



HAL
open science

Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage mixte à microphysique détaillée : application aux précipitations orographiques

Céline Planche

► To cite this version:

Céline Planche. Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage mixte à microphysique détaillée : application aux précipitations orographiques. Sciences de la Terre. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2011. Français. NNT : 2011CLF22136 . tel-00622980v2

HAL Id: tel-00622980

<https://theses.hal.science/tel-00622980v2>

Submitted on 23 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. 2136

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° : 677

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique de l'Atmosphère

par **PLANCHE Céline**

Diplômée du Master Physique spécialité Physico-chimie de l'Atmosphère et du Climat

**Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de
nuage mixte à microphysique détaillée : Application aux
précipitations orographiques**

Soutenue publiquement le 23 juin 2011, devant la commission d'examen :

Président : M. Joël VAN BAELEN (DR CNRS, LaMP, Clermont-Ferrand)
Rapporteurs : Mme Evelyne RICHARD (DR CNRS, LA, Toulouse)
Mme Sandrine ANQUETIN (DR CNRS, LTHE, Grenoble)
Examineur : M. Brice BOUDEVILLAIN (Physicien-Adjoint, LTHE, Grenoble)
Directeurs de thèse : Mme Andrea FLOSSMANN (Professeur, UBP, LaMP, Clermont-Fd)
M. Wolfram WOBROCK (Professeur, UBP, LaMP, Clermont-Fd)
Invitée : Mme Marie MONIER (Maître de conférences, UBP, LaMP, Clermont-Fd)



Laboratoire de Météorologie Physique
OPGC/LaMP
UMR6016 CNRS / UBP
24 avenue des Landais
63171 Aubière Cedex

Remerciements

Les dernières corrections faites, l'heure du bilan de ces années de thèse a sonné !

La thèse est une expérience unique, pleines de rencontres, de collaborations et de discussions très enrichissantes tant professionnellement que personnellement. J'espère ne pas commettre d'oublis dans l'ensemble des personnes concernées, si tel était le cas, je demande la plus grande indulgence à mon égard !

Je souhaite, en tout premier lieu, remercier mes directeurs de thèse, Andrea Flossmann et Wolfram Wobrock, avec lesquels j'ai pu passer des années constructives et agréables. J'ai énormément appris d'un point de vue scientifique et grandement apprécié leur gentillesse, leur disponibilité et leur soutien dans les différents projets que j'ai pu entreprendre. Malgré son rôle prenant de directeur de laboratoire, Wolfram a toujours pris le temps de répondre à mes questions et de m'aider à dénicher les erreurs de code, même quand moi je n'y croyais plus... Andrea m'a aidé, depuis mon Master 2, à prendre du recul sur mon travail, à avoir un regard plus critique et surtout à me poser les questions essentielles afin d'aller plus loin scientifiquement. Merci beaucoup à vous deux.

Évidemment, je tiens à remercier tous les membres composant mon jury de thèse : au président, Joël van Baelen, aux rapporteurs, Evelyne Richard et Sandrine Anquetin ainsi qu'à l'examineur Brice Boudevillain. Vos remarques m'ont permis d'avoir un regard neuf sur mon travail et ainsi d'améliorer sensiblement ce manuscrit. Un merci tout particulier à Marie Monier pour son encadrement en Master 2, pour son suivi et pour son soutien tout au long de la thèse, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse en tant qu'invitée, mais également pour son aide si précieuse durant mon année d'ATER.

Merci également à l'ensemble du personnel pour son accueil au sein du laboratoire. Tous les chercheurs auxquels j'ai demandé des explications ou de l'aide ont toujours pris le temps de me répondre avec enthousiasme et pédagogie. Je remercie particulièrement Nadège Montoux pour les longues heures que nous avons passées dans cet amphithéâtre de recherche. Merci également à l'équipe informatique : Sandrine Rivet, Philippe Cacaault et Sandra Banson, que j'ai toujours sollicité dans l'urgence afin de sauver mes disques durs si précieux à mes yeux, à rebooter les machines pour mes simulations et pour mes données ECMWF... Merci également à Florence Holop et Cécile Yvetot pour leur aide au niveau des formalités administratives.

Au cours de mes trois années de thèse, j'ai également effectué un monitorat au génie physique de Polytech' Clermont-Ferrand qui m'a fait découvrir les joies et les difficultés de l'enseignement. Je tiens tout particulièrement à remercier Yamina André, Anne Gué-

rin et Jonathan Lao qui ont su faciliter mon apprentissage. Merci également à Christine Robert-Goumet, Régis Lefèvre et Emmanuel Duffour pour leur confiance et leur aide au cours de mon année d'ATER.

Un travail de thèse, c'est aussi de nombreuses périodes de doute et de besoin d'évasion. Je remercie donc tous ceux avec qui j'ai passé de bons moments et qui me laisseront d'agréables souvenirs : les collègues des soirées jeux, Olivier J. (qui gagne à chaque fois ou presque!), Régis D., Aurélie C., Suzanne C., Guillaume P., Marie M., Guillaume M... J'espère qu'un jour j'arriverai à gagner une partie!; Laurent D., dit le Bolbyte en chef, pour les « nombreux » footings « acharnés » dans la chaîne des puys et les longues discussions de fin de journée; Sarah P., Nadège M. et Marie M. pour ces soirées filles si distrayantes et défoulantes, les oreilles de nos étudiants ont dû siffler ces soirs là!; mes collègues thésards Boris Q. (et son formidable accent belge!), Yoann L., Laurent L., Christelle B., Aura L., Carole L., Maxime H., pour les bons moments que nous avons passés, pour nos discussions hautement philosophiques au RU, les soirées danse devant la Wii, les sorties (enfin la sortie!) de Willy avec également Manu A. et Catherine S., les soirées CERDI, le Miam-Miam et le Ouech-Ouech canne à pêche... Et j'en oublie sûrement!

Je tiens aussi à remercier mes collègues physiciens avec qui j'ai passé de très bonnes soirées depuis plus de 5 ans : Loïc, Éric, Aurélien, Luc, François et Fred pour nos soirées pipologiques où le Puy de la Lune et Gilbert étaient toujours présents pour accueillir les fumeuses discussions sur les nanars, l'UFR schnaps et les pigouilleries de Riri. Merci également à Mickaël V. et Saraline M. pour les différentes soirées créoles que vous avez concocté et les quelques randonnées que nous avons faites dans la chaîne des puys. Et Mickaël, n'oublie pas ta promesse!

Une série de remerciements supplémentaires pour les amis de Clermont et d'ailleurs... sans oublier Audrey qui, malgré la distance, a toujours su rester une véritable amie!

Merci à ma famille et à ma belle-famille, et tout particulièrement à mes parents, mon frère et ma sœur, qui ont toujours été présents, qui m'ont toujours soutenu et remotivée dans les périodes de doute.

Enfin, merci à Fred pour sa patience, son soutien et son calme.

Table des matières

Introduction générale	19
1 Les modèles de nuage existant dans la littérature	23
1.1 Modélisation à toutes les échelles	24
1.2 Modélisations microphysiques	25
1.2.1 Modèles à un ou plusieurs moments	26
1.2.2 Modèles détaillés	27
1.3 Modélisation 3D à microphysique détaillée	27
1.3.1 Distributions des particules atmosphériques	28
1.3.2 Interactions aérosol-nuage	29
1.3.3 Phase glace	31
1.4 Caractéristiques de DESCAM-3D	32
2 Les outils de modélisation	35
2.1 Le modèle dynamique	35
2.1.1 Les approximations	36
2.1.2 Les équations du modèle	36
2.1.3 Les conditions aux limites	37
2.2 Le schéma de microphysique « bulk »	38
2.2.1 La phase liquide	38
2.2.2 La phase glace	38
2.3 Le schéma de microphysique détaillée : DESCAM-3D	40
2.3.1 Fonctions et grilles pour la microphysique	40
2.3.2 Équations générales	41
2.3.3 Détails sur la microphysique chaude	42
2.3.4 Détails sur la microphysique froide	47

3	Étude d'un cas de convection moyenne sur les Vosges	51
3.1	Éléments d'observation : Campagne COPS	52
3.1.1	Objectifs scientifiques	52
3.1.2	Disposition instrumental	52
3.1.3	Les observations radars	54
3.2	Cas du 12 août 2007 observé lors de la campagne COPS	56
3.2.1	Conditions synoptiques	56
3.2.2	Conditions initiales	57
3.2.3	Comparaison entre simulations et observations radars	59
3.3	Influence des propriétés des aérosols sur l'évolution du système convectif	64
3.3.1	Variation de la distribution en nombre des aérosols	65
3.3.2	Impact des propriétés hygroscopiques des aérosols sur les précipitations	68
3.4	Influence des particules d'aérosol sur la « microphysique intra-nuage »	70
3.4.1	Cadre de l'étude	70
3.4.2	Étude de la sursaturation	71
3.4.3	Étude de la chaleur latente	73
3.4.4	Étude de la formation des gouttelettes	74
3.4.5	Étude de la densité de probabilité de la sursaturation	75
3.5	Conclusions	76
4	Étude de l'initiation des systèmes orographiques lors de COPS	79
4.1	Modélisation de situations vosgiennes	80
4.1.1	Contextes synoptiques	80
4.1.2	Conditions initiales	82
4.1.3	Comparaisons entre observations radar et simulations	86
4.2	Mécanismes présents dans la formation des systèmes convectifs	90
4.2.1	Initiation sur les crêtes : cas du 12 août	91
4.2.2	Initiation dans la vallée	96
4.3	Résumé et conclusions	102
5	Schéma détaillé de fonte. Simulation de la bande brillante	105
5.1	Développement de la microphysique des hydrométéores mixtes	106
5.1.1	Processus microphysiques	106

5.1.2	Chaleur latente associée	115
5.1.3	Observation radar	117
5.2	Conditions initiales de la situation d'étude	120
5.3	Influence des hydrométéores mixtes	122
5.3.1	Aspect macroscopique du nuage	122
5.3.2	Comparaison avec le schéma de fonte instantanée	122
5.4	Études de sensibilité	132
5.4.1	Importance de la chaleur latente	132
5.4.2	Influence des particules d'aérosol	135
5.5	Conclusions	138
Conclusions et perspectives		141
A Symboles et significations		147
B Mesure de pluie par radar		153
B.1	Principe de mesure radar	153
B.2	Équations radar	155
B.3	Sources d'erreur affectant la mesure	156
C Démonstration de l'expression de la fonte (Mason, 1956)		159
C.1	Conduction et convection (terme 1)	159
C.2	Fusion de la particule de glace (terme 2)	160
C.3	Évaporation de la pellicule d'eau (terme 3)	162
Bibliographie		165

Table des figures

1.1	Échelles spatio-temporelles de modélisation.	24
2.1	Courbes de Köhler pour des particules d'aérosol de deux tailles différentes composées de sulfate d'ammonium et ayant une solubilité $\epsilon = 0.2$	43
2.2	Spectres en taille des particules d'aérosol sèches et humides ayant une solubilité de 5% et de 100% obtenus avec l'ancien et le nouveau schéma d'activation à 99% d'humidité.	44
2.3	Représentation schématique du processus d'activation dans DESCAM.	44
3.1	Carte montrant la topographie dans le domaine de COPS ainsi que certains dispositifs expérimentaux fixes tels que les super-sites. Répartition des instruments de mesure selon les super-sites.	53
3.2	Radar Poldirad du Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt et radar en bande X du Laboratoire de Météorologie Physique	55
3.3	Carte isobarique à la surface au-dessus de l'Atlantique Nord le 12 août 2007 à 12h UTC issues de Météo France.	56
3.4	Représentation des différents domaines utilisés pour l'étude de cas du 12 août 2007	57
3.5	Profils de la température et de la température du point de rosée du sondage observé à Nancy, le 12 août 2007 à 12h00 UTC.	58
3.6	Spectres initiaux des particules d'aérosol pour les cas de référence, propre et pollué.	58
3.7	Comparaison entre les réflectivités radar modélisées avec DESCAM et observées à l'aide du radar en bande X à différents pas de temps.	60
3.8	Comparaison entre les réflectivités radar modélisées avec DESCAM et observées à l'aide du radar Poldirad à différents pas de temps.	61
3.9	Fonction de densité de probabilité (PDF) des observations de Poldirad et du radar X après 22 min de précipitation et moyennée sur les 30 premières minutes de pluie.	62
3.10	Cumul de pluie au sol simulé pour le cas de référence après 1.5h de précipitation.	63

3.11	Taux simulés des précipitations pour différents points de la figure 3.10.	63
3.12	Points de formation des cellules convectives au cours de l'après midi du 12 août 2007 observés à l'aide des mesures de Poldirad.	64
3.13	Spectres en masse des gouttes pour les cas de référence, pollué et propre à 2400 m au-dessus du point C et 30 minutes après le début des précipitations.	66
3.14	Différence des cumuls de pluie au sol entre le cas de référence et le cas pollué et entre le cas de référence et le cas propre en mm, 1.5h après le début des pluies.	67
3.15	Spectres en masse des gouttes pour les cas de référence, « 50% soluble » et « 5% soluble » à 2400 m au-dessus du point C et 30 minutes après le début des précipitations.	68
3.16	Différence des cumuls de pluie au sol entre le cas de référence et le cas « 50% soluble » et entre le cas de référence et le cas « 5% soluble » en mm, 1.5h après le début des pluies.	69
3.17	Coupe verticale du contenu en eau liquide du système convectif simulé. Le carré noir représente l'aire utilisée pour les différentes études statistiques.	70
3.18	La sursaturation moyenne en fonction du vent vertical pour les cas de référence, propre et pollué avec une solubilité en particules d'aérosol égale à 100% et 5%.	71
3.19	Chaleur latente moyenne libérée en Joule pour 1 sec et pour 1 kg d'air nuageux en fonction de la vitesse du vent vertical pour les cas de référence, pollué et propre avec une solubilité en particules d'aérosol égale à 100% et à 5%.	73
3.20	Concentration moyenne des gouttes en fonction du vent vertical pour les cas de référence, pollué et propre avec une solubilité en particules d'aérosol égale à 100% et à 5%.	74
3.21	Densité de probabilité des points situés dans un environnement nuageux en fonction de la sursaturation pour les cas de référence, propre et pollué avec une solubilité égale à 100% et à 5%.	76
4.1	Cartes isobariques à la surface au-dessus de l'Atlantique Nord, le 18 juillet et le 13 août 2007 à 12h UTC, issues de Météo France.	81
4.2	Carte topographique du troisième domaine utilisé pour les simulations du cas d'étude du 12 août. Les triangles indiquent les points de formation de la convection pour les cas du 18 juillet et 12-13 août 2007.	82
4.3	Profils de température et de température du point de rosée des sondages issus des analyses d'ECMWF et des sondages observés : à Meistratzheim, le 18 juillet 2007, à 17h00 UTC ; à Nancy, à 12h00 UTC, le 12 et 13 août 2007. Les flèches représentent l'intensité et la direction horizontale du vent observées pour chacun des différents sondages.	84

4.4	Comparaison entre les réflectivités radar modélisées et observées à l'aide du radar en bande X pour les cas du 18 juillet, et des 12-13 août.	87
4.5	Cumul de pluie au sol pour le cas du 12 août 2007 avec l'utilisation du schéma « bulk » de la microphysique.	89
4.6	Vent vertical et vent horizontal à la surface et à 1.2 km d'altitude. Le vent de surface est représenté pour le second domaine alors que le vent à 1.2 km d'altitude est pour le domaine le plus petit.	92
4.7	Champs instantanés de l'intensité et de la direction du vent horizontal à la surface issues du système d'analyse VERA (Vienna Enhanced Resolution Analysis) pour le 12 août 2007 à 14h UTC.	93
4.8	Coupe verticale des trajectoires convergeant à proximité du sommet Champ de Feu situé entre 283 et 285 km. Les rétro-trajectoires ont été déterminées au moyen des résultats de simulation pour le cas du 12 août 2007.	94
4.9	Coupe verticale du rapport de mélange en vapeur d'eau simulé dans le second domaine pour le 18 juillet et les 12-13 août 2007, 10 min avant les premières précipitations.	95
4.10	Coupe verticale de la densité de vapeur d'eau obtenue par tomographie GPS selon Van Baelen et al. (2011) pour le 12 août à 13 h UTC selon la latitude 48.41°N, 18 juillet à 17 h UTC selon la latitude 48.64°N et 13 août à 13 h UTC selon la latitude 48.41°N.	96
4.11	Intensité et direction du vent horizontal à la surface, issues du système d'analyse VERA pour le 18 juillet 2007 à 15h UTC.	97
4.12	Intensité et direction du vent horizontal à la surface, issues du système d'analyse VERA pour le 13 août 2007 à 12h UTC.	99
4.13	Coupes horizontale et verticale de rétro-trajectoires qui suivent durant 20 min les parcelles d'air déclenchant la convection observée le 13 août 2007.	101
4.14	Intensité du vent horizontal simulé dans le troisième domaine pour le 13 août 2007, à 13h UTC.	101
5.1	Figure illustrant la théorie de Mason (1956) d'une particule de glace subissant le processus de fonte de manière idéalisée.	107
5.2	Conditions thermodynamiques de l'atmosphère auxquelles la fonte des cristaux de glace sphériques est possible. Comparaison entre la théorie de Mason (1956), les observations en laboratoire de Rasmussen et Pruppacher (1982) et les valeurs de $T_{e,crit}$ déterminées par la paramétrisation 5.7.	109
5.3	Évolution du cœur glacé dans un cristal de 350 μm de rayon initial, situé dans différents environnements dont l'humidité est de 90% et le gradient de température est variable. Comparaison entre la théorie de Mason (1956) et la paramétrisation.	111

5.4	Représentation schématique du processus de fonte dans DESCAM.	113
5.5	Variation de la chaleur latente de fusion et d'évaporation en fonction de la température.	116
5.6	Exemple d'une bande brillante mesurée par le radar de McGill. Des images des hydrométéores présents aux différentes altitudes sont positionnées sur la droite, et le profil de température, à gauche, montre que la bande brillante est située juste au-dessous de l'isotherme 0°C.	117
5.7	Représentation schématique du profil vertical de la réflectivité radar mesurée dans une situation stratiforme.	118
5.8	Variation de la résolution verticale entre le sol et le sommet du domaine situé à 20 km d'altitude.	120
5.9	Représentation du domaine et de la topographie de la situation d'étude. .	121
5.10	Profil de la température et de l'humidité pour le cas hiver utilisé dans nos simulations. Les profils en noir correspondent au cas été utilisé dans Zängl et al. (2010).	121
5.11	Coupe du vent vertical obtenue avec le schéma de fonte continue après 150 min d'intégration.	123
5.12	Coupes verticales des contenus en glace (IWC) et eau liquide (LWC) obtenus avec le schéma de fonte continue et instantanée après 150 min d'intégration.	124
5.13	Distributions en masse moyennes des cristaux de glace et des gouttes obtenues, à différentes altitudes, avec la nouvelle et l'ancienne version de DESCAM.	125
5.14	Répartition de la pluie au sol après 3 heures d'intégration avec le schéma de fonte continue.	126
5.15	Évolution du cumul de pluie au sol sur une zone de $20 \times 10 \text{ km}^2$ pour les simulations continentale et polluée avec le schéma de fonte instantanée et continue.	127
5.16	Évolution temporelle du profil vertical de réflectivité radar observé par le radar en bande K du LaMP, le 11 avril 2011 entre 3h30 et 5h30 UTC. . .	128
5.17	Profils verticaux de réflectivité radar mesurés par le radar en bande K du LaMP entre 3h58 et 4h12 UTC, le 11 avril 2008.	129
5.18	Évolution temporelle du profil de la réflectivité radar au cours de l'intégration à $x = 130 \text{ km}$ et $y = 36 \text{ km}$	129
5.19	Profils verticaux de réflectivité radar simulés à 150 min d'intégration pour différentes masses volumiques et en utilisant une relation masse-diamètre. .	130
5.20	Représentation de la température limite de congélation des cristaux mixtes en fonction de la température et de la proportion liquide sur le cristal.	131

5.21	Variation de la température entre les simulations « C-LH » et « C-LH0 », à 150 min d'intégration.	133
5.22	Variation du vent vertical entre les simulations « C-LH » et « C-LH0 », à 150 min d'intégration.	133
5.23	Variation de température pour les simulations utilisant les schémas de fonte continue et instantanée, à 150 min d'intégration.	134
5.24	Coupes verticales des contenus en glace et eau liquide obtenus pour le cas pollué avec le schéma de fonte continue et instantanée après 150 min d'intégration.	136
5.25	Distributions en masse moyennes des cristaux de glace et des gouttes obtenues pour le cas pollué et à différentes altitudes avec la nouvelle et l'ancienne version de DESCAM.	137
B.1	Gamme de longueur d'onde des radars météorologiques et position dans le spectre électromagnétique.	154
B.2	Émission d'un radar de longueur d'onde λ , où c est la célérité de la lumière et τ la durée d'émission du radar.	154
B.3	Exemple d'un effet de masque.	157

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques de mesure des radars en bande X du LaMP et de Poldirad du DLR lors de la campagne COPS.	56
3.2	Propriétés des distributions lognormales en particules d'aérosol utilisées dans les cas : propre, de référence et pollué.	65
3.3	Les valeurs moyennes et maximales du cumul de pluie au sol, du nombre de gouttes et de l'humidité relative pour les cas de référence, propre et pollué (avec des aérosols totalement solubles), après 30 min de pluie. . . .	66
3.4	Valeurs totales, maximales et moyennes des pluies, ainsi que l'aire totale arrosée après 1.5 h de précipitation.	68
3.5	Nombre de points de grille situés dans un environnement nuageux ($LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$) relatif aux différentes études statistiques.	72
4.1	Valeurs totales, maximales et moyennes des pluies, ainsi que l'aire arrosée après 1.5 h de précipitations pour le cas du 12 août 2007 simulé avec une représentation « bin » et « bulk » de la microphysique.	89
5.1	Variation des taux et temps de fonte obtenus selon la théorie de Mason (1956) , en fonction de la température, de l'humidité relative, de la pression, de la masse liquide sur le cristal et de la densité de la glace pour un cristal ayant un rayon de $330 \mu\text{m}$	110
5.2	Comparaison des temps de fonte obtenus par la théorie de Mason (1956) et par la paramétrisation. Tests sur l'influence de la température, de l'humidité relative et de la taille initiale du cristal.	112
5.3	Synthèse des particules issues des différentes collisions possibles entre hydrométéores représentés dans DESCAM.	115

Introduction générale

Les précipitations sont le résultat de processus météorologiques extrêmement variables, et ceci, quelle que soit l'échelle spatiale (globale, régionale ou locale) ou temporelle (climatologique, annuelle ou événement pluvieux) considérée. L'hétérogénéité et l'intermittence du phénomène précipitant, ainsi que sa nature, font de la pluie une grandeur physique difficile à prévoir. Pourtant, les enjeux liés à la prévision des précipitations sont considérables. Il existe un besoin important dans divers domaines tels que l'hydrologie, la prévention des risques, l'agriculture... de restituer les caractéristiques des champs précipitants à petite et moyenne échelles. Parmi ces caractéristiques, l'estimation de leur chronologie et de leur intensité, ainsi qu'une très bonne localisation dans l'espace sont souhaitées. De plus, dans le contexte actuel de climat changeant, il est également important de comprendre l'évolution des précipitations, d'autant plus que les événements exceptionnels destructeurs, tels que les inondations et sécheresses, sembleraient devenir plus fréquents ([Trenberth et al., 2003](#)).

La prévision quantitative des précipitations (PQP ou QPF¹) est particulièrement difficile à élaborer à l'aide des modèles météorologiques et reste encore un grand défi posé à la communauté des sciences atmosphériques. [Ament et al. \(2010\)](#); [Bauer et al. \(2011\)](#) et [Weckwerth et al. \(2004\)](#) ont montré que les performances de la prévision quantitative des précipitations diminuent lorsque les précipitations sont très intenses et durant l'été quand de fortes variations thermiques apparaissent. En effet, les modèles méso-échelle ont quelques difficultés à simuler l'initiation et l'organisation de la convection lorsque la surface subit un réchauffement intense et hétérogène. Deux problèmes majeurs ont été identifiés dans la prévision quantitative des précipitations des modèles de prévision opérationnelle et de climat : les interactions des systèmes précipitants avec le relief et avec la pollution.

Le premier problème est l'estimation des précipitations en région montagneuse puisque ces régions perturbent les flux atmosphériques ([Smith, 1979](#)). Les massifs montagneux jouent un rôle important dans la distribution globale et régionale de la précipitation ([Banta, 1990](#); [Barros et Lettenmaier, 1994](#)). Ces zones, qui permettent l'accroissement des précipitations par l'orographie, sont des zones à risque où de fortes et rapides inondations peuvent se produire, comme ce fut le cas dans le Gard en automne 2002 et dans le Var au printemps 2010. Toutefois, les différents mécanismes qui conduisent au déclenchement des précipitations en zone de relief et surtout leur importance ne sont encore ni bien compris ni bien modélisés. L'analyse des prévisions opérationnelles révèle en effet de bien médiocres performances quant à la prévision de l'occurrence des épisodes pluvieux ([Feldmann et al., 2008](#)) et montre que ces prévisions affichent encore des défauts

1. Quantitative Precipitation Forecast

systématiques tels qu'une mauvaise répartition selon les bassins versants des quantités de pluie ou encore un déclenchement trop précoce des précipitations convectives. Les facteurs généralement évoqués pour expliquer ces mauvaises performances sont la trop faible résolution spatiale et les processus physiques utilisés par les modèles.

Le deuxième problème porte sur l'importance des processus microphysiques et de la représentation des interactions aérosol-nuage-précipitation. Les particules d'aérosol, qui sont des particules solides ou liquides (à l'exclusion des gouttelettes et des cristaux), présentes en suspension dans une masse d'air peuvent être d'origine naturelle (érosion des sols, embruns marins, cendres volcaniques...) ou anthropique (usines, chauffages, catalyseurs sur véhicules légers...). La formation d'une gouttelette requiert un support particulaire, appelé noyau de condensation de nuage ou CCN (Cloud Condensation Nuclei). Ce sont les propriétés physico-chimiques des particules d'aérosol qui sont responsables de leur activation (théorie de Köhler (1921)). De même, suivant leurs propriétés, les particules d'aérosol peuvent également se comporter en noyaux de congélation ou IN (Ice Nuclei) nécessaires à la formation des cristaux de glace. Les noyaux de condensation et de congélation déterminent ainsi directement le nombre de gouttelettes et de cristaux formés. Or, comme le suggèrent Szyrmer et Zawadzki (1999), la phase glace est très importante dans le cycle des précipitations orographiques ou autres. Il est donc essentiel de prévoir sa formation et donc connaître les IN. L'évolution du nuage et la formation des pluies sont ainsi dépendantes des caractéristiques des particules d'aérosol. Les courants ascendants associés aux nuages ventilent les particules d'aérosol, activées ou non, de la surface de la terre jusqu'à la troposphère libre. L'impact de la pollution particulaire sur les nuages, *e.g.* l'effet indirect des particules d'aérosol (Twomey, 1974; Albrecht, 1989), est une des problématiques actuellement au cœur du débat concernant le changement climatique (Solomon et al., 2007). De nombreuses études sont réalisées pour essayer de comprendre l'influence de la pollution particulaire sur les propriétés des précipitations (hétérogénéité, intensité, durée...). Certaines des études estiment qu'il y a diminution des précipitations lorsque la concentration en particules d'aérosol atmosphériques augmente (Connolly et al., 2006; Yin et al., 2005; Teller et Levin, 2006; Yi et al., 2008; Leroy et al., 2009) alors que d'autres montrent un comportement contraire (*e.g.* Lee et al. (2008)). Or, dans la plupart des modèles actuels de prévision et de climat, les interactions aérosol-nuage-précipitation, qui sont des interactions complexes, sont mal reproduites. Un des chantiers de la communauté après la formation de glace reste la représentation de la microphysique froide. En effet, les cristaux de glace sont de forme complexe et interviennent dans de nombreux processus microphysiques. Cette mauvaise représentation est responsable d'erreurs dans l'intensité et dans la distribution des précipitations. Ceci est d'autant plus dommageable si on veut étudier les caractéristiques des précipitations dans un environnement changeant avec des particules aux propriétés physico-chimiques différentes.

Pour réduire toutes ces incertitudes, la communauté intensifie les observations et les études des systèmes précipitants. La démarche actuelle des services de météorologie nationaux est de mesurer les précipitations au moyen de radars qui contrairement aux pluviomètres fournissent une information continue sur une surface étendue. L'estimation des précipitations au sol est cependant obtenue de manière indirecte, ce qui peut apporter quelques erreurs. En effet, leur comportement peut varier entre l'altitude de mesure du faisceau et le sol selon les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère. La bande brillante présente dans les observations radar est une source d'erreurs importantes dans

l'estimation des pluies. Cette bande brillante apparaît aux altitudes proches de l'isotherme 0°C où le processus de fonte des cristaux de glace est présent. Au-dessous de ce niveau, le nuage est généralement mixte, *i.e.* constitué à la fois d'hydrométéores liquides et glacés. Ces différents hydrométéores se distinguent considérablement par leurs propriétés diélectriques. Il est important pour interpréter les observations radars de comprendre la physique de cette zone. Comme souligné ci-dessus, les processus physiques de cette zone seront complexes puisque gouttes, cristaux secs et mouillés coexistent. La bande brillante est l'objet de nombreuses études puisque c'est un maillon essentiel dans la conversion de l'eau précipitante : glacée et liquide en précipitations au sol. Le cadre idéal pour cette compréhension est donc la modélisation des nuages à l'aide d'une microphysique mixte détaillée.

Cette thèse a pour but de contribuer à l'amélioration des prévisions de pluies. Au vu des verrous scientifiques qui restent, notre stratégie est d'étudier des événements précipitants en zone montagneuse en décrivant au mieux les interactions aérosol-nuage à l'aide d'un modèle à microphysique mixte détaillée. Ce modèle sera directement comparé aux observations radars afin d'évaluer ses performances mais aussi d'aider à l'interprétation des réflectivités de la bande brillante.

Le cadre de cette étude est la campagne de mesure COPS (Convective and Orographically induced Precipitation Study) (Wulfmeyer et al., 2008; Richard et al., 2009; Wulfmeyer et al., 2011) qui avait les mêmes objectifs. Elle a été initiée par le DFG (agence de recherche allemande) et a bénéficié d'un fort soutien anglais et français. Elle s'est principalement intéressée aux précipitations convectives estivales sur un relief complexe. Elle s'est déroulée de juin à août 2007 sur le Sud-Ouest de l'Allemagne et l'Est de la France. Afin de caractériser au mieux leur répartition spatiale et temporelle il est nécessaire d'avoir un maillage d'informations suffisamment fin. Cependant, les zones montagneuses sont généralement peu instrumentées, les réseaux de pluviomètres sont souvent inexistantes ou épars et les observations radars sont fréquemment altérées par des échos de sol. Un des objectifs principal de COPS était de développer un système dense d'observations et de résoudre ces problèmes de mesure. La stratégie expérimentale était d'intensifier les mesures sur plusieurs cycles de vie des systèmes précipitants, depuis les caractéristiques de l'environnement pré-convectif jusqu'à la phase mature, voire la dissipation du système précipitant.

Le cœur de cette thèse est de simuler des épisodes convectifs observés dans le cadre de COPS. Pour présenter l'apport de ce travail, le manuscrit se découpe en cinq chapitres. Les deux premiers chapitres exposent les différentes approches de la modélisation des nuages existant dans la littérature et le modèle DESCAM-3D (Flossmann et Wobrock, 2010) qui permet une analyse détaillée à fine échelle et qui a été utilisé au cours de ce travail. Les développements nécessaires du modèle sont présentés dans ce chapitre et détaillés tout au long du manuscrit. Le chapitre 3 présente la campagne de COPS et un cas d'étude. Ce cas nous a permis de tester les performances du modèle à reproduire les épisodes convectifs. Il est aussi le cadre d'une étude sur l'impact de la pollution sur la formation des pluies convectives. L'aptitude du modèle à reproduire un système convectif sur le relief complexe des Vosges étant satisfaisante, le modèle a été utilisé pour aider à l'interprétation des principales situations convectives observées pendant COPS. Pour cela, les contributions des champs thermodynamiques et de l'interaction dynamique-relief ont été testées. Le chapitre 4 présente ces résultats et étudie l'importance du schéma microphysique pour reproduire les pluies observées. Une telle étude est

une étape nécessaire pour orienter le choix vers la solution la plus pertinente à utiliser dans les modèles de prévision. Le chapitre 5 présente une étude des processus microphysiques clés de la bande brillante. Les développements des processus microphysiques des cristaux en train de fondre sont présentés ainsi que le traitement des sorties de modèle pour étudier les observations radar. Les observations de bande brillante étant très rares dans COPS, nous avons mené cette étude sur un cas hivernal idéalisé représentant une situation météorologique frontale composée d'une couche nuageuse stratiforme sur un relief montagneux.

Le dernier chapitre résumera les différentes conclusions avancées au cours de notre étude, sur les interactions aérosol-nuage-précipitation et la phase glace (ou mixte) sur les systèmes convectifs orographiques ainsi que l'impact du relief sur la formation de ces systèmes. Des perspectives à ce travail de thèse seront également présentées.

Chapitre 1

Les modèles de nuage existant dans la littérature

La dynamique et la microphysique des nuages sont deux aspects couplés qu'il est important d'étudier afin de comprendre leurs différentes interactions sur l'atmosphère. La modélisation des nuages est un élément essentiel pour analyser ces interactions puisqu'un modèle de nuage fait intervenir à la fois un aspect dynamique et un aspect microphysique.

Toutefois, avant de construire un modèle, il faut bien définir le but de l'étude. En effet, les capacités des machines de calcul actuelles peuvent limiter l'exercice de la modélisation. Des compromis entre l'information cherchée, la description la plus précise possible des différents processus et le temps nécessaire au calcul sont nécessaires. La question essentielle à se poser est quelles sont les échelles spatiale et temporelle pertinentes au problème. Il existe plusieurs modèles dynamiques qui se différencient surtout selon le nombre de dimensions spatiales qu'ils utilisent : parcelle d'air, 1D1/2, 2D ou 3D. De même, les modèles microphysiques ont différentes représentations : paramétrée, volumique ou détaillée. Un modèle microphysique peut cependant être couplé avec différents modèles dynamiques, le choix du cadre dynamique dépend du but recherché.

Ce chapitre a pour objectif de définir les différentes approches possibles de modélisation des nuages disponibles actuellement et de placer notre modèle 3D dans le contexte des modèles existants.

Dans une première section, nous allons décrire les différentes approches de modélisation des nuages. La seconde section évoquera les différentes méthodes existantes pour simuler les caractéristiques microphysiques des nuages. Enfin dans la troisième section, nous nous intéresserons, plus particulièrement, aux modèles tridimensionnels à microphysique détaillée existants dans la littérature. Cet inventaire bibliographique nous permettra ainsi de dégager, dans la quatrième section, les spécificités de notre modèle tridimensionnel à microphysique détaillée DESCAM-3D (DEtailed SCAvenging Model).

1.1 Modélisation à toutes les échelles

Les nuages issus des systèmes cycloniques ou frontaux peuvent avoir une extension horizontale de plusieurs centaines de kilomètres. Au contraire, les cellules convectives locales peuvent s'étendre sur des distances de l'ordre de la dizaine de kilomètres. L'étude des nuages devient donc un problème multi-échelle d'un point de vue spatial.

Si nous regardons les processus de croissance des particules composant les nuages, il nous faut pour cela étudier des processus faisant intervenir les molécules de vapeur d'eau constituant l'air, ceci à une échelle de temps de l'ordre du millième de seconde. Au contraire, si nous nous intéressons à l'impact climatique des nuages, il faut considérer une échelle temporelle de plusieurs centaines d'années. L'étude des nuages est donc également un problème multi-échelle d'un point de vue temporel.

La figure 1.1 montre les différentes échelles spatio-temporelles utilisées pour la modélisation de la physique de l'atmosphère.

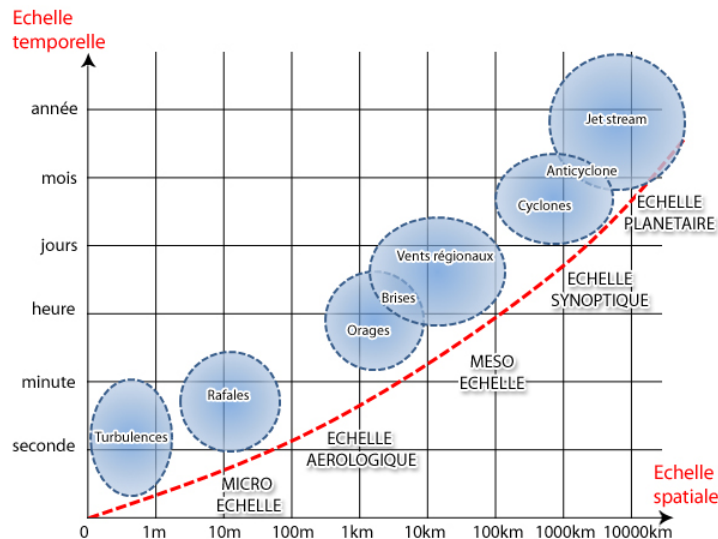


FIG. 1.1 – Échelles spatio-temporelles de modélisation (origine : Espace Météo).

À l'heure actuelle, aucune machine de calcul ne peut représenter la couverture nuageuse de la Terre à toutes les échelles de temps et d'espace à la fois. C'est pourquoi, la modélisation demande de faire des compromis selon les phénomènes météorologiques que l'on souhaite étudier.

Dans le cadre de l'étude de l'atmosphère sur plusieurs mois ou années, on privilégie les modèles qui couvrent le globe afin de suivre les éléments susceptibles de se propager sur la zone d'étude (la surface de toute la Terre). Ces modèles sont appelés des GCM (Global Circulation Model) et conviennent parfaitement pour étudier le temps à l'échelle globale avec des résolutions spatiales relativement grossières. Toutes les informations sur la couverture nuageuse, sa nature et son extension, sont données par des paramétrisations selon deux ou trois variables au maximum. Par exemple, les nuages frontaux couvrent un nombre suffisant de points de grille pour que leurs caractéristiques microphysiques soient représentées à l'aide de paramétrisations simples. Cependant, les nuages convectifs ayant une extension horizontale moins large ne peuvent être résolus et sont pris en compte au travers de paramétrisations sous-maille de la convection qui prennent en compte, à

la fois, leurs effets dynamiques ainsi que microphysiques (Arakawa et Schubert, 1974; Kuo, 1974; Bechtold et al., 2001). Il existe aussi des modèles globaux qui utilisent une représentation plus détaillée des nuages (Satoh et al., 2005; Fudeyasu et al., 2008; Lee et Penner, 2010). Ils sont appelés GCRM (Global Cloud Resolving Models).

Les modèles de prévision, quant à eux, réalisent généralement une étude de l'atmosphère à l'échelle synoptique et sur plusieurs jours avec une résolution spatiale maximale d'une dizaine de kilomètres et une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de minutes. Cependant, certains d'entre eux peuvent couvrir l'ensemble du globe. Par exemple, parmi les modèles de prévision de Météo-France, l'Integrated Forecasting System (IFS) de l'ECMWF¹ et ARPÈGE (Action de Recherche Petite Échelle Grande Échelle, Déqué et al. (1994); Salas y Méliá et al. (2005)) couvrent l'ensemble de la planète, avec une maille étirée qui est plus fine (15 km) au-dessus de la France pour le modèle ARPÈGE. Ces deux modèles peuvent également être utilisés pour étudier le climat. Le modèle ARPÈGE peut faire des prévisions jusqu'à trois jours, au-delà de cette échelle de temps le modèle globale IFS-ECMWF lui est préféré. Le modèle AROME (Applications de la Recherche à l'Opérationnel à Mésos-Échelle), qui est le dernier modèle développé par Météo-France, utilise une maille très fine de 2.5 km et couvre l'ensemble de la France métropolitaine. Les modèles opérationnels ont la particularité d'être optimisés pour fournir une prévision dans le meilleur délai possible.

Pour pouvoir étudier les nuages et l'atmosphère à une échelle régionale, nous utilisons des modèles méso-échelles. Ces modèles ont la même approche que les domaines synoptiques. Par exemple, les modèles RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) de Cotton et al. (1982), Méso-NH de Lafore et al. (1998), MM5 (Mesoscale Model 5th generation) de Dudhia (1993); Grell et al. (1994), WRF (Weather Research and Forecasting model) de Skamarock et al. (2005, 2008) et le modèle de Clark et Hall (Clark, 1977; Clark et al., 1996) permettent de modéliser les scènes nuageuses à l'échelle régionale. Dans les modèles méso-échelles, tous les types de nuage sont résolus par un nombre de points suffisants pour prendre en compte les effets microphysiques internes.

Les effets microphysiques internes aux nuages peuvent être modélisés de différentes manières selon l'objectif de l'étude. Le paragraphe suivant montre les deux méthodes les plus utilisées de représentation de la microphysique.

1.2 Modélisations microphysiques

En plus des variations des résolutions spatio-temporelles des modèles dynamiques, la microphysique des modèles peut avoir des représentations différentes selon les objectifs souhaités, la mémoire et le temps de calcul disponible. Les modèles microphysiques peuvent ainsi être classés en deux catégories qui de la moins résolue à la plus résolue sont : les modèles à un ou plusieurs moments (ou « bulk ») et les modèles à microphysique détaillée ou spectrale (ou « bin »).

Du point de vue informatique, par exemple, les ressources nécessaires en termes de mémoire et de temps de calcul sont donc plus importantes pour un modèle détaillé que pour les modèles à moments. Ainsi, les modèles à microphysique détaillée sont le plus

1. European Center for Medium range Weather Forecasts

souvent couplés avec des dynamiques simplifiées de type « parcelle d'air », 1D (Leroy et al., 2006) voire 2D (Flossmann et al., 1985; Flossmann et Pruppacher, 1988; Bott et al., 1990; Ackerman et al., 1995; Feingold et al., 1994, 1996; Wobrock et al., 2001; Monier et al., 2006).

1.2.1 Modèles à un ou plusieurs moments

Dans les modèles à un ou plusieurs moments, toutes les propriétés des nuages sont ramenées à la description d'un nombre variable de classe d'hydrométéores (eau nuageuse, eau de pluie, glace nuageuse, agrégat, neige, grésil, grêle...). Certains modèles microphysiques très simplifiés peuvent utiliser seulement deux classes alors que d'autres peuvent en utiliser beaucoup plus. Par exemple, le schéma ou modèle de Kessler (1969) utilise deux classes représentant l'eau nuageuse et l'eau précipitante alors que les schémas de Hong et Lim (2006); Thompson et al. (2004); Morrison et al. (2009) peuvent utiliser jusqu'à cinq classes. Les classes supplémentaires sont surtout utilisées pour différencier les cristaux de glace.

Pour chacune de ces classes, seul le nombre et/ou la masse totale des particules sont considérés, mais pour les modèles à moments leur description en taille est prescrite. À partir de ce spectre donné, par exemple un spectre en nombre $N(D)$, on appelle moment d'ordre i l'intégrale sur toutes les tailles du spectre $N(D)$ multiplié par la taille D à la puissance i :

$$M^i = \int_{\text{spectre}} N(D) D^i dD \quad (1.1)$$

Le moment d'ordre 0 donne ainsi le nombre total de gouttes et le moment d'ordre 3 est proportionnel à la masse totale (celui d'ordre 6 sera proportionnel à la réflectivité radar). Le spectre de chaque classe d'hydrométéores est fixé selon une fonction qui peut être supposée sous la forme exponentielle type Marshall et Palmer (1948), log-normale, mono-disperse, gamma... (Kessler, 1969; Verlinde et al., 1990; Walko et al., 1995; Thompson et al., 2008). Cela permet de diminuer le nombre de variables pronostiques. À *posteriori*, la distribution dimensionnelle des hydrométéores peut être reconstruite à l'aide de la fonction et de ses paramètres de forme.

Selon le nombre de variables pour chacune des classes (nombre et/ou masse), le modèle microphysique est appelé à un moment (Kessler, 1969; Cotton et al., 1986; Grabowski, 1998; Kärcher et Lohmann, 2003; Hong et al., 2004) ou à plusieurs moments (Koenig et Murray, 1976; Meyers et al., 1997; Reisner et al., 1998; Cohard et Pinty, 2000; Khairoutdinov et Kogan, 2000; Caro et al., 2002; Seifert et Beheng, 2006; Morrison et al., 2009). Cependant certains modèles comme celui de Thompson et al. (2004, 2008) peuvent être des schémas à un moment pour chaque classe d'hydrométéores à l'exception d'une classe résolue de manière plus détaillée en utilisant deux variables.

Pour tenir compte de tous les processus microphysiques qui ont lieu au sein des nuages, les modélisateurs méso-échelles utilisent des paramétrisations souvent dérivées à l'aide des modèles « bin » à microphysique détaillée. Ces paramétrisations permettent une diminution du temps de calcul et par conséquent les modèles microphysiques à moments sont, dans la plupart du temps, utilisés pour des applications dite en « temps réel » ou de prévision.

1.2.2 Modèles détaillés

La représentation complète de la microstructure des nuages et de l'évolution des hydrométéores peuvent être décrites par des modèles à microphysique détaillée (Hall, 1980; Flossmann et al., 1985; Kogan, 1991; Feingold et al., 1988, 1994; Geresdi, 1998; Wobrock et al., 2001; Rasmussen et al., 2002; Leporini, 2005; Monier et al., 2006; Leroy et al., 2007, 2009). Ces modèles pronostiquent de nombreuses variables associées aux distributions dimensionnelles de chacun des hydrométéores considérés. Par conséquent, ils sont extrêmement coûteux en mémoire et temps de calcul et ne peuvent actuellement pas être utilisés pour la prévision.

Ces modèles détaillés reposent sur le calcul de la distribution dimensionnelle des hydrométéores (voir équation 1.1). Le spectre des hydrométéores, contrairement aux modèles à moments, n'a pas de forme fixée mais est discrétisé sur une grille de taille (ou de masse). Le nombre de variables utilisées pour représenter la microphysique dans ces modèles est étroitement lié au nombre de points de grille de taille. La distribution dimensionnelle des gouttes se déplace ensuite sur la grille au gré des processus microphysiques de croissance des hydrométéores.

Il existe parmi ces modèles à microphysique détaillée deux familles, les modèles lagrangiens et les modèles dits « bin ». Les deux considèrent le nombre de particules suivant des classes de taille. La différence entre les deux familles est que dans les modèles « bin », nous considérons les classes de taille fixe et les particules, en grossissant, changent de classe; en revanche dans les modèles lagrangiens, c'est le nombre de particules par classe qui reste constant et les bornes de la classe qui varient.

Ces modèles sont capables de décrire tous les processus microphysiques qui mettent en jeu ces particules : la formation de gouttelettes et de cristaux de glace à partir de particules d'aérosol, la croissance des particules liquides et glacées par déposition de vapeur, les différents mécanismes de contact et coalescence de ces particules lors de la sédimentation. Ils tentent aussi d'intégrer le maximum de connaissances disponibles sur ces processus microphysiques : vitesses de croissance, vitesses de chute, efficacités de collection...

Il est coûteux de déployer ces schémas très réalistes dans des modèles dynamiques complexes type tridimensionnel. Cependant, quelques modèles de ce type existent dans la littérature (Ovtchinnikov et Kogan, 2000; Fridlind et al., 2004; Lynn et al., 2005a; Leroy et al., 2009; Khain et al., 2010). Des travaux ont déjà montré les améliorations apportées sur les résultats de simulation concernant la structure, l'aspect du nuage et les cumuls de pluie lorsque l'on utilise une microphysique spectrale dans un modèle à méso-échelle, quelque soit le type de nuage : ligne de grains (Lynn et al., 2005b; Lynn et Khain, 2007), convection profonde (Leroy et al., 2009), ouragan (Khain et al., 2010)...

1.3 Modélisation 3D à microphysique détaillée

La première simulation numérique caractérisant le développement d'un nuage à l'aide d'un modèle tridimensionnel a été réalisée par Steiner (1973). Le nuage simulé était non précipitant. Après quelques années, le premier modèle tridimensionnel utilisant une microphysique bin a été développé par Takahashi (1981). Ce modèle considérait

seulement les processus de la microphysique chaude grâce au spectre en taille des gouttes qui était discrétisé en 59 classes.

Par la suite, nous nous intéresserons plus particulièrement aux modèles à microphysique détaillée qui considèrent les phases liquide et glace ainsi que les interactions aérosol-nuages.

Dans ce cadre, un premier travail de couplage entre une microphysique détaillée et une dynamique tridimensionnelle est celui de [Kogan \(1991\)](#). Dans un premier temps, seuls les processus de la microphysique chaude sont considérés, les processus de la microphysique froide ont été ajoutés ultérieurement ([Ovtchinnikov et Kogan, 2000](#)). Dans une démarche similaire de développement, le modèle DESCAM-3D a tout d'abord considéré les processus microphysiques de la phase liquide ([Leporini, 2005](#)) pour ensuite prendre en compte ceux de la phase glace ([Leroy et al., 2009](#)).

Au cours de la même période, d'autres modèles de ce type sont apparus, avec entre autres, ceux de [Fridlind et al. \(2004\)](#); [Lynn et al. \(2005a\)](#) et [Khain et al. \(2010\)](#).

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons comparer les différentes représentations des processus microphysiques (les distributions des particules atmosphériques, les interactions aérosol-nuage et les phases glacées) de ces quelques modèles tridimensionnels utilisant une microphysique détaillée. Ensuite, nous montrerons les spécificités de notre modèle DESCAM-3D ([Leroy et al., 2009](#)).

1.3.1 Distributions des particules atmosphériques

Pour représenter la microphysique chaude, le modèle de [Kogan \(1991\)](#) utilise deux distributions. La première est une distribution en nombre des particules d'aérosol, associée à une grille en rayon avec 19 classes allant de 7.6 nm à 7.6 μm . La seconde fonction est utilisée pour représenter la distribution en nombre des gouttes sur une grille en masse comprenant 30 classes allant de 4 μm à 3.2 mm. Dans la version avec la microphysique froide de [Ovtchinnikov et Kogan \(2000\)](#), les distributions ont été légèrement modifiées afin de limiter les temps de calcul avec l'ajout de la phase glace. La grille des particules d'aérosol ne compte plus que 12 classes allant de 12 nm à 1.66 μm et celle des gouttes en compte 28 allant de 4 μm à 2 mm. De même, la grille en masse utilisée pour la phase glace compte 28 classes dont la masse m_i de la classe i est déterminée par $m_i = 2m_{i-1}$ avec $i = 2, 3, \dots, 28$. Ainsi la masse double entre deux classes consécutives i et $(i + 1)$. Les 15 premières classes du spectre de glace sont consacrées aux cristaux sous la forme de plaquettes avec une masse volumique de 0.9 g cm⁻³. Les 13 autres classes sont associées à des grêlons sphériques avec une masse volumique de 0.4 g cm⁻³. Le rayon des plaquettes peut ainsi varier entre 4.6 et 243 μm , celui des grêlons entre 0.17 et 2.78 mm.

Ensuite, le modèle de [Fridlind et al. \(2004\)](#) utilise 16 classes pour les particules d'aérosol couvrant l'intervalle de taille en rayon de 2.5 nm à 0.5 μm , les gouttes avec une taille allant de 1 μm à 5 mm et les cristaux de glace allant de 1 μm à 5 mm. La masse volumique pour la phase glace est fixée à 0.9 g cm⁻³ tant que les cristaux ont un rayon inférieur à 150 μm , ensuite elle décroît selon les observations de [Heymsfield et al. \(1978\)](#) pour les grêlons. De plus, les cristaux sont considérés de forme colonne.

Enfin, [Lynn et al. \(2005a,b\)](#) ont associé un modèle à microphysique détaillée au modèle méso-échelle MM5 (Mesoscale Model 5th generation; [Dudhia \(1993\)](#); [Grell et al.](#)

(1994)). La version originale du modèle microphysique (Khain et Sednev, 1996; Khain et al., 1996, 1999, 2001, 2004) utilise huit distributions en nombre pour décrire les gouttes, les cristaux de glace : de forme colonne, plaquette et dendrite, la neige, la petite grêle, les grêlons et enfin les particules d'aérosol. Cependant, la version originale de ce schéma microphysique est utilisée pour des modélisations en deux dimensions. Pour une modélisation tridimensionnelle, comme il en est question dans Lynn et al. (2005a,b), une version dite « rapide » de ce modèle a été mise en place afin de diminuer les ressources informatiques nécessaires. Le nombre de fonctions pour les cristaux de glace, passe alors de 6 dans la version originale à 3 dans la version rapide. Les dendrites sont maintenant regroupées dans la neige, les plaquettes avec la petite grêle et enfin les colonnes avec les grêlons. Les distributions en masse possèdent 33 classes et ont la même forme que dans Ovtchinnikov et Kogan (2000) avec $i = 2, 3, \dots, 33$. La première classe de chacune des distributions des hydrométéores correspond à la masse d'une goutte de $2 \mu\text{m}$ de rayon. La distribution en taille des particules d'aérosol qui contient également 33 classes a, quant à elle, une taille maximale de $2 \mu\text{m}$.

Plus récemment, dans Khain et al. (2010), le même modèle microphysique de Lynn et al. (2005a) a été associé au modèle méso-échelle WRF (Weather Research and Forecasting model, Skamarock et al. (2005)). Cependant, comme le modèle méso-échelle WRF demande plus de mémoire et de temps de calcul que MM5, il a fallu simplifier la version de Lynn et al. (2005a) pour avoir une version du modèle microphysique encore plus rapide que la précédente. Pour cela, seul le nombre de fonctions pour les cristaux de glace a été modifié. En effet, il passe de 3 fonctions dans la version de Lynn et al. (2005a) à 2 dans la version rapide de Khain et al. (2010). La première distribution comprend les particules de glace ainsi que la neige. Les particules inférieures à $150 \mu\text{m}$ sont supposées être des cristaux de glace et celles ayant une taille supérieure sont de la neige. De manière similaire, les particules de glace ayant une densité plus grande, à savoir la grêle et les grêlons, sont regroupés dans la seconde distribution. Ainsi, le nombre total de distributions passe de 8 dans la version originale (Khain et al., 2004) à 5 dans la version de Lynn et al. (2005a) pour enfin passer à 4 dans la version la plus rapide de Khain et al. (2010) (particules d'aérosol, gouttes, particules de glace de faible densité et de densité élevée).

Ces différents modèles ont tous une grille pour les particules d'aérosol et les gouttes avec plus ou moins de classes et recouvrent un intervalle de taille plus ou moins large. Par contre, le nombre de grilles utilisées pour la représentation de la phase glace varie de une à 3 distributions ; la forme et la densité des particules de glace considérées sont aussi différentes.

1.3.2 Interactions aérosol-nuage

Les modèles de Kogan (1991); Lynn et al. (2005a) et Khain et al. (2010) considèrent les processus microphysiques de manière très similaire. Dans Kogan (1991), la nucléation des gouttes est décrite à l'aide de l'expression de Twomey (1959) où le nombre de gouttes nucléées N est proportionnel à la sursaturation S comme le montre l'expression suivante :

$$N = N_0 S^k \quad (1.2)$$

où N_0 et k sont des constantes mesurées.

Ensuite, les transferts entre le réservoir des particules d'aérosol et celui des gouttes sont gérés en accord avec les travaux de [Mordy \(1959\)](#) et d'[Ivanova et al. \(1977\)](#). À une sursaturation $S \geq 0\%$, les particules d'aérosol (composées de NaCl), dont le rayon sec est inférieur à $0.12 \mu\text{m}$, sont considérées comme étant en équilibre et leur rayon humide est calculé à l'aide de l'équation de Köhler ([Pruppacher et Klett, 1997](#)). La valeur limite de $0.12 \mu\text{m}$ provient des travaux de [Mordy \(1959\)](#). À l'inverse, les particules d'aérosol, dont le rayon sec est supérieur à cette valeur seuil de $0.12 \mu\text{m}$, grandissent lentement et n'ont donc pas le temps d'atteindre leur taille d'équilibre. D'après [Ivanova et al. \(1977\)](#), leur taille humide peut alors être calculée en multipliant leur taille sèche par un facteur k , qui est fonction de la vitesse verticale dans le nuage w et de la taille sèche de la particule r_n , comme le montre l'expression [1.3](#).

$$k = 5.8w^{-0.12}r_n^{-0.214} \quad (1.3)$$

Toujours d'après [Ivanova et al. \(1977\)](#), on peut faire l'hypothèse que k est constant pour les nuages convectifs et que les valeurs de $k = 3, 5$ ou 8 conduisent à des résultats similaires. Cette méthode évite le calcul de la croissance des particules d'aérosol humides pour une grande partie des points du domaine tridimensionnel car les particules d'aérosol sont supposées rester sèches tant que l'humidité relative reste inférieure à 100% . Le calcul de leur taille humide se fait uniquement lorsque ces particules doivent être activées et sert à obtenir l'allure du spectre des gouttes nouvellement nucléées. De plus, cette supposition exclut ainsi la formation des gouttelettes de trop grande taille.

Dans [Lynn et al. \(2005a\)](#), le calcul du rayon des gouttes nouvellement formées suit la même réflexion que [Kogan \(1991\)](#), mais le rayon sec limite est fixé à $0.03 \mu\text{m}$ ([Khain et al., 1999](#)) et le paramètre k prend la valeur de 5 , alors que dans [Khain et al. \(2010\)](#) $k = 3, 5$ ou 8 selon les cas d'étude.

Pour les processus de condensation/évaporation des gouttes, dans les 3 modèles ([Kogan, 1991](#); [Lynn et al., 2005a](#); [Khain et al., 2010](#)), l'équation de croissance est utilisée mais sous une forme simplifiée : le terme de solution² est constamment négligé, tandis que le terme de courbure³ est également laissé de côté pour les gouttes de pluie ($r > 50 \mu\text{m}$). Les autres processus microphysiques pris en compte sont la coalescence et la rupture des gouttes qui sont traités à l'aide de la méthode numérique de [Berry et Reinhardt \(1974a,b\)](#).

Le processus qui diffère énormément dans sa représentation entre ces 3 modèles est la régénération des particules d'aérosol après évaporation des gouttes. Ce processus n'est pas pris en compte dans [Kogan \(1991\)](#). Par la suite, [Kogan et al. \(1994\)](#) étudient l'impact de la régénération des particules d'aérosol après désactivation des gouttes sur les structures dynamiques, thermodynamiques et microphysiques des stratocumulus. Ils montrent ainsi que la considération de ce processus fait apparaître des différences dans les processus microphysiques mais également des variations importantes dans l'épaisseur optique simulée. Pour représenter ce processus de régénération des particules d'aérosol, [Kogan et al. \(1994\)](#) supposent que toutes les gouttes inférieures à $1 \mu\text{m}$ placées dans un

2. La pression de vapeur nécessaire à la formation d'une gouttelette d'une solution saline est plus faible que la pression de vapeur saturante. Ce phénomène est appelé « effet Raoult ».

3. L'effet de courbure a tendance à « désassembler » les molécules d'eau, qui ont besoin d'une tension de surface beaucoup plus importante pour se maintenir en phase liquide. L'influence de la courbure d'une goutte sur la condensation de l'eau est appelée « effet Kelvin ».

environnement sous-saturé, sont remplacées par des noyaux de condensation répondant à un spectre de régénération initialement fixé. Dans cette étude, [Kogan et al. \(1994\)](#) utilisent 3 spectres de régénération différents et montrent que les paramètres du stratocumulus étudié sont plutôt insensibles à la forme de ce spectre de régénération. Dans un deuxième temps, [Kogan et al. \(1995\)](#) utilisent une autre méthode pour représenter ce processus. Pour cela, lors de la désactivation des gouttes, les particules d'aérosol régénérées sont replacées dans la plus petite classe du spectre qui a été activée au cours de la simulation et ceci jusqu'à ce que cette classe ait retrouvé le nombre de particules d'aérosol spécifié initialement pour l'air ambiant. Ensuite, la même procédure est utilisée pour la classe suivante et toutes les autres restantes. Le problème de cette paramétrisation est qu'elle ne tient pas compte des effets des nuages sur la distribution des particules d'aérosol. Dans les travaux plus récents, par exemple [Ovtchinnikov et Kogan \(2000\)](#), le processus de régénération des particules d'aérosol est considéré mais rien n'est indiqué sur la méthode suivie, qu'il s'agisse d'une des deux méthodes présentées ci-dessus ou d'une autre.

Les modèles de [Lynn et al. \(2005a,b\)](#) et [Khain et al. \(2010\)](#), quant à eux, ont bien une fonction de distribution pour les particules d'aérosol, cependant, ils perdent leur trace dès lors que ces particules sont activées et transformées en gouttelettes. En conséquence, il est très difficile de représenter le transfert inverse depuis le réservoir des gouttes vers celui des particules d'aérosol lors de l'évaporation (ou désactivation) des gouttes. Ainsi pour [Lynn et al. \(2005a\)](#) et [Khain et al. \(2010\)](#), l'évaporation des gouttes ne donne lieu à aucune production de particule d'aérosol.

Les processus de microphysique chaude du modèle de [Fridlind et al. \(2004\)](#) suivent, quant à eux, les travaux de [Ackerman et al. \(1995\)](#). L'activation des particules d'aérosol (composées de sulfate d'ammonium) est déterminée à l'aide de l'équation de Köhler par le calcul de la sursaturation critique S_{crit} pour les tailles de particules considérées ([Pruppacher et Klett, 1978](#)). La croissance des gouttes par condensation utilise les valeurs moyennes de la sursaturation et son expression issue de [Barkstrom \(1978\)](#) considère les effets radiatifs sur la température de ces gouttelettes. Dans la publication de [Fridlind et al. \(2004\)](#), rien n'est précisé sur la régénération des particules d'aérosol. Cependant, pour la représentation de ce processus, le travail de [Ackerman et al. \(1995\)](#) garde en mémoire les deux premiers moments de la distribution en volume des CCN pour chaque classe de gouttes. De plus, [Ackerman et al. \(1995\)](#) supposent qu'en connaissant le volume de particule d'aérosol dans les gouttes, ce volume est redistribué sur la grille des aérosols en suivant une loi de probabilité log-normale ([Turco et al., 1979](#)). Enfin, les processus de collision-coalescence et rupture de goutte suivent, respectivement, les travaux de [Jacobson et al. \(1994\)](#) (avec des efficacités de collision et coalescence selon, respectivement, [Hall \(1980\)](#) et [Beard et Ochs \(1984\)](#)) et [List et al. \(1987\)](#).

1.3.3 Phase glace

Dans [Ovtchinnikov et Kogan \(2000\)](#), le modèle prend en compte les quatre formes de nucléation hétérogène pour la glace. En effet, la congélation par immersion suit les travaux de [Vali \(1975\)](#) et les processus de condensation suivie de la congélation et de la déposition hétérogène sont paramétrés selon les travaux de [Meyers et al. \(1992\)](#). Enfin, le processus de congélation par contact est décrit par une paramétrisation ([Meyers](#)

et al., 1992) qui est fonction de la température développée à l'aide des travaux d'observations réalisés par Vali (1974, 1976), Cooper (1980) et Deshler (1982). De plus, le modèle d'Ovtchinnikov et Kogan (2000) considère la croissance des cristaux par déposition de vapeur d'eau, les interactions cristal-goutte, le givrage, la production secondaire de cristaux de glace associée au givrage (Hallet et Mossop, 1974; Mossop et Hallet, 1974) ainsi que le processus de fonte. La croissance des cristaux en plaquette par déposition de vapeur d'eau est déterminée selon Pruppacher et Klett (1997). Les efficacités de collection entre une goutte et un cristal sont plus faibles (d'environ 20%) que les efficacités de collection goutte-goutte. Le processus d'agrégation n'est pas considéré dans le modèle. Le givrage est directement calculé à l'aide de l'équation stochastique de collection entre les gouttes et les cristaux sans tenir compte de leur forme. La production secondaire des cristaux de glace (Pruppacher et Klett, 1997) est active sur l'intervalle de température allant de -3 à -8°C. Un maximum de production est considéré à -5°C où un éclat de glace est formé lorsqu'une particule de glace collecte 250 gouttelettes ayant un diamètre supérieur à 24 μm . Cet éclat de glace est supposé de forme plaquette avec une densité de 0.9 g cm^{-3} . Cette production décroît linéairement jusqu'aux bornes de l'intervalle de température. Enfin, le processus de fonte est supposé instantané, c'est à dire qu'à l'isotherme 0°C toutes les particules de glace sont transformées en gouttes de masse équivalente.

La plupart des processus de microphysique froide présents dans Lynn et al. (2005a) et Khain et al. (2010) sont identiques à ceux de Ovtchinnikov et Kogan (2000). Néanmoins, d'autres processus comme la nucléation hétérogène et les interactions entre particules diffèrent. Dans Lynn et al. (2005a) et Khain et al. (2010) seulement trois formes de nucléation hétérogène sont considérées. En effet, d'après Lynn et al. (2005a), le processus de congélation par contact semble être moins efficace que le processus de congélation par immersion, qui est traité dans le modèle. Toutes les autres formes de nucléation hétérogène sont identiques à Ovtchinnikov et Kogan (2000). De plus, la nucléation des différents cristaux est réalisée selon la température en accord avec les travaux de Takahashi et al. (1991).

Quant au modèle de Fridlind et al. (2004), la microphysique froide est décrite plus précisément par Jensen et al. (1994). Ils considèrent le givrage et la formation secondaire des cristaux de glace de la même manière que Ovtchinnikov et Kogan (2000); Lynn et al. (2005a); Khain et al. (2010), c'est à dire en se basant sur les travaux de Pruppacher et Klett (1978). Le processus de nucléation hétérogène dans Fridlind et al. (2004) est décrit selon Meyers et al. (1992). Enfin, pour le processus de nucléation homogène Jensen et al. (1994) font la distinction entre la nucléation homogène réalisée par des gouttes ou des aérosols humides. Pour la première forme de nucléation homogène, Jensen et al. (1994) se basent sur les observations en laboratoire réalisées par DeMott et Rogers (1990) et Hagen et al. (1981) et sur une paramétrisation de Heymsfield et Sabin (1989), et pour la seconde forme ils se basent sur les travaux de Pruppacher et Klett (1978).

1.4 Caractéristiques de DESCAM-3D

Le modèle microphysique DESCAM a depuis sa création dans les années 80, été spécialement conçu pour l'étude des interactions aérosol-nuage (Flossmann et al., 1985; Flossmann et Pruppacher, 1988). Comme le montre Flossmann et Wobrock (2010), le

modèle de dynamique associé a varié selon les années, grâce entre autre au développement informatique, passant par des formalismes parcelle d'air (Flossmann et al., 1985), 1D1/2 (Leroy et al., 2006), 2D (Flossmann et Pruppacher, 1988) et enfin 3D (Leroy et al., 2009).

Actuellement, au niveau de la représentation des processus microphysiques chauds, contrairement aux autres modèles décrits précédemment qui paramétrisent la nucléation des gouttes à l'aide de l'expression de Twomey (1959), DESCAM suit explicitement la population des particules d'aérosol au moyen d'une distribution en taille des particules d'aérosol. De plus, dans DESCAM-3D, 3 distributions sur les 5 utilisées sont vouées à la description des particules d'aérosol interstitielles et résiduelles alors que les autres modèles n'en utilisent qu'une seule.

Ces fonctions permettent de traiter la désactivation des gouttes de façon plus réaliste mais aussi de conserver la masse des particules d'aérosol. En effet, comme l'a montré Kogan et al. (1994), le processus de régénération des particules d'aérosol est un processus important dans la description dynamique et microphysique des nuages. Il n'apparaît pas uniquement dans la phase de dissipation des nuages, mais tout au long de leur développement. Pendant la formation du nuage, des gouttes nuageuses sont transportées dans des zones sous-saturées au niveau du sommet et des bords du nuage, et vont évaporer, ce qui modifie la distribution des particules d'aérosol présentes. Si maintenant ces zones sous-saturées voient leur humidité augmenter et atteindre la sursaturation du fait du développement du nuage, des particules vont être activées et à ce moment, il est important de connaître précisément la distribution des particules d'aérosol. Enfin, il semble très difficile d'étudier plusieurs cycles nuageux sans ce processus. Si après évaporation des gouttes, les particules d'aérosol ne sont pas régénérées, on doit alors considérer le fait que le second nuage se formera à partir d'une masse d'air bien moins polluée qu'initialement, avant de tirer des conclusions générales sur l'impact des particules d'aérosol sur un tel nuage.

De plus, la phase glace qui n'était pas considérée initialement dans DESCAM-3D est, depuis quelques années, en développement. Actuellement, pour plusieurs processus, cette phase est simplifiée puisqu'elle n'utilise qu'un seul spectre pour représenter des cristaux supposés sphériques et qu'au contraire des autres modèles existant, elle ne tient pas encore compte ni du processus d'agrégation ni du principe de production secondaire de cristaux par givrage (ou principe de Hallet-Mossop). De plus, comme dans les autres modèles, la fonte est supposée instantanée à 0°C provoquant ainsi la transformation des cristaux de glace en gouttes de masse équivalente. Ce processus qui permettrait la considération des cristaux en phase mixte (composés à la fois de glace et d'eau liquide) est pourtant important pour la représentation du processus d'agrégation et dans la description de la bande brillante visible par les mesures radar à cette altitude.

Cette version de DESCAM-3D a toutefois déjà été validée sur un cas de convection profonde sur un relief simplifié (Leroy et al., 2009) qui montre l'influence des particules d'aérosol d'origines mid-troposphérique et de couche limite sur l'évolution dynamique et microphysique de ce nuage convectif.

Les objectifs secondaires de ce travail de thèse consistent à améliorer les performances du modèle DESCAM-3D, dont le fonctionnement sera plus précisément détaillé dans le chapitre 2, sur un cas convectif observé au-dessus d'un relief complexe lors de la campagne COPS. Ceci permettra de plus, d'étudier le fonctionnement des systèmes

précipitants qui, sur des terrains montagneux peuvent provoquer des inondations éclairs impressionnantes et destructrices.

Cependant, pour avoir un modèle tridimensionnel à microphysique détaillée utilisable pour des cas nuageux aussi bien chauds que froids, l'amélioration de la représentation de la microphysique froide en ajoutant quelques processus est primordiale. Le chapitre 5 de ce manuscrit, qui évoquera un travail préliminaire en ce sens, montrera les modifications apportées à la représentation du processus de fonte des cristaux qui était jusque là (Leroy et al., 2009) supposé instantané à l'isotherme 0°C.

Chapitre 2

Les outils de modélisation

Les modèles pour étudier les nuages sont constitués d'un schéma dynamique et d'un schéma microphysique permettant d'étudier toutes les interactions nuageuses. Un schéma microphysique sert à représenter l'évolution et les interactions des différents hydrométéores au cours du temps. Un modèle dynamique, quant à lui, permet d'obtenir l'évolution des paramètres atmosphériques. Or, comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, il existe différents outils de modélisation disponibles selon le cadre de l'étude.

Par la suite, nous allons étudier la microphysique, la thermodynamique et la dynamique de situations convectives orographiques à l'échelle de la région. Le modèle que nous allons donc utiliser devra avoir une représentation détaillée ou volumique des hydrométéores pour l'étude microphysique. Au niveau de l'étude dynamique, la représentation 3D est préférable (Flossmann et Wobrock, 2010). Par conséquent, le modèle que nous allons utiliser est le modèle dynamique 3D non-hydrostatique de Clark et al. (1996) qui peut être couplé soit avec un schéma à microphysique « bulk », soit avec un schéma de microphysique détaillée. Le schéma à microphysique « bulk » suit les travaux de Berry et Reinhardt (1974a,b) pour la phase liquide et ceux de Koenig et Murray (1976) pour la phase glace et le schéma de microphysique détaillée DESCAM-3D suit les travaux de Leporini (2005) et Leroy et al. (2009).

Ce chapitre est découpé en trois sections dans lesquelles sont décrits de manière détaillée, le modèle dynamique de Clark et al. (1996) et les deux schémas microphysiques utilisés au cours de ce travail de thèse.

2.1 Le modèle dynamique

Le modèle dynamique que nous utilisons a été développé par Clark (1977, 1979); Clark et Farley (1984) et Clark et Hall (1991). Il s'agit d'un modèle tridimensionnel développé pour l'étude de l'atmosphère à méso-échelle sur des régions dont la topographie peut être complexe. Ce modèle a été utilisé à de nombreuses reprises pour simuler les mouvements de l'air atmosphérique et la formation des nuages (Clark (1982); Clark et al. (1994); Bruintjes et al. (1994, 1995); Wobrock et al. (1997, 2003); Leroy et al. (2007, 2009), parmi d'autres).

2.1.1 Les approximations

Le modèle de Clark est non hydrostatique et anélastique avec une coordonnée verticale qui suit le terrain :

Non hydrostatique : en présence de couche nuageuse de type convective, l'accélération verticale n'est pas négligeable devant le gradient vertical de pression. L'approximation hydrostatique selon laquelle $\frac{dP}{dz} = -\rho g$ n'est donc pas applicable. Il en suit une équation différentielle de type elliptique pour le calcul de la pression perturbatrice.

Anélastique : le nombre de Mach de l'écoulement est petit. Toutes les fréquences supérieures à la fréquence de Brünt-Väissällä sont filtrées ce qui signifie que la formation d'onde de type sonore est exclue.

Coordonnée verticale : les équations du modèle sont exprimées dans un système de coordonnées (x, y, z) tel que :

$$z = \frac{(z_{\text{réel}} - h) H}{H - h} \quad (2.1)$$

où $h = h(x, y)$ (représentant la topographie) et H sont les bornes inférieure et supérieure du domaine d'intégration du modèle, et z devient donc la coordonnée verticale qui suit le terrain.

2.1.2 Les équations du modèle

Le modèle prédit l'évolution des variables thermodynamiques : θ , p , ρ et q_v (voir la liste des variables dans l'annexe A) et les trois composantes du vent. Ces variables sont exprimées selon la décomposition de Reynolds, c'est-à-dire de la forme :

$$A = \bar{A} + A'(z) + A''(x, y, z, t) \quad (2.2)$$

Les termes \bar{A} décrivent les conditions atmosphériques hydrostatiques de référence (c'est-à-dire $\frac{d \ln \theta}{dz} = \text{cste}$), les termes A' représentent les différences par rapport à l'environnement hydrostatique et les termes A'' sont ceux évoluant en espace et en temps. En supposant que le poids du nuage et de la pluie exercés sur l'air ne soit pas négligeable, l'équation de mouvement s'écrit :

$$\bar{\rho} \frac{d\vec{V}}{dt} = \underbrace{-2\bar{\rho}\vec{\Omega} \wedge \vec{V}}_a - \underbrace{\bar{\rho}\vec{\nabla} \frac{p''}{\bar{\rho}}}_b + \underbrace{\bar{\rho}\vec{g} \left(\frac{\theta''}{\bar{\theta}} + \epsilon q_v'' - q_c - q_r - q_{ic} - q_{ir} \right)}_c + \underbrace{\frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j}}_d \quad (2.3)$$

Avec :

a : la force de Coriolis

b : la force de gradient de pression

c : la force de flottabilité

d : le cisaillement turbulent

$\epsilon = \frac{R_v}{R_d} - 1$ où $\frac{R_v}{R_d}$ est le rapport des constantes des gaz pour la vapeur d'eau et l'air sec.

$q_V, q_C, q_R, q_{IC}, q_{IR}$ sont respectivement les rapports de mélange en vapeur d'eau, en eau nuageuse, en eau de pluie, en glace nuageuse et en glace précipitante.

$\bar{\tau}_{ij}$ est le tenseur des contraintes décrivant les processus visqueux et turbulents de sous-maille qui est, d'après Smagorinsky (1963), de la forme :

$$\tau_{ij}^{vis} + \tau_{ij} = \bar{\rho} K_M D_{ij} \quad \text{avec} \quad D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.4)$$

où K_M est la diffusivité turbulente, δ_{ij} est le symbole de Kronecker et $\vec{V}(u_i, u_j, u_k)$ est le vent.

L'équation de continuité anélastique est définie par :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho} u_i = 0 \quad (2.5)$$

À l'aide de la coordonnée verticale qui suit le terrain et des propriétés qui en découlent, les équations cartésiennes précédentes du modèle peuvent être transformées en coordonnées sphériques de manière à être utilisées dans le modèle de Clark.

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 (voir Wobrock et al. (2003)) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \theta^* + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j \cdot \theta^*) = \frac{L}{C_P \bar{T}} \frac{\delta M}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} K_m \frac{\partial \theta^*}{\partial x_j} \right) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} q_v + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j \cdot q_v) = -\frac{\delta M}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} K_m \frac{\partial q_v}{\partial x_j} \right) \quad (2.7)$$

Ici $\frac{\delta M}{\delta t}$ correspond à la masse de vapeur d'eau (ρq_v) qui condense, à la masse d'eau liquide (ρq_L) qui évapore ou à la masse de glace (ρq_i) qui fond par unité de temps. L est la chaleur latente dégagée lors du changement de phase. Le terme θ^* est obtenu à l'aide de l'expression 2.2 par l'équation $\theta^* = \frac{\theta' + \theta''}{\theta}$.

2.1.3 Les conditions aux limites

Puisque le domaine étudié est artificiellement limité, il est nécessaire de spécifier les valeurs au sol, au sommet et sur les bords du domaine.

Au niveau des bords latéraux : elles doivent empêcher la réflexion des ondes de gravité générées à l'intérieur du domaine. Ces conditions permettent également de transmettre l'influence de l'environnement sur le phénomène simulé à l'intérieur

du domaine considéré. Le schéma d'extrapolation de « limite ouverte »¹ d'Orlanski (1976) a été adopté pour les composantes du vent, de la température potentielle et de la vapeur d'eau.

Au niveau du sommet : afin d'éviter des effets de bord indésirables, il est préférable de considérer l'atmosphère comme un milieu infini ; c'est-à-dire avec une borne supérieure non fermée.

Au niveau du sol : un flux de chaleur sensible, proportionnel au rayonnement solaire reçu pendant la journée, existe sur toute la superficie du domaine de manière inhomogène suivant l'orientation de la topographie et un flux de chaleur latente est produit par évaporation/condensation de l'eau contenue dans le sol.

Divers aspects des conditions aux limites du modèle sont discutés dans Clark (1977, 1982) et dans Clark et Farley (1984).

2.2 Le schéma de microphysique « bulk »

2.2.1 La phase liquide

Les processus de la phase liquide sont paramétrés selon le schéma de Berry et Reinhardt (1974a,b). Dans ce schéma, l'eau liquide existe sous deux formes : nuageuse et précipitante. Cette eau liquide apparaît lorsque le rapport de mélange de la vapeur d'eau devient supérieur au rapport de mélange en vapeur d'eau à saturation ($q_v > q_{v,s}$) : la différence ($q_v - q_{v,s}$) représente ainsi le taux en eau nuageuse. Cela s'appelle la méthode de l'ajustement de la sursaturation. D'après la relation physique de Clausius-Clapeyron, le rapport de mélange en vapeur d'eau à saturation est donné par :

$$q_{v,s} = \frac{e_0}{R_v \rho T} \exp \left[\frac{L}{R_v} \frac{(T - T_0)}{TT_0} \right] \quad (2.8)$$

avec $e_0 = 6.11$ hPa, T est la température en Kelvin, $T_0 = 273.15$ K, $L = 2500$ J g⁻¹, $R_v = 0.4615$ J g⁻¹ K⁻¹ et ρ est la densité de l'air.

Le schéma « bulk » de la microphysique est à un moment, ce qui signifie que les différentes variables sont représentées par la masse (rapport de mélange). La distribution en taille des gouttes de pluie est décrite par une fonction log-normale et l'eau nuageuse est décrite par un réservoir en masse des gouttes.

2.2.2 La phase glace

Les processus de la phase glace sont, quant à eux, paramétrés selon une version étendue du schéma de Koenig et Murray (1976). La glace est traitée selon deux types de particules : la glace primaire (type A) qui correspond aux cristaux de glace initialement

1. 97.5% de la tendance de la composante normale de la vitesse calculée sont utilisées et les 2.5% restants sont les termes de relaxation de la composante « inflow » qui forcent la composante à rester dans le cadre des valeurs expérimentales.

formés par nucléation hétérogène ou par des processus de congélation spontanée de petites particules de glace éjectées lors d'un givrage des gouttes de pluie, et les particules de glace appelées grésil (type B), initialement formées par congélation des gouttes de pluie ou par interaction entre une goutte de pluie et une particule de glace de type A. Ce schéma est à deux moments. On prédit ainsi l'évolution de la masse et du nombre des cristaux.

Les particules de glace de type A (N_{IA}) sont générées par nucléation hétérogène. Elle a lieu quand la température est inférieure à -10°C et que le rapport de mélange en vapeur d'eau q_v est proche de la saturation pour la glace q_{vis} . Une formule empirique permet de déterminer la formation en nombre des noyaux glaçogènes N_{IF} , telle que :

$$N_{IF} = A_{06} \exp\left\{\frac{\ln 10}{A_{07}} (273.15 - T)\right\} \quad (2.9)$$

Le nombre de cristaux formés a un maximum donné pour une température de -20°C dans l'équation ci-dessus. L'équation 2.9 ne calcule pas le nombre de cristaux à former mais celui des cristaux présents à telle température. Dans cette équation, les constantes A_{06} et A_{07} correspondent à celles données dans Koenig et Murray (1976) et sont égales à 1 et 4, respectivement. Ces constantes ont été déterminées dans une situation pour laquelle les cristaux de glace sont supposés se former selon le concept classique de la nucléation hétérogène par sorption. Quand $T < -10^\circ\text{C}$, $q_v > q_{vis}$ et $N_{IA} < N_{IF}$, alors le nombre de cristaux de type A formés à $(t + 1)$ est :

$$N_{IA}^{t+1} = N_{IA}^t + \frac{N_{IF} - N_{IA}}{\Delta t} dt \quad (2.10)$$

Une autre supposition est que chaque particule de glace nucléée a une masse de 10^{-11} g (Clark et al., 1996). La formation de particule de glace de type A, venant de la vapeur saturée en glace, implique donc une augmentation du rapport de mélange de ces particules et une diminution de la vapeur d'eau due à cette nucléation :

$$q_{IA}^{t+1} = q_{IA}^t + 10^{-11} \frac{N_{IF} - N_{IA}}{\Delta t} dt \quad (2.11)$$

$$q_v^{t+1} = q_v^t - 10^{-11} \frac{N_{IF} - N_{IA}}{\Delta t} dt \quad (2.12)$$

Cette transformation de vapeur d'eau en glace est une transformation appartenant au cycle thermodynamique qui induit un dégagement de chaleur latente. Cette chaleur latente dégagée est de la forme :

$$\theta^{t+1} = \theta^t + \frac{L_{IV} 10^{-11}}{c_p} \frac{N_{IF} - N_{IA}}{\Delta t} dt \quad (2.13)$$

Les particules de glace de type A sont aussi formées par nucléation homogène. Le schéma microphysique considère qu'aux températures inférieures à -40°C , l'eau nuageuse est gelée de manière homogène. Toute l'eau nuageuse est ainsi transférée dans le réservoir de la glace de type A. Le nombre de cristaux de glace est alors recalculé en supposant que la masse de chacune des particules est de 4×10^{-9} g.

La nucléation des particules de type B a lieu lorsqu'une goutte de pluie rentre en collision avec une particule de glace de type A, à des températures inférieures à 0°C. En accord avec [Kessler \(1969\)](#), le volume moyen d'une goutte précipitante a un rayon et une masse tel que :

$$r_R = A_{08} N_0^{-\frac{1}{4}} (\rho_d q_R)^{-\frac{1}{4}} \quad (2.14)$$

$$m_R = \frac{4}{3} \pi \rho_l r_R^3 \quad (2.15)$$

où $A_{08} = 244618$, N_0 , ρ_d et ρ_l sont, respectivement, le point d'intersection de la distribution de Marshall-Palmer à un rayon égal à zéro, la densité de l'air sec et de l'eau liquide.

Le nombre de contacts goutte - cristal N_c pendant un pas de temps est donné par :

$$N_c = \Delta t \pi r_R^2 |W_R - W_{IA}| \frac{q_R \rho_d}{m_R} E_{il} \quad (2.16)$$

avec W_R , W_{IA} et E_{il} qui correspondent respectivement aux vitesses terminales de chute des gouttes précipitantes, des particules de glace de type A et à l'efficacité de collection entre une goutte précipitante et une particule de glace.

Le nombre de particules de type B (N_{IB}) suit ainsi, l'expression suivante :

$$\Delta N_{IB} = \frac{3 \Delta t N_0^{1/4} (\rho_d q_R)^{3/4}}{4 A_{08} \rho_l} |W_R - W_{IA}| N_{IA} E_{il} \quad (2.17)$$

Le schéma de microphysique froide de [Koenig et Murray \(1976\)](#) considère également, les processus de croissance des particules de glace par dépôt de vapeur d'eau et de givrage établit à l'aide des travaux de paramétrisation de [Koenig \(1972\)](#). La fonte, quant à elle, est supposée instantanée à l'isotherme 0°C, chaque particule de glace fondue est transférée dans le réservoir des gouttes précipitantes.

2.3 Le schéma de microphysique détaillée : DESCAM-3D

2.3.1 Fonctions et grilles pour la microphysique

La modèle DESCAM 3D Detailed Scavenging Model ([Flossmann et al., 1985](#); [Flossmann et Pruppacher, 1988](#); [Leroy et al., 2007, 2009](#)) utilise plusieurs fonctions de distribution. Deux distributions en nombre $f_{AP}(m_{AP})$ et $f_d(m)$ pour décrire les particules d'aérosol humides et les gouttes où m_{AP} est la masse des particules d'aérosol humides et m est la masse des gouttes. La description de la masse de particule d'aérosol dans les gouttes est donnée par la distribution en masse $g_{AP,d}(m)$. Ces différentes distributions sont discrétisées en 39 classes balayant des tailles de gouttes de 1 μm à 12 mm environ et des tailles de particules d'aérosol de 1 nm à 7 μm environ. Par exemple, avec les fonctions $f_d(m)$ et $g_{AP,d}(m)$, la masse moyenne $\bar{m}(m)$ d'aérosol dans une goutte de masse m peut être calculée en utilisant la relation suivante :

$$\bar{m}(m) = \frac{g_{AP,d}(m)}{f_d(m)} \quad (2.18)$$

DESCAM utilise des grilles logarithmiques en rayon pour les particules d'aérosol et les gouttes : $r(k) = r(1) \times 2^{\frac{k-1}{3}}$ $a(j) = a(1) \times 2^{\frac{j-1}{3}}$

La phase glace est décrite par deux fonctions supplémentaires, $f_i(m_i)$ et $g_{AP,i}(m_i)$ qui sont analogues à $f_d(m)$ et $g_{AP,d}(m)$. Comme pour les grilles utilisées pour les particules d'aérosol humides et pour les gouttes, la grille utilisée pour les cristaux est en masse (m_i). La grille des cristaux a été construite à partir de celle des gouttes de sorte que si on prend une goutte de la i -ème classe, elle a alors la même masse que le cristal de la i -ème classe. Ceci assure ainsi la conservation de la masse au cours du passage entre le réservoir des gouttes à celui des cristaux, c'est-à-dire au cours de la nucléation et de la fonte des cristaux.

2.3.2 Équations générales

Les équations suivantes représentent l'évolution des différentes distributions de la phase liquide :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{AP}(m_{AP})}{\partial t} = & \underbrace{\frac{\partial f_{AP}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{dyn}}_{termI} + \underbrace{\frac{\partial f_{AP}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{act/desact}}_{termII} \\ & + \underbrace{\frac{\partial f_{AP}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{nucl,ice}}_{termIII} + \underbrace{\frac{\partial f_{AP}(m_{AP})}{\partial t} \Big|_{cond/eva}}_{termIV} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_d(m)}{\partial t} = & \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{dyn}}_{termV} + \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{act/desact}}_{termVI} + \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{cond/eva}}_{termVII} \\ & + \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{coal}}_{termVIII} + \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice}}_{termIX} + \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{rim}}_{termX} + \underbrace{\frac{\partial f_d(m)}{\partial t} \Big|_{melt}}_{termXI} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} = & \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{dyn}}_{termV} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{act/desact}}_{termVI} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{cond/eva}}_{termVII} \\ & + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{coal}}_{termVIII} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice}}_{termIX} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{rim}}_{termX} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,d}(m)}{\partial t} \Big|_{melt}}_{termXI} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Les termes I et V représentent les changements causés par la dynamique (transport). Le processus de collision-coalescence est représenté par les termes VIII. Que ce soit les particules d'aérosol ou les gouttes, elles peuvent être nucléées afin de former des cristaux de glace (termes III et IX). La distribution des gouttes subit également le processus de givrage (termes X). La croissance des gouttes par déposition de vapeur (termes VII) est traitée par [Pruppacher et Klett \(1997\)](#). La coalescence et le givrage sont traités à l'aide

du schéma numérique de [Bott \(1998\)](#). Les noyaux de collection pour la coalescence des gouttes sont calculés à l'aide des efficacités de collection de [Hall \(1980\)](#) et des vitesses verticales de chute de [Pruppacher et Klett \(1997\)](#). L'activation (passage du réservoir des particules d'aérosol vers celui des gouttes) et la désactivation (transfert inverse des gouttes vers les particules d'aérosol) sont traitées par les termes II et VI. De plus, les particules d'aérosol humides sont supposées être à l'équilibre avec l'humidité ambiante (termes II). À chaque pas de temps, la nouvelle taille d'équilibre des particules d'aérosol est calculée d'après les variations de la sursaturation induites par la dynamique ([Leporini, 2005](#); [Leroy, 2007](#)).

La phase glace est représentée de façon similaire à l'aide des deux fonctions suivantes :

$$\frac{\partial f_i(m)}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial f_i(m)}{\partial t} \Big|_{dyn}}_{termI} + \underbrace{\frac{\partial f_i(m)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice}}_{termII} + \underbrace{\frac{\partial f_i(m)}{\partial t} \Big|_{dep/sub}}_{termIII} + \underbrace{\frac{\partial f_i(m)}{\partial t} \Big|_{rim}}_{termIV} + \underbrace{\frac{\partial f_i(m)}{\partial t} \Big|_{melt}}_{termV} \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial g_{AP,i}(m)}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial g_{AP,i}(m)}{\partial t} \Big|_{dyn}}_{termI} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,i}(m)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice}}_{termII} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,i}(m)}{\partial t} \Big|_{dep/sub}}_{termIII} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,i}(m)}{\partial t} \Big|_{rim}}_{termIV} + \underbrace{\frac{\partial g_{AP,i}(m)}{\partial t} \Big|_{melt}}_{termV} \quad (2.23)$$

Les cristaux (supposés de forme sphérique) sont produits par nucléation homogène et hétérogène. La densité de la glace est égale à 0.9 g cm^{-3} . La croissance des cristaux est possible par les processus de déposition de vapeur d'eau (termes III) et par givrage (termes IV). Le givrage inclut la collection de gouttelettes par les gros cristaux.

Le traitement des termes VI à XI sera détaillé par la suite.

2.3.3 Détails sur la microphysique chaude

a) Activation des particules d'aérosol humides

Les processus d'activation et de désactivation sont régis dans DESCAM par des considérations relatives à la notion de rayon d'activation, une notion qui dérive de l'équation de Köhler (équation 2.24) dont une description complète est disponible dans [Pruppacher et Klett \(1997\)](#). Cette équation de Köhler relie, pour une particule d'aérosol dont le rayon sec r_N est connu, la taille d'équilibre r de cette particule à l'humidité relative qui règne dans le milieu. Le rayon d'activation correspond au sommet de la courbe de Köhler lorsque $\frac{ds_{v,w}}{dr} = 0$ (voir figure 2.1).

$$\ln(s_{v,w} + 1) = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3} \quad (2.24)$$

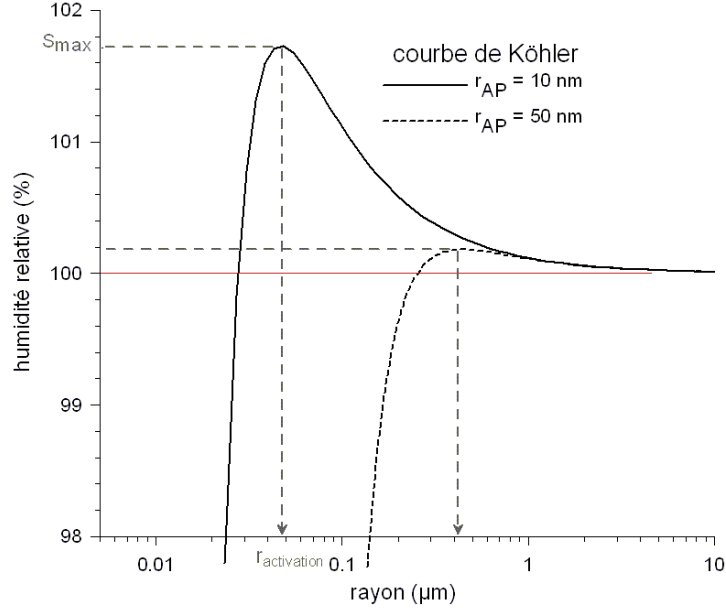


FIG. 2.1 – Courbes de Köhler pour des particules d’aérosol de rayon $r_N = 10$ nm et $r_N = 50$ nm composées de sulfate d’ammonium et ayant une solubilité $\epsilon = 0.2$, illustration du rayon critique et de la sursaturation critique correspondant aux maxima des courbes.

avec : $A = \frac{2\sigma_{w,a}M_w}{RT\rho_w}$ et $B = \frac{\nu\epsilon\Phi_s M_w \rho_N}{M_s \rho_w}$.

Les différents symboles sont détaillés en annexe A.

Dans Leroy (2007), l’hypothèse $r_N \ll r$ a été posée afin de simplifier l’équation de Köhler par une équation d’ordre trois, de type :

$$x^3 + a_2x^2 + a_1x + a_0 = 0 \quad (2.25)$$

avec: $a_2 = 0$, $a_1 = \frac{-A}{Br_N^3}$ et $a_0 = \frac{\ln(1+s_{v,w})}{Br_N^3}$

La figure 2.2 montre les spectres en taille, obtenus selon l’équation de Köhler complète (équation 2.24) et simplifiée (équation 2.25), de deux types de particules d’aérosol qui diffèrent par leurs solubilités avant et après activation, c’est à dire lorsqu’elles sont sèches et humides. Afin de prendre en considération toute la gamme possible de solubilité, nous avons testé des particules d’aérosol ayant une solubilité de 5% et de 100% ($\epsilon = 0.05$ et $\epsilon = 1.00$ dans l’équation 2.24) telles que sont les particules composées de carbone et les embruns maritimes présents dans l’atmosphère. Nous pouvons ainsi voir que l’hypothèse $r_N \ll r$ ainsi que l’utilisation de l’équation de Köhler simplifiée apporte quelques erreurs dans l’intervalle de taille allant de 0.01 à 0.1 μm .

C’est pourquoi, dans le nouveau schéma d’activation, nous avons rétabli la mise à l’équilibre des particules d’aérosol au moyen de l’équation de Köhler complète, même si cela produit une légère augmentation du temps de calcul.

Ensuite, lorsqu’une particule d’aérosol humide atteint la taille d’activation, sa croissance n’est maintenant plus conditionnée par l’augmentation de l’humidité. La particule va continuer à grandir tant que l’air ambiant reste sursaturé mais quelque soit l’évolution de la sursaturation : augmentation ou diminution (voir figure 2.1). À partir de cet instant, les particules d’aérosol humides deviennent des gouttelettes. Ainsi, toutes les particules d’aérosol humides qui ont un rayon supérieur au rayon d’activation calculé

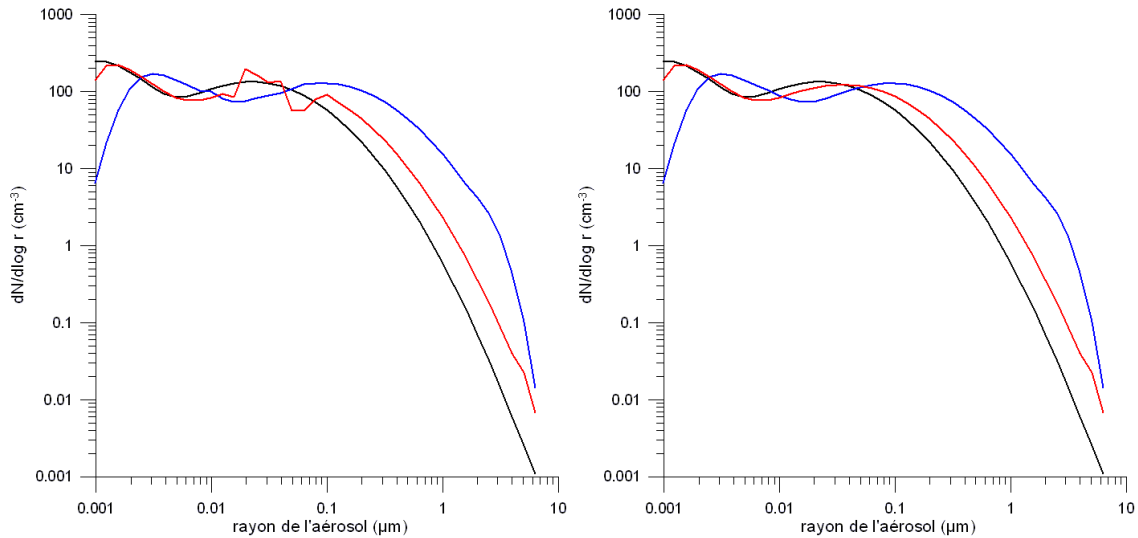


FIG. 2.2 – Spectres en taille des particules d’aérosol sèches (noir) et humides ayant une solubilité de 5% (rouge) et de 100% (bleu) obtenus avec le schéma simplifié (gauche) et le schéma complet (droite) d’activation à 99% d’humidité.

sont transférées dans le réservoir des gouttes.

La figure 2.3 permet de visualiser la réalisation de l’activation dans DESCAM. Si le rayon de la particule d’aérosol est entre 1 et 7 μm , le rayon de la gouttelette nucléée est alors le même que celui de l’aérosol humide de départ. Quand l’aérosol original est de rayon inférieur à 1 μm , la nouvelle gouttelette nucléée appartient automatiquement à la première classe de la grille des gouttes et a ainsi un rayon de 1 μm . Cependant, les particules d’aérosol sont dans la plupart des cas très peu nombreuses dans l’intervalle de taille allant de 1 à 7 μm (par exemple, sur la figure 2.2) donc la majorité des particules activées ont un rayon inférieur à 1 μm provoquant ainsi une concentration importante de gouttelettes nouvellement nucléées avec un rayon de 1 μm . Mais comme leur taux de croissance est rapide, les gouttelettes sortent rapidement de cette catégorie.

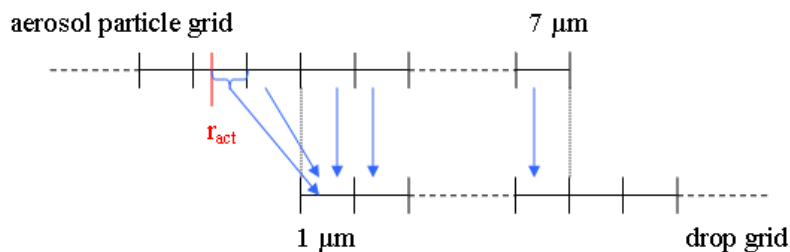


FIG. 2.3 – Représentation schématique du processus d’activation dans DESCAM. Les transferts entre le réservoir des particules d’aérosol à celui des gouttes sont symbolisés par les flèches. Pour simplifier le diagramme, les 8 classes communes aux grilles des particules d’aérosol et des gouttes n’ont pas été représentées.

b) Désactivation des gouttes

Lorsque des gouttes se retrouvent dans un environnement sous-saturé, DESCAM permet à ces dernières de regagner le réservoir des particules d'aérosol humides. En effet, la désactivation des gouttes dans un air sous-saturé est réalisée d'une manière voisine à celle de l'activation. Soit une goutte de rayon a . Comme nous l'avons déjà vu, grâce aux fonctions $f_d(m)$ et $g_{AP,d}(m)$ nous pouvons obtenir la masse moyenne de l'aérosol \bar{m} dans les gouttes de cette taille par l'équation 2.18 et en déduire un rayon moyen r_N . Avec a et r_N ainsi qu'avec l'équation de Köhler (équation 2.24), nous pouvons remonter au rayon d'activation. La goutte est alors désactivée si son rayon après évaporation est inférieur au rayon d'activation ($a + \frac{da}{dt} < r_{act}$).

Afin d'éviter l'accumulation des particules d'aérosol dans la dernière classe de la grille des aérosols humides, un schéma proposé par Leroy (2007) calculant de nouveau, grâce à l'équation de Köhler, le rayon d'équilibre en fonction de la sursaturation régnant dans le milieu permet ainsi d'ajouter la particule d'aérosol dans la classe appropriée. Cela permet d'éviter la création artificielle de grosses particules d'aérosol humides.

c) Croissance des particules d'aérosol humides

Les particules d'aérosol humides sont supposées en équilibre à chaque pas de temps. La taille d'équilibre d'une particule d'aérosol humide pour une sursaturation donnée est calculée en utilisant l'équation de Köhler (équation 2.24).

En réalité, alors que les petites particules d'aérosol grandissent rapidement et atteignent facilement leur taille d'équilibre, les grosses particules d'aérosol ont besoin d'un temps plus long que permis dans le modèle, pour atteindre leur taille d'équilibre. L'hypothèse d'équilibre est donc utilisée dans DESCAM car elle permet un gain important en temps de calcul.

Mais pour éviter l'activation artificielle des grandes particules d'aérosol, leur croissance est limitée, sous l'hypothèse d'équilibre, à leur taille à 100% d'humidité.

Leroy et al. (2007) donnent une amélioration du processus d'activation aux faibles températures, au moyen d'un polynôme d'ordre 4 qui est fonction de la température.

d) Croissance des gouttes

La croissance des gouttes par condensation (termes VII) est définie par l'équation suivante :

$$\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{cond} = - \frac{\partial}{\partial m} \left[f_{wat}(m, m_{AP}) \left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat} \right] \quad (2.26)$$

Où $\left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat}$ représente la vitesse de croissance par condensation de la gouttelette et est décrite par Pruppacher et Klett (1997) :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat} = 4\pi a \frac{\left(s_{v,w} - \frac{A}{a} + \frac{Br_N^3}{a^3 - r_N^3} \right)}{\frac{RT}{D_v^* M_w e_{sat,w}} + \frac{L_e}{k_a^* T} \left(\frac{L_e M_w}{RT} - 1 \right)} \quad (2.27)$$

Or avec DESCAM, seule la masse moyenne est connue, nous devons donc utiliser le rayon moyen dans l'expression 2.27. Leroy (2007) a montré qu'à partir de quelques micromètres, la vitesse de croissance des gouttes est quasiment indépendante de la taille de la particule d'aérosol sèche qui est à l'intérieur. L'utilisation d'une valeur moyenne n'aura donc pas de conséquence sur le calcul des vitesses de croissance des gouttes. Connaissant les vitesses de croissance, le déplacement de $f_{wat}(m, m_{AP})$ sur la grille des masses est réalisé à l'aide du schéma d'advection de Bott (1989).

Les changements de phase associés à la croissance des gouttes par condensation/déposition de vapeur provoquent la libération/consommation de la vapeur d'eau et de la chaleur qui influencent la sursaturation. Or, la sursaturation conditionne les vitesses de croissances des hydrométéores. De plus, l'évolution dynamique modifie également l'humidité relative dans une couche, au moyen de la température et de la vapeur d'eau. Le processus de condensation/évaporation doit donc être traité avec un pas de temps plus petit que celui de la dynamique (Leporini, 2005) afin d'éviter des productions brutales d'un trop grand nombre de gouttelettes qui consommeraient toute la vapeur d'eau disponible et provoqueraient un état sous-saturé.

e) Collision-Coalescence

La collection est définie comme la collision puis la fusion (ou coalescence) de deux gouttes et est décrite par l'équation stochastique de collection. Si on note f la distribution de collision-coalescence, l'équation stochastique de collection s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(m_f)}{\partial t} = & \frac{1}{2} \int_0^{m_f} f(m_f - m) K(m_f - m, m) f(m) dm \\ & - f(m_f) \int_{spectre} K(m_f, m) f(m) dm \quad (2.28) \end{aligned}$$

Où $K(m, m')$ est appelé noyau de collection. Pour deux gouttes quelconques de masse m et m' , $K(m, m')$ est relié à l'efficacité de collection $E(m, m')$ par la formule :

$$K(m, m') = \pi (a + a')^2 |U_\infty(a) - U_\infty(a')| E(m, m') \quad (2.29)$$

Avec a et a' , les rayons respectifs des gouttes et $U_\infty(a)$ et $U_\infty(a')$ leurs vitesses de chute. Dans le modèle, les efficacités de collection sont calculées à partir de Hall (1980). Le premier terme à droite de l'équation stochastique de collection (équation 2.28) traduit la formation de goutte de masse m_f par collection entre une goutte de masse $(m_f - m)$ et une goutte de masse m . Le deuxième terme de l'égalité représente les collisions possibles entre la goutte de masse m_f et les autres gouttes du spectre, qui font diminuer le nombre de gouttes de masse m_f .

L'équation stochastique de collection est résolue dans DESCAM grâce au schéma de Bott (1998) car il conserve très bien la masse et est plus efficace en temps de calcul (Leporini, 2005).

2.3.4 Détails sur la microphysique froide

a) Nucléation des cristaux

DESCAM considère les nucléations homogène et hétérogène. Cependant, quatre mécanismes différents sont en réalité regroupés sous le nom de « nucléation hétérogène ».

- la déposition hétérogène : la vapeur d'eau est adsorbée par les particules d'aérosol et, lorsque la température est suffisamment basse, transformée en glace.
- la condensation suivie de la congélation : une particule d'aérosol, ayant des propriétés glaçogènes, agit d'abord comme noyau de condensation pour former une gouttelette. Ensuite, la partie insoluble de l'aérosol initie la congélation.
- la congélation par immersion : une particule d'aérosol ayant des propriétés glaçogènes est absorbée par une gouttelette. Elle initie la formation de la phase glace lorsque la température de la goutte devient négative.
- la congélation par contact : un noyau glaçogène peut initier la congélation d'une gouttelette lorsqu'il entre en contact avec celle-ci.

L'expérience ne permet pas toujours de distinguer les quatre modes de formation. Néanmoins des paramétrisations ont pu être proposées comme celle de Fletcher (1962) qui relie le nombre de noyaux glaçogènes ou IN (Ice Nuclei) à la température. Dans le modèle, la nucléation hétérogène est décrite à l'aide de la formule de Meyers et al. (1992) qui relie le nombre de cristaux N_{IN} (en cm^{-3}) à la sursaturation par rapport à la glace $s_{v,i}$:

$$N_{IN} = 10^{-3} \exp(A + Bs_{v,i}) \quad \text{avec} \quad A = 0.639 \quad \text{et} \quad B = 12.96 \quad (2.30)$$

La nucléation homogène est la congélation spontanée de gouttelettes de solution surfondue. Ce mécanisme se distingue de celui de la condensation suivie de la congélation par le fait que la formation de la glace est initiée par la partie aqueuse de la gouttelette et non par la partie insoluble de la particule d'aérosol qui la compose. Là encore, plusieurs paramétrisations sont disponibles pour représenter ce processus (Tabazadeh et al., 2000; DeMott et al., 1997; Koop et al., 2000). La formulation utilisée dans ce modèle est celle de Koop et al. (2000) car la nature de la solution n'intervient pas dans le calcul. La nucléation homogène dépend uniquement de l'activité de l'eau, et le taux de nucléation est donnée par :

$$\log(J_{hom}) = -906.7 + 8502\Delta a_w - 26924(\Delta a_w)^2 + 29180(\Delta a_w)^3$$

avec $\Delta a_w = a_w - a_w^i$ (2.31)

a_w est l'activité de l'eau et est supposée égale à l'humidité relative. a_w^i est l'activité de l'eau en solution en équilibre avec la glace et est fonction de la température selon l'expression suivante :

$$a_w^i = \exp \left[\frac{10^7}{RT} \left(210368 + 131.438T - 3.32373 \times 10^6 T^{-1} - 41729.1 \ln(T) \right) \right] \quad (2.32)$$

b) Croissance des cristaux de glace par déposition

La croissance des cristaux de glace par déposition de vapeur se fait de la même manière que celle des gouttes :

$$\left. \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{dep} = - \frac{\partial}{\partial m} \left[f_{ice}(m, m_{AP}) \left. \frac{dm}{dt} \right|_{ice} \right] \quad (2.33)$$

Excepté que les vitesses de croissance des cristaux $\left. \frac{dm}{dt} \right|_{ice}$ sont maintenant données par la formule suivante (Pruppacher et Klett, 1997) :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{ice} = 4\pi C \frac{\frac{e}{e_{sat,i}} - 1}{\frac{RT}{D_v^* M_w e_{sat,i}} + \frac{L_s}{k_a^* T} \left(\frac{L_s M_w}{RT} - 1 \right)} \quad (2.34)$$

Les différents symboles utilisés dans les équations sont définis en Annexe A.

Il faut remarquer que, contrairement à la vitesse de croissance des gouttes, la vitesse de croissance des cristaux est indépendante de la taille de la particule d'aérosol. Le schéma d'advection de Bott (1989) utilisé pour les gouttes est repris pour la phase glace.

c) Givrage

Le givrage est décrit de manière analogue au processus de collision-coalescence (avec la distribution de collision-coalescence f) par les équations suivantes :

$$\frac{\partial f(m_{drop})}{\partial t} = - \int f_{wat}(m_{drop}) K(m_{crys}, m_{drop}) f_{ice}(m_{crys}) dm_{crys} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{ice}(m_{crys})}{\partial t} = & - \int f_{wat}(m_{drop}) K(m_{crys}, m_{drop}) f_{ice}(m_{crys}) dm_{drop} \\ & + \int f_{wat}(m_{crys} - m_{crys}^*) K(m_{crys}^*, m_{crys} - m_{crys}^*) f_{ice}(m_{crys}^*) dm_{crys}^* \end{aligned} \quad (2.36)$$

Les efficacités pour un cristal sont supposées les mêmes que celles pour une goutte de même masse. La méthode de flux de Bott (1998) pour la collision-coalescence des gouttes a été adaptée pour le givrage.

d) Agrégation et fonte

Dès que les cristaux franchissent l'isotherme 0°C , leur fonte est considérée comme instantanée et les cristaux rejoignent le réservoir des gouttes. De plus, lorsqu'un cristal collecte une goutte, celle-ci est immédiatement et entièrement congelée. Autrement dit, les cristaux dans le modèle, sont toujours secs, ils ne peuvent jamais être recouverts d'une couche liquide.

Concernant les collisions entre cristaux dans l'atmosphère, les efficacités sont très faibles, excepté dans les régions où la température est proche de 0°C , du fait de la présence de la couche liquide à la surface des cristaux. Vu que dans le modèle, les cristaux sont d'une part sphériques et d'autre part toujours secs, le processus d'agrégation est considéré comme négligeable par rapport au givrage et n'est donc pas pris en compte.

Ces hypothèses sont loin d'être réalistes. C'est pourquoi, dans le chapitre 5 de ce travail, nous consacrerons notre étude à l'ajout des hydrométéores en phase mixte dans le modèle, permettant ainsi de modéliser le processus de fonte d'une manière plus réaliste. Pour cela, nous avons développé une paramétrisation comparable aux travaux de modélisation de [Mason \(1956\)](#) et d'observations en laboratoire de [Rasmussen et Pruppacher \(1982\)](#) en ajoutant une distribution dimensionnelle pour représenter ces « cristaux humides ».

Dans le chapitre suivant, nous allons analyser, grâce aux observations réalisées lors de la campagne COPS et avec les résultats de simulation, les paramètres microphysiques importants dans la formation d'un système convectif orographique et de ses précipitations associées. Dans le contexte d'une variation anthropogénique de la pollution atmosphérique, nous allons plus particulièrement étudier l'impact des particules d'aérosol sur la formation des nuages de relief et des précipitations.

Chapitre 3

Étude d'un cas de convection moyenne sur le relief complexe des Vosges. Rôle des particules d'aérosol (Planche et al., 2010)

L'objectif de ce chapitre est de mieux comprendre la formation des précipitations, sur un relief complexe, à l'aide d'un modèle de fine échelle utilisant une représentation détaillée des processus physiques et microphysiques. En effet, dans les régions montagneuses, prévoir de façon précise la localisation et le taux des précipitations au sol est, en effet, essentiel pour pouvoir déterminer les réponses des bassins versants et prévoir les crues possibles. Les radars météorologiques, tels que Poldirad ou le radar en bande X du LaMP, présents lors de la campagne COPS, nous permettent d'obtenir des informations à haute résolution sur la répartition de la réflectivité radar et donc de la pluie. Pour comprendre la formation des systèmes précipitants orographiques, nous avons choisi de simuler l'évènement observé le 12 août 2007 sur le massif des Vosges.

Ce chapitre est découpé en cinq sections. Dans la première section, nous allons décrire la campagne de mesure COPS qui se caractérise par 5 sites de mesure. De plus, nous montrerons les différents outils de mesure à notre disposition et plus particulièrement, les mesures des radars météorologiques qui seront utilisées tout au long de ce travail de thèse. Dans la seconde section, nous allons comparer les résultats du modèle avec des mesures pluviométriques et de réflectivités radar effectuées le 12 août 2007.

De plus, dans le contexte actuel de climat changeant, il apparaît primordial de comprendre le rôle des particules d'aérosol présentes dans l'atmosphère sur ces précipitations orographiques. Ensuite, nous nous intéresserons donc plus particulièrement à l'impact des propriétés physico-chimiques des particules d'aérosol sur les cumuls de pluie au sol. Dans le paragraphe 4, nous étudierons, à l'aide d'une analyse statistique, l'impact des différentes propriétés des particules d'aérosol sur la microphysique interne au nuage.

Enfin, un résumé des principaux résultats et des conclusions dégagées tout au long de ce chapitre est donné au paragraphe 5. Les différents résultats de ce chapitre ont fait l'objet d'une publication (Planche et al., 2010).

3.1 Éléments d'observation : Campagne COPS

3.1.1 Objectifs scientifiques

La prévision quantitative des précipitations en régions montagneuses reste encore un défi posé à la communauté des sciences atmosphériques. Ces régions sont des zones à risques puisque l'augmentation des précipitations avec l'orographie peut conduire à de fortes et rapides inondations. Toutefois, les différents mécanismes qui conduisent au déclenchement des précipitations en zone de relief et surtout leur importance relative ne sont encore ni bien compris ni bien modélisés. Le projet international COPS : Convective and Orographically induced Precipitation Study (Wulfmeyer et al., 2008, 2011; Richard et al., 2009; Kottmeier et al., 2008), vise à améliorer la qualité des prévisions des précipitations orographiques convectives à la fois par l'observation quadridimensionnelle et la modélisation de leur cycle de vie. La campagne de terrain s'est déroulée en été 2007 sur l'Est de la France et le Sud-Ouest de l'Allemagne. Son objectif majeur était de fournir un jeu d'observations météorologiques, *in situ* et à distance, aussi complet que possible et sur toute la profondeur de la colonne troposphérique.

3.1.2 Disposition instrumentale

Cinq super-sites ayant une synergie instrumentale ont été mis en place selon une coupe allant des Vosges (V) jusqu'à Stuttgart (S) en passant par la vallée du Rhin (R), le massif d'Hornisgrinde (H) et la vallée de la Murg (M) (figure 3.1a). Chacun des sites était équipé d'au moins une station de radiosondage, d'une station GPS, d'une station météorologique (variables moyennes et turbulentes) et d'une station de mesure de l'humidité des sols. Ce dispositif était complété par un ensemble de capteurs *in situ* et d'instruments de télédétection actifs (radars, lidars) et passifs (radiomètres). La combinaison de cette instrumentation a été définie de manière à permettre l'observation du cycle de vie des systèmes précipitants, depuis l'environnement préconvectif (à l'aide des lidars) jusqu'à l'apparition des précipitations (à l'aide des radars) sans négliger le besoin en caractérisation de l'aérosol et des propriétés microphysiques des nuages et des hydrométéores. La stratégie instrumentale de COPS est décrite dans les figures 3.1a et 3.1b.

Les installations des radars en bande C Poldirad du DLR (Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt) près de Strasbourg et celui du FZK (ForschungsZentrum Karlsruhe) situé à Karlsruhe, ainsi que la mise en œuvre de moyens mobiles tels que les deux radars Doppler en bande X placés sur camions du NCAR (National Center for Atmospheric Research, US) ont permis l'extension de la couverture radar. De plus, un échantillonnage de la basse troposphère a été réalisé par des petits porteurs qui sont dédiés à la description de l'état de l'atmosphère à l'échelle des vallées et par des plus gros porteurs, comme par exemple le *Falcon 20* de Safire¹, qui sont dédiés à la description de l'état de l'atmosphère à méso-échelle et à grande échelle.

La totalité des systèmes précipitants étudiés par la suite ont été observés aux environs

1. Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement, <http://www.safire.fr/>.

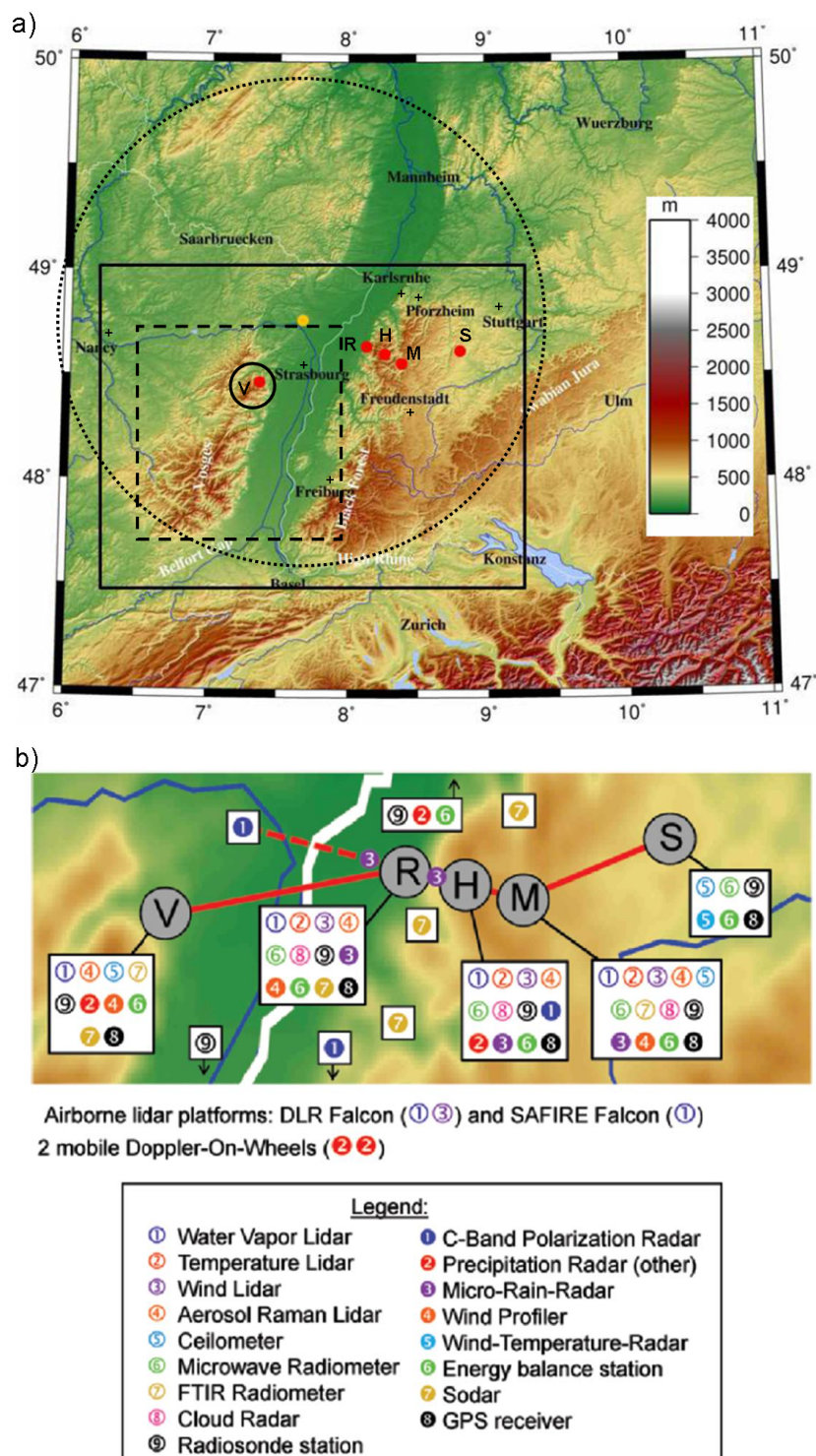


FIG. 3.1 – (a) Carte montrant la topographie dans le domaine de COPS (carré noir) ainsi que certains dispositifs expérimentaux fixes tels que les super-sites (points rouges) : Vosges (V), Rhin (R), Hornisgrinde (H), Murg (M) et Stuttgart (S). Les cercles montrent les couvertures des radars en bande X (ligne continue) du LaMP et de Poldirad (ligne pointillée) du DLR. Le point orange représente la position du radar Poldirad. Le carré en pointillés montre le second domaine utilisé dans les simulations du chapitre 4. (b) Répartition des instruments de mesure selon les super-sites. Figures issues de [Wulfmeyer et al. \(2008\)](#).

du super-site des Vosges. Seul le dispositif expérimental présent sur ce site sera détaillé.

L'instrumentation du super-site des Vosges (super-site V) a été répartie en deux sites principaux : le site de Meistratzheim (dans la vallée) où était réunie la majorité des instruments et le site de Bischenberg (dans la montagne) où se trouvait le radar en bande X du LaMP et une station GPS. Les instruments présents sur le site principal de Meistratzheim étaient un lidar et un compteur de particules pour la caractérisation des particules d'aérosol, un lidar Raman et un radiomètre infrarouge pour la vapeur d'eau, ainsi qu'un sodar et un profileur UHF pour le vent. Le Micro Rain Radar (MRR) en bande K du LaMP, ainsi qu'un scintillomètre de Météo France ont également été mis en œuvre à Niedernai (2km à l'ouest du site principal). Les principes de fonctionnement des instruments de télédétection mis en œuvre sur le super-site V sont décrits dans [Dabas et Flamant \(2002\)](#) pour les lidars et radiométrie, dans [Doerflinger \(2001\)](#) pour les GPS, dans [Mauprivez et Sandra \(2002\)](#) pour le profileur de vent et dans [Van Baelen et al. \(2009\)](#) pour le radar en bande X.

Hormis le radar en bande X et le Micro Rain Radar qui appartiennent au LaMP, le reste des instruments installés sur le super-site V sont ceux de Météo-France. Météo-France a cependant participé à la campagne de mesure du 1er juin au 31 juillet. Par conséquent, pour l'étude du 12 août 2007 réalisée par la suite, nous avons seulement à notre disposition, les radars du LaMP et le radar Poldirad du DLR ayant une couverture spatiale étendue qui recouvre le super-site V.

3.1.3 Les observations radars

Les outils de mesure utilisés au cours de ce travail de thèse sont donc principalement des radars : le radar en bande X du LaMP et le radar Poldirad du DLR. Une étude sommaire de la théorie des mesures radar se trouve en Annexe B. Les principales caractéristiques de ces deux radars sont décrites par la suite.

a) Radar Poldirad

Le radar POLDIRAD : POLarization DIversity RAdar Doppler (figure 3.2) du DLR est un radar Doppler polarimétrique en bande C ([Schroth et al., 1988](#)). Il était le seul radar polarimétrique à couvrir le massif de la Forêt Noire. En effet, le second radar polarimétrique situé à Montancy dans les monts du Jura (90 km au Sud-Sud-Ouest de Freiburg, à la frontière franco-suisse) couvrait seulement la partie sud de la zone de COPS.

Les radars météorologiques polarimétriques sont des instruments importants dans l'étude des précipitations car ils peuvent fournir des informations comme la nature des hydrométéores et améliorer l'estimation des cumuls de pluies. C'est pourquoi au cours de la campagne de mesure, le radar Poldirad était situé à Waltenheim-sur-Zorn, à environ 20 km au Nord-Ouest de Strasbourg et environ 30 km au Nord de la position du radar en bande X du LaMP (figure 3.1a). Cet emplacement permettait une vue d'ensemble sur la Vallée du Rhin, les Vosges et la Forêt Noire et était, de plus, exactement aligné avec les 3 super-sites de la Forêt Noire (Rhin, Hornisgrinde et Murg). Les mesures PPI (Plan Position Indicator) ont été réalisées selon un angle de 2° avec une résolution spatiale de



FIG. 3.2 – Radar Poldirad du Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt (à gauche) et radar en bande X du Laboratoire de Météorologie Physique (à droite)

300 m et une résolution temporelle de 10 min sur une portée maximale de 120 km. Les mesures RHI (Range Height Indicator) ont été effectuées toutes les 10 min en direction des 3 sites situés dans la Forêt Noire.

b) Radar en bande X

Le radar en bande X du LaMP, présenté sur la figure 3.2, est destiné à restituer le champ de précipitation sur le domaine caractéristique des bassins versants. Il est original dans le sens où il est basé sur un radar de navigation maritime mais équipé d'une antenne à faisceau fin. Sa caractéristique principale est sa haute résolution spatiale et temporelle (Peters et al., 2006; Van Baelen et al., 2009).

Ce radar est un radar à impulsion, plus simple d'analyse car il permet d'éviter la superposition des signaux émis et reçus. En effet, il émet durant une très courte durée une impulsion et capte ensuite la réponse rétrodiffusée avant de réémettre. Il émet une onde électromagnétique de forte puissance toutes les 0.476 ms avec une longueur d'onde de 3.2 cm suivant un seul angle de tir de 5°. Cet angle de tir ne permet pas d'avoir des mesures à hautes altitudes mais donne une représentation précise de la localisation des cibles de rayon inférieur à 3 cm sous les nuages. Sa vitesse de rotation est très rapide (0.68 t s^{-1}). Une mesure est effectuée tous les 15 m de distance radiale (le long de l'axe de propagation du faisceau) sur une portée de 20 km et ce, tous les 2° de rotation. La puissance rétrodiffusée est échantillonnée sur 30 s, comme la résolution radiale des mesures est portée à 60 m ($4 \times 15 \text{ m}$), les valeurs des facteurs de réflectivité obtenues sont donc une moyenne d'un certain nombre de mesures. Les principales caractéristiques

de mesure des radars en bande X et Poldirad sont synthétisées dans le tableau 3.1.

	Radar en bande X	Poldirad
Portée maximale	20 km	120 km
Résolution spatiale	60 m	300 m
Résolution temporelle	30 s	10 min
Angle d'élévation	5°	2°

TAB. 3.1 – Caractéristiques de mesure des radars en bande X du LaMP et de Poldirad du DLR lors de la campagne COPS.

Les données du radar en bande X mesurées lors de la campagne COPS ont été traitées par [Tridon \(2011\)](#) afin de supprimer les problèmes d'étalonnage, d'atténuation et des artefacts de mesure.

3.2 Cas du 12 août 2007 observé lors de la campagne COPS

3.2.1 Conditions synoptiques

Durant le 12 août 2007 (IOP-15a), une situation dépressionnaire située sur l'Écosse s'approchait de la zone de COPS (voir figure 3.3). Le vent de Sud-Ouest était faible à la surface. Au-dessus de 700 hPa, sa direction est devenue plus méridionale et son intensité a significativement augmenté. À la surface, l'air était chaud et à l'avant du front, quelques systèmes convectifs sont apparus sur l'Europe de l'Ouest. Sur la zone de COPS, pendant une grande partie de l'après midi, des cellules se sont formées sur les crêtes Nord du massif des Vosges.

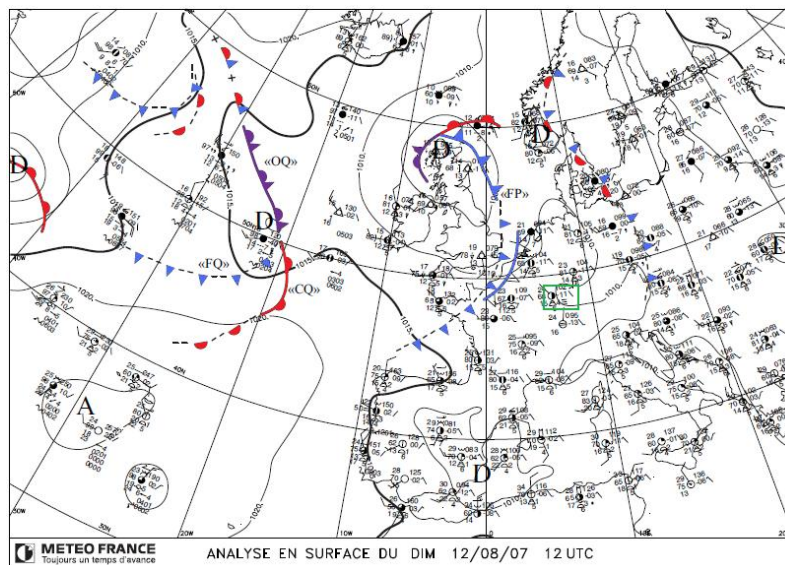


FIG. 3.3 – Carte isobarique à la surface au-dessus de l'Atlantique Nord le 12 août 2007 à 12h UTC issues de Météo France. La zone de COPS est indiquée par le rectangle vert.

3.2.2 Conditions initiales

Le domaine utilisé s'étend sur $130 \times 130 \text{ km}^2$ horizontalement et sur 16 km verticalement. Les résolutions horizontale et verticale sont respectivement de 1 km et 200 m. Un second domaine ayant une surface de $64 \times 64 \text{ km}^2$ et une résolution de 250 m a été imbriqué dans le premier domaine permettant ainsi de réaliser un zoom sur la zone d'intérêt. La résolution verticale reste inchangée. Le pas de temps dynamique est de 3 secondes. Les différents domaines sont représentés sur la figure 3.4.

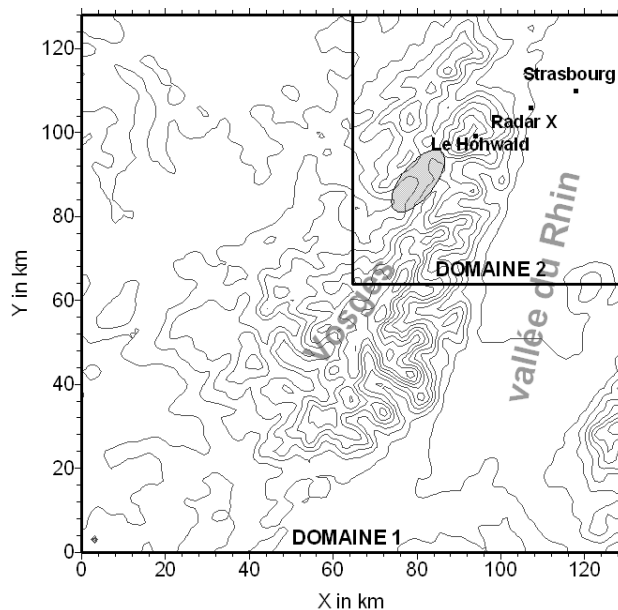


FIG. 3.4 – Représentation des différents domaines utilisés pour l'étude de cas du 12 août 2007. L'ellipse grisée symbolise la vallée qui a reçu un forçage additionnel afin d'initier la convection.

Les conditions thermodynamiques et dynamiques, appliquées sur l'ensemble du domaine, sont données par le sondage de Nancy de 12 h UTC représenté sur la figure 3.5.

De plus, des flux de chaleur sensible et latente ont été imposés à la surface sur l'ensemble du domaine. Leurs valeurs moyennes sont respectivement de 30 W m^{-2} et 100 W m^{-2} pour les flux de chaleur sensible et latente. Afin d'initialiser la convection, nous avons augmenté ces différents flux de chaleur, pendant les 10 premières minutes d'intégration, dans la vallée où coulent les rivières de la Bruche et de la Fave qui se trouvent en aval du système convectif observé. Cette zone est représentée sur la figure 3.4 par une ellipse grisée. Les flux ont donc été augmentés à 70 W m^{-2} pour la chaleur sensible et à 250 W m^{-2} pour la chaleur latente. Ces quantités correspondent aux valeurs maximales observées à midi lors de la campagne COPS (Eigenmann et al., 2009).

La distribution initiale des particules d'aérosol utilisée suit Jaenicke (1988) pour une masse d'air continentale, représentée par la courbe noire sur la figure 3.6. Les instruments nécessaires afin de mesurer la distribution en taille des particules d'aérosol situés sur le super-site V à Meistratzheim (voir figure 3.1) ont seulement fonctionné durant le mois de juillet de la campagne COPS. Nous avons utilisé pour cette étude le spectre continental de Jaenicke (1988) car les valeurs obtenues sont similaires aux mesures réalisées sur le super-site V durant le mois de juillet.

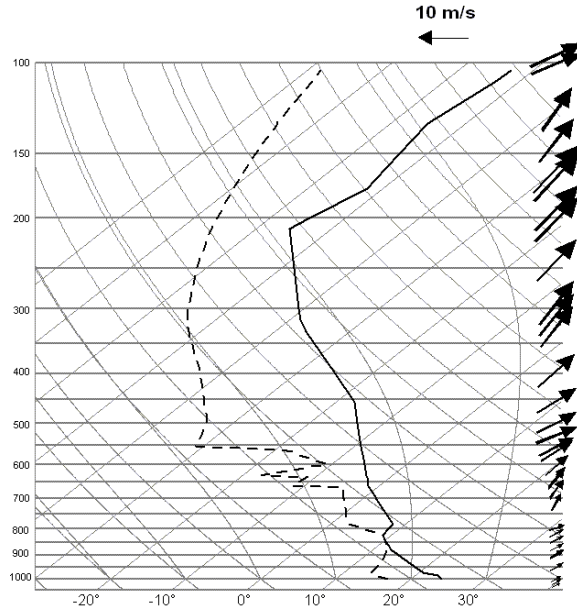


FIG. 3.5 – Profils de la température (ligne continue) et de la température du point de rosée (ligne pointillée) du sondage observé à Nancy, le 12 août 2007 à 12h00 UTC.

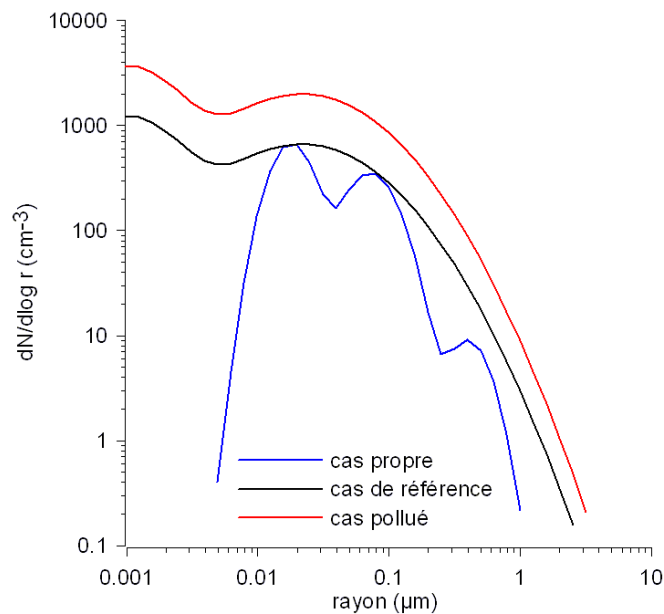


FIG. 3.6 – Spectres initiaux des particules d'aérosol pour les cas de référence (en noir), propre (en bleu) et pollué (en rouge).

Le nombre total des particules d'aérosol dans la couche limite obtenu avec le spectre continental de Jaenicke (1988) est de 1411 cm^{-3} et ces particules sont supposées être composées de sulfate d'ammonium, entièrement solubles et avec une masse moléculaire de 132 g mol^{-1} . La concentration en particules décroît exponentiellement jusqu'à 3 km d'altitude et reste constante au-dessus. La concentration en aérosols ainsi que son profil sont comparables aux mesures lidar effectuées au super-site V (Cuesta et al., 2008).

Lors des études de sensibilité concernant l'impact des particules d'aérosol sur les précipitations, ce cas simulé qui utilise le spectre de particules d'aérosol totalement solubles de Jaenicke (1988) sera appelé « cas de référence ».

3.2.3 Comparaison entre simulations et observations radars

Nous allons maintenant comparer les résultats de simulation aux différentes observations disponibles. Dans un premier temps, nous allons nous concentrer sur les observations radars. La figure 3.7 montre les réflectivités radar observées par le radar en bande X et les résultats du modèle DESCAM 3D à différents temps correspondant au début de la pluie, puis 20 et 60 min après le début des précipitations. Pour faciliter la comparaison entre les simulations et les observations, nous avons présenté les résultats du modèle de la même manière que les observations, à savoir selon des images en mode Plan Position Indicator (PPI). Les images en PPI sont des images qui suivent le faisceau de mesure du radar en bande X, soit un angle d'élévation de 5°. Il faut cependant noter que les résultats du modèle à l'extérieur de la zone de mesure du radar en bande X ne sont pas représentés. Nous avons aussi utilisé les observations de Poldirad situé 30 km au Nord du radar en bande X et 20 km au Nord-Ouest de Strasbourg (voir figure 3.1). La figure 3.8 compare les réflectivités radar observées par Poldirad selon un angle d'élévation de 2° et les résultats du modèle correspondant à la même section PPI.

Le système nuageux se forme dans le Sud-Ouest de la zone de mesure du radar X et se dirige vers le centre pendant que l'intensité de la réflectivité radar diminue. Les nuages disparaissent sur la vallée du Rhin environ 1.5h après leur formation. Les altitudes de mesure sont différentes pour les différentes images radar à cause des différents angles zénithaux de scan pour les deux radars. Par exemple, si nous comparons les mesures radar de 14h UTC (figures 3.7b et 3.8b), nous voyons que le système précipitant est observé à 10-15 km de distance du radar en bande X et à 35-40 km de Poldirad. Ceci explique la légère différence entre les observations des deux radars, spécialement au début des mesures (figures 3.7a et 3.8a).

Les réflectivités radar des simulations sont calculées en tenant compte de la distribution en taille des hydrométéores simulés. La distribution en taille d'ordre 6 des gouttes de pluie est utilisée pour calculer le facteur de réflectivité radar Z pour les hydrométéores liquides :

$$Z [mm^6 m^{-3}] = \int N(D) D^6 dD \quad (3.1)$$

L'approche de Delanoë et al. (2005) est utilisée pour la phase glace :

$$Z [mm^6 m^{-3}] = \frac{|K_i|^2}{|K_w|^2} \left(\frac{\rho_w}{\rho_i} \right)^2 \int N(D) D^6 dD \quad (3.2)$$

Les constantes diélectriques de l'eau et de la glace sont respectivement $|K_i|^2 = 0.176$ et $|K_w|^2 = 0.93$. Pour la comparaison avec les observations, nous utilisons la réflectivité radar normalisée Z_{dBZ} :

$$Z_{dBZ} = 10 \log \left[\frac{Z [mm^6 m^{-3}]}{Z_0} \right] \quad (3.3)$$

avec $Z_0 = 1 mm^6 m^{-3}$. Il faut toutefois noter que pour ce cas convectif du 12 août 2007 la phase glace a seulement une petite influence. En effet, les résultats de simulation montrent que le sommet de ce système convectif se trouve à environ 4-5 km (non illustré). Comme le niveau de congélation (voir la figure 3.5) se trouve à 3.3 km, la présence de la phase glace dans les premiers 4 km est presque négligeable. De plus, le contenu en glace simulé au-dessus de 4 km est environ de $0.0002 g m^{-3}$.

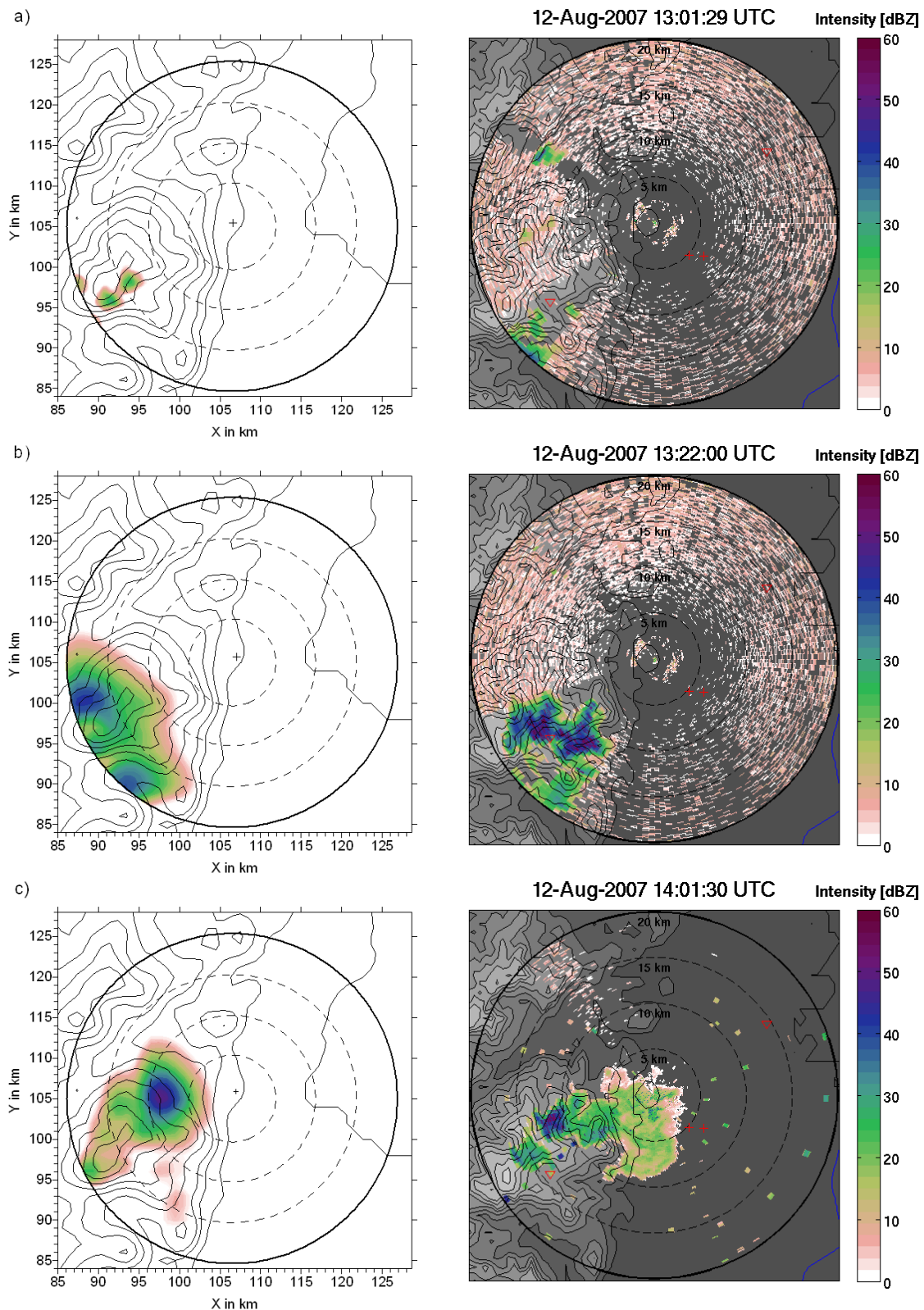


FIG. 3.7 – Comparaison entre les réflectivités radar modélisées avec DESCAM (gauche) et observées (droite) à l'aide du radar en bande X à différents pas de temps. Les temps a, b et c représentent respectivement le champ de réflectivité radar au début de la précipitation, et après 20 min et 60 min de pluie. La représentation de ces figures radar est en Plan Position Indicator (PPI).

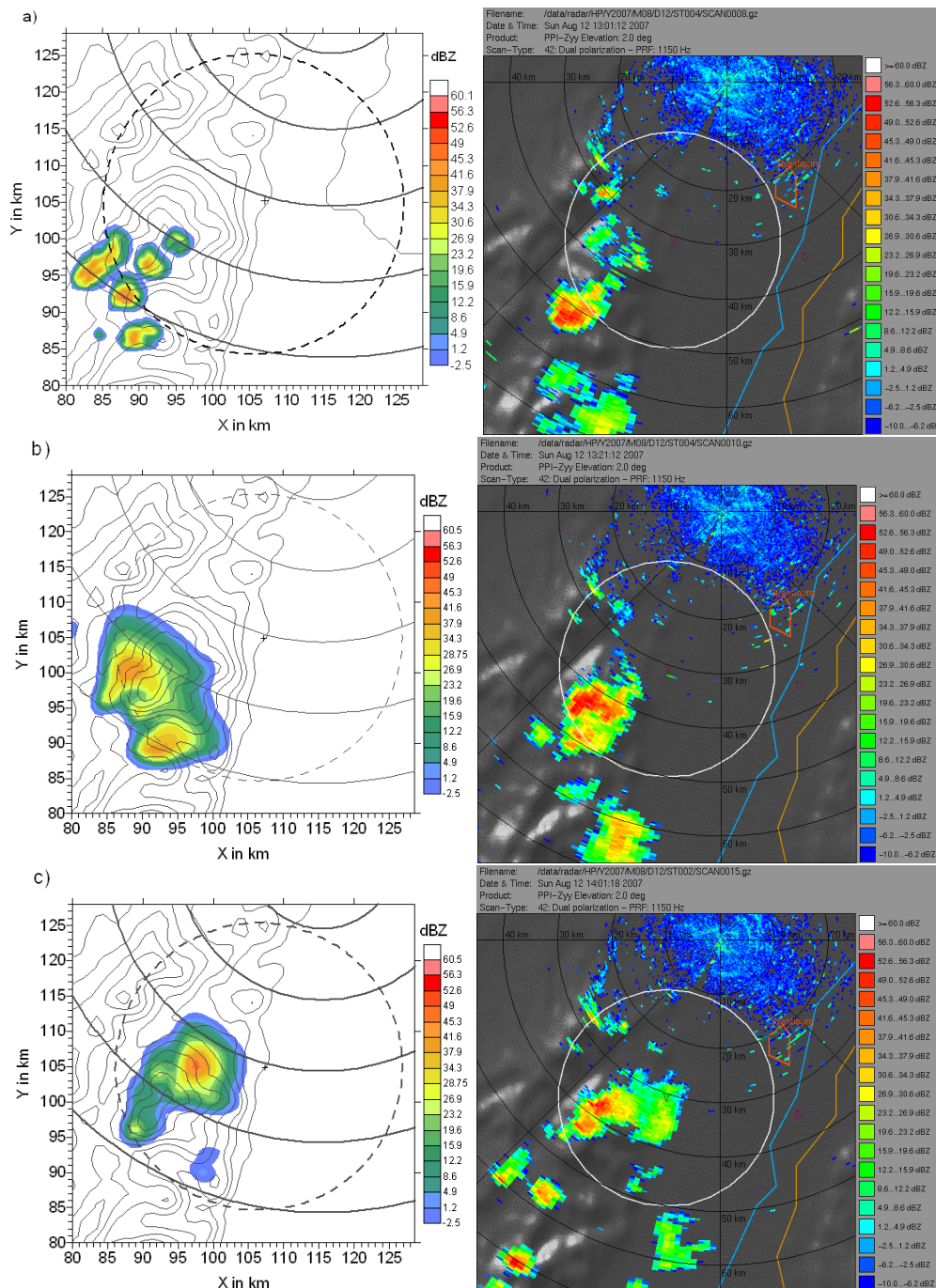


FIG. 3.8 – Comparaison entre les réflectivités radar modélisées avec DESCAM (gauche) et observées (droite) à l'aide du radar Poldirad à différents pas de temps. Les temps a, b et c représentent respectivement le champ de réflectivité radar au début de la précipitation, et après 20 min et 60 min de pluie. La représentation de ces figures radar est en Plan Position Indicator (PPI). Les cercles continus représentent les observations de Poldirad. La zone de mesure couverte par le radar X est représentée par le cercle pointillé sur les images des résultats des simulations et par le cercle blanc sur les images des observations.

Les cellules précipitantes modélisées sont comparables à celles observées (figures 3.7 et 3.8). Pour les observations du radar en bande X, nous notons un décalage de 5 kilomètres dans les maxima de la réflectivité radar simulée. De plus, le mouvement des cellules simulées est légèrement plus au Nord. Les réflectivités radar inférieures à 10 dBZ couvrent une surface plus étendue que celles observées. Ceci peut être dû à la résolution du modèle plus grossière (250 m) que la résolution radiale du radar X (60 m) ou à un problème de diffusion numérique. Si nous comparons les simulations avec les observations de Poldirad, nous trouvons également une extension horizontale plus grande pour les faibles réflectivités radars simulées. De plus, les intensités maximales des réflectivités sont légèrement plus faibles que celles de Poldirad.

Pour une méthode plus quantitative de comparaison entre simulations et observations, nous comparons la densité de probabilité (PDF) de la réflectivité radar pour les deux radars. Nous avons sélectionné une résolution de 1 dBZ et restreint les analyses des valeurs simulées et observées sur l'intervalle 10-60 dBZ. L'intervalle au-dessous de 10 dBZ qui correspond au bruit de la mesure du radar en bande X a été exclu. La figure 3.9a montre la PDF pour les mesures de 13h21 UTC et pour le modèle après 22 minutes de précipitations. Nous pouvons voir qu'entre les observations du radar X et de Poldirad, il

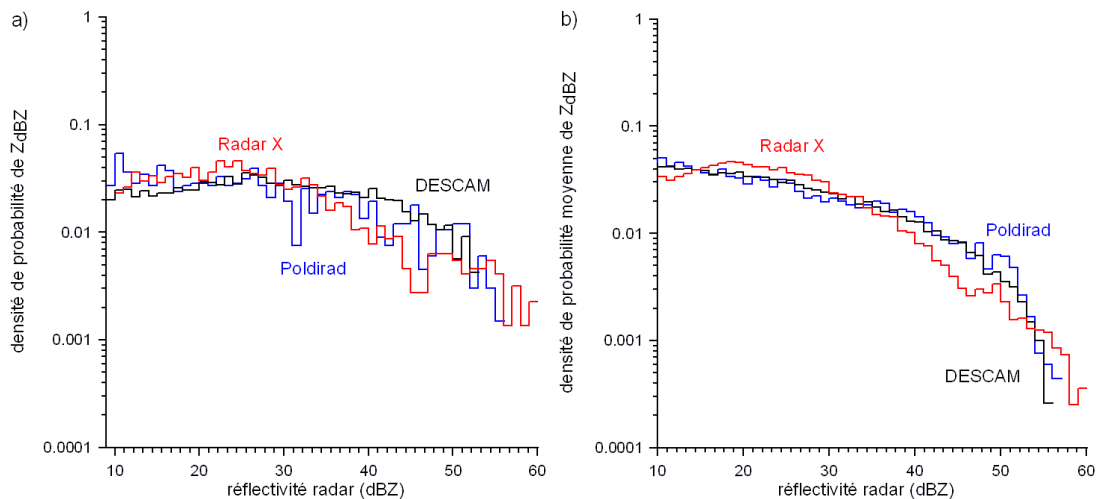


FIG. 3.9 – (a) PDF des observations de Poldirad (bleu) et du radar X avec une résolution radiale de 300 m (rouge) à 13h21 UTC et modélisée (noir) avec DESCAM 3D après 22 min de précipitation et (b) PDF moyenne des observations réalisées entre 13h et 14h UTC le 12 août 2007 avec les deux radars et obtenue par les simulations pendant les 35 premières minutes de précipitation.

y a de légères différences. Pour les réflectivités radar inférieures à 35 dBZ, les valeurs de la PDF du radar X sont légèrement supérieures à celles de Poldirad, alors que sur l'intervalle allant de 40 à 50 dBZ, le comportement est inversé. La PDF du modèle est proche de celle des observations de Poldirad. La figure 3.9b montre les PDF moyennes pour une période allant de 13h à 14h UTC pour les observations et les simulations. Comme seuls 7 scans étaient disponibles pour Poldirad, nous avons restreint notre comparaison aux scans des mêmes instants du radar X. De plus, les observations du radar X ont été moyennées sur 300 m radialement pour atteindre les résolutions de Poldirad et des simulations. Les fonctions PDF moyennes présentées sur la figure 3.9b ont été calculées après avoir moyenné la PDF du facteur de réflectivité radar Z sur les 7 scans individuels. Comme cela a déjà été montré par la figure 3.9a, la fonction PDF moyenne confirme la

bonne correspondance entre les mesures de Poldirad et les simulations malgré l'existence de quelques différences, spécialement avec les mesures du radar X pour des réflectivités radar comprises entre 40 et 50 dBZ.

Ces différences de mesure entre Poldirad et le radar X pour les réflectivités radar supérieures à 40 dBZ sont dues à un problème de mesure du radar en bande X. En effet, des pics de forte réflectivité radar apparaissent aléatoirement au milieu du signal. [Tridon \(2011\)](#) a proposé une méthode pour éliminer ces pics de mesure parasites.

La quantité de pluie au sol simulée pour la période 13h-14h30 est représentée sur la figure 3.10.

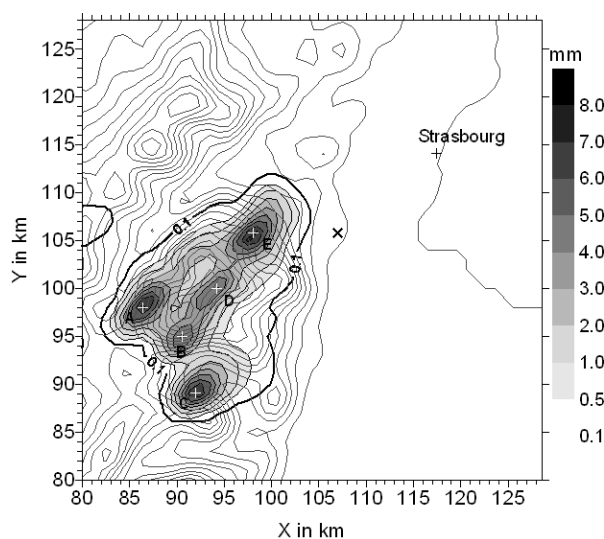


FIG. 3.10 – Cumul de pluie au sol simulé pour le cas de référence après 1.5h de précipitation. Le point D représente le pluviomètre situé à Le Hohwald et la croix noire symbolise la position du radar en bande X.

Nous pouvons détecter plusieurs cellules individuelles de précipitations intenses. Leurs évolutions sont représentées dans la figure 3.11. Cependant, ce jour là, seul un

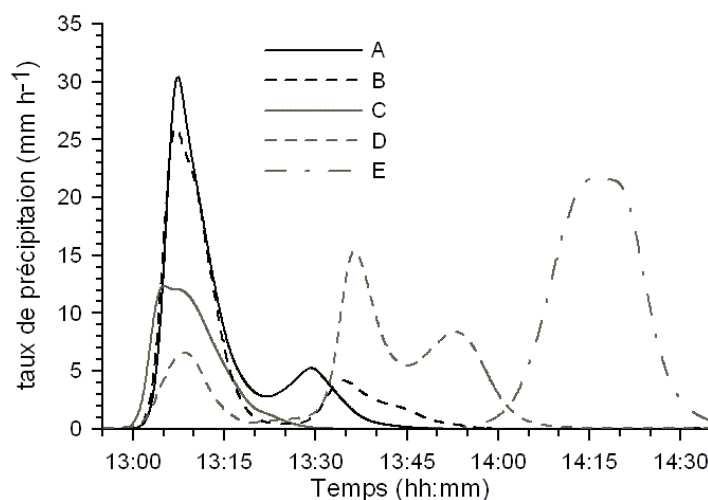


FIG. 3.11 – Taux simulés des précipitations (mm h^{-1}) pour les points A, B, C, D et E de la figure 3.10. Le point D représente le pluviomètre de Le Hohwald.

pluviomètre situé à Le Hohwald (figure 3.4) est disponible sur toute la zone d'étude. Sa localisation est indiquée sur la figure 3.10 par le point D. De 13h à 14h30, les résultats du modèle donnent une valeur de 5.1 mm, ce qui est en accord avec les données du pluviomètre qui a mesuré 5.2 mm de pluie au même endroit.

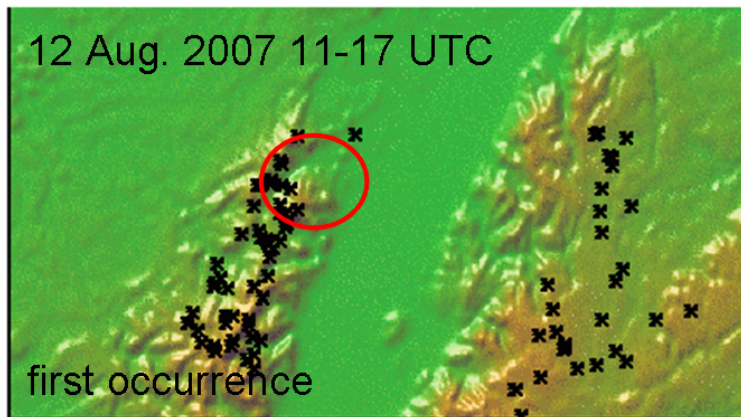


FIG. 3.12 – Points de formation des cellules convectives au cours de l’après midi du 12 août 2007 observés à l’aide des mesures de Poldirad. Le cercle rouge représente la zone de mesure du radar en bande X du LaMP. Les points de formation des cellules convectives ont été déterminés selon la position de leur apparition dans les mesures du radar Poldirad. Figure issue de [Hagen et al. \(2008\)](#).

D’après l’évolution de la pluie des différentes cellules représentée sur la figure 3.11, nous pouvons remarquer que l’évènement convectif se décompose en courtes mais intenses averses sur cette région. Une comparaison avec les mesures radars individuelles de Poldirad (voir figure 3.12 issue de [Hagen et al. \(2008\)](#)) confirme également que la plupart des cellules précipitantes se sont développées au début de l’après midi et sur le Nord des Vosges, comme le montrent les figures 3.10 et 3.11. L’intensité et la localisation de l’averse tardive montrées par le point E (figures 3.10 et 3.11), 10 km à l’Ouest de la position du radar X, sont aussi confirmées par les mesures du radar X qui a détecté une cellule moins intense, d’environ 40 dBZ, à 14h10 pour ce point à 600 m au-dessus du sol. Ensuite, les réflectivités radar ont diminué jusqu’à des valeurs inférieures à 25 dBZ.

De manière générale, les caractéristiques du système convectif observé sont bien reproduites par le modèle, nous utiliserons donc ce cas pour réaliser différentes études de sensibilité qui sont développées dans les sections suivantes.

3.3 Études de sensibilité sur l’influence des propriétés des particules d’aérosol sur l’évolution du système convectif

Au contraire des simulations présentées dans le paragraphe précédent, les simulations effectuées pour les nombreuses études de sensibilité ont été faites sur le domaine extérieur avec une résolution horizontale de 1 km car les temps de calcul des simulations qui utilisent une résolution de 250 m sont considérables : 1 h de simulation est obtenue

après environ 8×10 h de calcul. De plus, les fichiers de résultats de ces simulations nécessaires dans le paragraphe 3.4 deviennent énormes et difficilement manipulables (≈ 3 Go).

3.3.1 Variation de la distribution en nombre des aérosols

L'influence de la concentration en particules d'aérosol a été étudiée en changeant la distribution en nombre de ces particules d'aérosol dans le but d'obtenir des environnements propre et pollué en plus du cas continental (ou de référence) modélisé au paragraphe précédent. Les différents spectres de particules d'aérosol utilisés sont représentés dans la figure 3.6 où la courbe noire correspond au cas de référence (Jaenicke, 1988), la courbe rouge correspond au cas pollué (3 fois plus d'aérosols que dans le cas de référence) et la courbe bleue correspond au cas propre (Raes et al., 2000). Le tableau 3.2 synthétise les propriétés des différents spectres log-normaux d'aérosols utilisés.

Cas	Mode 1		Mode 2		Mode 3	
Référence	N1	997	N2	842	N3	0.00071
	R1	0.001	R2	0.0218	R3	6.24
	σ 1	2.1	σ 2	3.2	σ 3	1.9
Propre	N1	997	N2	842	N3	0.00071
	R1	0.018	R2	0.072	R3	0.4
	σ 1	1.4	σ 2	1.5	σ 3	1.4
Pollué	N1	997	N2	842	N3	0.00071
	R1	0.001	R2	0.0218	R3	6.24
	σ 1	2.1	σ 2	3.2	σ 3	1.9

TAB. 3.2 – Propriétés des distributions lognormales en particules d'aérosol utilisées dans les cas : propre, de référence et pollué. Les différents modes i de chaque distribution sont déterminés par la concentration en nombre des aérosols N_i (cm^{-3}), le rayon géométrique moyen R_i (μm) et la déviation standard géométrique σ_i .

Le nombre total des particules d'aérosol proche de la surface est 1411 cm^{-3} dans le cas de référence, 4233 cm^{-3} dans le cas pollué et de 408 cm^{-3} dans le cas propre. La concentration en nombre des particules d'aérosol décroît exponentiellement jusqu'à 3 km d'altitude et reste ensuite constante. La composition chimique des particules est la même que dans le cas de référence (présentée à la page 58).

Le tableau 3.3 montre les résultats des simulations pour les différentes concentrations en particules d'aérosol utilisées après 30 minutes de précipitations pour chacun des cas étudiés. Les moyennes spatiales et les maxima (tableau 3.3) sont calculés sur une surface représentée par la figure 3.10. Les données pour le cumul de pluie ont été prises à la surface alors que les données utilisées pour l'humidité relative et le nombre de gouttes sont celles situées à 2 km d'altitude. Pour la moyenne sur l'humidité relative, nous avons seulement considéré les points de grille ayant une valeur supérieure ou égale à 100%.

Les résultats obtenus pour les cas de référence, pollué et propre montrent que le nombre de gouttes, le cumul de pluie au sol et l'humidité relative sont assez sensibles au nombre de particules d'aérosol présentes initialement. En effet, plus la concentration en particules d'aérosol est importante et plus le nombre de gouttes augmente. La corrélation

Cas	\bar{R} (mm)	R_{max} (mm)	$\overline{N_{drops}}$ (cm^{-3})	$N_{drops,max}$ (cm^{-3})	\overline{RH} (%)	RH_{max} (%)
Référence	0.96	6.15	24.95	114.40	100.24	100.54
Propre	1.02	6.57	18.09	72.16	100.33	100.74
Pollué	0.81	4.06	59.69	310.10	100.07	100.22
Ref, 50% soluble	0.97	6.20	22.22	101.50	100.28	100.59
Ref, 5% soluble	1.00	6.34	17.58	69.17	100.29	100.66

TAB. 3.3 – Les valeurs moyennes et maximales du cumul de pluie au sol (R), du nombre de gouttes (N) et de l’humidité relative (RH) pour les cas de référence, propre et pollué (avec des aérosols totalement solubles), après 30 min de pluie et sur une surface de $48 \times 48 \text{ km}^2$ située au Nord-Est du domaine (x et $y \geq 80 \text{ km}$). Les données utilisées pour le cumul de pluie sont celles au sol et à 2 km d’altitude pour les autres paramètres. Les deux dernières lignes montrent les mêmes résultats pour le cas de référence mais avec une solubilité en particules d’aérosol de 50% et 5%.

avec la pluie au sol et l’humidité relative est inversée.

La figure 3.13 représente le spectre en masse des gouttes pour les trois cas à 2400 m d’altitude au-dessus du point C. Cela correspond à l’altitude où la concentration en

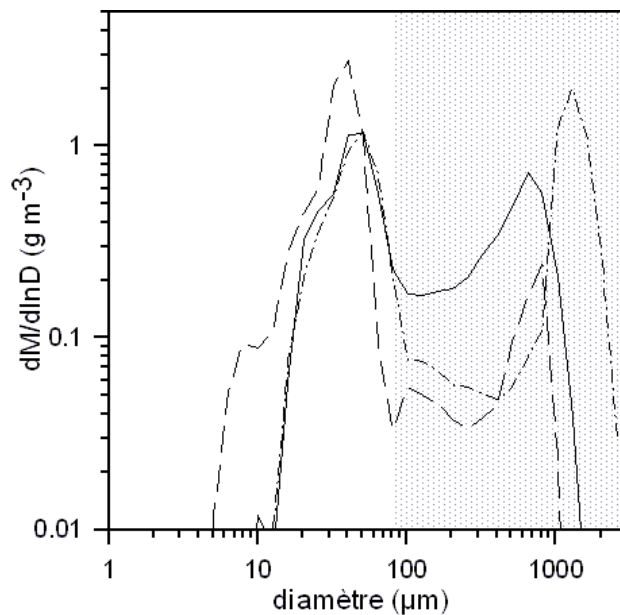


FIG. 3.13 – Spectres en masse des gouttes pour les cas de référence (ligne continue), pollué (ligne pointillée) et propre (ligne point pointillée) à 2400 m au-dessus du point C et 30 minutes après le début des précipitations. La zone grisée correspond aux tailles de gouttes précipitantes.

gouttes est la plus élevée au cœur de la première cellule formée (figure 3.10), et 30 min après le début des précipitations. La concentration en aérosols n’affecte donc pas seulement le nombre des gouttes mais aussi leur taille. Plus il y a de particules d’aérosol dans l’atmosphère et plus les gouttes formées sont de petite taille. En effet, la quantité totale de vapeur condensable doit être répartie sur plus de noyaux de condensation (Flossmann et Wobrock, 2010). De plus le processus de coalescence est moins efficace et les gouttelettes mettent plus longtemps pour atteindre leur taille précipitant. En conséquence, la quantité de pluie tombée au sol et la sursaturation nuageuse dans l’environnement

pollué sont moins importantes que dans le cas de référence. Le contraire est vrai pour le cas propre. Puisque la sursaturation nuageuse est plus élevée, la croissance des quelques gouttes est plus importante et la taille seuil de formation des gouttes de pluie est plus rapidement atteinte. Le cumul de pluie au sol ainsi que l'humidité relative sont alors plus importants dans le cas propre (tableau 3.3) et les gouttes sont de plus grande taille comme l'illustre la figure 3.13.

Les figures 3.14a et b confirment ce comportement pour tous les différents cas.

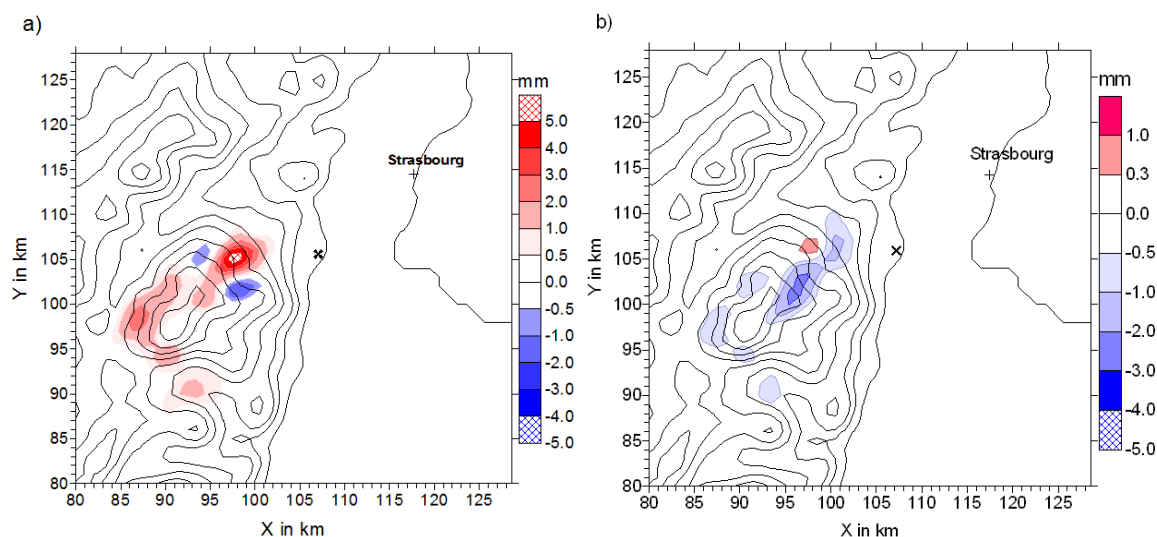


FIG. 3.14 – Différence des cumuls de pluie au sol entre le cas de référence et le cas pollué (a) et entre le cas de référence et le cas propre (b) en mm, 1.5h après le début des pluies. Noter les différentes échelles de couleurs.

En effet, elles représentent la différence du cumul de pluie au sol entre le cas de référence et les cas pollué (a) et propre (b). Ces différences ont été calculées à la fin des précipitations, soit après une durée de 1.5h. Les changements de concentration en particules d'aérosol ont provoqué à certains endroits une modification dans le cumul total de pluie au sol allant de - 3 mm à + 5 mm (figure 3.14). Par conséquent, ces changements dans le nombre d'aérosols peuvent localement avoir deux effets : augmenter et diminuer les précipitations. En analysant les caractéristiques moyennes et maximales des trois scénarios, les effets de la concentration en aérosols deviennent plus visibles.

Le tableau 3.4 montre que la pluie maximale absolue est de 7.42 mm pour le cas de référence, 6.39 mm pour le cas pollué et de 8.02 mm pour le cas propre (lire les colonnes avec « 100% » dans l'intitulé). La tendance pour l'accumulation moyenne de pluie au sol est la même, à savoir que la quantité de pluie au sol augmente lorsque la concentration en nombre des particules d'aérosol diminue. À l'aide du tableau 3.4, nous pouvons aussi détecter que la décroissance dans la pluie moyenne est associée à une décroissance de la surface arrosée par le système convectif précipitant. Ceci est plus prononcé pour le cas pollué où la zone arrosée par les pluies diminue d'environ 30 km².

Le plus marquant avec la variation de la concentration des aérosols est la diminution d'un facteur 1.5 de la quantité totale d'eau tombée au sol (irrigation) entre le cas de référence avec 0.59 Mt et le cas pollué où elle est de 0.40 Mt, soit une variation de 30% environ. Cependant pour le cas propre, elle augmente jusqu'à 0.69 Mt, soit 20%.

	Réf 100%	Réf 50%	Réf 5%	Propre 100%	Propre 5%	Pollué 100%	Pollué 5%
pluie max (mm)	7.42	7.52	7.68	8.02	8.45	6.39	6.70
pluie moyenne (mm)	1.74	1.80	1.93	2.00	2.20	1.31	1.48
surface arrosée (km ²)	337	335	339	344	347	307	335
pluie totale (Mt)	0.59	0.60	0.65	0.69	0.76	0.40	0.50

TAB. 3.4 – Valeurs totales, maximales et moyennes des pluies, ainsi que l’aire totale arrosée après 1.5 h de précipitation. La quantité totale de pluie (en Mégatonnes) et la surface arrosée ont été calculées en prenant en compte tous les points de surface ayant un cumul de pluie > 0.1 mm. Les pourcentages présents dans les intitulés des colonnes correspondent à la solubilité des particules d’aérosol imposée pour les différents cas.

3.3.2 Impact des propriétés hygroscopiques des aérosols sur les précipitations

L’influence des propriétés physico-chimiques des particules d’aérosol a été étudiée en réduisant la solubilité de celles-ci de 100% à 50% et à 5%. Pour ces simulations, le spectre initial en particules d’aérosol reste inchangé et est le même que dans le cas de référence (ou continental) (figure 3.6).

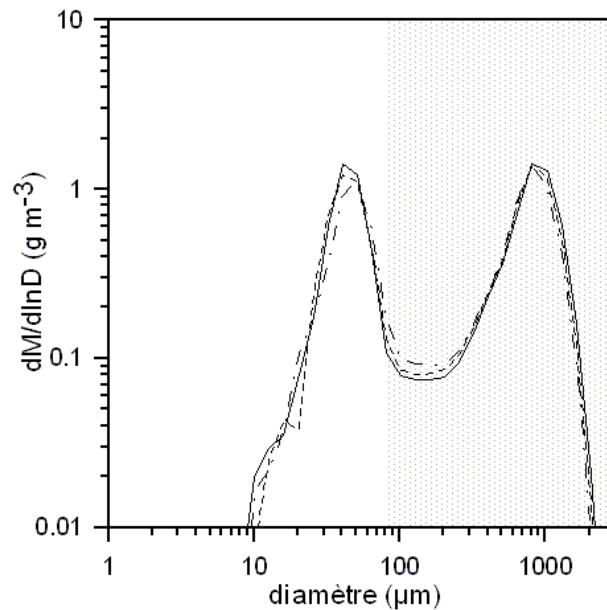


FIG. 3.15 – Spectres en masse des gouttes pour les cas de référence (ligne continue), « 50% soluble » (ligne pointillée) et « 5% soluble » (ligne point pointillée) à 2400 m au-dessus du point C et 30 minutes après le début des précipitations. La zone grisée correspond aux tailles de gouttes précipitantes.

Le tableau 3.3 synthétise également les résultats du modèle pour ces simulations avec différentes solubilités des aérosols 30 min après le début des précipitations. Les moyennes spatiales ainsi que les maxima ont été calculés à la surface pour le cumul de pluie au sol et à 2 km d’altitude pour l’humidité relative et le nombre de gouttes. Les résultats obtenus pour les différents cas, montrent que les paramètres microphysiques sont sensibles à la solubilité des particules d’aérosol, cependant à un degré moindre que

les changements en nombre des particules d'aérosol. Des conclusions similaires sur l'influence de ces modifications sur les propriétés des aérosols sont disponibles dans Reutter et al. (2009) par exemple. Le tableau 3.3 illustre que, plus les particules d'aérosol sont insolubles et plus la quantité de pluie et l'humidité relative augmentent. En effet, les particules d'aérosol les plus solubles sont moins activées et forment quelques gouttes, ce qui produit un effet similaire à une diminution en nombre des particules d'aérosol (cas propre). Néanmoins, les analyses des résultats du modèle pour les différentes solubilités de particules montrent que les distributions en masse des gouttes ne varient que légèrement pour les trois cas, comme le montre la figure 3.15.

Les différences de cumul de pluie au sol entre le cas de référence et le cas « 50% soluble » (a) ainsi qu'avec le cas « 5% soluble » (b) sont représentées sur les figures 3.16a et b. Elles montrent que réduire la solubilité des particules d'aérosol a une influence plus faible sur l'intensité des pluies (noter le changement d'échelle avec la figure 3.14).

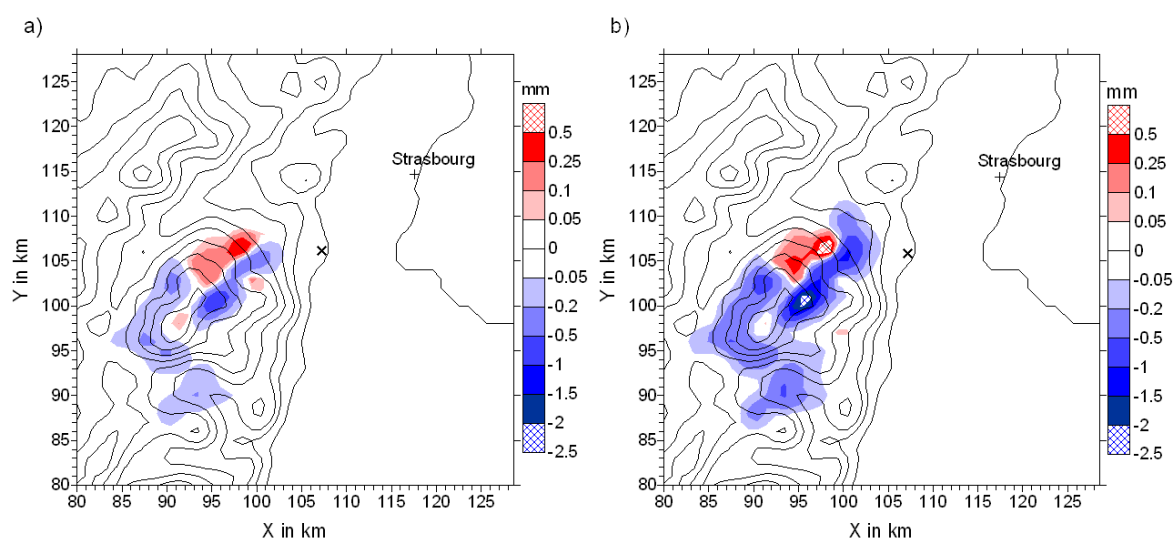


FIG. 3.16 – Différence des cumuls de pluie au sol entre le cas de référence et le cas « 50% soluble » (a) et entre le cas de référence et le cas « 5% soluble » (b) en mm, 1.5h après le début des pluies.

Globalement, la figure 3.16 montre une légère augmentation des précipitations lorsque la solubilité des aérosols diminue, mais là aussi localement nous pouvons voir une diminution des pluies. Le tableau 3.4 montre que l'accumulation moyenne de la pluie sur la surface arrosée augmente légèrement avec la diminution de la solubilité des particules d'aérosol. Les cumuls maximum de pluie au sol augmente de 7.42 mm pour le cas de référence (avec une solubilité de 100%) à 7.52 mm pour le cas « 50% soluble » et 7.68 mm pour le cas « 5% soluble ». Le tableau 3.4 montre également une augmentation jusqu'à 10% dans l'accumulation moyenne des pluies et sur la surface arrosée.

De plus, le tableau 3.4 montre aussi les résultats de simulation pour des cas propre et pollué avec une solubilité des particules d'aérosol réduite à 5%. Une chute de la solubilité des particules d'aérosol provoque une augmentation supplémentaire dans l'accumulation de pluie au sol et dans la taille de surface arrosée qui atteint 10% de la valeur du cas de référence dans le cas propre et 20% dans le cas pollué.

3.4 Étude statistique sur l'influence des particules d'aérosol sur la « microphysique intra-nuage »

Dans le paragraphe 3.3, nous avons étudié l'influence des propriétés physico-chimiques des particules d'aérosol sur l'aspect macroscopique du système précipitant du 12 août 2007. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'aspect microscopique de ce système nuageux. Pour cela, grâce à une étude statistique, nous allons étudier la microphysique interne au nuage au moyen des deux paramètres dominant dans le système convectif simulé par DESCAM 3D, à savoir le vent vertical w et la sursaturation S .

3.4.1 Cadre de l'étude

Les tableaux 3.3 et 3.4 ont déjà montré que la sursaturation est très sensible aux changements en concentration en nombre de particules d'aérosol. Comme DESCAM 3D traite explicitement la croissance par diffusion des particules d'aérosol et des gouttelettes nuageuses dans un champ tridimensionnel de vent, de température et de vapeur d'eau, les résultats du modèle peuvent fournir des aperçus fondamentaux sur le comportement de la microphysique, la thermodynamique et la dynamique dans les nuages convectifs.

Pour réaliser cette étude, tous les points de grille du modèle ont été analysés pendant les 30 premières minutes de formation du nuage et des précipitations dans le volume ayant une base de $15 \times 15 \text{ km}^2$ et une hauteur de 4.6 km lequel est illustré par le carré dans la figure 3.17.

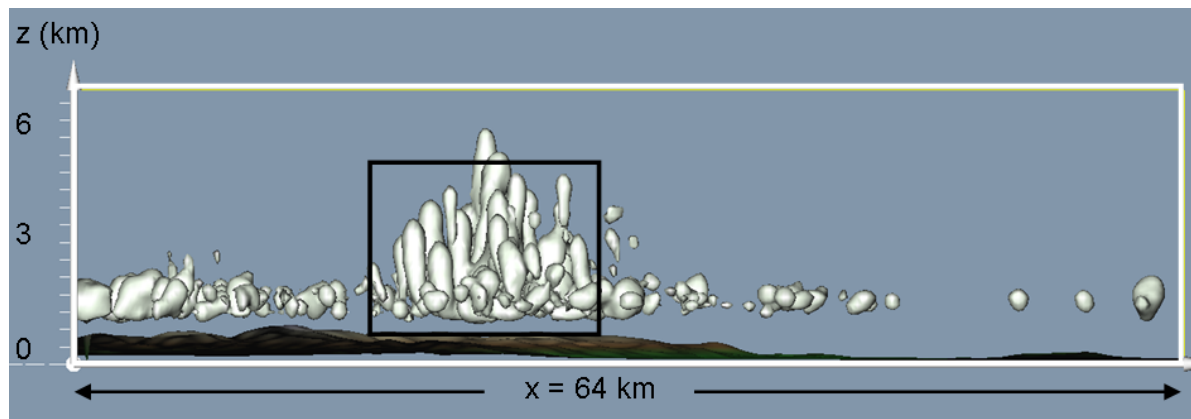


FIG. 3.17 – Coupe verticale à travers le système convectif simulé. Le carré noir représente l'aire utilisée pour les différentes études statistiques. Le volume cubique a une base de $15 \times 15 \text{ km}^2$ et une extension verticale de 4.6 km. Les contours du nuage sont représentés par l'enveloppe blanche correspondant à $\text{LWC} \geq 0.1 \text{ g m}^{-3}$.

À cause du pas de temps du modèle de 3 secondes, nous nous retrouvons avec une série quadridimensionnelle de 3.1 millions de valeurs pour la température, l'humidité relative, les composantes du vent, le contenu en eau liquide (LWC)... Comme la sursaturation a généralement lieu dans les nuages par des mouvements ascendants, nous avons analysé, dans la suite, le comportement de la sursaturation S en fonction du vent

vertical w . Ainsi, pour présenter les caractéristiques moyennes de $S(w)$, le vent vertical a été scindé en 15 catégories allant de 0.25 à 7.75 m s⁻¹, espacées de manière équidistante en intervalles de 0.5 m s⁻¹. Les points de grille situés dans un air nuageux, c'est à dire avec $S \geq 0\%$ et $LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$, ont été sélectionnés pour déterminer la sursaturation moyenne en fonction du vent.

3.4.2 Étude de la sursaturation

La figure 3.18 montre les résultats de la sursaturation en fonction de l'intensité du vent vertical pour les différentes concentrations et solubilités des particules d'aérosol déjà discutées dans le paragraphe 3.3.

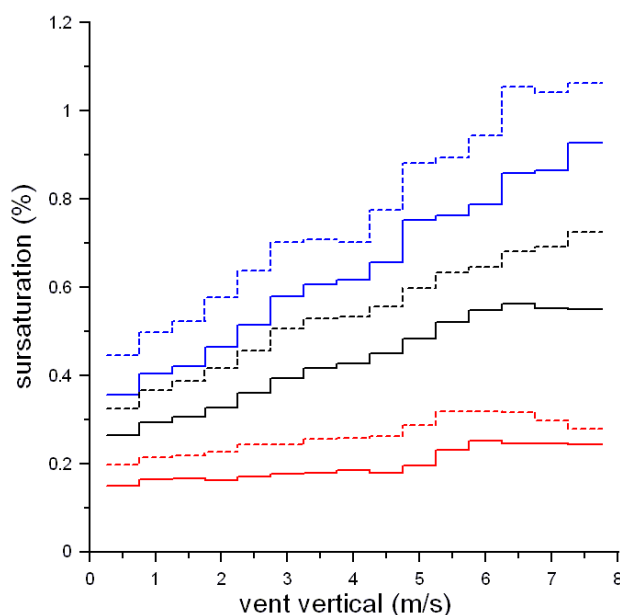


FIG. 3.18 – La sursaturation moyenne en fonction du vent vertical pour les cas de référence (en noir), propre (en bleu) et pollué (en rouge) avec une solubilité en particules d'aérosol égale à 100% (lignes continues) et 5% (lignes pointillées).

Nous pouvons observer que les courbes ont toutes la même tendance, à savoir des sursaturations plus élevées aux fortes vitesses verticales et des sursaturations plus faibles aux faibles vitesses verticales. En effet, à forte vitesse verticale, il y a production importante d'excès de vapeur d'eau non consommée par les hydrométéores d'où l'apparition d'une forte sursaturation résiduelle.

Pour les différentes distributions initiales en aérosols, chacune avec des solubilités de 100% et 5%, nous pouvons voir que plus la concentration en aérosols est élevée et plus la sursaturation est faible. Dans les cas propres, où les aérosols sont moins nombreux, les sursaturations sont les plus importantes sur tout l'intervalle des vents verticaux analysés. Nous pouvons ainsi confirmer un effet important du nombre de particules d'aérosol sur la microphysique du nuage. Ce résultat confirme nos conclusions des tableaux 3.3 et 3.4. Un grand nombre de particules d'aérosol permet une consommation importante en vapeur d'eau et provoque ainsi la diminution de la sursaturation.

L'effet de la solubilité des aérosols, difficilement visible dans le tableau 3.4 et les

figures 3.15 et 3.16, devient plus visible dans la figure 3.18. En comparant les résultats du cas propre « 100% soluble » avec ceux du cas propre « 5% soluble », nous pouvons apercevoir que les valeurs moyennes de sursaturation augmentent de plus de 0.1% en présence des particules d'aérosol les plus insolubles. Ceci correspond à une augmentation relative des conditions de sursaturation d'environ 20% sur tout l'intervalle des vitesses de vents verticaux analysé. En effet, les particules d'aérosol étant moins solubles, elles utilisent moins de vapeur d'eau et provoquent une augmentation de la sursaturation. La figure 3.18 montre également un effet équivalent sur les sursaturations pour les cas de référence et pollué. Cependant, pour le cas pollué, nous notons que l'augmentation en S due à la décroissance en solubilité des particules d'aérosol est moins prononcée.

Nombre de points	Réf 100%	Réf 5%	Propre 100%	Propre 5%	Pollué 100%	Pollué 5%
Etude : $S \geq 0$, $LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$ et $w \in [0.25, 7.75] \text{ m s}^{-1}$						
Ens. de points	136120	137920	138646	141792	128613	133113
0.5 m s^{-1}	39855	41455	41868	44274	41568	38723
2.5 m s^{-1}	9807	10248	10124	9996	9645	9676
5.0 m s^{-1}	2427	2228	2217	2205	2750	2620
7.5 m s^{-1}	891	793	826	926	837	1037
Etude : $S \in [-1.5, 1.5]\%$ et $LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$						
Ens. de points	276570	276206	276412	275161	269607	278794
$S < 0\%$	51988	50158	49128	47128	62655	56225

TAB. 3.5 – Nombre de points de grille situés dans un environnement nuageux ($LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$). Les 6 premières lignes se réfèrent aux figures 3.18 à 3.20, où seuls les points ayant $w > 0.25 \text{ m s}^{-1}$ et $S \geq 0\%$ sont analysés. Pour les deux dernières lignes qui se réfèrent à la figure 3.21 la condition sur le vent a été supprimée et les sursaturations ont été analysées pour $S \in [-1.5, 1.5]\%$.

En analysant l'ensemble des 3.1 millions d'échantillons pendant les 30 minutes de l'évolution du nuage, nous avons trouvé dans la plupart des cas étudiés un nombre similaire de points de grille satisfaisant les mêmes conditions imposées, à savoir $S \geq 0\%$, $LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$ et $w \in [0.25, 7.75] \text{ m s}^{-1}$. Le tableau 3.5 décrit ces valeurs échantillonnées. Le nombre d'occurrences est compris entre 128000 et 142000 points, lesquels représentent environ 4.5% de notre série quadridimensionnelle de données. Le tableau 3.5 montre, de plus, que la fréquence des points situés dans un environnement nuageux sursaturé est plus importante pour des vitesses verticales inférieures à 5 m s^{-1} . Les points de grille ayant des vitesses verticales supérieures à 7.5 m s^{-1} sont considérablement moins fréquents. Nous pouvons noter d'après le tableau 3.5 que pour une vitesse de vent donnée il n'y a pas de changements majeurs dans le nombre d'échantillons entre les différents cas.

Le nombre d'échantillons considéré dans ces situations varie seulement de 10% par rapport au nombre de points étudiés dans le cas de référence. Ainsi, les conditions sur le nombre et/ou la solubilité des particules d'aérosol ne semblent pas avoir d'impact sur le nombre de points de grille situés dans un environnement sursaturé et nuageux.

3.4.3 Étude de la chaleur latente

Nous avons répété la même analyse sur la chaleur latente dégagée/consommée par condensation/évaporation obtenue à l'aide du schéma microphysique DESCAM. Là encore, seuls les points de grille ayant $S \geq 0\%$, $LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$ et $w \in [0.25, 7.75] \text{ m s}^{-1}$ ont été sélectionnés.

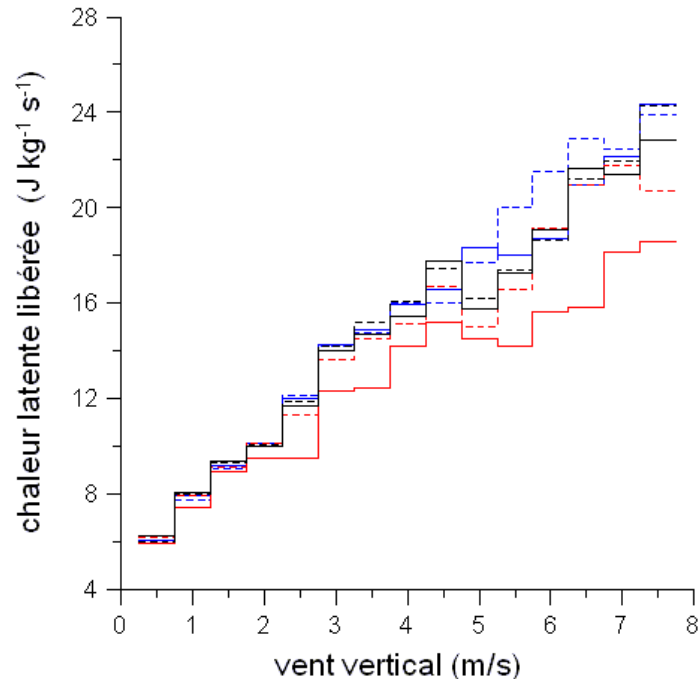


FIG. 3.19 – Chaleur latente moyenne libérée en Joule pour 1 sec et pour 1 kg d'air nuageux en fonction de la vitesse du vent vertical pour les cas de référence (en noir), pollué (en rouge) et propre (en bleu) avec une solubilité en particules d'aérosol égale à 100% (lignes continues) et à 5% (lignes pointillées).

La figure 3.19 montre la condensation nette dominante (chaleur latente > 0) pour chacune des vitesses de vent vertical sélectionnées pour les différents cas étudiés. Cette chaleur latente libérée augmente linéairement avec l'intensité des courants ascendants pour la plupart des cas. Cependant, ce comportement diffère légèrement pour le cas pollué 100% soluble. En effet, l'augmentation de la chaleur latente avec l'accroissement de l'intensité des courants ascendants est légèrement plus faible et la chaleur libérée reste au-dessous de celle trouvée pour les autres cas.

En combinant les résultats des figures 3.18 et 3.19, nous pouvons conclure qu'en raison du grand nombre de particules d'aérosol solubles, la sursaturation dans le nuage baisse et par conséquent la libération de chaleur latente due à la condensation est réduite, provoquant ainsi une réduction de la flottabilité.

Cette réduction en flottabilité n'influence pas l'altitude du sommet du système nuageux. En effet, le forçage initial au sol impose une dynamique similaire lors de la formation du système précipitant pour les différents cas. La modification en flottabilité influence toutefois le système en fin de cycle du système précipitant. Dans les cas de référence ou propre, le système semble être réalimenté dynamiquement, permettant ainsi la formation de plusieurs cellules comme le montre la figure 3.10 pour le cas de référence.

Dans le cas pollué, cette réalimentation du système est réduite provoquant, alors, des cellules en fin de cycle (équivalentes aux cellules D et E sur la figure 3.10) beaucoup moins intenses.

3.4.4 Étude de la formation des gouttelettes

Afin de comprendre également le rôle du nombre des aérosols, ainsi que leur solubilité, sur la formation des gouttelettes nuageuses dans les cellules convectives simulées, la même analyse statistique a été répétée. Les résultats sont illustrés par la figure 3.20. Nous pouvons voir par cette étude que :

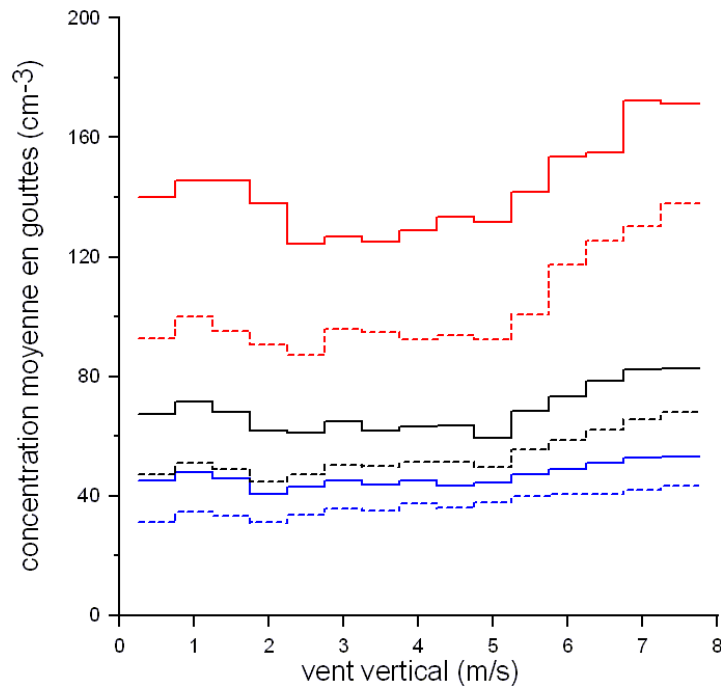


FIG. 3.20 – Concentration moyenne des gouttes en fonction du vent vertical pour les cas de référence (en noir), pollué (en rouge) et propre (en bleu) avec une solubilité en particules d'aérosol égale à 100% (lignes continues) et à 5% (lignes pointillées).

- la concentration moyenne en gouttes augmente avec la concentration en particules d'aérosol,
- la formation des gouttelettes diminue avec la solubilité des particules d'aérosol,
- le nombre de gouttes augmente nettement pour des vents verticaux supérieurs à 5 m s^{-1} .

La concentration moyenne en gouttes reste inférieure ou proche de 100 cm^{-3} pour la plupart des cas. Dans le cas pollué « 100% soluble » le nombre de gouttes est légèrement plus important car il est d'environ 150 cm^{-3} .

Ces résultats sont en accord avec notre connaissance actuelle sur la nucléation et la croissance des gouttelettes : une concentration élevée en CCN cause une plus haute concentration en gouttelettes (Albrecht, 1989); une augmentation de la solubilité des particules d'aérosol les aide à se comporter comme noyaux de condensation (Reutter et al., 2009); une augmentation des vents verticaux provoque une augmentation de la sursaturation nuageuse et ainsi plus d'activation de gouttelettes. Cette augmentation

est légèrement plus importante lorsque $w > 5 \text{ m s}^{-1}$ car le nombre de points considérés pour l'étude statistique est nettement inférieur sur cet intervalle.

Le peu d'évolution des courbes $N_{drop}(w)$ sur l'intervalle entier des vitesses verticales de la figure 3.20 reste néanmoins surprenant, spécialement pour les plus faibles sursaturations de la figure 3.18 qui laissaient entendre une tendance légèrement différente.

Si nous représentons le nombre de gouttes en fonction de la sursaturation, cela mène aux mêmes résultats que ceux présentés sur la figure 3.20. En effet le nombre de gouttelettes change, seulement très peu, avec la sursaturation sur l'intervalle allant de 0 à 1%. Nous nous abstenons cependant, des analyses d'un « tracé de Twomey » ($N_{drops} = CS^k$) car l'ensemble des données que nous obtenons de nos modélisations ne correspond pas seulement aux parcelles nuageuses nouvellement formées comme cela est supposé dans l'approche de Twomey (1974). Nos données contiennent aussi, des parcelles nuageuses qui ont déjà été mélangées avec un environnement dépourvu de nuages ou des parcelles qui auparavant, ont subi un ou plusieurs cycles de sous- ou sursaturation.

3.4.5 Étude de la densité de probabilité de la sursaturation

Afin de comprendre au mieux le comportement des différents cas étudiés, la condition sur la sursaturation $S \geq 0\%$ a été élargie dans cette analyse, étudiant ainsi les points de grille nuageux situés dans un air sous-saturé avec des humidités relatives pouvant aller jusqu'à 98.5%. La condition dite nuageuse : $LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$ a été maintenue. Cependant, nous avons supprimé la condition sur l'intensité des mouvements ascendants ($w > 0 \text{ m s}^{-1}$).

Les distributions de densité de probabilité pour la sursaturation ont été calculées en utilisant des intervalles ΔS également espacés de 0.1% sur un intervalle allant de - 1.5 à + 1.5% pour les six cas étudiés. Elles sont représentées sur la figure 3.21. Nous pouvons voir que pour la plupart des points nuageux, la sursaturation dominante se trouve entre 0 – 0.1% pour le cas pollué, entre 0.2 – 0.3% pour le cas continental et entre 0.3 – 0.4% pour le cas propre. Pour les cas utilisant des solubilités de particules d'aérosol de 5%, le comportement est similaire mais la position de la sursaturation maximale augmente de 0.1% pour tous les cas. Cette illustration confirme ainsi nos conclusions issues de la figure 3.18 pour l'air saturé.

La quantité totale de points trouvée pour chacun des six cas est aussi donnée dans le tableau 3.5. La fraction de points situés dans un environnement sous-saturé, est donnée dans la ligne intitulée $S < 0\%$. À cause de l'absence de restriction sur le vent et la sursaturation, la quantité totale de points pour l'air nuageux a augmenté d'un facteur 2 par rapport à l'étude précédente. Nous pouvons ainsi voir que le nombre de points nuageux varie seulement très peu entre les six différents cas. De la figure 3.21 et du tableau 3.5, nous pouvons ainsi voir que le système nuageux convectif du cas pollué « 100% soluble » se compose manifestement d'un quart sous-saturé alors que cela est moins fréquent pour tous les autres cas ($\approx 18\%$).

Par conséquent, nous pouvons conclure qu'en présence d'un grand nombre de particules d'aérosol solubles, les nuages convectifs contiennent un nombre important de gouttelettes. Ces gouttelettes provoquent un assez bas niveau de sursaturation dans le nuage. Dans celui-ci, les parcelles d'air sous-saturées sont aussi plus fréquentes que dans

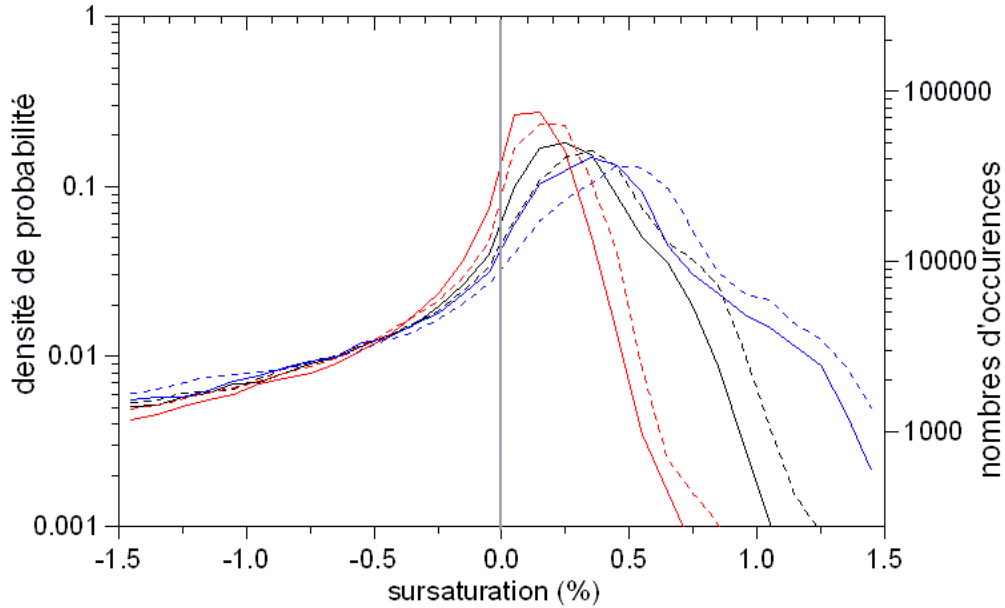


FIG. 3.21 – Densité de probabilité des points situés dans un environnement nuageux ($LWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$) en fonction de la sursaturation pour les cas de référence (noir), propre (bleu) et pollué (rouge) avec une solubilité égale à 100% (lignes continues) et à 5% (lignes pointillées). L'axe de droite donne le nombre d'occurrences pour le cas de référence « 100% soluble ».

n'importe quelle condition moins polluée en aérosols. Le bas niveau de saturation affecte la dynamique du nuage : les faibles sursaturations limitent la croissance par condensation des gouttelettes, par laquelle moins de chaleur latente est libérée et ainsi l'air nuageux a une flottabilité réduite comme cela a déjà été indiqué par la figure 3.19.

3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons utilisé DESCAM 3D pour simuler un système nuageux convectif moyenne observé pendant la campagne de mesure COPS qui a eu lieu à la frontière franco-allemande en été 2007. Les cellules ont été initiées sur les Vosges et y ont persisté pendant environ 1 h arrosant ainsi une surface au sol d'environ 340 km^2 . Les champs de réflectivité radar et la quantité de pluie au sol simulés sont en accord avec les observations du radar en bande X et de Poldirad et avec le pluviomètre de Le Hohwald, même si les PDF de la réflectivité des deux radars sont légèrement différentes. Nous avons examiné le rôle de la concentration et de la solubilité des particules d'aérosol sur l'évolution du nuage et sur la formation des précipitations associées.

Tout d'abord, en ce qui concerne le rôle du nombre des aérosols, nous pouvons conclure qu'une augmentation de la concentration en particules est le paramètre principal influençant la formation des précipitations. L'ajout en particules affecte en premier les caractéristiques microphysiques dans le nuage convectif en diminuant la sursaturation, la croissance par condensation ainsi que l'efficacité de collision-coalescence. Nos résultats de modélisation démontrent que la pluie dans son ensemble diminue à cause d'aussi bien, une perte en intensité de la pluie que d'une réduction de la surface arrosée. L'augmentation en nombre de particules d'aérosol peut toutefois provoquer localement

une augmentation du cumul de pluie au sol. Cependant, en faisant des moyennes spatiales et temporelles sur l'évènement précipitant dans son ensemble, les précipitations diminuent toujours.

Ensuite, diminuer la solubilité des particules d'aérosol provoque une augmentation des précipitations : moins d'aérosols sont activés en gouttelettes, une sursaturation plus élevée existe donc et permet une croissance des gouttelettes plus intense provoquant alors des efficacités de collision-coalescence plus importantes. Comme l'effet de la diminution de la solubilité des aérosols neutralise celui de l'augmentation en leur concentration, on peut faire l'hypothèse que la réduction des précipitations au sol dans l'atmosphère polluée pourrait partiellement être compensée si les aérosols étaient principalement composés de carbone et seraient ainsi plus insolubles.

Le comportement des précipitations au sol lors de la modification du nombre des particules d'aérosol est cohérent en **moyenne** avec la théorie sur l'effet indirect des aérosols (Twomey, 1974; Albrecht, 1989). Cependant, les interactions aérosols-nuages-précipitations sont plus complexes car **localement** le comportement de ces précipitations est contraire à la théorie sur l'effet indirect. De même, lorsque la solubilité des particules d'aérosol diminue, l'efficacité des aérosols à se comporter en noyaux de condensation (CCN) diminue également. L'effet de cette diminution de la solubilité est similaire à une baisse de la concentration en nombre des particules d'aérosol. De nouveau, le comportement des précipitations au sol est en moyenne cohérent à l'effet indirect mais, localement, ce comportement peut être contraire.

De plus, cette analyse a démontré que le nombre et la solubilité des aérosols n'influencent pas seulement les processus microphysiques mais également la thermodynamique et la dynamique du nuage. Le processus clé pour la dynamique est la libération de la chaleur latente qui décroît avec un nombre excessif de gouttelettes. Par conséquent, la flottabilité de l'air devient moins importante et les processus d'ascendance perdent de leurs intensités. Ainsi l'occurrence des points nuageux peut être diminuée de plus de 20%. Le déclin en chaleur latente est aussi une conséquence de la réduction en sursaturation présente dans les nuages pollués. Lorsque les particules d'aérosol sont solubles, elles utilisent déjà des quantités importantes de vapeur d'eau dans une phase non-activée (point de déliquescence). Comme les particules sont vraiment nombreuses dans le cas pollué, le rapport de mélange en vapeur d'eau est réduit et l'humidité relative dans les cellules convectives reste le plus souvent au-dessous de 100%. De grandes parties du nuage restent dans un état de sous-saturation avec des quantités gigantesques de particules humidifiées de type brume, incapables de contribuer d'une manière importante à la formation des précipitations convectives.

Dans l'ensemble, la quantité totale de précipitation au sol a seulement varié modérément pour la plupart des scénarios examinés. Les différences les plus drastiques ont lieu entre le cas propre avec des aérosols presque insolubles et le cas pollué avec des aérosols totalement solubles (tableau 3.4). Ces deux scénarios ont toutefois un caractère purement académique, puisque les particules d'atmosphères marines et propres proviennent principalement de la surface de la mer, et sont préférentiellement solubles, alors que dans les atmosphères polluées, des particules insolubles issues par exemple de sources anthropiques peuvent être présentes (Warneck, 2000; Andreae et Rosenfeld, 2008).

Chapitre 4

Étude de l’initiation des systèmes orographiques lors de COPS

La campagne de mesures COPS avait pour objectif principal de comprendre la formation des systèmes orographiques, mais également, d’améliorer leur représentation dans les modèles de prévision. Comme, nous l’avons déjà dit, les systèmes convectifs orographiques peuvent produire de fortes précipitations qui engendrent localement des inondations destructrices.

Dans le chapitre précédent, nous avons plus particulièrement étudié la phase de maturation d’un système convectif orographique observé sur le relief des Vosges. Dans le contexte actuel de climat changeant, nous avons également étudié l’impact des propriétés physiques et chimiques des particules atmosphériques sur les précipitations orographiques. Néanmoins, il est tout aussi important de comprendre les phénomènes de formation et l’influence du relief sur ces systèmes nuageux.

La modélisation apparaît, là encore, comme un outil complémentaire aux observations pour comprendre les différents mécanismes permettant la formation des précipitations orographiques ainsi que leur répartition au sol. Cependant, les processus physiques responsables, comme la convection, ne sont, en général, pas très bien représentés dans la plupart des modèles. Ces phénomènes physiques se produisent à une échelle locale qui demande l’utilisation de résolutions horizontales suffisamment élevées pour que les modèles puissent les reproduire (Cosma et al., 2002). De plus, la présence de reliefs peut modifier les résultats de la modélisation (Zängl, 2002; Schwitalla, 2008).

Ce chapitre a pour but d’analyser les conditions météorologiques nécessaires à la formation des systèmes convectifs orographiques et de comprendre le rôle du relief sur leur initiation. Pour atteindre cet objectif, nous utiliserons la représentation « bulk » de la microphysique du modèle de Clark (Clark, 1977; Clark et Hall, 1991; Clark et al., 1996) et une résolution spatiale fine. Cette version est plus rapide et presque aussi bien adaptée à l’étude de la dynamique des systèmes précipitants que la version « bin ». Ce modèle, décrit au chapitre 2, qui a déjà montré de bons résultats à fine échelle, peut fournir des éléments importants sur l’évolution du système nuageux (Wobrock et al., 2003; Leroy et al., 2009).

Ce chapitre est découpé en trois sections. Dans la première section, nous allons comparer les résultats des simulations aux observations disponibles, qui sont principalement

des observations radar. Ensuite, nous étudierons les principaux mécanismes ainsi que les effets de la topographie qui déterminent la formation de la convection. Enfin, l'ensemble des conclusions sera détaillé dans la dernière section.

4.1 Modélisation de situations vosgiennes

Au cours de COPS, [Hagen et al. \(2011\)](#) ont classé, selon les observations radar, les précipitations convectives en deux catégories : sur les crêtes des Vosges ou sous le vent des Vosges. Nous avons donc décidé d'étudier deux cas qui se sont formés sous le vent des Vosges (cas des 18 juillet et 13 août) et un cas qui s'est formé sur le relief des Vosges (cas du 12 août). Ce dernier cas, étant le même que celui étudié au chapitre précédent, nous pourrions également comparer l'impact de l'utilisation d'une microphysique « bulk » ou détaillée sur la représentation des précipitations au sol.

4.1.1 Contextes synoptiques

La situation synoptique du **18 juillet 2007** (IOP-9a) se décompose en plusieurs perturbations. Un léger vortex polaire centré approximativement sur la Scandinavie a induit une situation dépressionnaire à moyenne et haute altitudes sur une large zone qui s'étendait de la mer du Nord au Sud-Ouest des îles britanniques et se dirigeait vers les Açores. Cette dépression ainsi que des anticyclones situés sur l'Afrique du Nord, la mer Méditerranée et le Sud-Est de l'Europe ont provoqué un puissant flux de Sud-Ouest allant de la péninsule Ibérique à la Baltique en passant par l'Europe de l'Ouest, et ainsi par la région de COPS. La figure 4.1 montre la situation au sol à 12h UTC. Ce flux sépare l'air chaud et humide, situé au-dessus de l'Europe de l'Est, de l'air plus froid et stable des îles britanniques. Néanmoins, le forçage de grande échelle reste faible. Après le passage de nuages et précipitations la veille sur la zone de COPS, quelques systèmes convectifs de courte durée se sont formés à l'Est des Vosges aux environs de 17h00 UTC.

La situation synoptique du **12 août 2007** (IOP-15a) est représentée sur la figure 3.3 (voir chapitre 3, à la page 56). Un système dépressionnaire situé sur l'Écosse s'approchait de la zone de COPS. Le vent de Sud-Ouest était faible à la surface. Au-dessus de 700 hPa, sa direction est devenue plus méridionale et son intensité a significativement augmenté. À la surface, l'air était chaud et à l'avant du front, quelques systèmes convectifs sont apparus sur l'Europe de l'Ouest. Sur la zone de COPS, pendant une grande partie de l'après-midi, des cellules se sont formées sur les crêtes Nord du massif des Vosges. Pour le **13 août 2007** (IOP-15b), la situation synoptique (visible sur la carte 4.1 de surface à 12 h UTC) est marquée par une situation dépressionnaire de hautes altitudes qui s'est formée au sud du Groenland et s'est déplacée vers l'Est rejoignant ainsi la zone dépressionnaire présente au-dessus de l'Écosse depuis la veille. Cette profonde zone dépressionnaire aux hautes altitudes (à 500 hPa) est passée au-dessus de la zone de COPS aux environs de la mi-journée. Quelques averses se sont alors formées juste en amont de la dépression. Le système précipitant le plus intense a eu lieu sur les pentes Est du Nord des Vosges vers 13h UTC et s'est dirigé en direction de la Forêt Noire traversant ainsi la vallée du Rhin.

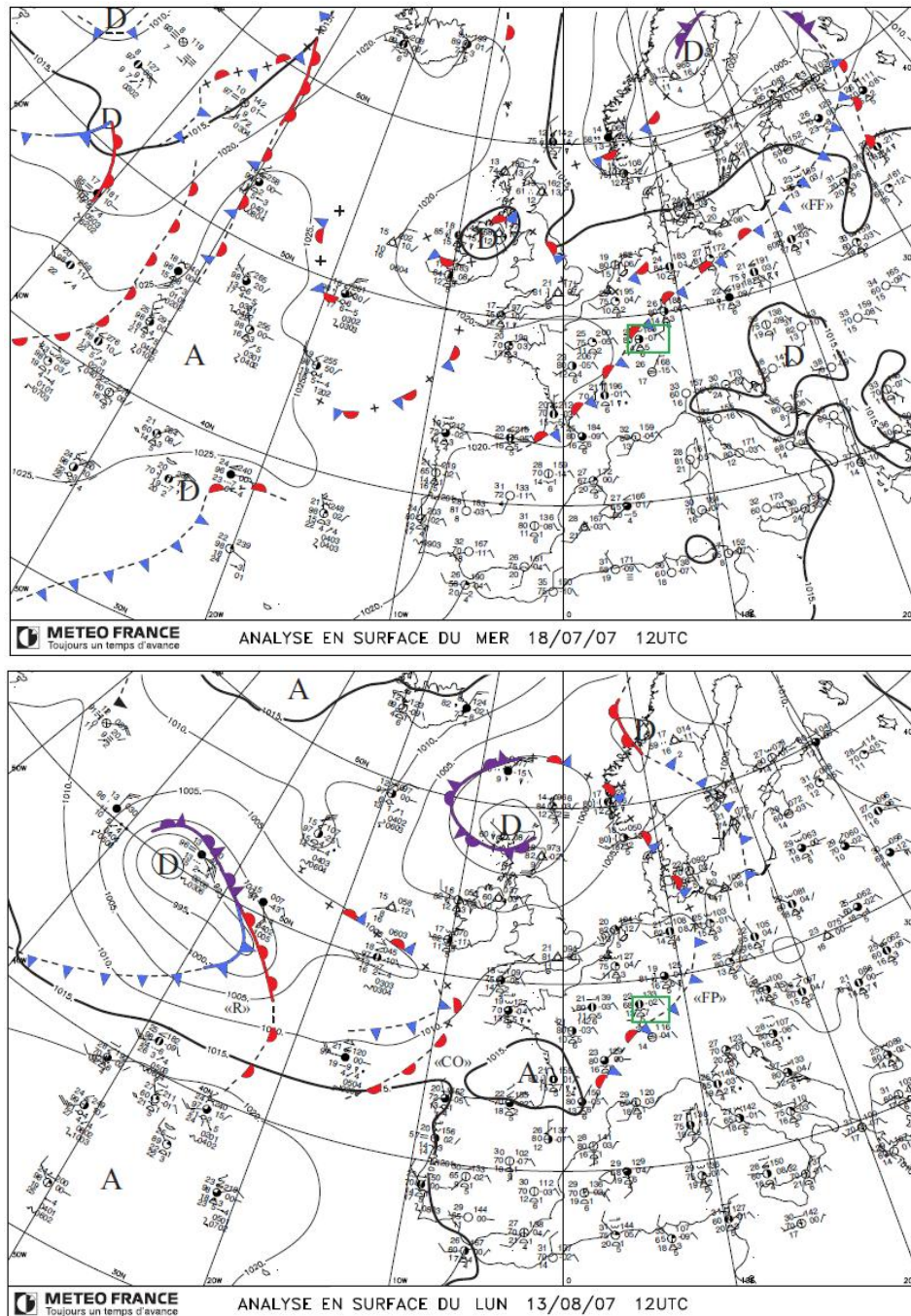


FIG. 4.1 – Cartes isobariques à la surface au-dessus de l'Atlantique Nord, le 18 juillet et le 13 août 2007 à 12h UTC, issues de Météo France. La zone de COPS est indiquée par le rectangle vert.

4.1.2 Conditions initiales

L'objectif de cette étude est de déterminer l'influence du relief et les différents mécanismes physiques qui favorisent l'initiation des trois systèmes orographiques étudiés dans ce chapitre. Pour cette étude, nous avons utilisé une démarche similaire de modélisation lors de l'initialisation des trois différents cas.

a) Propriétés des domaines

Lors de précipitations convectives, les mécanismes qui engendrent la convection sont locaux et peuvent subir une influence des grandes échelles. Pour conserver l'influence des données des grandes échelles, nous avons donc utilisé trois domaines imbriqués ayant une résolution de plus en plus fine.

Le premier domaine a une résolution horizontale de 4 km sur une superficie de $384 \times 256 \text{ km}^2$ et s'étend sur 16 km verticalement avec une résolution de 400 m. Le second domaine centré sur le massif des Vosges s'étend sur $130 \times 130 \text{ km}^2$ horizontalement avec une résolution de 1 km (voir figure 3.1a). Le troisième domaine ayant une surface de $64 \times 64 \text{ km}^2$ avec une résolution de 250 m est imbriqué dans le second domaine afin de zoomer sur la zone d'intérêt. La figure 4.2 montre, par exemple, le troisième domaine du cas du 12 août qui est centré sur le massif nord des Vosges. Le troisième domaine utilisé pour les cas du 18 juillet et du 13 août est centré sur la position du radar en bande X.

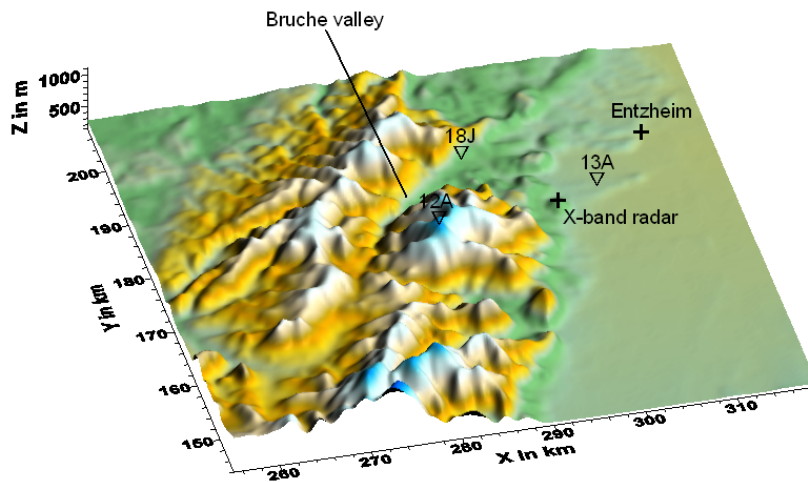


FIG. 4.2 – Carte topographique du troisième domaine utilisé pour les simulations du cas d'étude du 12 août. Les triangles indiquent les points de formation de la convection pour les cas du 18 juillet (18J) et 12-13 août 2007 (12A-13A).

La résolution verticale des deux derniers domaines est de 200 m. Cette résolution verticale est relativement grossière pour les basses couches mais permet une meilleure résolution que les modèles de prévision au sein du nuage.

Les flux de chaleur latente et sensible sont calculés selon [Mahrer et Pielke \(1977\)](#) en fonction de l'altitude, de l'inclinaison solaire et de l'orientation des pentes du terrain. Les hétérogénéités de surface, telles que la végétation, ne sont pas prises en compte dans le modèle de Clark.

Dans le modèle de Clark (Clark et al., 1996), la couche limite de surface est caractérisée par un profil de vent qui varie logarithmiquement (voir Stull, 1988, pour plus de détails) selon l'équation 4.1 suivante :

$$\frac{U}{u_*} = \left(\frac{1}{k}\right) \ln \frac{z}{z_0} \quad (4.1)$$

Où k est la constante de van Karman, de valeur 0.4, et z_0 est la rugosité de la surface supposée égale à 2 m dans les zones montagneuses. L'échelle de vitesse u_* est appelée vitesse de frottement. U et z correspondent au vent et à la hauteur à la surface.

La formule 4.1 peut être inversée pour calculer la tension du vent τ_0 en fonction de la vitesse du vent dans les plus basses couches et de la rugosité de la surface. On arrive à :

$$\tau_0 = \rho C_d U^2 \quad (4.2)$$

La forme du coefficient de traînée est basée sur la théorie de la similitude et est donnée selon l'expression 4.3 :

$$C_d = \left(\frac{k}{\ln \frac{z}{z_0}}\right)^2 f_m \left(R_i, \frac{z}{z_0}\right) \quad (4.3)$$

La fonction f_m , qui est fonction du coefficient de traînée et du nombre de Richardson, représente l'influence de la stabilité atmosphérique et est donnée par :

$$f_m = \begin{cases} 1 - \frac{10R_i}{1+75C_d\sqrt{1+\frac{z}{z_0}|R_i|}} & \text{si } R_i < 0 \\ \frac{1}{1+\frac{10R_i}{\sqrt{1+5|R_i|}}} & \text{si } R_i > 0 \end{cases}$$

Le nombre de Richardson correspond au rapport des forces de flottabilité et d'inertie. Si R_i est positif, il caractérise une stratification stable, et dans le cas contraire, il traduit une instabilité dynamique et statique.

b) Conditions thermodynamiques

Pour décrire l'état initial de l'atmosphère, nous avons utilisé les données de grande échelle issues du modèle de ré-analyses du CEPMMT (ou ECMWF en anglais)¹(Simmons et al., 2007). Ce modèle combine par assimilation, les observations réelles de radiosondage avec un modèle physique de l'atmosphère à grande échelle. Cette assimilation nous permet d'obtenir des profils thermodynamiques sur un maillage régulier, ici, tous les demi-degrés de latitude et longitude, et toutes les 6 heures. Les différents orages ayant eu lieu dans l'après-midi, nous avons choisi d'utiliser les données ECMWF de 12h UTC. Les données d'ECMWF de 6h UTC ne permettaient pas la formation de systèmes nuageux. Enfin, pour maîtriser la stabilité numérique du modèle, nous avons diminué les flux de chaleur surfaciques durant son « spin-up ».

En comparant les sondages mesurés pour chaque cas avec le point de grille le plus proche de ECMWF, nous avons pu remarquer que les données de basses couches étaient

1. Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (ou European Center for Medium-Range Weather Forecasts)

plus sèches dans les ré-analyses de l'ECMWF. Ce manque en humidité permettait la formation de systèmes nuageux avec une faible intensité. Nous avons donc remplacé le point de grille du second domaine le plus proche du système précipitant (aux environs du point 7.5°E et 48.5°N visible sur la figure 3.1a) par un radiosondage observé. Nous avons utilisé, pour le cas du 18 juillet, le radiosondage du super-site de Meistratzheim qui a été réalisé à 17h UTC. Ce radiosondage est représenté sur la figure 4.3a. Cependant, pour les situations des 12-13 août 2007, il n'y avait plus de radiosondage effectué sur ce site. Nous avons donc utilisé le radiosondage le plus proche, qui caractérise la masse d'air arrivant sur la zone de COPS, à savoir les sondages de Nancy de 12h UTC, représentés sur les figures 4.3b et 4.3c. Nous n'avons pas seulement utilisé le radiosondage mesuré

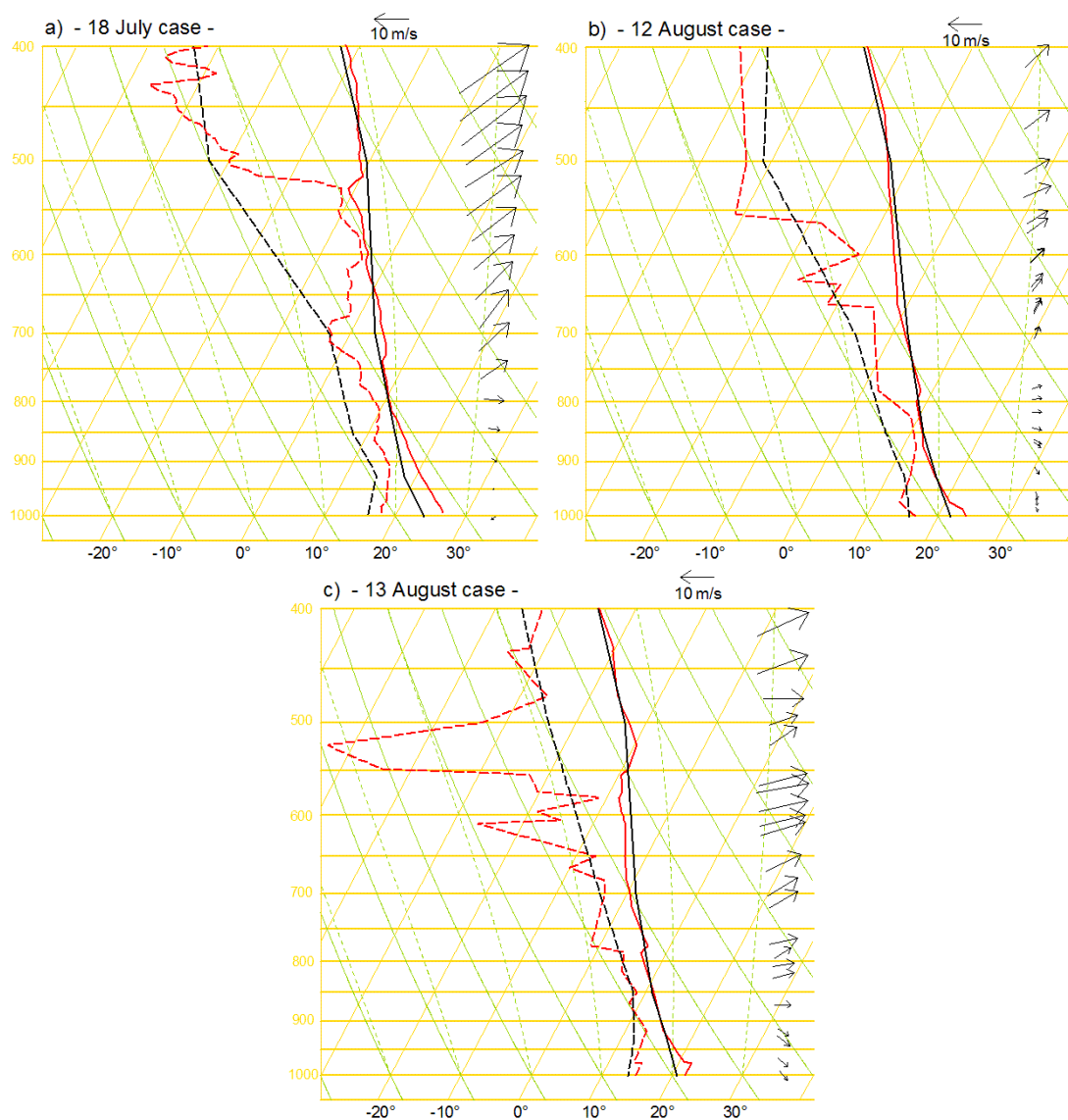


FIG. 4.3 – Profils de température (ligne continue) et de température du point de rosée (ligne pointillée) des sondages issus des analyses d'ECMWF (en noir) et des sondages observés (en rouge) : (a) à Meistratzheim, le 18 juillet 2007, à 17h00 UTC ; à Nancy, à 12h00 UTC, (b) le 12 août 2007 et (c) le 13 août 2007. Les flèches représentent l'intensité et la direction horizontale du vent observées pour chacun des différents sondages.

pour initialiser chacune de ces situations (comme dans le chapitre 3) car le domaine utilisé dans ces simulations est beaucoup trop large.

On peut remarquer grâce à la figure 4.3 que les radiosondages issus des ré-analyses d’ECMWF ont, en effet, un déficit important en humidité dans les couches proches de la surface. Il a donc été nécessaire de modifier, jusqu’à 850 hPa, l’humidité ainsi que la température du sondage d’ECMWF par les valeurs mesurées.

Le radiosondage mesuré le **18 juillet** (figure 4.3a) montre que les profils de température et d’humidité sont proches des conditions adiabatiques pour les premiers 1500 m. L’atmosphère est presque neutre à proximité de la surface et sous une instabilité dite « convective² » au-dessus. L’instabilité convective est due à l’augmentation de la température potentielle (θ) alors que la température du thermomètre mouillé (θ_w) diminue. Cette instabilité convective favorise les développements verticaux seulement sous certaines conditions de forçage comme le déclenchement orographique ou le mélange thermique local. Ce sondage montre aussi que l’humidité est très importante jusqu’à 500 hPa.

Le sondage du **12 août** (figure 4.3b) n’est pas très différent. En effet, les basses couches de l’atmosphère se décomposent en trois couches instables. Entre deux couches d’instabilité convective (à ≈ 975 hPa) se trouve une couche d’instabilité absolue (θ diminue et θ_w diminue) de 50 hPa d’épaisseur où les mouvements verticaux se développent spontanément et s’amplifient.

Enfin, le radiosondage du **13 août** (figure 4.3c) peut aussi être décomposé en plusieurs couches : la première couche qui s’étend de la surface à 925 hPa est adiabatique si l’on ne considère pas le point à 975 hPa et la seconde située au-dessus est sous une instabilité convective.

Les directions du vent dans les premiers 1500 m sont de Nord-Nord-Est pour le 18 juillet, de Sud-Ouest pour le 12 août et de Nord-Ouest pour le cas du 13 août. Les observations du vent sont en accord avec les valeurs d’ECMWF qui ont d’ailleurs été utilisées dans le modèle.

Enfin, pour décrire les flux de chaleur latente et sensible, nous avons utilisé les valeurs données par [Eigenmann et al. \(2009\)](#) qui ont été mesurées à midi durant la campagne COPS. Par conséquent, les valeurs sont respectivement, pour les flux de chaleur sensible et latente, de 70 W m^{-2} et 250 W m^{-2} pour chacun des cas, aux altitudes correspondant à la vallée du Rhin. Au-dessus du relief, ces deux flux sont calculés selon [Mahrer et Pielke \(1977\)](#) en fonction de l’inclinaison solaire et de l’orientation des pentes du terrain.

c) Explications des démarches d’initialisation du 12 août 2007

Comme nous pouvons le voir, dans ce chapitre nous allons, à nouveau, étudier le système convectif observé le 12 août lors de la campagne COPS mais avec des objectifs différents. Dans le précédent chapitre, nous avons comme objectif d’étudier le comportement microphysique (ou des hydrométéores) du système convectif alors que dans ce chapitre, nous allons nous focaliser sur l’étude de la convection à fine échelle lors de la formation du système précipitant et comprendre l’influence du relief. Les objectifs étant différents, la démarche de modélisation l’est aussi. En effet, on peut remarquer que dans ce chapitre, pour étudier la convection, nous avons un dimensionnement mais également des données initiales d’entrée différentes. Les compromis de modélisation sont à l’origine de ces différentes initialisations. En effet, pour avoir une meilleure étude microphysique, nous avons dû utiliser la représentation la plus détaillée des hydrométéores que nous

2. Les termes liés à la stabilité sont ceux utilisés dans [Triplet et Roche \(1986\)](#).

avons à notre disposition, à savoir le modèle détaillé DESCAM-3D. Dans ce cas de figure, pour étudier la convection afin d'obtenir une meilleure représentation dans les modèles de prévision, il a été préféré d'utiliser un modèle microphysique « bulk » moins gourmand en temps de calcul. Comme le schéma « bulk » de la microphysique fournit des simulations plus rapides, nous avons imbriqué 3 domaines avec une aire maximale de $384 \times 256 \text{ km}^2$ permettant d'utiliser 35 sondages issus des données d'ECMWF, puisqu'ils sont fournis tous les 0.5° de longitude et latitude. En raison de la grande superficie de ce domaine, nous avons utilisé les données à grande échelle d'ECMWF alors que nous avons utilisé un seul sondage local dans la situation du chapitre précédent qui avait un domaine plus petit. De plus, dans le chapitre précédent, afin d'initialiser la convection, nous avons imposé une bulle d'air chaud et humide à la surface qu'il est impossible d'appliquer dans ce cas sans provoquer de perturbation lors de la formation de la convection du système, qui est le processus que nous voulons étudier.

4.1.3 Comparaisons entre observations radar et simulations

Afin de vérifier les capacités numériques à reproduire les structures convectives fournies par les observations de haute résolution du radar en bande X (voir section 3.1.1), nous allons comparer les résultats des différentes simulations avec les observations radar.

Pour comparer avec les observations radar, nous allons utiliser la réflectivité radar normalisée Z_{dBZ} :

$$Z_{dBZ} = 10 \log \left[\frac{Z [mm^6 m^{-3}]}{1 mm^6 m^{-3}} \right] \quad (4.4)$$

Les réflectivités radar sont calculées, dans le schéma bulk de la microphysique, selon [Straka et al. \(2000\)](#) à l'aide de deux relations Z-R : $Z [mm^6 m^{-3}] = aR^b$, suivant la nature des hydrométéores précipitants (pluie ou grêle). Pour faciliter les comparaisons, les résultats des simulations sont présentés selon la même coupe PPI que celle du radar en bande X. De plus, les réflectivités radar (dBZ) simulées à l'extérieur de la zone de mesure du radar ne sont pas représentées.

La figure 4.4 montre les réflectivités radar simulées et observées par le radar en bande X pour les différents cas d'étude : 18 juillet et 12-13 août 2007. Nous avons étudié les cellules précipitantes des différents cas, sur leurs phases de formation et de maturation. Nous avons, toutefois, décidé de représenter ces cellules à un pas de temps caractérisant les premières minutes de formation des précipitations.

a) 18 juillet 2007 : Initiation sous le vent des Vosges.

Au cours de l'après-midi du 18 juillet, un système convectif s'est formé dans la zone de mesure du radar en bande X entre 16h50 et 18h UTC. La figure 4.4a montre les réflectivités radar simulées et observées, respectivement, à 10 min et 12 min après le début des précipitations. Le système précipitant s'est formé 15 km au Nord du radar en bande X et se déplace vers le Nord-Est, c'est-à-dire au Nord de Strasbourg (5 km à l'Est d'Entzheim, aéroport de Strasbourg). Par conséquent, la cellule simulée est proche de celle observée tant par son intensité, sa formation et son évolution (pas illustrée).

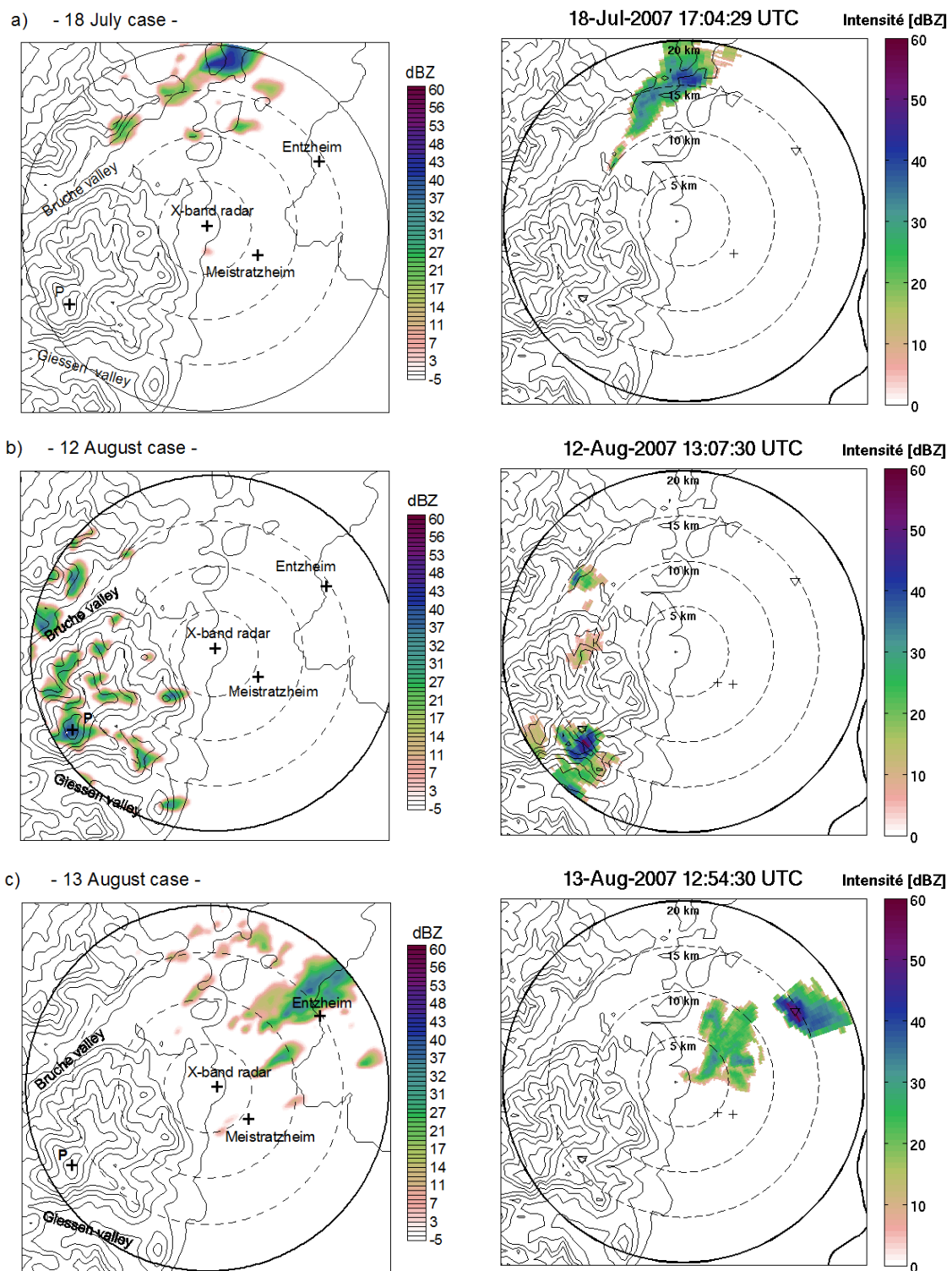


FIG. 4.4 – Comparaison entre les réflectivités radar modélisées (à gauche) et observées (à droite) à l'aide du radar en bande X pour les cas du 18 juillet (a), et des 12-13 août (b, c). Les observations choisies pour les cas du 18 juillet et des 12-13 août ont été respectivement observées à 17h04, 13h07 et 12h54 UTC. Les résultats de simulation correspondant sont choisis 10 min, 5 min et 5 min après le début des précipitations. Ces comparaisons permettent de montrer l'initiation des systèmes convectifs. Le point P représente le sommet appelé « Champ de Feu » dans les Vosges du Nord.

b) 12 août 2007 : Initiation sur les crêtes vosgiennes.

Le système nuageux du 12 août 2007 se forme dans le quart sud-ouest de la zone d'observation du radar en bande X à 12h59 UTC et se déplace vers le centre de cette zone de mesure alors que son intensité diminue. La cellule convective disparaît à 14h30 UTC au-dessus de la position du radar en bande X. La figure 4.4b montre le champ de réflectivité radar mesuré à 13h07 UTC et modélisé 5 min après le début des précipitations. Nous pouvons voir un léger décalage d'environ 5 km entre les maxima d'intensité observés et simulés. Nous pouvons aussi remarquer que dans les observations plusieurs petites cellules se forment sur le relief alors que dans les simulations, ces cellules sont légèrement plus nombreuses. Cependant, lors de cette étape de formation, l'intensité et l'emplacement de la cellule dominante sont en accord avec les observations. L'ensemble du cycle de vie de ce système précipitant montre que la cellule principale se dirige en direction de la position du radar en bande X. Les simulations montrent la même évolution, puis elle disparaît à proximité du radar environ 100 min après le début des précipitations, soit environ 10 min de plus que dans les observations. Les cellules « secondaires » perdent rapidement de leur intensité.

Si l'on compare ces résultats avec ceux obtenus dans le chapitre 3, nous pouvons remarquer que le lieu de formation de la cellule est identique ainsi que leur évolution en direction de la position du radar en bande X. Cependant, si l'on compare les champs de réflectivité radar, on peut remarquer que celui obtenu avec le schéma microphysique « bulk » est plus morcelé que celui obtenu avec le schéma « bin » de la microphysique (comparaison, par exemple, entre les figures 4.4b et 3.7). De plus, l'intensité du champ de réflectivité radar simulé avec le schéma microphysique « bin » atteint un maximum d'environ 50 dBZ alors qu'il n'est que d'environ 45 dBZ avec le schéma « bulk » de la microphysique. Enfin, dans le cas « bulk », les pluies intenses (correspondant au maximum de la réflectivité radar) sont plus courtes (≈ 10 min) que dans la situation « bin » (≈ 35 min) présentée dans le chapitre 3.

Nous avons pu remarquer, grâce à la figure 3.11, que le système du 12 août 2007 simulé avec le schéma « bin » de la microphysique est composé de plusieurs cellules. Avec la représentation « bulk », nous pouvons voir sur la figure 4.5 qu'il existe également plusieurs cellules. Ces cellules sont cependant moins nombreuses (correspondant aux cellules B, D et E de la figure 3.11) et beaucoup moins intenses. La figure 3.11 montre que quatre cellules intenses se sont d'abord formées simultanément au-dessus du sommet « Champ de Feu » alors qu'une seule ne s'est formée dans la situation utilisant la microphysique « bulk ». Ensuite, la cellule D issue de la représentation « bin » continue de fournir des précipitations durant 30 min. Au contraire, la même cellule dans la représentation « bulk » fournit des précipitations seulement durant 15 min. Le comportement est similaire pour la cellule correspondant à la cellule E de la figure 3.11. Ainsi, les différentes cellules formées dans la représentation « bulk » ont une phase de maturation beaucoup plus courte que dans la situation du chapitre 3 utilisant une représentation « bin ».

La figure 4.5 montre la quantité de pluie au sol simulée pour la période de 13h-14h40. Nous pouvons remarquer que les précipitations ont essentiellement arrosé le sommet « Champ de Feu » situé au Nord des Vosges. Si nous comparons cette répartition de pluie au sol avec celle obtenue lors des simulations utilisant la microphysique détaillée,

réalisées au chapitre précédent, nous pouvons remarquer que la surface arrosée est légèrement plus étendue dans le cas qui utilise la microphysique « bulk ». Néanmoins, l'intensité des pluies dans le cas « bulk » est beaucoup moins intense que dans le cas détaillé (voir figure 3.10).

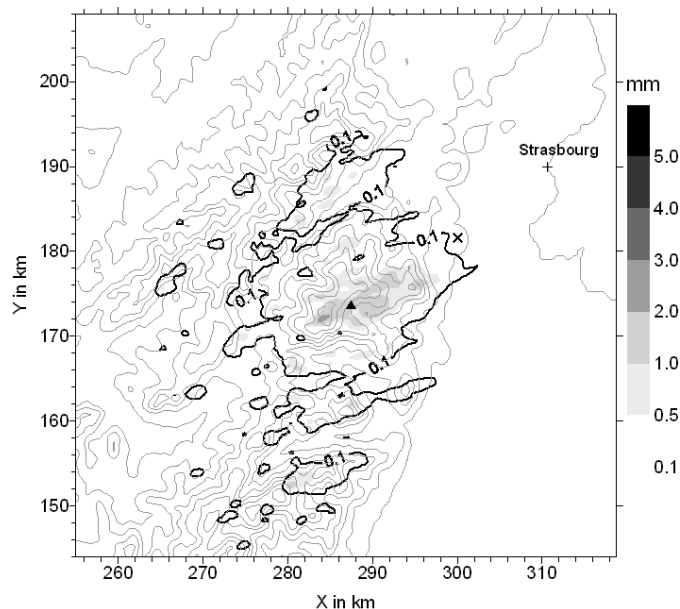


FIG. 4.5 – Cumul de pluie au sol après 90 min de simulation pour le cas du 12 août 2007 avec l'utilisation du schéma « bulk » de la microphysique. Le triangle noir représente le pluviomètre situé au Hohwald et la croix noire symbolise la position du radar en bande X.

Le tableau 4.1 montre les résultats des simulations utilisant soit la microphysique détaillée (voir chapitre 3) soit la microphysique « bulk ». La pluie maximale absolue est de 7.42 mm pour le cas détaillé et de seulement 2.65 mm pour le cas « bulk ». L'accumulation moyenne de pluie suit la même tendance. À l'aide du tableau 4.1, nous pouvons aussi détecter une augmentation d'un facteur 1.5 de la surface arrosée dans le cas « bulk ». La pluie est en moyenne 4 fois moins importante dans ce cas, cependant, la quantité totale d'eau tombée au sol dans le cas « bulk » est, tout de même, de 0.21 Mt (soit ≈ 2.8 fois moins que dans le cas détaillé).

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le système convectif du 12 août 2007 a arrosé le pluviomètre situé au Hohwald apportant un cumul de pluie de 5.2 mm, d'après les observations. Avec la simulation détaillée, l'estimation de ce cumul est du même ordre de grandeur mais avec la simulation « bulk », cette sous-estimation atteint 70%.

		Cumul max (mm)	Pluie moyenne (mm)	Surface arrosée (km ²)	Pluie totale (Mt)	Cumul à Le Hohwald (mm)
Schéma	« bin »	7.42	1.74	337	0.59	5.1
	« bulk »	2.65	0.40	518	0.21	1.5

TAB. 4.1 – Valeurs totales, maximales et moyennes des pluies, ainsi que l'aire arrosée après 1.5 h de précipitations pour le cas du 12 août 2007 simulé avec une représentation « bin » (voir tableau 3.4 du chapitre 3) et « bulk » de la microphysique. La quantité totale de pluie (en Mégatonnes) et la surface arrosée ont été calculées en prenant en compte tous les points de surface ayant un cumul de pluie > 0.1 mm.

Ainsi, en comparant les observations radar avec les résultats de simulation « bulk », nous pouvons remarquer que le modèle reproduit convenablement la formation et l'évolution de la cellule convective mais sous-estime largement la quantité de pluie. On peut donc constater que la microphysique « bin » donne des résultats supérieurs, même avec un cadre dynamique légèrement plus simplifié. Il serait alors préférable d'utiliser une microphysique détaillée (qui est difficile pour des modèles de prévision) ou éventuellement utiliser d'autres schémas que celui de [Berry et Reinhardt \(1974a,b\)](#) plus appropriés.

c) 13 août 2007 : Initiation dans la vallée du Rhin.

Selon les observations radar du 13 août 2007, un système convectif se forme dans la vallée du Rhin au-dessus d'Entzheim à 12h40 UTC. Ce système reste stationnaire pendant 20 minutes alors qu'une seconde cellule convective de plus faible intensité se forme à proximité de la position du radar en bande X à 12h50. La figure 4.4c montre les observations radar à 12h54 UTC, soit 5 min après la formation des précipitations. Les deux cellules y sont représentées, la première au-dessus d'Entzheim et la seconde proche du radar en bande X. Ensuite, la cellule proche du radar se déplace vers l'Est et se rassemble à la première cellule pour n'en former plus qu'une. Cette dernière formée se déplace en direction de Strasbourg et poursuit son trajet dans la vallée du Rhin.

Dans les simulations, comme pour les observations, une première cellule se forme près d'Entzheim et reste stationnaire. Après 10 min, une seconde cellule se forme 5 km à l'Est du radar en bande X. La figure 4.4c montre la situation 5 min après la formation de la seconde cellule. Avec les champs de réflectivité radar observé et simulé, nous pouvons remarquer que l'intensité de la première cellule, qui est plus étendue, est sous-estimée et que le point d'initiation de la seconde cellule est décalé d'environ 5 km à l'Est du radar en bande X. De plus, les extensions horizontales des deux cellules sont légèrement différentes des observations. La cellule simulée la plus au Nord-Est est légèrement plus étendue que celle observée, et la seconde cellule simulée est significativement moins étendue. Par la suite, les simulations montrent un comportement similaire aux observations, à savoir un déplacement vers l'Est de la seconde cellule, puis une réunification avec la première cellule et enfin, un déplacement de l'ensemble vers Strasbourg et la vallée du Rhin pendant environ 1.5 h. Ainsi, la comparaison entre les simulations et les observations pour le 13 août sont raisonnables.

4.2 Mécanismes présents dans la formation des systèmes convectifs

Nous allons maintenant analyser à l'aide d'études variées et quelques tests de sensibilité les mécanismes ainsi que les paramètres physiques présents dans la formation des différentes cellules convectives. Des comparaisons supplémentaires avec les observations issues du système d'analyse VERA et de la tomographie GPS permettront de confirmer les performances du modèle à reproduire les systèmes convectifs observés.

4.2.1 Initiation sur les crêtes : cas du 12 août

Les figures 4.6a et b montrent le vent vertical et horizontal pour les deux plus petits domaines. La figure 4.6a présente le vent simulé du second domaine à une altitude de 125 m (centre de la première couche verticale) **suivant le relief** tandis que la figure 4.6b montre le vent simulé du troisième domaine à **une altitude constante** de 1.2 km au-dessus du niveau de la mer. En accord avec le profil vertical du vent de la figure 4.3b, l'intensité moyenne du vent horizontal est assez faible avec des valeurs inférieures à $2\text{-}3\text{ m s}^{-1}$. De plus, le vent de surface en amont de la montagne souffle de Nord-Ouest et le vent à 1.2 km souffle en moyenne d'Ouest avec une intensité similaire aux basses couches. Ces comportements sont similaires au sondage de Nancy (figure 4.3b). La figure 4.6a montre que l'intensité du vent horizontal est élevée sur les sommets nord des Vosges. On peut, de plus, remarquer que le vent à la surface est très hétérogène. Une canalisation des vents de surface est visible dans la vallée du Rhin surtout entre Freiburg et Burnhaupt. Au Sud de Strasbourg, le vent de surface se divise en un flux allant vers l'Est sur les pentes de la Forêt Noire et un autre vers l'Ouest sur les pentes des Vosges. Cette divergence de flux pourrait être assimilée à un problème numérique car, comme le montre la figure 4.6a, elle se situe au bord du troisième domaine. Pour vérifier si cette divergence est également présente dans les observations, nous avons comparé les champs de vent à la surface avec les analyses VERA.

VERA (Vienna Enhanced Resolution Analysis, [Steinacker et al. \(2000\)](#)) est un système d'analyse à haute résolution des champs météorologiques sur un terrain complexe. Durant l'année 2007, les mesures des stations au sol des différents services nationaux de prévision en Europe Centrale ainsi que les données des réseaux de mesure temporaires mis en place lors des projets COPS et D-PHASE³ ont été utilisées. Ainsi les données de plus de 11000 stations réparties sur toute l'Europe Centrale ont pu être étudiées sur une base horaire utilisant une grille de 8 km de résolution. Les données ont été interpolées par différentes méthodes considérant à la fois l'hétérogénéité des stations, l'erreur systématique de mesure et l'erreur d'interpolation tout en évitant un biais important par rapport à la mesure initiale ([Steinacker et al., 2000](#); [Häberli et al., 2004](#); [Steinacker et al., 2006](#); [Dorninger et al., 2008](#); [Bauer et al., 2011](#)). La figure 4.7 montre l'intensité et la direction du vent obtenues par VERA sur une zone correspondant à notre troisième domaine de simulation, le 12 août 2007 à 14h UTC. Si l'on compare les résultats de VERA (figure 4.7) avec ceux obtenus lors de nos simulations (carré noir de la figure 4.6a), nous pouvons remarquer que la divergence de flux à la surface est également présente dans la vallée du Rhin. Elle semble, cependant, être 10 km plus à l'Ouest que dans les simulations. De plus, la figure 4.6a montre une convergence du vent de surface sur les sommets du massif vosgien (avec comme sommet principal « Champ de Feu »), qui est également visible dans les analyses de VERA. Cette convergence du vent horizontal de surface semble provoquer le développement d'un vent ascendant (dans l'intervalle de $0.15\text{-}0.50\text{ m s}^{-1}$) à la surface. D'après ces deux figures, nous pouvons donc voir que le vent horizontal simulé est proche de celui obtenu avec VERA. L'intensité simulée semble, cependant, être légèrement plus faible.

La structure du vent vertical est liée au relief puisque sur la figure 4.6a, nous pouvons remarquer que les vents ascendants et descendant supérieurs à $\pm 0.15\text{ m s}^{-1}$ sont

3. La campagne D-PHASE (Demonstration of Probabilistic Hydrological and Atmospheric Simulation of flood Events) s'est déroulée sur le massif des Alpes de juin à novembre 2007.

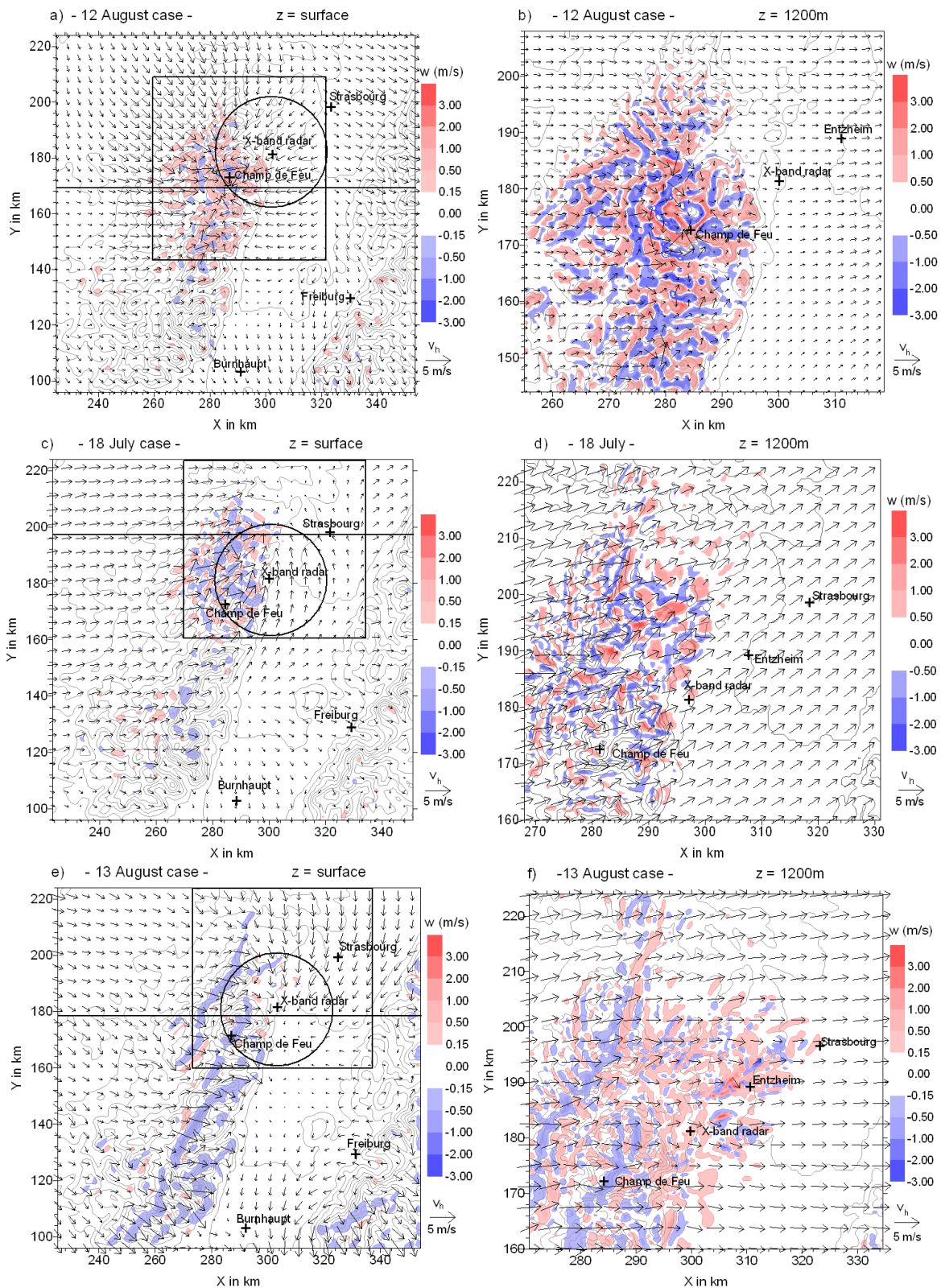


FIG. 4.6 – Vent vertical et vent horizontal (v_h) à la surface (à gauche) et à 1.2 km d'altitude (à droite) environ 5 min avant les premières précipitations. Le vent de surface est représenté pour le second domaine alors que le vent à 1.2 km d'altitude est pour le domaine le plus petit.

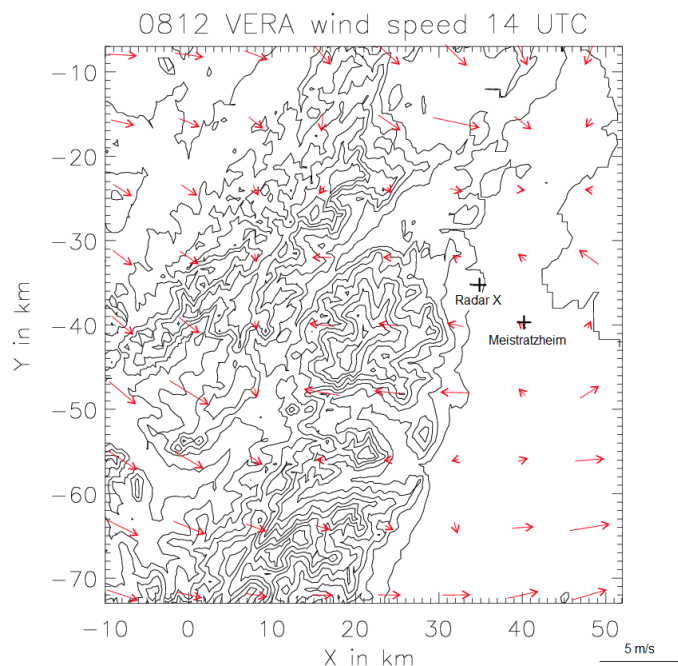


FIG. 4.7 – Champs instantanés de l’intensité et de la direction du vent horizontal à la surface issues du système d’analyse VERA (Vienna Enhanced Resolution Analysis) pour le 12 août 2007 à 14h UTC. Les coordonnées représentent la distance à l’origine en kilomètre. Cette origine a été fixée à proximité de Sarrebourg (France), au point $(48.8^\circ, 7.0^\circ)$.

essentiellement présents sur les Vosges. Nous remarquons à l’aide de la figure 4.6b correspondant aux trois composantes du vent à 1.2 km d’altitude que les mouvements ascendants mais aussi descendant se sont intensifiés avec l’altitude. Nous pouvons supposer qu’à cause de l’instabilité et de la convergence des vents horizontaux de surface, une forte activité convective se développe sur une grande partie des montagnes.

La figure 4.8 illustre une analyse de rétro-trajectoire des masses d’air de 20 min sur une zone de $10 \times 10 \text{ km}^2$ autour du « Champ de Feu », lieu où semble se former la convection. Pour faire cette étude, nous avons voulu savoir d’où venaient les différentes masses d’air présentes au moment de la convection à des altitudes comprises entre 1000 et 2000 m au-dessus du sol correspondant aux niveaux de formation du nuage et des précipitations. Nous avons donc étudié les rétro-trajectoires des parcelles d’air situées à ces altitudes. La figure 4.8 montre que certaines masses d’air situées dans la vallée du Rhin ($x > 285 \text{ km}$) sont déplacées vers l’Ouest durant les 20 minutes d’analyse. Au contraire, certaines masses d’air situées en amont de la montagne ($x < 283 \text{ km}$) sont déplacées vers l’Est. De plus, certaines rétro-trajectoires montrent que des masses d’air présentes dans les basses couches se déplacent vers les sommets du massif montagneux. Grâce à cette analyse de rétro-trajectoire à proximité du lieu de formation des précipitations, la convergence des masses d’air associée aux courants ascendants devient plus visible.

La figure 4.9a montre le rapport de mélange en vapeur d’eau 10 min avant le début des précipitations et selon une coupe verticale, proche du lieu de formation du système. Cette coupe verticale est représentée par le segment, en noir, sur la figure 4.6a. Nous pouvons voir que la valeur maximale au sol du rapport de mélange est environ de

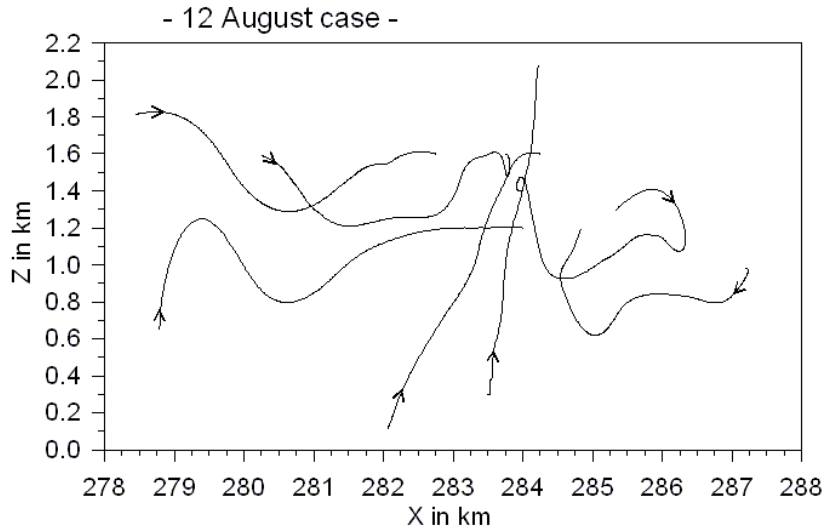


FIG. 4.8 – Coupe verticale des trajectoires convergeant à proximité du sommet Champ de Feu situé entre 283 et 285 km. Les rétro-trajectoires ont été déterminées au moyen des résultats de simulation pour le cas du 12 août 2007. L'axe des ordonnées représente la distance au sol.

11.5 g kg⁻¹ (ou 13.8 g m⁻³)⁴ à l'Est des Vosges alors qu'il n'atteint que 10 g kg⁻¹ (ou 12 g m⁻³) à l'Ouest du massif.

La figure 4.10a montre une coupe verticale (selon la latitude 45.41°N) à 13 h UTC, soit au début des précipitations, de la densité de vapeur d'eau fournie par une approche de tomographie GPS décrite dans Van Baelen et al. (2011). Cette coupe verticale de l'humidité, ainsi que celle simulée, passent par le sommet nord des Vosges. L'organisation simulée de l'humidité dans les basses couches de l'atmosphère est comparable à la répartition de l'humidité obtenue par tomographie GPS. En effet, le maximum d'humidité obtenu par tomographie GPS sur les contreforts Est des Vosges atteint 13 g m⁻³. Nos simulations surestiment donc légèrement cette valeur d'humidité.

En associant la figure 4.9a à la figure 4.8, nous pouvons supposer que le vent de surface déplace les masses d'air humides présentes dans la vallée du Rhin jusqu'au sommet du « Champ de Feu ». Cette alimentation en humidité supplémentaire semble être indispensable à la formation de la convection. Afin de savoir si l'humidité transportée par le flux d'Est est une condition nécessaire à la formation du système précipitant, nous avons réalisé un test sur la quantité de vapeur d'eau disponible dans la vallée du Rhin. Pour cela, nous avons modifié l'humidité des basses couches dans le sondage initial mesuré à Nancy. Nous avons réduit l'humidité de 1 g kg⁻¹ (le sondage reste toutefois plus humide que celui d'ECMWF) au-dessous de 900 hPa (soit sur une altitude ≈ 1000 m). Cette modification n'a affecté, ni l'intensité ni l'emplacement de formation du système convectif précipitant sur le relief des Vosges.

La formation du système précipitant observé sur le sommet des Vosges le 12 août 2007 semble être principalement provoqué par l'association d'une forte instabilité dans les 1500 premiers mètres de l'atmosphère et par une convergence des vents horizontaux des

4. Cette unité est celle de la tomographie GPS utilisée par la suite. Pour l'obtenir, il faut multiplier le rapport de mélange par la masse volumique de l'air (sec) à la pression et à la température considérées. Dans notre cas, l'étude étant située au sol avec une température de 21°C (visible sur le sondage représenté sur la figure 4.3b), la densité de l'air est de 1.2 g m⁻³.

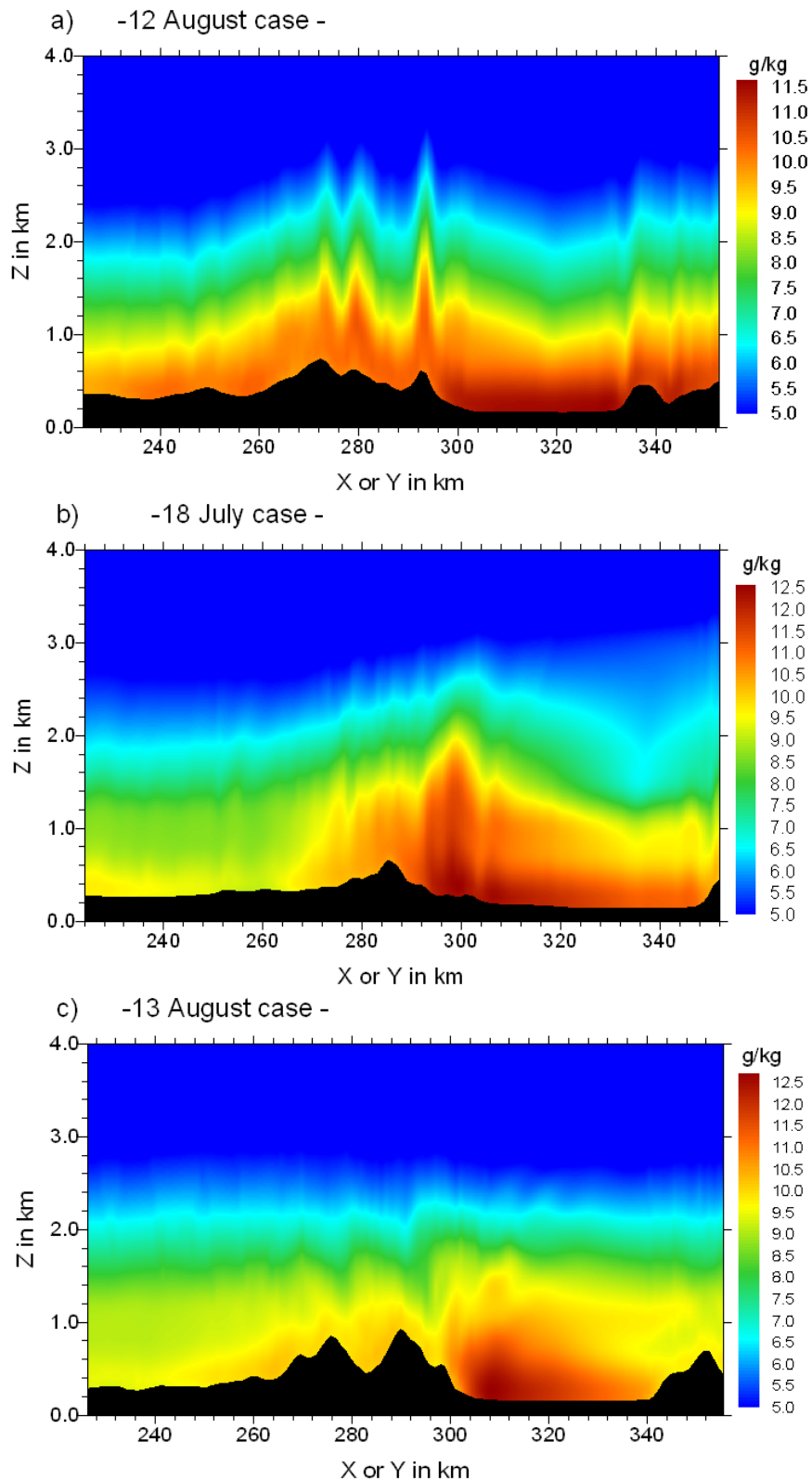


FIG. 4.9 – Coupe verticale du rapport de mélange en vapeur d'eau simulé dans le second domaine pour le (a) 12 août, (b) 18 juillet et (c) 13 août, 10 min avant les premières précipitations. La position des différentes coupes verticales est donnée par les segments noirs des figures 4.6a, c et e. Noter les différentes échelles de couleurs.

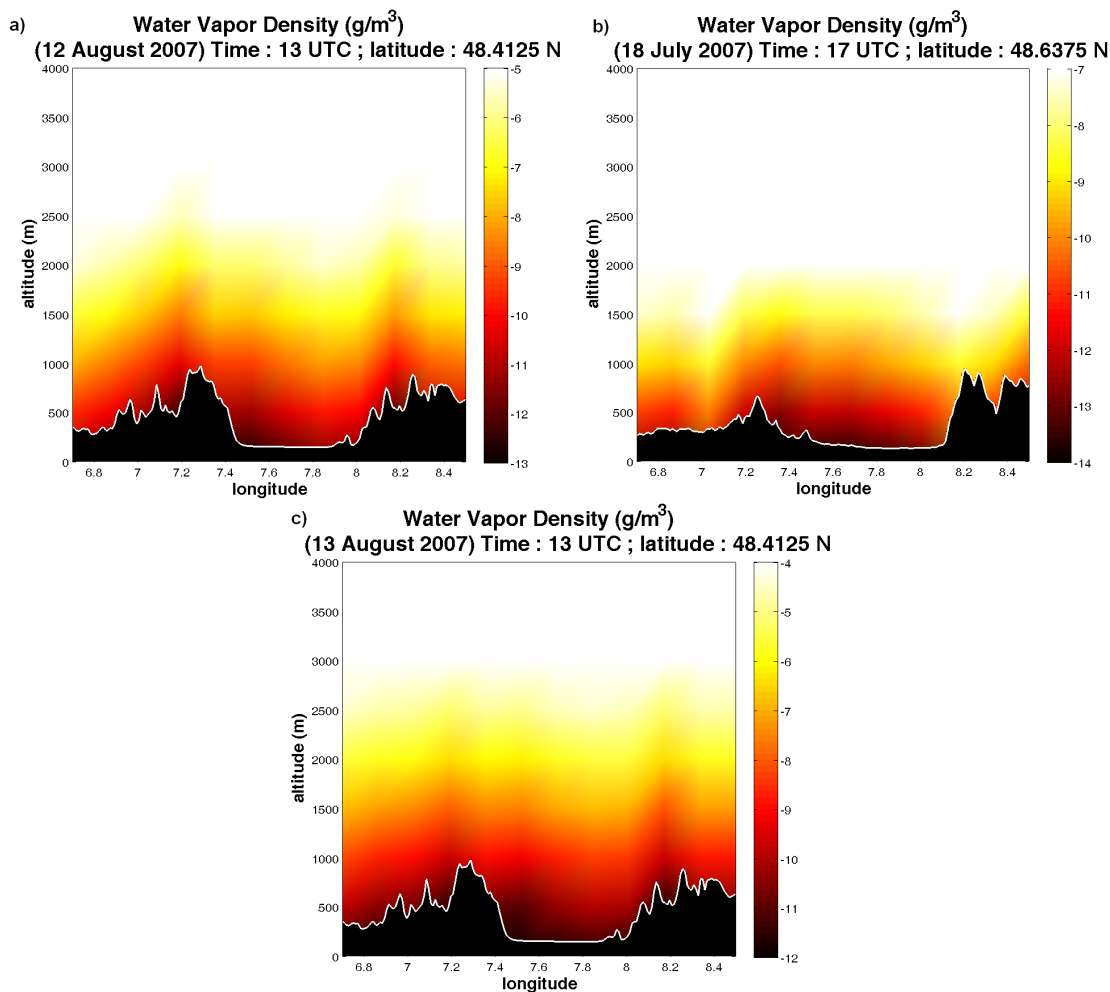


FIG. 4.10 – Coupe verticale de la densité de vapeur d'eau (g m^{-3}) obtenue par tomographie GPS selon Van Baelen et al. (2011) pour le (a) 12 août à 13 h UTC selon la latitude 48.41°N , (b) 18 juillet à 17 h UTC selon la latitude 48.64°N et (c) 13 août à 13 h UTC selon la latitude 48.41°N . Noter les différentes échelles de couleurs. Figures issues de Van Baelen et al. (2011).

basses couches aux abords du sommet « Champ de Feu ». Cette situation de convergence thermique, décrite dans Banta (1990), sur les crêtes vosgiennes est confirmée par Hagen et al. (2011).

4.2.2 Initiation dans la vallée

a) Cas du 18 juillet

Les figures 4.6c et d montrent les composantes horizontale et verticale du vent pour les deux plus petits domaines. Comme pour le cas précédent du 12 août 2007, la figure 4.6c montre le champ de vent à 125 m de la surface alors que la figure 4.6d montre les trois composantes du vent à une altitude fixée à 1200 m au-dessus du niveau de la mer. Le vent horizontal à 1.2 km d'altitude est plus puissant que celui simulé pour le cas du 12 août mais le développement des mouvements ascendants sur le relief complexe est moins important. Le vent de surface (représenté sur la figure 4.6c) montre qu'en amont des

Vosges le vent horizontal souffle d'Ouest. Après le passage des sommets montagneux, le flux subit une divergence en deux composantes, à la latitude de Freiburg, sur les pentes Est des Vosges. Ce vent horizontal est canalisé dans la vallée du Rhin, avec une composante qui souffle en direction de Strasbourg alors que la seconde composante souffle en direction de Burnhaupt. Au Nord du massif des Vosges, nous pouvons remarquer une convergence de flux de surface qui provoque une diminution de l'intensité des vents (passage en moyenne de $2-3 \text{ m s}^{-1}$ à $\approx 1 \text{ m s}^{-1}$). Cette convergence a lieu à la sortie de la vallée de la Bruche, située à environ 15 km au Nord de la position du radar en bande X (voir figure 4.4a).

La figure 4.11 montre la composante horizontale du vent à la surface du troisième domaine obtenue par VERA pour le 18 juillet 2007 à 15h UTC. En comparant avec la figure 4.6c (carré noir), nous pouvons remarquer que, dans les analyses VERA, le vent de surface crée une convergence à la sortie de la vallée de la Bruche. Cette convergence des vents de surface provoque une diminution de leurs intensités. Cette figure montre également qu'un vent de Sud est canalisé dans la vallée du Rhin et qu'un flux d'Ouest est présent en amont des Vosges. Les simulations sont donc cohérentes avec les observations de surface.

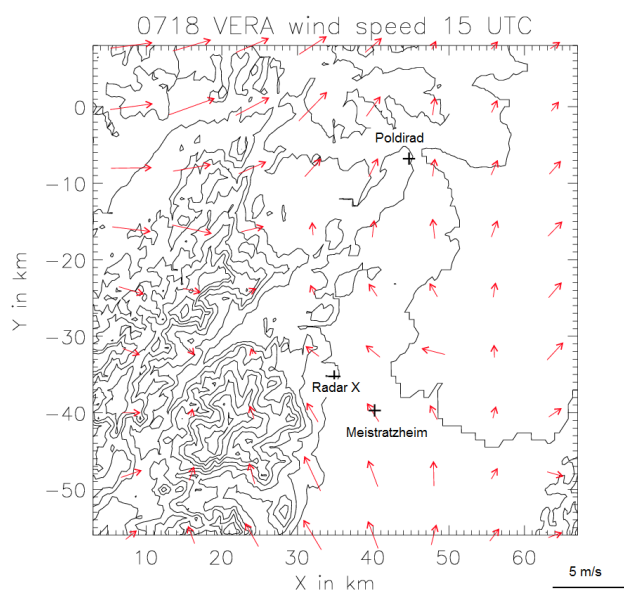


FIG. 4.11 – Champs instantanés de l'intensité et de la direction du vent horizontal à la surface, issues du système d'analyse VERA (Vienna Enhanced Resolution Analysis) pour le 18 juillet 2007 à 15h UTC.

La figure 4.9b montre une coupe verticale, allant d'Ouest en Est, du rapport de mélange en vapeur d'eau, 10 min avant les premières précipitations. Cette coupe, choisie proche du point de formation de la cellule convective, est représentée par la ligne noire sur la figure 4.6c. Nous pouvons voir que le champ de vapeur d'eau des contreforts Est des Vosges et dans la vallée du Rhin diffère significativement de celui à l'Ouest des Vosges. Comme pour le cas du 12 août, une forte humidité est présente dans la vallée du Rhin. Néanmoins, contrairement au cas du 12 août, une forte humidité est présente localement ($x = 300 \text{ km}$) sur les pentes Est des Vosges.

Le profil en humidité fourni par [Van Baelen et al. \(2011\)](#), selon la latitude 48.64°N

et à 17h UTC (soit 10 min après le début des précipitations), et représenté par la figure 4.10b, a également une quantité importante de vapeur d'eau dans la vallée du Rhin et un pic d'humidité présent localement sur les pentes Est des Vosges. Cette coupe verticale, obtenue par tomographie GPS, se trouve légèrement plus au Nord ($\approx 0.04^\circ$, soit ≈ 5 km) que la coupe simulée représentée par la figure 4.9b. D'après la tomographie GPS, la quantité d'humidité présente sur les pentes Est des Vosges est d'environ 14 g m^{-3} à la surface et 10 g m^{-3} à 1500 m d'altitude. Dans nos simulations, le pic en vapeur d'eau est de 12.5 g kg^{-1} (ou 14.8 g m^{-3})⁵ au sol et atteint 9.5 g kg^{-1} (ou 11.8 g m^{-3})⁶ à 2000 m d'altitude. Ces conditions de forte humidité dans les plus bas niveaux de l'atmosphère coïncident avec la sortie de la vallée de la Bruche (à $x \approx 300$ km), lieu où le système s'est formé, d'après les observations radar (voir figure 4.4a).

Avec nos différentes analyses, nous pouvons remarquer que la sortie de la vallée de la Bruche, qui est composée de petites collines (voir la figure 4.2), est marquée par la convergence des flux de surface du côté de la vallée du Rhin. De plus, une quantité importante d'humidité est présente sur ces pentes Est des Vosges. D'après nos simulations, nous pouvons également observer l'existence d'une canalisation du vent de Sud-Ouest dans cette vallée étroite. Malheureusement, aucune station de mesure n'a été installée dans la vallée de la Bruche lors de la campagne COPS. Cette station aurait pu fournir les conditions météorologiques existantes dans la vallée. On peut, tout de même, supposer que l'association des différents paramètres tels que les collines, la forte humidité, la température élevée, la canalisation d'un flux de Sud-Ouest dans la vallée du Rhin et la convergence des vents de surface, ont permis l'initiation de la convection.

Pour essayer de déterminer, le ou les processus indispensables à la formation du système précipitant, nous avons réalisé quelques études de sensibilité. Pour cela, nous avons tout d'abord modifié la topographie de la sortie de la vallée de la Bruche en supprimant les collines. Cette modification n'a provoqué aucune disparition, ni diminution de la cellule convective. Dans un second test, nous avons réduit la température de 2°C et l'humidité de 1 g kg^{-1} à 925 hPa dans le sondage initial. Ce test a inhibé le développement du système précipitant.

Nous pouvons, ainsi, affirmer que le déclenchement de la convection pour le cas du 18 juillet n'est pas produit par un forçage orographique induit par les petites collines présentes à la sortie de la vallée de la Bruche, mais plutôt par les conditions thermodynamiques locales (par exemple, l'humidité) associées à l'instabilité convective des premiers 1500 m de l'atmosphère. L'orographie du massif des Vosges dans sa globalité a cependant joué un rôle important. Les Vosges ont provoqué un contournement du flux d'Ouest par les extrémités nord et sud du massif. Ce contournement a, provoqué une convergence des flux sur les pentes Est des Vosges, à proximité de la sortie de la vallée de la Bruche.

b) Cas du 13 août

Les figures 4.6e et f montrent respectivement le vent horizontal à la surface et à 1.2 km d'altitude au-dessus de la mer ainsi que la composante verticale du vent. Nous

5. À la surface, la température de l'air est d'environ 25°C . Dans ce cas, la densité de l'air est de 1.184 kg m^{-3} .

6. À 2000 m d'altitude, ou 800 hPa, la température de l'air est d'environ 10°C . Par conséquent, la densité de l'air est égale à 1.249 kg m^{-3} .

pouvons remarquer, sur la figure 4.6e, que le flux d'Ouest du 13 août est plus intense que ceux des deux cas précédents (voir les figures 4.6e et f). Le flux de surface est une nouvelle fois canalisé dans la vallée du Rhin. Le vent de Nord est plus prononcé dans le Nord et le Sud de la vallée du Rhin. Cependant, au centre de la vallée (entre $y = 140$ et 175 km), les vents de surface ont une intensité presque nulle et leur direction est fortement perturbée. Ceci est peut-être dû au vent d'Ouest qui, à cause des pentes abruptes à l'Est des Vosges, s'engouffre profondément dans la vallée et bloque ainsi le flux de nord à la surface. La figure 4.6f montre que le vent à 1.2 km d'altitude a une intensité moyenne de 4 m s^{-1} et souffle d'Ouest.

La figure 4.12 montre la composante horizontale du vent à la surface du troisième domaine obtenue par VERA pour le 13 août 2007 à 12h UTC. En comparant avec la figure 4.6e (carré noir), nous pouvons remarquer qu'en amont des massifs montagneux, le vent de surface souffle vers l'Est et qu'aux environs de Poldirad, ce flux d'Ouest contourne le massif pour, ensuite, être canalisé dans la vallée du Rhin. Nous pouvons, de plus, remarquer que dans les analyses VERA, l'intensité du vent de surface diminue au sud de Meistratzheim et que sa direction est fortement perturbée. Les simulations reproduisent convenablement les analyses de VERA, tant par la direction des vents que leur intensité.

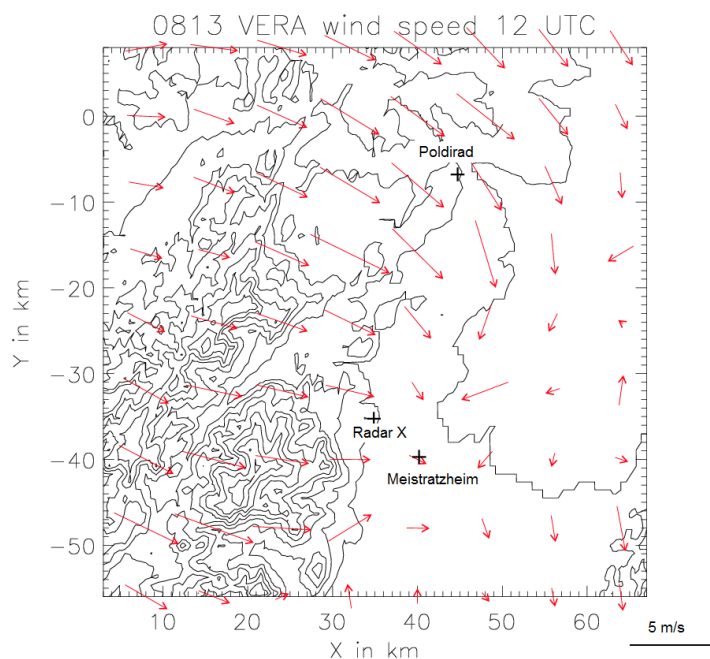


FIG. 4.12 – Intensité et direction du vent horizontal à la surface, issues du système d'analyse VERA (Vienna Enhanced Resolution Analysis) pour le 13 août 2007 à 12h UTC.

La figure 4.9c montre une coupe verticale du rapport de mélange en vapeur d'eau simulé dans le second domaine pour le cas du 13 août, 10 min avant le début des précipitations et selon le segment représenté dans la figure 4.6e. Nous pouvons remarquer que la vapeur d'eau est prépondérante dans la vallée du Rhin, aux pieds des pentes Est des Vosges, jusqu'à environ 1 km d'altitude. Elle atteint une valeur maximale de 12.5 g kg^{-1} (ou 15 g m^{-3}) à la surface. Nous pouvons, de nouveau, comparer ce profil de l'humidité avec les analyses de tomographie GPS fournies par [Van Baelen et al.](#)

(2011) pour ce cas du 13 août 2007. La figure 4.10c montre une coupe verticale de l'humidité selon la latitude 48.41° (coupe qui passe par le sommet « Champs de Feu ») à 13h UTC. Les analyses des observations par tomographie GPS, montrent également que l'humidité est importante dans la vallée du Rhin, sur les pentes Est des Vosges, et sur les 1000 premiers mètres de l'atmosphère. Cependant, la valeur maximale obtenue par la tomographie GPS pour la densité de vapeur d'eau est de seulement 12 g m^{-3} . La différence entre les maxima mesurés et simulés de la densité de vapeur d'eau peut être produite par le pas de temps choisi pour les deux images. En effet, la coupe verticale montre le profil d'humidité 10 min avant le début des précipitations alors que celle obtenue par tomographie GPS a été réalisée à 13h UTC, soit 10 min après le début des précipitations. On peut supposer qu'une proportion de la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère a déjà condensé en eau précipitante provoquant ainsi une diminution de la densité de vapeur d'eau dans les analyses de tomographie GPS. En effet, Solheim et al. (1999) ont montré que la sensibilité GPS à l'eau liquide est négligeable.

Pour comprendre les mécanismes déclenchant la convection, nous avons analysé une zone d'environ $10 \times 10 \text{ km}^2$ proche de la position du radar en bande X qui englobe le lieu de formation du système convectif (figure 4.13). Des rétro-trajectoires sur une durée de 20 minutes ont ainsi été calculées au moyen des composantes tridimensionnelles du vent disponibles spatialement par intervalle de $250 \times 250 \times 200 \text{ m}^3$ et selon un pas de temps de 3 s. Les points d'origine de ces rétro-trajectoires ont été choisis de manière à expliquer la formation de la cellule précipitante. Pour cela, nous avons choisi des points d'origine situés à une altitude de 1.2 km (altitude comprise dans le nuage) et dans un environnement sursaturé. La figure 4.13a montre les rétro-trajectoires obtenues selon le plan horizontal et la figure 4.13b montre ces rétro-trajectoires selon un plan vertical. D'après les deux représentations, deux groupes de trajectoires se distinguent. Les trajectoires d'un premier groupe (en noir) ont parcouru 6-7 km selon un vent dominant d'Ouest et celles d'un second groupe (en gris) ont seulement parcouru 1-2 km vers le Sud-Est. Le plan vertical de ces rétro-trajectoires montre que les masses d'air des deux groupes n'ont pas suivi le même cheminement. En effet, tandis que les parcelles d'air ayant un court parcours viennent des basses couches de la troposphère, les autres descendent légèrement jusqu'à l'altitude de 1.2 km. On peut donc remarquer que des mouvements convectifs ascendants dominent dans les basses couches. Au-dessus de 1.2 km d'altitude, les masses d'air sont surtout déplacées par le fort flux d'Ouest représenté sur la figure 4.6f. La coupe verticale des rétro-trajectoires montre, également, un léger mouvement ondulatoire des masses d'air au-dessus de 1200 m d'altitude.

La figure 4.14 représente une coupe verticale, passant par la position du radar en bande X, de l'intensité du vent horizontal dans le troisième domaine au moment de la formation des précipitations. Nous pouvons constater que l'intensité et le gradient vertical du vent sont faibles dans la vallée du Rhin. En effet, le vent horizontal est inférieur à $1\text{-}2 \text{ m s}^{-1}$ dans les 1000 premiers mètres au-dessus de la vallée du Rhin. Toutefois, entre 1.5 et 3 km d'altitude, l'intensité du vent est marquée par un fort gradient puisqu'elle varie de 3 à 12 m s^{-1} . La variation en intensité (et/ou en direction) du vent sur une distance donnée correspond, par définition, à un cisaillement de vent. Le fort vent venant d'Ouest passe sur les sommets du relief et rencontre les mouvements ascendants de la couche limite convective dans la vallée du Rhin. Entre ce point de convergence et les pentes Est des Vosges, la situation est calme et ne subit aucune modification par ce flux synoptique d'Ouest.

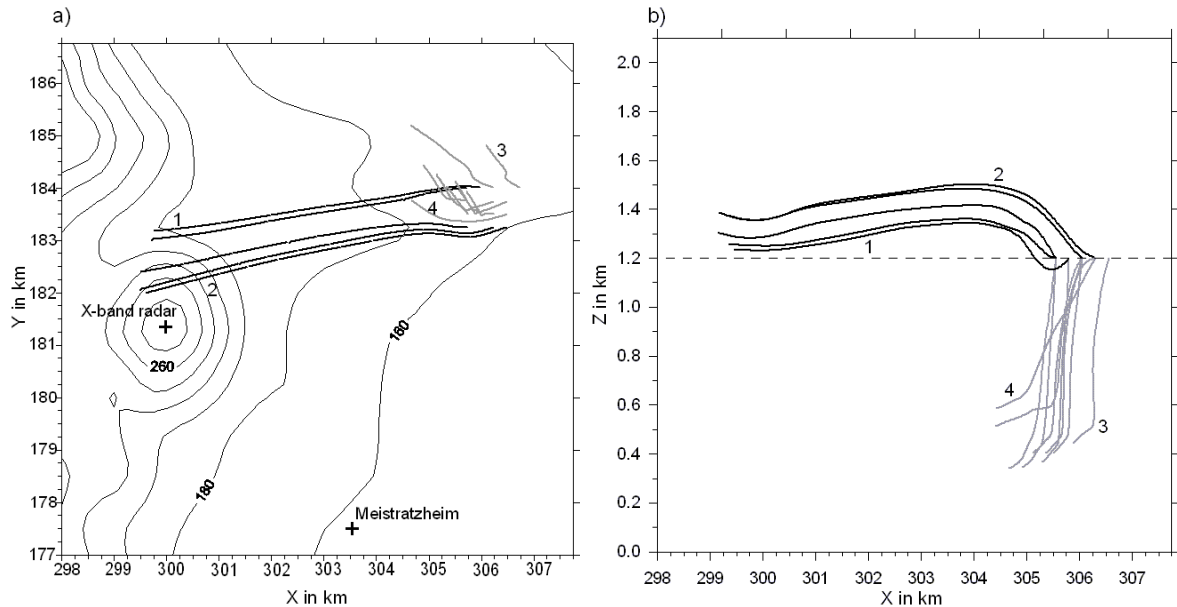


FIG. 4.13 – Coupes horizontale (a) et verticale (b) de rétro-trajectoires qui suivent durant 20 min les parcelles d'air déclenchant la convection observée le 13 août 2007.

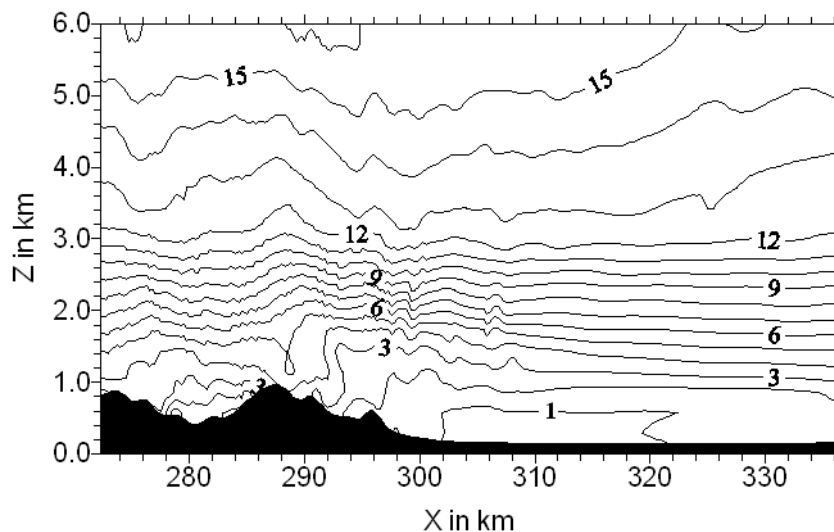


FIG. 4.14 – Intensité du vent horizontal simulé (m s^{-1}) dans le troisième domaine pour le 13 août 2007, à 13h UTC. La position de la coupe verticale est présentée sur la figure 4.6e.

Les conditions dynamiques calmes dans les basses couches, lors de la situation du 13 août, ne peuvent permettre l'initiation de la convection. Cependant, la présence en quantité importante de l'humidité le peut sûrement. Afin de mieux comprendre le rôle des conditions thermodynamiques dans les basses couches, nous avons réduit le rapport de mélange en vapeur d'eau de 1 g kg^{-1} et la température de 2°C au-dessous de 925 hPa. Cette modification a significativement réduit la formation des nuages et le développement de la forte cellule précipitante a été inhibé. La formation de la convection dans les basses couches est, par conséquent, principalement due aux conditions thermodynamiques. Le fort cisaillement de vent présent au-dessus renforce le mouvement vertical créé dans les basses couches (Houze, 1993). La cellule convective intensifiée se propage à travers la vallée du Rhin (Hagen et al., 2011).

4.3 Résumé et conclusions

Dans ce chapitre, nous avons utilisé un modèle 3D à l'échelle du nuage avec une résolution fine pour simuler trois systèmes convectifs estivaux de faible extension horizontale. Ces systèmes convectifs ont été observés lors de la campagne de mesure COPS qui a eu lieu à la frontière franco-allemande en été 2007. L'objectif principal de la campagne COPS était d'améliorer la représentation de la convection dans les modèles de prévision, et surtout de comprendre les mécanismes importants dans la formation des systèmes précipitants orographiques.

Au cours de cette campagne de mesure, au moyen d'observations radar, [Hagen et al. \(2011\)](#) ont établi une classification des systèmes précipitants basée sur le lieu de leur formation. Cette classification différencie les systèmes convectifs formés sur les crêtes du massif montagneux des Vosges de ceux qui se forment dans la vallée du Rhin. Des observations radar avec une haute résolution spatiale et temporelle ont également été réalisées au moyen du radar en bande X du LaMP situé pour l'occasion aux environs de Strasbourg.

Nous avons étudié trois systèmes convectifs qui, d'après la classification de [Hagen et al. \(2011\)](#), se sont formés sur les crêtes des Vosges, pour le 12 août 2007, et dans la vallée du Rhin, pour le 18 juillet et le 13 août. Nous avons comparé les réflectivités radar de haute résolution avec nos simulations à fine échelle. Nous avons pu remarquer que les champs de réflectivité radar simulés pour les différents cas sont en bon accord avec les observations tant par leur intensité, leur position et leur évolution. Cependant, cette concordance entre observations radar et simulations n'a pu être possible qu'en remplaçant le sondage d'un point de grille issu des ré-analyses d'ECMWF par celui observé localement. Ces premières conclusions mettent l'accent sur, d'un côté, les performances du modèle utilisé à reproduire les systèmes précipitants observés et, d'un autre côté, montrent la nécessité d'avoir des données précises et denses pour l'initialisation du modèle. Cette précision des données d'observation demande, à proximité des reliefs, d'avoir un réseau dense de stations de mesure dont les données seront assimilées dans les modèles opérationnels de prévision. De plus, ces comparaisons entre observations radar et simulation n'ont pu être possibles qu'avec une résolution fine de 250 m. Cette résolution permet de prendre en compte le relief et ses effets importants dans la formation des systèmes convectifs orographiques.

Nous avons également comparé les caractéristiques des pluies du 12 août 2007, obtenues avec une microphysique « bulk », avec celles du chapitre 3, où nous avons utilisé une microphysique détaillée. La quantité des pluies simulée dans le cas « bulk » est nettement moins importante que dans le cas détaillé ou dans les observations. Dans notre situation, il semblerait préférable d'utiliser une représentation détaillée de la microphysique. Cependant, cette représentation détaillée est actuellement impossible à utiliser dans les modèles de prévision. C'est pourquoi, nous pouvons affirmer que le schéma de microphysique « bulk » ([Berry et Reinhardt, 1974a,b](#)) utilisé dans le modèle n'est peut être pas le plus judicieux à utiliser pour cette situation. Pour avoir une bonne estimation des précipitations dans les modèles de prévision, il est important d'utiliser un schéma microphysique approprié.

Nos différentes études de cas ont permis de mettre l'accent sur la compréhension des conditions atmosphériques ainsi que les effets orographiques majeurs dans la formation

de ces trois différentes cellules convectives. Pour chacun des cas, le flux en altitude vient de l'Ouest avec une exception pour le cas du 18 juillet où les vents ont aussi une légère composante méridionale. L'intensité des vents de surface est très différente entre les situations et, la vallée du Rhin semble canaliser les flux dans les trois cas. Pour les 12-13 août, un mouvement vers le Sud y domine tandis qu'il est inversé pour le 18 juillet.

Hormis ces similitudes sur le vent horizontal, la différence la plus marquante pour le 12 août est donnée par la composante verticale du vent aussi bien à la surface qu'en altitude. À proximité de la surface les mouvements ascendants sont faibles alors qu'à 1200 m les mouvements verticaux sont importants, démontrant ainsi une forte activité convective sur le relief. L'origine de cette convection peut être attribuée à la forte instabilité imposée par les 1500 premiers mètres du sondage mesuré à Nancy. Une perturbation locale de la pression permet à un flux d'Est de se développer et contribuer à l'initiation d'une cellule convective à proximité du sommet « Champ de Feu ». Pour les cas du 18 juillet et 13 août, la puissance du vent vertical sur les montagnes est moins importante.

Nous avons également montré que les conditions thermodynamiques et les montagnes à relief moyen sembleraient influencer la formation de petites cellules précipitantes.

Pour le cas du 18 juillet, à cause des conditions adiabatiques et de l'importante quantité de vapeur d'eau à proximité de la surface, la convection se développe à la sortie de la vallée de la Bruche, dans la vallée du Rhin. Des tests sur la température, l'humidité et la topographie de la vallée de la Bruche ont montré que l'humidité et la température, associées à l'instabilité de basses couches, sont des paramètres importants dans l'initiation de la convection. L'influence des petites collines à la sortie de la vallée de la Bruche, quant à elles, n'ont aucune influence sur la formation du système. Néanmoins, les Vosges ont provoqué, pour ce cas, une canalisation du flux d'Ouest dans la vallée de la Bruche. Les Vosges, ont également provoqué un contournement du massif montagneux par le Nord et le Sud, des vents présents en amont. Une convergence de ces deux flux a été observée à proximité de la vallée de la Bruche sur les pentes Est des Vosges. La conjonction de ces deux organisations spécifiques du vent, provoquées par le relief, associées aux conditions thermodynamiques et d'instabilité des basses couches de l'atmosphère déclenche la formation du système précipitant.

Les cellules convectives du 13 août se sont formées dans l'Ouest de la vallée du Rhin, à quelques kilomètres des Vosges. Le relief semble faire obstacle au vent synoptique venant d'Ouest. Une zone composée de vents calmes en aval de la montagne permet à la convection de se développer dans le premier kilomètre. Une analyse de trajectoires démontre que la convection initialement formée dans cette zone est ensuite exposée, au-dessus du relief, à un fort flux d'Ouest. Cette organisation provoque un fort cisaillement de vent qui permet l'intensification des cellules convectives. Pour le cas du 12 août, contrairement à la situation du 13 août, le relief apparaît comme un paramètre essentiel dans la formation du système. En effet, le forçage induit par l'orographie initie des mouvements ascendants qui sont ensuite amplifiés par l'instabilité de l'atmosphère.

À l'aide de ces différentes études, nous avons pu montrer que les montagnes des Vosges avaient un rôle plus ou moins direct et important dans la formation des cellules convectives. En effet, le relief peut permettre à l'humidité de s'accumuler dans certaines vallées. Le vent, quant à lui, est fortement perturbé à proximité des reliefs. Les vents de surface que nous avons étudiés montrent des hétérogénéités importantes. De plus, le relief permet la formation de phénomènes particuliers tels que les convergences/divergences

des vents et leur canalisation dans les vallées.

Chapitre 5

Développement d'un schéma détaillé pour la fonte des cristaux. Simulation de la bande brillante

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié les précipitations estivales de convection moyenne au-dessus d'un terrain complexe où la phase glace n'était pas prépondérante. Cependant, les zones à relief complexe ont également une influence sur des situations stratiformes et convectives hivernales, où la phase glace est importante (*e.g* [Dettinger et al. \(2004\)](#)). [Szyrmer et Zawadzki \(1999\)](#) ont démontré que la phase glace est importante dans de nombreux systèmes convectifs et stratiformes aux moyennes latitudes. Pour obtenir des simulations raisonnables, quelque soit la situation étudiée, il est donc important que les processus de la phase glace soient bien représentés afin d'obtenir des résultats de simulation comparables aux observations.

La plupart des précipitations des moyennes latitudes sont initiées par les processus de formation de la glace suivis de la fonte des cristaux. La couche de l'atmosphère, où la transformation entre les cristaux de glace et les gouttes a lieu, est une région de forte discontinuité dans les observations radar. Lorsque la transition de phase est bien définie à une altitude (comme dans les situations stratiformes), il apparaît une région de forte réflectivité appelée bande brillante ([Marshall et al., 1947](#); [Cunningham, 1947](#); [Fabry et Zawadzki, 1995](#); [Sánchez-Diezma et al., 2000](#)).

Or depuis le début des mesures radar, la bande brillante est considérée comme une source d'erreur importante dans l'estimation des précipitations et, la nécessité de supprimer ses effets a été reconnue à de nombreuses reprises ([Smith, 1986](#); [Klaassen, 1988](#); [Fabry et Zawadzki, 1995](#)). Les caractéristiques de la bande brillante sont reliées aux types des particules précipitantes et aux processus microphysiques impliqués dans la formation des précipitations ([Atlas, 1957](#); [Fabry et Zawadzki, 1995](#)).

Le couplage complexe entre la fonte des cristaux et les processus dynamiques et thermodynamiques mis en jeu dans la bande brillante bénéficie de nombreuses études en laboratoire pour quantifier les processus de fonte à micro-échelle ([Knight, 1979](#); [Rasmussen et Pruppacher, 1982](#); [Rasmussen et al., 1984a,b](#); [Mitra et al., 1990](#)) et par télédétection des altitudes situées à proximité ou dans la bande brillante ([Waldvogel et al., 1993](#)).

Si les observations radar fournissent des mesures à hautes résolutions spatiale et temporelle, les modèles sont nécessaires à leur interprétation (comme ce fut le cas dans le chapitre 4). En effet, les modèles sont capables de fournir une description des processus et de la composition de la bande brillante s'ils utilisent une représentation assez résolue du processus de fonte et des contraintes dynamiques et thermodynamiques de l'environnement.

Dans ce chapitre, nous allons étudier les caractéristiques microphysiques de la bande brillante ainsi que les contraintes dynamiques et thermodynamiques de l'environnement. Ce chapitre se décompose en cinq paragraphes. Dans le premier paragraphe, nous allons montrer les démarches suivies pour améliorer la représentation de la fonte (qui était jusque là supposée instantanée) dans le modèle DESCAM-3D. Le deuxième paragraphe fournit une description complète des caractéristiques du cas d'étude idéalisé utilisé. Les résultats des simulations utilisant la nouvelle représentation de la fonte sont détaillés dans le paragraphe 3. Dans ce paragraphe, se trouve également une étude sur l'influence de la microphysique sur les propriétés de la bande brillante. Le quatrième paragraphe montre par des études de sensibilité l'impact de la fonte sur les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère ainsi que l'influence des particules d'aérosol sur les propriétés des précipitations. Enfin, les différentes conclusions seront résumées dans le cinquième paragraphe.

5.1 Développement de la microphysique des hydrométéores mixtes

5.1.1 Processus microphysiques

a) Fonte continue

Théorie

Un modèle thermodynamique pour représenter la fonte a été développé par [Mason \(1956\)](#). [Mason \(1956\)](#) a proposé une méthode qui permet de décrire la vitesse et le temps de fonte d'une particule de glace sphérique.

La particule de glace est initialement supposée sphérique de rayon b et de densité ρ_i (voir la figure 5.1). Le schéma de [Mason \(1956\)](#) suppose que la particule tombe dans un environnement dont la température varie entre des valeurs négatives (aux hautes altitudes) à des valeurs positives (proche de la surface) en passant par le niveau de fusion, c'est à dire vers 0°C . Au cours de la chute, dans les régions où la température est supérieure à 0°C , la fonte provoque la formation d'un film liquide autour du cœur glacé d'une épaisseur $(b - a)$. Pendant cette fonte surfacique, la forme sphérique de la particule et la masse totale en eau sont conservées.

Mais il faut noter que d'après [Pruppacher et Klett \(1997\)](#), cette approche n'est pas toujours correcte car les particules de glace ne sont pas des objets solides mais contiennent de nombreuses cavités d'air qui sont remplies par l'eau liquide issue de la fonte. Cette représentation est caractéristique de la glace dite spongieuse. La fonte risque

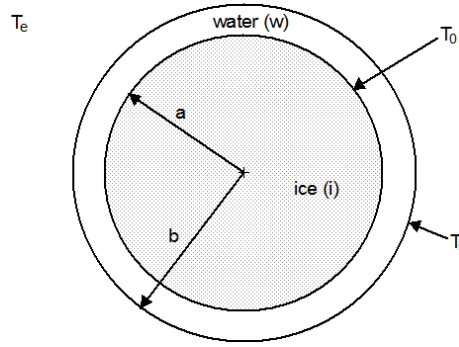


FIG. 5.1 – Figure illustrant la théorie de [Mason \(1956\)](#) d'une particule de glace subissant le processus de fonte de manière idéalisée. T_s , T_e et T_0 représentent, respectivement, la température de surface de la particule de glace de rayon b , la température de l'environnement et la température de la surface du cœur glacé de rayon a supposée égale à 0°C .

donc de diminuer la dimension (ou le rayon) de la particule en augmentant sa masse volumique.

T_s est la température de surface du grêlon et T_e est la température de l'environnement. [Mason \(1956\)](#) suppose que la partie liquide provenant de la fonte est retenue et est distribuée uniformément autour du noyau de glace pour des grêlons de rayon inférieur à 3 mm. De plus, il est supposé qu'aucune circulation interne n'a lieu dans la couche liquide entourant le noyau de glace même si des études plus récentes ([Rasmussen et Pruppacher \(1982\)](#) et [Rasmussen et al. \(1984a,b\)](#)) ont démontré le contraire. Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons l'expression « cristaux mixtes » pour décrire les cristaux de glace subissant la fonte et recouverts d'une pellicule liquide.

Au cours de la chute d'un grêlon, plusieurs processus thermodynamiques entrent en jeu (équation 5.1). Le cristal mixte emmagasine de la chaleur provenant de l'environnement (terme 1). Cette chaleur va être transportée par conduction et convection. L'évaporation crée une perte de chaleur (terme 3). À l'équilibre thermodynamique, le transport est supposé effectué et le cristal mouillé absorbe de la chaleur qui provoque la fusion de la glace (terme 2).

L'équation décrivant cet équilibre est :

$$\underbrace{\frac{dq}{dt}}_{(1)} = \underbrace{-L_f \frac{dm_i}{dt}}_{(2)} - \underbrace{L_e \frac{dm_w}{dt}}_{(3)} \quad (5.1)$$

Les différents termes sont décrits dans l'annexe A.

Le taux de fonte $\frac{dm_i}{dt}$ peut donc s'écrire :

$$L_f \frac{dm_i}{dt} = L_e \frac{dm_w}{dt} - \frac{dq}{dt} \quad (5.2)$$

L'expression 5.1 peut aussi s'écrire, après plusieurs développements présentés en

annexe C, sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 L_f 4\pi a^2 \rho_i \frac{da}{dt} &= \underbrace{-4k_w \pi a b \frac{(T_s - T_0)}{(b - a)}}_{(I)} \\
 &= - \left\{ \underbrace{4\pi b k_a f_h (T_e - T_s)}_{(II)} + \underbrace{L_e 4\pi b D_v f_v [\rho_v(T_e) - \rho_s(T_s)]}_{(III)} \right\}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Voir l'annexe A pour les différentes notations.

Dans cette équation 5.3, le taux de transfert de chaleur de la couche liquide à la particule de glace (terme I) est en équilibre avec le taux auquel la chaleur est transférée de l'air environnant à la surface du grêlon par convection/conduction de chaleur (terme II) et par évaporation/condensation (terme III).

D'après l'équation 5.3, les variations du rayon et de la masse du grêlon dues au processus de fonte sont données par les équations suivantes 5.4 et 5.5. On remarque que ces variations sont négatives puisque $b > a$ et $T_s > T_0$.

$$\frac{da}{dt} = \frac{-bk_w (T_s - T_0)}{L_f a \rho_i (b - a)} \tag{5.4}$$

$$\text{ou } \frac{dm_i}{dt} = \frac{-4\pi a b k_w (T_s - T_0)}{L_f (b - a)} \tag{5.5}$$

D'autre part, il est à noter que le refroidissement causé par l'évaporation à la surface d'un grêlon se trouvant dans une atmosphère sous-saturée s'oppose au processus de fonte et provoque une diminution du taux de fonte. Ainsi, le début de la fonte est retardé et le processus ne commence qu'à des températures supérieures à 0°C. La température critique $T_{e,crit}$ à laquelle commence la fonte peut être déterminée selon l'équation de Mason (1956), en considérant la température de surface égale à T_0 :

$$T_{e,crit} = T_0 + \frac{D_v L_e}{k_a} [\rho_s(T_s) - \rho_v(T_e)] \tag{5.6}$$

Avec $\rho_v(T_e) = RH \rho_{v,sat}(T_e)$ où $RH = \frac{e^{vap}(T_e)}{e_{sat}^{vap}(T_e)}$ est l'humidité relative de l'environnement.

Cette équation fut vérifiée par Rasmussen et Pruppacher (1982) qui ont montré qu'en diminuant l'humidité relative, la fonte avait effectivement lieu à des températures supérieures à 0°C. On constate d'après les équations 5.5 et 5.6 que la fonte et la température critique $T_{e,crit}$ sont fonction de la température de surface T_s . La température de surface, qui est donnée par l'équation de l'équilibre de la chaleur (équation 5.1), nécessite pour sa détermination l'emploi d'une méthode itérative (*e.g.* méthode de Newton-Raphson). Dans un modèle tridimensionnel à microphysique détaillée (comme DESCAM 3D), une telle méthode numérique alourdit considérablement les temps de calcul. En conséquence, nous avons développé deux paramétrisations, une pour le calcul de la température critique $T_{e,crit}$ (équation 5.6) et une autre pour le taux de fonte (équation 5.5), qui sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Paramétrisation de la température critique de début de fonte

La figure 5.2 montre une évaluation de l'équation 5.6 obtenue par l'expérimentation de Rasmussen et Pruppacher (1982) (expérience réalisée, à Los Angeles, dans un tunnel vertical ayant une humidité et une température contrôlées) et par la théorie de Mason (1956). On peut remarquer que $T_{e,crit}$ augmente notablement lorsque l'humidité relative de l'atmosphère diminue et est indépendante de la taille des particules de glace. En effet, si on se réfère à l'équation 5.6, on remarque que les différents éléments qui la composent – le coefficient de diffusivité de la vapeur d'eau D_v , la conductivité thermique de l'air k_a et les densités de vapeur d'eau à la surface $\rho_s(T_s)$ et de l'environnement $\rho_v(T_e)$ – ne sont pas fonctions de la taille des particules de glace mais bien de la température.

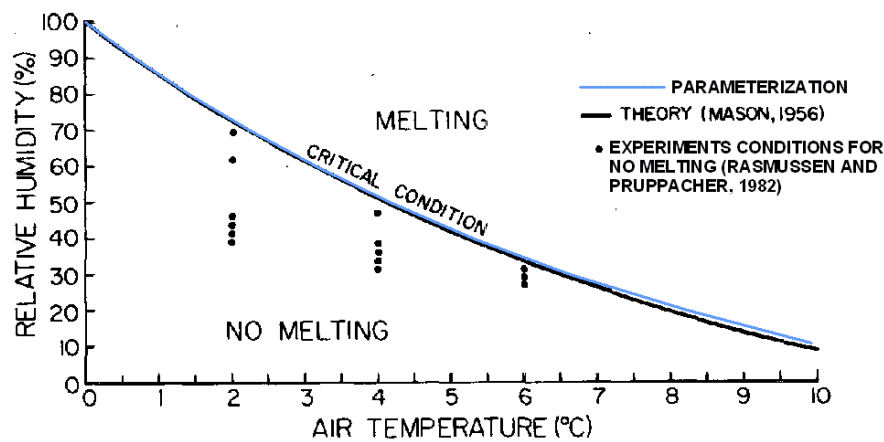


FIG. 5.2 – Conditions thermodynamiques de l'atmosphère auxquelles la fonte des cristaux de glace sphériques est possible. Comparaison entre la théorie de Mason (1956), les observations en laboratoire de Rasmussen et Pruppacher (1982) et les valeurs de $T_{e,crit}$ déterminées par la paramétrisation 5.7. Figure adaptée de Rasmussen et Pruppacher (1982).

Afin de déterminer le début de la fonte dans le modèle sans trop augmenter le temps de calcul, nous avons développé une paramétrisation basée sur la théorie de Mason (1956) et comparer avec les expérimentations de Rasmussen et Pruppacher (1982) pour caractériser la température critique $T_{e,crit}$. Elle peut être approximée en Kelvin à l'aide d'un polynôme d'ordre 4 (avec RH en décimal) :

$$T_{e,crit} = 285.64 - 26.07RH + 27.23RH^2 - 19.86RH^3 + 6.23RH^4 \quad (5.7)$$

La figure 5.2 montre l'évolution de la température critique $T_{e,crit}$ en fonction de l'humidité relative obtenue par la paramétrisation 5.7. En comparant les deux courbes, nous pouvons remarquer que les comportements de $T_{e,crit}$ sont similaires. Par exemple, à 60% d'humidité, la température critique est d'environ 3.2°C dans les deux cas : expérimentation et paramétrisation. Toutefois, la température critique $T_{e,crit}$ paramétrisée est légèrement supérieure aux résultats expérimentaux obtenus pour des humidités relatives inférieures à 30% rarement présentes aux altitudes de fonte dans une atmosphère réelle.

Développement de la paramétrisation du taux de fonte

Nous avons ensuite développé une paramétrisation pour la fonte basée sur les travaux de [Mason \(1956\)](#). Pour déterminer cette paramétrisation, nous avons testé l'influence de certains paramètres (la température, l'humidité et la pression de l'atmosphère ainsi que la masse liquide et la densité du cristal) sur les temps de fonte obtenus à l'aide de la théorie de [Mason \(1956\)](#). Pour ces différentes études de sensibilité, seul le paramètre testé varie alors que les autres sont supposés fixes. Les différentes valeurs du paramètre testé ont été choisies de sorte qu'elles couvrent la gamme la plus large et la plus probable. Par exemple, pour la pression, nous avons considéré que le niveau de fonte ne se trouverait jamais à une altitude avec une pression inférieure à 500 hPa, soit 4500 m. L'étude de [Leroy et al. \(2009\)](#), simulant un cas de convection profonde estival aux tropiques, a conforté cette hypothèse puisque l'isotherme 0°C se trouvait à 560 hPa. Le tableau 5.1 montre quelques résultats de ces différents tests de sensibilité pour, par exemple, un cristal de 330 μm de rayon.

	Valeurs de test	Taux de fonte (g s^{-1})
Température ($^{\circ}\text{C}$)	0.75	0.7008×10^{-7}
	7.75	0.1672×10^{-4}
Humidité (%)	80	0.1212×10^{-5}
	101	0.4112×10^{-5}
Pression (hPa)	500	0.2791×10^{-5}
	1000	0.2963×10^{-5}
Densité (g cm^{-3})	0.9	0.3102×10^{-5}
	0.4	0.5120×10^{-5}
Proportion liquide (%)	20	0.2272×10^{-5}
	2	0.2281×10^{-5}

TAB. 5.1 – Variation des taux (g s^{-1}) et des temps (s) de fonte obtenus selon la théorie de [Mason \(1956\)](#), en fonction de la température ($^{\circ}\text{C}$), de l'humidité relative (%), de la pression (hPa), de la masse liquide sur le cristal (%) et de la densité de la glace (g cm^{-3}) pour un cristal ayant un rayon de 330 μm . Les valeurs non testées sont fixées à 2°C pour la température, 90% pour l'humidité relative, 800 hPa pour la pression, 0.9 g cm^{-3} pour la densité et 1 % pour la proportion liquide sur le cristal.

Nous pouvons ainsi remarquer que la température et l'humidité de l'atmosphère ont une influence importante sur la fonte. Des conclusions similaires sont disponibles dans [Rasmussen et Heymsfield \(1987a,b\)](#). De plus, comme le montrent également [Rasmussen et Heymsfield \(1987a,b\)](#), nous notons que la densité de la glace est aussi un paramètre important dans la description de la fonte. Cependant, comme le modèle ne considère à ce jour qu'une seule densité pour la phase glace, nous ne tiendrons pas compte de la variation de ce paramètre dans notre paramétrisation. Lorsqu'une différenciation des particules de glace (forme, type ou densité) sera introduite dans DESCAM-3D, il faudra reconsidérer la paramétrisation du processus de fonte. Les résultats montrent enfin que la pression et la proportion d'eau liquide sur le cristal ont une influence assez faible sur les taux de fonte.

Il faut noter dans l'équation 5.5, la présence du terme $(b - a)$ au dénominateur. Or,

tant que le cristal ne fond pas, le rayon total est égal au rayon en glace soit $b = a$. Par conséquent, il apparaît un problème numérique lors de l'initialisation du processus de fonte dans le modèle. Pour éviter ce problème, nous faisons l'hypothèse que les cristaux, dès le dépassement de la température critique $T_{e,crit}$, perdent instantanément 1 ‰ de leur masse à cause de la fonte.

La paramétrisation ainsi obtenue pour le taux de fonte $\frac{dm_i}{dt}$ (en g s^{-1}) en fonction de la température T (en Kelvin), de l'humidité relative RH (en décimal) et de la masse résiduelle de glace $m_{r,i}$ (en g) est donnée par l'expression 5.8 suivante :

$$\frac{dm_i}{dt}(T, RH, m_{r,i}) = [A(T) \times RH + B(T)] m_{r,i}^{1/3} \quad (5.8)$$

avec $A(T)$ et $B(T)$, deux polynômes d'ordre 3, fonctions de la température :

$$\begin{aligned} A(T) &= -0.314078728 + 0.0003617810214T - 1.393481393 \times 10^{-5}T^2 \\ &\quad + 1.795240015 \times 10^{-8}T^3 \\ B(T) &= -0.6435189562 + 0.007211647838T - 2.70191409 \times 10^{-5}T^2 \\ &\quad + 3.382081221 \times 10^{-8}T^3 \end{aligned} \quad (5.9)$$

Pour évaluer notre paramétrisation, nous avons comparé les temps de fonte paramétrés avec ceux obtenus par la théorie de Mason (1956) pour des cristaux de rayon inférieur à $500 \mu\text{m}$ tombant dans des environnements variables par leur humidité et leur gradient de température. Les comparaisons sont synthétisées dans le tableau 5.2 et sur la figure 5.3.

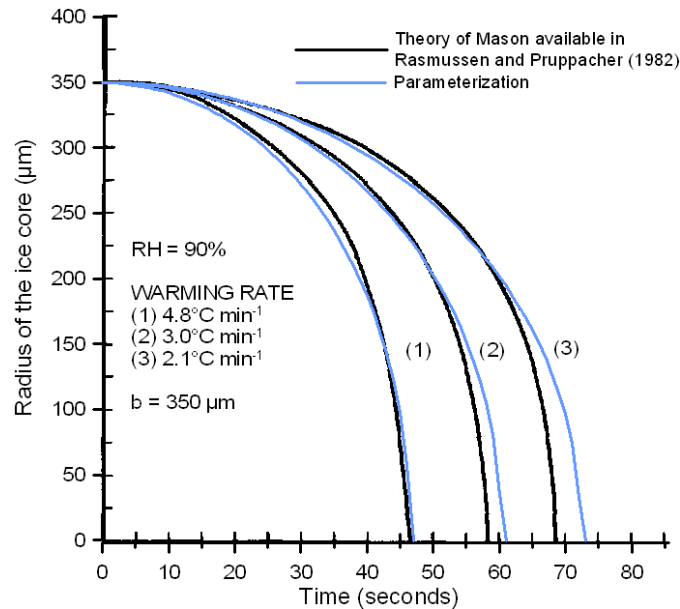


FIG. 5.3 – Évolution du cœur glacé dans un cristal de $350 \mu\text{m}$ de rayon initial, situé dans différents environnements dont l'humidité est de 90% et le gradient de température est variable. Comparaison entre la théorie de Mason (1956) et la paramétrisation. Figure adaptée de Rasmussen et Pruppacher (1982)

D'après le tableau 5.2, les différentes études montrent qu'en moyenne les temps de fonte obtenus à l'aide de la paramétrisation sont plus longs de 6-7 secondes, ce qui

TAB. 5.2 – Comparaison des temps de fonte (s) obtenus par la théorie de [Mason \(1956\)](#) et par la paramétrisation. Tests sur l'influence de la température de l'environnement T_e ($^{\circ}\text{C}$), de l'humidité relative (%) et de la taille initiale du cristal (μm). La vitesse de chute du cristal (m s^{-1}) est également donnée.

$b(\mu\text{m})$	Variation de T_e ($^{\circ}\text{C min}^{-1}$)	Vitesse de chute (m s^{-1})	Humidité relative (%)	Temps de fonte (s)		Δt (s)
				Théorie de Mason (1956) ¹	Paramétrisation	
370	2.02	5.10	86.5	72	79	7
329	2.05	5.18	85.0	63	70	7
319	1.45	3.66	80.0	76	82	6
367	2.51	6.34	80.0	63	70	7
364	1.60	4.04	90.0	80	87	7
357	2.92	7.37	92.5	57	63	6
388	2.80	7.07	91.0	62	69	7
373	2.19	5.53	91.0	71	76	5
355	3.46	8.74	84.0	52	58	6
360	5.85	14.77	87.0	37	44	7
371	4.73	11.94	90.0	42	49	7
364	1.80	4.55	86.0	72	81	7
370	4.10	10.35	88.0	47	53	6
355	2.67	6.74	87.0	57	65	8
397	0.94	2.37	83.0	105	120	15
370	1.48	3.74	93.0	85	93	8
319	3.19	8.06	84.0	52	54	2
370	6.00	15.15	87.0	42	44	2
345	4.73	11.94	84.0	42	47	5
350	4.80	12.12	90.0	46	47	1
350	3.00	7.58	90.0	58	61	3
370	2.10	5.30	90.0	69	73	4

¹ Les temps de fonte obtenus à l'aide de la théorie de [Mason \(1956\)](#) sont disponibles dans [Rasmussen et Pruppacher \(1982\)](#).

correspond à une variation d'environ 10% par rapport à ceux issus de [Mason \(1956\)](#). Les temps obtenus à l'aide de la paramétrisation sont donc raisonnables. La figure 5.3 montre le taux de fonte d'un cristal en fonction du temps. Les hypothèses sont les suivantes : le cristal a un rayon initial de $350 \mu\text{m}$, il tombe dans un environnement contenant 90% d'humidité relative et dans lequel la température varie de $+4.8^{\circ}\text{C min}^{-1}$, $+3.0^{\circ}\text{C min}^{-1}$ ou $+2.1^{\circ}\text{C min}^{-1}$. Cette variation temporelle de la température peut être assimilée à la vitesse de chute des cristaux de glace dans l'atmosphère. Dans une atmosphère adiabatique humide, une variation de température de $+4.8^{\circ}\text{C min}^{-1}$, $+3.0^{\circ}\text{C min}^{-1}$ ou $+2.1^{\circ}\text{C min}^{-1}$ correspond à une vitesse de chute des cristaux de glace de 12.12 m s^{-1} , de 7.58 m s^{-1} ou 5.30 m s^{-1} . Pour déterminer l'ordre de grandeur de la distance parcourue par le cristal de glace subissant la fonte, il suffira de multiplier la vitesse du cristal par son temps total de fonte donnés dans le tableau 5.2.

La figure 5.3 montre également le taux de fonte obtenu à l'aide de la paramétrisation. Nous pouvons, de nouveau, remarquer que l'écart entre la théorie et la paramétrisation est d'environ 6 secondes. Dans notre paramétrisation, le processus de fonte semble ce-

pendant ralentir dans la phase finale. Ce biais est peut-être provoqué par, la non prise en compte dans la paramétrisation de la variation d'un paramètre tel que la masse volumique de la glace ou la pression.

La fonte dans DESCAM 3D

Comme le montre le chapitre 2, le schéma initial de DESCAM 3D (Flossmann et Wobrock, 2010) utilise 5 spectres pour décrire les particules d'aérosol, les gouttes et les cristaux ainsi que la masse des aérosols dans les gouttes et les cristaux. Pour introduire, le nouveau processus détaillé de fonte, nous avons ajouté une sixième distribution $g_{liq} = m_l f_{ice}$ avec m_l la masse liquide présente sur un cristal de masse m_i . L'expression suivante donne ainsi la proportion de masse liquide *wir* (pour *water ice ratio*) présente dans une classe j de la distribution en glace.

$$wir(j) = \frac{g_{liq}(j)}{m_i(j) \times f_{ice}(j)} \quad (5.10)$$

Ce spectre est associé au spectre en nombre des cristaux $f_i(m)$. La lecture simultanée des deux spectres permet d'identifier si les cristaux présents dans une classe sont secs ou mixtes. En effet, s'il existe des cristaux dans une classe j du spectre $f_i(m)$ et que la valeur *wir* associée est supérieure à zéro alors le cristal est mixte, si *wir* est égale à zéro alors le cristal est sec et si, au contraire, la valeur du *wir* est 1 alors le cristal est totalement fondu et rejoint le réservoir des gouttes. La schéma 5.4 montre le processus détaillé de fonte.

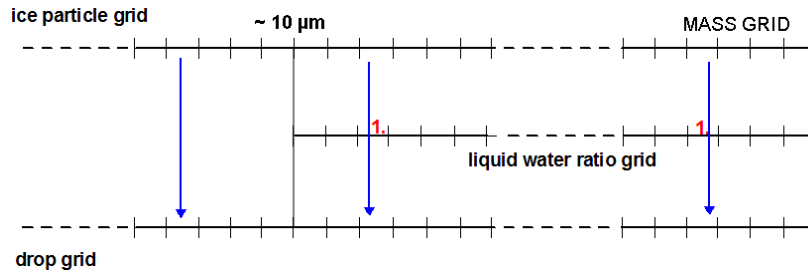


FIG. 5.4 – Représentation schématique du processus de fonte dans DESCAM. Les transferts entre le réservoir des cristaux à celui des gouttes sont symbolisés par les flèches. Pour simplifier le diagramme, toutes les classes des grilles n'ont pas été représentées.

Contrairement aux 5 autres spectres, $wir(m)$ comporte seulement 30 classes. Nous avons supposé que les cristaux ayant de faible masse (un rayon inférieur à $10 \mu\text{m}$) fondent instantanément dès lors que la température de l'environnement est supérieure à la température critique. Cette gamme de taille correspond aux 9 premières classes du spectre des cristaux $f_i(m)$. L'utilisation d'un spectre de 30 classes permet d'économiser légèrement sur le temps de calcul.

Enfin, toujours dans un souci de gain en temps de calcul, nous avons supposé que lorsque 90% de la masse du cristal mixte est liquide, le cristal fond et est transféré dans le réservoir des gouttes. Cette hypothèse permet également de diminuer les temps de fonte paramétrés qui avaient tendance à être plus longs que dans la théorie.

Nous indiquerons, par la suite, les cristaux pour lesquels le *wir* est supérieur à zéro par f_{ice}^* .

b) Agrégation

Les efficacités de collision entre cristaux dans l'atmosphère sont très faibles, excepté dans la zone où la température est proche de 0°C, du fait de la couche liquide présente à la surface des cristaux. Avec l'ajout de la fonte continue dans DESCAM, les cristaux mixtes peuvent s'agréger à d'autres cristaux de glace. Le processus d'agrégation est supposé efficace au-dessous de l'isotherme 0°C et est décrit de manière analogue au processus de collision-coalescence par l'équation suivante :

$$\frac{\partial f_{ice}(m_{crys})}{\partial t} = - \int f_{ice}(m_{crys}) K(m_{crys}, m_{crys}^*) f_{ice}^*(m_{crys}^*) dm_{crys} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{ice}^*(m_{crys})}{\partial t} = & - \int f_{ice}(m_{crys}) K(m_{crys}, m_{crys}^*) f_{ice}^*(m_{crys}^*) dm_{crys} \\ & + \int f_{ice}(m_{crys} - m_{crys}^*) K(m_{crys}^*, m_{crys} - m_{crys}^*) f_{ice}^*(m_{crys}^*) dm_{crys}^* \end{aligned} \quad (5.12)$$

Les efficacités d'agrégation sont supposées les mêmes que celles utilisées pour la collision-coalescence. La méthode de flux de [Bott \(1998\)](#) pour la collision-coalescence a été adaptée pour l'agrégation.

c) Collisions goutte-cristal mixte

Le processus de collision entre les gouttes et les cristaux est actif pour des températures positives et dépend de la température critique de fonte. En effet, entre $T = 0^\circ\text{C}$ et $T_{e,crit}$, les gouttes entrent en collision avec des cristaux secs alors qu'en dessous de l'isotherme $T_{e,crit}$, les gouttes entrent en collision avec des cristaux mixtes. Ce processus de collision est décrit de manière analogue au givrage selon les équations suivantes :

$$\frac{\partial f(m_{drop})}{\partial t} = - \int f_{wat}(m_{drop}) K(m_{crys}^*, m_{drop}) f_{ice}^*(m_{crys}^*) dm_{crys}^* \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{ice}^*(m_{crys}^*)}{\partial t} = & - \int f_{wat}(m_{drop}) K(m_{crys}^*, m_{drop}) f_{ice}^*(m_{crys}^*) dm_{drop} \\ & + \int f_{wat}(m_{drop} - m_{crys}^*) K(m_{crys}^*, m_{drop} - m_{crys}^*) f_{ice}^*(m_{crys}^*) dm_{drop} \end{aligned} \quad (5.14)$$

Les efficacités pour un cristal mixte sont supposées les mêmes que celles pour une goutte de même masse. La méthode de flux de [Bott \(1998\)](#) est une nouvelle fois utilisée pour ce processus.

La particule issue de la collision entre une goutte et un cristal est supposée être un cristal mixte si la proportion liquide reste inférieure à 90% de la masse totale de l'hydrométéore. Dans le cas contraire, la particule sera supposée être une goutte. DESCAM 3D considère ainsi de nombreuses collisions entre les différents hydrométéores : gouttes, cristaux et cristaux mixtes. Le tableau 5.3 synthétise ces différentes collisions.

Ce tableau montre que les cristaux secs présents à des températures négatives peuvent entrer en collision avec des gouttelettes d'eau surfondue (givrage) afin de former des plus gros cristaux secs. À des températures positives, les gouttes peuvent entrer

	goutte	crystal	crystal mixte
goutte	goutte	crystal si $T_e < 0^\circ\text{C}$ crystal mixte si $T_e > 0^\circ\text{C}$	crystal mixte si $wir < 0.9$ goutte si $wir > 0.9$
crystal	crystal si $T_e < 0^\circ\text{C}$ crystal mixte si $T_e > 0^\circ\text{C}$	/	crystal mixte
crystal mixte	goutte si $wir > 0.9$ crystal mixte si $wir < 0.9$	crystal mixte	crystal mixte

TAB. 5.3 – Synthèse des particules issues des différentes collisions possibles entre hydrométéores représentés dans DESCAM.

en collision-coalescence avec d'autres gouttes mais également avec des cristaux mixtes ou secs pour former des gouttes ou des gros cristaux mixtes. Enfin, les cristaux mixtes peuvent entrer en collision par le processus d'agrégation avec d'autres cristaux mixtes ou des cristaux secs s'ils ont été advectés au dessus de l'isotherme $T_{e,crit}$.

5.1.2 Chaleur latente associée

Les nouveaux processus microphysiques : la fonte et la collision d'une grosse goutte par un cristal mixte, provoquent un changement de phase. Une certaine quantité de chaleur latente, associée à ce changement de phase, est dégagée ou consommée.

À pression constante, le système reçoit du milieu extérieur la quantité de chaleur : $Q_P = H_w - H_i$, proportionnelle à sa masse m . Par conséquent, la chaleur latente est définie comme étant la différence d'enthalpie¹ H du système dans sa phase finale (par exemple, l'eau) moins l'enthalpie du système dans sa phase initiale (dans le même exemple, la glace) rapportée à l'unité de masse, selon l'expression suivante :

$$L_{i \rightarrow w} = \frac{H_w - H_i}{m} \quad (5.15)$$

Si la transformation subie par ce système est réversible et isotherme alors la chaleur réversible reçue par un système est :

$$Q_{rev,T} = T (S_w - S_i) \quad (5.16)$$

où les termes S_j représentent l'entropie par unité de masse dans la phase j (avec i pour la glace, w pour l'eau liquide et wv sera pour la vapeur d'eau). Ainsi :

$$H_w - H_i = T (S_w - S_i) \quad (5.17)$$

$$H_w - TS_w = H_i - TS_i \quad (5.18)$$

$$G_w = G_i \quad (5.19)$$

G correspond à l'enthalpie libre² du corps de masse m dans la phase liquide.

1. L'enthalpie est une fonction d'état de la thermodynamique, dont la variation permet d'exprimer la quantité de chaleur mise en jeu pendant la transformation isobare d'un système thermodynamique au cours de laquelle celui-ci reçoit ou fournit un travail mécanique.

2. L'enthalpie libre G est associée au second principe de la thermodynamique, principe d'évolution des systèmes physico-chimiques. La fonction G se comporte comme une fonction potentielle et intègre le comportement du milieu extérieur.

L'équation 5.16 indique qu'il faut fournir de la chaleur au système ($Q > 0$) pour le faire passer d'une phase d'entropie plus faible à une phase d'entropie supérieure. L'entropie peut être interprétée comme la mesure du degré de désordre d'un système au niveau microscopique. Cela signifie qu'il faut fournir de la chaleur au système pour le faire passer d'une phase ordonnée (glace) à une phase plus désordonnée (liquide).

Ainsi:

$$L_{i \rightarrow w} = T(S_w - S_i) > 0 \quad \text{fusion} \quad (5.20)$$

$$L_{i \rightarrow v} = T(S_v - S_i) > 0 \quad \text{sublimation} \quad (5.21)$$

$$L_{w \rightarrow v} = T(S_w - S_v) > 0 \quad \text{vaporisation} \quad (5.22)$$

Cette chaleur latente dépend de la température. Pour décrire cette variation, nous avons utilisé l'expression de la chaleur latente donnée par Pruppacher et Klett (1978) et dont l'équation est la suivante (avec T en Kelvin et $L_{m,0}$ en cal g⁻¹) :

$$L_{m,0} = 79.7 + 0.485T - 2.5 \times 10^{-3}T^2 \quad (5.23)$$

Cette expression 5.23 est valable sur l'intervalle de température allant de -50 à 0°C. La figure 5.5 montre les variations de la chaleur latente de fusion sur cet intervalle. La figure 5.5 montre également la variation de chaleur latente d'évaporation, utilisée dans DESCAM, dont l'expression est donnée par Pruppacher et Klett (1978).

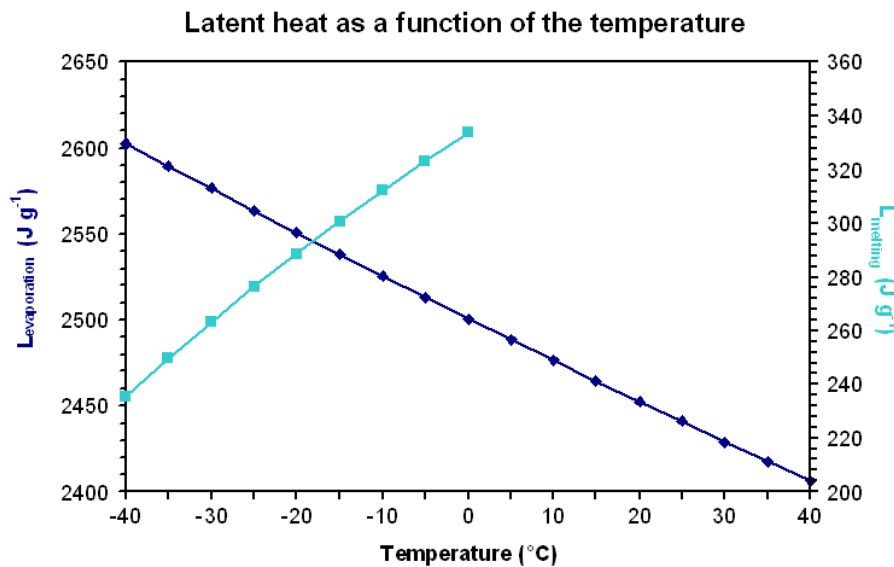


FIG. 5.5 – Variation de la chaleur latente de fusion et d'évaporation en fonction de la température.

D'après l'équation 5.20, la fonte des cristaux est une transformation de phase qui consomme une certaine quantité de chaleur. Ce processus aura tendance à refroidir l'environnement.

Au contraire, le processus de givrage qui est caractérisé par des collisions entre goutte et cristaux, à des températures inférieures à 0°C, permet la formation de plus gros cristaux (voir tableau 5.3). Ainsi, les gouttes mises en jeu dans ce processus sont congelées. Ce changement de la phase liquide à la phase glace est l'opposé de la fusion. Contrairement, à la fonte, ce changement de phase n'utilise pas de chaleur mais en libère ($Q < 0$). Ce processus aura donc tendance à réchauffer l'environnement.

5.1.3 Observation radar

a) La bande brillante

Une couche verticale dans laquelle l'écho radar est plus intense est visible dans les observations radar juste au-dessous de l'isotherme 0°C . Cette bande, qui peut atteindre 0.5 km, semble correspondre au processus de fonte des particules de glace. La figure 5.6 montre un exemple de variation temporelle du profil vertical de la réflectivité radar mesurée par le radar VPR (Vertically Pointing X band Radar) de McGill. Des images associées à différentes altitudes montrent une représentation des différents hydrométéores présents dans la couche. On peut ainsi remarquer que la bande brillante délimite deux zones dans lesquelles se trouvent soit des cristaux de glace (au-dessus de la bande brillante), soit des gouttes (au-dessous de la bande brillante). La bande brillante est, quant à elle, marquée par la présence d'hydrométéores mixtes : gouttes, cristaux et cristaux mixtes. Le profil de température associé montre que la bande brillante se situe juste au-dessous de l'isotherme 0°C et confirme ainsi l'hypothèse qu'elle est liée au processus de fonte des cristaux de glace.

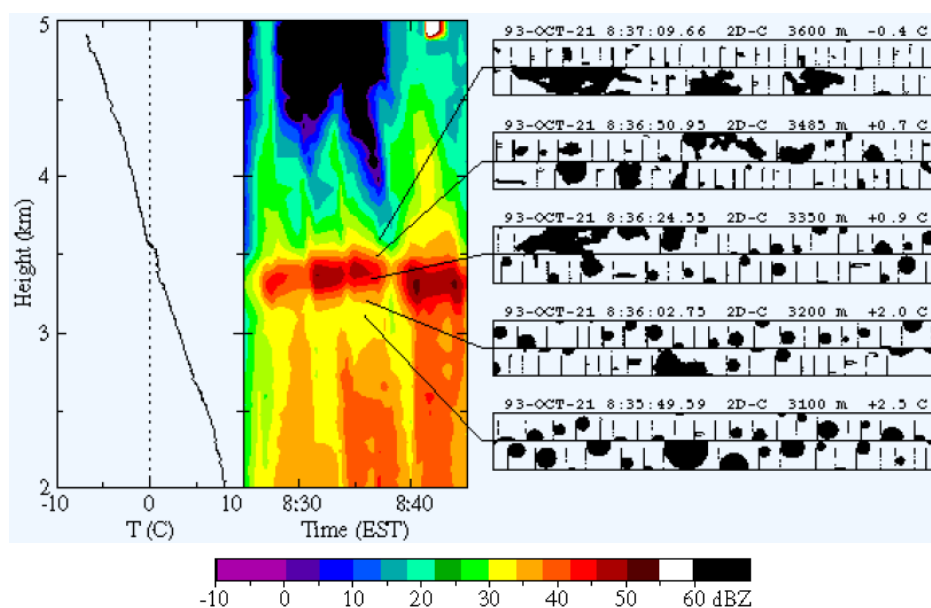


FIG. 5.6 – Exemple d'une bande brillante mesurée par le radar de McGill. Des images des hydrométéores présents aux différentes altitudes sont positionnées sur la droite, et le profil de température, à gauche, montre que la bande brillante est située juste au-dessous de l'isotherme 0°C . Figure disponible sur le lien suivant : <http://www.radar.mcgill.ca/science/ex-phenomenon/ex-melting-layers.html>.

Le schéma 5.7 montre le profil vertical de réflectivité radar dans une situation de précipitation stratiforme. Les caractéristiques de la structure verticale des échos radar sont particulièrement informatives sur les mécanismes dominant dans la formation de la précipitation.

La zone comprise entre 0 et 1 montre la croissance des cristaux de glace par dépôt de vapeur, qui est le processus de croissance le plus lent. Par conséquent, lorsque l'altitude diminue alors la réflectivité radar, qui est proportionnelle au moment d'ordre 6 de la distribution dimensionnelle des hydrométéores, varie lentement.

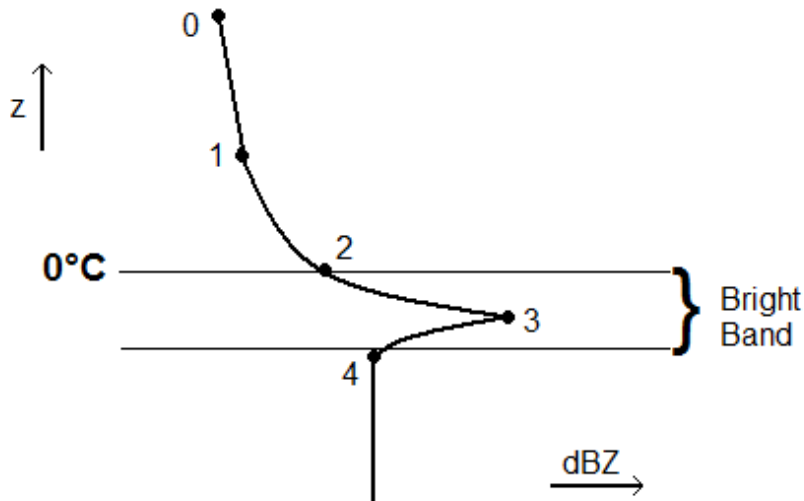


FIG. 5.7 – Représentation schématique du profil vertical de la réflectivité radar mesurée dans une situation stratiforme. Figure adaptée de Houze (1993).

Entre les couches 1 et 2, les cristaux de glace, lors de leur chute, peuvent encore grossir par les processus de déposition de vapeur d'eau et par le givrage. Ces processus permettent la formation de grosses particules de glace qui font plus rapidement augmenter la réflectivité radar.

Ensuite, la brusque augmentation de la réflectivité radar entre les points 2 et 3 est due à la combinaison de deux effets. Le premier effet est lié au processus d'agrégation toujours efficace dans cette couche et au processus de givrage. Le second effet est lié à l'indice de réfraction des hydrométéores $|K|^2$ qui varie de $|K_i|^2 = 0.197$ pour les particules de glace à $|K_w|^2 = 0.93$ pour les gouttes.

La diminution de la réflectivité radar dans la partie basse de la bande brillante est également due à l'association de deux effets. Tout d'abord, lors de la transformation des cristaux en gouttes, la vitesse de chute augmente soudainement. En effet, la vitesse de chute de la neige est d'environ $1-3 \text{ m s}^{-1}$ alors qu'elle peut atteindre $\approx 5-10 \text{ m s}^{-1}$ pour les gouttes de pluie. Soit le flux des précipitations R entre les niveaux 3 et 4 donné par l'expression suivante :

$$R = \int N(D)v(D)D^3 \quad (5.24)$$

Si l'on suppose que le flux des précipitations R est constant (Houze, 1993), alors la concentration moyenne en eau précipitante N diminue. De plus, la taille des gouttes produites par la fonte est inférieure à celle des cristaux de glace dont elles sont issues. Étant donnée que le facteur de réflectivité radar Z est le moment d'ordre 6 de la distribution dimensionnelle des gouttes de pluie, la diminution de la taille et l'augmentation de la vitesse de chute entre les niveaux 3 et 4 correspond à une diminution de Z dans la même couche.

La couche au-dessous du niveau 4 caractérise la précipitation. Les processus microphysiques qui ont lieu dans cette couche sont très variables et dépendent du contexte météorologique. Dans certains cas, le flux de précipitation peut rester stable alors que dans d'autres cas il peut s'intensifier (par la présence du processus de collision-coalescence) ou diminuer si l'environnement est sec (évaporation).

Depuis les premières observations radar, la bande brillante est considérée comme une source d'erreur importante dans l'estimation des précipitations (Olson et al., 2001). Afin de prendre en compte l'impact de la bande brillante sur les données d'observation radar, il semble nécessaire qu'elle soit correctement représentée dans les modélisations.

b) Première approche du calcul de la réflectivité radar

Lorsque les cristaux se trouvent en dessous de l'isotherme 0°C, c'est à dire à des altitudes où la température est positive, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, une fine pellicule d'eau va se former à sa surface. La mesure radar suppose alors que ces cristaux mixtes sont des gouttes de pluie de grande taille ($\rho_i < \rho_w$). De plus, comme la surface liquide est beaucoup plus conductrice que la phase glace ($|K_w|^2 > |K_i|^2$), il apparaît à ce niveau de l'atmosphère une augmentation de la réflectivité radar, et par conséquent, une surestimation des précipitations.

Dans le modèle DESCAM-3D, les réflectivités radar Z sont calculées, selon l'approximation de Rayleigh, à partir des distributions dimensionnelles des hydrométéores. Pour les gouttes, comme nous l'avons déjà montré dans le chapitre 3 (à la page 59), on utilise directement le moment d'ordre 6 de la distribution dimensionnelle :

$$Z [mm^6 m^{-3}] = \int N(D) D^6 dD \quad (5.25)$$

Pour les hydrométéores glacés, Delanoë et al. (2005) proposent la formule suivante :

$$Z [mm^6 m^{-3}] = \frac{|K_i|^2}{|K_w|^2} \left(\frac{\rho_w}{\rho_i} \right)^2 \int N(D_{\text{éq}}) D_{\text{éq}}^6 dD_{\text{éq}} \quad (5.26)$$

où le diamètre équivalent $D_{\text{éq}}$ correspond au diamètre d'un cristal après sa fonte. Le diamètre équivalent est donné par l'expression suivante :

$$D_{\text{éq}} = \left(\frac{\rho_i(D_i)}{\rho_w} \right)^{\frac{1}{3}} D_i \quad (5.27)$$

Les constantes diélectriques pour la glace et l'eau prennent respectivement les valeurs de $|K_i|^2 = 0.176$ et $|K_w|^2 = 0.93$.

Pour tenir compte du problème de la bande brillante dans les simulations de la réflectivité radar, nous avons supposé que le calcul de la réflectivité radar pour les grêlons humides ou « mixtes » est identique à celui de l'eau.

Pour tester les développements de la microphysique des hydrométéores en phase mixte et de la réflectivité radar associée dans DESCAM-3D, nous avons utilisé un cadre plus simple que celui observé lors de la campagne COPS. Pour cela, nous avons utilisé un cadre idéalisé avec une topographie simple. De plus, la situation estivale de COPS a provoqué l'apparition de bande brillante à des altitudes élevées peu documentées par les radars présents sur le supersite V.

5.2 Conditions initiales de la situation d'étude

La situation idéalisée utilisée, par la suite, est proche de celle utilisée par Zängl et al. (2010). Certaines modifications ont, toutefois, été apportées pour les besoins de notre étude de cas. Les simulations ont été réalisées sur un domaine de 202×98 points avec une résolution horizontale de 750 m (soit $150 \times 72 \text{ km}^2$). La grille verticale comprend 83 points situés de manière non-équidistante. En effet, la résolution verticale varie, au-dessus du relief, de 40 m dans les basses couches à 600 m au sommet du domaine ($\approx 20 \text{ km}$). La figure 5.8 montre la variation de la résolution verticale avec un zoom sur les basses couches.

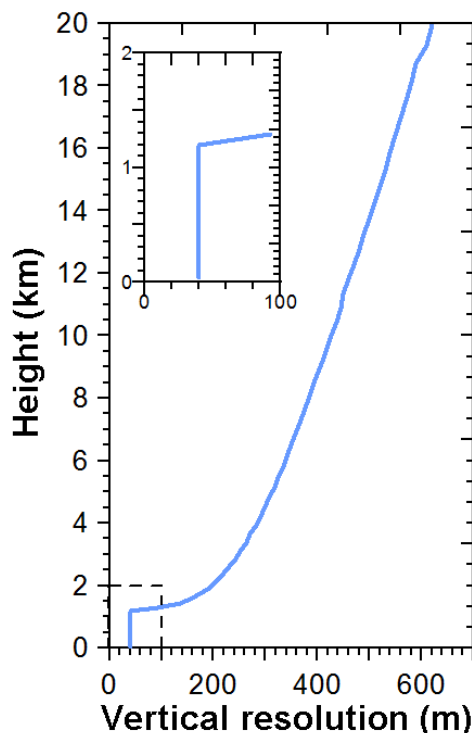


FIG. 5.8 – Variation de la résolution verticale entre le sol et le sommet du domaine situé à 20 km d'altitude. La plus petite figure montre un zoom sur la résolution verticale des basses couches.

La topographie (représentée sur la figure 5.9) est composée d'une montagne isolée définie par la fonction suivante :

$$h(x, y) = \frac{h_0}{\left(1 + \left(\frac{x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{L_y}\right)^2\right)^2} \quad (5.28)$$

Le sommet de cette montagne est de 1200 m et est situé à $x = 48 \text{ km}$ et $y = 36 \text{ km}$. La largeur de la montagne est donnée par $L_x = 4 \text{ km}$ et $L_y = 1.25 L_x$. Cette montagne permet d'initier les ondes de relief qui facilite la formation du système nuageux. Nous avons, de plus, ajouté une pente de 0.67% selon les x croissants (c'est à dire que le dénivelé est $\Delta z = 5 \text{ m}$ lorsque $\Delta x = 750 \text{ m}$). Cette pente débute à $x = 30 \text{ km}$. À $x = 150 \text{ km}$, l'altitude maximale de la pente est de 810 m. Cela provoque une élévation du sommet de la montagne de 1200 m à 1330 m. Cette pente a été introduite pour

obtenir, an aval de la montagne, une situation stratiforme dans laquelle les bandes brillantes sont le plus souvent visibles.

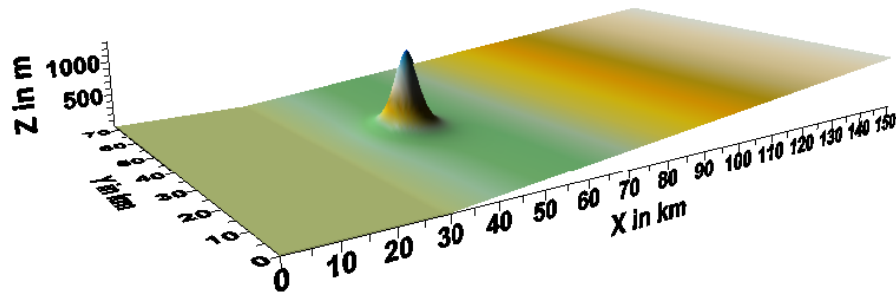


FIG. 5.9 – Représentation du domaine et de la topographie de la situation d'étude.

Le vent est supposé unidirectionnel, selon la direction des x avec une vitesse U qui augmente de 10 m s^{-1} au niveau du sol à 30 m s^{-1} à $z = 11 \text{ km}$ et reste constant au-dessus. Le paramètre de Coriolis est fixé à zéro dans toutes les simulations. Les conditions thermodynamiques de l'atmosphère sont identiques au sondage du cas hivernal de Zängl et al. (2010). Ce sondage est représenté, en gris, sur la figure 5.10.

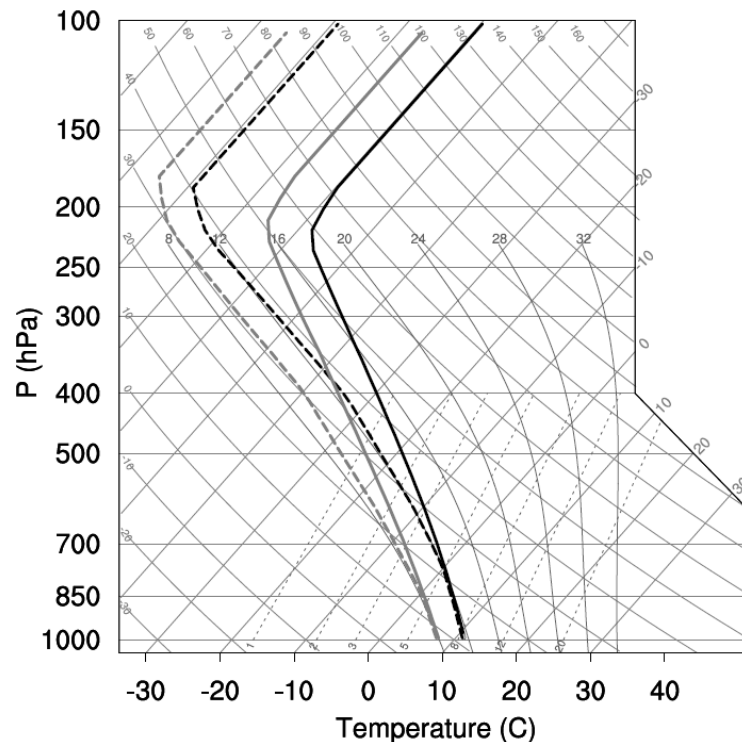


FIG. 5.10 – Profil de la température (ligne continue) et de l'humidité (ligne pointillée) pour le cas hiver (en gris) utilisé dans nos simulations. Les profils en noir correspondent au cas été utilisé dans Zängl et al. (2010). Figure issue de Zängl et al. (2010).

La distribution initiale des particules d'aérosol utilisée suit Jaenicke (1988) pour une masse d'air continentale comme dans le chapitre 3. Le spectre est représenté par la

courbe noire dans la figure 3.6, à la page 58. Le nombre total des particules d'aérosol dans la couche limite obtenu avec ce spectre continental est de 1411 cm^{-3} . Les particules sont supposées être composées de sulfate d'ammonium à 40% soluble (Brooks et al., 2002). La concentration en particule décroît exponentiellement jusqu'à 3 km d'altitude et reste constante au-dessus.

Les résultats de plusieurs études, simulées sur 4 h d'intégration, vont être présentés dans les paragraphes suivants. La première simulation, qui utilise les différents processus des hydrométéores mixtes, sera considérée comme simulation de référence. Dans la deuxième, la version du modèle sans amélioration de la fonte est utilisée. Une première étude comparative entre ces deux simulations permettra d'étudier la présence de cristaux mixtes sur la formation des précipitations. Dans une deuxième étude, nous allons tester l'importance des dégagements de chaleur latente dans les processus faisant intervenir les hydrométéores mixtes. Pour étudier cet impact, nous allons d'abord couper tout dégagement de chaleur latente pour quantifier son influence sur les conditions thermodynamiques de l'environnement. Ensuite, nous évaluerons l'importance de la chaleur latente dégagée dans les processus faisant intervenir les hydrométéores mixtes. Dans une dernière étude, nous réitérerons nos tests sur l'impact d'une masse d'air polluée sur la formation des précipitations.

5.3 Influence des hydrométéores mixtes

5.3.1 Aspect macroscopique du nuage

Pour toutes les simulations, l'aspect macroscopique (développement et morphologie) du nuage reste inchangé. En effet, au cours des 30 premières minutes, le vent horizontal provoque, à son arrivée sur l'obstacle, une ascendance d'environ 2 m s^{-1} . Un nuage composé d'hydrométéores liquides se forme sur le sommet de la montagne. L'onde de relief formée s'intensifie en altitude et provoque des ascendances, ayant une intensité maximale de 4 m s^{-1} , juste derrière la montagne et jusqu'à environ 6 km d'altitude. En s'éloignant de la montagne, l'intensité des vents verticaux diminue, provoquant ainsi, une situation stratiforme en aval de la montagne. Cette situation stratiforme se caractérise, à 30 min d'intégration, par une bande de nuage liquide entre 500 m et 2 km d'altitude. L'intensité des mouvements verticaux diminue au cours de la simulation. La figure 5.11 montre, par exemple, une coupe du vent vertical obtenu après 150 min d'intégration. Le nuage continue de croître et de s'étendre au cours de la simulation. Après environ 60 minutes de simulation, la phase glace apparaît entre 5 et 6 km d'altitude. Au cours de la simulation, cette phase glace continue à se développer horizontalement et verticalement pour atteindre un maximum d'environ 0.4 g m^{-3} à 150 min d'intégration.

5.3.2 Comparaison avec le schéma de fonte instantanée

Dans ce paragraphe, les résultats de la simulation de référence (*i.e.* avec la considération des cristaux mixtes) vont être présentés. Nous allons, de plus, comparer ces résultats à ceux obtenus avec le schéma microphysique utilisé dans Leroy et al. (2009) dans lequel la fonte était considérée comme un processus instantané.

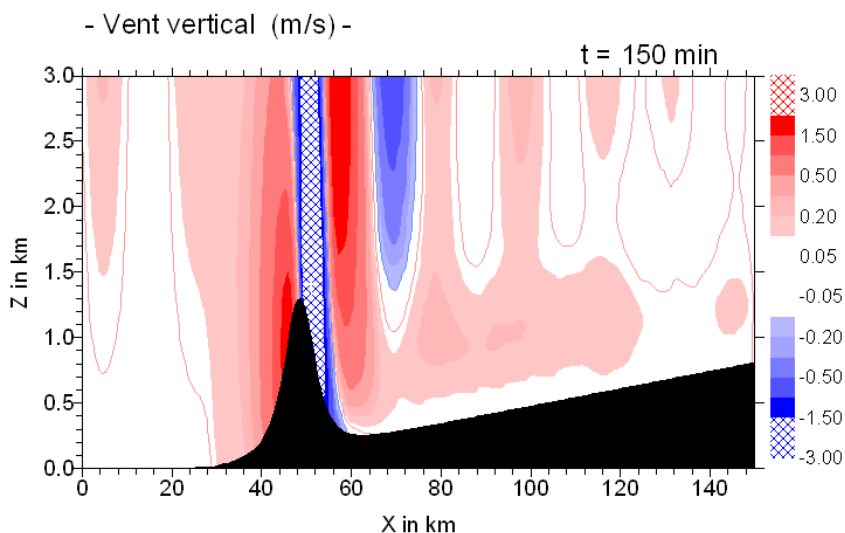


FIG. 5.11 – Coupe du vent vertical w (en m s^{-1}) obtenue avec le schéma de fonte continue après 150 min d'intégration.

a) Valeurs intégrales

Les différentes représentations de la figure 5.12 montrent, après 150 min d'intégration, les contenus en glace (IWC) et en eau liquide (LWC) obtenus avec la nouvelle et l'ancienne version de DESCAM-3D (que nous appellerons, par la suite, « schéma de fonte continue » ou « schéma de fonte instantanée »). Les LWC et IWC correspondent, respectivement, à la masse totale en eau liquide et en glace précipitante et nuageuse.

Les contenus en eau et en glace englobent, à la fois, les hydrométéores nuageux et les hydrométéores précipitants (rayon $> 40 \mu\text{m}$). Au cours de la simulation, la quantité de glace était la plus abondante à 150 min d'intégration. Nous avons donc décidé de montrer les résultats obtenus pour ce pas de temps. Néanmoins, les remarques détaillées, par la suite, s'appliquent généralement quelque soit le temps d'intégration choisi.

En comparant les résultats obtenus pour le IWC, la quantité de glace obtenue avec le schéma instantané de fonte ($\text{IWC} = 0.4 \text{ g m}^{-3}$) est similaire à celle obtenue à l'aide du schéma de fonte continue. La répartition du IWC est également la même entre les deux schémas. Néanmoins, on peut noter que dans le cas instantané la glace disparaît dès lors qu'elle atteint l'isotherme 0°C . Au contraire, dans le cas détaillé, la glace est présente dans une région d'environ 200 m d'épaisseur au dessous de l'isotherme 0°C , où règnent des températures positives.

Au niveau du contenu en eau liquide (LWC), les quantités simulées dans les deux cas sont similaires ($\text{LWC} = 1.0 \text{ g m}^{-3}$). Nous pouvons également remarquer que la répartition du LWC diffère sous les zones de fort contenu en glace. En effet, dans le cas où la fonte est instantanée, le contenu en eau liquide est plus important juste au-dessous de l'isotherme 0°C . Ce comportement est également observé par Phillips et al. (2007). Le contenu en eau liquide diminue, ensuite, dans la zone de précipitation car le processus d'évaporation est efficace dès les températures positives. Dans le schéma de fonte continue, l'augmentation brutale du contenu en eau liquide au-dessous de l'isotherme 0°C n'est pas visible. Cependant, une augmentation du LWC existe à une altitude d'environ 900 m. Cette augmentation du LWC peut être provoquée par la fonte des derniers

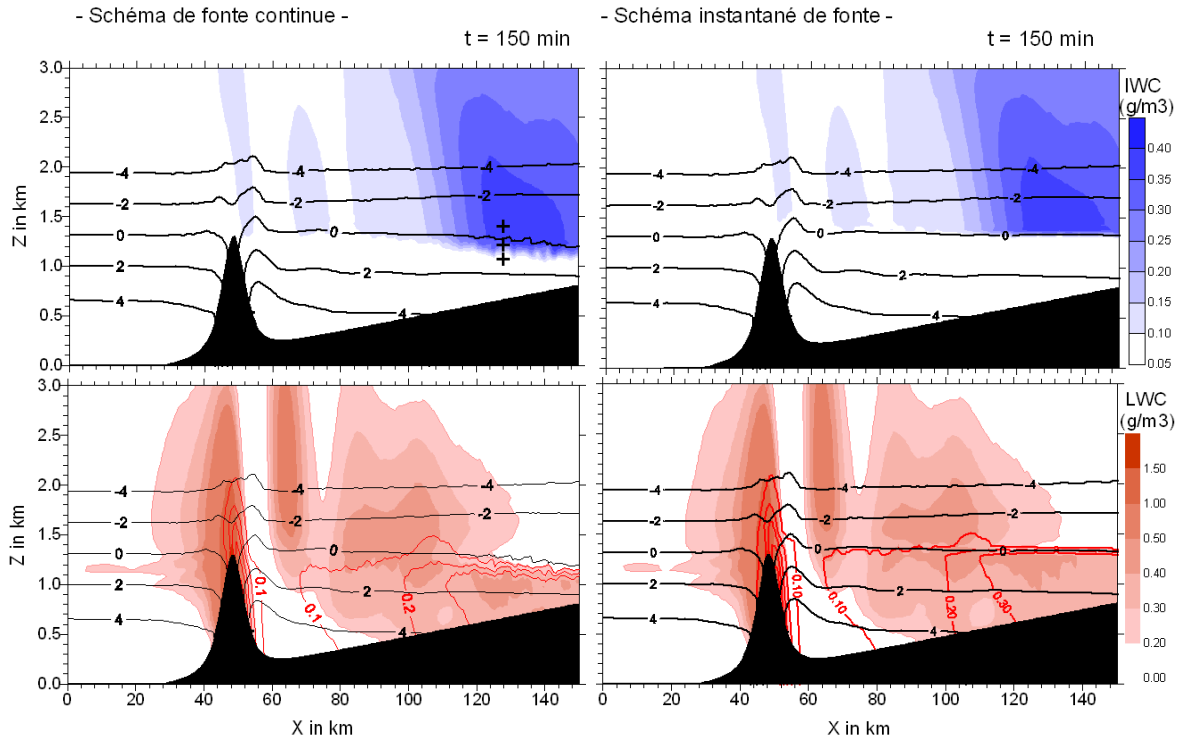


FIG. 5.12 – Coupes verticales des contenus en glace (IWC en g m^{-3}) et eau liquide (LWC en g m^{-3}) obtenus avec le schéma de fonte continue et instantanée après 150 min d'intégration. Les traits noirs donnent les iso-contours pour la température (en $^{\circ}\text{C}$). Les lignes rouges montrent le contenu en eau précipitante (en g kg^{-1}). Les croix représentent les différentes altitudes des études présentées dans les figures 5.13 et 5.25.

cristaux de glace existants à cette altitude où règne une température d'environ 1°C .

La figure 5.12 montre également les contenus en eau précipitante obtenus avec les schémas de fonte continue et instantanée. Nous pouvons remarquer que l'intensité et la répartition des précipitations sont similaires dans les deux cas. L'intensité maximale du contenu en eau précipitante est d'environ 0.3 g kg^{-1} . La répartition de l'eau précipitante montre une forte dépendance au contenu en glace puisque le maximum d'eau précipitante se situe en-dessous du maximum du contenu en glace. Dans le cas de fonte instantanée, comme nous l'avons déjà évoqué, le brusque transfert des cristaux de glace dans le réservoir des gouttes à l'isotherme 0°C provoque la formation de grosses gouttes précipitantes. Au contraire, le schéma de fonte continue provoque, à l'isotherme 0°C , une transformation progressive des particules de glace en gouttes précipitantes. Le contenu en eau précipitante atteint son maximum de 0.3 g kg^{-1} qu'à environ 200 m en-dessous de l'isotherme 0°C .

b) Spectres des hydrométéores

La figure 5.13 montre les spectres des hydrométéores obtenus après 150 min d'intégration sur une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$ (49 points) et dont le centre est marqué sur la figure 5.12. Les spectres des hydrométéores ont été tracés, à l'aide des résultats des simulations utilisant la nouvelle et l'ancienne version de DESCAM, pour différentes altitudes représentées sur la figure 5.12. Les altitudes choisies correspondent à des altitudes

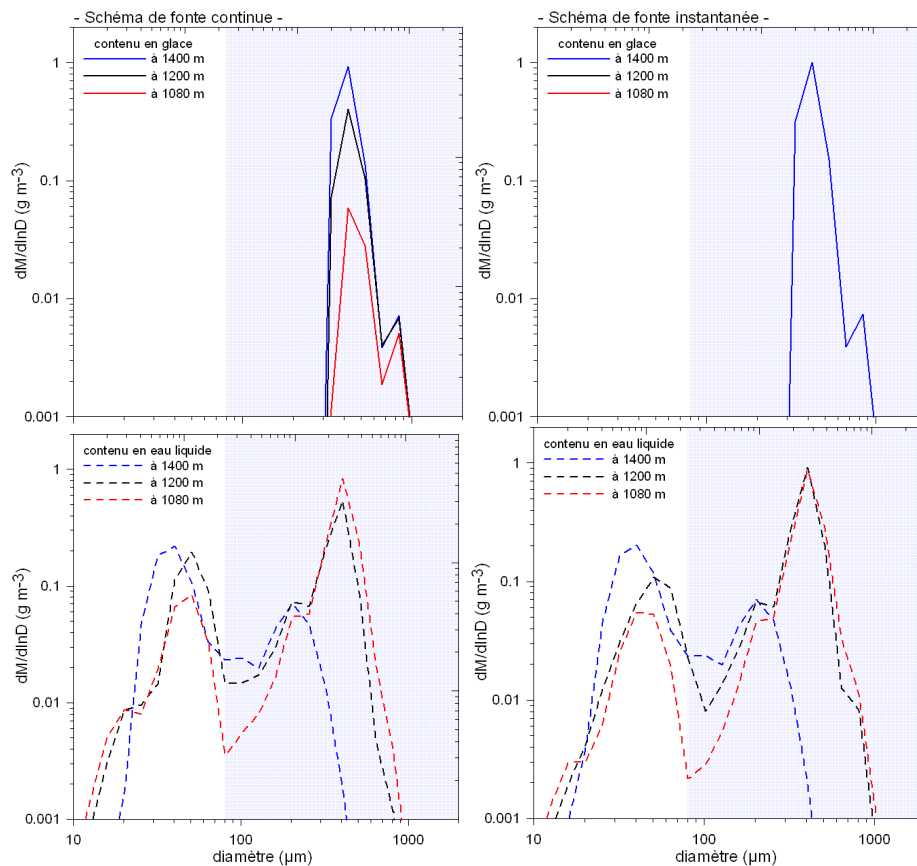


FIG. 5.13 – Distributions en masse moyennes des cristaux de glace (en haut) et des gouttes (en bas) obtenues avec la nouvelle version de DESCAM (à gauche) et l'ancienne version de DESCAM (à droite). Les spectres moyennés, sur une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$ (49 points) et dont le centre est marqué par des + sur la figure 5.12, sont représentés à différentes altitudes a.s.l. correspondant à une altitude au-dessus (à 1400 m ; en bleu), proche (à 1200 m ; en noir) et au-dessous (à 1080 m ; en rouge) de l'isotherme 0°C . La zone grisée correspond à la gamme de taille des hydrométéores précipitants.

où règnent une température inférieure à 0°C (en bleu), supérieure à 0°C (en rouge) ou proche de 0°C (en noir). L'isotherme 0°C se situe à une altitude d'environ 1280 m.

À l'aide du schéma de fonte instantanée, nous pouvons remarquer une disparition des cristaux de glace aux altitudes inférieures à l'isotherme 0°C . Avec les spectres de gouttes, nous pouvons noter que la masse de glace disparue est transférée dans le réservoir des gouttes pour les altitudes inférieures à l'isotherme 0°C , où règnent des températures positives. Le schéma de fonte instantanée provoque donc la formation de grosses gouttes précipitantes juste au-dessous de l'isotherme 0°C , comme cela a déjà été montré dans la figure 5.12. Les spectres en goutte obtenus avec le schéma de fonte instantanée montrent également que la masse des gouttes nuageuses varie selon l'altitude. En dessous de l'isotherme 0°C , les gouttes subissent surtout le processus de collision-coalescence, qui permet la formation de plus grosses gouttes (légère augmentation pour les gouttes d'environ $700 \mu\text{m}$ de diamètre), et le processus d'évaporation.

À l'aide du schéma de fonte continue, nous pouvons noter sur les spectres en glace que les cristaux de glace sont présents à 1400 m mais également aux altitudes proche et en-dessous de l'isotherme 0°C . Toutefois, la masse des hydrométéores glacés diminue avec

l'altitude. Cette diminution de la masse glace aux températures positives est cohérente avec le principe du schéma de fonte continue. En associant les spectres en masse de l'eau liquide à ces spectres de glace, nous remarquons que la chute progressive de la masse glace avec l'altitude induit une augmentation continue de la masse de l'eau liquide avec l'altitude. Ce comportement montre que le passage de la masse glace à la masse en eau liquide à l'isotherme 0°C n'est plus brutal. Nous pouvons remarquer que le comportement de la masse en eau nuageuse est le même dans les schémas de fonte instantanée et continue.

Les différentes études comparatives des spectres et des contenus en glace et en eau liquide montrent des résultats que l'on pouvait supposer. Le schéma de fonte continue fournit donc des résultats physiquement cohérents et on peut, sans trop s'avancer, affirmer que sa représentation est correcte.

c) Étude de la précipitation au sol

La figure 5.14 montre la répartition du cumul de pluie au sol, après 3 heures d'intégration, obtenue à l'aide du schéma de fonte continue. Les cumuls maximums sont trouvés principalement sur la montagne et en aval de la montagne (à $x \approx 124$ km). Au cours de la simulation, les premières pluies se produisent sur les versants de la montagne à environ 30 min de simulation, et au fur et à mesure de l'intégration, la pluie s'étend sur la pente régulière située en aval de la montagne.

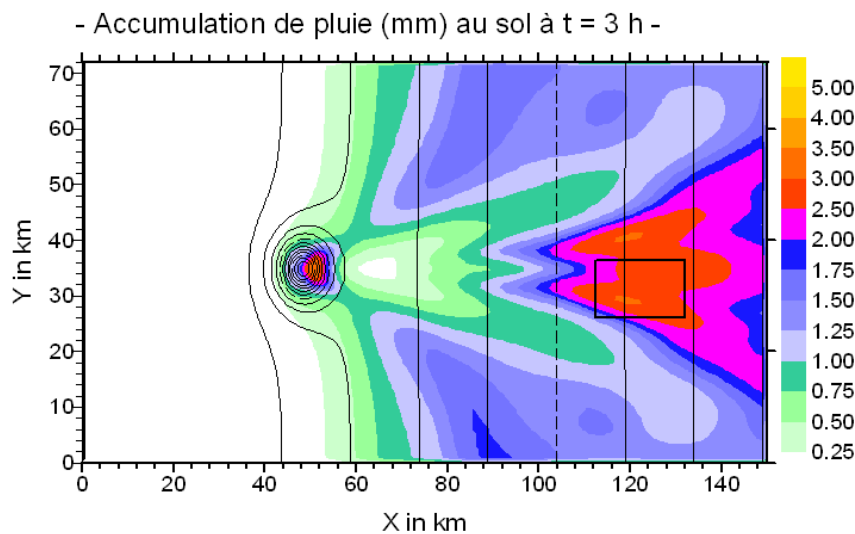


FIG. 5.14 – Répartition de la pluie au sol (mm) après 3 heures d'intégration avec le schéma de fonte continue. Le carré noir représente la zone d'étude utilisée pour réaliser la figure 5.15. Les courbes grises montrent les niveaux de même altitude allant de 100 à 1300 m, régulièrement espacées de 100 m.

La figure 5.15 montre l'évolution de l'accumulation des précipitations au sol pour une surface de $20 \times 10 \text{ km}^2$ représentée sur la figure 5.14 par le carré noir. Cette zone d'étude correspond à la surface la plus arrosée du domaine durant les 3 h d'intégration. La figure 5.15 montre que la zone d'étude commence d'être arrosée par les précipitations au bout de 1h20 d'intégration. Le cumul moyen sur cette surface atteint, après 3 heures d'intégration, en moyenne 2.65 mm de pluie.

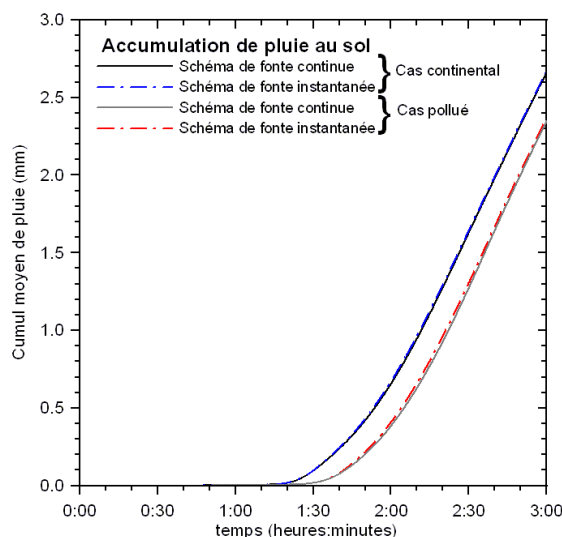


FIG. 5.15 – Évolution du cumul de pluie au sol (mm) sur une zone de $20 \times 10 \text{ km}^2$ pour les simulations continentale et polluée avec le schéma de fonte instantanée et continue.

Cette figure montre également l'évolution de l'accumulation des pluies au sol sur la même zone pour les simulations utilisant le schéma de fonte instantanée. Nous pouvons remarquer, que l'utilisation du schéma de fonte instantanée ou continue ne modifie par l'évolution des précipitations dans ce cas continental.

d) Réflectivité radar

L'objectif de ce paragraphe est de reproduire la bande brillante dans les simulations considérant des hydrométéores mixtes. Pour vérifier si les valeurs de réflectivité radar simulées sont cohérentes, nous avons réalisé une étude comparative qualitative entre les résultats simulés dans le cas idéal avec les données d'une situation stratiforme observée sur le bassin clermontois qui possède une évolution similaire du cumul de pluie au sol.

La figure 5.16 montre un exemple d'évolution temporelle du profil vertical de réflectivité radar mesuré par le radar en bande K (MicroRainRadar, Peters et al. (2002)) du LaMP. Ce radar à visée verticale est situé à proximité de la ville de Clermont-Ferrand. Sa résolution verticale est de 100 m et sa résolution temporelle est de 10 s. Cette réflectivité radar a été mesurée le 11 avril 2008. La situation synoptique est marquée par un front arrivant sur le centre de la France qui a provoqué une chute des températures sur la région clermontoise autour de 10h UTC. Auparavant, des précipitations se sont formées sur le bassin clermontois à environ 3h UTC. Le cumul de pluie mesuré est d'environ 2.5 mm à 6h UTC et son évolution est comparable à celle de la situation simulée (figure 5.15).

La figure 5.16 montre la présence d'une bande brillante à 1200 m qui s'étend sur environ 300 m. Nous pouvons également voir, qu'au-dessus de cette bande brillante, les réflectivités radar mesurées sont très faibles. À ces altitudes, les hydrométéores glacés sont prépondérants. Les faibles valeurs de réflectivité radar sont dues à la constante diélectrique de la glace qui est beaucoup plus faible que celle des gouttes. De plus, l'atténuation du signal est importante à la longueur d'onde du radar en bande K. Au-dessous de la bande brillante (sur $\approx 400\text{-}500 \text{ m}$), les précipitations ont une intensité plus

faible mais l'intensité augmente ensuite à proximité de la surface.

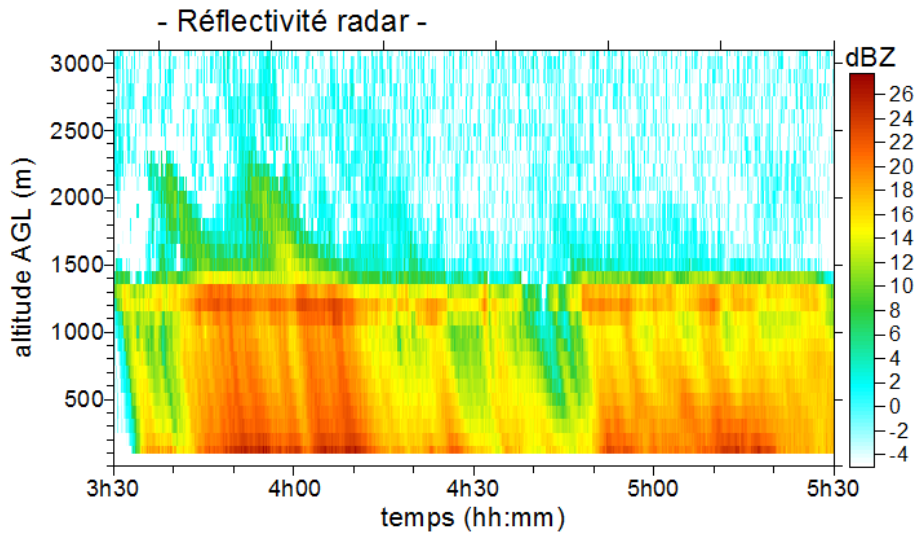


FIG. 5.16 – Évolution temporelle du profil vertical de réflectivité radar observé par le radar en bande K du LaMP, le 11 avril 2011 entre 3h30 et 5h30 UTC. Données radar traitées selon [Tridon \(2011\)](#).

La figure 5.17 montre quelques profils verticaux de réflectivité radar mesurés par le radar en bande K aux environs de 4h00 UTC. Cette figure confirme le comportement de la réflectivité radar trouvé dans la figure 5.16. Un maximum de la réflectivité radar se trouve à 1200 m pour les six profils tracés. Dans les 200-300 premiers mètres juste au-dessous de ce maximum d'intensité, la réflectivité radar mesurée diminue entre 3 et 5 dBZ. Au-dessous de cette bande brillante, l'intensité augmente jusqu'à atteindre un maximum à la surface. L'augmentation de la réflectivité radar à proximité de la surface n'est pas réaliste à cause de certaines hypothèses utilisées dans l'interprétation des mesures radar qui ne sont pas pertinentes pour les basses fréquences correspondant à de telles altitudes ([Tridon, 2011](#)). Au-dessus du maximum d'intensité mesuré à 1200 m, la réflectivité radar diminue entre 10 à 13 dBZ sur 200 m. À partir de 1600 m, comme dans la figure 5.16, le signal est presque inexistant.

Nous allons étudier le champ de réflectivité radar obtenu pour le cas idéalisé présenté dans les paragraphes 5.2 et 5.3.2. La figure 5.18 montre l'évolution temporelle du profil de réflectivité radar obtenu à la verticale du point situé à $x = 130$ km et $y = 36$ km. Ce point est arrosé par les précipitations jusqu'à la fin de notre intégration et se trouve dans une région où le cumul de pluie au sol est important (voir le carré noir de la figure 5.14). La figure 5.18 montre la présence d'une bande brillante à environ 600 m au-dessus du relief. Il faut noter qu'à ce point la topographie est de 600 m. Cette représentation explique pourquoi la bande brillante se trouve à ≈ 600 m alors que les cristaux mixtes se trouvent à ≈ 1200 m dans la figure 5.12.

La figure 5.18 permet ainsi une comparaison qualitative entre le comportement global simulé de la réflectivité radar et celui obtenu par les mesures du radar en bande K présenté dans la figure 5.16. Après 5000 s (ou 83 min) d'intégration, la précipitation apparaît. La bande brillante apparaît à environ 6000 s (ou 100 min). Nous pouvons noter qu'au-dessus de la bande brillante, la réflectivité radar semble diminuer rapidement. En-dessous de la bande brillante, elle semble, au contraire, diminuer plus lentement et même

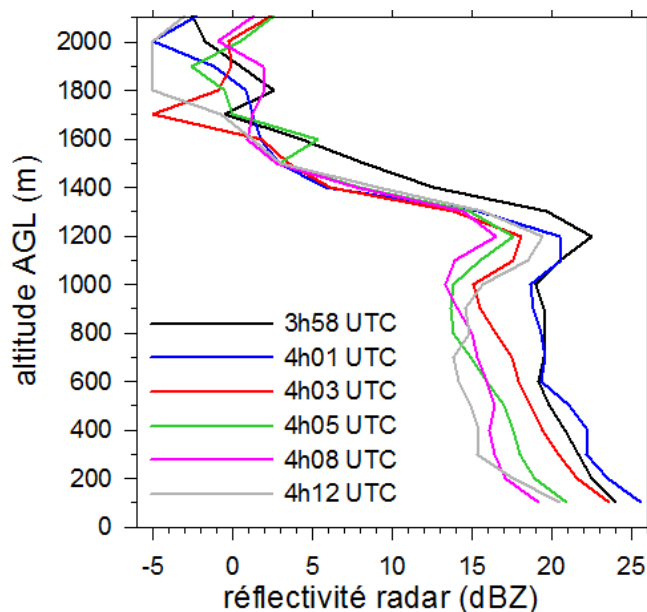


FIG. 5.17 – Profils verticaux de réflectivité radar mesurés par le radar en bande K du LaMP entre 3h58 et 4h12 UTC, le 11 avril 2008.

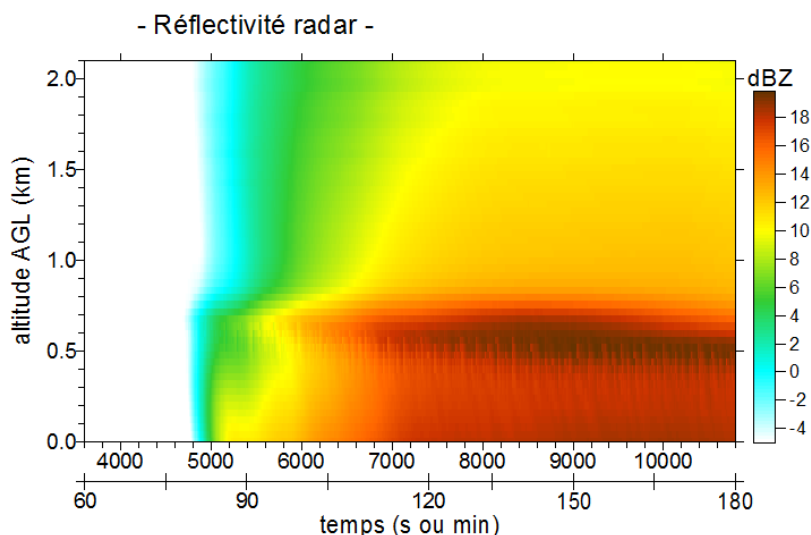


FIG. 5.18 – Évolution temporelle du profil de la réflectivité radar au cours de l'intégration à $x = 130$ km et $y = 36$ km. Pour le calcul de la réflectivité radar de la phase glace, nous avons supposé que la masse volumique des cristaux est de 0.7 g cm^{-3} . La modification de la masse volumique n'est effective que dans le calcul de la réflectivité radar.

augmenter à proximité de la surface. Pour une meilleure compréhension du profil de la réflectivité radar, nous avons tracé la figure 5.19 qui montre une autre représentation de la réflectivité radar simulée.

La figure 5.19 montre le profil de réflectivité radar obtenu à 150 min d'intégration pour le même point situé $x = 130$ km et $y = 36$ km. La figure 5.19 montre quatre profils de réflectivité radar obtenus à l'aide de l'expression 5.25 pour les hydrométéores liquides. Le calcul pour les cristaux totalement glacés suit l'équation 5.26. Pour les cristaux mixtes, nous avons supposé que le calcul de la réflectivité radar est identique à celui utilisé pour les gouttes. Cependant, pour considérer la variation de volume entre

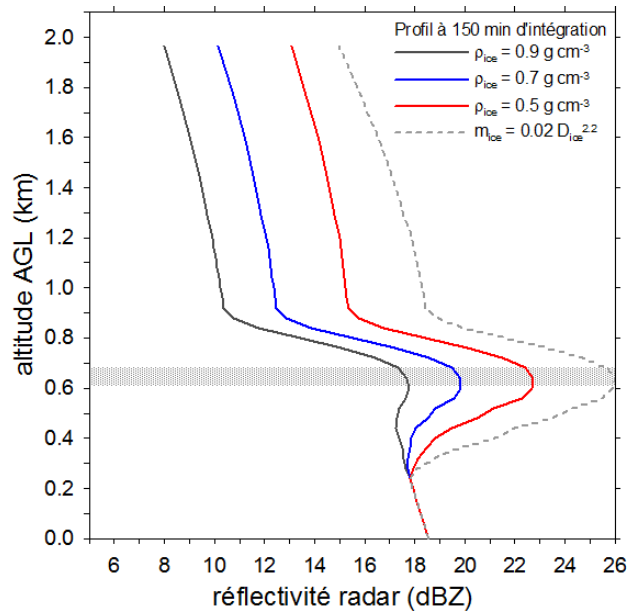


FIG. 5.19 – Profils verticaux de réflectivité radar simulés à 150 min d’intégration pour différentes masses volumiques et en utilisant une relation masse-diamètre.

des gouttes et des cristaux, nous avons calculé le diamètre des cristaux en utilisant une hypothèse sur la masse volumique de la glace.

Si l’on étudie le profil de réflectivité radar obtenu pour une masse volumique de la glace de 0.7 g cm^{-3} , comme dans la figure 5.18, nous pouvons remarquer que la réflectivité radar diminue dans les 200 m au-dessous de la bande brillante. Cette diminution est d’environ 2.5 dBZ. Par contre, dans les 300 m les plus proches de la surface, les simulations montrent que les réflectivités radar augmentent de manière continue alors qu’elles augmentent brusquement dans les observations du radar en bande K. Comme nous l’avons fait remarquer, cette augmentation de l’intensité à proximité de la surface n’est pas cohérente et est due à un problème de mesure. Dans les 200 premiers mètres au-dessus de la bande brillante, la réflectivité radar diminue d’environ 7 dBZ.

Toutes les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec une masse volumique de glace de 0.9 g cm^{-3} . C’est seulement dans l’analyse des sorties du modèle que l’on calcule la réflectivité radar pour différentes valeurs de masse volumique.

Trois profils de la figure 5.19 montrent l’influence de l’hypothèse quant à la masse volumique de la glace utilisée. Le profil suit le même comportement quelque soit la masse volumique utilisée. Aux altitudes de la bande brillante, nous pouvons noter qu’une réduction de la masse volumique de 0.9 à 0.7 et 0.5 g cm^{-3} provoque une augmentation considérable du diamètre des cristaux et donc une augmentation de la réflectivité radar, surtout dans la région où les cristaux possèdent une surface liquide. L’augmentation de la réflectivité radar peut atteindre 5 dBZ lorsque l’on utilise une masse volumique de 0.5 g cm^{-3} .

Une quatrième courbe représentée sur la figure 5.19 montre le profil obtenu avec l’utilisation d’une relation masse-diamètre $m_{ice} = 0.02 D_{ice}^{2.2}$ (Fridlind et al., 2007), qui considère une augmentation de la taille plus importante pour les plus gros cristaux que pour les petits. Cette relation masse-diamètre surestime énormément la bande brillante

puisqu'elle provoque une augmentation de la réflectivité radar d'environ 8 dBZ. Les résultats obtenus pour une masse volumique de la glace comprise entre 0.5 et 0.7 g cm⁻³ sont similaires à la réduction de la réflectivité radar observée par le radar en bande K sur la figure 5.16.

Le calcul de la réflectivité radar dans les régions où la température est négative est plus difficile. À cause des processus de diffusion turbulente et par la présence de mouvements ascendant, des hydrométéores mixtes peuvent être transportés dans des couches au-dessus de l'isotherme 0°C. Il est donc nécessaire que ces cristaux mixtes soient congelés. Les schémas de nucléation homogène et hétérogène de DESCAM ne traitent pas ce processus. Il n'existe également pas de paramétrisation connue dans la littérature. Nous avons vu dans les observations radar que la bande brillante ne s'arrêtait pas instantanément dès lors que les températures étaient négatives. Pour cette raison, nous avons introduit un simple schéma pour décrire le processus de congélation des cristaux mixtes en utilisant une température limite de transformation. La température limite T_{limit} de congélation des cristaux mixtes en fonction de la proportion d'eau liquide présente sur le cristal *wir* est donnée par une expression polynômiale. La figure 5.20 représente le comportement de la température limite de congélation des cristaux mixtes en fonction de la proportion d'eau liquide présente sur le cristal. Sous les conditions

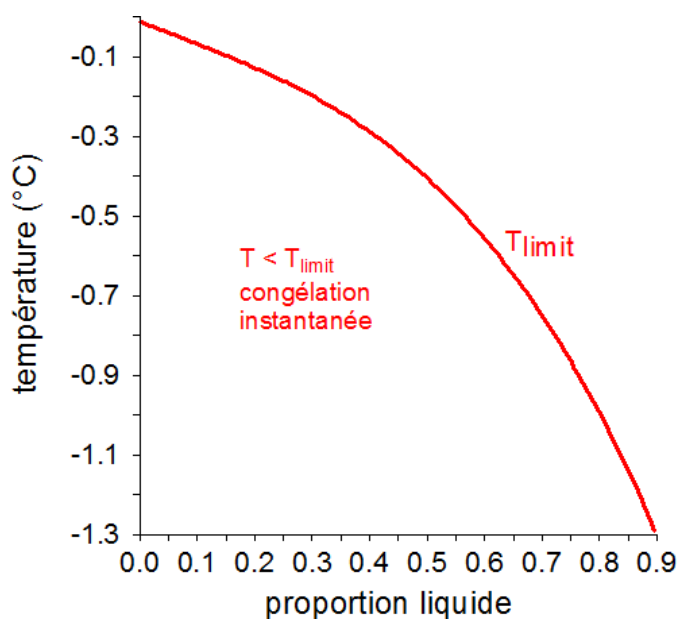


FIG. 5.20 – Représentation de la température limite de congélation des cristaux mixtes en fonction de la température et de la proportion liquide sur le cristal.

pseudo-adiabatiques, ce schéma permet la présence de cristaux mixtes sur environ 200 m au-dessus de l'isotherme 0°C. Ce schéma suppose que plus la proportion de glace du cristal est importante et plus il sera facile aux cristaux mixtes d'être congelés.

Nous pouvons voir si on compare avec les observations radar au-dessus de la bande brillante une réduction plus forte dans les observations. Cependant, à cause de l'atténuation du signal il semblerait que les réflectivités au-dessus de la bande brillante soient sous-estimées.

5.4 Études de sensibilité

Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'impact des dégagements de chaleur latente sur les champs thermodynamiques et ainsi une rétroaction de la microphysique sur la dynamique. Nous allons également vérifier que dans le cas de précipitations hivernales, nos conclusions sur l'impact de la pollution sur le nuage et ses précipitations restent les mêmes.

5.4.1 Importance de la chaleur latente

Nous allons étudier l'importance de la chaleur latente associée aux changements de phase entre la glace et l'eau liquide. Ces changements de phases sont associés aux processus microphysiques de fonte et de givrage. Pour montrer l'influence de la chaleur latente associée à ces deux processus microphysiques, nous allons, dans un premier temps, comparer la situation de référence à une situation dans laquelle tout dégagement de chaleur latente est interdit. Les simulations utilisant le schéma de fonte continue avec la prise en compte ou non de la chaleur latente seront, par la suite, respectivement appelées « C-LH » ou « C-LH0 ». Dans un deuxième temps, nous allons montrer l'impact de la représentation de la fonte (schéma de fonte continue ou instantanée) sur la chaleur latente. Pour cette étude, nous comparerons les simulations utilisant le schéma de fonte détaillée ou instantanée (appelées « I-LH »).

a) Influence de la chaleur latente

La figure 5.21 montre la comparaison entre « C-LH » et « C-LH0 » à 150 min d'intégration. Les zones en bleu correspondent à une diminution de la température dans la situation « C-LH ». Au contraire, les zones en rouge montrent une augmentation de la température dans cette situation. La figure 5.21 montre également les isothermes des simulations « C-LH » et « C-LH0 ».

D'après la figure 5.21, nous pouvons remarquer, dans la situation « C-LH », un refroidissement localisé au-dessous de l'isotherme 0°C qui peut atteindre au maximum -0.7°C et une zone de réchauffement de l'atmosphère entre 1500 et 2500 m qui atteint $+0.1^{\circ}\text{C}$. La fonte des cristaux de glace à partir de l'isotherme 0°C nécessite la consommation de chaleur présente dans l'atmosphère. Cette consommation provoque un refroidissement local. Au contraire, le processus de givrage, qui caractérise la transformation des gouttes en cristaux de glace, libère de la chaleur qui provoque localement un réchauffement de l'atmosphère. Ces variations de température montrent ainsi que la chaleur latente associée aux processus de fonte et de givrage a une importance non négligeable sur les caractéristiques thermodynamiques de l'atmosphère. L'impact est plus important au cours du processus de fonte que lors du givrage. Le refroidissement local important associé au processus de fonte provoque un affaissement d'environ 200 m de l'isotherme 0°C dans la situation « C-LH ». La dynamique locale semble renforcée le processus de fonte. En effet, les descendances présentes autour de l'isotherme 0°C provoquent un transport des cristaux de glace vers la zone de fusion alors qu'au niveau du givrage, les ascendances de plus faible intensité transportent moins de gouttes. Le processus de givrage est alors moins efficace (voir la figure 5.22).

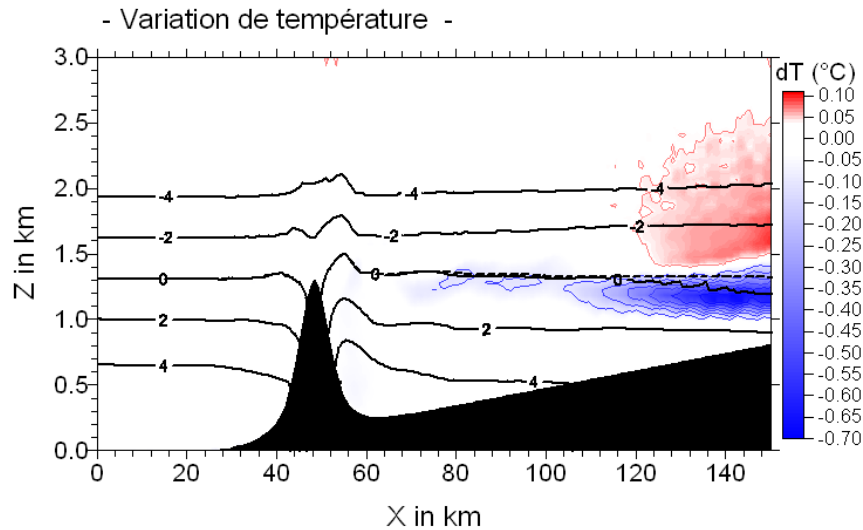


FIG. 5.21 – Variation de la température entre les simulations « C-LH » et « C-LH0 », à 150 min d'intégration. Les contours négatifs (bleu) montrent une diminution de la température dans « C-LH » alors que les contours positifs (rouge) montrent une augmentation de la température. Les isothermes noires sont celles issues de la simulation « C-LH ». L'isotherme 0°C, représentée avec la ligne pointillée, est celle obtenue avec la simulation « C-LH0 ».

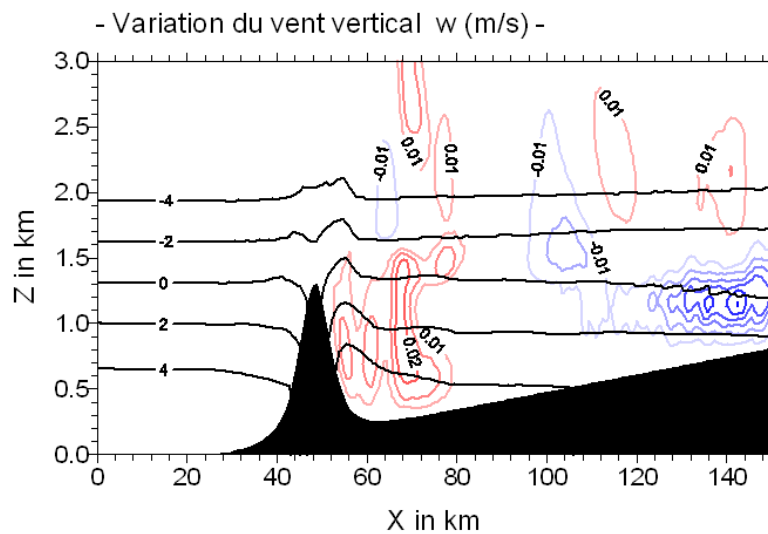


FIG. 5.22 – Variation du vent vertical entre les simulations « C-LH » et « C-LH0 », à 150 min d'intégration. Les contours négatifs (bleu) montrent une diminution de l'intensité de w dans le cas « C-LH » alors que les contours positifs (rouge) montrent une augmentation de l'intensité de w . Les contours bleus sont représentés par intervalle de 0.01 m s^{-1} avec un maximum de -0.06 m s^{-1} . Les courbes noires correspondent aux isothermes de la situation « C-LH ».

On peut également se demander si les variations locales de température ne modifient pas la dynamique du système nuageux stratiforme. Pour cela, nous avons comparé l'intensité du vent vertical dans les situations « C-LH » et « C-LH0 ». Nous pouvons remarquer sur la figure 5.22 que les changements de température provoquent des faibles modifications de l'intensité du vent vertical. Le réchauffement dû au givrage et le refroidissement dû à la fonte provoquent des variations maximales de l'intensité du vent verticale de 1.5 cm s^{-1} et de 6 cm s^{-1} , respectivement. Les variations de l'intensité

du vent vertical associées à la chaleur latente sont faibles dans la situation stratiforme considérée. Néanmoins, Phillips et al. (2007) ont montré dans différents cas convectifs que le refroidissement induit par la chaleur latente lors du processus de fonte produit une augmentation de l'instabilité convective.

b) Influence de la représentation de la fonte

La figure 5.23 montre la différence de température de l'environnement entre les simulations utilisant le schéma de fonte instantanée « I-LH » et continue « C-LH ». Les zones en bleu montrent une diminution de la température dans la simulation « C-LH » et les zones en rouge montrent une augmentation de la température.

D'après la figure 5.23, nous pouvons remarquer que l'isotherme 0°C n'a pas le même comportement dans les deux situations, surtout dans la zone où la fonte continue est la plus intense (voir figure 5.12). L'isotherme 0°C est environ 100 m plus bas dans la situation « I-LH ». Nous pouvons également constater, dans le cas « C-LH », une augmentation de la température juste en-dessous de l'isotherme 0°C , puis une diminution de la température environ 200 m au-dessous de l'isotherme 0°C .

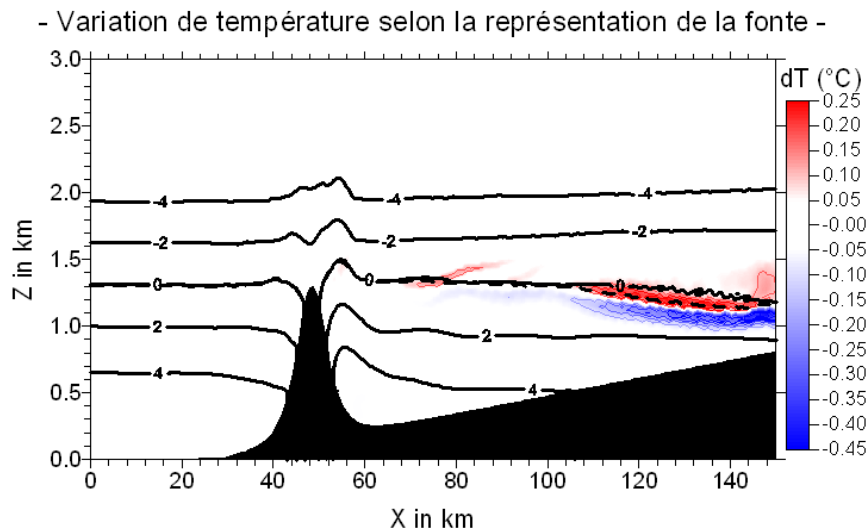


FIG. 5.23 – Variation de température pour des simulations utilisant les schémas de fonte continue « C-LH » et instantanée « I-LH », à 150 min d'intégration. Les contours négatifs (bleu) montrent une diminution de la température dans « C-LH » alors que les contours positifs (rouge) montrent une augmentation de la température. Les isothermes noires sont celles issues de la simulation « C-LH ». L'isotherme 0°C , représentée avec la ligne pointillée, est celle obtenue avec la simulation « I-LH ».

Ce comportement de la température semble être lié au processus de fonte des cristaux de glace, et plus particulièrement à la chaleur latente associée. La quantité de chaleur latente consommée lors de la transformation des cristaux en gouttes est proportionnelle à la masse de glace qui disparaît. Dans le cas « I-LH », la masse de glace immédiatement transformée en eau liquide à l'isotherme 0°C étant plus importante que dans le cas « C-LH », la proportion de chaleur latente consommée est plus élevée. Cette forte consommation en chaleur latente provoque un refroidissement plus important de l'atmosphère que dans la situation « C-LH ». Ensuite, la diminution des températures

dans la situation « C-LH » est provoquée par le processus de fonte qui est toujours actif à ces altitudes alors qu'il ne l'est plus dans le cas « I-LH ». En effet, grâce à la figure 5.12, nous pouvons noter qu'à ces altitudes la glace est toujours présente dans le schéma de fonte continue alors qu'il n'y en a plus dans le schéma de fonte instantanée.

Le nouveau schéma de fonte continue permet ainsi un comportement de la chaleur latente (et de la température environnementale) plus proche des caractéristiques thermodynamiques de l'atmosphère réelle.

5.4.2 Influence des particules d'aérosol

a) Comparaison entre les versions de la fonte continue et instantanée

Nous allons faire une nouvelle étude de sensibilité afin de vérifier les comportements observés dans le cas continental développé dans les paragraphes précédents. Pour cela, nous allons tester l'influence de la nouvelle version de DESCAM, qui considère la phase mixte des hydrométéores, en modifiant le spectre initial des particules d'aérosol.

Le spectre des aérosols, utilisé précédemment, a donc été multiplié par un facteur trois afin de simuler une situation polluée. Ce nouveau spectre en particules d'aérosol est représenté sur la figure 3.6 (en rouge). Le nombre total de particules à proximité de la surface est de 4233 cm^{-3} . Comme dans la situation continentale précédente, la concentration en aérosol décroît exponentiellement jusqu'à 3 km et reste constante au-dessus.

La figure 5.24 montre le contenu en eau liquide (LWC) et en glace (IWC) à 150 min d'intégration, obtenus avec la nouvelle et l'ancienne version de DESCAM, et selon la même coupe verticale que la figure 5.12.

Nous pouvons voir, sur la figure 5.24, que le IWC n'est présent que pour des températures négatives dans l'ancienne version de DESCAM. Dans la nouvelle version de DESCAM, qui considère les processus de microphysique pour les hydrométéores mixtes, nous remarquons que la glace est présente sur une bande d'environ 200 m d'épaisseur juste au-dessous de l'isotherme 0°C . Nous pouvons, de plus, remarquer que la répartition spatiale et l'intensité du contenu en glace sont les mêmes avec les deux schémas microphysiques.

En comparant les contenus en eau liquide obtenus à l'aide des deux versions du schéma microphysique, on note que le contenu mais également le maximum semblent similaires. De petites différences apparaissent toutefois, juste au-dessous de l'isotherme 0°C . En effet, dans le cas utilisant l'ancienne version de DESCAM, le contenu en eau liquide est légèrement supérieur. Cette augmentation du contenu en eau liquide est provoqué, comme nous avons pu déjà le voir dans le cas continental, par la conversion brutale du contenu de glace en eau liquide à 0°C .

La figure montre également le contenu en eau précipitante. Comme dans le cas continental, nous pouvons voir qu'au passage de l'isotherme 0°C la fonte des cristaux provoque la formation de grosses gouttes précipitantes. Dans le cas utilisant les hydrométéores mixtes, le contenu en eau précipitante augmente progressivement avec l'altitude. Cet accroissement continu du contenu en eau précipitante est provoqué par une dimi-

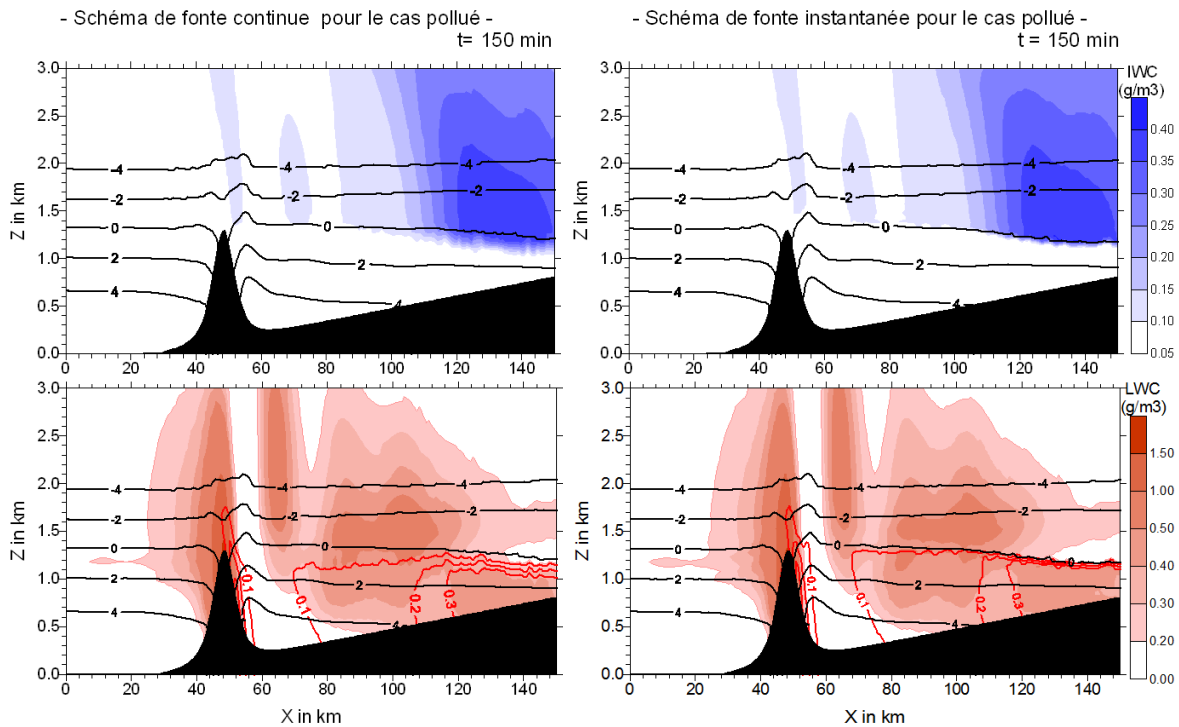


FIG. 5.24 – Coupes verticales des contenus en glace (IWC en g m^{-3}) et eau liquide (LWC en g m^{-3}) obtenus pour le cas pollué avec le schéma de fonte continue et instantanée après 150 min d'intégration. Les traits noirs donnent les iso-contours pour la température (en $^{\circ}\text{C}$). Les lignes rouges montrent le contenu en eau précipitante (en g kg^{-1}).

nution graduée de la masse glace (comme le montre la figure représentant le IWC).

La figure 5.25 montre les spectres des hydrométéores obtenus après 150 min d'intégration sur une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$ (49 points) et dont le centre est marqué sur la figure 5.12. Les spectres des hydrométéores ont été tracés, à l'aide des résultats des simulations utilisant la nouvelle et l'ancienne version de DESCAM, pour différentes altitudes. Les altitudes choisies correspondent aux altitudes où règnent une température inférieure à 0°C (en bleu), supérieure à 0°C (en rouge) ou proche de l'isotherme 0°C (en noir). L'isotherme 0°C se situe à une altitude d'environ 1280 m.

Les spectres des cristaux montrent, dans l'ancienne version de DESCAM, une disparition de la masse glace dès lors que les cristaux chutent au-dessous de l'isotherme 0°C . Cette masse glace est automatiquement transférée dans le réservoir des gouttes précipitantes. En comparaison, avec la nouvelle version de DESCAM, la perte en masse glace est graduée avec l'altitude. Cette perte permet une augmentation progressive de la masse liquide pour ces altitudes inférieures à l'isotherme 0°C . Enfin, nous pouvons remarquer, entre les deux versions microphysiques, une légère différence dans les spectres de gouttelette nuageuse. Cette variation est, cependant, minimale. Ces conclusions sont identiques à celles observées dans la situation continentale.

La figure 5.15 montre l'évolution du cumul des précipitations au sol pour le cas pollué sur la même zone d'étude que pour le cas continental. Nous pouvons remarquer, qu'avec les deux versions de DESCAM, l'évolution de l'accumulation de pluies au sol est identique.

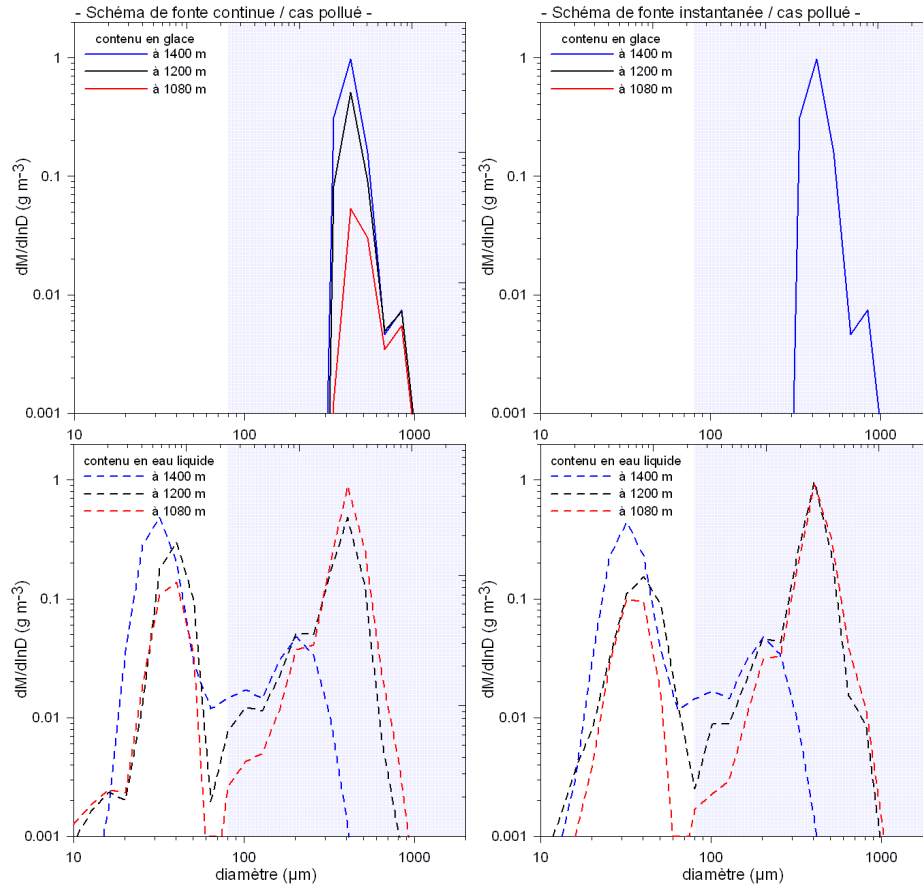


FIG. 5.25 – Distributions en masse moyennes des cristaux de glace (en haut) et des gouttes (en bas) obtenues pour le cas pollué avec la nouvelle version de DESCAM (à gauche) et l'ancienne version de DESCAM (à droite). Les spectres moyennés, sur une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$ (49 points) centrée sur les mêmes points que la figure 5.13, sont représentés à différentes altitudes a.s.l. correspondant à une altitude au-dessus (à 1400 m ; en bleu), proche (à 1200 m ; en noir) et au-dessous (à 1080 m ; en rouge) de l'isotherme 0°C . La zone grisée correspond à la gamme de taille des hydrométéores précipitants.

b) Comparaison entre les cas continental et pollué

Après avoir validé à deux reprises la nouvelle version de DESCAM, nous allons comparer les résultats des simulations effectuées avec ce nouveau schéma, qui considère les hydrométéores mixtes, pour les cas continental et pollué.

En comparant les figures 5.12 et 5.24, nous pouvons remarquer que les particules d'aérosol n'ont pas modifié le contenu en glace. Ce comportement est dû à la paramétrisation de Meyers et al. (1992) qui n'est pas sensible à la concentration en noyaux glaçogènes mais seulement à la sursaturation en fonction de la glace. Les figures 5.13 et 5.25 montrent également que les spectres en glace à 1400 m d'altitude sont identiques entre les deux cas. Si l'on compare la sursaturation à ces altitudes, nous avons noté qu'elles sont presque similaires (puisque la variation est inférieure à 0.005%) dans les deux situations. Cependant, le contenu en eau liquide entre les cas pollué et continental sont différents. En effet, le contenu en eau liquide est plus étendu et plus intense dans le cas pollué. Le maximum du LWC est de 0.4 g kg^{-1} dans le cas continental alors qu'il atteint 0.5 g kg^{-1} dans le cas pollué.

Au niveau des précipitations, nous pouvons remarquer dans le cas continental, représenté sur la figure 5.12, qu'il pleut ($\approx 0.1 \text{ g kg}^{-1}$) à partir de 1.5 km d'altitude. Dans le cas pollué (voir figure 5.24), la pluie n'existe pas pour les altitudes au-dessus de l'isotherme 0°C . De plus, nous pouvons noter que les iso-contours correspondant à 0.2 g kg^{-1} et 0.3 g kg^{-1} de contenu en eau précipitante n'ont pas la même extension horizontale. Dans le cas continental, il pleut environ 0.2 g kg^{-1} au sol lorsque $x \geq 98 \text{ km}$, alors que la surface arrosée par la même intensité, dans le cas pollué, n'apparaît que pour des $x \geq 106 \text{ km}$. Il en est de même pour la surface la plus arrosée par les précipitations ($\approx 0.3 \text{ g kg}^{-1}$), puisqu'elle débute à $x \geq 112 \text{ km}$ dans le cas continental et à $x \geq 116 \text{ km}$ pour le cas pollué.

Les figures 5.13 et 5.25 montrent les spectres en masse des cristaux de glace et des gouttes, obtenus pour les cas continental et pollué, selon trois altitudes correspondant à un niveau au-dessus, à proximité et en-dessous de l'isotherme 0°C . Ces spectres ont été analysés sur une surface de $5 \times 5 \text{ km}^2$ dont le centre est situé à $x = 128 \text{ km}$. Comme nous l'avons déjà évoqué auparavant, la masse de glace diminue avec l'altitude mais de manière continue. Cette masse de glace se transforme en masse liquide aux niveaux situés sous l'isotherme 0°C . En comparant les spectres en masse des cristaux, nous pouvons voir que la masse ne varie pas entre les cas continental et pollué. Les spectres en masse des gouttes montrent que la quantité d'eau précipitante ne varie pas puisque les gouttes précipitantes sont issues de la fonte des cristaux. Néanmoins, la quantité d'eau nuageuse varie entre les cas pollué et continental. Nous pouvons remarquer, sur la figure 5.25, que quelque soit l'altitude la masse d'eau nuageuse est plus importante dans le cas pollué. Dans le cas continental, la masse des petites gouttes précipitantes, de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, est légèrement plus importante.

La figure 5.15 montre l'évolution du cumul des précipitations au sol pour les cas continental et pollué sur la même zone d'étude. Nous pouvons remarquer, que dans le cas pollué le début des précipitations est retardé d'environ 8 minutes. De plus, le cumul de pluie au sol dans le cas pollué est inférieur de 0.35 mm , à l'accumulation des précipitations dans le cas continental.

L'influence du nombre des particules d'aérosol sur le système stratiforme hivernal est en accord avec celle développée sur la situation estivale convective du chapitre 3. En effet, plus la concentration en particules d'aérosol est importante et plus le nombre de gouttes augmente et leur taille diminue. De plus, l'augmentation du nombre des particules d'aérosol provoque une diminution de l'accumulation des pluies au sol.

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons ajouté les processus microphysiques qui considèrent les hydrométéores en phase mixte dans le modèle DESCAM-3D. Pour cela, nous avons dû améliorer la représentation du processus de fonte qui était jusqu'alors supposé instantané et ajouter le processus d'agrégation des cristaux qui était négligé. Nous avons développé deux paramétrisations basées sur la théorie de Mason (1956) et sur les observations en laboratoire de Rasmussen et Pruppacher (1982). Ces paramétrisations permettent de simuler la température à laquelle débute le processus de fonte et le taux de fonte des cristaux de glace. Cette approche fait donc apparaître des cristaux humides (ou

hydrométéores mixtes) dans le modèle. Pour considérer ces hydrométéores en phase mixte dans DESCAM, nous avons ajouté un spectre supplémentaire qui permet de connaître la proportion liquide existante sur les cristaux de glace. Nous avons également ajouté le processus de collision entre les hydrométéores mixtes et les gouttes.

Les résultats de la nouvelle version de DESCAM-3D, considérant les processus microphysiques des hydrométéores mixtes, ont ensuite été comparés avec ceux obtenus en utilisant la version de DESCAM décrite dans Leroy et al. (2009). Pour cette étude, nous avons utilisé une situation montagneuse idéalisée permettant la formation d'un système précipitant stratiforme. Cette situation idéalisée est proche du cas hivernal développé par Zängl et al. (2010). Ce travail nous a permis de montrer que la microphysique des hydrométéores mixtes ne modifie ni la formation ni l'évolution du système stratiforme simulé. Les valeurs intégrales de contenu en eau liquide et en glace ainsi que la précipitation au sol reproduites par la nouvelle version de DESCAM sont presque identiques. Les spectres des hydrométéores sont cohérents. Les seules différences visibles, telles que la présence de glace à des températures positives et la masse d'eau liquide plus faible au dessous de l'isotherme 0° , sont expliquées par l'ajout des hydrométéores en phase mixte.

Pour simuler le problème de la bande brillante induit par les hydrométéores en phase mixte, une première approche du calcul de la réflectivité radar a été réalisée. Pour ce calcul, nous avons utilisé l'approche de Rayleigh. De plus, nous avons supposé que tous les cristaux mixtes possèdent les mêmes propriétés diélectriques que les gouttes. L'utilisation des cristaux mixtes pour modéliser la bande brillante peut donner des caractéristiques similaires aux observations radar. Les résultats dépendent des hypothèses sur la taille des cristaux qui est déterminée, dans notre cas, par la masse volumique de la glace ou par une relation masse-diamètre. Pour améliorer cette technique de modélisation de la bande brillante, il faut ajouter à la fonte continue, une méthode pour prévoir la masse volumique des cristaux. La méthode de congélation des cristaux mixtes au-dessus de la bande brillante reste très incertaine. Il sera nécessaire de tester cette représentation de la bande brillante sur une étude de cas qui permettra de comparer les observations et les résultats de simulation.

L'utilisation d'un spectre des particules d'aérosol de type pollué dans la nouvelle version de DESCAM-3D produit un peu moins de précipitations au sol et un déclenchement légèrement plus tard que dans le cas continental. Aucune modification significative n'apparaît dans le contenu en glace. Cependant, le contenu en eau liquide est plus important dans le cas pollué. De telles caractéristiques avaient également été observées dans le chapitre 3.

Conclusions et perspectives

Conclusions

L'orographie est une source importante de déformation des flux atmosphériques et peut être à l'origine ou amplifier des événements intenses de précipitations tels que les inondations. Malgré un développement très important ces dernières années, les modèles opérationnels de prévision souffrent encore de beaucoup d'incertitudes. Un des plus grands défis actuels est d'améliorer la prévision quantitative des précipitations en région montagneuse. Le nombre des campagnes d'étude s'est intensifié pour quantifier les impacts du relief sur la formation des systèmes convectifs et des précipitations associées. Dans ce cadre, le LaMP a participé à la campagne COPS (Convective and Orographically induced Precipitation Study) au cours de laquelle un important dispositif instrumental a été mis en place. L'objectif de ce travail de thèse, qui s'inscrit dans cette démarche, était d'améliorer la compréhension de la formation ainsi que l'évolution des systèmes convectifs orographiques par l'utilisation de modèle numérique de nuage. De plus, dans le contexte actuel de climat changeant, des études ont été menées pour déterminer comment la pollution particulaire influence le cycle de vie des systèmes convectifs.

Ce travail de thèse s'inscrivant dans une démarche de modélisation, nous avons établi, dans la première partie, un inventaire des modèles de nuage existant dans la littérature. Une étude comparative des caractéristiques propres à plusieurs modèles tridimensionnels à microphysique détaillée a également été réalisée. Ensuite, une description complète du modèle DESCAM-3D (Flossmann et Wobrock, 2010), qui est principalement utilisé dans ce travail, a été exposée. Nous avons montré que ce modèle est plus adapté pour décrire les interactions entre les particules d'aérosol et les nuages que les autres modèles 3D à microphysique détaillée existants dans la littérature. L'introduction d'une microphysique détaillée dans un modèle de prévision n'est pas envisageable pour le moment, vu l'impact sur les temps de calcul. Par contre, la comparaison des résultats du modèle 3D à microphysique détaillée avec ceux des modèles à microphysique à moments pourrait nous éclairer sur les performances des différentes paramétrisations des nuages. Avec notre modèle méso-échelle de Clark et al. (1996) qui utilise, soit une microphysique à moments basée sur Berry et Reinhardt (1974a) et Koenig et Murray (1976), soit un schéma de microphysique détaillée DESCAM-3D basé sur Flossmann et Wobrock (2010), nous sommes parvenus à reproduire les conditions thermodynamiques observées lors de la formation de plusieurs systèmes précipitants pendant la campagne COPS.

Le premier cas d'étude issu de la campagne COPS, développé dans le chapitre 3, est un cumulus congestus principalement composé d'hydrométéores liquides et qui atteint

une altitude maximale de 6 km. Il s'est formé sur le relief des Vosges et s'est déplacé très localement durant l'ensemble de son cycle de vie. Nous disposons essentiellement, pour ce cas, d'observations radar. La simulation avec DESCAM 3D a montré la capacité du modèle à reproduire les observations radar et de pluviométrie au sol. La simulation de ce cas du 12 août 2007, nous a également permis de nous pencher sur la question des propriétés physiques et chimiques des particules d'aérosol qui servent de noyaux de condensation dans le nuage. Nous avons montré qu'une augmentation en nombre des particules d'aérosol affecte la formation des précipitations. Une augmentation de la solubilité de ces particules d'aérosol affecte également la formation des précipitations mais à un degré moindre. La répartition des précipitations au sol, nous a permis de retrouver en moyenne les affirmations avancées dans la théorie de l'effet indirect. Cependant, nos conclusions peuvent être opposées localement. Afin d'examiner nos conclusions théoriques concernant le rôle de la pollution sur les modifications des précipitations, des campagnes expérimentales qui combindraient des mesures de concentration et de composition des particules d'aérosol dans les basses couches de l'atmosphère, ainsi que des réseaux denses de pluviomètres et de mesures radar pour les précipitations à la surface sont nécessaires. De plus, une analyse statistique de la microphysique intra-nuage, a montré que le nombre et la solubilité des aérosols n'affectaient pas seulement les précipitations au sol mais également la thermodynamique et la dynamique du nuage provoquant une évolution du système précipitant différente. Ce travail a été publié dans [Planche et al. \(2010\)](#).

Le chapitre 4 présente les résultats obtenus avec le modèle 3D de [Clark et al. \(1996\)](#), couplé à une microphysique à moments, des simulations de plusieurs systèmes convectifs observés lors de COPS. Au cours de la campagne, [Hagen et al. \(2011\)](#) ont classé les systèmes précipitants selon leur lieu de formation : sur le relief ou sous le vent des Vosges. Nous avons donc étudié des systèmes précipitants appartenant aux différentes catégories. Nous avons, de nouveau, simulé le cas du 12 août 2007 qui s'est formé sur les reliefs. Dans le cadre de systèmes précipitants formés sous le vent des Vosges, nous avons simulé les cas du 18 juillet et du 13 août 2007. Afin de comprendre les mécanismes de formation des différentes situations, nous avons comparé les simulations avec les observations radar, les analyses du vent de surface de VERA et de la tomographie GPS. Les simulations avec le modèle de [Clark et al. \(1996\)](#) ont montré la capacité du modèle à reproduire les observations disponibles. À l'aide d'étude de sensibilité et de trajectoires des masses d'air, nous avons déterminé l'impact du relief et de l'humidité sur la formation des systèmes précipitants. Le système précipitant du 12 août 2007 semble être provoqué par l'association d'une instabilité de basses couches et d'une convergence des vents sur le sommet principal (appelé « Champ de Feu ») du Nord des Vosges. Les situations des 18 juillet et 13 août 2007 semblent, quant à elles, être provoquées par de l'humidité dans les basses couches et à l'organisation particulière du vent horizontal due au relief des Vosges. La situation du 18 juillet semble être initiée par une convergence de flux à la sortie de la vallée de la Bruche, au pied Est du massif des Vosges. Le système précipitant du 13 août 2007 semble être provoqué par la rencontre d'un fort flux de méso-échelle présent à 1200 m avec un flux plus faible en aval du massif montagneux induisant un fort cisaillement de vent. Le modèle donne ainsi une vision dynamique supplémentaire aux observations qui permet de comprendre les mécanismes de la formation des systèmes convectifs. Un schéma de surface associé au modèle de [Clark et al. \(1996\)](#) permettrait d'approfondir l'étude de la formation des systèmes précipitants par l'analyse de l'initiation de la convection dans la couche limite de surface.

Afin de vérifier la performance du modèle DESCAM, la comparaison avec des observations radar est indispensable. Par contre, lors de la présentation du modèle DESCAM-3D, nous avons noté quelques faiblesses dans le traitement de certains processus de phase glace, en particulier ce qui concerne la simulation de la bande brillante. Afin que le modèle DESCAM-3D puisse calculer convenablement la conversion de la glace et de l'eau nuageuse en pluie au sol, pour les nuages mixtes, nous avons amélioré les processus de la zone de fonte. Nous avons développé deux paramétrisations qui fournissent la température de début de fonte et le taux de fonte selon les conditions thermodynamiques. Pour représenter les cristaux en train de fondre, nous avons ajouté une variable supplémentaire qui garde en mémoire la proportion d'eau liquide présente sur la particule de glace suivant sa taille. Nous avons également ajouté les processus d'agrégation des cristaux et de collision entre goutte et cristal, dans le cas de cristaux couverts d'une pellicule d'eau. Le chapitre 5 détaille des études de simulation idéalisée sur un relief montagneux pour quantifier l'apport d'une telle représentation de la fonte. Les sorties directes du modèle dans ce cas idéal ont montré que ces améliorations ne modifient pas la répartition et l'intensité des précipitations au sol, ni les contenus en eau liquide et en glace. Par contre, elles font varier les champs thermodynamiques de l'environnement, et plus particulièrement le champ de température. L'utilisation d'une distribution de particules d'aérosol de type polluée a légèrement retardé le déclenchement des précipitations par rapport à une distribution de type continental dans ce cas. Ce résultat confirme les conclusions avancées lors de l'étude décrite dans le chapitre 3.

L'apport principal de cette nouvelle approche est attendu dans le cas où les sorties du modèle sont traitées pour reproduire les observations radar. En effet, la zone de fonte dans les systèmes précipitants a une signature particulière pour les observations radar : la bande brillante. Le modèle qui considérait une fonte instantanée ne pouvait reproduire cette bande brillante. Ainsi, cela nous empêchait de tester notre schéma physique dans une région de changement de phase où le couplage complexe des processus est encore mal connu et soupçonné de nous limiter dans le calcul des précipitations. Notre amélioration sur la prise en compte d'hydrométéores mixtes nous permet de caractériser la bande brillante et nous ouvre la perspective d'étudier cette zone complexe des systèmes précipitants.

Perspectives

À l'issue de ce travail de thèse, nous disposons d'un modèle capable de mieux représenter les processus microphysiques présents aux altitudes de la bande brillante. Dans un premier temps, il sera nécessaire de simuler d'autres cas d'étude pour vérifier l'influence du traitement des hydrométéores mixtes dans différentes situations environnementales (convectives, stratiformes, maritimes, polluées ...) et surtout comprendre les différents processus microphysiques présents aux altitudes de fonte afin de déterminer les propriétés de la bande brillante qui sont encore mal connues. Pour le cas idéalisé, l'amélioration de la microphysique, à part l'impact sur le calcul de la bande brillante, était trop coûteux en temps de calcul pour le peu d'influence sur la distribution des hydrométéores et la quantité de pluie. Il est à étudier si ce résultat se confirme pour une convection profonde.

Un autre point à améliorer dans le traitement de la microphysique détaillée est la

considération de la masse volumique des cristaux. Il faudrait alors envisager de faire de la masse volumique une variable pronostique. Une autre piste d'amélioration consisterait à développer plusieurs distributions pour décrire les différentes formes des cristaux de glace. Cependant, cela impliquerait une augmentation importante du nombre de paramètres et, par conséquent, du temps de calcul nécessaire. La forme des cristaux est généralement indispensable pour des études radiatives. Néanmoins, dans le cadre du modèle de Clark, qui est surtout utilisé pour étudier les systèmes dynamiques précipitants, la forme des cristaux n'est pas obligatoirement utile, c'est plus leurs propriétés hydrodynamiques. De plus, dans le cas de collision entre cristaux de glace de forme différente, il faudrait poser des hypothèses supplémentaires quant à la forme de la particule formée puisqu'aucune observation n'a vérifié ce comportement. L'utilisation d'une masse volumique équivalente permettrait de prendre en compte la forme des cristaux de glace. Elle permettrait également, via le nombre de Reynolds, de calculer les vitesses de chute ainsi que les efficacités de collection des différents hydrométéores glacés. L'approche de [Olson et al. \(2001\)](#) qui considère, en plus de la masse volumique, deux variables pour décrire la quantité d'air et d'eau présente dans le cristal semble applicable au cadre dynamique du modèle de Clark. Ces variables permettraient également de simuler les cristaux de glace spongieux. L'approche est pertinente dans le cas où les simulations sont confrontées à des observations radar et doit être implémentée dans DESCAM-3D.

Au niveau de la glace pure, un autre point à améliorer concerne le processus de production secondaire des cristaux de glace ([Hallet et Mossop, 1974](#); [Mossop et Hallet, 1974](#); [Mossop, 1976](#)) qui n'est actuellement pas considéré dans le modèle DESCAM-3D. Son impact a toutefois été étudié à l'aide d'une microphysique détaillée (modèle EXMIX) couplé à un modèle dynamique 1D1/2 ([Leroy et al., 2006](#)) et était négligeable dans la situation étudiée. Il serait cependant important de confirmer ce comportement dans un cadre dynamique tridimensionnel. Aussi, la nucléation hétérogène des cristaux de glace est très simple dans DESCAM 3D. Elle est basée sur une paramétrisation ([Meyers et al., 1992](#)) qui est seulement fonction de la sursaturation par rapport à la glace. Il serait important d'introduire d'autres dépendances dans ce calcul de la nucléation hétérogène des cristaux comme, par exemple, dans la paramétrisation de [DeMott et al. \(2010\)](#) qui dépend de la température et de la concentration en noyaux glaçogènes.

Malgré ces améliorations qui restent à développer, DESCAM-3D est opérationnel et donne des résultats satisfaisants aussi bien dans des situations estivales qu'hivernales. Nous pouvons donc utiliser le modèle dans d'autres situations observées lors de COPS, dans des campagnes de mesures en cours, comme MEGHA-TROPICQUES ou à venir telles que HYMEX (Hydrological cycle in the Mediterranean Experiment). MEGHA-TROPICQUES permettra de tester les performances du modèle dans des situations de convection profonde tropicale avec des quantités de vapeur d'eau atmosphérique importantes. La campagne HYMEX permettra de simuler des situations maritimes. De plus, le relief complexe du bassin méditerranéen permettra également d'approfondir l'étude sur l'impact du relief sur la formation des systèmes précipitants dans la campagne COPS. Pour améliorer la représentation des nuages dans les modèles synoptiques à microphysique à moments, il faudrait continuer à réaliser des comparaisons entre des modèles paramétrés comme Méso-NH ou WRF (Weather Research and Forecasting model) et DESCAM-3D. De tels travaux pourraient certainement mettre en lumière les différences entre ces modèles et même conclure quant à la qualité respective des différentes paramétrisations utilisées.

Enfin, comme un des points forts de DESCAM-3D est de conserver la masse d'aérosol dans les hydrométéores, l'étude du lessivage des particules d'aérosol par un nuage ou encore après plusieurs cycles nuageux sera nécessaire dans le contexte actuel d'une variation de la pollution particulaire. De plus, des mesures récentes ont montré que les aérosols d'origine biologique, se comportant comme des noyaux de condensation, étaient présents dans les nuages. Il sera possible d'étudier l'influence de ces grosses particules d'aérosol sur les précipitations au moyen de DESCAM-3D.

Annexe A

Symboles et significations

A, a

a : rayon d'une goutte

a : rayon du cœur de glace résiduelle dans un cristal subissant la fonte (dans chapitre 5)

a_w : activité de l'eau en solution

a_w^i : activité de l'eau en solution en équilibre avec la glace

B, b

\vec{B} : champ magnétique

b : rayon total du cristal subissant la fonte

C, c

c : vitesse de la lumière

C : capacitance des cristaux de glace

c_p : capacité calorifique de l'air à pression constante

D, d

D : diamètre d'une goutte

D_i : diamètre d'un cristal

D_v : diffusion de la vapeur d'eau dans l'air

dt : pas de temps

E, e

\vec{E} : champ diélectrique

e : pression de vapeur

E_{il} : efficacité de collection entre goutte et cristal

e_{sat} : pression de vapeur saturante

$e_{sat,i}$: pression de vapeur saturante par rapport à la glace

$e_{sat,w}$: pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide

F, f

f_{AP} : fonction de distribution en nombre des particules d'aérosol

f_{CC} : fonction de distribution de la collision-coalescence
 f_d : fonction de distribution en nombre de gouttes
 f_h : coefficient de ventilation du flux de chaleur
 f_i : fonction de distribution en nombre de cristaux
 f_v : coefficient de ventilation du flux de vapeur d'eau

G, g

g : accélération de la pesanteur
 G : gain de l'antenne radar
 $g_{AP,d}$: fonction de distribution en masse des particules d'aérosol dans les gouttes
 $g_{AP,i}$: fonction de distribution en masse des particules d'aérosol dans les cristaux
 G_i : enthalpie libre de la phase glace
 G_w : enthalpie libre de l'eau liquide

H, h

h : borne inférieure du domaine d'intégration
 H : borne supérieure du domaine d'intégration
 H_i : enthalpie de la phase glace
 H_w : enthalpie de l'eau liquide

J, j

j_h : flux de densité de chaleur
 J_{hom} : taux de nucléation homogène par unité de volume et de temps
 $J_{h,s}$: flux de chaleur à la surface du cristal
 j_v : flux de densité massique en vapeur d'eau
 $J_{v,s}$: flux de vapeur à la surface du cristal

K, k

k : conductivité thermique de l'air humide
 k_a : conductivité thermique de l'air
 k_a^* : conductivité thermique de l'air corrigée
 k_w : conductivité thermique de l'eau
 K_M : diffusivité turbulente
 $K(m, m')$: noyau de collection
 $|K_i|^2$: constante diélectrique de la phase glace
 $|K_w|^2$: constante diélectrique de la phase liquide

L, l

$L_e, L_{w \rightarrow v}$: chaleur latente d'évaporation
 $L_f, L_{i \rightarrow w}$: chaleur latente de fonte
 $L_s, L_{i \rightarrow v}$: chaleur latente de sublimation
 L_{IV} : chaleur latente de déposition
 LWC : contenu en eau liquide (liquid water content)

M, m

m_{AP} : masse de la particule d'aérosol dans l'hydrométéore
 m_i : masse de glace
 $m_{r,i}$: masse résiduelle de glace d'un cristal subissant la fonte
 M_s : masse moléculaire du sel composant la partie soluble de la particule d'aérosol
 m_t : masse totale d'un cristal
 m_w : masse d'eau liquide
 M_w : masse moléculaire de l'eau

N, n

N : nombre de particules
 N_C : nombre de contact goutte-cristal (modèle bulk)
 N_{IA} : nombre de cristaux de type A (modèle bulk)
 N_{IB} : nombre de cristaux de type B (modèle bulk)
 N_{IF} : nombre de noyaux glaçogènes (modèle bulk)
 N_{IN} : nombre de cristaux

P, p

P : pression
 P_{sat} : pression saturante

Q, q

q : quantité de chaleur
 Q : quantité de chaleur
 q_c : rapport de mélange en eau nuageuse
 q_i : rapport de mélange en glace
 q_{iA} : rapport de mélange en glace de type A (modèle bulk)
 q_{iC} : rapport de mélange en glace nuageuse
 q_{iR} : rapport de mélange en glace précipitante
 q_L : rapport de mélange en eau liquide
 q_R : rapport de mélange en eau précipitante
 q_v : rapport de mélange en vapeur d'eau
 $q_{v,s}$: rapport de mélange en vapeur d'eau à saturation
 q_w : rapport de mélange en eau liquide

R, r

r : rayon d'une particule d'aérosol humide
 R : constante des gaz parfaits (microphysique)
 R : distance radar-cible (mesure radar)
 R_d : constante des gaz parfaits pour l'air sec
 r_i : rayon d'une particule de glace
 r_N : rayon d'une particule d'aérosol sèche
 R_v : constante des gaz parfaits pour l'air humide
 RH : humidité relative

S, s

S : sursaturation

S_i : entropie par unité de masse de la glace
 S_v : entropie par unité de masse de la vapeur d'eau
 $s_{v,i}$: sursaturation par rapport à la glace
 $s_{v,w}$: sursaturation par rapport à l'eau liquide
 S_w : entropie par unité de masse de l'eau liquide

T, t

T : température (thermodynamique)
 T : période radar (mesure radar)
 T_e : température de l'environnement
 $T_{e,crit}$: température critique à laquelle le processus de fonte débute
 T_s : température de surface d'un cristal

U, u

U_∞ : vitesse terminale de chute

V, v

\vec{V} : vitesse de l'air

W, w

w : vitesse verticale
 W_{IA} : vitesse terminale de chute des particules de glace de type A
 W_R : vitesse terminale de chute des gouttes précipitantes
 WIR : rapport des quantités d'eau liquide et de glace d'un cristal mixte

X, x

x_v : fraction molaire de la vapeur d'eau dans l'air humide

Z, z

Z : facteur de réflectivité radar en $\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$
 Z_{dBZ} : facteur de réflectivité radar en échelle logarithmique (dBZ)

 Δ, δ

δ_{ij} : symbole de Kronecker

E, ϵ

ϵ : fraction soluble de la particule d'aérosol

H, η

η : réflectivité radar équivalente

 Θ, θ

θ : température potentielle
 θ : angle d'ouverture du radar

K, κ

κ : constante de diffusion de chaleur à travers le milieu

 Λ, λ

λ : longueur d'onde du radar

N, ν

ν : nombre ionique su sel composant la partie soluble de la particule d'aérosol

P, ρ

ρ : densité de l'air

ρ_d : densité de l'air sec

ρ_i : densité de la glace

ρ_s : densité du sel composant la partie soluble de la particule d'aérosol

$\rho_s(T_s)$: densité de la vapeur d'eau à la surface du cristal

$\rho_v(T_e)$: densité de la vapeur d'eau de l'environnement

ρ_w : densité de l'eau liquide

 Σ, σ

σ : déviation standard

σ_s : tension de surface

T, τ

$\vec{\tau}_{ij}$: tenseur des contraintes

τ : durée d'impulsion radar

 Φ, ϕ

Φ_s : coefficient osmotique

 Ω, ω

$\vec{\Omega}$: vitesse de rotation de la terre

Annexe B

Mesure de pluie par radar

Les précipitations peuvent être estimées avec un pluviomètre ou un radar météorologique. Un pluviomètre fournit une mesure des hauteurs précipitées d'une manière robuste car directe, mais ponctuelle. L'élaboration d'informations spatialisées à partir des mesures de pluviomètres nécessite donc une interpolation, avec toutes les incertitudes et erreurs associées. À l'inverse, un radar météorologique fournit une mesure spatiale, mais indirecte et donc affectée d'erreurs parfois importantes d'un point de vue quantitatif.

B.1 Principe de mesure radar

Le radar (RAdio Detection And Ranging) génère une onde électromagnétique avec une certaine longueur d'onde (fonction de la fréquence du radar) qui se propage au travers de l'atmosphère. Cette onde interagit avec les constituants du milieu, il y a alors rétrodiffusion et formation d'un écho radar. Le radar est donc un appareil de télédétection active.

Un radar comprend trois principaux éléments : un émetteur d'onde, une antenne et un récepteur. L'émetteur génère, pendant une durée très brève (τ , de l'ordre de la microseconde), des ondes électromagnétiques monochromatiques de forte puissance (de l'ordre de la centaine de kilowatts), avec une période (T) de l'ordre de la nanoseconde. Une onde électromagnétique est composée d'un champ diélectrique (\vec{E}) et d'un champ magnétique (\vec{B}). Les équations de Maxwell décrivent la propagation d'une onde électromagnétique et explicitent le lien entre ces deux champs. Les radars météorologiques utilisent des ondes dans la gamme des micro-ondes et plus précisément les bandes S, C et X (voir figure B.1).

Ces ondes sont ensuite acheminées vers l'antenne, d'où elles sont émises dans l'atmosphère. Elles se propagent dans un premier temps sous forme de faisceau cylindrique, puis sous l'effet de diffusion, sous forme d'un faisceau conique. D'autre part, du fait de la durée d'émission τ , il y a une incertitude sur la distance radiale entre le radar et la cible éventuelle. Elle correspond à la distance aller-retour que peut parcourir l'onde pendant la durée τ , soit $\frac{c\tau}{2}$. Le signal qui arrive au récepteur à un instant donné provient de l'ensemble des rétro-diffuseurs contenus dans un volume défini par la distance radiale

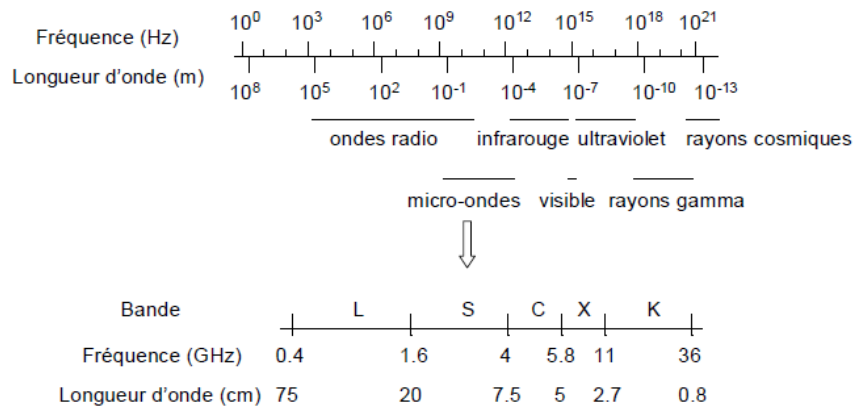


FIG. B.1 – Gamme de longueur d'onde des radars météorologiques et position dans le spectre électromagnétique.

$\frac{c\tau}{2}$ et l'ouverture angulaire du faisceau. Ce volume est appelé volume de résolution du radar (voir figure B.2).

Dans l'atmosphère, une cible illuminée par une onde électromagnétique diffusera une partie du rayonnement qui sera mesurée par le radar. Cette interaction sera mesurable, selon la précision du radar et si les objets visés ont une taille typique d'au moins la longueur d'onde. Le choix de la fréquence utilisée sera donc fonction de l'application de visée. De manière générale, une grande longueur d'onde interagit peu avec les constituants atmosphériques et permet des portées à des centaines de kilomètres. À l'inverse, si on veut étudier la composition en hydrométéores de l'atmosphère il est préférable d'utiliser de plus petites longueurs d'onde.

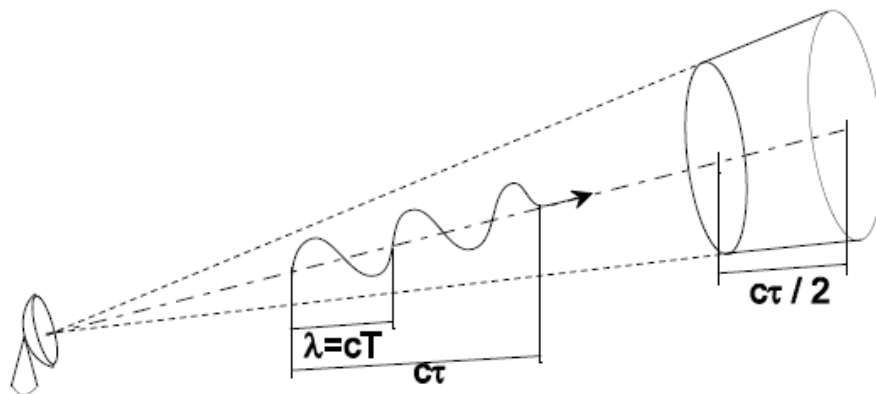


FIG. B.2 – Émission d'un radar de longueur d'onde λ , où c est la célérité de la lumière et τ la durée d'émission du radar.

Le récepteur permet ensuite de mesurer l'onde rétrodiffusée, dont les caractéristiques dépendent de celles de l'onde incidente et de la taille, de la forme et des propriétés diélectriques de la cible. En général, l'antenne sert également pour la réception, pendant la durée entre deux émissions. On distingue deux types de récepteurs, ceux dit incohérents qui mesurent l'amplitude du signal rétrodiffusé et ceux dit cohérents qui mesurent la phase en plus de cette amplitude. On peut ajouter la mesure d'une troisième caracté-

ristique de l'onde rétrodiffusée aux deux types de capteurs décrits précédemment : la polarisation. Les modifications de polarisation peuvent être reliées aux caractéristiques des hydrométéores et au milieu que traverse l'onde radar.

Le principe de mesure radar décrit ci-dessus peut être effectué selon deux différents balayages. Le balayage PPI (Plan Position Indicator) où le radar garde le même angle d'élévation mais son angle azimutale varie de 0° à 360° . Le second balayage est appelé RHI (Range Height Indicator) où l'angle azimutale reste constant mais l'angle d'élévation est variable.

B.2 Équations radar

Le radar mesure la puissance rétrodiffusée, mais seul est utilisé le facteur de réflectivité radar qui est indépendant du radar lui-même. Une équation météorologique radar permet de relier cette puissance reçue à la réflectivité radar. D'après [Rogers et Yau \(1996\)](#), cette équation est de la forme :

$$P_r = \left[(P_t \tau G^2 \theta^2) \left(\frac{c}{1024 \pi^2 \ln 2} \right) \right] \frac{\eta}{R^2} \quad (\text{B.1})$$

où P_r et P_t sont les puissances reçue et transmise. τ , G , θ , c , η et R sont décrits dans l'annexe [A](#).

La réflectivité radar reçue subit par la suite un traitement. Lors de ce traitement, diverses lois et approximations sont considérées, mais la principale est l'approximation de Rayleigh. Elle est utilisée pour des cibles de taille inférieure à la longueur d'onde ($\frac{\pi D}{\lambda} \ll 1$). Cette approximation permet d'obtenir le facteur de réflectivité radar par le moment d'ordre 6 de la distribution en taille des particules. Il existe ensuite une relation entre le facteur de réflectivité et la réflectivité radar :

$$Z = \frac{\lambda_r^4}{\pi^5 |K|^2} \eta \quad (\text{B.2})$$

où λ_r et K sont la longueur d'onde reçue et une constante diélectrique qui vaut, par exemple, 0.93 pour de l'eau et 0.176 pour de la glace pour un radar centimétrique.

En général, Z est exprimé en $\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$ car la taille des gouttes d'eau précipitantes est de l'ordre du millimètre. À cette unité est associée une échelle logarithmique définie par comparaison avec son niveau de référence de $1 \text{mm}^6 \text{m}^{-3}$. Le facteur de réflectivité radar est aussi exprimé en dBZ avec la relation de passage :

$$Z [\text{dBZ}] = 10 \log Z [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \quad (\text{B.3})$$

L'approximation de Rayleigh est efficace lors de précipitation avec des petites gouttes de pluie et pour un radar centimétrique, par contre lorsqu'elle est appliquée sur des systèmes précipitants avec des grosses gouttes, elle risque d'apporter des erreurs sur le facteur de réflectivité de l'ordre de 1.5 à 2 dBZ. Dans ce cas, l'utilisation d'un radar à capacité Doppler est judicieuse. Un tel radar peut déterminer la vitesse de chute des

hydrométéores et donc leur taille. Il permet donc de décider s'il ne faudrait pas plutôt appliquer la théorie de Mie ($\frac{\pi D}{\lambda} \approx 1$).

La grandeur qui nous intéresse en premier lieu pour la quantification des systèmes précipitants est l'intensité pluvieuse, que l'on désignera par R . En effet, cette intensité pluvieuse constitue la variable d'intérêt pour l'hydrologie (et le radar fournit une information spatialisée qui peut se révéler utile). Il faut donc faire le lien entre la puissance rétrodiffusée par les hydrométéores et l'intensité de la pluie. Nous allons définir pour cela le facteur de réflectivité radar équivalent Z et le coefficient d'atténuation k . Ces trois grandeurs correspondent à des valeurs intégrées sur le volume de résolution.

Les variables Z , k et R sont des variables intégrales de la distribution granulométrique des gouttes (Drop Size Distribution en anglais, appelée DSD dans la suite). La DSD caractérise la taille et la répartition des hydrométéores dans le volume d'échantillonnage. En choisissant R comme variable de référence pour la DSD, nous définissons Z et k en fonction de R . Si on suppose que la DSD est correctement décrite par une loi d'échelle, on montre que les relations entre les moments pondérés de la DSD sont de type puissance (Sempere-Torres et al., 1994). Dans le cadre de l'approximation de Rayleigh, Z et k s'expriment comme des moments pondérés de la DSD (d'ordre 6 pour Z et 3 pour k). En adoptant une relation de puissance entre la vitesse de chute et le diamètre des gouttes, alors R s'exprime aussi comme un moment pondéré de la DSD (d'ordre 3.5 environ). On a alors :

$$Z = aR^b \quad k = cR^d \quad Z = ek^f \quad (\text{B.4})$$

De nombreuses paramétrisations de la relation Z-R ont été proposées dans la littérature. On cite classiquement :

- pluie convective : $Z = 486R^{1.37}$ (Jones, 1956)
- pluie stratiforme : $Z = 200R^{1.60}$ (Marshall et al., 1955)
- neige : $Z = 1780R^{2.21}$ (Sekhon et Srivastava, 1970)

B.3 Sources d'erreur affectant la mesure

Le radar mesure la réflectivité des hydrométéores, que l'on relie à l'intensité pluvieuse. La mesure de pluie par radar est donc indirecte et de plus à distance. Elle est affectée par diverses erreurs inhérentes aux capteurs de télédétection et à une mesure indirecte. Ces erreurs peuvent tout simplement être liées à l'électronique du radar mais peut également être dues aux interactions ondes-reliefs et même à la structure verticale des précipitations.

Étalonnage du radar

Les paramètres dépendant des caractéristiques du radar sont regroupés dans la constante radar C qui correspond aux termes entre crochets dans l'équation B.1. Pour avoir une mesure quantitative fiable, il faut donc étalonner le radar. Cette manipulation consiste à vérifier que tous les composants électroniques et hyper-fréquences du radar fonctionnent de manière nominale. Connaissant ainsi les valeurs des différents

paramètres du radar, on pourra déterminer la constante radar C de façon précise. Il est important de bien estimer cette constante, car elle conditionne la mesure de la réflectivité. Un étalonnage absolu est difficile à réaliser, mais il faut au moins s'assurer de la stabilité temporelle de cet étalonnage pour des mesures hydrologiques (Joss et Waldvogel, 1990).

Échos fixes

Lorsqu'une onde émise par le radar vient frapper le relief (une montagne par exemple), la puissance rétrodiffusée vers le radar est de l'ordre de la grandeur de la puissance rétrodiffusée par une forte pluie. Le relief va donc engendrer une forte réflectivité radar, à une position toujours identique, d'où le nom d'échos fixes. Cet écho altère l'image radar. Le radar en bande X n'ayant qu'une seule élévation, lors de COPS, il a été placé sur une colline de sorte que le faisceau ne soit pas altéré par le sommet « Champ de Feu » du Nord des Vosges.

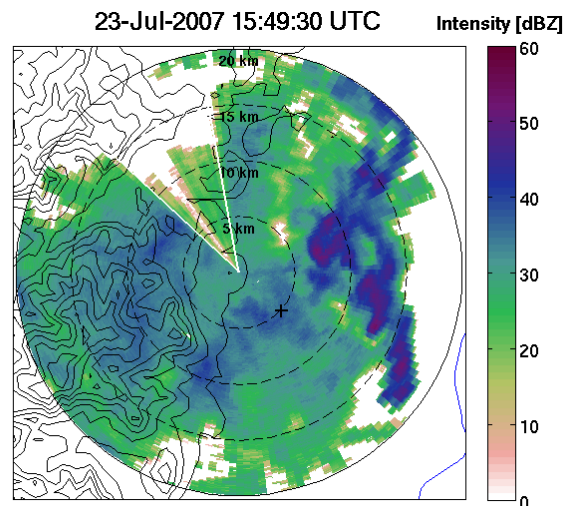


FIG. B.3 – Effet de masque. Les traits continus blancs délimitent le masque provoqué par un arbre situé dans le faisceau du radar en bande X lors de la campagne de mesure COPS.

Effets de masque

La présence d'obstacles (montagnes, bâtiments,...) va intercepter tout ou partie du faisceau radar. La zone d'altitude inférieure ou égale à celle de l'obstacle et situé au-delà de celui-ci ne sera pas illuminée par le faisceau radar. Ce blocage par un obstacle est appelé effet de masque. Un tel effet de masque est visible sur l'image B.3, dans le quart Nord-Ouest de l'image. Cette zone est « derrière » un arbre proche du radar en bande X lors de la campagne de mesure de COPS.

La bande brillante

La bande brillante est une couche d'altitude où un radar météorologique observe une plus grande réflectivité de la précipitation. Elle correspond à la zone de fusion des

flocons de neige en gouttes de pluie : en effet, la réflectivité dépend de l'efficacité de la phase (sa constante diélectrique) et la distribution en taille de la précipitation. Elle est maximale au cours de la fusion, alors qu'existent encore de gros flocons de neige recouverts d'eau liquide, plus efficaces à refléter le signal radar que la glace.

Annexe C

Démonstration de l'expression de la fonte (Mason, 1956)

Dans chacune des sections suivantes, nous allons démontrer les différents termes de l'équation ci-dessous correspondant à l'équation 5.1 du chapitre 5. La chaleur provenant de l'environnement va être emmagasinée par conduction et convection (terme 1). L'évaporation crée une perte de chaleur (terme 3). Ainsi, la réalisation de l'équilibre thermodynamique se traduit par une absorption de chaleur de la part du grêlon qui provoque, quand la quantité de chaleur est suffisante, la fusion de la glace (terme 2).

$$\underbrace{\frac{dq}{dt}}_{(1)} = \underbrace{-L_f \frac{dm_i}{dt}}_{(2)} \underbrace{-L_e \frac{dm_w}{dt}}_{(3)} \quad (\text{C.1})$$

C.1 Conduction et convection (terme 1)

La différence de température résultante entre une particule et son environnement local cause un courant de chaleur sensible par le processus familier de la diffusion thermique ou de la conduction de chaleur. Le vecteur de flux de densité \vec{j}_h définissant le transport de chaleur par ce processus est donné par la loi de Fourier.

$$\vec{j}_h = -k \vec{\nabla} T \quad (\text{C.2})$$

avec k la conductivité thermique de l'air humide à travers duquel la chaleur est transportée.

En supposant la conduction de chaleur symétrique radialement pour une particule immobile, on obtient :

$$j_h = -k \frac{\partial T}{\partial r} \quad (\text{C.3})$$

$$j_h \Big|_{r=b} = -k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=b} = \frac{-k(T_e - T_s)}{b} \quad (\text{C.4})$$

Si maintenant nous identifions le taux de chaleur q de la particule immobile $\left(\frac{dq}{dt}\right)_0$ avec un flux de chaleur $-J_{h,s}$ à travers la surface de la particule.

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_0 = -J_{h,s} = \int_s j_{h,r} \Big|_{r=b} dS = 4\pi b^2 \frac{k(T_e - T_s)}{b} \quad (\text{C.5})$$

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_0 = 4\pi b k (T_e - T_s) \quad (\text{C.6})$$

D'après la formulation Mason-Saxena (Mason et Saxena, 1958; Pruppacher et Klett, 1997), la conductivité thermique de l'air humide est :

$$k = k_a \left[1 - \left(\gamma_1 - \gamma_2 \frac{k_v}{k_a} \right) x_v \right] \quad (\text{C.7})$$

Avec x_v la fraction molaire de la vapeur d'eau dans l'air humide et γ_1, γ_2 des constantes respectivement égales à 1.17 et 1.02. Or, pour des conditions atmosphériques typiques : $x_v \ll 1$ donnant ainsi $k \approx k_a$.

Ce qui nous donne maintenant en remplaçant dans l'équation C.6:

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_0 = 4\pi b k_a (T_e - T_s) \quad (\text{C.8})$$

Toujours d'après la littérature portant sur la physique des nuages, on utilise pour définir le taux de diffusion de chaleur d'une particule soumise à la fonte et en chute libre, le coefficient de ventilation moyen défini comme le rapport des flux de chaleur de la particule en mouvement et de cette même particule immobile.

$$\bar{f}_h = \frac{dq/dt}{(dq/dt)_0} \quad (\text{C.9})$$

D'après ce qui a été trouvé précédemment (équation C.8), on obtient :

$$\frac{dq}{dt} = 4\pi b k_a (T_e - T_s) \bar{f}_h \quad (\text{C.10})$$

C.2 Fusion de la particule de glace (terme 2)

Dans sa forme générale, la seconde loi généralisée de Fick ou équation de diffusion convective peut être exprimée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = \kappa \nabla^2 T \quad (\text{C.11})$$

Où T est la température, t est le temps, κ est la constante de diffusion de chaleur à travers le milieu (eau) et \vec{u} est le flux volumique dans le milieu (eau). Il est supposé

aucune circulation interne dans l'eau ($\vec{u} = 0$) et l'état reste stable ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$). L'équation C.11 devient donc en coordonnées sphériques :

$$\nabla^2 T = \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} = 0 \quad (\text{C.12})$$

Où r est la coordonnée radiale. L'équation C.12 suppose une symétrie sphérique comme le montre la figure 5.1.

L'équation C.12 peut encore être simplifiée sous la forme :

$$\frac{d^2(rT)}{dr^2} = 0 \quad (\text{C.13})$$

L'intégration de C.13 mène à :

$$T = \frac{K_1}{r} + K_2 \quad (\text{C.14})$$

Les constantes d'intégration K_1 et K_2 sont obtenues à l'aide des conditions aux limites qui sont $T = T_0$ à $r = a$ et $T = T_s$ à $r = b$, où a est le rayon du cœur en glace, b est le rayon de la goutte gelée et $T_0 = 273.15 \text{ K}$. Ce qui nous donne :

$$K_1 = \frac{(T_0 - T_s)ab}{b - a} \quad (\text{C.15})$$

$$K_2 = \frac{aT_0 - bT_s}{a - b} \quad (\text{C.16})$$

soit en remplaçant les expressions C.15 et C.16 dans l'équation C.14 :

$$T = \frac{(T_0 - T_s)ab}{r(b - a)} + \frac{aT_0 - bT_s}{a - b} \quad (\text{C.17})$$

d'où, en considérant le rayon a car la fonte affecte la partie glacée de la particule :

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=a} = \frac{(T_0 - T_s)ab}{a^2(b - a)} \quad (\text{C.18})$$

Le flux de chaleur à la surface du noyau de glace supposé sphérique est donné par :

$$L_f \frac{dm_i}{dt} = k_w dS \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=a} \quad (\text{C.19})$$

avec $dS = 4\pi a^2$ la surface du noyau de glace, $\frac{dm_i}{dt} = 4\pi a^2 \rho_i \frac{da}{dt}$ la variation temporelle de la masse glace et k_w la conduction de la chaleur dans l'eau.

Nous obtenons à l'aide de l'équation C.18 :

$$L_f \frac{dm_i}{dt} = 4k_w \pi ab \frac{(T_0 - T_s)}{(b - a)} \quad (\text{C.20})$$

Cette équation peut aussi s'exprimer sous la forme suivante caractérisant la variation du rayon de glace a .

$$\frac{da}{dt} = \frac{k_w}{L_f \rho_i} \frac{(T_0 - T_s)b}{a(b - a)} \quad (\text{C.21})$$

Drake et Mason (1966) ont intégré cette dernière expression selon une taille donnée b de la particule de glace subissant la fonte pour obtenir le temps de fonte total t_m .

C.3 Évaporation de la pellicule d'eau (terme 3)

D'après la première loi de Fick, nous avons le flux de la densité massique en vapeur d'eau dans un flux d'air humide de vitesse \vec{u} dans lequel se trouve la particule de glace supposée immobile.

$$\vec{j}_v = \rho_v \vec{u}_v \quad (\text{C.22})$$

\vec{j}_v peut être illustré comme la somme des contributions dues à la diffusion et à la convection (équation C.23) où D_v est le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau.

$$\vec{j}_v = -D_v \vec{\nabla} \rho_v + \rho_v \vec{u}_v \quad (\text{C.23})$$

Considérons la diffusion symétrique radialement pour une particule immobile ($\vec{u} = \vec{0}$) de rayon initial b (considération de la composante radiale r seulement).

$$j_v = -D_v \frac{\partial \rho_v}{\partial r} \quad (\text{C.24})$$

Ce qui donne :

$$j_v \Big|_{r=b} = -D_v \frac{\partial \rho_v}{\partial r} \Big|_{r=b} = \frac{-D_v(\rho_{v,s} - \rho_{v,e})}{b} = \frac{D_v(\rho_{v,e} - \rho_{v,s})}{b} \quad (\text{C.25})$$

Si maintenant nous identifions le taux de changement de masse m_w de la particule immobile $(\frac{dm_w}{dt})_0$ avec un flux de vapeur $-J_{v,s}$ à travers la surface de la particule :

$$\left(\frac{dm_w}{dt}\right)_0 = -J_{v,s} = \int_s (j_{v,r})_{r=b} dS = 4\pi b^2 D_v \frac{(\rho_{v,e} - \rho_{v,s})}{b} \quad (\text{C.26})$$

$$\left(\frac{dm_w}{dt}\right)_0 = 4\pi b D_v (\rho_{v,e} - \rho_{v,s}) \quad (\text{C.27})$$

Cependant, lorsqu'une particule de glace soumise à la fonte est en chute libre dans un environnement sous-saturé, comme dans notre cas, nous devons considérer l'effet de ventilation de cette particule sur son taux d'évaporation. Dans la littérature portant sur la physique des nuages, on utilise pour cela le coefficient de ventilation moyen défini comme le rapport des flux de masse d'eau de la particule en mouvement et de cette même particule immobile.

$$\bar{f}_v = \frac{dm_w/dt}{(dm_w/dt)_0} \quad (\text{C.28})$$

avec dm_w/dt le flux de masse dans un cas de pure diffusion d'une particule immobile.

D'après ce qui a été trouvé précédemment :

$$\frac{dm_w}{dt} = \bar{f}_v (dm_w/dt)_0 = 4\pi b D_v (\rho_{v,e} - \rho_{v,s}) \bar{f}_v \quad (\text{C.29})$$

L'équilibre thermodynamique de la particule de glace soumise à la fonte et en chute libre dans un environnement sous-saturé et humide exprimé par l'expression C.1 devient à l'aide des équations C.10, C.20 et C.29 de la forme suivante :

$$4\pi b k_a (T_e - T_s) \bar{f}_h = -4k_w \pi a b \frac{(T_0 - T_s)}{(b - a)} - L_e 4\pi b D_v [\rho_v(T_e) - \rho_s(T_s)] \bar{f}_v \quad (\text{C.30})$$

d'où :

$$-4\pi k_w \frac{ab(T_s - T_0)}{(b - a)} = -\left\{4\pi b k_a (T_e - T_s) \bar{f}_h + 4\pi b L_e D_v [\rho_v(T_e) - \rho_s(T_s)] \bar{f}_v\right\} \quad (\text{C.31})$$

Cette équation C.31 est celle déterminée par Mason (1956) et correspond à l'équation 5.3 donnée dans le chapitre 5.

Bibliographie

- Ackerman, A. S., O. B. Toon, et P. V. Hobbs, 1995: A model for particle microphysics, turbulent mixing and radiative transfer in the stratocumulus-topped boundary layer and comparisons with measurements. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1204–1236.
- Albrecht, B., 1989: Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness. *Science.*, **245**, 1227–1230.
- Ament, F., T. Weusthoff, et M. Arpagaus, 2010: Evaluation of MAP D-PHASE heavy precipitation alerts in Switzerland during summer 2007. *Atmos. Res.*, **100**, 178–189.
- Andreae, M. O. et D. Rosenfeld, 2008: Aerosol-cloud-precipitation interactions. Part I. the nature and sources of cloud-active aerosols. *Earth-Science Reviews.*, **89**, 13–41.
- Arakawa, A. et W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.
- Atlas, D., 1957: Drop size and radar structure of a precipitation streamer. *J. Meteor.*, **14**, 261–271.
- Banta, R., 1990: The role of mountain flows in making clouds. *Meteorol. Monogr.*, **23**, 229–283.
- Barkstrom, B. R., 1978: Some effects of 8-12 μm radiant energy transfer on the mass and heat budgets of cloud droplets. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 665–673.
- Barros, A. P. et D. P. Lettenmaier, 1994: Dynamic modelling of orographically induced precipitation. *Boundary-Layer Meteorol.*, **75**, 189–205.
- Bauer, H. S., T. Weusthoff, M. Dorninger, V. Wulfmeyer, T. Schwitalla, T. Gorgas, M. Arpagaus, et K. Warrach-Sagi, 2011: Predictive skill of a subset of models participating in D-PHASE in the COPS region. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **137**, 287–305, doi: 10.1002/qj.715.
- Beard, K. V. et H. T. Ochs, 1984: Collection and coalescence efficiencies for accretion. *J. Geophys. Res.*, **89**, 7165–7169.
- Bechtold, P., E. Bazile, P. Mascart, et E. Richard, 2001: A mass flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **127**, 869–886.
- Berry, E. X. et R. L. Reinhardt, 1974a: An analysis of cloud drop growth by collection: Part I: double distributions. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1814–1824.
- Berry, E. X. et R. L. Reinhardt, 1974b: An analysis of cloud drop growth by collection: Part II: single initial distributions. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1825–1831.

- Bott, A., 1989: A positive definite advection scheme obtained by nonlinear renormalization of the advective fluxes. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1006–1015.
- Bott, A., 1998: A flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2284–2293.
- Bott, A., U. Sievers, et W. Zdunkowski, 1990: A radiation fog model with detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2153–2166.
- Brooks, S. D., M. E. Wise, M. Cushing, et M. A. Tolbert, 2002: Deliquescence behavior of organic/ammonium sulfate aerosol. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2002GL014733.
- Bruintjes, R. T., T. L. Clark, et W. D. Hall, 1994: Interaction between topographic airflow and cloud/precipitation development during the passage of a winter storm in Arizona. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 48–67.
- Bruintjes, R. T., T. L. Clark, et W. D. Hall, 1995: The dispersion of tracer plumes in mountainous regions in Central Arizona: comparison between observations and modelling results. *J. Appl. Meteorol.*, **34**, 971–988.
- Caro, D., W. Wobrock, et A. I. Flossmann, 2002: A numerical study on the impact of different techniques of hygroscopic seeding on the development of cloud microphysics. *J. Appl. Meteorol.*, **41**, 333–350.
- Clark, T. L., 1977: A small scale dynamic model using terrain following coordinate transformation. *J. Comput. Phys.*, **24**, 186–215.
- Clark, T. L., 1979: Numerical simulations with a three dimensional cloud model: lateral boundary condition experiments and multi-cellular severe storm simulations. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2191–2215.
- Clark, T. L., 1982: Three dimensional numerical model simulations of air flow over mountainous terrain: a comparison with observations. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 766–791.
- Clark, T. L. et R. D. Farley, 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. et W. D. Hall, 1991: Multi-domain simulations of the time dependent Navier-Stokes equations: benchmark error analysis of some nesting procedures. *J. Comput. Phys.*, **92**, 456–481.
- Clark, T. L., W. D. Hall, et R. M. Banta, 1994: Two and three dimensional simulations of the 9 Jan 1989 severe Boulder windstorm: comparison with observations. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2317–2342.
- Clark, T. L., W. D. Hall, et J. L. Coen, 1996: *Source code documentation for the Clark-Hall cloud scale model, code version G3CH01*. NCAR/TN-426+STR, NCAR Technical note, NCAR, Boulder, CO, USA.
- Cohard, J.-M. et J.-P. Pinty, 2000: A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. Part I: Description and selective tests. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **126**, 1815–1842.

- Connolly, P. J., T. W. Chouarton, M. W. Gallagher, K. N. Bower, M. J. Flynn, et J. A. Whiteway, 2006: Cloud-resolving simulations of intense Hector thunderstorms: Implication for aerosol-cloud interactions. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **132**, 3079–3106.
- Cooper, W. A., 1980: A method of detecting contact ice nuclei using filter samples. *Preprints, Eighth Int. Conf. on Cloud*, Clermont-Ferrand, France, 665–668.
- Cosma, S., E. Richard, et F. Miniscloux, 2002: The role of small-scale orographic features in the spatial distribution of precipitation. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **128**, 75–92.
- Cotton, W. R., M. A. Stephens, T. Nehr Korn, et G. Tripoli, 1982: The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model. Part II: An ice phase parameterization. *J. de Rech. Atmos.*, **16**, 295–320.
- Cotton, W. R., G. J. Tripoli, R. M. Rauber, et E. Mulvihill, 1986: Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Clim. Appl. Meteor.*, **25**, 1658–1680.
- Cuesta, J., D. Edouart, L. Estevan, C. Flamant, et P. H. Flamant, 2008: Multi-platform monitoring of aerosols, clouds and atmospheric boundary layer dynamics in Vosges supersite in the framework of the COPS field campaign. *6th COPS workshop*, Stuttgart, Germany, 27–29 Fév.
- Cunningham, R. M., 1947: A different explanation of the bright band. *J. Meteor.*, **4**, 163.
- Dabas, A. et C. Flamant, 2002: Les instruments de télédétection au sol. *La Météorologie*, **39**, 76–82.
- Delanoë, J., A. Protat, J. Testud, B. Bouniol, A. J. Heymsfield, A. Bansemmer, P. R. A. Brown, et M. Forbes, 2005: Statistical properties of the normalized ice particle size distribution. *J. Geophys. Res.*, **110**, 1–21.
- DeMott, P. J. et D. C. Rogers, 1990: Freezing nucleation rates of dilute solution droplets measured between - 30°C and - 40°C in laboratory simulations of natural clouds. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1056–1064.
- DeMott, P. J., D. C. Rogers, et S. M. Kreidenweiss, 1997: The susceptibility of ice formation in upper tropospheric clouds to insoluble aerosol components. *J. Geophys. Res.*, **102**, 19 575–19 584.
- DeMott, P. J., A. J. Prenni, X. Liu, S. M. Kreidenweiss, M. D. Petters, C. H. Twohy, M. Richardson, T. Eidhammer, et D. C. Rogers, 2010: Predicting global atmospheric ice nuclei distributions and their impacts on climate. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **107**, 11 217–11 222.
- Déqué, M., C. Drevet, A. Braun, et D. Cariolle, 1994: The ARPEGE-IFS atmosphere model: a contribution to the French community climate modelling. *Climate Dynamics*, **10**, 249–266.
- Deshler, T., 1982: Contact ice nucleation by submicron atmospheric aerosol. Thèse, Dept. of Physics and Astronomy, University of Wyoming, 107 pp.
- Dettinger, M., K. Redmond, et D. Cayan, 2004: Winter orographic precipitation ratio in the Sierra Nevada – Large-scale atmospheric circulations and hydrologic consequences. *J. Hydrometeor.*, **5**, 1102–1116.
- Doerflinger, E., 2001: Les applications météorologiques du système de positionnement satellitaire GPS. *La Météorologie*, **39**, 21–37.

- Dorninger, M., S. Schneider, et R. Steinacker, 2008: On the interpolation of precipitation data over complex terrain. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **101**, 175–189.
- Drake, J. C. et B. J. Mason, 1966: The melting of small ice spheres and cones. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **92**, 500–509.
- Dudhia, J., 1993: A nonhydrostatic version of the Penn State-NCAR mesoscale model: Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1493–1513.
- Eigenmann, R., S. Metzger, et T. Foken, 2009: Generation of free convection due to changes of the local circulation system. *Atmos. Chem. Phys.*, **9**, 8587–8600.
- Fabry, F. et I. Zawadzki, 1995: Long-term radar observations of the melting layer of precipitation and their interpretation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 838–851.
- Feingold, G., S. M. Kreidenweis, B. Stevens, et W. R. Cotton, 1996: Numerical simulations of stratocumulus processing of cloud condensation nuclei through collision-coalescence. *J. Geophys. Res.*, **101**, 391–402.
- Feingold, G., B. Stevens, W. R. Cotton, et R. L. Walko, 1994: An explicit cloud microphysics / LES model designed to simulate the Twomey effect. *Atmos. Res.*, **33**, 207–233.
- Feingold, G., S. Tzivion, et Z. Levin, 1988: Evolution of the raindrop spectra. Part I: Solution to the stochastic collection/breakup equation using the method of moments. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3387–3399.
- Feldmann, R., B. Früh, G. Schädler, H.-J. Panitz, K. Keuler, D. Jacod, et P. Lorenz, 2008: Evaluation of the precipitation for southwestern Germany from high-resolution simulations with regional climate models. *Meteorol. Z.*, **17**, 455–465.
- Fletcher, N. H., 1962: *Physics of rain clouds*. Cambridge University press, 386 pp.
- Flossmann, A. I., W. D. Hall, et H. R. Pruppacher, 1985: A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part I: The redistribution of aerosol particles captured through nucleations and impaction scavenging by growing cloud drops. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 582–606.
- Flossmann, A. I. et H. R. Pruppacher, 1988: A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part III: the uptake, redistribution, and deposition of $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ particles by a convective cloud using a two-dimensional cloud dynamics model. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1857–1871.
- Flossmann, A. I. et W. Wobrock, 2010: A review of our understanding of the aerosol-cloud interaction from the perspective of a bin resolved cloud scale modelling. *Atmos. Res.*, **97**, 478–497, doi:10.1016/j.atmosres.2010.05.008.
- Fridlind, A. M., A. S. Ackerman, G. McFarquhar, G. Zhang, M. R. Poellot, P. DeMott, A. Prenni, et A. Heymsfield, 2007: Ice properties of single-layer stratocumulus during the Mixed-Phase Arctic Cloud Experiment: 2. Model results. *J. Geophys. Res.*, **112**, doi: 10.1029/2007JD008646.
- Fridlind, A. M., A. S. Ackerman, E. J. Jensen, A. J. Heymsfield, M. R. Poellot, D. E. Stevens, D. Wang, L. M. Miloshevich, D. Baumgardner, R. P. Lawson, J. C. Wilson, R. C. Flagan, J. H. Seinfeld, H. H. Jonsson, T. M. VanReken, V. Varutbangkul, et T. A. Rissman, 2004: Evidence for the predominance of mid-tropospheric aerosol as subtropical anvil cloud nuclei. *Science*, **304**, 718–722.

- Fudeyasu, H., Y. Wang, M. Satoh, T. Nasuno, H. Miura, et W. Yanase, 2008: Global cloud-system-resolving model NICAM successfully simulated the lifecycles of two real tropical cyclones. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, doi:10.1029/2008GL036003.
- Geresdi, I., 1998: Idealized simulation of the Colorado hailstorm case: Comparison of bulk and detailed microphysics. *Atmos. Res.*, **45**, 237–252.
- Grabowski, W. W., 1998: Toward cloud resolving modeling of large-scale tropical circulations: A simple cloud microphysics parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3283–3298.
- Grell, G., J. Dudhia, et D. R. Stauffer, 1994: *A description of the fifth generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5)*. NCAR/TN-398+STR, NCAR Technical note, NCAR, Boulder, CO, 121 pp.
- Häberli, C., I. Groehn, R. Steinacker, W. Pöttschacher, et M. Dorninger, 2004: Performance of the surface observational network during MAP. *Meteorol. Z.*, **13**, 109–121.
- Hagen, E. H., R. J. Anderson, et J. L. J. Kassner, 1981: Homogeneous condensation-freezing nucleation rate measurements for small water droplets in an expansion cloud chamber. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1236–1243.
- Hagen, M., J. Van Baelen, et E. Richard, 2008: Orographic influence on the life cycle of convection, observation during COPS field campaign. *European conference on radar in meteorology and hydrology (ERAD)*, Helsinki.
- Hagen, M., J. Van Baelen, et E. Richard, 2011: Influence of the wind profile on the initiation of convection in mountainous terrain. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **137**, 224–235, doi: 10.1002/qj.784.
- Hall, W. D., 1980: A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486–2506.
- Hallet, J. et S. Mossop, 1974: Production of secondary ice crystals during the riming process. *Nature.*, **249**, 26–28.
- Heymsfield, A. J., P. N. Johnson, et J. E. Dye, 1978: Observation of moist adiabatic ascent in northeast Colorado congestus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1689–1703.
- Heymsfield, A. J. et R. M. Sabin, 1989: Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of solution droplets. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2252–2264.
- Hong, S.-Y., J. Dudhia, et C. S.-H., 2004: A revised approach to ice microphysical process for the bulk parameterization of clouds and precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 103–120.
- Hong, S.-Y. et J.-O. J. Lim, 2006: The WRF single-moment 6-class microphysics scheme (WSM6). *J. Korean. Meteor. Soc.*, **42**, 129–151.
- Houze, R., 1993: *Cloud dynamics*. Academic Press, New York, 573 pp.
- Ivanova, E. T., Y. Kogan, I. Mazin, et M. S. Permyakov, 1977: The ways of parameterization of condensation drop growth in numerical models. *Izv. Akad. Sci. URSS, Atmos. Ocean. Phys.*, **13**, 1193–1201.
- Jacobson, M. Z., R. P. Turco, E. J. Jensen, et O. B. Toon, 1994: Modeling coagulation among particles of different composition and size. *Atmos. Environ.*, **28A**, 1327–1338.

- Jaenicke, R., 1988: *Aerosol physics and chemistry*, Vol. V ab. In: Landolt-Boernstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik G. Fisher Editor Springer, 391–457 pp.
- Jensen, E. J., O. B. Toon, D. L. Westphal, S. Kinne, et A. J. Heymsfield, 1994: Microphysical modeling of cirrus. 1. Comparison with 1986 FIRE IFO measurements. *J. Geophys. Res.*, **99**, 10 421–10 442.
- Jones, D., 1956: *Rainfall drop-size distribution and radar reflectivity*. Illinois State Water Survey.
- Joss, J. et A. Waldvogel, 1990: *Precipitation measurement and hydrology*. In D. Atlas (Ed.), *Radar in Meteorology*, 577 – 606 pp.
- Kärcher, B. et U. Lohmann, 2003: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4402.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteorol. Monogr.*, **32**, 1–84.
- Khain, A., B. Lynn, et J. Dudhia, 2010: Aerosol effects on intensity of landfalling hurricanes as seen from simulations with the WRF model with spectral bin microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 365–384.
- Khain, A., A. Pokrovsky, M. Pinsky, A. Seifert, et V. Phillips, 2004: Simulation of effects of atmospheric aerosols on deep turbulent convective clouds using a spectral microphysics mixed-phase cumulus cloud model. Part II: Sensitivity study. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2983–3001.
- Khain, A., A. Pokrovsky, et I. Sednev, 1999: Some effects of cloud-aerosol interaction on cloud microphysics structure and precipitation formation: numerical experiments with a spectral microphysics cloud ensemble model. *Atmos. Res.*, **52**, 195–220.
- Khain, A., D. Rosenfeld, et A. Pokrovsky, 2001: Simulating convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5°C using a spectral microphysics model. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3887–3890.
- Khain, A. et I. Sednev, 1996: Simulation of precipitation formation in the eastern Mediterranean coastal zone using a spectral microphysics cloud ensemble model. *Atmos. Res.*, **43**, 77–110.
- Khain, A., I. Sednev, et V. Khvorostyanov, 1996: Simulation of coastal circulation in the eastern Mediterranean using a spectral microphysics cloud ensemble model. *J. Climate.*, **9**, 3298–3316.
- Khairoutdinov, M. et Y. Kogan, 2000: A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 229–243.
- Klaassen, W., 1988: Radar observations and simulation of the melting layer of precipitation. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3741–3753.
- Knight, C. A., 1979: Observations of the morphology of melting snow. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1123–1130.
- Koenig, L. R., 1972: Parameterization of ice growth for numerical calculations of cloud dynamics. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 417–423.

- Koenig, L. R. et F. W. Murray, 1976: Ice-bearing cumulus cloud evolution: Numerical simulation and general comparison against observations. *J. Appl. Meteorol.*, **15**, 747–762.
- Kogan, Y. L., 1991: The simulation of a convective cloud in a 3D model with explicit microphysics. Part I: Model description and sensitivity experiments. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1160–1189.
- Kogan, Y. L., M. P. Khairoutdinov, D. K. Lilly, Z. N. Kogan, et Q. Liu, 1995: Modeling of stratocumulus cloud layers in a large eddy simulation model with explicit microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2923–2940.
- Kogan, Y. L., D. K. Lilly, Z. N. Kogan, et V. V. Filyushkin, 1994: The effect of CCN regeneration on the evolution of stratocumulus cloud layers. *Atmos. Res.*, **33**, 137–150.
- Köhler, H., 1921: Zur kondensation des wasserdampfe in der atmosphäre. *Geofys. Publ.*, **2**, 3–15.
- Koop, T., B. Luo, A. Tsias, et T. Peters, 2000: Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. *Nature.*, **406**, 611–615.
- Kottmeier, C., N. Kalthoff, C. Barthlott, U. Corsmeier, J. Van Baelen, A. Behrendt, R. Behrendt, A. Blyth, R. Coulter, S. Crewell, P. Di Girolamo, M. Dorninger, C. Flamant, T. Foken, M. Hagen, C. Hauck, H. Höller, H. Konow, M. Kunz, H. Mahlke, S. Mobbs, E. Richard, R. Steinacker, T. Weckwerth, A. Wieser, et V. Wulfmeyer, 2008: Mechanisms initiating deep convection over complex terrain during COPS. *Meteorol. Z.*, **17**, 931–948.
- Kuo, H. L., 1974: Further studies on the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232–1240.
- Lafore, J. P., J. Stein, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérelil, P. Mascart, V. Masson, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, et J. Villà-Guerau de Arellano, 1998: The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, **16**, 90–109.
- Lee, S. S., L. J. Donner, et V. T. J. Phillips, 2008: Examination of aerosol effects on precipitation in deep convective clouds during the 1997 ARM summer experiment. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **134**, 1201–1220.
- Lee, S. S. et J. E. Penner, 2010: Comparison of a global-climate model to a cloud-system resolving model for the long-term response of thin stratocumulus clouds to preindustrial and present-day aerosol conditions. *Atmos. Chem. Phys.*, **10**, 6371–6389.
- Leporini, M., 2005: Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage chaud à microphysique détaillée. Thèse, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, 153 pp.
- Leroy, D., 2007: Développement d'un modèle de nuage tridimensionnel à microphysique détaillée. Application à la simulation de cas de convection moyenne et profonde. Thèse, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, 201 pp.
- Leroy, D., M. Monier, W. Wobrock, et A. I. Flossmann, 2006: A numerical study of the effects of the aerosol particle spectrum on the development of the ice phase and precipitation formation. *Atmos. Res.*, **80**, 15–45.
- Leroy, D., W. Wobrock, et A. I. Flossmann, 2007: On the influence of the treatment of aerosol particles in different bin microphysical models: a comparison between two different schemes. *Atmos. Res.*, **85**, 269–287.

- Leroy, D., W. Wobrock, et A. I. Flossmann, 2009: The role of boundary layer aerosol particles for the development of deep convective clouds: a high-resolution 3D model with detailed (bin) microphysics applied to CRYSTAL-FACE. *Atmos. Res.*, **91**, 62–78.
- List, R., N. R. Donaldson, et R. E. Stewart, 1987: Temporal evolution of drop spectra to collisional equilibrium in steady and pulsating rain. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 362–372.
- Lynn, B. H. et A. Khain, 2007: Utilization of spectral bin microphysics and bulk parameterization schemes to simulate the cloud structure and precipitation in a mesoscale rain event. *J. Geophys. Res.*, **112**.
- Lynn, B. H., A. Khain, J. Dudhia, D. Rosenfeld, A. Pokrovsky, et A. Seifert, 2005a: Spectral (bin) microphysics coupled with a mesoscale model (MM5). Part I: Model description and possible applications. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 44–58.
- Lynn, B. H., A. Khain, J. Dudhia, D. Rosenfeld, A. Pokrovsky, et A. Seifert, 2005b: Spectral (bin) microphysics coupled with a mesoscale model (MM5). Part II: Simulation of a CaPE rain event with a squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 59–71.
- Mahrer, Y. et R. A. Pielke, 1977: A numerical study of the air flow over irregular terrain. *Contrib. Atm. Phys.*, **50**, 98–113.
- Marshall, J. S., W. Hitschfeld, et K. Gunn, 1955: Advances in radar weather. *Adv. Geophys.*, **2**, 1–56.
- Marshall, J. S., R. C. Langille, et M. W. Palmer, 1947: Measurement of rainfall by radar. *J. Meteor.*, **4**, 186–192.
- Marshall, J. S. et W. M. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5**, 165–166.
- Mason, B. J., 1956: On the melting of hailstones. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **82**, 209–216.
- Mason, E. A. et S. C. Saxena, 1958: Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures. *Phys. Fluids.*, **1**, doi:10.1063/1.1724352.
- Mauprivez, M. et J. P. Sandra, 2002: Les profilers de vent à vocation opérationnelle. *La Météorologie*, **39**, 71–75.
- Meyers, M. P., P. J. Demott, et W. R. Cotton, 1992: New primary ice nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteorol.*, **31**, 708–721.
- Meyers, M. P., R. L. Walko, J. Y. Harrington, et W. R. Cotton, 1997: New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II: The two-moment scheme. *Atmos. Res.*, **45**, 3–39.
- Mitra, S. K., O. Vohl, M. Ahr, et H. R. Pruppacher, 1990: A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. IV: Experiment and theory for snow flakes. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 584–591.
- Monier, M., W. Wobrock, J.-F. Gayet, et A. I. Flossmann, 2006: Development of a detailed microphysics cirrus model tracking aerosol particles histories for interpretation of the recent INCA campaign. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 504–525.
- Mordy, W., 1959: Computations of the growth by condensation of a population of cloud drops. *Tellus.*, **11**, 16–44.

- Morrison, H., G. Thompson, et V. Tatarskii, 2009: Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line: Comparison of one- and two-moment schemes. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 991–1007.
- Mossop, S. C., 1976: Production of secondary ice particles during the growth of graupel by riming. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **102**, 45–57.
- Mossop, S. C. et J. Hallet, 1974: Ice crystal concentration in cumulus clouds: Influence of the drop spectrum. *Science.*, **186**, 632–634.
- Olson, W. S., P. Bauer, N. F. Viltard, D. E. Johnson, W. Tao, R. Meneghini, et L. Liao, 2001: A melting-layer model for passive/active microwave remote sensing applications. Part I: Model formulation and comparison with observations. *J. Appl. Meteorol.*, **40**, 1145–1179.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251–269.
- Ovtchinnikov, M. et Y. L. Kogan, 2000: An investigation of ice production mechanisms in small cumuliform clouds using a 3D model with explicit microphysics. Part I: Model description. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2989–3003.
- Peters, G., B. Fischer, et T. Andersson, 2002: Rain observation with a vertically looking micro rain radar (mrr). *Boreal Env. Res.*, **7**, 353–362.
- Peters, G., B. Fischer, et M. Clemens, 2006: Areal homogeneity of Z-R relations. *European conference on radar in meteorology and hydrology (ERAD)*, Barcelona, Spain.
- Phillips, V. T. J., A. Pokrovsky, et A. Khain, 2007: The influence of time-dependent melting on the dynamics and precipitation production in maritime and continental storm clouds. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 338–358.
- Planche, C., W. Wobrock, A. I. Flossmann, F. Tridon, J. Van Baelen, Y. Pointin, et M. Hagen, 2010: The influence of aerosol particle number and hygroscopicity on the evolution of convective cloud systems and their precipitation: A numerical study based on the COPS observations on 12 August 2007. *Atmos. Res.*, **98**, 40–56, doi:10.1016/j.atmosres.2010.05.003.
- Pruppacher, H. R. et J. D. Klett, 1978: *Microphysics of clouds and precipitation*. Reidel, 714 pp.
- Pruppacher, H. R. et J. D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. 2nd ed., Kluwer Academic Publishers, 954 pp.
- Raes, F., T. Bates, F. McGovern, et M. Van Liedekerke, 2000: The 2nd aerosol characterization experiment (ACE-2): general overview and main results. *Tellus. B*, **52**, 111–125.
- Rasmussen, R. M., I. Geresdi, G. Thompson, K. Manning, et E. Karplus, 2002: Freezing drizzle formation in stably stratified layer clouds: The role of radiative cooling of cloud droplets, cloud condensation nuclei, and ice initiation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 837–860.
- Rasmussen, R. M. et A. J. Heymsfield, 1987a: Melting and shedding of graupel and hail. Part II: Sensitivity study. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2764–2782.
- Rasmussen, R. M. et A. J. Heymsfield, 1987b: Melting and shedding of graupel and hail. Part III: Investigation of the role of shed drops as hail embryos in the 1 August CCOPE severe storm. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2783–2803.

- Rasmussen, R. M., V. Levizzani, et H. R. Pruppacher, 1984a: A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. II: A theoretical study for frozen drops of radius $< 500 \mu\text{m}$. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 374–380.
- Rasmussen, R. M., V. Levizzani, et H. R. Pruppacher, 1984b: A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. III: Experimental and theory for spherical ice particles of radius $> 500 \mu\text{m}$. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 381–388.
- Rasmussen, R. M. et H. R. Pruppacher, 1982: A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. I: A wind tunnel study of the frozen drops of radius $< 500 \mu\text{m}$. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 152–158.
- Reisner, J., R. M. Rasmussen, et R. T. Bruintjes, 1998: Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **124**, 1071–1107.
- Reutter, P., H. Su, J. Trentmann, M. Simmel, D. Rose, S. S. Gunthe, H. Wernli, M. O. Andreae, et U. Pöschl, 2009: Aerosol- and updraft-limited regimes of cloud droplet formation: influence of particle number, size and hygroscopicity on the activation of cloud condensation nuclei (CCN). *Atmos. Chem. Phys.*, **9**, 7067–7080.
- Richard, E., C. Flamant, J. Van Baelen, C. Champollion, S. Argence, J. Arnault, C. Barthlott, A. Behrendt, P. Bossert, P. Brousseau, J. Chaboureaud, U. Corsmeier, J. Cuesta, P. Di Girolamo, M. Hagen, C. Kottmeier, P. Limnaios, F. Masson, G. Pigeon, Y. Pointin, F. Tridon, Y. Seity, et V. Wulfmeyer, 2009: La campagne COPS : genèse et cycle de vie de la convection en région montagneuse. *La Météorologie*, **64**, 32–42.
- Rogers, R. et M. Yau, 1996: *A short course in Cloud Physics*. 3rd ed., Uutterworth Heinemann, 290 pp.
- Salas y Méliá, D., F. Chauvin, M. Déqué, H. Douville, J. F. Guérémy, P. Marquet, S. Planton, J. F. Royer, et S. Tyteca, 2005: *Description and validation of CNRM-CM3 global coupled climate model*. Note du centre GMGEC, CNRM, 103 pp.
- Sánchez-Diezma, R., I. Zawadzki, et D. Sempere-Torres, 2000: Identification of the bright band through the analysis of volumetric radar data. *J. Geophys. Res.*, **105**, 2225–2236.
- Satoh, M., H. Tomita, H. Miura, S. Iga, et T. Nasuno, 2005: Development of a global cloud resolving model: a multi-scale structure of tropical convections. *J. Earth. Sim.*, **3**, 11–19.
- Schroth, A. C., M. S. Chandra, et P. Meischner, 1988: A C-band polarimetric radar for propagation and cloud physics research. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **5**, 803–822.
- Schwitalla, T., 2008: Systematic errors of QPF in low-mountain regions as revealed by MM5 simulations. *Meteorol. Z.*, **17**, 903–919, doi:10.1127/0941-2948/2008/0338.
- Seifert, A. et K. D. Beheng, 2006: A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. Part 1: Model description. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **92**, 45–66.
- Sekhon, R. et R. Srivastava, 1970: New size spectra and radar reflectivity. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 299–307.
- Sempere-Torres, D., J. Porrà, et J. Creutin, 1994: A general formulation for raindrop size distribution. *J. Appl. Meteorol.*, **33**, 1494–1502.

- Simmons, A., S. Uppala, D. Dee, et S. Kobayashi, 2007: *ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards*. Newsletter 110 - Winter 2006/07, ECMWF, 11 pp.
- Skamarock, W. C., J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, W. Wang, et J. G. Powers, 2005: *A description of the advanced research WRF Version 2*. NCAR/TN-468+STR, NCAR Technical note, NCAR, Boulder, CO, USA.
- Skamarock, W. C., J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, M. G. Duda, X. Y. Huang, W. Wang, et J. G. Powers, 2008: *A description of the advanced research WRF Version 3*. NCAR/TN-475+STR, NCAR Technical note, NCAR, Boulder, CO, USA, 113 pp.
- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99–164.
- Smith, C. J., 1986: The reduction of errors caused by bright bands in quantitative rainfall measurements made using radar. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **3**, 129–141.
- Smith, R. B., 1979: The influence of mountains on the atmosphere. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **21**, 87–223.
- Solheim, F. S., J. Vivekanandan, R. H. Ware, et C. Rocken, 1999: Propagation delays induced in GPS signals by dry air, water vapor, hydrometeors, and other particulates. *J. Geophys. Res.*, **104**, 9663–9670.
- Solomon, S., D. Qin, M. Manning, R. B. Alley, T. Berntsen, N. L. Bindoff, Z. Chen, A. Chidthaisong, A. Gregory, G. C. Hegerl, M. Heimann, B. Hewitson, B. J. Hoskins, F. Joos, J. Jouzel, V. Kattsov, U. Lohmann, T. Matsuno, M. Molina, N. Nicholls, J. Overpeck, G. Raga, V. Ramaswamy, J. Ren, M. Rusticucci, R. Somerville, T. F. Stocker, P. Whetton, R. A. Wood, et D. Wratt, 2007: *Technical Summary*. In: *Climate Change 2007: The physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds.)] Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Steinacker, R., C. Häberli, et W. Pötschacher, 2000: A transparent method for the analysis and quality evaluation of irregularly distributed and noisy observational data. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2303–2316.
- Steinacker, R., M. Ratheiser, B. Bica, B. Chimani, M. Dorninger, W. Gepp, C. Lotteraner, S. Schneider, et S. Tschannett, 2006: A mesoscale data analysis and downscaling method over complex terrain. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 2758–2771.
- Steiner, J. T., 1973: A three-dimensional model of cumulus cloud development. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 414–435.
- Straka, J. M., D. S. Zrnić, et A. V. Ryzhkov, 2000: Bulk hydrometeor classification and quantification using polarimetric radar data: synthesis of relations. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 1341–1372.
- Stull, R. B., 1988: *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers, Boston, 666 pp.
- Szyrmer, W. et I. Zawadzki, 1999: Modeling of the melting layer. Part I. Dynamics and microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3573–3592.

- Tabazadeh, A., S. T. Martin, et J. S. Lin, 2000: The effect of particle size and nitric acid uptake on the homogeneous freezing of aqueous sulphuric acid particles. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1111–1114.
- Takahashi, T., 1981: Warm rain development in a three-dimensional cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1991–2013.
- Takahashi, T., T. Endoh, et G. Wakahama, 1991: Vapor diffusional growth of free-falling snow crystals between -3 and -23°C. *J. Meteorol. Soc. Japan.*, **69**, 15–30.
- Teller, A. et Z. Levin, 2006: The effects of aerosols on precipitation and dimensions of subtropical clouds: a sensitivity study using a numerical cloud model. *Atmos. Chem. Phys.*, **6**, 67–80.
- Thompson, G., P. R. Field, R. M. Rasmussen, et W. D. Hall, 2008: Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part II: Implementation of a new snow parameterization. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 5095–5115.
- Thompson, G., R. M. Rasmussen, et K. Manning, 2004: Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part I: Description and sensitivity analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 519–545.
- Trenberth, K., A. Dai, R. Rasmussen, et D. Parsons, 2003: The changing character of precipitation. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **84**, 1205–1217.
- Tridon, F., 2011: Mesure des précipitations à l'aide d'un radar en bande X non-cohérent à haute résolution et d'un radar en bande K à visée verticale. Application à l'étude de la variabilité des précipitations lors de la campagne COPS. Thèse, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, 195 pp.
- Triplet, J.-P. et G. Roche, 1986: *Météorologie générale*. 3rd ed., Météo France.
- Turco, R. P., P. Hamill, O. B. Toon, R. C. Whitten, et C. S. Kiang, 1979: *The NASA-Ames Research Center stratospheric aerosol model. Part I: Physical processes and computational analogs*. NASA TP 1362 iii-94. (NTIS, Springfield, VA 22161).
- Twomey, W., 1959: The nuclei of natural formation. Part II: The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration. *Geophys. Pure Appl.*, **43**, 243–249.
- Twomey, W., 1974: Pollution and the planetary albedo. *Atmos. Environ.*, **8**, 1251–1256.
- Vali, G., 1974: Contact ice nucleation by natural and artificial aerosols. *Preprints, Conf. Cloud Physics*, Tucson, AZ. Amer.Meteor.Soc. 34-37.
- Vali, G., 1975: Remarks on the mechanism of atmospheric ice nucleation. *Proceedings of the Eighth International Conference on Nucleation II*, Gaivoronsky, Ed., Gidrometeoizdat, 265-269.
- Vali, G., 1976: Contact-freezing nucleation measured by the DFC instrument. *Preprints, Third Int. Workshop on Ice Nucleus Measurements*, Laramie, WY. 159-178.
- Van Baelen, J., Y. Pointin, W. Wobrock, A. Flossmann, G. Peters, F. Tridon, et C. Planche, 2009: Precipitation and microphysical studies with a low cost high resolution X-band radar: an innovative project prospective. *Adv. Geosci.*, **20**, 25–32.

- Van Baelen, J., M. Reverdy, F. Tridon, L. Labbouz, G. Dick, M. Bender, et M. Hagen, 2011: On the relationship between water vapour field evolution and the life cycle of precipitation systems. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **137**, 204–223, doi:10.1002/qj.785.
- Verlinde, J., P. J. Flatau, et W. R. Cotton, 1990: Analytical solutions to the collection growth equation: Comparison with approximate methods and application to cloud microphysics parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2871–2880.
- Waldvogel, A. Y., W. Henrich, et L. Mosimann, 1993: New insight into the coupling between snow spectra and raindrop size distribution. *26th International Conference on Radar Meteorology*, Norman, OK, 602–604.
- Walko, R. L., W. R. Cotton, M. P. Meyers, et J. Y. Harrington, 1995: New RAMS cloud microphysics parameterization. Part I: The single-moment scheme. *Atmos. Res.*, **38**, 29–62.
- Warneck, P., 2000: *Chemistry of the natural atmosphere*, Vol. 71. 2nd ed., [Dmowska R., J. R. Holton and H. T. Rossby (Eds.)], Academic press, 997 pp.
- Weckwerth, T. M., D. B. Parsons, S. E. Koch, J. A. Moore, M. A. LeMone, B. Demoz, C. Flamant, B. Geerts, J. Wang, et W. F. Feltz, 2004: An overview of the international H₂O project (IHOP-2002) and some preliminary highlights. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **85**, 253–277.
- Wobrock, W., A. I. Flossmann, R. N. Colvile, et D. W. F. Inglis, 1997: Modelling of airflow and cloud fields over the northern Pennines. *Atmos. Environ.*, **31**, 2421–2439.
- Wobrock, W., A. I. Flossmann, et 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.
- Wobrock, W., A. I. Flossmann, M. Monier, P. J-P., L. Cortez, J.-F. Fournol, A. Schwarzenböck, S. Mertes, J. Heintzenberg, P. Laj, G. Orsi, L. Ricci, S. Fuzzi, H. Ten Brick, P. Jongejan, et R. Otjes, 2001: The Cloud Ice Mountain Experiment (CIME) 1998 : experiment overview and modelling of the microphysical processes during the seeding by isentropic gas expansion. *Atmos. Res.*, **58**, 231–265.
- Wulfmeyer, V., A. Behrendt, H.-S. Bauer, C. Kottmeier, U. Corsmeier, A. Blyth, G. Craig, U. Schumann, M. Hagen, S. Crewell, P. Di Girolamo, C. Flamant, M. Miller, A. Montani, S. Mobbs, E. Richard, M. W. Rotach, M. Arpagaus, H. Russchenberg, P. Schlüssel, M. König, V. Gärtner, R. Steinacker, M. Dorninger, D. D. Turner, T. Weckwerth, A. Hense, et C. Simmer, 2008: The Convective and Orographically-induced Precipitation Study: a research and development project of the world weather research program for improving quantitative precipitation forecasting in low-mountain regions. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **89**, 1477–1486.
- Wulfmeyer, V., A. Behrendt, C. Kottmeier, U. Corsmeier, C. Barthlott, G. Craig, M. Hagen, D. Althausen, F. Aoshima, M. Arpagaus, H. Bauer, L. Bennett, A. Blyth, C. Brandau, C. Champollion, S. Crewell, S. Dick, P. Di Girolamo, M. Dorninger, Y. Dufournet, R. Eigenmann, R. Engelmann, C. Flamant, T. Foken, T. Gorgas, M. Grzeschik, J. Handwerker, C. Hauck, H. Höller, W. Junkermann, N. Kalthoff, C. Kiemle, S. Klink, M. König, L. Krauss, C. Long, F. Madonna, S. Mobbs, B. Neininger, S. Pal, G. Peters, G. Pigeon, E. Richard, M. Rotach, H. Russchenberg, T. Schwitalla, V. Smith, R. Steinacker, J. Trentmann, D. Turner, J. Van Baelen, S. Vogt, H. Volkert, T. Weckwerth, H. Wernli, A. Wieser, et M. Wirth, 2011: The Convective and Orographically induced Precipitation Study (COPS): The scientific strategy, the field phase, and the first highlights. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **137**, 3–30, doi:10.1002/qj.752.

- Yi, L., Y. Kogan, et D. B. Mechem, 2008: An idealized modelling study of the effect of continental air mass aerosol parameters on marine stratocumulus. *Atmos. Res.*, **88**, 157–167.
- Yin, Y., K. S. Carslaw, et G. Feingold, 2005: Vertical transport and processing of aerosols in a mixed-phase convective cloud and the feedback on cloud development. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 221–245.
- Zängl, G., 2002: An improved method for computing horizontal diffusion in a sigma-coordinate model and its application to simulations over mountainous topography. *Mon. Wea. Rev.*, **130** (5), 1423–1432.
- Zängl, G., A. Seifert, et W. Wolfram, 2010: Modeling stable orographic precipitation at small scales: The impact of the autoconversion scheme. *Meteorol. Z.*, **19**, 405–416.

RÉSUMÉ

Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage mixte à microphysique détaillée : Application aux précipitations orographiques.

La prévision quantitative des précipitations à l'aide des modèles météorologiques reste encore un grand défi posé à la communauté des sciences atmosphériques. En effet, deux problèmes majeurs sont généralement identifiés pour la prévision opérationnelle des précipitations et du climat : les interactions des systèmes précipitants avec le relief et avec la pollution. Cette thèse contribue à l'amélioration des prévisions de pluies.

La stratégie adoptée est d'étudier des événements précipitants en zones montagneuses en décrivant au mieux les interactions aérosol-nuage-précipitation à l'aide du modèle à microphysique mixte détaillée : DETAILED SCAVENGING MODEL (DESCAM, Flossmann et Wobrock (2010)). Ce modèle utilise cinq distributions pour représenter les particules d'aérosol résiduelles et interstitielles ainsi que les gouttes et cristaux de glace. Le modèle a directement été comparé aux observations réalisées au cours de la campagne expérimentale COPS (Convective and Orographically induced Precipitation Study), qui a eu lieu pendant l'été 2007 à la frontière franco-allemande.

En particulier, les simulations des pluies ont été comparées avec des observations de différents radars afin d'évaluer les performances du modèle mais aussi d'aider à l'interprétation des réflectivités de la bande brillante. La sensibilité par rapport à la pollution particulaire a été étudiée pour les propriétés des nuages et des précipitations.

Pour les cas étudiés, plus le nombre des particules d'aérosol présentes dans l'atmosphère est important et plus leur solubilité est élevée, plus les précipitations au sol sont faibles. Ces comportements globaux peuvent toutefois être localement différents. Il existe donc des interactions plus complexes entre les particules d'aérosol, les nuages et les précipitations qui doivent être encore plus approfondies.

Mots-clés : modélisation détaillée, microphysique du nuage, interaction aérosol-nuage-précipitation, COPS, fonte des cristaux, radar météorologique.

ABSTRACT

Development and evaluation of a 3D mixed phase cloud scale model with detailed microphysics: Application to the orographic precipitations.

The quantitative precipitation forecast is still an important challenge for the atmospheric community. Indeed, two main problems are generally identified for weather and climate models: the interactions of the cloud systems with the topography and with pollution. This work contributes towards the improvement of the precipitation forecasts.

The strategy used was to study the convective system over an area with a complex topography using the detailed microphysics scheme DETAILED SCAVENGING MODEL (DESCAM, Flossmann and Wobrock (2010)) to better describe the aerosol-cloud-precipitation interactions. This microphysical scheme follows the evolution of the aerosol particle, drop and ice crystal distributions. Aerosol mass in drops and ice crystals is predicted by two distributions functions in order to close the aerosol budget. The model simulation results are compared with observations from COPS campaign (Convective and Orographically induced Precipitation Study), which took place at the French-German boarder during summer 2007.

Rain simulations were compared with available radar data to evaluate the model's performances and help the interpretation of the radar reflectivity in the bright band level. Sensitivity with respect to the particulate pollution was studied for in-cloud and precipitation properties.

For the cases studied, the higher the aerosol particle number in the atmosphere or the higher the solubility of the aerosol particles, the weakest are the precipitation at the ground. These global behaviours of precipitation on the ground could be locally different. Consequently, the aerosol-cloud-precipitation interactions are complex and more in-depth studies are necessary.

Keywords: detailed numerical modelling, cloud microphysics, aerosol-cloud-precipitation interaction, COPS, crystal melting, weather radar.
