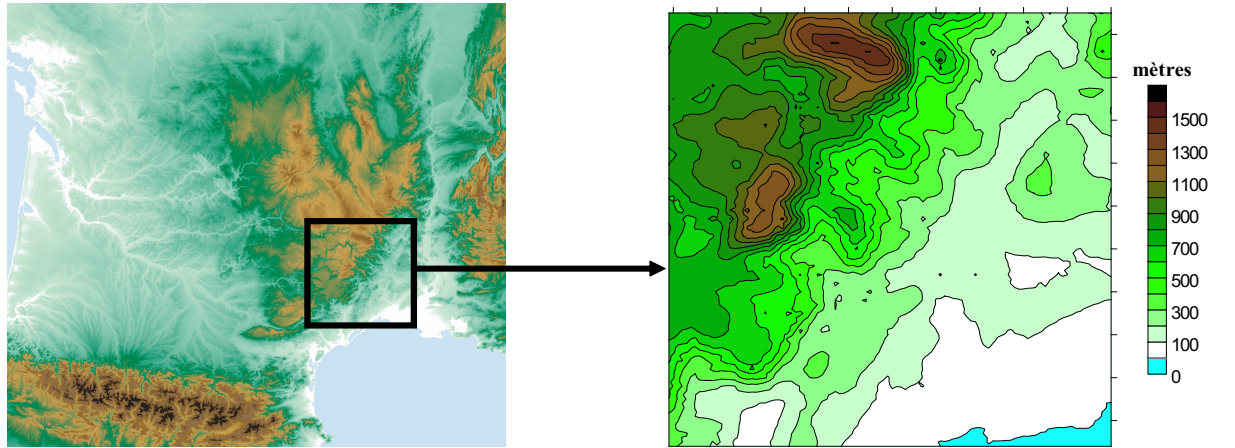


FIG. 3.1 – *Carte topographique du relief des Cévennes en France (figure de gauche) et domaine tridimensionnel utilisé pour les simulations idéalisées (figure de droite).*

En ce qui concerne l'initialisation microphysique, on choisit comme spectres initiaux de particules d'aérosols secs les spectres marin et pollué mesurés lors de la campagne ACE-2 (26 Juin 1997 (propre) et 09 Juillet 1997 (pollué)). Ces spectres sont présentés en figure 3.2.

La solubilité des aérosols est choisie à 1 et les distributions microphysiques du modèle de nuage sont discrétisées comme indiqué dans le tableau 3.2. Afin d'atteindre de plus grandes tailles de gouttes (puisque'il y aura présence de gouttes de pluie), le paramètre de résolution *JRS* est choisi à 1. On a vu dans le chapitre 2 que ce type de modification, qui correspond à une perte de précision dans la discrétisation des spectres, entraînait des modifications dans l'évolution des

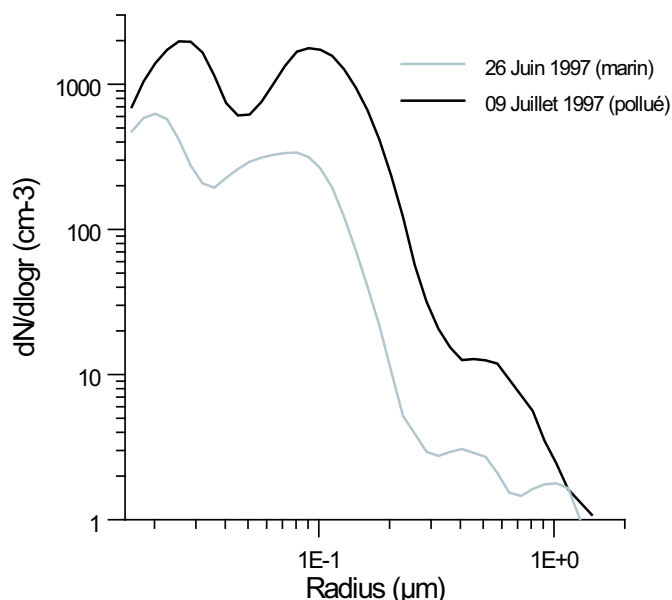


FIG. 3.2 – *Spectres initiaux de particules d'aérosols secs mesurés pendant la campagne ACE-2 pour le cas pollué du 09 Juillet (noir) et le cas marin propre du 26 Juin (gris clair).*

spectres mais que les principales caractéristiques des simulations de référence faites avec $JRS = 2$ étaient bien retrouvées.

Aérosols		Gouttelettes		
NAC	Gamme de rayons	JRS	NRP	Gamme de rayons
39	$1nm \longrightarrow 6.35\mu m$	1	39	$1\mu m \longrightarrow 6.5mm$

TAB. 3.2 – *Caractéristiques microphysiques pour les simulations idéales sur les Cévennes avec le modèle tridimensionnel. NAC et NRP sont respectivement le nombre de classes de particules d'aérosol et de gouttelettes, JRS est le paramètre de résolution.*

Les conditions initiales atmosphériques sont celles déjà utilisées pour le cas bidimensionnel et sont présentées en figure 3.3. Afin de mieux étudier l'impact des particules d'aérosol sur la macrophysique et la microphysique du nuage, nous nous sommes placés dans le cadre d'une atmosphère non réelle, idéalisée, correspondant à des conditions météorologiques simplifiées présentes lors des remontées d'air méditerranéen sur les contreforts du relief des Cévennes. La formation de nuages et la sursaturation de l'air se feront par soulèvement orographique. Un

convectif se forme sur les contreforts du relief des Cévennes pour atteindre une altitude d'environ 9 km en fin de simulation. A cette altitude, bien souvent, des cristaux de glace sont présents. Dans ce cas idéalisé, visant à comparer l'influence de la concentration en particules d'aérosols sur les précipitations pour le cas de nuages chauds, ces cristaux ne sont pas simulés par le modèle et donc non pris en compte. Aussi, les simulations sont arrêtées au bout de 160 minutes d'intégration, lorsque le manque des processus de la phase glace rend peu cohérent les résultats pour les hautes altitudes.

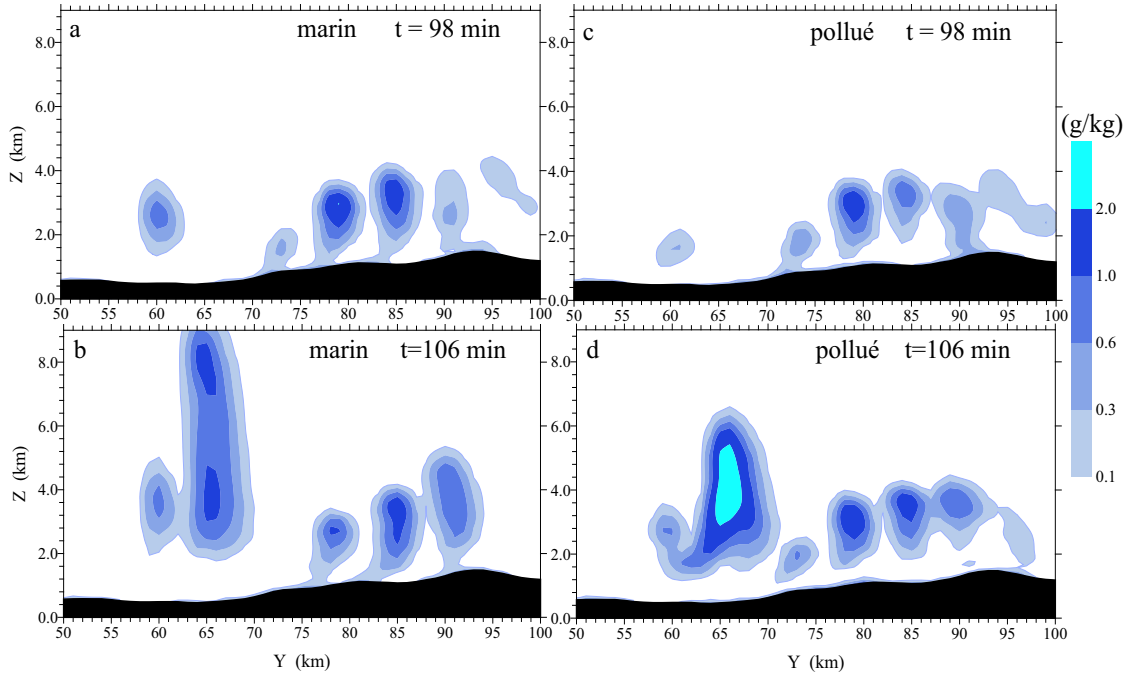


FIG. 3.4 – Coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse (g/kg) à différents instants pour la simulation idéalisée du cas marin (a) et b) à gauche) et du cas pollué (c) et d) à droite) dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.

La figure 3.5 présente une coupe verticale de l'humidité relative à $t=110$ minutes de simulation. On peut voir que les conditions météorologiques idéalisées qui ont été imposées permettent d'atteindre des humidités relatives très importantes et ainsi de bien favoriser la formation du nuage convectif.

En effet, le flux de sud imposé favorise, en arrivant sur les contreforts de relief, la formation de courants verticaux importants (figure 3.6). En s'élevant, la saturation et la sursaturation de l'air est atteinte et permet donc l'activation des particules d'aérosol. En figure 3.7 a) et b) sont présentées des coupes horizon-

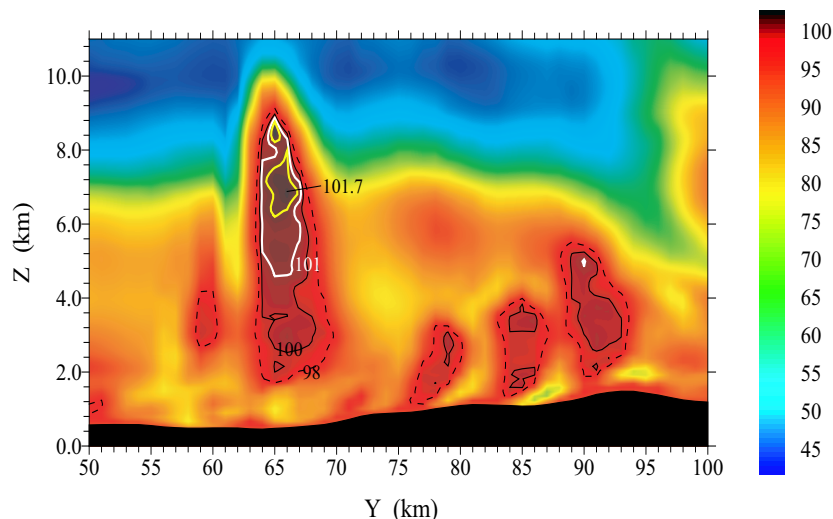


FIG. 3.5 – *Coupe verticale de l'humidité relative (%) à $t=110$ min d'intégration pour la simulation idéale du cas maritime propre dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.*

tales à 2,6 km et 6 km d'altitude du rapport de mélange en eau nuageuse. En comparant cette figure avec la figure 3.6, on voit clairement que la présence de cellules nuageuses correspond aux présences de forts courants ascendants. On remarque également en figure 3.7 a) et b), que les nuages semblent s'organiser en bandes pluvieuses orientées Nord-sud à cause du flux de vent initial imposé. La formation de bandes pluvieuses lors des épisodes de précipitations au dessus du relief des Cévennes est bien documentée dans la littérature (Pinty et al, 2001) et montre la capacité de notre modèle tridimensionnel à reproduire cette structure particulière.

Cette organisation en bandes pluvieuses est également illustrée en figure 3.8 a). Sur cette figure est présenté le cumul de précipitations après 158 minutes d'intégration. Pour ce cas marin, le cumul de précipitations entre 108 et 158 minutes d'intégration (soit une durée de 50 minutes) atteint des valeurs maximales de l'ordre de 25 mm, situées juste en aval du contrefort le plus important du relief des Cévennes. Cette valeur est inférieure à celles mesurées lors des épisodes de précipitations intenses qui sont la cause des inondations dans les Cévennes. A cause du temps de calcul "coûteux", notre étude sur la pluie se restreint à une phase de précipitation qui ne dépasse pas une heure. Afin de mieux illustrer l'évolution de la précipitation pendant cette heure, nous présentons en figure 3.9 a) l'évolution temporelle des flux de précipitation à la surface en mm/h et pour deux points de la grille numérique. Ces deux points correspondent à des zones de

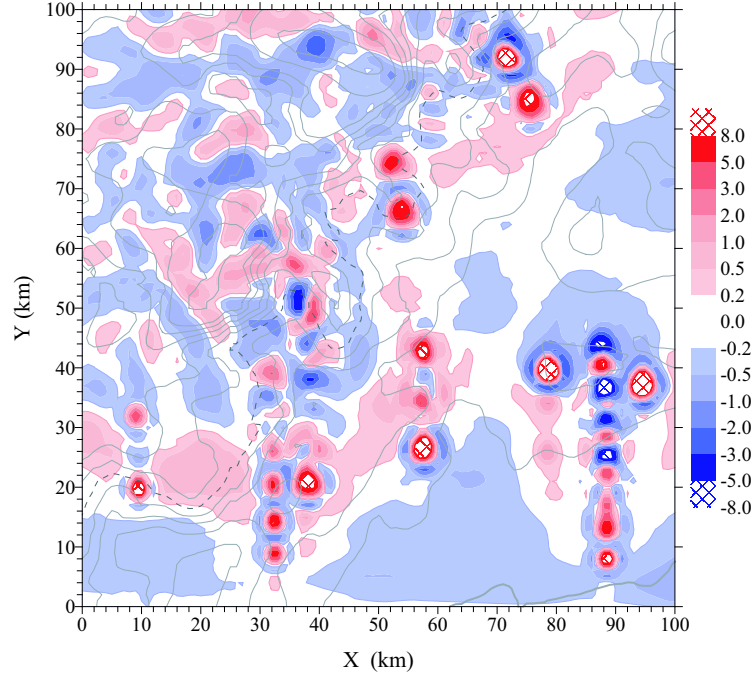


FIG. 3.6 – Coupe horizontale à $h=6$ km d'altitude de la composante verticale du vent (m/s) à $t=150$ min d'intégration pour la simulation idéale du cas maritime propre dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.

fortes précipitations où sont trouvés les maxima de cumuls simulés $(x_1, y_1)=(43$ km, 75 km) et $(x_2, y_2)=(34$ km, 45 km).

Les valeurs en moyenne observées lors des épisodes de précipitations intenses dans les Cévennes sont de l'ordre de 30 mm/h sur de longues périodes et certaines ont parfois atteint 110 mm/h. Les résultats simulés sont un peu en deçà des observations. Cependant, on peut remarquer que, dans un premier temps, les conditions initiales dynamiques sont des conditions idéalisées et ne correspondent pas à un cas réel observés et deuxièmement, comme on l'a indiqué plus haut, dans notre modèle la phase glace n'est pas prise en compte. Or, la phase glace est un paramètre primordial dans les processus de formation des précipitations intenses dans les nuages convectifs (Wobrock et al., 2003).

Afin de déterminer les distributions dimensionnelles de gouttes simulées, l'hypothèse de la présence d'un nuage lorsque le $LWC > 0.5$ g/m³ est faite. Lorsque les gouttes de pluie se sont formées, afin de mieux les mettre en évidence dans les spectres présentés, l'hypothèse supplémentaire selon laquelle le rapport de mélange en eau de pluie $q_r > 0.2$ g/m³ est ajoutée. Ces deux hypothèses sont faites afin d'éviter de prendre en compte des points de grille ayant un trop faible

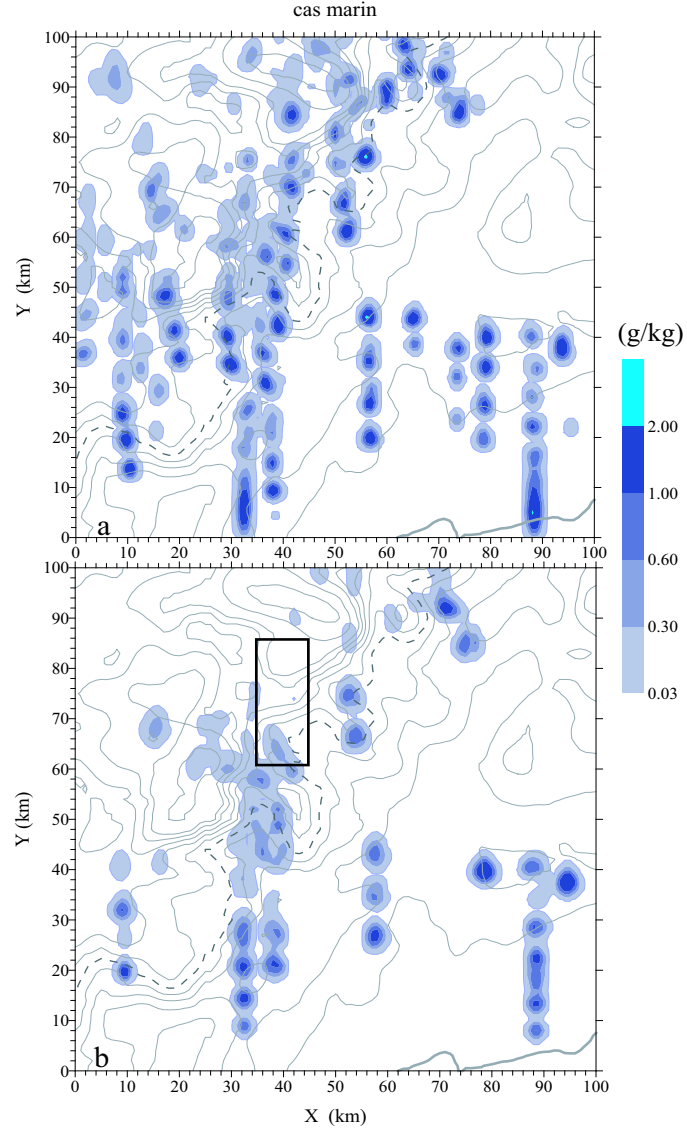


FIG. 3.7 – Coupes horizontales à 2,6 km (a - haut) et 6 km (b - bas) d'altitude du rapport de mélange en eau nuageuse (g/kg) à $t = 150$ min d'intégration pour la simulation idéale du cas marin dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes. Le rectangle noir en b) indique la zone sur laquelle les spectres de gouttes sont analysés dans la suite.

q_c ou q_r et ainsi afin d'obtenir des spectres représentatifs et caractéristiques du nuage et de la pluie dans le champ nuageux. Les spectres simulés présentés sont des distributions moyennes à une altitude donnée. Cette moyenne est faite sur

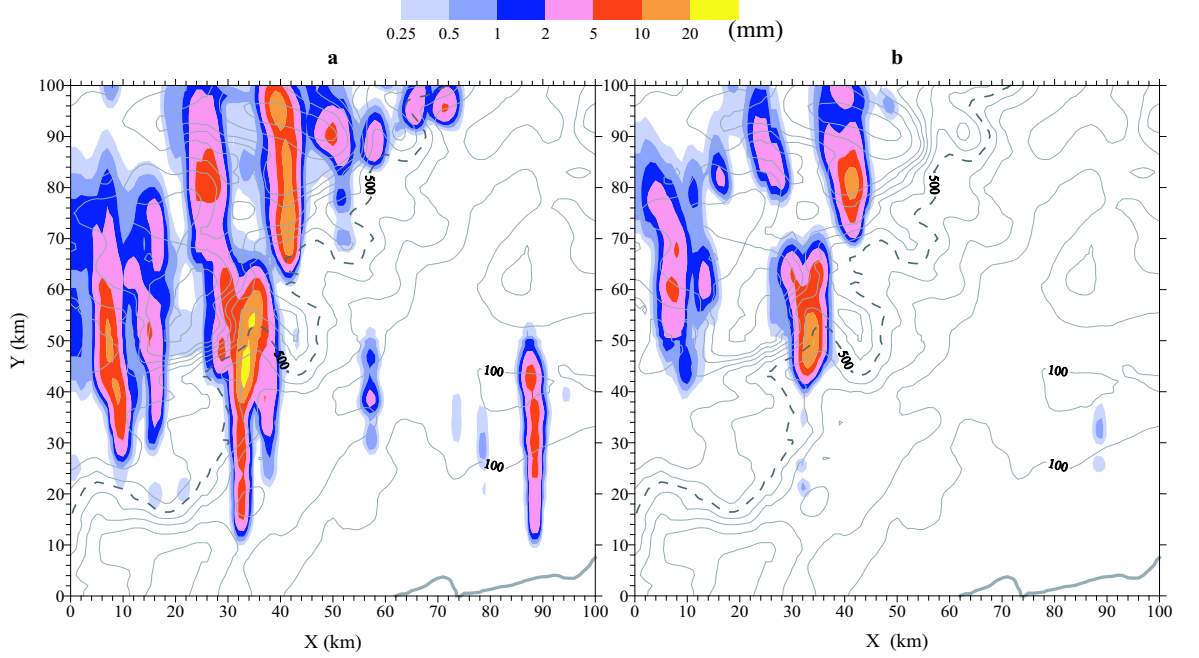


FIG. 3.8 – Cumul de précipitations au sol (en mm) après $t=158$ min d'intégration pour la simulation idéale du cas marin (a) et du cas pollué (b) dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.

l'ensemble des points de grille d'une aire horizontale pour lesquels l'hypothèse de la présence d'un nuage est vérifiée. L'aire horizontale en question est une zone ciblée sur une bande pluvieuse très active; elle s'étend de 35 à 45 km dans la direction X et de 60 à 85 km dans la direction Y . Cette surface est indiquée par un rectangle noir en figure 3.7 b).

Les figures 3.10 a) et b) présentent les spectres dimensionnels des gouttes pour plusieurs altitudes et pour deux instants distincts. La figure 3.10 a) illustre les spectres à $t=108$ minutes de simulation lorsque le nuage est encore bien chargé en eau nuageuse et avant que les premières précipitations n'aient atteint la surface. La figure 3.10 b) présente les spectres à $t=118$ minutes lorsque le flux de pluie à la surface est maximal (voir figure 3.9 a)-courbe en trait plein).

Au sol, comme en altitude, ces figures mettent en évidence la formation progressive des gouttes de pluie à partir du réservoir de gouttelettes nuageuses. Comme on l'a expliqué dans le chapitre 2, le processus de collision et coalescence des gouttelettes va permettre aux gouttelettes de croître davantage pour atteindre des tailles de gouttes précipitantes de l'ordre de 3-5 mm de diamètre. En effet, la figure 3.10 a) montre qu'en ce tout début de phase d'initiation des

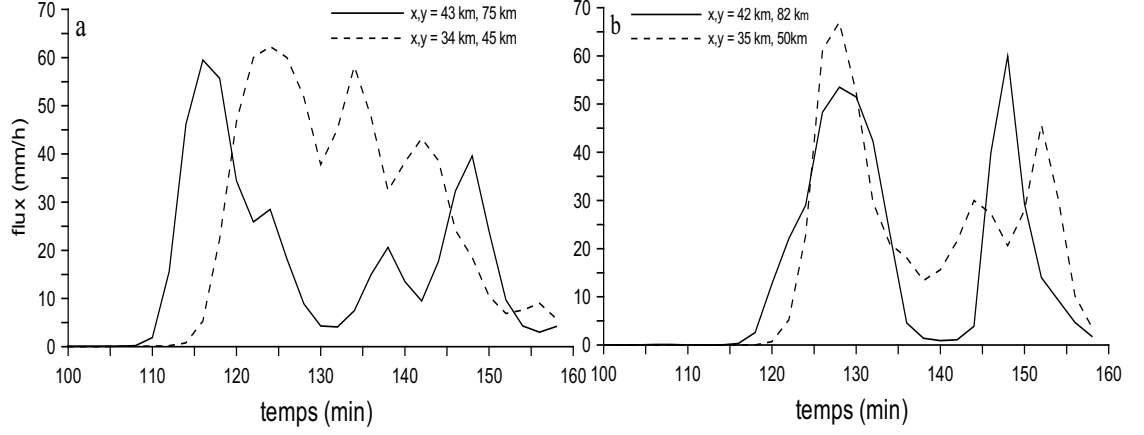


FIG. 3.9 – *Evolution temporelle du flux de précipitation au sol en mm/h pour la cas marin (a) et pollué (b) et pour deux points de grille du domaine numérique.*

précipitations, la formation des gouttes de pluie est plus rapide dans les hautes couches ($z=4.6$ et 5.7 km), où, par conséquent, la diminution du nombre et de la masse des gouttes nuageuses est la plus importante. Ainsi, dans les niveaux plus bas du nuage, les spectres de gouttelettes nuageuses ont des amplitudes très élevées. Dix minutes plus tard, la constellation des spectres a déjà entièrement changé. En effet, à $t=118$ minutes (figure 3.10 b)), toute la pluie est arrivée dans les basses couches ($<2\text{km}$) et l'eau nuageuse a diminué considérablement sur toute la colonne verticale. Déclenché par les fortes précipitations, l'affaiblissement de la cellule convective a ainsi commencé. Cette évolution est également visible sur l'illustration de l'évolution temporelle du flux de précipitation de la figure 3.9 a)-courbe en trait plein.

Dans cette partie, le modèle de nuage chaud à microphysique détaillée tri-dimensionnel a été utilisé afin de simuler la formation d'un nuage convectif sur le relief des Cévennes dans le cadre d'une atmosphère idéale. Le spectre initial de particules d'aérosol est celui issu de mesures en air marin propre. Le nuage convectif simulé se forme bien sur les contreforts du relief et s'organise en bandes pluvieuses comme souvent observées dans cette région. L'analyse microphysique permet de mettre en évidence la formation de gouttes précipitantes de tailles importantes au cours du temps et qui pourraient être à l'origine de très fortes précipitations dans le cadre d'une simulation réelle prenant en compte la phase glace.

Dans la partie suivante, on augmente la concentration initiale en particules d'aérosol et on regarde l'influence sur la formation et la localisation des bandes

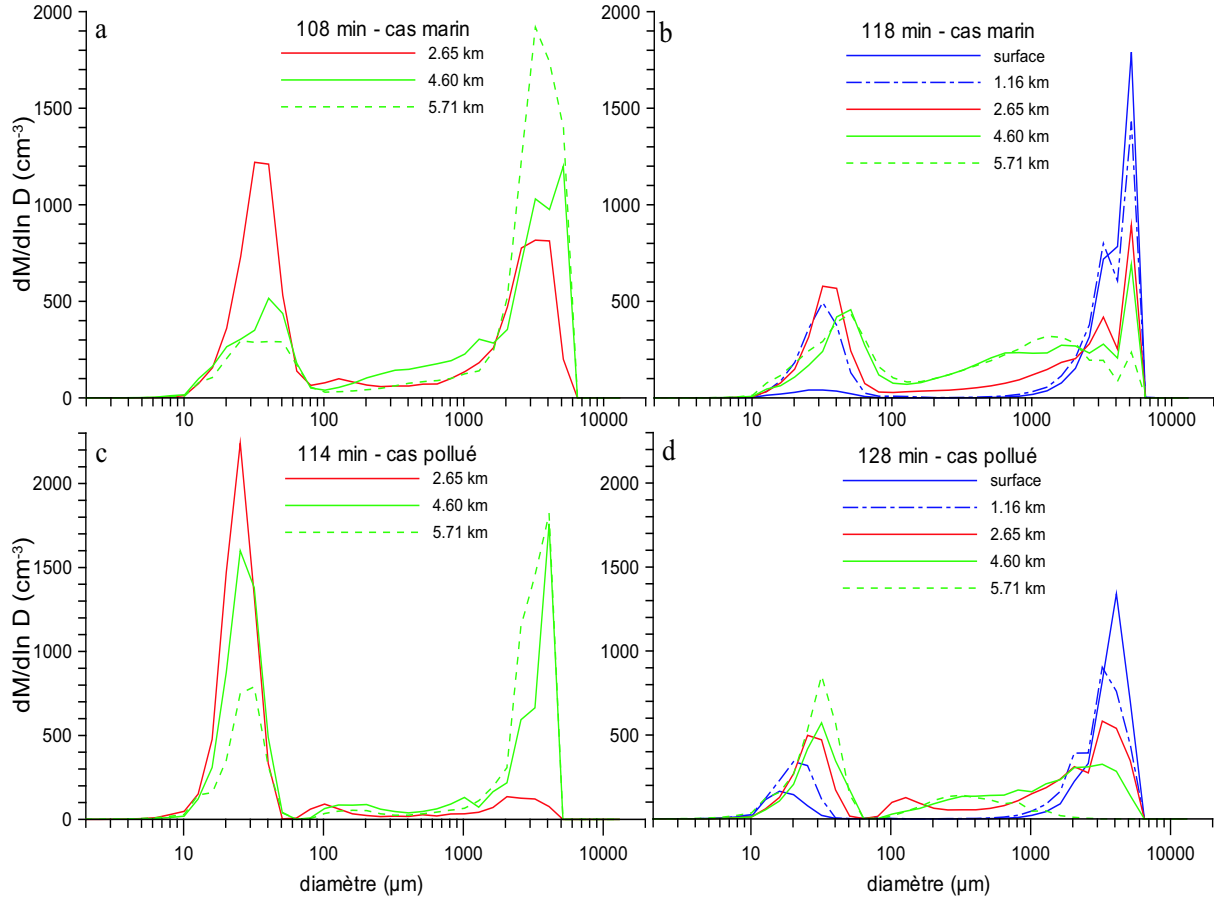


FIG. 3.10 – Spectres dimensionnels de gouttelettes pour le cas marin (haut) et le cas pollué (bas) avant la phase de précipitations maximales (gauche) et pendant cette phase (droite) pour différentes altitudes pour les simulations idéalisées dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.

précipitantes, ainsi que sur l'évolution de la microphysique du nuage.

3.3.2 Comparaison des cas marin et pollué - Influence de la concentration initiale en particules d'aérosols

Le spectre initial de particules d'aérosol est remplacé dans cette simulation par celui issu d'une masse d'air polluée et par conséquent contenant une concentration plus importante de particules d'aérosol (voir figure 3.2).

Comme pour le cas marin, au bout de 70 minutes d'intégration, des nuages commencent à se former sur les contreforts du relief des Cévennes et la simulation

se termine à $t=158$ minutes. En figures 3.4 c) et d) sont présentées des coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse autour de 100 minutes d'intégration et la figure 3.11 en présente une coupe horizontale à 6km d'altitude. La distribution spatiale des cellules convectives est semblable à celle simulée pour le cas marin (figure 3.7 b)). Cependant, le nombre de cellules pour le cas pollué apparaît inférieur, mais le taux en eau nuageuse supérieur au cas marin.

Figures 3.4 c) et d) sont présentées des coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse (en g/kg) pour deux instants de simulation autour de 100 minutes pour le cas pollué. En comparant les figures 3.4 a)b) et c)d), nous constatons également de faibles différences dans le champ nuageux au début de son évolution à $t=98$ minutes. Ces différences se renforcent rapidement au cours du temps, montrant un développement vertical retardé pour les nuages issus du cas pollué. Ceci est en particulier bien visible pour la cellule convective située à $x = 65\text{ km}$ dans les figures 3.4 b) et d).

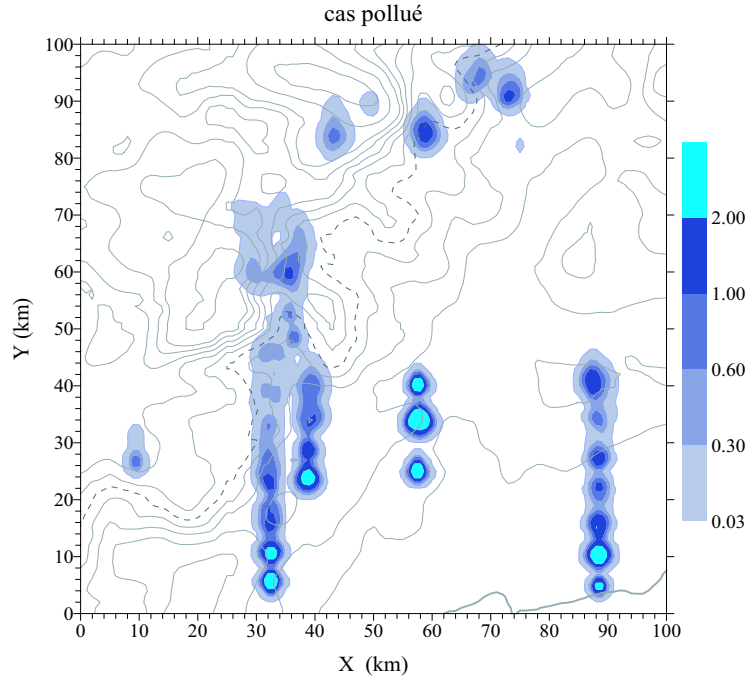


FIG. 3.11 – Coupe horizontale à $h=6\text{ km}$ d'altitude du rapport de mélange en eau nuageuse (en g/kg) à $t=150$ minutes d'intégration pour la simulation idéalisée du cas pollué dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.

Afin de mieux expliquer les différentes évolutions entre le cas pollué et le cas marin, une cellule convective qui se développe à la position $x = 43\text{ km}$ et $y = 60\text{ km}$ est suivie à partir de 60 minutes d'intégration.

La comparaison des figures 3.4 a) et c) montre bien la cellule pendant sa genèse (vers $y = 60 \text{ km}$). A cet instant, les nuages sont encore assez bas en altitude et il existe une très grande similitude entre les simulations marine et polluée. Dix minutes plus tard (figures 3.4 b) et d)), la cellule s'est bien développée et une forte différence entre l'évolution marine et polluée apparaît : tandis que la cellule polluée porte une haute charge en eau nuageuse entre 3 et 6 km, la valeur pour la cellule marine est moins importante mais d'extension verticale plus grande. Le manque en eau nuageuse pour le cas marin s'explique par le fait que la formation des gouttes précipitantes a déjà commencé quelques minutes plus tôt. Le champ de l'eau précipitante est présenté en figure 3.12 a-d. La comparaison des deux aires de pluie de la cellule étudiée, qui sont à peu près égales (figure 3.12 a) et d)), permet de constater que la formation de la précipitation pour le cas marin précède celle du cas pollué d'au moins 4 minutes. Par conséquent, la précipitation atteint la surface dans ce dernier cas après 117 minutes d'intégration alors que c'était déjà le cas au bout de 112 minutes pour le cas marin. Dans la suite des simulations, les évolutions des deux cas s'écartent de plus en plus. Après environ 30 minutes, à 134 minutes d'intégration, la pluie du nuage pollué s'est déjà affaiblie, tandis que pour le cas marin une nouvelle cellule précipitante s'est établie.

On remarque que les différences entre les évolutions des deux cas d'étude ne commencent pas avec la formation de l'eau précipitante mais déjà en amont, pendant le développement de l'eau nuageuse. En effet, en figure 3.4 a) et c), l'évolution de la cellule pour la cas marin est déjà plus avancée.

Afin de mieux étudier ce phénomène, l'évolution de cette cellule convective, qui apparaît dans les figures 3.4 et 3.12, est suivie en détail pour chaque pas d'intégration depuis sa phase initiale à $t=90 \text{ min}$ jusqu'à sa maturité à $t=110 \text{ min}$. Pour localiser la cellule dans le champ atmosphérique tridimensionnel, le maximum du LWC total (eau nuageuse + eau précipitante) est cherché. Pour une meilleure représentativité de ce maximum, ce dernier correspond à une moyenne réalisée sur trois points se succédant verticalement. Autour de la position du $(LWC_{total})_{max}$, on considère une boîte de $3 * 3 * 3$ points (dans chaque direction). Dans les discussions suivantes, cette boîte représente le noyau de la cellule convective étudiée et les valeurs présentées sont des valeurs moyennes sur l'ensemble des 27 points schématisant la cellule.

Figures 3.13 a) et b) sont présentés les déplacements de la cellule sur la grille numérique suivant l'axe horizontal Y et suivant la verticale. On voit en figure 3.13 b) que la cellule se déplace pour les deux cas de façon similaire à cause du courant de sud de la position $y = 57 \text{ km}$ (à 90 minutes) jusqu'à la position $y = 69 \text{ km}$ (à 110 minutes). Le déplacement selon l'axe X n'est pas illustré car la position varie seulement entre $x = 42$ et $x = 43 \text{ km}$. La figure 3.13 a) démontre bien le

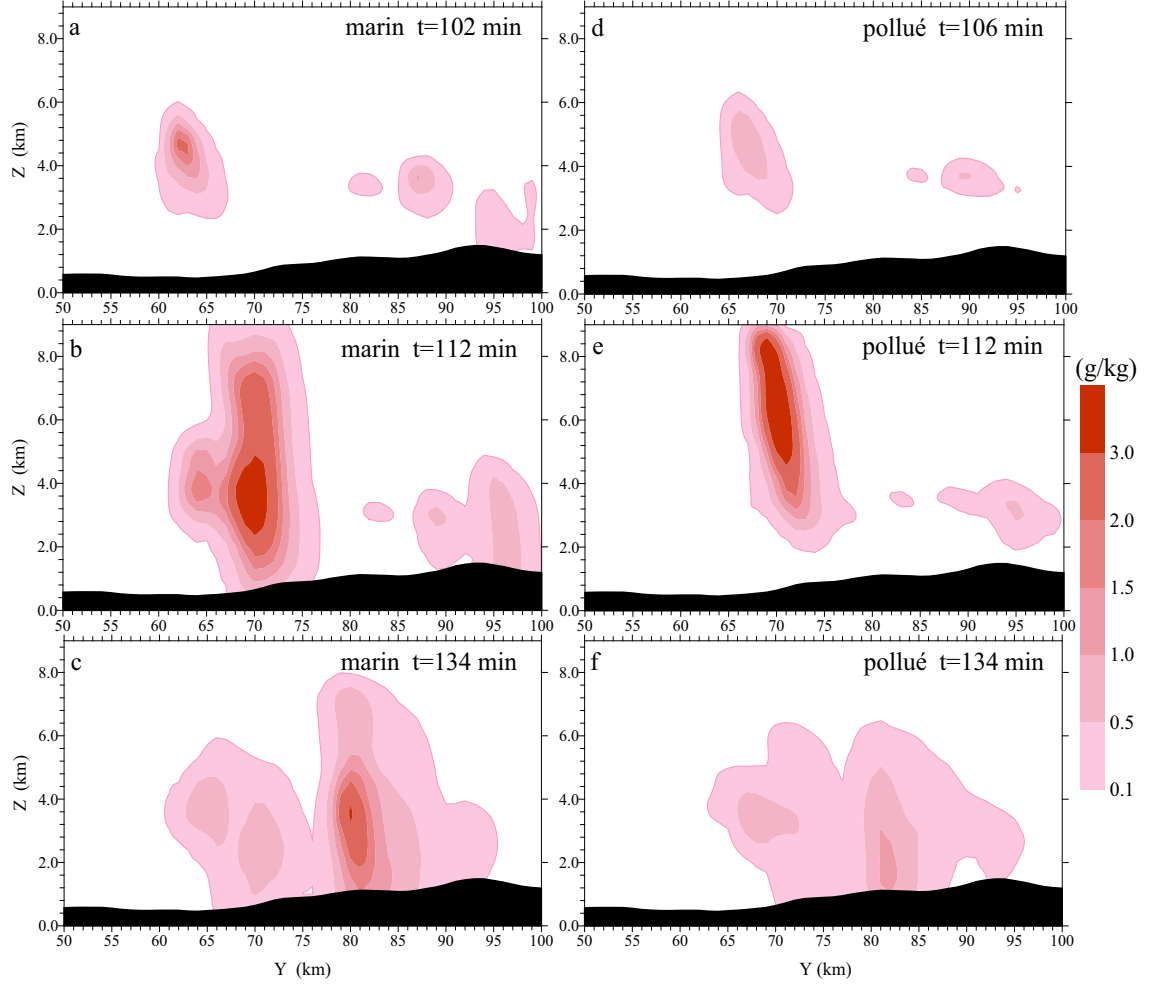


FIG. 3.12 – Coupes verticales du rapport de mélange en eau précipitante (g/kg) à différents instants pour la simulation idéale du cas marin (a-c à gauche) et du cas pollué (d-f à droite) dans le cadre tridimensionnel sur le relief des Cévennes.

soulèvement de la cellule convective. Le point 6 de la grille verticale correspond à une altitude de 1 km et le point 30 à une altitude de 8 km.

Les figures 3.13 c,d et e présentent respectivement l'évolution temporelle du nombre de gouttes (nuageuses + précipitantes), de l'eau liquide totale (nuageuse + précipitante) et de la sursaturation de la cellule poursuivie pendant 20 minutes. La forte variabilité de toutes ces courbes vient du déplacement continu de la cellule dans la grille numérique, déjà illustré en figures 3.13 a) et b). Ainsi, la boîte de 27 points, représentant le noyau de la cellule convective, peut changer tous les pas de temps (3s) une partie de son contenu en fonction de sa position.

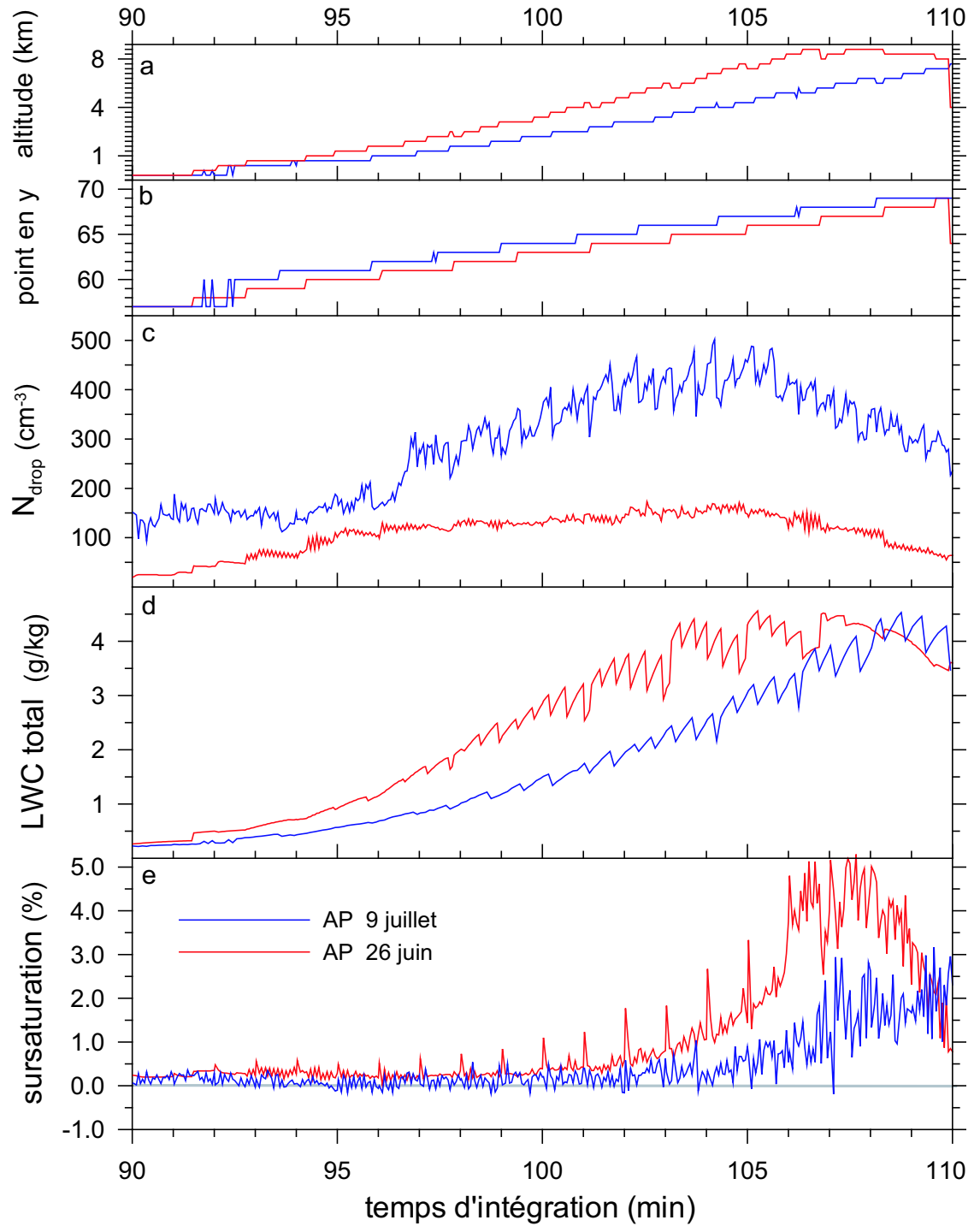


FIG. 3.13 – Evolution temporelle entre 90 et 110 minutes d'intégration du déplacement de la cellule convective selon l'axe vertical (a), du déplacement selon l'axe horizontal Y (b), de la concentration en gouttes en cm^{-3} (nuageuses + précipitantes) (c), du LWC total en g/kg (d) et de la sursaturation en % (e) pour le cas d'étude marin (courbes rouges) et pollué (courbes bleues).

Le principal processus responsable de ces fluctuations rapides est l'activation et la désactivation des gouttes dans la cellule.

La différence la plus frappante entre la cellule marine et la cellule polluée est donnée par le nombre total de gouttes. Pour la simulation du cas marin, le nombre de gouttes atteint des valeurs d'environ 100 à 150 gouttes par cm^3 , alors que pour le cas pollué il atteint des valeurs de 400 gouttes par cm^3 . Cette différence est marquée dès le début de la formation de la cellule lorsque la cas marin ne compte que 25 à 50 gouttes par cm^3 , et celui du cas pollué déjà 150 cm^{-3} .

Les cellules suivies possèdent initialement toutes les deux un contenu en eau de 0.25 g/kg (figure 3.13 d)). Le noyau de la cellule marine a besoin d'environ 13 minutes pour former 4 g/kg d'eau, alors que pour la cellule polluée, un temps d'environ 17-18 minutes est nécessaire. Cette différence s'explique par le fait que la dynamique de la cellule marine se développe de façon plus prononcée que pour le cas pollué.

On peut cependant s'interroger sur la cause initiale de ces développements accélérés du vent vertical et de la formation de l'eau nuageuse. Ces modifications sont en fait dues à l'intensité de la sursaturation prédominante dans la cellule convective. En effet, la figure 3.13 e) représente l'évolution temporelle des sursaturations, moyennées sur la boîte de 27 points de grille, pour le cas pollué et le cas marin. Pendant les premières 10 minutes, des sursaturations de 0.2-0.3% sont atteintes pour la cellule marine alors que pour la cellule polluée, celles-ci restent autour de 0.1 %. Ceci s'explique par le nombre élevé de gouttes et donc aussi par le nombre élevé de noyaux de condensation dans l'atmosphère polluée qui cause ces sursaturations plus basses dans le cas pollué.

La croissance des gouttes continue de façon non-linéaire avec une augmentation de la sursaturation : moins de gouttes permettent la présence d'une sursaturation plus élevée, qui de son côté accélère le processus de condensation. Cette accélération de la formation d'eau condensée entraîne un dégagement avancé de chaleur latente et augmente donc la flottabilité de la cellule convective qui va ainsi pouvoir s'élever en altitude et augmenter sa sursaturation, et ainsi de suite.

L'effet du nombre de noyaux de condensation pour l'évolution d'une cellule convective ne se manifeste donc pas seulement dans le déclenchement de la formation des gouttes précipitantes mais également dans une modification importante de la dynamique des nuages.

La figure 3.13 e) montre aussi les limites des simulations à microphysique chaude : lorsque la cellule convective approche des altitudes de 7-8 km, où des températures de -20 à -30°C existent, le manque des processus microphysiques de la phase glace entraîne un développement des sursaturations trop élevées.

Revenons maintenant à la comparaison de la structure macrophysique des champs nuageux issus des deux différents cas. La figure 3.8 b) où est représentée le cumul de précipitations au sol après 158 minutes de simulation, offre d'importantes différences avec le cas marin, présenté en a). Dans un premier temps, on remarque que l'organisation en bandes pluvieuses est toujours bien simulée. Cependant, l'augmentation de la concentration en particules d'aérosol dans l'air produit à la fois une diminution du cumul de précipitations au sol, et une modification de la localisation des bandes pluvieuses. Basé sur ces comparaisons, nous pouvons spéculer que la précipitation dans le cas pollué est simplement retardée. Cet effet est aussi visible en comparant les figures 3.9 a) et b). Pourtant, la poursuite de l'intégration du cas pollué ne confirme que partiellement cette hypothèse : la bande pluvieuse dans le sud-est du domaine à $x = 80km$ se forme en effet à $t=172$ min avec un retard, mais le cumul maximal des bandes pluvieuses restent en surface et en quantité considérablement en dessous des résultats pour le cas marin à $t=158$ min.

Ainsi, l'augmentation de la concentration en particules d'aérosol produit plus qu'un retard dans la formation des précipitations. Cette forte concentration induit une importante diminution du cumul des précipitations au sol et une modification non négligeable de la localisation des bandes pluvieuses. Celles-ci sont plus étroites et moins longues et confinées sur les reliefs les plus hauts des Cévennes, là où les sursaturations sont les plus importantes lors des forts courants ascendants.

En effet, comme on l'a expliqué précédemment, l'augmentation de la concentration en particules d'aérosols produit une augmentation de la concentration de gouttelettes nuageuses. Cependant, ces gouttelettes nuageuses seront de tailles plus petites que pour le cas propre parce que plus nombreuses. Le processus microphysique d'autoconversion qui, par collision entre les gouttelettes nuageuses, est à l'origine de la formation des premières gouttes de pluie, devient moins efficace et retarde ainsi l'apparition de gouttes plus grosses et donc réduit le cumul des précipitations. Cet effet est un effet bien connu de l'augmentation de la concentration des particules d'aérosol dans l'air. En effet, ces résultats se retrouvent dans les études de Leporini (2001), Pinty et al (2001) et montrent à nouveau la capacité du modèle de nuage à microphysique détaillée tridimensionnel de répondre à cette sensibilité microphysique.

Cet effet devient visible si on s'intéresse à la comparaison des spectres dimensionnels pour le cas marin (figures 3.10 a) et b)) avec ceux du cas pollué illustrés dans les figures 3.10 c) et d). De façon similaire à la discussion précédente concernant le cas marin, nous avons choisi l'instant $t=114$ minutes (Fig. 3.10 c)) pour lequel le contenu en eau total est maximal et l'instant $t=128$ minutes (Fig. 3.10 d)) pour lequel le flux de précipitations au sol est maximal (comme on le voit en

figure 3.9 b)- courbe en trait plein).

Si on s'intéresse aux instants précédents les phases de plus forts flux de précipitations (voir et comparer figures 3.9 a) et b)), la comparaison dans ces moments de maturité maximale montre pour le cas pollué (Fig. 3.10 c)) un spectre nuageux plus étroit et avec des diamètres plus petits que pour le cas marin (Fig. 3.10 a)). Dans les hautes couches du nuage issu du cas marin, le spectre nuageux s'étend jusqu'à $70\ \mu m$, alors que les gouttes nuageuses du cas pollué restent inférieures à $50\ \mu m$ à ces altitudes. Par conséquent, la formation du spectre de pluie est déjà plus avancée dans le cas marin où d'importantes quantités de pluie sont déjà à constater à 2.6 km d'altitude.

Pour le cas pollué en revanche, le taux de $dM/d\ln D$ dans la gamme de rayons de gouttelettes nuageuses est plus important que pour le cas marin et atteint 2200 mg/kg. Cette comparaison illustre une fois de plus le rôle joué par un nombre élevé de CCN sur la formation limitée de la pluie.

Pendant la période où le flux de précipitation est maximal, les spectres de pluie dans les basses couches sont très similaires pour les deux cas d'étude (voir figures 3.10 b) et d) pour les spectres à la surface et à 1.1km d'altitude). A 2.6 et 4.6 km d'altitude, la pluie est également bien visible. Cependant, dans les hautes couches du nuage (courbe à 5.7 km d'altitude), les grandes gouttes de pluie ont déjà disparu pour le cas pollué alors que des gouttes nuageuses, autour de $30\ \mu m$, sont très nombreuses. Pour le cas marin, en revanche, les gouttes de pluie se maintiennent à 5.7 km plus longtemps car alimentées par les gouttes nuageuses, qui sont à cette altitude moins nombreuses que pour le cas pollué mais plus grandes avec un maximum autour de $50\ \mu m$.

L'impact de l'augmentation de la concentration en particules d'aérosol dans l'atmosphère est bien illustré ici. L'effet est directement visible sur les spectres simulés. Cette augmentation produit des gouttes nuageuses plus nombreuses et plus petites, ce qui ne permet ni la formation rapide de gouttes précipitantes, ni l'alimentation régulière du réservoir de ces dernières à partir de gouttelettes nuageuses trop petites.

3.4 Conclusions

Dans ce chapitre, le modèle de nuage chaud tridimensionnel DESCAM-3D a été utilisé afin de simuler la formation et l'évolution de nuages convectifs chauds au dessus du relief des Cévennes. Dans un premier temps, un nuage convectif issu d'une masse d'air maritime propre est simulé dans le cadre de conditions idéalisées et les résultats montrent un bon accord avec les études récentes menées sur les

nuages cévenols. Ensuite, une étude de sensibilité au spectre initial de particules d'aérosols est menée. Dans cette étude, le spectre initial de particules d'aérosols propre est remplacé par un spectre pollué avec une plus grande concentration en particules dans l'atmosphère. Les résultats montrent que cette augmentation a pour effet non seulement de réduire le cumul des précipitations au sol mais aussi de modifier la localisation des bandes pluvieuses. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats issus de simulations tridimensionnelles avec des modèles de type "bulk" comme dans Leporini (2001) ; Pinty et al (2001).

L'analyse microphysique du nuage, via l'analyse des spectres dimensionnels de gouttelettes que nous permet de réaliser le modèle DESCAM-3D, nous a apporté un effet plus visible de cet impact au niveau de la microphysique nuageuse.

Nos résultats montrent également en quoi les modifications microphysiques du nuage changent la dynamique. En effet, on a vu que moins de noyaux de condensation implique moins de gouttes ce qui permet la présence d'une sursaturation plus élevée, qui de son côté accélère le processus de condensation. Cette accélération de la formation d'eau condensée entraîne un dégagement avancé de chaleur latente et augmente donc la flottabilité de la cellule convective qui va ainsi pouvoir s'élever en altitude et augmenter sa sursaturation, et ainsi de suite.

Chapitre 4

Simulation de nuages chauds de type stratiforme à l'aide de DESCAM-3D

Dans ce chapitre, le modèle tridimensionnel est utilisé afin de simuler des nuages chauds de type stratiforme observés lors de la campagne ACE-2. Les résultats de ces simulations sont confrontés aux observations et aux mesures microphysiques et macrophysiques réalisées pendant cette campagne de mesures. Un exemple d'application au transfert radiatif est aussi présenté en fin de chapitre.

4.1 Simulations de stratocumulus observés pendant la campagne ACE-2

4.1.1 Présentation de la campagne ACE-2 et des observations

De nombreuses campagnes de mesures ont été réalisées ces dernières années dans le but de mieux comprendre les propriétés des aérosols et leurs impacts sur la formation des nuages. Les campagnes de mesures ACE (Aerosol Characterization Experiments) diffèrent des autres campagnes en se focalisant davantage sur l'étude des propriétés des aérosols et de ces processus (Raes et al., 2000).

La seconde campagne ACE (ACE-2) a eu lieu du 16 juin au 24 juillet 1997 au-dessus de l'Océan atlantique nord-est subtropical entre le Portugal, les Açores et les îles Canaries. Le choix de la période et du lieu a été basé sur les considérations suivantes. Cet endroit est caractérisé par des subsidences à grande échelle et donc par l'existence d'une inversion de température séparant la couche limite marine de la troposphère libre. Certaines observations (ASTEX, Prospero (1995)) ont

prouvé que des masses d'air pollué provenant d'Europe et probablement d'Amérique du Nord (ASTEX, McGovern (1999)) arrivaient souvent au niveau de cette couche limite marine d'air propre. Cet emplacement géographique permet ainsi d'étudier les caractéristiques de divers types d'aérosols. De plus, cet endroit permet de bien étudier l'interaction des aérosols avec les nuages stratiformes de basse couche.

Ses principaux objectifs étaient d'étudier les caractéristiques des particules d'aérosol atmosphériques à la fois naturelles et anthropiques provenant d'Europe et aussi d'étudier leurs évolutions et leurs transformations. Les résultats des observations de la campagne ACE-2 ont été publiés dans une issue spéciale de Tellus (52B, 2000) et une description générale de la campagne est faite dans Raes et al. (2000).

Parmi toutes les mesures effectuées pendant la campagne, nous nous intéressons particulièrement aux mesures microphysiques. Ce cas d'étude va nous permettre de simuler des nuages chauds dans un environnement sans relief et de pouvoir confronter les résultats des simulations aux mesures effectuées lors de la campagne. Le sous-projet CLOUDYCOLUMN avait pour but d'étudier l'influence de différentes masses d'air sur des stratocumulus marins au dessus de l'océan vers Ténériffe et leur effet radiatif indirect résultant (Brenguier et al, 2000b). Les résultats de ce sous-projet ont été utilisés afin de les comparer avec nos modélisations.

Nous tentons maintenant de simuler dans le cadre de cette thèse trois différents cas d'étude correspondant à la formation de stratocumulus à partir de trois différentes masses d'air et de confronter nos résultats avec les observations présentées dans la section suivante. La situation du 26 juin 1997 correspond à une masse d'air maritime propre, celle du 9 juillet 1997 à une masse d'air polluée, et enfin celle du 19 juillet 1997 qui correspond à un cas mixte (Raes et al., 2000). Ensuite, afin d'étudier l'importance et l'influence de la concentration en particules d'aérosol sur le champ macrophysique et microphysique du stratocumulus, une étude de sensibilité est effectuée. Afin d'exclure les différences atmosphériques qui contribuent également à la structure macrophysique et microphysique du champ nuageux, la situation atmosphérique du 19 juillet est choisie et seule la concentration en particules d'aérosol est modifiée. Ces résultats sont aussi présentés dans ce chapitre.

4.1.1.1 Détermination de la couverture nuageuse et du contenu en eau liquide à partir des mesures

Dans un premier temps, on présente les observations réalisées pendant la campagne lors de ces trois dates. En effet, jusqu'à présent, les observations de cette

campagne n'ont jamais été confrontées, dans des publications, à des résultats de modélisation. Une présentation de ces observations doit donc être ici fournie pour permettre leur comparaison avec les résultats issus de nos simulations.

Ces observations concernent les trajectoires de vols des avions qui permettent l'analyse macrophysique du champ nuageux, c'est à dire la couverture nuageuse et l'épaisseur verticale, ainsi que l'analyse microphysique et donc l'analyse des distributions dimensionnelles des gouttelettes. L'ensemble de ces observations est disponible sur CD (ISPRA, Raes et al., 2000) et présente les mesures issues du FastFSSP (Brenguier et al., 1998) et du C-130 du UK Met. Office (l'ensemble des instruments utilisés lors de cette campagne est présenté par Johnson (2000)), ainsi que des ballons sondes lancés à Punta del Hidalgo au Nord-est de l'île de Ténériffe.

Les figures 4.1 a),b) et c) présentent les périodes de vol de l'avion Merlin de Météo France, ses altitudes de vol et les contenus en eau liquide mesurés correspondant qui ont principalement servis de base de données pour ce travail. Les durées de vol étaient plus longues que ce qui est représenté sur ces figures. Cependant, les périodes présentées vont permettre de traiter et d'analyser les mesures aéroportées à la fois à une altitude constante lors des vols "en palier" de l'avion, ainsi que d'illustrer le profil vertical de ces mesures dans le nuage lors des vols descendants et ascendants "en zigzag" de l'avion dans le nuage (voir figures 4.1). Ces figures présentent donc l'altitude de vol de l'avion (exprimée en niveaux de pression) ainsi que le contenu en eau liquide (noté ci-après LWC) en fonction de l'horaire de vol et pour les trois cas d'étude. Ces deux mesures sont effectuées avec une résolution de $1Hz$ et la vitesse de l'avion est d'environ $80m/s$.

Vu de dessus, la trajectoire de l'avion suivait une forme géométrique de type losange (voir pour plus de détails Brenguier et al., 2000a), centré sur le point de longitude 17° Ouest et de latitude $29,4^\circ$ Nord.

Afin de recalculer la couverture nuageuse et la structure verticale du stratocumulus (noté ci-après Sc) à partir des mesures de l'avion le long de sa trajectoire, la méthode suivant est appliquée :

- dans un premier temps, l'homogénéité horizontale du champ nuageux est supposée sur tout le domaine étudié par l'avion.
- ensuite, pour résoudre l'extension verticale et la structure verticale du Sc, l'atmosphère est divisée verticalement en couches de 5 hPa (environ 40 m).

En fonction des différentes stratégies de vol entre les jours de la campagne et pendant une même mission, la fréquence avec laquelle l'avion se trouve dans les différentes couches du Sc peut varier considérablement. La plupart du temps, l'avion volait à une altitude constante dans les nuages. De ce fait, les mesures en dessus et au dessous de cette altitude sont moins nombreuses. L'échantillonnage d'observations pour certaines couches peut donc parfois être très limité et donc la

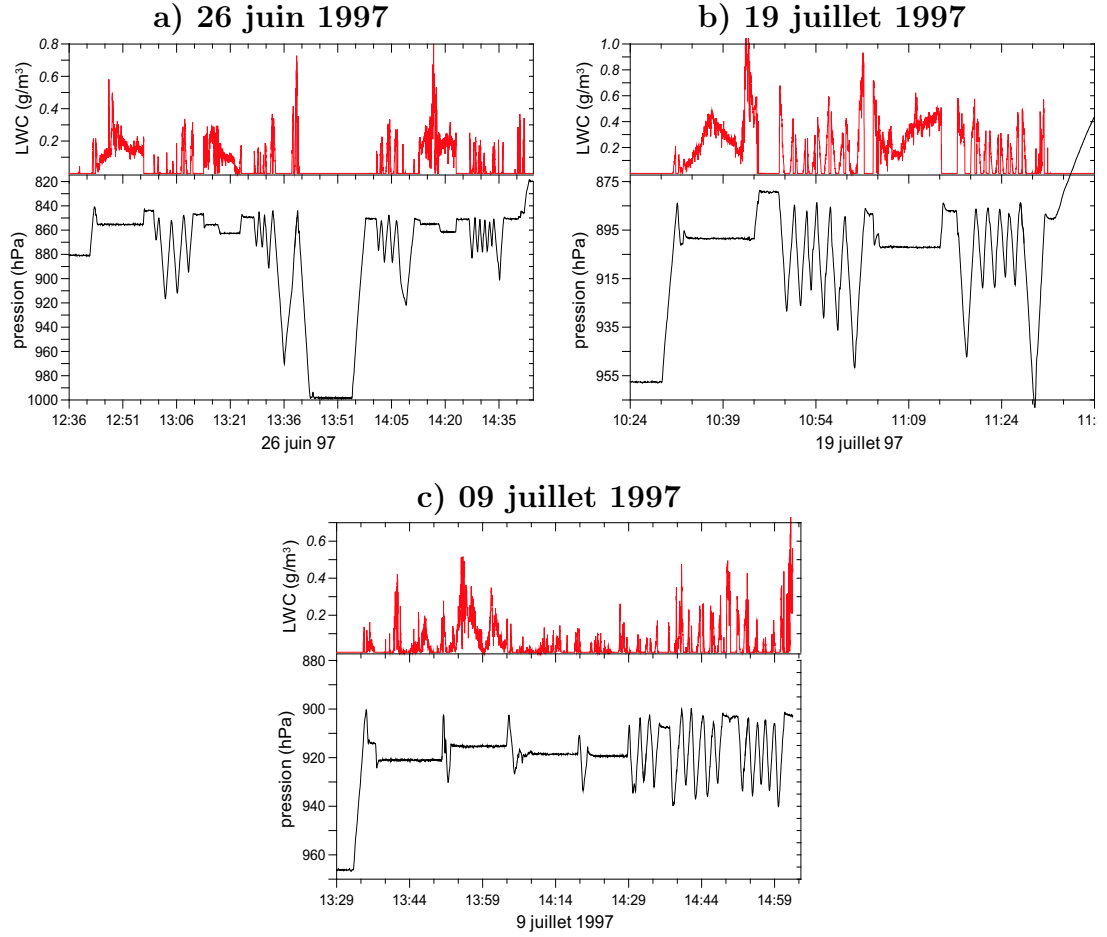


FIG. 4.1 – Altitude exprimée en niveaux de pression du vol de l'avion et LWC en g/m^3 mesuré pour les trois différentes dates du cas d'étude.

représentativité de ces mesures est très restreinte. Figure 4.2 a-c sont présentés les profils verticaux de la couverture nuageuse et du LWC pour les trois jours étudiés. Le nombre d'observations disponibles pour chacune des couches est indiqué le long de la courbe représentant la couverture nuageuse. On peut donc voir que la variabilité de l'échantillonnage des mesures est très importante.

Pour déterminer la couverture nuageuse, l'hypothèse de la présence d'un nuage lorsque le $LWC > 30 \text{ mg}/m^3$ est faite. Par exemple, pour le cas d'étude du 26 juin, 1405 mesures sur 1532 disponibles à une seconde de résolution entre 855 et 860 hPa, avaient un $LWC > 30 \text{ mg}/m^3$. Sur ces 1405 mesures, une couverture nuageuse de 91.7% a donc été calculée. De même, la détermination du profil vertical de l'eau nuageuse utilise ce critère et les mesures ne sont prises en compte

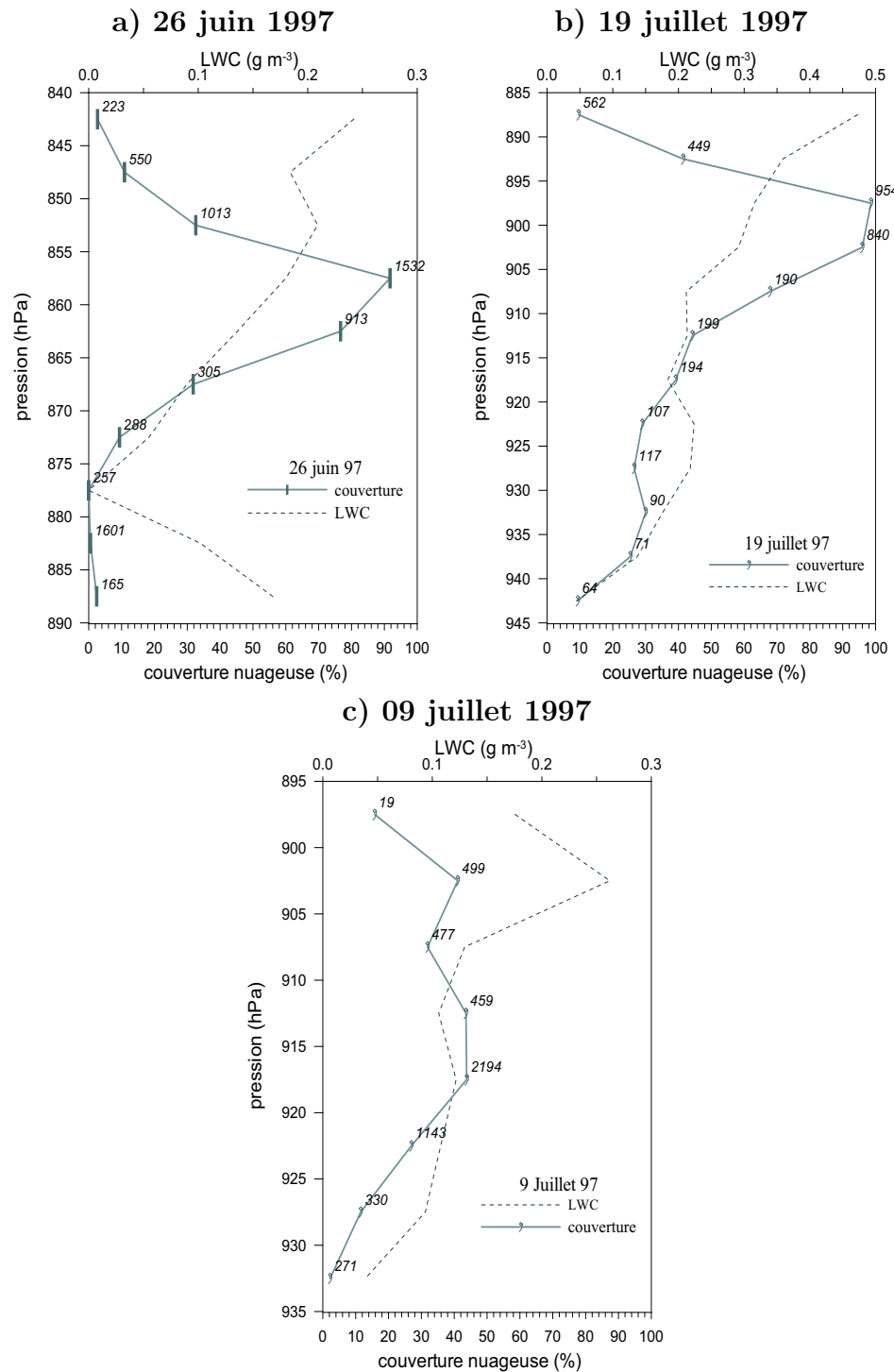


FIG. 4.2 – Couverture nuageuse et LWC mesurés pour les trois différentes dates du cas d'étude. Les chiffres renseignent sur le nombre de mesures effectuées et enregistrées à cette altitude lors des vols de l'avion.

que lorsqu'il y a présence de nuage (i.e. lorsque l'eau nuageuse dépasse la limite de 30 mg/m^3).

4.1.1.2 Technique d'analyse des spectres mesurés en percentiles de masse

A partir des données fournies sur le CD-Rom d'ISPRA (Raes et al., 2000), les spectres des gouttes mesurés avec le Fast-FSSP (Brennguier et al., 1998) sont disponibles sous forme de distributions dimensionnelles en percentile de masse en eau. A partir des 19 diamètres donnés sur une gamme résolue en intervalles de 5% de la masse, une distribution dimensionnelle est recalculée par interpolation et extrapolation (points extrêmes de la gamme de diamètres). Les spectres présentés dans les figures suivantes ont été discrétisés en 80 classes sur une grille equilogarithmique ($d\ln r = \ln 2/3 * 6 = \ln 2/18$) qui couvre ainsi une gamme de rayons de 12 à 25 μm .

A cause des informations manquantes sur les diamètres minimal et maximal des mesures en percentile de masse, la reconstruction par extrapolation sur une autres grille induit une incertitude de $\pm 2\%$ pour la valeur totale du LWC.

4.1.1.3 Résultats et analyse des mesures

En figure 4.2, on peut voir que pour le cas du 26 et du 19, sur une épaisseur d'environ 10 hPa, le stratocumulus atteint une couverture nuageuse quasi totale. En revanche, pour le cas du 9 juillet, un maximum de 40% est seulement atteint. Ces figures permettent également de déterminer l'épaisseur verticale des nuages observés. Pour le 19 juillet, on trouve une épaisseur de 50 hPa, donc d'environ 400 m et pour le 26 juin et le 9 juillet, on peut compter seulement 30 hPa, soit une épaisseur des nuages d'environ 240 m. Il n'est ainsi pas surprenant que les valeurs du LWC pour le 19 juillet au centre et au sommet de la couche nuageuse atteignent des valeurs deux fois supérieures à celles mesurées pour le 26 juin et pour le 9 juillet.

Pour le cas d'étude du 26 juin, on remarque entre 875 et 890 hPa une augmentation particulière du LWC. Cependant cette augmentation est sans importance physique. En effet, comme indiqué par la courbe de la couverture nuageuse, seulement 0.5% des mesures à 882 hPa et 2.4% à 887 hPa confirment la présence d'eau liquide. Ces mesures sont donc peu représentatives mais nous permettent cependant de déterminer la base du nuage et aussi de voir l'hétérogénéité spatiale du champ d'humidité.

Comme on l'a expliqué précédemment, les stratégies de vols permettent 2 types d'analyses :

- les spectres de gouttelettes le long des trajectoires horizontales lors des vols en

"paliers".

- les spectres des gouttelettes entre ces paliers, lorsque l'avion suit des trajectoires ascendantes et descendantes, en "zigzags", pour pouvoir mieux résoudre la structure verticale microphysique des nuages.

Ces deux types d'analyse seront donc utilisés lors de la comparaison des résultats des simulations avec les observations puisqu'une des particularités du modèle DESCAM-3D est de permettre la comparaison des champs microphysiques (distributions dimensionnelles de gouttelettes et de particules d'aérosol) simulés et observés.

Cas du 26 juin 1997

La figure 4.3 présente les spectres dimensionnels de gouttelettes moyens à différentes altitudes (i.e. lors de différents vols en "palier") pour le cas du 26 juin lors du vol entre 12 :40 et 14 :35. On rappelle ici que les trajectoires des avions parcouraient, vu d'au dessus, une forme géométrique de type losange. Mis à part le palier correspondant à l'horaire 12 :44-12 :57 qui s'est déroulé sur le côté SO du losange, les quatre autres vols ont été effectués sur le côté NE du losange de vol. Cette figure permet ainsi de mettre en évidence la très forte hétérogénéité horizontale et aussi temporelle du stratocumulus.

Hormis le palier de 13 :18 pour lequel la couverture nuageuse était de 86%, celle-ci atteint des valeurs supérieures à 97% pour les quatre autres paliers. On peut remarquer aussi sur cette figure que les spectres de gouttelettes correspondant aux niveaux verticaux 863 hPa et 861 hPa atteignent des tailles plus grandes que pour les altitudes au dessus, ce qui semble plutôt surprenant. Ceci met donc une fois de plus en évidence l'hétérogénéité spatiale et donc temporelle (puisque la majorité des mesures ont été faites sur un même côté du losange de vol mais décalées dans le temps) du stratocumulus observé.

Les figures 4.4 a-d représentent les distributions dimensionnelles de gouttelettes en fonction de l'altitude (exprimée en niveaux de pression) pour les 4 périodes de vols en "zigzag" verticaux. Les figures a) et c) sont issues des vols ascendants et descendants sur le côté NO du losange de vol, tandis que les figures b) et d) sont issues du côté SE du losange de vol. L'ensemble des spectres met en évidence une forte augmentation de la concentration en masse des gouttelettes nuageuses et une augmentation du diamètre moyen avec l'altitude. Le déplacement du diamètre moyen vers les plus grandes tailles avec l'altitude est plus net pour les mesures faites à 13 :00 et à 14 :01, i.e. pour les mesures effectuées sur le côté NO du losange de l'aire étudiée. Les plus grandes gouttelettes sont trouvées

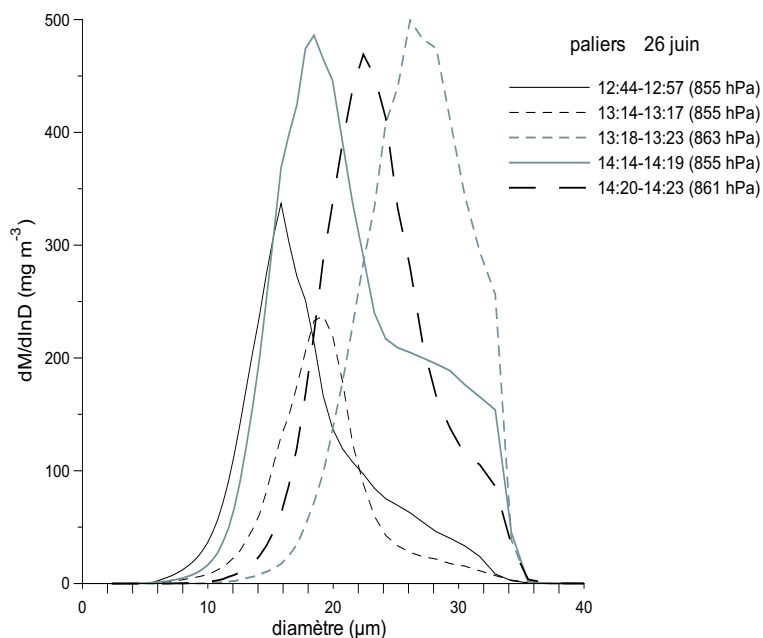


FIG. 4.3 – *Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en paliers le 26 juin 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression.*

en figure a) où le diamètre moyen atteint environ $28 \mu\text{m}$.

En comparant les figures a-c et les figures b-d, c'est à dire en comparant l'allure des spectres provenant des côtés NO et SE du losange de vol, on voit que le gradient vertical est plus prononcé pour les cas NO. Le déplacement des diamètres moyens vers les plus grandes tailles est aussi plus net pour les cas NO que pour les cas SE.

Cas du 19 juillet 1997

En figure 4.1 b) sont présentées les observations des vols de l'avion (niveaux des paliers et des zigzags) en fonction de l'altitude (exprimée en niveaux de pression), ainsi que le LWC mesuré. Ces observations sont temporellement moins étendues que les précédentes. Sur cette figure, deux paliers sont mis en évidence et la mesure de la couverture de nuageuse lors de ces paliers donne des valeurs qui atteignent 100 %. Cependant les spectres dimensionnels de ces paliers se distinguent de façon très significative.

En effet, en figure 4.5 a) sont présentées les distributions dimensionnelles moyennes de gouttelettes nuageuses mesurées lors des deux différents paliers. Sur

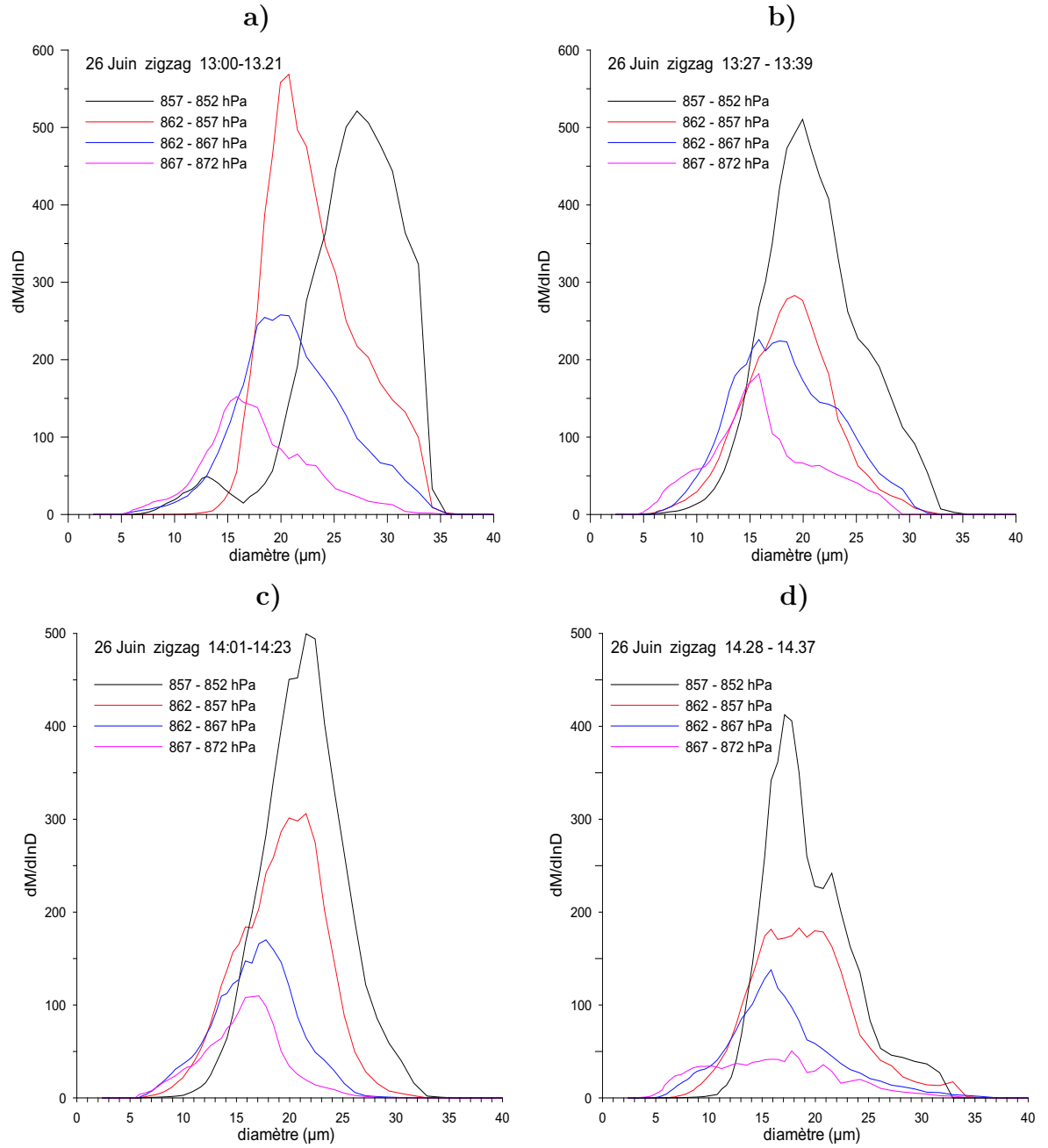


FIG. 4.4 – Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en "zigzag" le 26 juin 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression et le nombre de mesures effectuées est indiqué entre parenthèses.

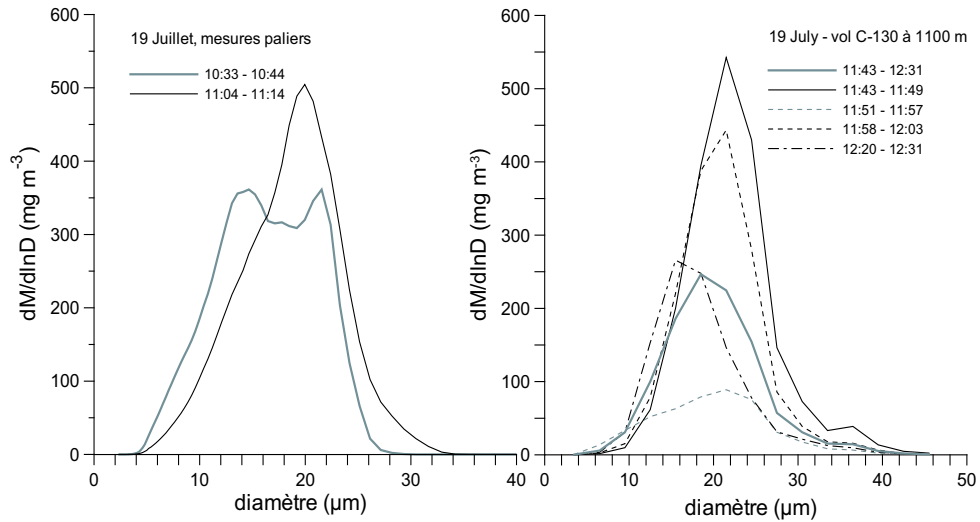


FIG. 4.5 – *Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en paliers le 19 juillet 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression. La figure de droite donne les mesures issues du C-130.*

le premier palier, un spectre bimodal est observé alors qu'il est monomodal pour le second. Si on s'intéresse aux mesures de l'avion anglais C-130 (présentées en figure 4.5 b)), on constate que ces mesures confirment plutôt les observations du second palier (celui de 11 :04).

Figures 4.6 a-b sont présentées les spectres dimensionnels de gouttelettes lors des vols en "zigzag" afin d'étudier la variabilité verticale de la microphysique du Sc. On remarque que l'apparition du premier maximum observé en figure 4.5 se retrouve aussi sur ces figures qui montrent une fois de plus la très grande hétérogénéité verticale de Sc.

Cas du 9 juillet 1997

D'une façon générale on remarque sur les figures des spectres observés du 9 juillet (figure 4.7) qu'ils atteignent des diamètres plus petits que pour les deux autres cas du 26 et du 19.

La figure 4.7 gauche, où sont présentés les spectres issus des vols en paliers horizontaux, montrent la forte hétérogénéité du champ de stratocumulus.

Bien que la moyenne des observations donne une couverture nuageuse d'environ 37% (figure 4.2 c)) pour cette date, le vol pendant le second palier horizontal mesure une couverture nuageuse de 85%. Ceci met en évidence une fois de plus

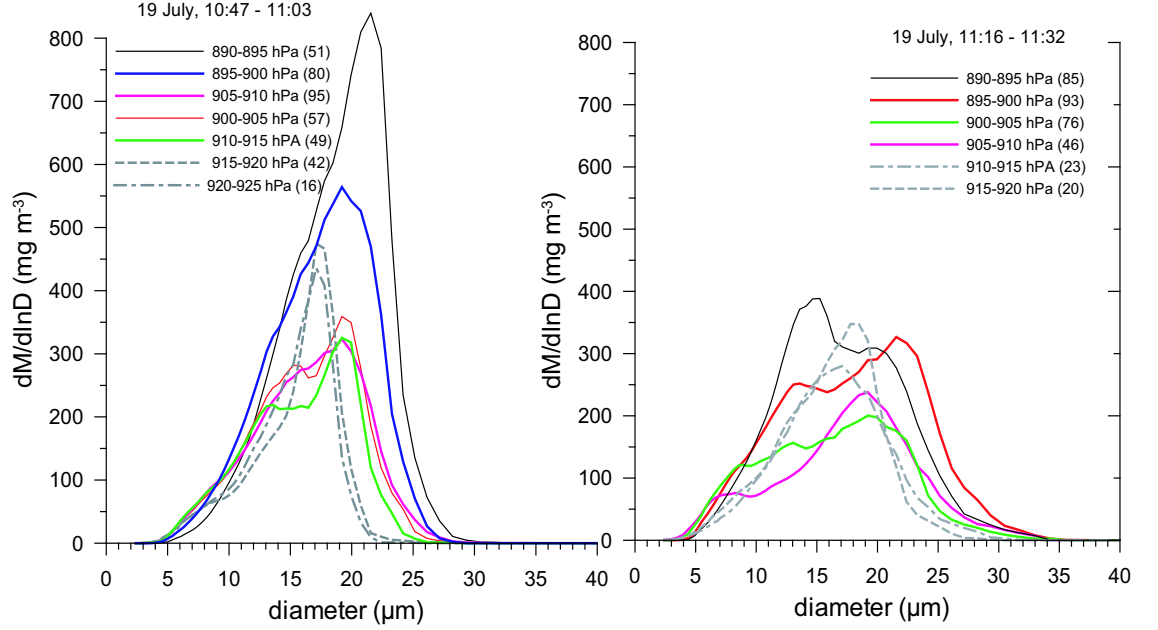


FIG. 4.6 – Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en "zigzag" le 19 juillet 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression et le nombre de mesures effectuées est indiqué entre parenthèses.

que le Sc doit être très variable non seulement en espace mais aussi en temps.

4.1.2 Simulations numériques des stratocumulus pendant ACE-2

4.1.2.1 Introduction

Pour chacune des simulations qui suivront, les conditions de simulations numériques sont identiques. Elles sont présentées dans le tableau 4.1.

Δt	Δx	Δy	NX	NY	NZ
3 s	150 m	150 m	100 points	100 points	50 points

TAB. 4.1 – Caractéristiques numériques des simulations pour ACE2 avec le modèle tridimensionnel

Les résolutions des grilles verticales correspondant à chacun des trois cas étudiés sont présentées en figure 4.8. Ces grilles ont été calculées à l'aide d'un poly-

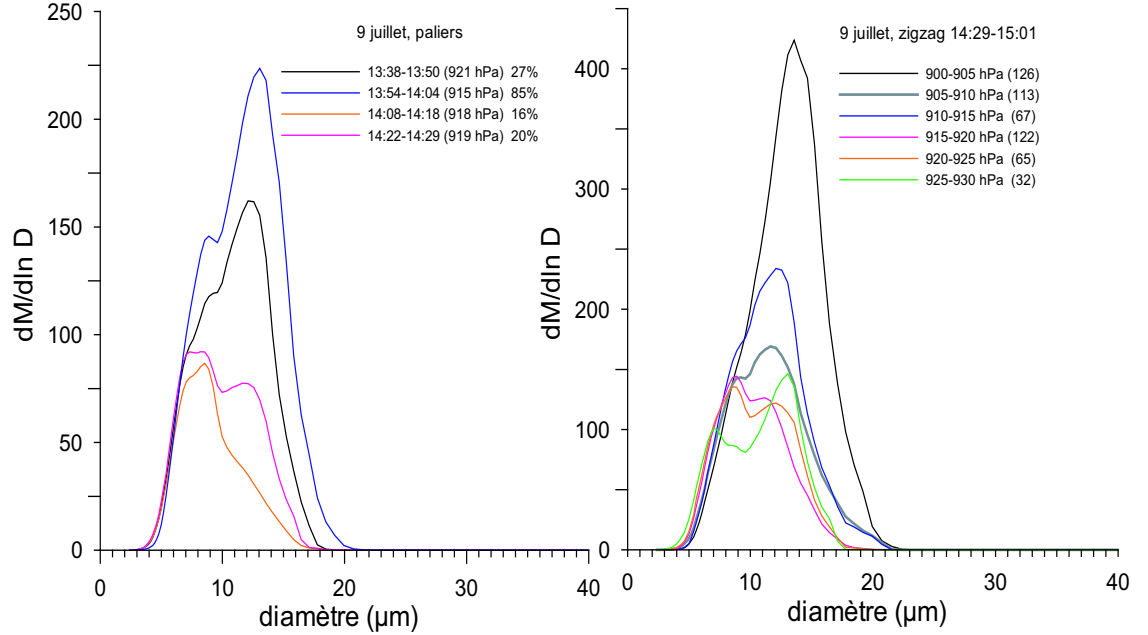


FIG. 4.7 – *Distributions dimensionnelles des gouttelettes observées lors des différentes phases de vol en palier (figure de gauche) et en "zigzag" (figure de droite) le 9 juillet 1997. Les altitudes de vol sont exprimées en niveaux de pression et le nombre de mesures effectuées est indiqué entre parenthèses.*

nôme d'ordre 4 et sont spécialement choisies pour permettre une haute résolution à l'altitude du nuage. Les différentes localisations des couches nuageuses sont également indiquées dans la figure 4.8.

Les spectres initiaux d'aérosols secs pour chacun des évènements sont représentés en figure 4.9. Ils correspondent à la somme de trois distributions lognormales dont les caractéristiques ont été calculées pour coïncider au mieux avec les mesures effectuées en ciel clair pendant la campagne pour chacun des évènements (CD de ISPRA, d'après Raes et al., 2000). Ces spectres mesurés sont une combinaison d'observations réalisées sur différents sites (communication personnelle, P. Laj).

La solubilité des aérosols est fixée à 1 et les distributions microphysiques du modèle de nuage sont discrétisées comme indiqué dans le tableau 4.2. Le choix de la discrétisation du spectre de particules d'aérosol vient des mesures (figure 4.9) et celui pour les gouttelettes nuageuses vient des analyses des mesures de l'avion Merlin (voir section précédente).

Afin de simuler la formation du nuage au dessus de la mer, des coefficients de chauffage correspondant aux flux de chaleur latente et sensible sont imposés

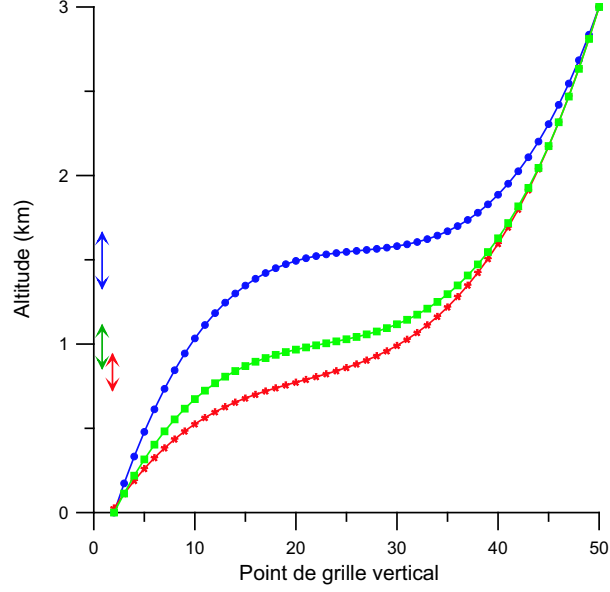


FIG. 4.8 – *Discrétisation de la grille verticale du domaine afin d’augmenter la résolution dans la couche nuageuse du 26 Juin 1997 (points), du 19 Juillet 1997 (carrés) et du 09 Juillet 1997 (croix).*

Aérosols			Gouttelettes		
KRS	NAC	Gamme de rayons	JRS	NRP	Gamme de rayons
2	39	$0.0219\mu m \longrightarrow 1.76\mu m$	2	39	$1.25\mu m \longrightarrow 100.3\mu m$

TAB. 4.2 – *Caractéristiques microphysiques pour ACE2 avec le modèle tridimensionnel*

de façon hétérogène au niveau de la mer. Pour les simulations initialisées avec le sondage vertical de Punta del Hidalgo, nous avons utilisé un flux moyen de chaleur sensible de 60 W/m^2 et un flux de chaleur latente de 300 W/m^2 . Pour les simulations initialisées avec le sondage de l’avion, nous avons augmenté ces flux, soit un flux de chaleur sensible de 180 W/m^2 et un flux de chaleur latente de 700 W/m^2 . Les raisons de ces modifications sont exposées plus loin dans ce chapitre.

4.1.2.2 Résultats généraux

Après entre 20 et 90 minutes de simulation, un stratocumulus se forme pour l’ensemble des simulations. La différence de déclenchement de formation dépend essentiellement des conditions initiales. Les champs de Sc simulés sont fortement

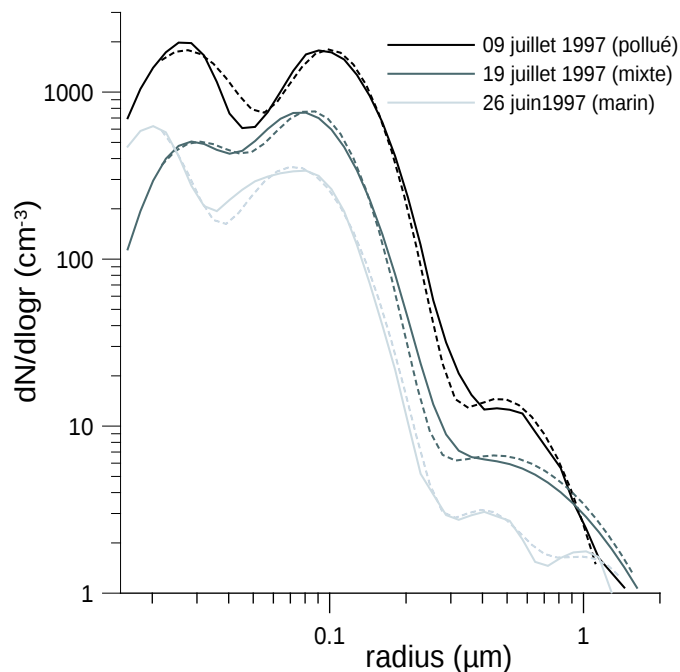


FIG. 4.9 – *Spectres initiaux de particules d'aérosols secs mesurés (trait plein) et approchés par une somme de distributions lognormales (pointillés) pour le cas pollué du 09 Juillet (noir), le cas mixte du 19 Juillet (gris) et le cas propre du 26 Juin (gris clair)*

non-stationnaires, il existe une hétérogénéité en temps et aussi en espace (figure 4.10 et 4.11).

En effet, par exemple pour le cas de simulation de référence du 26 juin 1997, en figure 4.10 sont représentées des coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse au bout de 120 minutes d'intégration et figure 4.11 est représentée une coupe horizontale de la concentration en gouttelettes nuageuses à 1577 mètres d'altitude, qui correspond à l'altitude du maximum de concentration en gouttelettes à 120 minutes de simulation. On présente aussi une coupe horizontale juste en dessous à 1477 mètres. Ces coupes horizontales et verticales mettent en évidence une très forte hétérogénéité verticale et horizontale et la présence de trous qui ont aussi été observés pendant la campagne. Afin de mieux illustrer le champ nuageux du stratocumulus simulé avec le modèle tridimensionnel de nuage chaud à microphysique détaillée, une image 3D du nuage sur tout le domaine de simulation $15 \times 15 \text{ km}^2$ est présentée en figure 4.12. Des résultats macrophysiques similaires sont trouvés pour les deux autres cas d'étude.

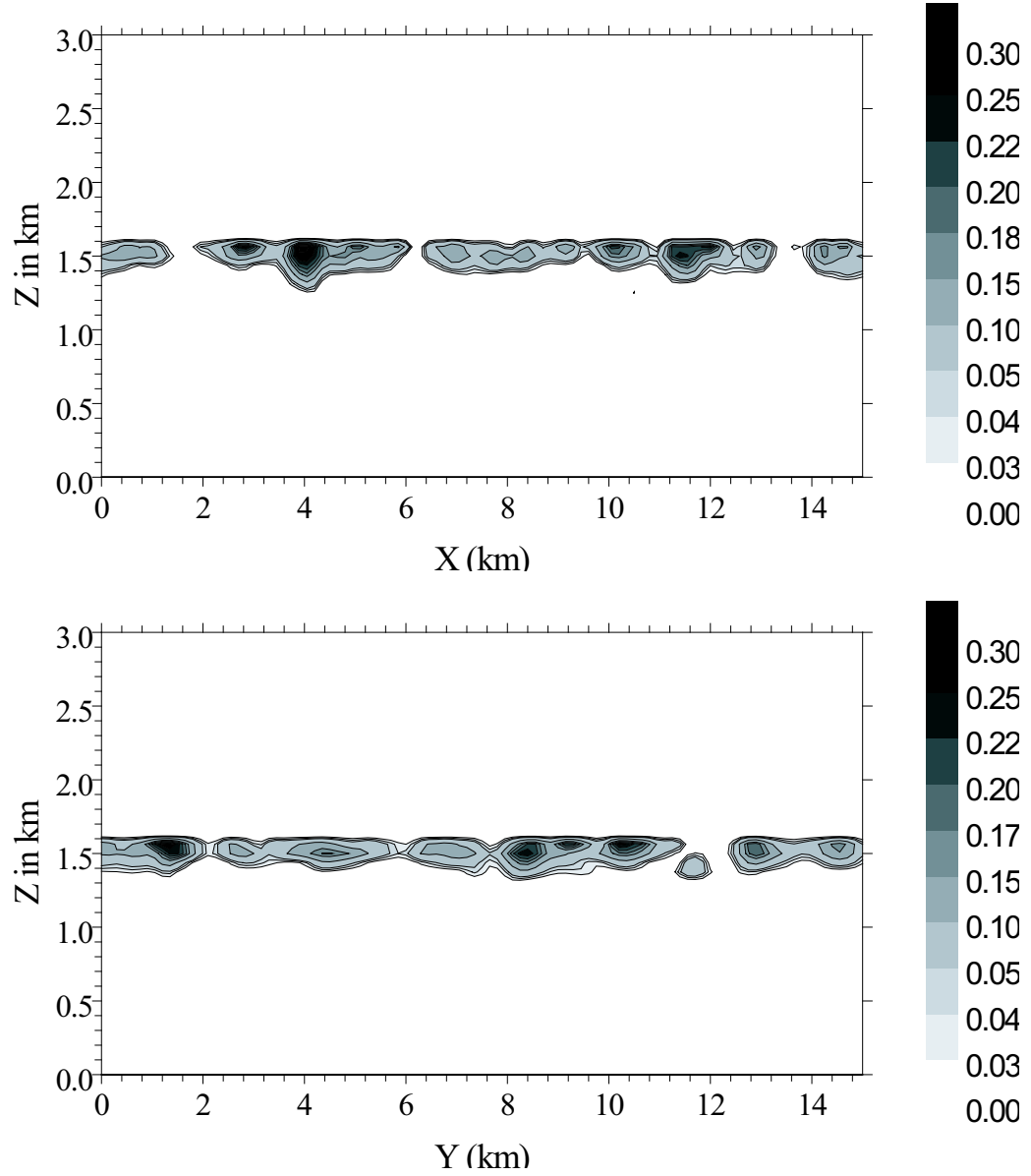


FIG. 4.10 – Coupes verticales faites dans le domaine (à 45° figure du haut et 80° figure du bas) du rapport de mélange en eau nuageuse en g/kg à 120 minutes de simulation. L'échelle est la même pour les deux figures.

Malgré l'hétérogénéité temporelle des Sc simulés, on peut déterminer un moment où le champ nuageux aura un comportement à peu près stationnaire et pour lequel des analyses pourront être faites. Une première condition est que l'épais-

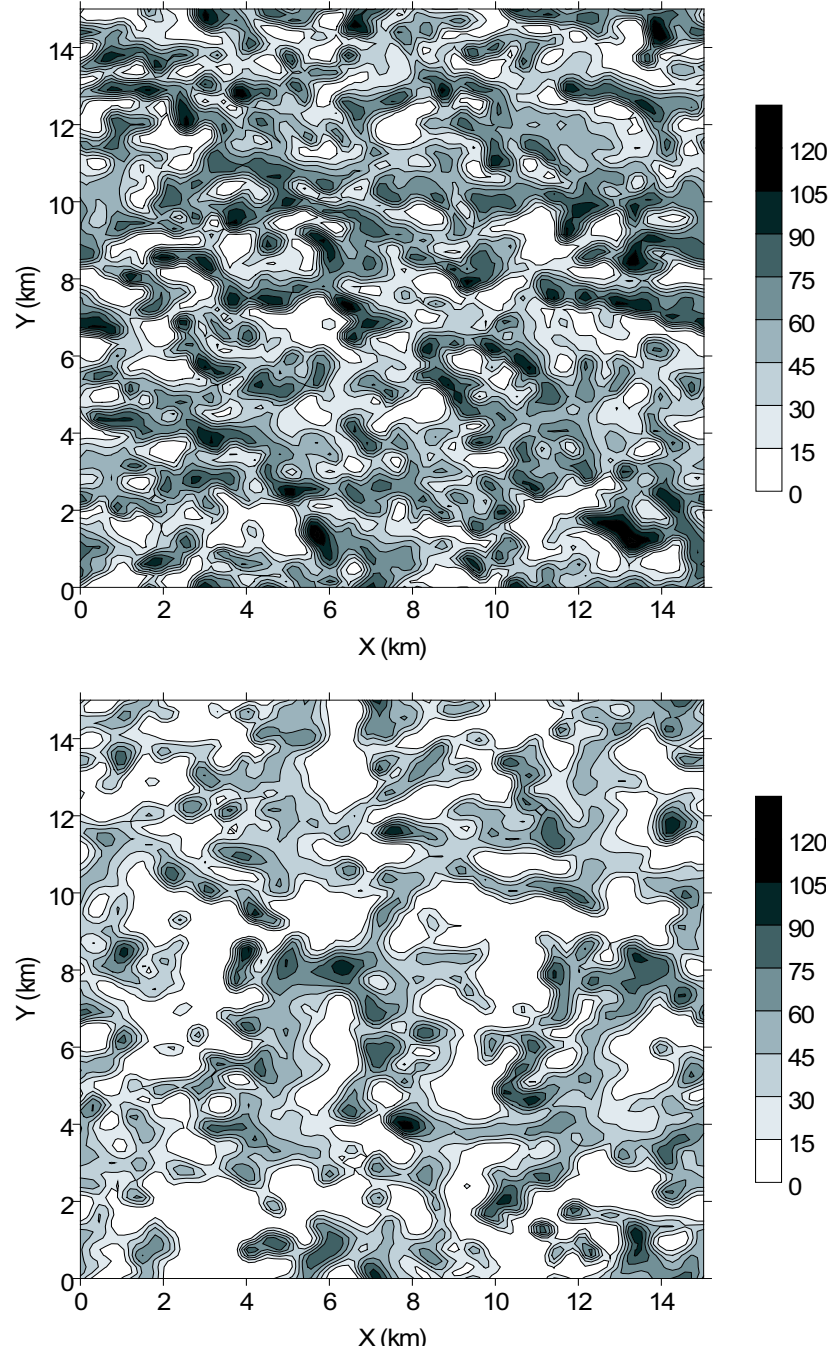


FIG. 4.11 – *Coupes horizontales à 1577 mètres (haut) et 1477 mètres (bas) d'altitude de la concentration en gouttelettes nuageuses en $\# / \text{cm}^3$ à 120 minutes d'intégration*

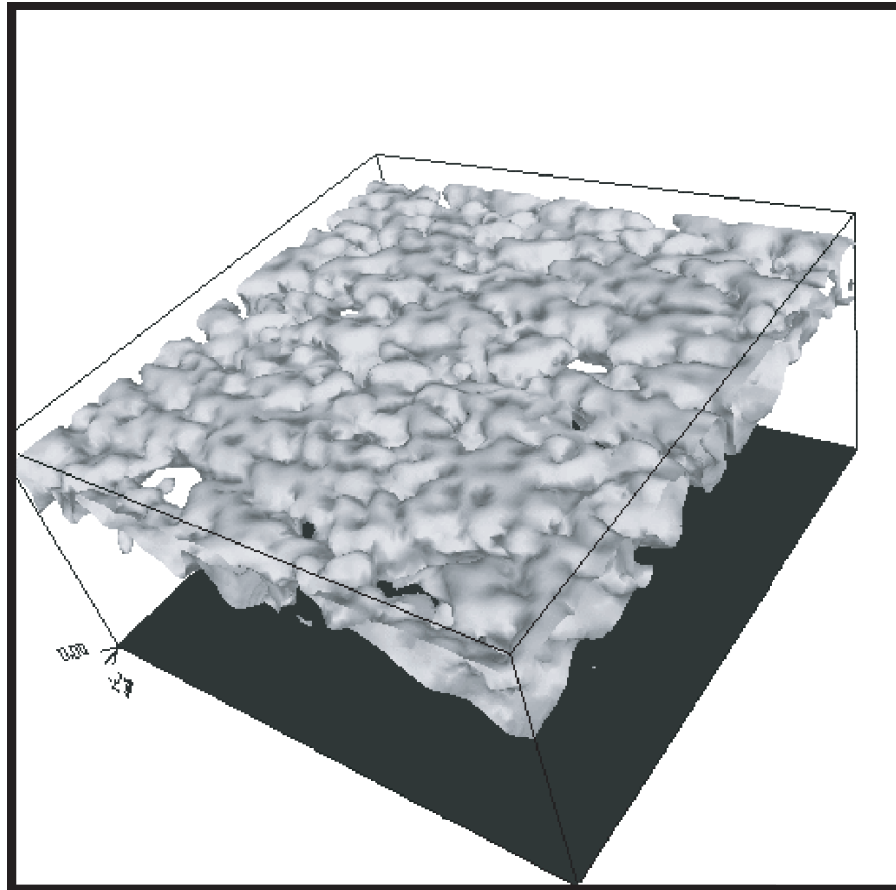


FIG. 4.12 – *Stratocumulus* du 26 juin 1996 simulé après 2 heures d'intégration. L'enveloppe nuageuse est fixée à 0.03 g/m^3

seur de la couche nuageuse n'évolue pas particulièrement. En effet, comme on le voit en figure 4.13 a) qui représente l'évolution temporelle de la couverture nuageuse (exprimée en %) simulée pour différentes altitudes pour le cas du 26 juin, la couverture nuageuse est très constante. En revanche, pour le cas du 19 juillet (figure 4.13 b)), une onde est présente en début de simulation et la stationnarité n'est atteinte qu'après environ 155 minutes de simulation. Si on regarde pour ce cas les figures 4.14 a) et b) qui représentent les profils verticaux de la couverture nuageuse (en %) et du LWC (en g/m^3) simulés à différents instants de simulation pour le cas du 19 juillet, on voit bien la non stationnarité de la couverture nuageuse entre 132 et 147 minutes et la stationnarité à partir d'environ 160 minutes. Cependant, les variations relatives du LWC sont quand même assez prononcées si on les compare aux variations de la couverture nuageuse à ces mêmes instants.

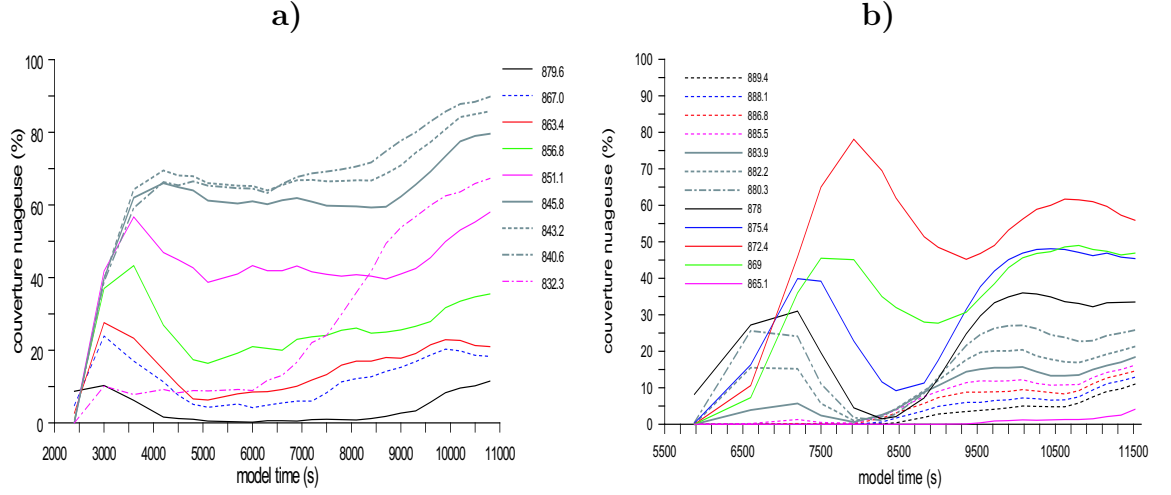


FIG. 4.13 – *Evolution temporelle de la couverture nuageuse simulée (%) pour le 26 juin 1997 (a) et la 19 juillet 1997 (b) pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression.*

Compte tenu des ces inhomogénéités en temps et en espace il a donc été difficile d'obtenir une situation stationnaire pour les différents cas d'étude.

Pour la comparaison avec les observations fournies dans la section précédente, une moyenne sur $NX * NY = 10000$ valeurs dans chaque couche résolue par le modèle a été calculée. Dans les figures et toutes les analyses concernant le champ macroscopique et sa microphysique, cette méthode de valeur moyenne a été utilisée.

4.1.2.3 Stratocumulus du 26 juin 1997

Pour le cas du 26 juin 1997, le spectre d'aérosols secs initial ajusté aux mesures effectuées est présenté dans le tableau 4.3 et illustré en figure 4.9, courbe gris clair.

Mode 1		Mode 2		Mode 3		Mode 4	
RN1	250	RN2	157	RN3	1.1	RN4	0.7
R1	0.018	R2	0.072	R3	0.4	R4	1.05
$\sigma 1$	1.4	$\sigma 2$	1.5	$\sigma 3$	1.4	$\sigma 4$	1.5

TAB. 4.3 – *Caractéristiques des distributions lognormales pour le cas du 26 juin 1997*

On rappelle ici que le spectre initial d'aérosols secs est calculé comme une

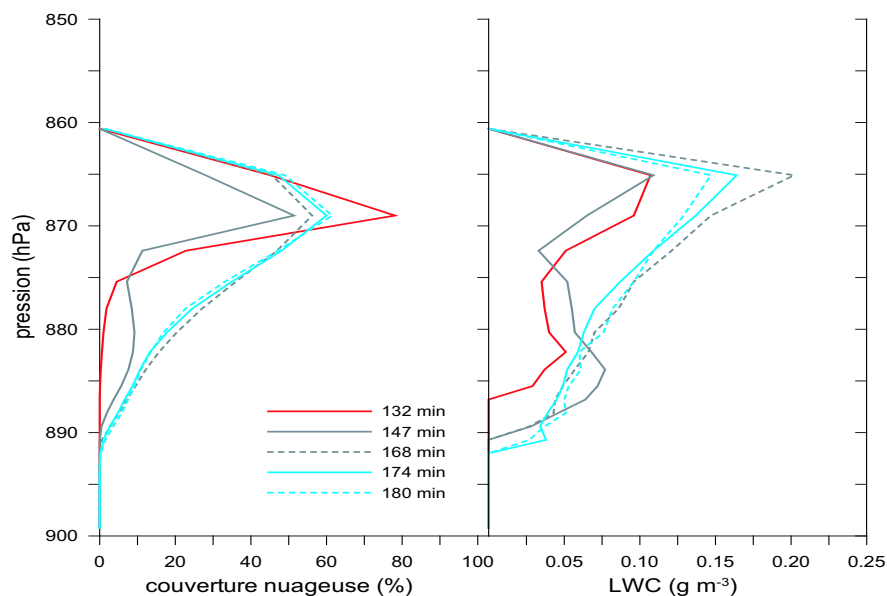


FIG. 4.14 – Profils verticaux de la couverture nuageuse en % (figure de gauche) et du LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 19 juillet 1997.

somme de distributions lognormales où RNi est le nombre de particules, Ri est le rayon médian en micromètres et σ_i est la déviation standard de chacun des modes considérés.

Deux cas de simulation ont été réalisés pour ce jour là : un premier avec le profil vertical mesuré par un ballon sonde lancé depuis le bateau R/S Vodyanitskiy (Vervier et al, 2000) qui était localisé à 31°N et ainsi qui stationnait à environ 120 km au nord du site où à eu lieu l'expérience ; et un second en modifiant le contenu en humidité dans ce profil pour tester la sensibilité à l'humidité relative (figure 4.15).

Même si le bateau se situait loin des nuages échantillonnés, nous avons préféré utiliser les sondages issus de ses ballons plutôt que ceux mesurés lors des vols des avions. En effet, la mesure des sondages verticaux est très rare et se limite souvent à un ou deux profils en début ou fin des périodes d'observations et généralement en dehors de la région d'étude de la microphysique nuageuse. De plus, l'avion est trop rapide pour la mesure des profils, et les sondages ne représentent donc pas une valeur moyenne du vent, de la température et de l'humidité pour une couche mais plutôt des valeurs liées à des phénomènes de plus petites échelles. C'est pourquoi nous avons préféré, malgré sa distance, utiliser les ballons sondes

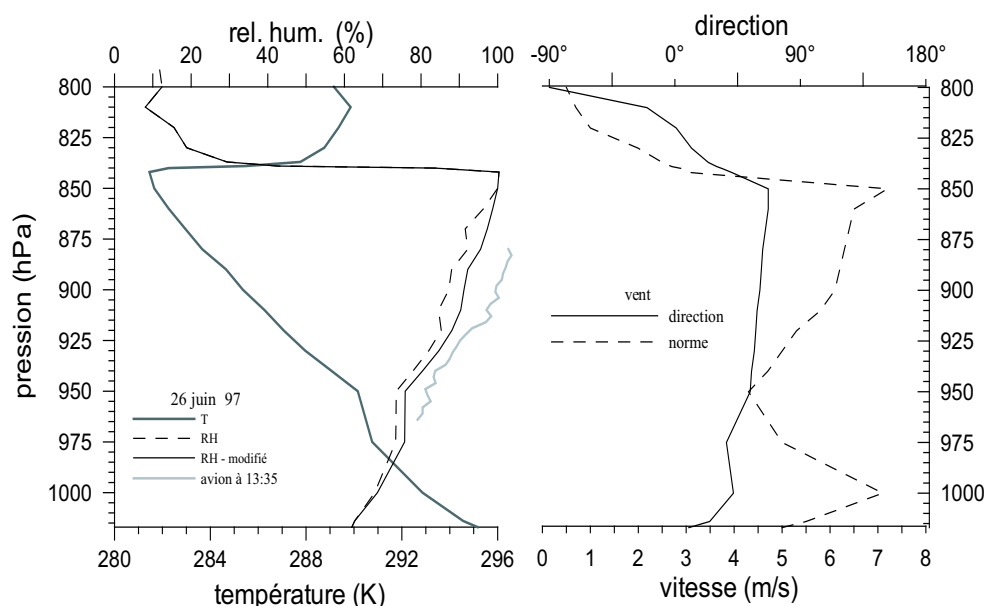


FIG. 4.15 – *Figure de gauche : Profil vertical de température (bleu foncé), d'humidité relative (noir) issu du sondage bateau, d'humidité relative modifiée (pointillés noir) et mesurée par l'avion Merlin (bleu clair). Figure de droite : Profil vertical de vitesse du vent horizontal (pointillés) et de direction du vent horizontal (trait plein) pour le 26 juin 1997.*

du bateau R/S Vodyanitskiy lorsque cela était possible.

Figure 4.16 sont représentés le profil vertical de la couverture nuageuse (en %) et du LWC (en g/m^3) à différents instants de simulation pour le cas du 26 juin 1997 pour la simulation de référence. En comparant ces résultats aux mesures (figure 4.2 a), on note une bonne représentation de l'épaisseur de la couche nuageuse (environ 25 hPa). Le LWC trouvé dans le niveau de maximum de couverture nuageuse est d'environ $0.2 g/m^3$ mais est cependant un peu sous-estimé en moyenne ($0.15 g/m^3$). De même, la couverture nuageuse est un peu trop faible par rapport aux observations ce jour là et le sommet a une forme plus "pointue" que pour les observations.

Figure 4.17 sont représentés les profils verticaux de la couverture nuageuse (en %) et du LWC (en g/m^3) à différents instants de simulation pour le cas du 26 juin 1997 pour la simulation avec le profil initial en vapeur d'eau modifié. Pour ce second cas de simulation, et toujours en comparant avec les mesures (figure 4.2 a), on s'aperçoit que le LWC simulé est plus en accord avec les mesures car la base du nuage est à une altitude plus basse. Néanmoins, la couverture nuageuse des Sc est un peu plus forte pour l'observation.

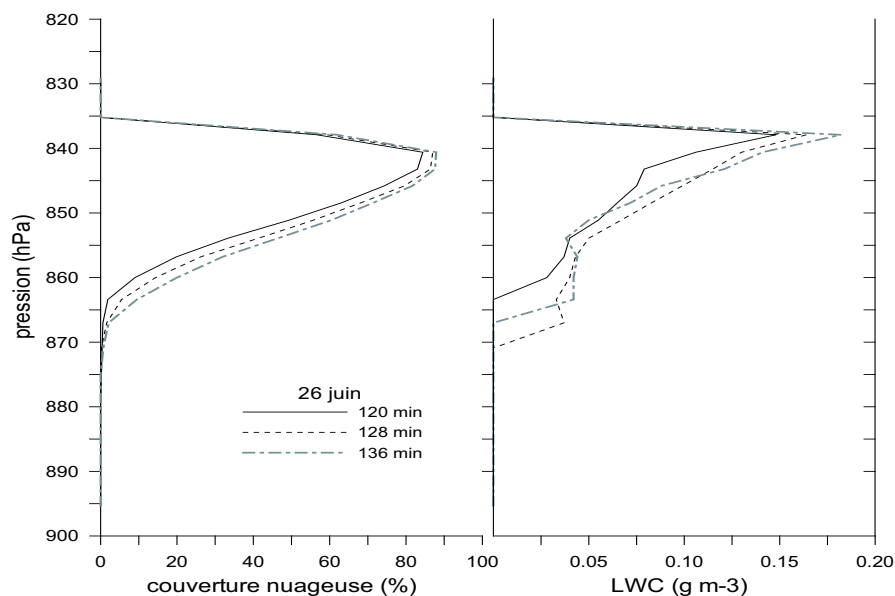


FIG. 4.16 – Profils verticaux de la couverture nuageuse en % (figure de gauche) et du LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 26 juin 1997 pour la simulation de référence.

En ce qui concerne la microphysique, les observations en "zigzag" des spectres montraient des maxima autour de $20\text{--}22\ \mu\text{m}$ sauf pour celui à 14 :28 qui était un peu plus petit et celui à 13 :00 dont un était autour de $28\ \mu\text{m}$. Pour les profils à 13 :00, 13 :27 et 14 :01, le décalage des spectres dans les basses couches vers les plus petits diamètres était bien visible.

Figure 4.18 sont représentées les distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 128 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas de référence du 26 juin 1997. Dans cette phase de stationnarité supposée à $t=120\text{--}136\ \text{min}$, les spectres sont plus larges mais de plus faibles amplitudes : la plus grande largeur des spectres compense le manque de masse et donc les valeurs intégrales des spectres correspondent bien à peu près aux LWC observés (voir figures 4.2 a) et 4.16).

La variabilité verticale des spectres montre une forte similitude avec les observations (figure 4.4). De hautes valeurs pour le maximum de la distribution sont aussi simulées mais seulement pendant la phase de formation du nuage. Ceci est présenté en figure 4.19 qui représente les distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 55 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas de référence du 26 juin 1997. A cet instant de simulation, tous les spectres sont autour de $250\text{--}400\ \text{mg}/\text{m}^3$ au maximum (autour de $22\text{--}28$

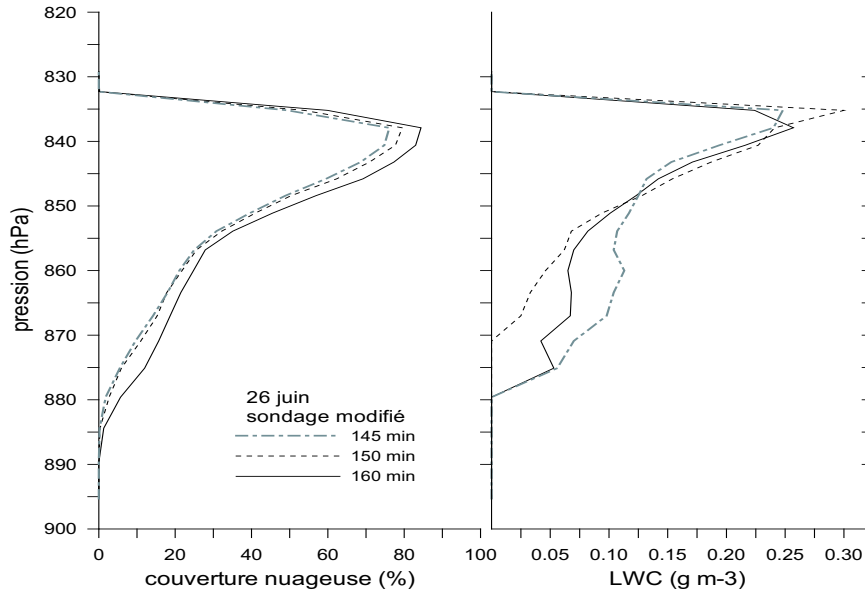


FIG. 4.17 – *Profils verticaux de la couverture nuageuse en % (figure de gauche) et du LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 26 juin 1997 pour la simulation avec le profil initial en vapeur d'eau modifié.*

μm). Ces hautes valeurs disparaissent au cours de l'intégration numérique : le mélange de l'air nuageux avec l'air sous-saturé commence à diluer la couche du Sc. Ceci devient bien visible pour les basses couches où l'évaporation est plus forte et provoque une réduction de la taille moyenne des gouttelettes.

La comparaison de la figure 4.19 avec le spectre à 855 hPa de la figure 4.4 et la figure 4.3 laisse supposer que dans cette zone, une situation de convection importante avait lieu.

En augmentant l'humidité dans quelques basses couches (simulation modifiée) en dessous du stratocumulus (figure 4.15), nous avons déjà constaté précédemment une augmentation de l'épaisseur du Sc ainsi qu'une augmentation du LWC (figure 4.17). Cet effet devient aussi visible dans les spectres. Figure 4.20 sont représentées les distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 150 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 26 juin 1997 avec le profil en vapeur d'eau modifié. Ici, les maxima pour les deux dernières courbes du modèle atteignent entre 300 et 400 mg/m^3 . Néanmoins, les maxima typiquement observés dans le sommet du Sc entre 400 et 600 mg/m^3 ne sont pas atteints dans cette phase de stationnarité. Aussi, la largeur en direction des grandes gouttes est surestimée par les simulations.

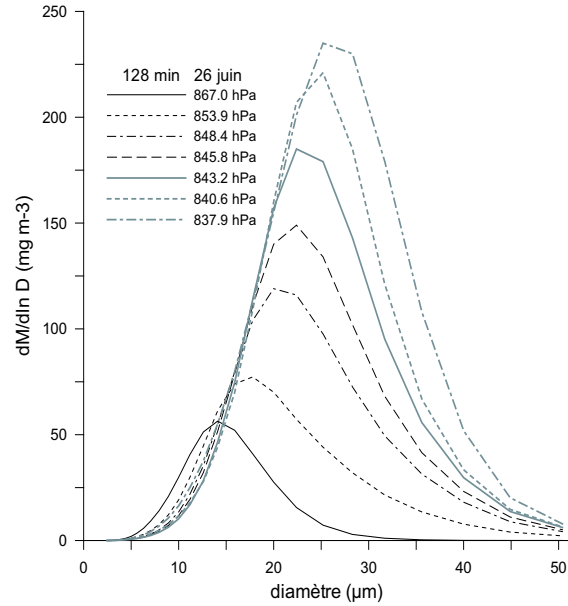


FIG. 4.18 – Distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 128 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas de référence du 26 juin 1997.

4.1.2.4 Stratocumulus du 9 juillet 1997

Pour le cas du 09 juillet 1997, le spectre d'aérosols secs initial ajusté aux mesures effectuées est présenté dans le tableau 4.4 et illustré en figure 4.9, courbe noire.

Mode 1		Mode 2		Mode 3	
RN1	785	RN2	654	RN3	6.4
R1	0.027	R2	0.146	R3	0.47
σ_1	1.5	σ_2	1.4	σ_3	1.5

TAB. 4.4 – Caractéristiques des distributions lognormales pour le cas du 09 juillet 1997

Comme pour le cas d'étude du 26 juin 1997, la simulation est initialisée à partir d'un sondage vertical issu d'un ballon sonde lancé depuis le bateau R/S Vodyanitskiy (Vervier et al, 2000) le 09 Juillet 1997. Ce sondage est présenté en figure 4.21.

La principale différence avec le cas précédent vient du très grand nombre de particules d'aérosols dans l'air ambiant.

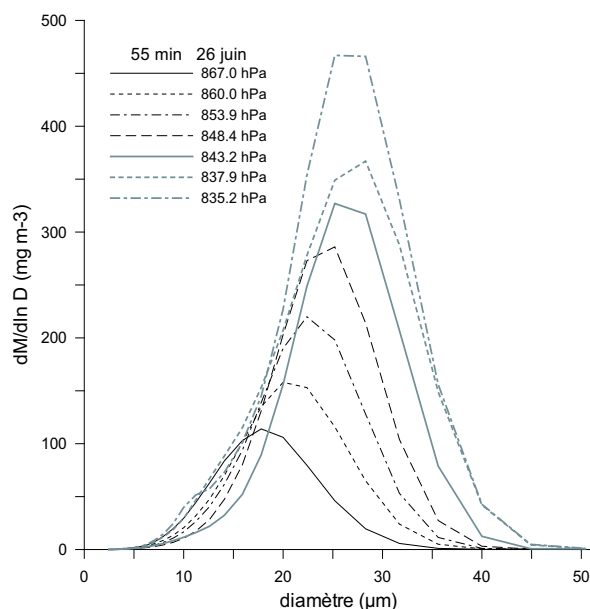


FIG. 4.19 – *Distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 55 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas de référence du 26 juin 1997.*

En figure 4.22 sont représentés les profils verticaux de la couverture nuageuse et du LWC simulés pour le cas du 9 juillet à différents instants de simulation. On voit une importante stationnarité pour la couverture nuageuse. Mais dans cette phase, de fortes fluctuations du LWC en fonction du temps existent néanmoins.

En figure 4.23 sont représentées les distributions dimensionnelles de gouttelettes nuageuses simulées pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression à $t = 115$ minutes (figure de gauche) et à différents instants de simulation au niveau de pression $P=900$ hPa (figure de droite) pour le cas du 9 juillet 1997. Il existe une haute similitude avec le cas du 26 : un déplacement du maximum vers les grands diamètres avec l'altitude mais les tailles restent plus petites. Ceci est un effet de la forte concentration en AP. On voit donc un déplacement du maximum du diamètre moyen vers les grandes tailles et l'augmentation du nombre de gouttelettes dans le nuage due à la forte concentration en AP a aussi été observée dans les simulations.

Ainsi, pour le cas du 9 juillet, les spectres sont en assez bon accord avec les observations dans la première phase de simulation mais deviennent par la suite un peu trop larges.

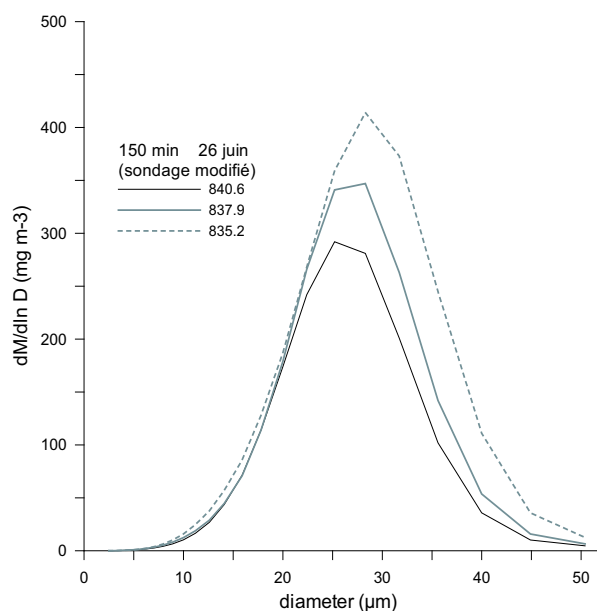


FIG. 4.20 – Distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées à 150 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 26 juin 1997 avec le profil en vapeur d'eau modifié.

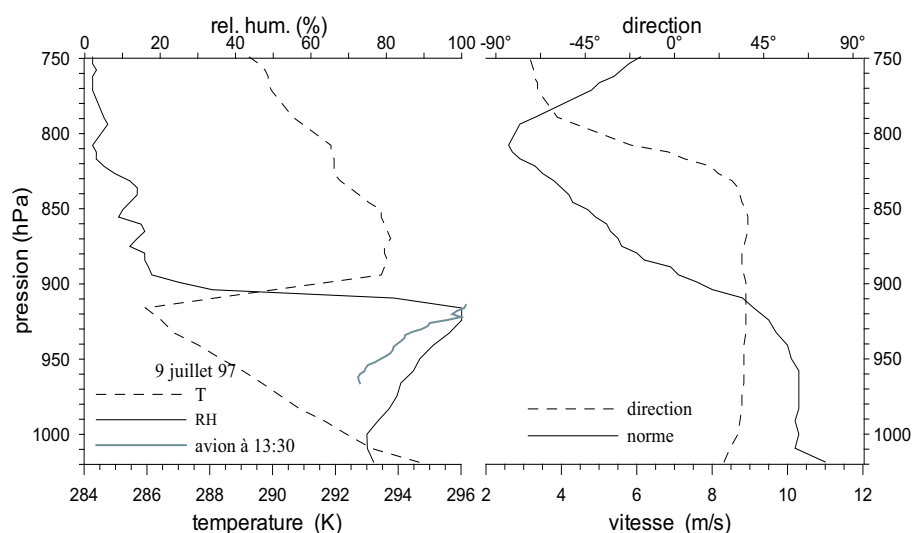


FIG. 4.21 – Profil vertical de température (pointillés) et d'humidité relative (trait plein) issus du sondage bateau et profil vertical d'humidité relative mesuré par l'avion Merlin (gris) (figure de gauche). Profil vertical de vitesse et de direction du vent (figure de droite) pour la simulation du 9 Juillet 1997.

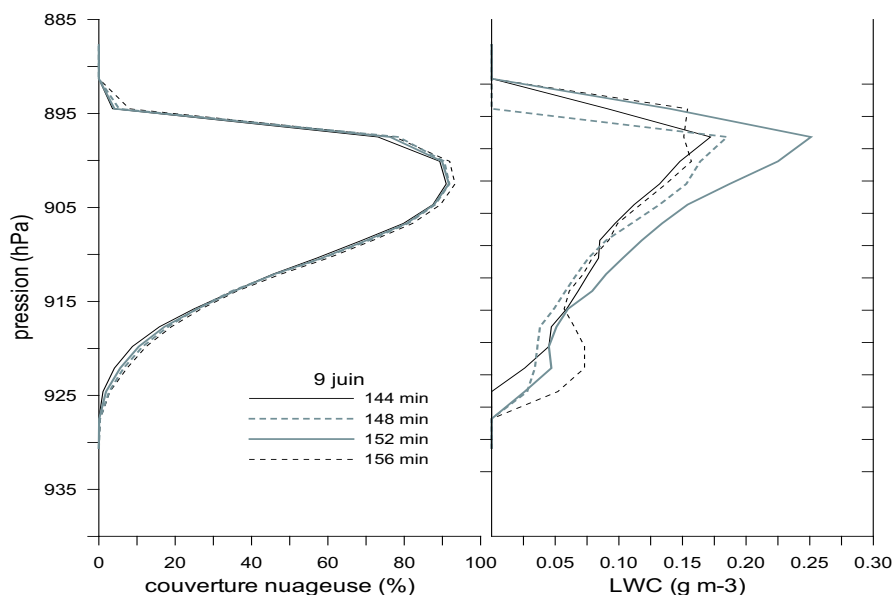


FIG. 4.22 – Couverture nuageuse en % (figure de gauche) et LWC en g/m^3 (figure de droite) à différents instants de simulation pour le cas du 09 juillet 1997.

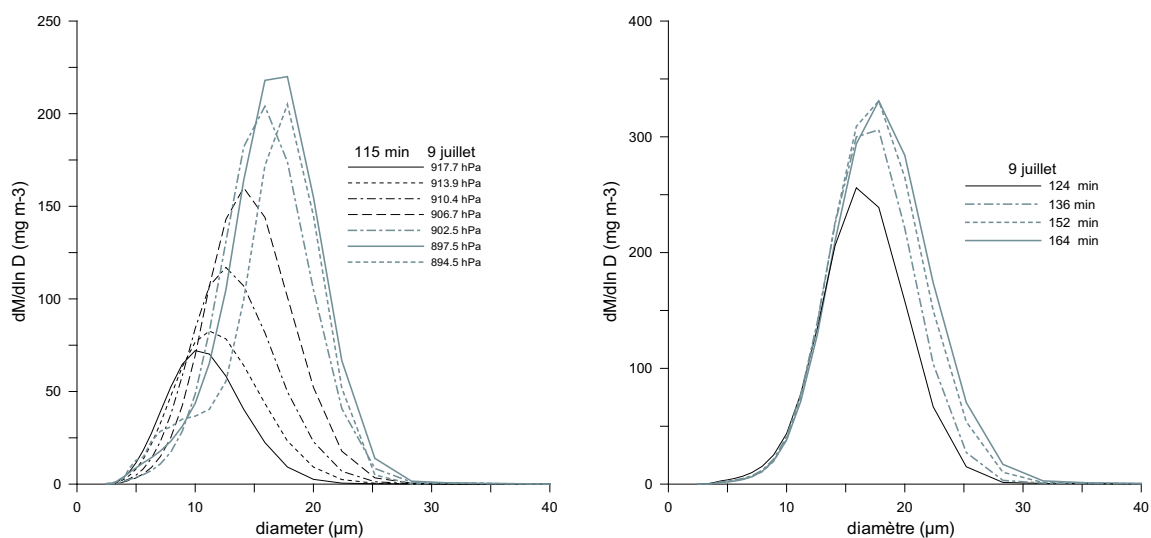


FIG. 4.23 – Distributions dimensionnelles de gouttelettes nuageuses simulées pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression à $t = 115$ minutes (figure de droite) et à différents instants de simulation au niveau de pression 900 hPa (figure de gauche) pour le cas du 9 juillet 1997.

4.1.2.5 Stratocumulus du 19 juillet 1997

Pour le cas du 19 juillet 1997, le spectre d'aérosols secs initial ajusté aux mesures effectuées est présenté dans le tableau 4.5 et illustré en figure 4.9, courbe grise.

Mode 1		Mode 2		Mode 3	
RN1	219	RN2	275	RN3	5
R1	0.03	R2	0.085	R3	0.45
$\sigma 1$	1.5	$\sigma 2$	1.4	$\sigma 3$	2.0

TAB. 4.5 – *Caractéristiques des distributions lognormales pour le cas du 19 juillet 1997*

Le bateau R/S Vodyanitskiy étant parti ce jour là, nous avons utilisé d'autres sondages. Ainsi, pour ce cas, trois simulations ont été réalisées :

- une première simulation, dite de référence, avec le sondage issu d'un ballon sonde lancé à Punta del Hidalgo (noté par la suite PdH) au nord de l'île de Ténériffe le 19 juillet et avec un flux de chaleur sensible de 60 W/m^2 et un flux de chaleur latente de 300 W/m^2 .
- une seconde simulation avec ce sondage à PdH mais en modifiant les flux de chaleur sensible et latente en les augmentant respectivement à 180 et 700 W/m^2 .
- une dernière simulation en gardant ces flux de chaleur mais en prenant le sondage mesuré par l'avion Merlin à 10h30.

Ces conditions initiales sont présentées en figure 4.24.

La figure 4.25 représente les profils verticaux de la couverture nuageuse (en %) et du LWC (en g/m^3) simulés à différents instants et pour différentes altitudes pour le 19 juillet 1997 pour le cas de référence (a) et avec un chauffage au niveau de la mer modifié (b). Pour la simulation de référence, l'épaisseur verticale et la couverture nuageuse sont sous-estimées et le LWC simulé est trop faible. Cependant si on s'intéresse aux spectres simulés (figure 4.27), on peut voir que la localisation du maximum en diamètre au sommet est semblable aux observations, surtout pour celles correspondant au second "zigzag" (figure 4.6 b)). En effet, les spectres atteignent des amplitudes autour de $250\text{-}350 \text{ mg/m}^3$ et présentent bien des gouttes de diamètre d'environ $25 \mu\text{m}$ comme observées (figure 4.6 b)). Cependant, on remarque qu'il n'y a pas de déplacement des spectres en diamètre vers le haut et que pour les grandes tailles de diamètres ($> 25 \mu\text{m}$), les spectres simulés sont néanmoins trop larges. On peut ici supposer qu'il s'agit d'un effet numérique lié à la faible résolution spectrale de la distribution pour des diamètres $> 20 \mu\text{m}$.

Pour la seconde simulation, avec un flux de surface plus fort, l'épaisseur de la couche nuageuse, le LWC et la couverture nuageuse simulés (figure 4.25 b)) sont

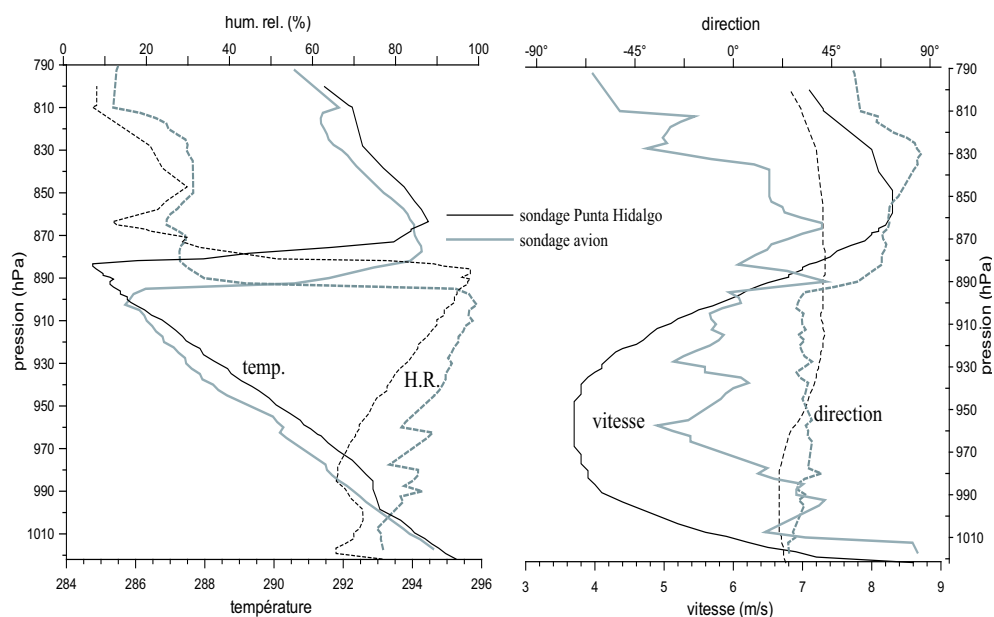


FIG. 4.24 – *Figure de gauche : Profil vertical de température (traits pleins) et d'humidité relative (pointillés) pour le sondage de Punta Hidalgo (noir) et pour le sondage avion (gris). Figure de droite : Profil vertical de vitesse du vent horizontal (traits pleins) et de direction du vent (pointillés) pour les sondages du 19 Juillet 1997.*

plus proches des observations que pour le cas précédent. Cependant, cela reste encore un peu trop faible. Pour les spectres dimensionnels simulés (figure 4.28), ils sont assez proches de ceux observés mais les mêmes problèmes que pour le cas de référence du 19 juillet existent encore.

Enfin, la dernière simulation issue du sondage du vol de Merlin à 10h30 donne une bonne épaisseur de la couche nuageuse. Le profil du LWC simulé (figure 4.26) est encore un peu trop faible au sommet mais est plutôt en bon accord avec les mesures en dessous. La couverture nuageuse simulée est cependant trop forte dans les couches inférieures du nuage, le modèle reproduit une couche de type "stratus". Les spectres simulés pendant la phase de formation du nuage (figure 4.29 a)) juste après le déclenchement (vers 48 minutes de simulation) sont en bon accord avec les mesures. On retrouve bien la même structure verticale et le déplacement du diamètre au maximum de la distribution n'apparaît pas. Cependant après 100 minutes d'intégration, les spectres sont à nouveau trop larges (figure 4.29 b)) bien que le déplacement du diamètre au maximum de la distribution reste très faible.

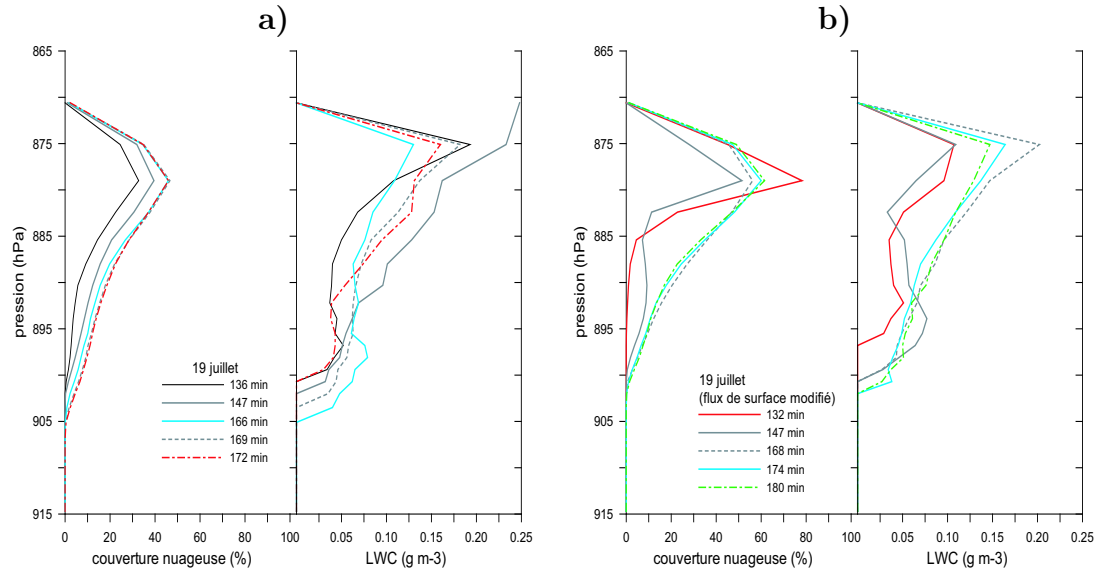


FIG. 4.25 – Couverture nuageuse en % et LWC en g/m^3 simulés à différents instants et pour différentes altitudes pour le 19 juillet 1997 pour le cas de référence issu du sondage de Punta del Hidalgo (a) et avec un chauffage au niveau de la mer modifié (b).

4.1.3 Résumé et discussion des résultats

Le modèle DESCAM-3D a été évalué en utilisant les observations microphysiques de la campagne ACE-2 et en les comparant à nos résultats de simulation. Trois différents cas de stratocumulus ont été étudiés, représentant trois différents niveaux de pollution rencontrés pendant la campagne ACE-2 au nord de l'île de Ténériffe :

- 1) une atmosphère marine avec une concentration très basse en particules d'aérosols le 26 juin 1997
- 2) une situation sous l'advection de masses d'air venant de l'Europe le 9 juillet, présentant une atmosphère de haute pollution pour cette région très éloignée des centres de pollution
- 3) une condition atmosphérique intermédiaire le 19 juillet 1997.

Les simulations numériques ont fourni pour les 3 situations des champs nuageux qui correspondent plutôt très bien aux caractéristiques des champs des Sc observés. Les résultats montrent bien que l'eau nuageuse augmente avec l'altitude et son maximum se trouve près du sommet de la couche nuageuse et que la couverture nuageuse est maximale dans le tiers supérieur du Sc. De même,

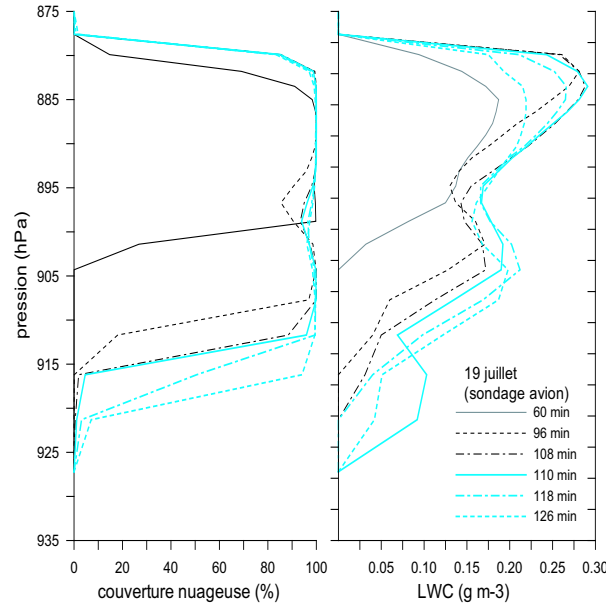


FIG. 4.26 – *Couverture nuageuse en % et LWC en g/m^3 simulés à différents instants et pour différentes altitudes pour le 19 juillet 1997 pour la simulation avec un sondage issu de l'avion Merlin.*

les spectres dimensionnels de gouttelettes simulés montrent dans l'ensemble une bonne cohérence verticale dans les nuages avec les profils observés (figures 4.3 à 4.7). Cependant, la couverture nuageuse simulée montre souvent des différences notables avec les observations.

Discussion des écarts entre la couverture nuageuse observée et simulée

Dans le cas du 9 juillet, la couverture nuageuse simulée après 2-3 heures d'intégration est presque deux fois plus haute que la valeur moyenne observée. Pour le cas du 19 juillet, au contraire, une couverture nuageuse totale était observée mais le modèle n'arrive à reproduire seulement qu'une couverture nuageuse autour de 50 % en utilisant le radiosondage disponible de Punta del Hidalgo (PdH).

Les raisons de ces écarts sont à analyser en considérant plusieurs aspects. D'abord, il est évident que les conditions initiales et limites du champ météorologique déterminent de façon essentielle les résultats du modèle. Les différentes conditions dynamiques initiales étudiées pour le cas du 19 juillet illustrent de façon pertinente ce fait. En effet, la première simulation, initialisée avec le sondage de PdH, produit une couverture de 50 %, tandis que la simulation initialisée avec le sondage de l'avion atteint rapidement 100 %. La comparaison des sondages en

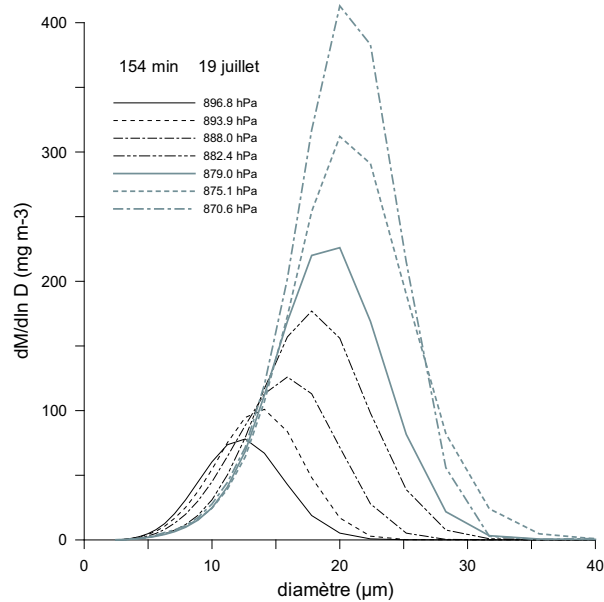


FIG. 4.27 – *Distribution dimensionnelle des gouttelettes simulés à 154 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 19 juillet 1997 pour la simulation de référence.*

figure 4.24 montre que l'atmosphère avec le sondage de PdH est, dans les premiers mille mètres, plus chaude et plus sèche. De plus, la couche limite est plus élevée (environ de 10-15 hPa) et le cisaillement du vent à l'intérieur de cette couche est plus fort. Ce comportement différent du sondage à PdH s'explique par le fait que le ballon est lancé au NE de l'île de Ténériffe. A cet endroit, le ballon vole dans les alizés au dessus de l'île vers le SE et échantillonne ainsi une couche limite qui est fortement influencée par le relief et le réchauffement de l'île vers midi. Cependant, les mesures réalisées pendant la campagne dans les champs du Sc ont eu lieu à 50 km au nord de Ténériffe.

L'effet du sondage de PdH se manifeste donc dans une position trop élevée de la couche nuageuse (entre 900 à 870 hPa) pour la simulation présentée en figure 4.25 a). En utilisant le sondage de l'avion, la localisation verticale s'améliore mais le sommet du nuage simulé dépasse également le sommet du nuage observé (Fig. 4.26). On peut ainsi remarquer que l'utilisation d'un sondage tiré des mesures aéroportées, dans une couche de stratocumulus existante, surestime le bord supérieur du champ nuageux. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'initialisation du modèle suppose une atmosphère non-nuageuse alors que les mesures sont faites en atmosphère déjà nuageuse. Ainsi, avec le déclenchement de la convection et la formation des nuages dans la phase initiale de la simulation, la couche limite s'étend

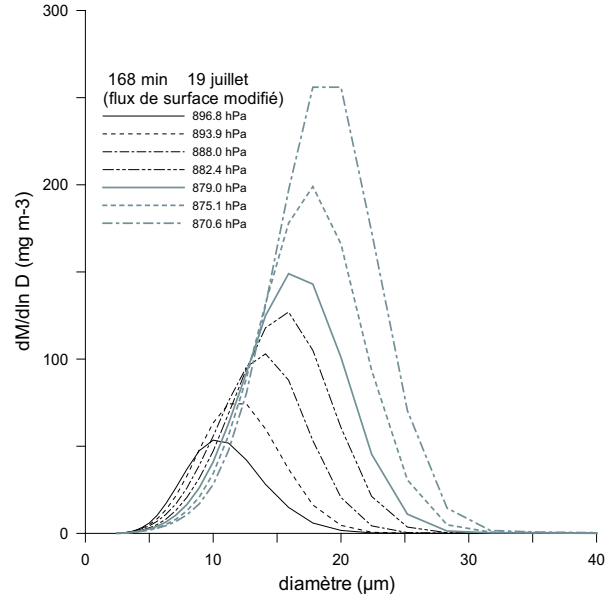


FIG. 4.28 – *Distribution dimensionnelle des gouttelettes simulés à 168 minutes pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 19 juillet 1997 pour la seconde simulation.*

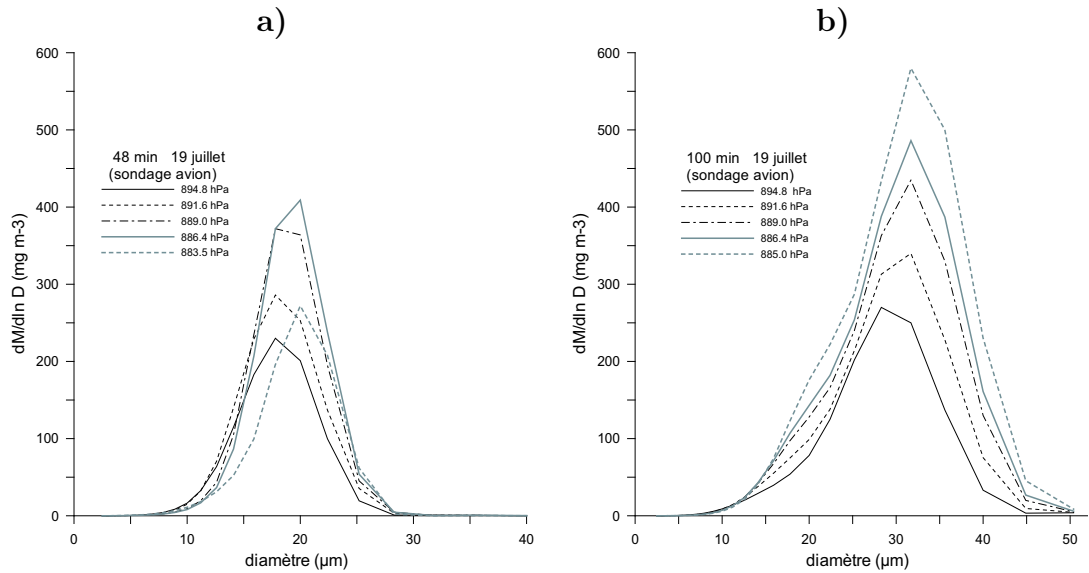


FIG. 4.29 – *Distribution dimensionnelle des gouttelettes simulés à 48 minutes (a) et 100 minutes (b) pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour le cas du 19 juillet 1997 pour la troisième simulation.*

encore une fois un peu trop vers le haut. Cet effet artificiel pourrait être évité si les conditions atmosphériques antérieures à la formation du champ nuageux étaient disponibles.

Un autre effet incorrect du sondage de PdH est la sous-estimation de l'humidité relative dans la couche limite. En comparant les couvertures nuageuses résultantes du sondage de PdH (Fig. 4.25 a)) avec celles résultantes du sondage avion (Fig. 4.26), nous pouvons présumer un rôle primordial de l'humidité relative dans le sondage initial sur le taux de la couverture nuageuse modélisée.

Cependant, les deux simulations menant aux résultats des figures 4.25 a) et 4.26 se distinguent par deux autres caractéristiques. La première est le cisaillement du vent qui est plus prononcé pour le sondage de PdH, la seconde est la modification du flux de chaleur latente et sensible à la limite inférieure du modèle.

Le cisaillement du vent est en particulier responsable du taux de turbulence dans la modélisation. Le sondage de PdH possède un fort cisaillement entre 930 et 870 hPa (figure 4.24). Nous pouvons donc aussi spéculer que la faible couverture nuageuse dans cette simulation provient des processus de mélange avec des couches plus sèches en dessous du nuage ou même par l'intrusion d'air plus sec au dessus de la couche limite. En revanche, l'effet de cisaillement du vent pour le sondage de l'avion est très faible (figure 4.24) et l'installation d'une couche nuageuse avec une très haute nébulosité semble donc logique.

Mais la formation du nuage stratiforme, illustrée dans la figure 4.26, est aussi fortement influencée par l'augmentation des flux de surface. Pour les résultats du sondage de PdH présentés dans la figure 4.25 a), nous avons utilisé un flux moyen de chaleur sensible de 60 W/m². En utilisant un rapport de Bowen de 5, le flux de chaleur latente vaut donc en moyenne 300 W/m².

Pour les résultats du sondage de l'avion (figure 4.26), nous avons triplé le flux de chaleur sensible à 180 W/m² et le flux de chaleur latente a été augmenté à 700 W/m².

L'importance de cette augmentation des flux de surface devient particulièrement visible dans les résultats de la simulation présentée en figure 4.25 b). Cette fois, le sondage de PdH a été utilisé en combinaison avec des flux de surface renforcés de la manière décrite ci-dessus. Cette augmentation des flux de surface provoque une expansion notable de la couverture nuageuse de 50 % (Fig. 4.25 a) à 60-70 % (Fig. 4.25 b)). Cependant, la distribution verticale du LWC reste inchangée après cette augmentation des flux de surface. Ce résultat apparaît aussi dans la comparaison des spectres dimensionnels de la figure 4.27 et de la figure 4.28 qui se distinguent par leur norme (à cause de différents instants sélectionnés) plutôt que par leur largeur où leur localisation de maxima.

Cette étude de sensibilité suggère ainsi que la haute couverture nuageuse dans le cas de simulation issu du sondage de l'avion le 19 juillet (figure 4.26) a été pro-

voqué par la présence d'une humidité relative très élevée dans toute la couche limite donnée par les conditions initiales. Néanmoins, le rôle du cisaillement du vent sur le taux de couverture nuageuse n'est pas clarifié et des études ultérieures seront donc nécessaires.

Pour le cas du 9 juillet, nous avons déjà constaté que la couverture nuageuse, qui atteint 80-90 %, est presque deux fois plus grande que la valeur moyenne observée. Avec les résultats de la discussion précédente, nous pouvons supposer que la distribution verticale de l'humidité relative a probablement été surestimée.

Le sondage utilisé pour réaliser les simulations du 9 juillet (figure 4.21) est un sondage, comme celui du 26 juin, issu du bateau R/S Vodyanitskiy (Vervier et al, 2000) localisé à 31°N et qui était donc stationné à environ 120 km au nord des nuages échantillonnés par l'avion. Une différence notable avec le sondage réel n'est donc pas à exclure. Dans la figure 4.21, un profil de l'humidité mesurée par l'avion a été ajouté. Cette observation, qui se restreint aux couches entre 930 et 960 hPa, confirme notre hypothèse. En effet, on voit que l'humidité sous le champ nuageux reste sensiblement inférieure au taux de l'humidité relative utilisée dans le modèle.

Cependant, la différence entre les résultats de la couverture nuageuse simulée et observée permet une autre interprétation. Dans nos analyses précédentes, nous avons supposé que le champ nuageux possédait sur le domaine observé (le losange de 50 km de côté), malgré sa structure hétérogène, une homogénéité horizontale dans ses caractéristiques microphysiques. Ceci se traduit par exemple par une constance dans la couverture nuageuse, le profil de LWC et la forme des spectres dimensionnels à cette échelle. Or, les mesures de la couverture nuageuse, sur quatre différents vols en "paliers", varient entre 16 et 85 % ce qui indique que cette homogénéité horizontale du champ nuageux n'est pas satisfaite à l'échelle de notre étude de modélisation autant qu'à l'échelle des observations.

Finalement, on peut constater que la couverture nuageuse de la simulation du 26 juin est très proche de celle des observations aéroportées. Une comparaison du profil vertical de l'humidité relative utilisée dans le modèle (issu du bateau) avec les mesures issues de l'avion, pour les couches entre 960 et 880 hPa (figure 4.15), montre quand même que le sondage sous-estime faiblement les observations d'humidité relative. Ainsi, la faible sous-estimation de la nébulosité de 5 à 10 % peut s'expliquer, une fois de plus, par le manque d'humidité relative.

Discussion des écarts entre les spectres dimensionnels observés et modélisés

La comparaison des distributions dimensionnelles $dM/d\ln D$ de gouttes simulées et observées montre que le modèle à microphysique détaillée reproduit très

bien :

- la modification des spectres selon la direction verticale (déplacement du maximum vers les grands diamètres avec l'altitude croissante)
- le déplacement du rayon moyen des gouttes vers les petites tailles, ainsi que la réduction de la largeur des spectres, avec l'augmentation du nombre de noyaux de condensation (i.e. l'influence du spectre initial des particules d'aérosol sur les spectres dimensionnels des gouttes).

Néanmoins, deux différences notables entre les résultats des simulations et les observations se manifestent visiblement. Premièrement, on peut constater que les spectres dans leur flanc droit se déplacent trop vers les grands diamètres. La présence des grandes gouttes dans les simulations est donc souvent surestimée. Ce comportement s'explique principalement par la résolution de la grille numérique du spectre de gouttes qui diminue significativement pour les tailles supérieures à $25\ \mu m$. En effet, alors que pour l'intervalle entre 10 et $20\ \mu m$, la grille possède six classes de discrétisation, dans l'intervalle entre 20 et $32\ \mu m$, la grille en a seulement quatre, puis même plus que entre 32 et $40\ \mu m$. Une amélioration de la résolution est bien possible mais ceci augmenterait grandement le calcul numérique.

Deuxièmement, la distribution de masse $dM/d\ln D$, ainsi que celle du nombre, sous-estime le taux des spectres observés au sommet des nuages. En premier lieu, nous pouvons supposer que cela est un effet indirect de l'élargissement du spectre comme cela a été discuté avant. En effet, l'élargissement du spectre sur la grille numérique est plus important au sommet de la couche nuageuse. Néanmoins, le modèle produit également des spectres à hautes concentrations ($500\text{--}800\ mg/m^3$). Mais ces résultats se limitent généralement à la phase initiale de formation des nuages. Au cours de l'intégration, ces maxima s'affaiblissent à cause du mélange avec l'air non nuageux et aussi à cause de la croissance continue de quelques gouttes qui se manifeste par le déplacement des spectres vers les tailles entre 30 et $40\ \mu m$.

4.2 Les tests de sensibilité sur le spectre initial de particules d'aérosol sec

Nous avons vu dans les sections précédentes que le modèle était capable de bien reproduire les variations des spectres de gouttes pour les trois différentes situations d'ACE-2. Ces trois situations se distinguent non seulement par des spectres de particules d'aérosol secs initiaux différents mais aussi par une modification de la dynamique de la couche limite marine. Afin d'exclure l'effet des différentes dynamiques du 26 juin, 19 juillet et 9 juillet, nous nous restreignons à

la dynamique d'un seul cas, ici celle du 19 juillet. Pour ce cas dynamique, nous testons la sensibilité du nombre et de la forme du spectre des particules d'aérosol secs initiaux en utilisant les trois spectres de particules d'aérosol du 26 juin, 9 et 19 juillet. Ainsi, les modifications macrophysiques et microphysiques des champs nuageux ne seront dues qu'à la modification du spectre initial de particules d'aérosol.

Pour la cas de référence du 19 juillet (présenté en figure 4.24), nous avons déjà vu que le champ nuageux se forme après environ 70 minutes d'intégration. Figure 4.30 est représentée l'évolution temporelle de la couverture nuageuse pour une couche au sommet du Sc (traits pleins) en utilisant les trois différents spectres d'aérosol initiaux. L'évolution macroscopique du champ nuageux est très semblable pour les trois cas. Dans la phase initiale ($t < 2h$), les résultats du modèle ne montrent pas un comportement très stationnaire, ce qui devient le cas dans la phase suivante. De petites différences entre les trois courbes apparaissent (pour $t < 2h$) mais ceci est lié aux différents pas de temps de sorties des résultats du modèle.

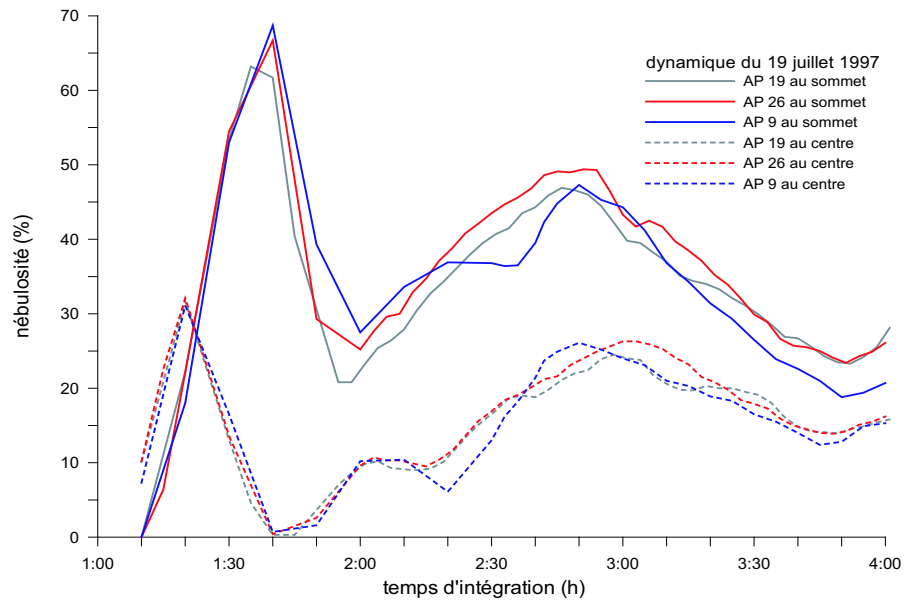


FIG. 4.30 – *Evolution temporelle de la nébulosité (en %) pour une couche au sommet du nuage et une couche au centre du nuage pour les trois simulations issues des trois différents spectres d'AP initiaux.*

La nébulosité au sommet du stratocumulus calculée avec les particules d'aérosol du 26 juin est un peu plus élevée que celles du 9 et du 19 juillet pour la

majeure partie de la simulation après 2 :20. La plus grande différence apparaît entre les courbes du 26 juin et du 9 juillet avec des écarts de l'ordre de 8% pour la nébulosité entre 2 :30 et 2 :40. Cet écart est relativement variable, tandis que la différence entre le 26 et le 19 reste relativement constante avec un biais d'environ 3-4% de nébulosité jusqu'à environ 3h30 de temps d'intégration.

Les courbes de nébulosité dans les couches moyennes du stratocumulus (figure 4.30 pointillés) se ressemblent énormément pendant les 110-130 premières minutes. Ensuite, la nébulosité du 26 juin est à nouveau un peu plus importante que celles du 19 et du 9 juillet.

La comparaison du LWC pour une couche au sommet du Sc est représentée en figure 4.31. Le résultat est similaire à celui pour la figure précédente pour la nébulosité. Le LWC simulé à partir des particules d'aérosol du 26 juin est en moyenne la courbe dominante, mais les variations temporelles des trois courbes sont néanmoins plus fortes que celles de la nébulosité en figure 4.30.

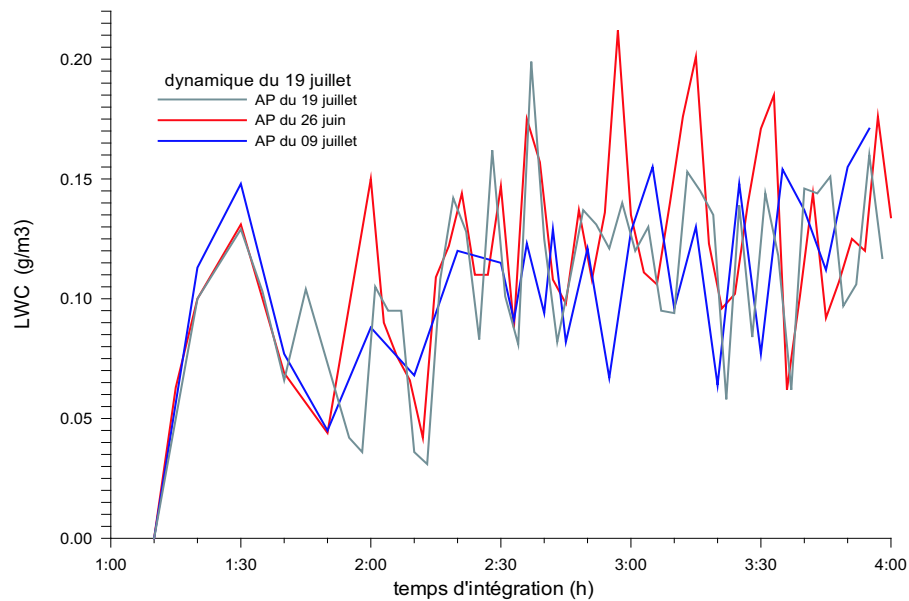


FIG. 4.31 – Evolution temporelle du LWC (en g/m^3) pour une couche au sommet du nuage pour les trois simulations issus des trois différents spectres d'AP initiaux.

L'analyse de ces deux figures permet de conclure qu'il existe une influence non négligeable du nombre de particules d'aérosol initial sur la nébulosité et le contenu en eau du champ nuageux.

Afin de mieux comprendre et d'analyser ce résultat, les spectres de gouttes formées dans les trois différents stratocumulus issus des trois différents spectres initiaux de particules d'aérosol secs sont présentées en figure 4.32a-c. Ces spectres sont des distributions dimensionnelles en masse des gouttes ($dM/d\ln r$) après 153 minutes d'intégration.

Comme dans les études précédentes du chapitre 4.1, les spectres de gouttes du 26 juin ont leur maximum entre 20-25 μm de diamètre, tandis que les spectres de gouttes résultants de la distribution de particules d'aérosol du 9 juillet sont localisés autour de 15 μm . Le spectre de gouttes du 19 juillet, se situe lui entre les deux. L'augmentation du nombre initial de particules d'aérosol produit donc des distributions en gouttelettes centrées sur de plus petits rayons (le diamètre moyen simulé décroît de manière très significative). Les résultats montrent aussi que l'augmentation du nombre initial de particules d'aérosol produit une augmentation de la concentration en gouttelettes nuageuses. Les gouttelettes nuageuses sont donc plus petites et plus nombreuses.

Les résultats des figures 4.30 et 4.31 se restreignent aux moyennes couches et hautes couches du stratocumulus. On peut se demander quel est l'effet sur le champ nuageux intégral, sur le domaine total du modèle $15 * 15 km^2$. La masse totale en kg d'eau du stratocumulus est ainsi calculée sur l'ensemble du domaine. Comme dans les analyses précédentes, un point de grille numérique est considéré comme nuageux si $LWC > 25mg/m^3$. L'évolution temporelle de la masse totale d'eau est présentée en figure 4.33. Le résultat des analyses précédentes se confirme ici. Dans le cas d'une atmosphère avec une concentration initiale en particules d'aérosol moins élevée, le champ nuageux contient plus d'eau. Les différences ne sont pas importantes mais, par exemple pour la période entre 2 :10 et 3 :30, une différence de 10% entre le champ nuageux de l'atmosphère "propre" et de l'atmosphère "polluée" s'est établie.

Il reste finalement à clarifier pourquoi les valeurs simulées, pour la couverture nuageuse et pour le contenu en eau issus d'un nuage formé à partir d'une masse d'air polluée, sont inférieures aux valeurs issues d'un nuage qui s'est formé dans une atmosphère propre. Les analyses des observations et des simulations d'ACE-2 dans la section précédente ont montré de fortes variations temporelles et spatiales du champ nuageux. Sous la condition d'une nébulosité de 35-50%, la couche nuageuse est soumise à des séquences permanentes d'air ascendant et descendant qui sont responsables de l'activation et de la croissance des gouttelettes mais aussi responsables de la désactivation et de l'évaporation des gouttes. Dans une telle situation, il apparaît donc compréhensible que dans une couche nuageuse, où des gouttes de grandes tailles se sont formées (cas avec les particules d'aérosols du 26

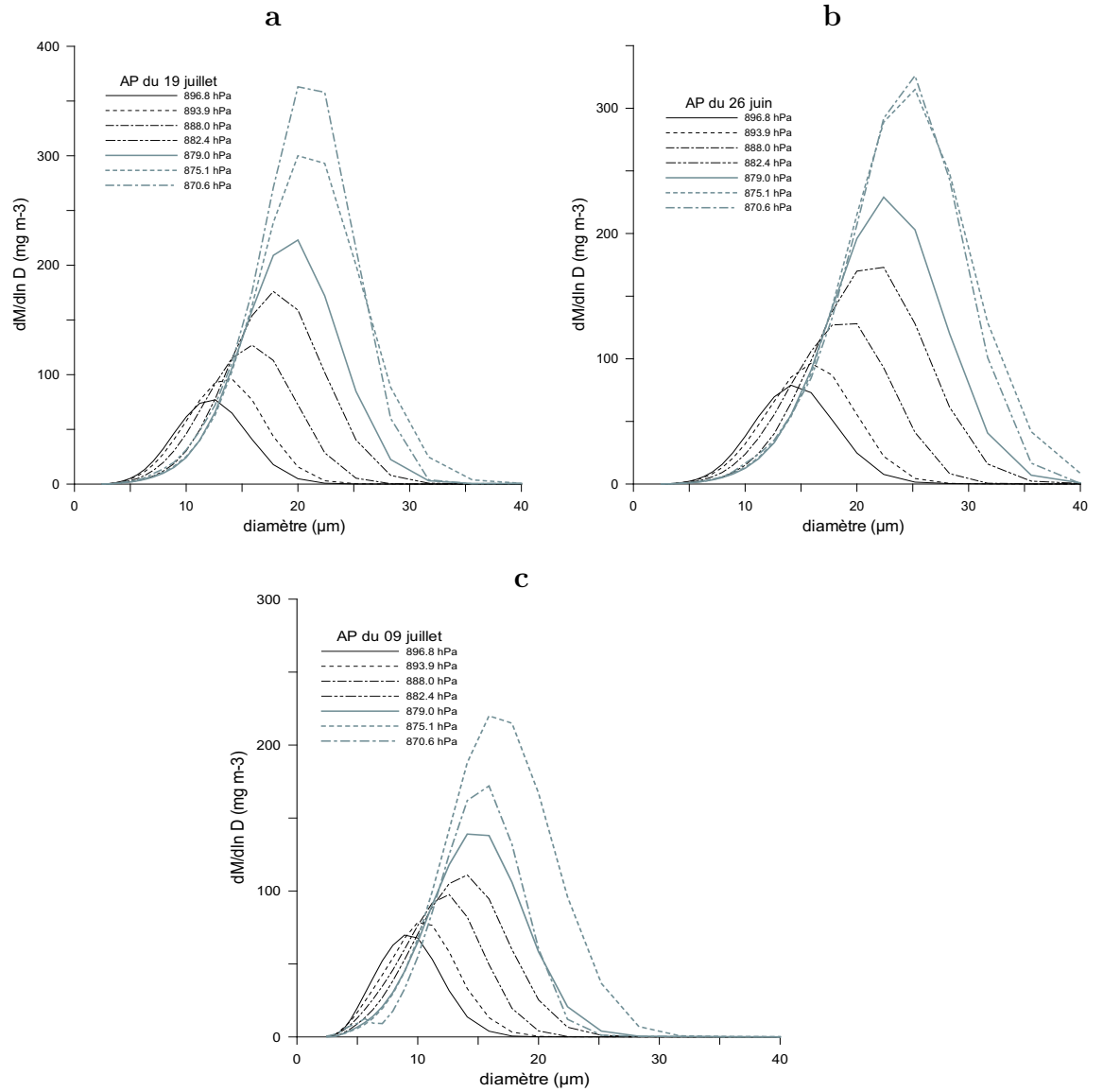


FIG. 4.32 – Distributions dimensionnelles de gouttelettes nuageuses simulées après 153 minutes d'intégration pour différentes altitudes exprimées en niveaux de pression pour les trois simulations issus des trois différents spectres d'AP initiaux : a) pour les AP du 19 juillet, b) pour les AP du 26 juin et c) pour les AP du 09 juillet.

juin), l'effet d'une zone de descendance sur l'évaporation des gouttes est moindre que dans une couche nuageuse où existent de plus petites gouttelettes (cas du 9 juillet). Ainsi, à cause de la non-linéarité de la croissance des gouttes (équation

1.35), un spectre de grandes gouttes va évaporer moins rapidement qu'un spectre à petites gouttelettes. Ceci peut expliquer les résultats de cette comparaison en figure 4.30, 4.31 et 4.33.

Nous pouvons donc constater en premier lieu que l'influence de la concentration en particules d'aérosol est primordiale pour la taille et la concentration moyennes des gouttes nuageuses, et que cette influence est indépendante des conditions dynamiques. Dans un second temps, on a vu en quoi cette concentration avait une influence non négligeable sur la couverture nuageuse et le contenu en eau du champ nuageux.

C'est un effet bien connu de l'augmentation de la concentration initiale en particules d'aérosol dans l'atmosphère et montre l'importance de savoir résoudre précisément la microphysique des nuages tels que les stratocumulus pour mieux comprendre le bilan radiatif de la Terre. En effet, pour une même distribution spatiale de contenu en eau liquide, un nuage avec beaucoup de petites gouttelettes réfléchit davantage (albédo plus grand) qu'un nuage avec peu de grandes gouttes (Brenguier et al., 2000a). Cette structure microphysique et ces spectres de gouttelettes dépendent énormément du nombre de particules initial qui vont jouer le rôle de noyaux de condensation (Twomey, 1977). Ainsi, les particules d'aérosol anthropiques lâchées dans l'atmosphère peuvent faire accroître la concentration en gouttelettes nuageuses et donc l'albédo du nuage. Ce forçage semble limiter une partie du réchauffement dû aux gaz à effet de serre (Slingo, 1990 ; Jones et al., 1994) mais l'effet indirect global des particules d'aérosol sur le climat est encore mal compris. Néanmoins, ces résultats montrent que le modèle DESCAM-3D est capable de donner une réponse fiable à ce type de modification et met en évidence que la connaissance de la microphysique détaillée de la structure du nuage est un point crucial pour mieux comprendre les interactions entre les particules d'aérosol et les nuages.

4.3 Application à la modélisation du transfert radiatif dans les stratocumulus

Une application également possible de la modélisation détaillée de nuages de type stratocumulus est le calcul du transfert radiatif. Plusieurs techniques et modèles sont disponibles. Cette section illustre l'utilisation des champs microphysiques issus de notre modélisation pour calculer l'albédo de diffusion simple au travers d'un modèle de transfert radiatif. Après avoir présenté rapidement le modèle de transfert radiatif choisi, il sera utilisé afin de simuler l'albédo de diffusion simple du stratocumulus simulé pour le cas du 26 juin 1997.

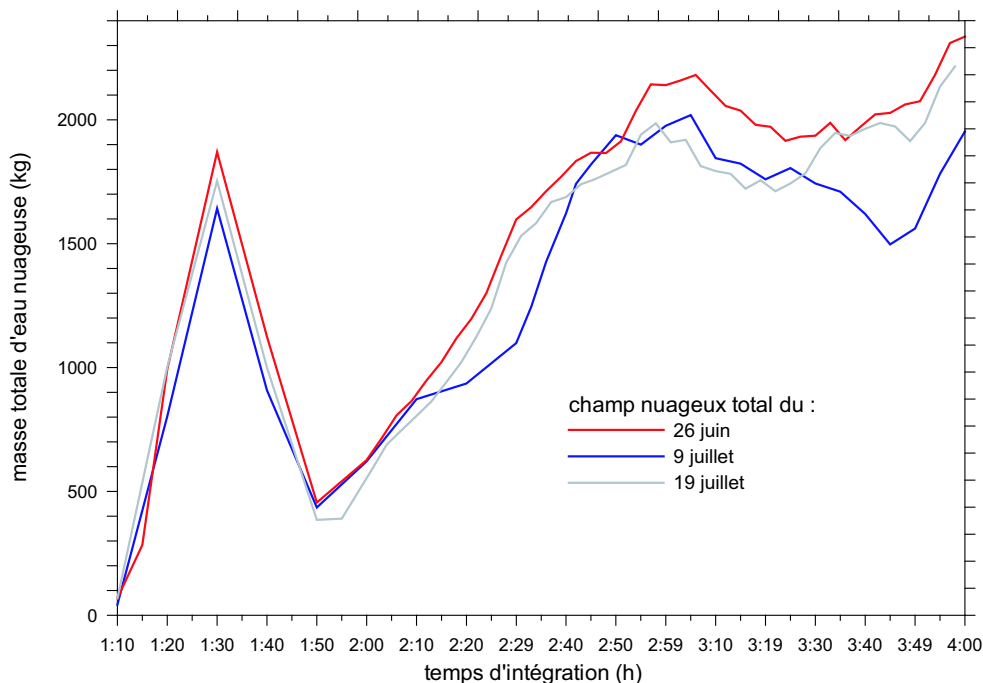


FIG. 4.33 – Evolution temporelle de la masse totale d'eau (en, kg) sur l'ensemble du champ nuageux pour les trois simulations issues des trois différents spectres d'AP initiaux.

4.3.1 Le modèle de transfert radiatif

Le modèle de transfert radiatif utilisé est le modèle de Monte Carlo (Petty, 1994) avec lequel des estimations locales sont faites pour estimer l'albédo. Cette simulation de transfert radiatif à partir des données microphysiques simulées a été effectuée par Marc Schroeder de l'Institut fuer Weltraumwissenschaft, FU Berlin en Allemagne qui a développé avec Frédéric Chosson (Météo-France, CNRM à Toulouse) un schéma qui permet l'utilisation de profils nuageux réalistes pour réaliser les simulations de transfert radiatif (Schroeder et al., 2004). Ce nouveau schéma a été utilisé pour réaliser notre simulation.

4.3.2 Un exemple d'application : albédo du stratocumulus du 26 juin

La simulation du transfert radiatif (noté ci-après RT simulation) pour le stratocumulus a été réalisée à partir du champ microphysique résultant de DESCAM-3D pour la simulation de référence du 26 juin 1997 au bout de 100 minutes d'intégration. Pour cette RT simulation, lorsque le $LWC < 10^{-4} g/m^3$, on suppose

qu'il n'y a pas de nuage et le LWC est mis à 0 (en fait, on imposera $f_d(r) = 0$ pour toutes les classes). Cette RT simulation à l'aide du modèle Monte Carlo et du nouveau schéma développé par Schroeder et al (2004) est réalisée avec le soleil au zénith (0°) et un albédo de surface nul. Les calculs sont monochromatiques, pour la longueur d'onde à 753 nm et l'hypothèse est faite selon laquelle il n'y a pas d'atmosphère.

La réflectance R est calculée par :

$$R = \frac{Pi * radiance}{(irradiance \text{ solaire incidente}) * \cos(zenith \text{ du soleil})}$$

Le résultat de cette simulation est présenté en figure 4.34. La structure hétérogène du stratocumulus est bien retrouvée. Selon les concentrations en gouttelettes, les calculs du transfert radiatif donnent des valeurs pour l'albédo nuageux de 0.2 jusqu'à 0.7.

Cet exemple illustre un autre intérêt et une autre application d'un modèle à microphysique détaillée tridimensionnel comme DESCAM-3D. En effet, comme on l'a dit précédemment, la connaissance précise des propriétés microphysiques des nuages dans un cadre dynamique tridimensionnel est un enjeu primordial pour réaliser des simulations de transfert radiatif plus réalistes et ainsi de mieux étudier le bilan radiatif à cette échelle.

Une comparaison des albédos pour les trois différents cas d'étude de la campagne ACE-2 est en cours afin d'illustrer l'impact de l'augmentation de la concentration en particules d'aérosol sur l'albédo nuageux et plus généralement sur les propriétés radiatives des stratocumulus.

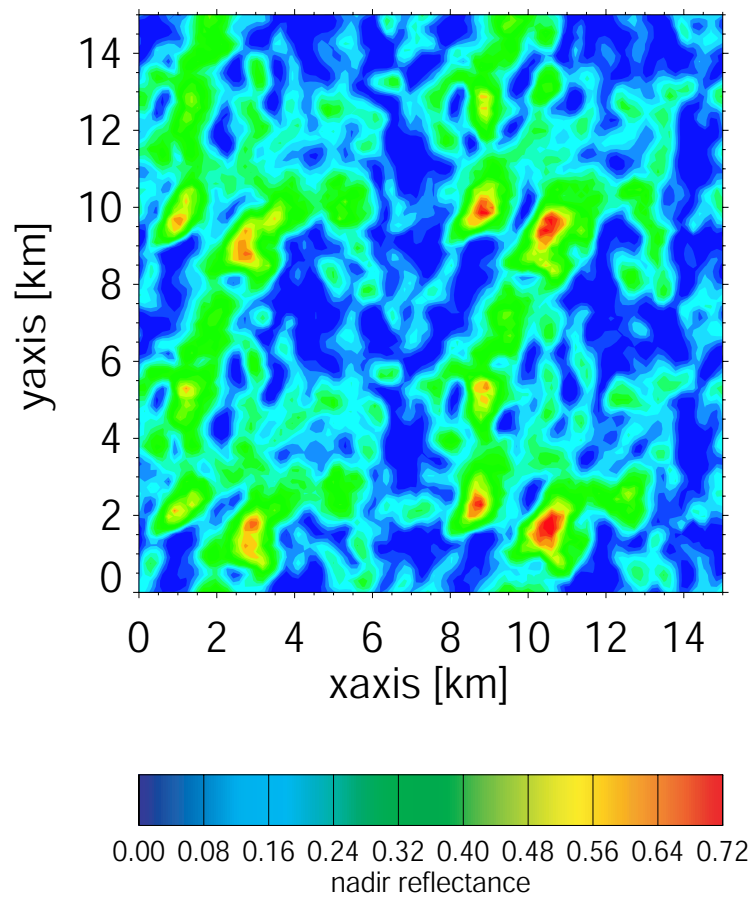


FIG. 4.34 – *Albedo de diffusion simple avec un angle d'incidence au zénith pour le cas propre du 26 Juin 1997.*

Conclusions et Perspectives

Conclusions

L'absence d'un modèle de référence de nuage à microphysique chaude détaillée développée dans un cadre dynamique tridimensionnel était un manque. Dans cette thèse, un tel modèle a été développé à partir du modèle DESCAM (Flossmann, 1987) et offre l'opportunité de mieux étudier les interactions entre les particules d'aérosol et les nuages et pourra être ainsi utilisé afin d'améliorer les paramétrisations existantes dans les modèles météorologiques. Ce modèle, DESCAM-3D, qui permet de suivre à chaque pas de temps et en chaque point de grille du modèle tridimensionnel, la distribution dimensionnelle détaillée des gouttelettes nuageuses, des particules d'aérosol interstitiels ainsi que celles incorporées dans les gouttelettes et ayant servis de noyaux de condensation, inclut les processus microphysiques de nucléation, condensation/évaporation, collision et coalescence, rupture des gouttes, sédimentation et le lessivage des particules d'aérosols par les gouttelettes nuageuses. Ce modèle de nuage a été couplé avec le modèle dynamique méso-échelle non-hydrostatique tridimensionnel de Clark.

Afin de permettre le développement et l'utilisation de DESCAM dans une dynamique tridimensionnelle, des modifications y ont été apportées. Dans un premier temps, le schéma de croissance par advection des particules d'aérosol de Smolarkiewicz (1984) a été remplacé par le schéma numérique de Bott (1988) et le schéma de collision et coalescence de Berry et Reinhardt (1974) remplacé par celui de Bott (1998). Ces nouveaux schémas numériques, plus rapides et plus précis ont été validés dans le cadre d'une dynamique 0D (cadre de la parcelle d'air) et 2D. Les résultats montrent un bon accord avec les simulations de référence et ces schémas ont donc été choisis lors du développement de DESCAM-3D. Ensuite, afin de réduire le nombre très important de variables à intégrer, une solution envisagée a été de réduire la résolution de la discrétisation des distributions dimensionnelles de gouttelettes et de particules d'aérosol. Les tests effectués montrent un assez bon accord avec les résultats de référence, malgré la perte en précision qu'implique une telle modification. Ainsi, nous pouvons, selon le cas d'étude et la gamme de rayons de gouttelettes à considérer, choisir de prendre une faible résolution

pour une gamme de rayons plus large mais une discrétisation plus faible (nuage avec présence de gouttes précipitantes i.e. vers les rayons de grandes tailles) ou une forte résolution pour un gamme de rayons restreinte mais bien discrétisée (par exemple pour l'étude des hydrométéores d'un stratocumulus pollué et non précipitant).

L'ensemble de ces modifications a ensuite été validé et testé dans le cadre de simulations bidimensionnelles qui ont montré l'importance de prendre en compte une dynamique tridimensionnelle pour mieux comprendre et simuler la formation et l'évolution des nuages.

Une fois le modèle tridimensionnel de nuage développé, il a été utilisé afin de simuler la formation et l'évolution de deux types de nuage. Dans un premier temps, DESCAM-3D couplé au modèle dynamique de Clark permet de simuler des nuages de type convectif au dessus du relief des Cévennes. Dans cette région, en automne, des remontées de masses d'air chaudes et humides provenant de la Mer Méditerranée arrivent sur les contreforts du relief des Cévennes et des précipitations intenses et persistantes peuvent alors se former et occasionner de fortes inondations. Un certain nombre d'études ont été réalisées à l'aide de modèle méso-échelle intégrant différentes approches de la microphysique chaude mais l'importance de la détermination précise du taux et de la localisation des précipitations est un point crucial pour les hydrométéorologues et est encore souvent assez mal prédit. DESCAM-3D, qui n'a pas été développé dans une optique de prévision mais d'amélioration de la compréhension des phénomènes en jeu lors de la formation d'un nuage, a été utilisé dans un cadre idéalisé afin de comprendre l'impact de la concentration en particules d'aérosol sur le cumul et la localisation des précipitations. Les simulations montrent que l'augmentation de cette concentration atténue fortement le cumul de pluie au sol et modifie de façon conséquente la localisation des bandes pluvieuses sur le relief. Les résultats mettent aussi en évidence l'impact de l'augmentation en particules d'aérosol sur le développement du nuage. Pour de fortes concentrations, les gouttelettes nuageuse sont plus nombreuses et de taille plus petites ce qui retarde la formation des premières gouttes de pluie et ainsi retarde le déclenchement des précipitations. Cette étude a donc aussi mis en évidence le rôle de la microphysique dans les modifications de la dynamique atmosphérique.

Enfin, le modèle de nuage tridimensionnel a été utilisé afin de simuler la formation et l'évolution de nuages de type stratiforme observés lors de la campagne de mesure ACE-2. Cette campagne, qui a eu lieu au dessus de l'île de Ténériffe en été 1997, offre de nombreuses mesures microphysiques en ciel clair et dans le nuage et nous a permis de valider les résultats microphysiques du modèle. Dans un premier temps, des simulations de stratocumulus pour trois différentes masses d'air (maritime propre, très polluée et mixte) sont présentées. Nos résultats mi-

crophysiques et macrophysiques sont comparés aux mesures et montrent un assez bon accord avec les observations. En effet, les simulations numériques ont fourni pour les trois situations des champs nuageux qui correspondent bien aux caractéristiques des champs de stratocumulus observés. Les résultats montrent bien que l'eau nuageuse augmente avec l'altitude et que la couverture nuageuse est maximale dans le tiers supérieur du nuage simulé. De même, les distributions dimensionnelles de gouttelettes simulées montrent dans l'ensemble une bonne cohérence avec les profils mesurés. Ces simulations ont mis également en évidence la sensibilité importante du profil vertical initial sur la couverture nuageuse simulée.

Une étude de sensibilité à la distribution initiale de particules d'aérosol sec a aussi été menée et montre la capacité de notre modèle à répondre à de telles modifications. Cette étude nous a permis de conclure qu'il existait une influence non négligeable de la concentration initiale en particules d'aérosol sur la couverture nuageuse et sur le contenu en eau du champ nuageux. En effet, les valeurs de la couverture nuageuse et du contenu en eau issues d'un nuage formé à partir d'une masse d'air polluée sont inférieures à celles issues d'un nuage qui s'est formé dans une atmosphère propre.

Pour finir, les nuages simulés avec DESCAM-3D ont été utilisés dans un modèle de transfert radiatif et montre en quoi un tel modèle de nuage peut aussi être utile pour l'étude, plus globale, des processus en jeu dans le bilan radiatif de la Terre.

Perspectives

Malgré les bons premiers résultats du modèle de nuage à microphysique détaillée DESCAM-3D, il reste de nombreux points à améliorer et à valider. Dans un premier temps, il serait intéressant d'étudier le rôle de la résolution spatiale et temporelle du modèle afin d'analyser l'impact sur les champs macrophysiques et microphysiques des nuages simulés. Ensuite, on a vu la validation de DESCAM-3D dans le cadre de nuages de type stratiforme et il serait intéressant également de le tester sur des nuages convectifs chauds. En effet, les simulations réalisées sur le relief des Cévennes ne peuvent se substituer à une telle validation puisque d'abord, les simulations étaient des simulations idéalisées afin de réaliser un test de sensibilité sur la concentration en particules, ensuite, qu'il n'existe pas à l'heure actuelle de mesures microphysiques en nuage dans cette région et qu'on ne peut donc confronter mesures microphysiques et spectres simulés et enfin que la phase glace est très souvent présente dans les nuages convectifs cévenols et qu'il serait donc illusoire de vouloir retrouver les cumuls de précipitations mesurés avec notre modèle de nuage chaud. En revanche, la campagne HaRP (Hawaiian Rainband Project) pourrait permettre de valider DESCAM-3D dans ces optiques. La

campagne HaRP a été mise en oeuvre de Juillet à Août 1990 afin d'examiner la formation et la structure dynamique et microphysique des bandes précipitantes côtières à l'île Big Island de l'archipel d'Hawaï. Un des objectifs de HaRP était d'étudier les processus "chauds" déclenchant la pluie, en reliant l'évolution microphysique de ces bandes précipitantes à leur structure dynamique. La campagne a montré que des réflectivités radar extrêmement importantes (50-60 dBZ) peuvent se développer en 15 min à l'intérieur de bandes précipitantes tropicales, chaudes et peu profondes (inférieures à 3km). Il a été constaté que les courants ascendants sont suffisamment forts pour suspendre proche du sommet du nuage, des gouttes de pluie de 1-2 mm de diamètre. Cette campagne présente donc un intérêt important pour valider DESCAM-3D sur des nuages convectifs chauds.

Le modèle DESCAM-3D a aussi la particularité de pouvoir suivre tout au long des simulations la chimie des particules d'aérosols. Cette habilité n'a pas été développée, exploitée et testée dans le modèle tridimensionnel puisqu'il ne présentait pas dans un premier temps un intérêt pour nous. Cependant, il est possible, dans le modèle développé, de réaliser ce type d'étude. En effet, il est possible de spécifier différentes compositions chimiques pour les différents modes de la distribution dimensionnelle initiale de particules d'aérosol. Ces caractéristiques chimiques des particules interviennent explicitement dans l'équation de Kohler. Des tests de sensibilité à ces caractéristiques chimiques dans une dynamique tridimensionnelle pourront donc être réalisées. Aussi, le modèle développé étant capable de suivre de façon détaillée les cycles d'évolution des particules d'aérosols incorporées aux gouttelettes et interstitiels, des études de redistribution et de déposition de la chimie de l'aérosol, comme cela a été fait dans un cadre bidimensionnel dans Flossmann (1990) et Flossmann and Pruppacher (1988), pourront également être effectuées afin de mieux comprendre l'interaction en 3D entre les propriétés chimiques des particules d'aérosol et les nuages.

Dans cette même optique, on pourra aussi, en développant davantage la prise en compte de l'aspect chimie de l'aérosol (par exemple au travers de différentes extensions et approches de la théorie de Kohler), faire l'étude de l'interaction entre les particules d'aérosol et les nuages au travers de plusieurs cycles nuageux, comme cela a été fait par Hatzianastassiou et al. (1998).

Enfin, dans le cadre de l'ACI " Prévention des catastrophes naturelles " et des projets PATOM et PNRH sur le risque de crue-éclair dans la région Cévennes-Vivarais, on a vu que l'amélioration de la modélisation était un des points prioritaires. Des études déjà menées ont mis en évidence le rôle important de la microphysique chaude et froide lors de ces phénomènes atmosphériques. Une seconde étape au développement d'un modèle de référence de microphysique détaillée serait de compléter DESCAM-3D en prenant en compte la phase glace et

ses processus microphysiques correspondants. Un tel modèle de référence complet serait ainsi un outil très précieux pour comparer et améliorer les schémas et paramétrisations microphysiques déjà existants dans les modèles atmosphériques actuels et futurs.

Bibliographie

Ackerman, A.S., P.V. Hobbs and O.B. Toon, 1995 : A model for particle microphysics, turbulent mixing, and radiative transfer in stratocumulus topped marine boundary layer and comparisons with measurements, *J. Atmos. Sci.*, **52**, No 8, 1204-1236

Andrieu H., M.N. French, V. Thauvin, and W.F. Krajewski, 1996 : Adaptation and application of a quantitative rainfall forecasting model in a mountainous region, *J. of Hydrolo.*, **184**, 243-259.

Beard, K.V., and S.N. Grover, 1974 : Numerical collision efficiencies for small raindrops colliding with micron size particles, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 543-550.

Beard, K.V. , 1976 : Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *Journal of Atmospheric Sciences*, **33**, 851-864.

Beard, K.V. , 1977 : Terminal velocity adjustment for cloud and precipitation drops aloft. *Journal of Atmospheric Sciences*, **34**, 1293-1298.

Berry, E.X., M.R. Pranger, 1973 : Equations for calculating the terminal velocities of water drops. *Journal of Applied Meteorology*, **13**, 108-113.

Berry, E.X. and R.L. Reinhardt, 1974a : An analysis of cloud drop growth by collection : PartI : Double distributions. *Journal of Atmospheric Sciences*, **24**, 688-701.

Berry, E.X. and R.L. Reinhardt, 1974b : An analysis of cloud drop growth by collection : PartII : Single initial distributions. *Journal of Atmospheric Sciences*, **31**, 1814-1974.

Bott, A., 1988 : A positive definite advection scheme obtained by nonlinear renormalization of the advective fluxes. *Monthly Weather Review*, **117**, 1006-1015.

Bott, A., T. Trautmann, and W. Zdunkowski, 1996 : A numerical model of the cloud topped planetary boundary layer : radiation, turbulence and spectral microphysics in marine stratus, *Quart. J.R. Meteor. Soc.*, **122**, 633-667.

Bott, A., 1998 : A flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation. *Journal of Atmospheric Sciences*, **55**, 2284-2293.

Bott, A., 2000 : A flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation : extension to two-dimensional particle distributions, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 284-294.

Brenguier, J.L., T. Bourrianne, A. De Araujo Coelho, J. Isbert, R. Paytavi, D. Trevarin, and P. Weschler, 1998 : Improvements of droplet size distribution measurements with the Fast-FSSP, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 1077-1090.

Brenguier, J.L., H. Pawlowska, L. Schüller, R. Preusker, J. Fischer, and Y. Fouquart, 2000(a) : Radiative properties of boundary layer clouds : Droplets effective radius versus number concentration, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 803-821.

Brenguier, J.L., P.Y. Chuang, Y. Fouquart, D.W. Johnson, F. Parol, H. Pawlowska, J. Pelon, L. Schüller, F. Schröder, and J. Snider, 2000(b) : An overview of the ACE-2 CLOUDYCOLUMN closure experiment, *Tellus*, **52B**, 815-827.

Caro, D., W. Wobrock, A.I. Flossmann, and N. Chaumerliac, 2004 : A two-moment parameterization of aerosol nucleation and impaction scavenging for a warm cloud microphysics : description and results from a two-dimensional simulation, *Atmos. Res.*, **70**, 171-208.

Cess, R.D., and Coauthors, 1990 : Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in nineteen atmospheric general circulation models, *J. Geophys. Res.*, **95**, 16601-16615.

Chuang, P.Y., D.R. Collins, H. Pawlowska, J.R. Snider, H.H. Jonsson, J.L. Brenguier, R.C. Flagan, and J.H. Seinfeld, 2000 : CCN measurements during ACE-2 and their relationship to cloud microphysical properties, *Tellus*, **52B**, 843-867.

Clark, T.L., 1973 : Numerical modeling of the dynamics and microphysics of a warm cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 857-878.

Clark, T.L., 1977 : A small scale dynamical model using a terrain-following

coordinate transformation. *Journal of computational physics*, **24**, 186-215.

Clark, T.L., and W.R. Peltier, 1977 : On the evolution and stability of finite-amplitude mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1715-1730.

Clark, T.L., 1979 : Numerical simulations with a three-dimensional cloud model, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2191-2215.

Clark, T.L., and R. Gall, 1982 : Three-dimensional numerical simulations of airflow over mountainous terrain : a comparison with observations, *Mon. Weather Rev.*, **100**, 766-791.

Clark, T.L., and R.D. Fairley, 1984 : Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting : a possible mechanism for gustiness, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 329-350.

Clark, T.L., and W.R. Peltier, 1984 : Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3122-3234.

Clark, T.L., and W.D. Hall, 1991 : Multi-domain simulations of the time dependent Navier-Stokes equations : benchmark error analysis of some nesting procedure, *J. Comp. Phys.*, **92**, 456-481.

Clark, T.L., W.D. Hall, and R.M. Banta, 1994 : Two- and three-dimensional simulations of the 9 january 1989 severe Boulder windstorm : comparison with observations, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2317-2343.

Clark, T.L., W.D. Hall, and J. Coen, 1996 : Source code documentation for the Clark-Hall cloud scale model, code version G3CH01 ; NCAR/TN426+STRNCAR Technical Note, NCAR, Boulder, CO, USA.

Cohard, J.M., and J.P. Pinty, 2000(a) : A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. Part I : Description and selective tests, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1815-1842.

Cohard, J.M., and J.P. Pinty, 2000(b) : A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. Part II : 2D experiments with a non-hydrostatic model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1843-1860.

Danielsen, E.F., R. Bleck, and D. Morris, 1972 : Hail growth by stochastic coalescence in a cumulus model, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 135-155.

Davis, M.H., 1972 : Collision of small droplets : Gas kinetic effects, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 911-915.

Feingold G., S.M. Kreidenweis, B. Stevens, and W.R. Cotton, 1996 : Numerical simulations of stratocumulus processing of cloud condensation nuclei through collision-coalescence, *J. Geophys. Res.*, **101**, 21391-21402.

Feingold G., R.L. Walko, B. Stevens, and W.R. Cotton, 1998 : Simulations of marine stratocumulus using a new microphysical parameterization scheme, *Atmos. Res.*, **47-48**, 505-528.

Flossmann, A.I., W.D. Hall, and H.R. Pruppacher, 1985 : A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part I : The redistribution of aerosol particles captured through nucleation and impaction scavenging by growing cloud drops. *Journal of Atmospheric Sciences*, **42**, 583-606.

Flossmann, A.I., 1987 : A theoretical investigation of the removal of atmospheric trace constituents by means of a dynamical model, *PhD Thesis*, Mainz.

Flossmann, A.I., H.R. Pruppacher, and J.H. Topalian, 1987 : A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part II : The uptake and redistribution of $(NH_4)_2SO_4$ particles and SO_2 gas simultaneously scavenged by growing cloud drops, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2912-2923.

Flossmann, A.I., and H.R. Pruppacher, 1988 : A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part III : The uptake, redistribution, and deposition of $(NH_4)_2SO_4$ particles by a convective cloud using a two-dimensional cloud dynamics model. *Journal of Atmospheric Sciences*, **45**, 1857-1871.

Flossmann, A.I., 1990 : The scavenging of two different types of marine aerosol particles using a two-dimensional detailed cloud model, *Tellus*, **43B**, 301-321.

Flossmann, A.I., 1991 : The scavenging of two different types of marine aerosol particles using a two-dimensional detailed cloud model, *Tellus*, **43B**, 301-321.

Flossmann, A.I., 1993 : The effect of the impaction scavenging efficiency on the wet deposition by a convective warm cloud, *Tellus*, **45B**, 34-39.

Flossmann, A.I., 1994 : A 2-D spectral model simulation of the scavenging of gaseous and particulate sulfate by a warm marine cloud, *J. Atmos. Res.*, **32**,

233-248.

Flossmann, A.I., 1996 : Mesoscale modelling of clouds and aerosol particles. Air Pollution Modelling and Its Application XI, Edited by *Gryning and Schiermeier*, plenum Press, New York.

Flossmann A.I., 1998 : Interactions of aerosol particles and clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, **55**, 879-887.

Gerber, H., 1996 : Microphysics of marine stratocumulus clouds with drizzle modes. *Journal of Atmospheric Sciences*, **53**, 1649-1662.

Gérémy, G., 1999 : Simulation de la physico-chimie des nuages qui se forment dans l'écoulement orographique autour du Puy de Dôme. Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 172 pp.

Hall, W.D., 1980 : A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework : Model description and preliminary results. *Journal of Atmospheric Sciences*, **37**, 2486-2506.

Hatzianastassiou, N., W. Wobrock, A.I. Flossmann, 1998 : The effect of cloud-processing of aerosol particles on clouds and radiation, *Tellus B*, **50**, No. 5, 478-490.

Hoppel, W.A., J.W. Fitzgerald, G.M. Frick, R.E. Larson, and E.J. Mack, 1990 : Aerosol size distributions and optical properties found in the marine boundary layer over the atlantic ocean, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3659-3686.

ICCP, *Climate Change 1195. The science of climate change*, 570 pp., Cambridge University Press, 1996.

Jaenicke, R., 1988 : Aerosol physics and chemistry. in : Landolt-Boernstein : Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, V 4b, G. Fischer, Editor, Springer, 391-457.

Johnson, D. W., Osborne, S. R., Wood, R., Suhre, K., Andreae, M. O., Johnson, R., Businger, S., Quinn, P. K., Bates, T., Durkee, P., Jonson, H., Russell, L. M., Noone, K., Glantz, P., Bandy, B., O'Dowd, C., Rapsomanikis, S., and Rudolph, J., 2000 : An overview of the Lagrangian experiments undertaken during the North Atlantic regional Aerosol Characterisation Experiment (ACE-2), *Tellus*, **52B**, 290-320.

Jonas, P.R., 1972 : The collision efficiency of small drops, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 681-683.

Jones, A., D.L. Roberts, and A. Slingo, 1994 : A climate model study of indirect radiative forcing by anthropogenic sulfate aerosols, *Nature*, **370**, 450-453.

Kessler E., 1969 : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation, *Meteorol. Monogr.*, **10**, 84 pp.

Khain A., M. Ovtchinnikov, M. Pinsky, A. Pokrovsky, H. Krugliak, 2000 : Notes on the state-of-the-art numerical modeling of cloud microphysics. *Atmospheric Research*, **55**, 159-224.

Khain A., D. Rosenfeld, and A. Pokrovsky, 2001 : Simulation of deep convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5 C using a spectral microphysics model, *Geophys. Res. Lett.*, 3887-3890.

Klett, J.D., and M.H. Davis, 1973 : Theoretical collision efficiencies of cloud droplets at small Reynolds number, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 107-117.

Knollenberg, R. G. 1981 : Techniques for probing cloud microstructure. In : Clouds, their formation, Optical properties, and Effects, P. V Hobbs, A. Deepak, Eds. Academic Press, 495 pp.

Kogan Y.L., 1990 : The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I : Model description and sensitivity experiments. *Journal of Atmospheric Sciences*, **48**, 1160-1189.

Kogan Y.L., D.K. Lilly, Z.N. Kogan, and V.V. Filyushkin, 1994 : The effect of CCN regeneration on the evolution of stratocumulus cloud layers, *Atmos. Res.*, **33**, 137-150.

Kogan Y.L., M.P. Khairoutdinov, D.K. Lilly, Z.N. Kogan, and Q. Liu, 1995 : Modeling of stratocumulus cloud layers in a large eddy simulation model with explicit microphysics, *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2923-2940.

Köhler, H., 1936 : The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, *Trans. Faraday Soc.*, **32**, 1152-1161.

Lafore, J.P., J.Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, J.P. Pinty, J.L. Redelsperger, E. Richard, and J. VilaGuerau de Arellano, 1998 : The Meso-NH Atmospheric Simulation System.

Part I : Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, **16**, 90-109.

Lee, I.Y., G. Hänel, and H.R. Pruppacher, 1980 : A numerical determination of the evolution of cloud droplet spectra due to condensation on natural aerosol particles, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1839-1853.

Leporini, M., 2001 : Signature des aérosols dans les systèmes convectifs orographiques, Rapport de stage de DEA, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Lin, C.L., and S.C. Lee, 1975 : Collision efficiency of water drops in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1412-1418.

List, R.J., 1951 : Smithsonian Meteorological Tables, 6th rev. ed. Smithsonian Institution Press, Washington, DC, 527 pp.

McGovern, F.M., F. Raes, R. Van Dingenen, and H. Maring, 1999 : Anthropogenic influences on the chemical and physical properties of aerosols in the Atlantic sub-tropical region during July 1994 and July 1995, *J. Geophys. res.*, **104**, 14309-14319.

Pawlowska, H., and J.L. Brenguier, 2000 : Microphysical properties of stratocumulus clouds during ACE-2, *Tellus*, **52B**, 868-887.

Pawlowska, H., and J.L. Brenguier, 2003 : An observational study of drizzle formation in stratocumulus clouds for general circulation model (GCM) parameterizations, *J. Geophys. Res.*, **108(D15)**, 8630, doi :10.1029/2002JD002679.

Petty, G.W., 1994 : Physical retrieval of over-ocean rain rate from multichannel microwave imagery. Part I : Theoretical characteristics of normalized polarization and scattering indices, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **54**, 79-100.

Pinty, J.P., S. Cosma, J.M. Cohard, E. Richard, and J.P. Chaboureaud, 2001 : CCN sensitivity of a warm precipitation event over fine scale orography with an advanced microphysical scheme, *Atmospheric Research*, **59-60**, 419-446.

Prospero, J.M., R. Schmitt, E. Cuevas, D.L. Savoie, W.C. Graustein, K.K. Turekian, A. Volz-Thomas, A. Diaz, S.J. Oltmans and H. Levy II, 1995 : Temporal variability of summer-time ozone and aerosols in the free troposphere over the eastern North Atlantic, *Geophys. res. Lett.*, **22**, 2925-2928.

Pruppacher, H.R., and J.D. Klett, 1997 : *Microphysics of clouds and Precipitations*, Kluwer Academic Publishing, 954 pp.

Raes, F., T. Bates, F. McGovern, and M. Van Liedekerke, 2000 : The 2nd Aerosol Characterization Experiment (ACE-2) : general overview and main results, *Tellus*, **52B**, 111-125.

Reisner J., R.M. Rasmussen, and R.T. Bruintjes, 1998 : Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1071-1107.

Schlamp, R.J., S.N. Grover, H.R. Pruppacher, and A.E. Hamielec, 1976 : A numerical investigation of the effect of electric charges and vertical external electric fields on the collision efficiency of cloud drops, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1747-1755.

Schroeder, M, F. Chosson, R. Preusker, R. Bennartz, and J. Fischer, 2004 : Effect of vertical layering on nadir radiance observations, oral presentation, EGU, 1st general assembly, Nice, 2004.

Seifert, A., and K.D. Beheng, 2001 : A double-moment parameterization for simulating autoconversion, accretion and selfcollection, *Atmos. res.*, **59-60**, 265-281.

Shafir, U., and T. Gal-Chen, 1971 : A numerical study of collision efficiencies and coalescence parameters for droplet pairs with radii up to 300 microns, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 741-755.

Slingo, A., 1990 : Sensitivity of the Earth's radiation budget to changes in low clouds, *Nature*, **343**, 49-51.

Smolarkiewicz P.K., 1982 : A simple positive advection scheme with small implicit diffusion. *Monthly Weather Review*, **111**, 479-486.

Smolarkiewicz P.K., 1984 : A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *Journal of Computational Physics*, **54**, 325-362.

Snider, J.R., and J.L. Brenguier, 2000 : Cloud condensation nuclei and droplet measurements during ACE-2, *Tellus*, **52B**, 828-842.

Suhre, K., V. Crassier, C. Mari, R. Rosset, D.W. Johnson, S. Osborne, R. Wood, M.O. Andreaa, B. Bandy, T.S. Bates, S. Businger, C. Gerbig, F. Raes, J.

Rudolph, 2000 : Chemistry and aerosols in the marine boundary layer : 1-D modelling of the three ACE-2 Lagrangian experiments. *Atmospheric Environment*, **34**, 5079-5094.

Stevens, B., G. Feingold, W.R. Cotton, R.L. Walko, 1996 : Elements of the microphysical structure of numerically simulated nonprecipitating stratocumulus, *Journal of Atmospheric Sciences*, **53**, 980-1006.

Stevens, B., W.R. Cotton, G. Feingold, 1998 : A critique of one- and two-dimensional models of boundary layer clouds with a binned representations of drop microphysics, *Atmospheric Research*, **48**, 529-553.

Szumowski M.J., W.W. Grabowski, and H.T. Ochs, 1998(b) : Simple two-dimensional kinematic framework designed to test warm rain microphysical models, *Atmos. Res.*, **45**, 299-326.

Takahashi, T., 1981 : Warm rain development in a three-dimensional cloud model. *Journal of Atmospheric Sciences*, **38**, 1991-2013.

Tremblack, C.J., J. Powell, W.R. Cotton, and R.A. Pielke, 1987 : The forward-in-time upstream advection scheme : Extension to higher orders, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 540-555.

Twomey, S., 1977 : The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, **34**, 1149-1152.

Vervier, G., F. Raes, D. Voegelezang, and D. Johnson, 2000 : The 2nd aerosol characterization experiment (ACE-2) : meteorological and chemical context, *Tellus*, **52B**, 126-140.

Walko, R.L., W.R. Cotton, M.P. Meyers and J.Y. Harrington, 1995 : New RAMS cloud microphysics parametrisation - part I : the single-moment scheme, *Atmos. Res.*, **38**, 29-62.

Wang, P.K., and H.R. Pruppacher, 1977 : An experimental determination of the efficiency with which aerosol particles are collected by water vapor in subsaturated air, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1664-1669.

Wang, P.K., S.N. Grover, and H.R. Pruppacher, 1978 : On the effect of electric charges on the scavenging of aerosol particles by clouds and small raindrops, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1735-1743.

Wang, S., Qi. Wang, and G. Feingold, 2003 : Turbulence, condensation, and liquid water transport in numerically simulated nonprecipitating stratocumulus clouds, *J Atmos. Sci.*, **60**, No. 2, 262-278.

Wobrock W., A.I. Flossmann, and R.D. Farley, 2003 : Comparison of observed and modelled hailstone spectra during a severe storm over the Northern Pyrenean foothills, *Atmos. Res.*, **67-68**, 685-703.

Wurzler, S., T.G. Reisin, Z. Levin, 2000 : Modification of mineral dust particles by cloud processing and subsequent effects on drop size distributions. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 4501-4512.

Annexe A

Interactions entre dynamique et condensation/évaporation

A.1 La pression de vapeur saturante

Afin de déterminer la pression de vapeur saturante, on suit Hall (1980) en intégrant l'équation de Clausius-Clapeyron :

$$\frac{de_{sat,w}}{dt} = \frac{L_v}{R_v T^2} \quad (\text{A.1})$$

en faisant l'hypothèse que la chaleur latente d'évaporation varie linéairement avec la température, c'est à dire :

$$L_v(T) = L_v(T_0 + \beta(T - T_0)) \quad (\text{A.2})$$

Ainsi après intégration on obtient :

$$e_{sat,w}(T) = e_{sat,w}(T_0) \exp\left(\frac{(T - T_0)}{R_v T T_0} \left(L_{v0} + \beta(T - T_0) \frac{2T_0 - T}{2T_0}\right)\right) \quad (\text{A.3})$$

Cette équation peut être décrite en termes de perturbations de la température en écrivant : $T = \bar{T} + T'$ et $T' \ll \bar{T}$. D'où on écrit :

$$e_{sat,w}(T) = e_{sat,w}(T_0) \exp\{A_e\} \exp\{B_e \frac{T'}{\bar{T}}\} \quad (\text{A.4})$$

avec

$$A_e = \frac{L_{v0}(\bar{T} - T_0)}{R_v T_0 \bar{T}} + \frac{\beta}{R_v} \left(\frac{\bar{T} - T_0}{T_0}\right)^2 \left(\frac{2T_0 - \bar{T}}{2\bar{T}}\right) \quad (\text{A.5})$$

et

$$B_e = \frac{L_{v0}}{R_v \bar{T}} + \frac{\beta}{R_v} \frac{(\bar{T} - T_0)}{2T_0} \left(\frac{(2T_0 - \bar{T})(\bar{T} + T_0)}{\bar{T} T_0} - \frac{(\bar{T} - T_0)}{T_0}\right) \quad (\text{A.6})$$

A_e et B_e sont désormais seulement fonction de $\bar{T}$.

Cette formulation de la vapeur saturante approche bien les tables météorologiques de Smithsonian (List(1951)).

A.2 La sursaturation

La sursaturation est une quantité qui peut être trouvée à partir de la vapeur d'eau et de la température ; néanmoins aucun traitement numérique de la sursaturation ne peut représenter correctement les processus thermodynamiques complexes réels.

Les modifications microphysiques sont couplées à des variations de température par chaleur latente, qui est dégagée pendant la condensation ou enlevée du système nuageux pendant l'évaporation. Ce réchauffement ou refroidissement modifie également la masse volumique de l'air et donc sa flottabilité, ce qui entraîne des modifications dans le mouvement de l'air.

Dans la nature, les processus de changement de phase, de température, d'humidité et aussi de flottabilité sont continus et se déroulent simultanément. Cependant, dans un modèle numérique, les processus physiques sont à traiter les uns après les autres. Les équations suivantes illustrent cette méthode pour le rapport de mélange en vapeur d'eau q_v et la température T .

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho q_v = \left(\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \right)_{dyn} + \left(\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \right)_{micro} \quad (A.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{dyn} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{micro} \quad (A.8)$$

À l'origine de la formation d'un nuage, se trouve généralement un mouvement vertical. On commence ainsi le calcul de la microphysique après la modification des champs de température et de vapeur d'eau à cause des changements du champ de vent, i.e. après le calcul des tendances dynamiques. Ces tendances sont principalement décrites par l'advection et la divergence des flux turbulents, comme détaillé dans les équations suivantes.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} (\rho q_v) \right)_{dyn} = -\nabla \cdot (\rho q_v \vec{v}) - \nabla \cdot (K_h \nabla (\rho q_v)) \quad (A.9)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{dyn} = -\nabla \cdot (T \vec{v}) - \nabla \cdot (K_h \nabla T) \quad (A.10)$$

Avec la connaissance des tendances dynamiques $(\partial \rho q_v / \partial t)_{dyn}$ et $(\partial T / \partial t)_{dyn}$, on peut prévoir les nouvelles valeurs de la température T , du rapport de mélange q_v et du rapport de mélange saturant $q_{v,sat}(T)$ pour l'instant $t + \Delta t$:

$$q_v^{t+\Delta t}|_{dyn} = q_v^t + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \right)_{dyn} \Delta t \quad (A.11)$$

$$T^{t+\Delta t}|_{dyn} = T^t + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{dyn} \Delta t \quad (A.12)$$

La connaissance de la sur- ou sous- saturation

$$S^{t+\Delta t}|_{dyn} = RH^{t+\Delta t} - 1 = \frac{q_v^{t+\Delta t}|_{dyn}}{q_{v,sat}|_{dyn}(T^{t+\Delta t})} - 1 \quad (A.13)$$

permet ainsi le calcul de l'eau condensée $\Delta LWC = \rho \Delta q_L^{t+\Delta t}$.

Ensuite, les modifications de T et q_v par la microphysique sont réalisées dans une seconde étape. La perte en vapeur d'eau est donnée par $-\Delta q_v = \Delta q_L$ et la modification de température, à cause du processus de condensation ou d'évaporation, par $L/c_p \Delta q_L$. Donc, les nouvelles valeurs pour T et q_v pour le nouveau temps $t + \Delta t$ s'écrivent :

$$q_v^{t+\Delta t} = q_v^t + \left(\frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \right)_{dyn} \Delta t - \left(\frac{\partial \rho q_L}{\partial t} \right)_{micro} \Delta t \quad (A.14)$$

$$T^{t+\Delta t} = T^t + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{dyn} \Delta t + \frac{L}{c_p} \left(\frac{\partial \rho q_L}{\partial t} \right)_{micro} \Delta t \quad (A.15)$$

La figure A.1 montre les deux différents pas numériques pour l'évolution de la sursaturation en présence d'un nuage. Comme indiqué par la courbe "possible chemin réel", le choix de la valeur $S^{t+\Delta t}|_{dyn}$ pour le calcul de la condensation, va probablement dépasser la sursaturation qui est prédominante durant le pas de temps Δt .

Pour éviter cette surestimation de la valeur de $S^{t+\Delta t}|_{dyn}$, on utilise la valeur moyenne de la sursaturation S entre les pas de temps t et $t + \Delta t$ (voir Hall (1980)) :

$$\bar{S}^{t+\Delta t} = \frac{S^t + S^{t+\Delta t}}{2} \quad (A.16)$$

Cette séparation des tendances dynamique et microphysique fonctionne raisonnablement si le pas de temps est assez petit ; les mouvements verticaux sont modérés et le champ nuageux est relativement homogène (par exemple pour une couche nuageuse stratiforme). En présence de nuages non homogènes ou lors de

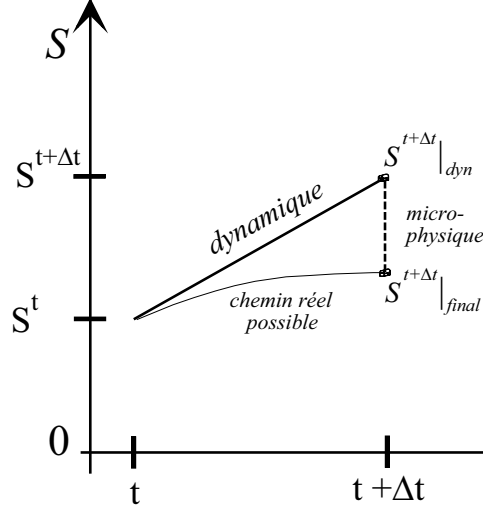


FIG. A.1 – Séparation du calcul de la sursaturation en un pas dynamique et un pas microphysique.

fortes vitesses verticales, le schéma devient souvent numériquement instable et n'est donc plus applicable. Cette instabilité numérique est illustrée figure A.2.

La modification importante d'une tendance dynamique peut avoir pour conséquence une forte transformation de phase $\partial \rho q_v / \partial t|_{micro}$. La tendance dynamique est présentée en figure A.2a par une augmentation importante de la sursaturation. Cette augmentation peut être provoquée dynamiquement par une augmentation de q_v (Figure A.2b) et une faible diminution de la température T (Figure A.2c) et donc aussi une diminution de $q_{v,sat}$ (Figure A.2d).

En revanche, pendant le pas dédié à la microphysique, la formation de l'eau condensé $\Delta LWC = \rho \Delta q_L$ fait réduire la valeur finale de q_v de $-\Delta q_L$. De même, par la chaleur latente dégagée, la température augmente de $L/c_p \Delta q_L$ et $q_{v,sat}$ augmente donc aussi. La conséquence de cette étape microphysique est illustrée dans la figure A.2a comme une forte chute de la sous-saturation puisque :

$$S^{t+\Delta t}|_{final} = \frac{q_v^{t+\Delta t}|_{dyn} - \Delta q_v|_{micro}}{q_{v,sat}(T^{t+\Delta t}|_{micro})} < S^{t+\Delta t}|_{dyn} = \frac{q_v^{t+\Delta t}|_{dyn}}{q_{v,sat}(T^{t+\Delta t}|_{dyn})} \quad (A.17)$$

avec $T_{final} > T_{dyn}$ et donc $q_{v,sat}(T_{final}) > q_{v,sat}(T_{dyn})$.

Dans le pas de temps suivant $t+2\Delta t$, toute l'eau nuageuse peut éventuellement évaporer. Dans ce cas, un refroidissement considérable se produit, la variation des sursaturations S augmente encore plus et une instabilité numérique apparaît.

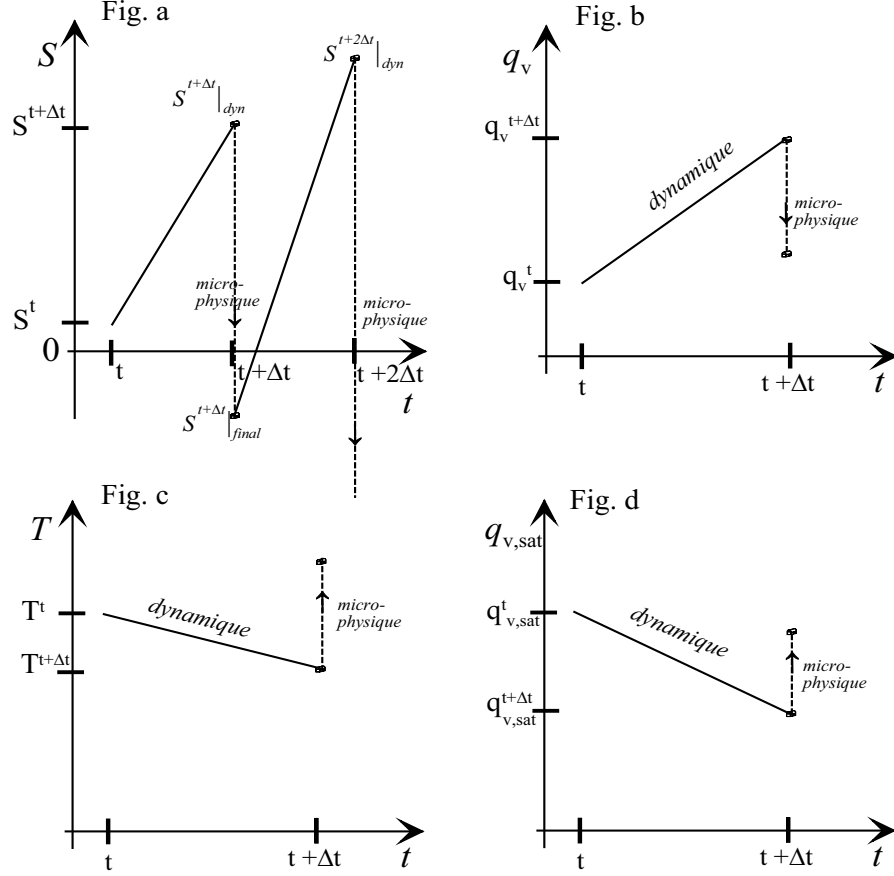


FIG. A.2 – Evolution de la sursaturation, du rapport de mélange en vapeur d'eau, de la température et du rapport de mélange saturant pendant une période de forte formation ou dissipation d'eau nuageuse.

Dans ces cas, l'origine physique de l'instabilité numérique de la sursaturation ne vient pas d'une trop forte modification de l'humidité $(\partial \rho q_v / \partial t)_{dyn}$ ou de la température $(\partial T / \partial t)_{dyn}$, mais d'une forte modification du nombre de gouttelettes dans un point de grille numérique. En effet, le nombre de gouttes f_d varie aussi pendant un pas de temps à cause des processus dynamiques :

$$\left(\frac{\partial f_d}{\partial t} \right)_{dyn} = -\nabla \cdot (\rho f_d (\vec{v} + \vec{v}_t)) - \nabla \cdot (K_h \nabla f_d) \quad (\text{A.18})$$

La variation la plus importante apparaît pour les points de grille situés aux bords du nuage. A cause des processus de transport présentés dans l'équation ci-avant, une partie des gouttes a quitté le nuage et arrive dans une région sous

saturée. Ceci provoque un très fort déséquilibre thermodynamique dans les deux régions.

Le manque de gouttes dans une région nuageuse renforce énormément la condensation et provoque finalement (après les étapes dynamique et microphysique) une forte diminution de S^t à $S^{t+\Delta t}$. De la même façon, la présence de gouttes dans une région non nuageuse et sous-saturée va provoquer une évaporation importante et une croissance considérable de S . Ceci peut arriver en bord extérieur du nuage où l'évaporation des gouttes dans des conditions de faible sous-saturation provoque une augmentation de q_v mais une diminution de T et de $q_{v,sat}$. Donc, à la fin de l'"évaporation numérique", l'air non nuageux peut être saturé.

Une technique pour remédier à cet effet numérique est la réduction du pas de temps dynamique. Cette méthode est cependant très coûteuse en temps de calcul parce que tous les calculs relatifs à la dynamique (advection, transport turbulent pour les 110-130 variables en tous les points de la grille tridimensionnelle) sont à répéter plusieurs fois.

On propose alors une technique de subdivision du pas de temps numérique qui s'applique seulement au calcul des tendances microphysiques $(\partial \rho q_v / \partial t)_{micro}$, $(\partial T / \partial t)_{micro}$ et $(\partial f_d / \partial t)_{micro}$ mais pas aux tendances dynamiques qui elles, sont conservées.

Une subdivision du pas de temps de calcul pour la condensation ou l'évaporation des gouttes et des particules d'aérosol commence si ces processus forment ou évaporent une quantité d'eau liquide $> 25 \text{ mg}/\text{m}^3$ pendant une seconde. Si cette limite est un peu dépassée, le pas de temps pour les calculs de la condensation et évaporation (l'activation et la désactivation des particules d'aérosol y sont incluses) est obtenu par subdivision du pas de temps dynamique en trois étapes :

$$\begin{aligned}\Delta t_1 &= 1/6 \Delta t_{dyn} \\ \Delta t_2 &= 1/3 \Delta t_{dyn} \\ \Delta t_3 &= 3/6 \Delta t_{dyn}\end{aligned}$$

Pour des quantités d'eau plus importantes que $25 \text{ mg}/(\text{m}^3 \text{ s})$, une subdivision par 4, 5, ... est faite et correspond aux limites de 50, 75 $\text{ mg}/(\text{m}^3 \text{ s})$... Chaque fois, le premier pas de temps est divisé par 2 et le temps manquant après n subdivisions est ajouté au pas de temps Δt_n .

La première sous- ou sur-saturation $S(t_1)$ se calcule en appliquant les tendances dynamiques pour le premier instant $t_1 = t + \Delta t_1$:

$$q_v^{t_1}|_{dyn} = q_v^t + (\partial q_v / \partial t)_{dyn} \Delta t_1 \quad (\text{A.19})$$

$$T^{t_1}|_{dyn} = T^t + (\partial T / \partial t)_{dyn} \Delta t_1 \quad (\text{A.20})$$

$$S^{t1}|_{dyn} = q_v^{t1}|_{dyn}/q_{v,sat}(T^{t1}|_{dyn}) \quad (\text{A.21})$$

Le calcul de la condensation ou de l'évaporation et de l'activation et croissance des AP humides fournit, avec la saturation S^{t1} , une quantité d'eau liquide formée ou évaporée de $\Delta LWC = \rho \Delta q_L$. Après correction des effets microphysiques, on en déduit pour T et q_v :

$$q_v^{t1}|_{micro} = q_v^{t1}|_{dyn} - \Delta q_L \quad (\text{A.22})$$

$$T^{t1}|_{micro} = T^{t1}|_{dyn} + L/c_p \Delta q_L \quad (\text{A.23})$$

Pour arriver à la fin du second pas de temps à l'instant $t_2 = t_1 + \Delta t_2 = t + \Delta t_1 + \Delta t_2$, on recommence le calcul pour la nouvelle sous- ou sur-saturation $S(t_2)$ à l'aide de la tendance dynamique, et on obtient :

$$q_v^{t2}|_{dyn} = q_v^{t1} + (\partial q_v / \partial t)_{dyn} \Delta t_2 \quad (\text{A.24})$$

$$T^{t2}|_{dyn} = T^{t1} + (\partial T / \partial t)_{dyn} \Delta t_2 \quad (\text{A.25})$$

$$S^{t2}|_{dyn} = q_v^{t2}|_{dyn}/q_{v,sat}(T^{t2}|_{dyn}) \quad (\text{A.26})$$

$S(t_2)$ s'applique au calcul de la condensation et fournit Δq_L pour le pas de temps Δt_2 . Ensuite, la correction de q_v et T , pour le temps t_2 , est réalisée comme on l'a déjà présenté pour le temps t_1 . Les calculs se répètent donc jusqu'à $t_n = t + \Delta t_{dyn}$.

Cette méthode s'est montrée numériquement très stable. Le schéma va augmenter bien évidemment le temps de calcul, mais il faut remarquer que cette subdivision du pas de temps numérique ne va s'appliquer que sur les points de grille où la formation ou la dissipation de l'eau nuageuse sera plus importante que $25 \text{ mg}/(m^3 s)$. Les autres seront intégrés avec le pas de temps dynamique initial.

Annexe B

Traitement numérique de la collision coalescence des gouttes

B.1 Traitement d'après Berry-Reinhardt

L'équation stochastique de collection est résolue ici par une méthode rapide et très précise (1974). Le processus de collision-coalescence des gouttes est un processus incontournable pour pouvoir faire croître davantage la taille des gouttelettes. Ce processus est décrit analytiquement par l'équation stochastique de collection. Cette équation est non linéaire et plusieurs méthodes numériques ont été employées pour la résoudre dans le cadre de la coalescence.

Une des solutions les plus utilisées dans les modèles de microphysiques, actuellement, est celle développée par Berry et Reinhardt (1974). Dans cette approche, l'équation stochastique de collection (ESC) est résolue à des points discrets du spectre des gouttes. Si nécessaire, des polynômes Lagrangiens d'ordre élevé sont utilisés pour interpoler le spectre des gouttes en quelques points intermédiaires. tel qu'il est construit, le schéma de Berry et Reinhardt ne conserve pas correctement la masse d'eau et est surtout très lourd en temps de calcul. Ce sont deux désavantages majeurs à l'implémentation de ce schéma dans un modèle dynamique de nuage à microphysique détaillée.

C'est pour éviter ces désavantages que Bott (1998) propose une nouvelle méthode de flux pour résoudre numériquement l'ESC. Cette méthode conserve la masse et est très efficace en temps de calcul. Ce schéma est détaillé dans la section suivante.

B.2 Traitement d'après Bott

La résolution de l'équation d'après Bott (1998) est aussi implémentée. C'est une nouvelle méthode de flux qui conserve la masse. Cette méthode se fait en deux temps. Dans un premier temps, la distribution en masse des gouttes de masse m' qui ont été nouvellement formées par les processus de collision est complètement ajoutée à la classe k avec $x_k \leq x' \leq x_{k+1}$. Ensuite, dans un second temps, une certaine fraction de la masse d'eau de la classe k est transportée en $k + 1$. Ce transport est fait par une procédure d'advection.

Plusieurs tests ont été faits pour en faire la comparaison avec le schéma de Berry-Reinhardt. Ces tests montrent une bonne entente entre les deux schémas. Dans diverses études de sensibilité, il a été montré que le schéma de Bott était plus stable pour différents pas de temps et pas d'espace. De plus, cette méthode est beaucoup plus efficace en temps de calcul que la méthode de Berry-Reinhardt.

Ce schéma a donc été rajouté au code DESCAM-0D et DESCAM-2D en vue d'une amélioration du temps de calcul. Comme le modèle DESCAM tient compte aussi des aérosols dans les gouttes, il a fallu prévoir également une méthode pour le traitement des AP dans les gouttes avec le schéma de Bott.

Le schéma de Bott ne considère que la perte d'une classe de masse i et d'une classe de masse j donnant, par collision selon les noyaux de Hall (1980), une goutte de masse $i + j$. Ainsi, les gains et pertes de chaque classe ne se traitent que via le traitement de la perte des classes i et j . Pour les AP dans les gouttes, si l'on suit le même raisonnement que le schéma de Bott, il suffit donc d'évaluer la perte des AP dans une goutte de masse i . Or, Flossman (1985) évalue cette perte ainsi :

$$\frac{\partial g_{APd}}{\partial t}|_{perte} = -g_{APd}(m) \int_0^\infty f_d(m') K_d(m, m') dm' \quad (\text{B.1})$$

Soit en exprimant en fonction de la masse des gouttes g_d :

$$\frac{\partial g_{APd}}{\partial t}|_{perte} = -g_{APd}(m) \int_0^\infty \frac{g_d(r')}{r'} K_d(r, r') dr' \quad (\text{B.2})$$

Et c'est ce terme qui est utilisé pour le traitement des AP dans les gouttes.

Annexe C

Traitement de l'advection pour la croissance des AP

C.1 Traitement selon Smolarkiewicz

L'apparition de valeurs négatives pour des scalaires définis positifs dans la solution de l'équation d'advection est une difficulté importante dans la modélisation numérique. Smolarkiewicz (1983) propose un nouveau schéma d'advection défini positif qui a une forme simple, une faible diffusion implicite et un faible coût de calcul.

On se propose donc de résoudre numériquement :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(u\psi) = 0. \quad (\text{C.1})$$

Comme base pour la construction, on choisit un schéma d'advection "upstream" :

$$\psi_i^{N+1} = \psi_i^N - \{F(\psi_i^N, \psi_{i+1}^N, u_{i+1/2}^N) - F(\psi_{i-1}^N, \psi_i^N, u_{i-1/2}^N)\} \quad (\text{C.2})$$

avec

$$F(\psi_i, \psi_{i+1}, u) = \{(u + |u|)\psi_i + (u - |u|)\psi_{i+1}\} \frac{\Delta t}{2\Delta x} \quad (\text{C.3})$$

et ψ_i^N est la valeur de ψ au point de grille i pour N pas de temps.

Dans le schéma "upstream", Smolarkiewicz introduit un terme additionnel de diffusion qui est très important pour la stabilité du système. En définissant un terme de "vitesse antidiffusive" :

$$\tilde{u}_i = \frac{(|u_i|\Delta x - \Delta t u_i^2)(\psi_{i+1}^* - \psi_i)}{(\psi_i^* + \psi_{i+1}^* + \epsilon)\Delta x} \quad (\text{C.4})$$

on réapplique le schéma "upstream" :

$$\psi_i^{N+1} = \psi_i^* - \{F(\psi_i^*, \psi_{i+1}^*, \tilde{u}_{i+1/2}) - F(\psi_{i-1}^*, \psi_i^*, \tilde{u}_{i-1/2})\} \quad (\text{C.5})$$

où ψ_i^* est issu du premier calcul avec le schéma "upstream" avant la correction de la diffusion.

C.2 Traitement selon Bott

Un nouveau schéma est développé par Bott (1988) pour obtenir un schéma d'advection défini positif et conservatif qui ne produit qu'une faible diffusion numérique. Les flux d'advection sont implémentés en utilisant la forme de flux intégral de Tremblack et al. (1987). Ces flux sont normalisés et limités alors par des valeurs inférieures et supérieures. L'équation d'advection résultante est numériquement résolue par la procédure usuelle "upstream". Plusieurs tests ont montré que ce schéma d'advection réduisait très fortement la diffusion numérique et demandait en même temps un faible coût numérique.

On se propose donc de résoudre numériquement :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial (u\Psi)}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.6})$$

Avec l'hypothèse d'une résolution de grille constante Δx et d'un pas de temps Δt , l'équation précédente s'écrit :

$$\Psi_j^{n+1} = \Psi_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{j+1/2}^n - F_{j-1/2}^n) \quad (\text{C.7})$$

où Ψ_j^n est la valeur de Ψ au point de grille j et après n pas de temps et $F_{j+1/2}^n$, $F_{j-1/2}^n$ sont les Ψ -flux à travers, respectivement, la limite droite et gauche de la maille numérique.

En utilisant le schéma "upstream" pour résoudre l'équation de continuité, le Ψ -flux à travers la limite droite devient :

$$F_{j+1/2}^n = \frac{\Delta x}{\Delta t} (c_j^+ \Psi_j^n - c_j^- \Psi_{j+1}^n) \quad (\text{C.8})$$

On utilise ici les abbréviations : $c_j^\pm = \pm \left(c_{j+1/2}^n \pm |c_{j+1/2}^n| \right) / 2$, où le terme $c_{j+1/2}^n$ est le nombre de Courant défini par $c_{j+1/2}^n = u_{j+1/2}^n \Delta t / \Delta x$.

Bien que le schéma "upstream" soit conservatif et défini positif, il n'est que du premier ordre en temps et en espace et produit de ce fait une forte diffusion numérique. Pour Bott (1988), cette diffusion est générée par la trop faible représentation de Ψ par une fonction ayant des valeurs constantes en chaque point de grille.

Tremblack et al. (1987) utilise une méthode polynomiale pour obtenir une meilleur

description du champ Ψ . En suivant ce concept, on suppose alors qu'au point de grille j , la distribution Ψ est donnée par un polynôme d'ordre l :

$$\Psi_{j,l}(x') = \sum_{k=0}^l a_{j,k} x'^k \quad (\text{C.9})$$

où les coefficients $a_{j,k}$ sont donnés dans la tableau 1 (Bott, 1988). Ce schéma est décrit de façon plus détaillé dans Bott (1988).

En utilisant la forme de flux de Tremblack et al. (1987), un nouveau schéma d'advection conservatif et défini positif est donc proposé par Bott (1988). Ce schéma est très efficace numériquement.

Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage chaud à microphysique détaillée

Les particules d'aérosol tiennent une position centrale dans la formation des nuages et des précipitations parce que ce sont les noyaux de condensation sur lesquels les gouttes se forment. La description détaillée de l'interaction entre les particules d'aérosols et les nuages réalisée dans une dynamique atmosphérique dans toute sa complexité tridimensionnelle est donc essentielle. Dans cette thèse, le modèle de nuage chaud à microphysique détaillée DESCAM (DEtailed SCAvenging Model) développé par Flossmann et al. (1987) est modifié pour permettre son couplage à la dynamique tridimensionnelle du modèle méso-échelle non-hydrostatique et anélastique de Clark et al. (1996). DESCAM-3D est ensuite évalué dans le cadre de deux formations nuageuses. Dans un premier temps, l'impact sur les précipitations d'une pollution correspondant à une augmentation de la concentration en particules d'aérosols dans l'atmosphère est étudié lors de simulations idéalisées réalisées sur le relief des Cévennes en France. Les résultats montrent qu'une atmosphère polluée et riche en noyaux de condensation ralentit considérablement la dynamique convective et réduit aussi la formation et l'intensité de la pluie à la surface. Ensuite, le modèle couplé a été évalué à l'aide des mesures aéroportées de l'expérience ACE-2 (second Aerosol Characterization Experiment). Pour cela, le modèle a été appliqué à trois situations de stratocumulus de différents niveaux de pollution. Le modèle a montré un accord satisfaisant par comparaison avec les observations et a aussi mis en évidence l'impact de la pollution sur la microphysique et la macrophysique (couverture nuageuse, contenu en eau nuageuse) des champs nuageux dans une dynamique tridimensionnelle.

Development and evaluation of a three-dimensional warm cloud model with bin microphysics

Aerosol particles hold a central position in the formation of cloud and precipitation because they are the condensation nuclei on which cloud drops form. The detailed description of the aerosol particles – cloud interactions realized in an atmosphere with its full three-dimensional complexity is essential. In this thesis, the warm cloud model with bin microphysics DESCAM (DEtailed SCAvenging Model) developed by Flossmann et al. (1987) is modified in order to allow its coupling with a three-dimensional mesoscale non-hydrostatic model of the Clark et al. (1996). DESCAM-3D is evaluated in two cloud situations. First, the impact of pollution on precipitation resulting from an increase of the aerosol particle concentration in the atmosphere is studied with idealized simulations performed over the Cévennes Mountains in France. Results show that an atmosphere polluted and rich in condensation nuclei slow down considerably the convective dynamics and reduce rain formation and intensity at the surface. Then, the model has been evaluated for the measurements of the ACE-2 (second Aerosol Characterization Experiment) campaign. It shows a good agreement with the observations and points out the impact of pollution on the microphysics and macrophysics (cloud cover, cloud water content) of the cloud fields in a three-dimensional framework.