



**HAL**  
open science

# Simulation et assimilation de données radar pour la prévision de la convection profonde à fine échelle

Olivier Caumont

► **To cite this version:**

Olivier Caumont. Simulation et assimilation de données radar pour la prévision de la convection profonde à fine échelle. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT: . tel-00222771

**HAL Id: tel-00222771**

**<https://theses.hal.science/tel-00222771v1>**

Submitted on 29 Jan 2008

**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.

**UNIVERSITÉ TOULOUSE III — PAUL SABATIER**  
*U.F.R. Physique, Chimie, Automatique*

# **THÈSE**

pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**  
délivré par l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III — PAUL SABATIER

*Spécialité : Physique de l'atmosphère*

présentée et soutenue  
par  
M. Olivier CAUMONT  
le 4 décembre 2007

*Titre :*

## **Simulation et assimilation de données radar pour la prévision de la convection profonde à fine échelle**

---

### **JURY**

M. Frank ROUX	Président
M. Andrea ROSSA	Rapporteur
M. Jacques TESTUD	Rapporteur
M <sup>me</sup> Virginie MARÉCAL	Examinatrice
M. Jacques PARENT DU CHÂTELET	Examineur
M <sup>me</sup> Véronique DUCROCQ	Directrice de thèse
M. François BOUTTIER	Co-directeur de thèse



## Remerciements

Cette thèse a bénéficié de nombreux apports, plus ou moins directs. Je souhaite ici remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Tout d'abord, je souhaite vivement remercier Véronique Ducrocq qui a assuré l'encadrement de cette thèse. Son aide précieuse et son soutien inestimable ont permis d'améliorer considérablement la qualité de ce travail. Je remercie également François Bouttier qui a participé à l'encadrement de cette thèse en m'accordant sa confiance et me prodiguant des conseils toujours avisés.

Je remercie Frank Roux de bien avoir voulu présider le jury lors de la soutenance. Je remercie également les autres membres du jury — Andrea Rossa, Jacques Testud, Virginie Marécal et Jacques Parent du Châtelet — d'avoir accepté de critiquer et commenter mon travail et d'avoir pu se libérer en cette fin d'année chargée pour pouvoir assister à ma soutenance. J'ai grandement apprécié leurs remarques pertinentes et constructives sur mon travail.

Je suis reconnaissant à Météo-France de m'avoir permis d'entreprendre ce travail au sein du Groupe de météorologie de moyenne échelle du CNRM par le biais d'une Formation complémentaire par la recherche. En particulier, je souhaite remercier Daniel Cariolle, Éric Brun, Philippe Bougeault et Joël Noilhan de m'y avoir accueilli.

J'ai beaucoup apprécié les conseils éclairés de Guy Delrieu, Marielle Gosset, Jean-Pierre Pinty, Jacques Parent du Châtelet, Hervé Andrieu, Yvon Lemaître et Georges Scialom au sein du projet Patom « Développement communautaire d'un opérateur-simulateur d'observation radar » qui a sous-tendu la première partie de cette thèse. Merci également aux participants aux réunions autour du projet Arome qui ont été très enrichissantes ; je manque ici de place pour remercier nommément tous ceux qui y ont assisté. Je voudrais aussi remercier la communauté qui a travaillé sur le développement de l'assimilation des données radar dans Arome/Aladin grâce à laquelle une collaboration fructueuse s'est établie : Stéphanie Pradier-Vabre, Éric Wattrelot, Marián Jurašek, Günther Haase, Thibault Montmerle et Claudia Faccani. J'adresse aussi ma gratitude aux membres du CMR sans lesquels je n'aurais pas disposé de données avec lesquelles travailler, et en particulier à Claudine Guéguen, Pierre Tabary et Guy l'Hénaff.

Je remercie tout particulièrement Olivier Nuissier, Cindy Lebeau-pin-Brossier, Geneviève Jaubert, Katia Chancibault, Béatrice Vincendon, Hugues Brenot, Stéphanie Pradier-Vabre, Laurent Labatut, Françoise Orain, Didier Ricard, Xin Yan, Raphaël Bresson, Ludovic Bouilloud, Fanny Duffourg et Anne-Lise Beaulant que j'ai côtoyés au sein de l'équipe Micado et qui m'ont consacré pour certains d'entre eux (ils se reconnaîtront...) une part importante de leur temps de travail. Enfin, je suis reconnaissant envers Régine Darros, les membres des équipes Méso-NH, Publication audio-visuel dessin (PAD) et du Centre de traitement de l'information (CTI) du CNRM et les documentalistes de Météo-France pour avoir répondu à mes nombreuses sollicitations.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>PREMIÈRE PARTIE</b>	
<b>SIMULATEUR DE DONNÉES RADAR</b>	
<b>1 Principe de la mesure radar</b>	<b>15</b>
1.1 Équation du radar pour la réflectivité . . . . .	15
1.2 Mesure des vitesses Doppler . . . . .	18
1.3 Observations polarimétriques . . . . .	19
<b>2 Modèle atmosphérique et cas d'étude</b>	<b>21</b>
2.1 Caractéristiques des simulations Méso-NH à fine échelle . . . . .	21
2.1.1 Dynamique . . . . .	21
2.1.2 Paramétrisations . . . . .	22
2.1.3 La paramétrisation microphysique ICE3 . . . . .	22
2.1.3.1 Caractéristiques physiques des hydrométéores . . . . .	22
2.1.3.2 Processus microphysiques . . . . .	24
2.1.4 Conclusion . . . . .	26
2.2 Cas d'étude . . . . .	26
2.2.1 Contexte synoptique et environnement de mésoéchelle . . . . .	27
2.2.2 Évolution du système convectif . . . . .	27
2.2.3 Signature au sol du MCS . . . . .	32
2.2.4 Conclusion . . . . .	32
2.3 Simulation Méso-NH des 8–9 septembre 2002 . . . . .	37
2.4 Conclusion . . . . .	37
<b>3 Description du simulateur de réflectivités radar</b>	<b>39</b>
3.1 Fonction de directivité d'antenne . . . . .	40
3.2 Fonction de poids radiale . . . . .	45
3.3 Courbure du faisceau . . . . .	46
3.4 Calcul de la diffusion . . . . .	53
3.4.1 Considérations générales . . . . .	53
3.4.2 Diffusion de Rayleigh par une sphère homogène . . . . .	55
3.4.3 Diffusion de Rayleigh par des ellipsoïdes . . . . .	56
3.4.4 Théorie de Mie pour une sphère homogène . . . . .	57
3.4.5 Méthode de la matrice T . . . . .	58
3.4.6 Autres méthodes de calcul de la diffusion . . . . .	59
3.4.7 Implémentation dans le simulateur Méso-NH . . . . .	60

3.5	Caractéristiques physiques des hydrométéores . . . . .	60
3.5.1	Forme . . . . .	61
3.5.2	Inclinaison . . . . .	63
3.5.3	Propriétés diélectriques . . . . .	64
3.5.3.1	Permittivité relative de l'eau liquide . . . . .	64
3.5.3.2	Permittivité relative de la glace . . . . .	64
3.5.3.3	Formules de mélange . . . . .	65
3.5.3.4	Partition eau liquide/glace/air des hydrométéores . . . . .	67
3.5.4	Implémentation dans le simulateur Méso-NH . . . . .	67
3.6	Atténuation . . . . .	68
3.6.1	Atténuation par les gaz ( $\kappa_g$ ) . . . . .	68
3.6.2	Atténuation par les gouttelettes d'eau nuageuse ou les cristaux de glace ( $\kappa_c$ ) . . . . .	69
3.6.3	Atténuation par les précipitations solides et liquides . . . . .	69
3.7	Intégration numérique sur les diamètres de particules . . . . .	70
3.8	Échos fixes et masques partiels . . . . .	73
3.9	Reprojection sur la grille cartésienne des observations . . . . .	74
3.10	Résumé . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Simulateur de réflectivités radar et applications</b>	<b>77</b>
4.1	Résumé de l'article paru dans le <i>J. Atmos. Oceanic Technol.</i> . . . . .	77
4.2	Article paru dans le <i>J. Atmos. Oceanic Technol.</i> . . . . .	78
4.3	Implémentation de l'opérateur d'observation dans le code Arome/Aladin . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Simulation des vitesses Doppler</b>	<b>101</b>
5.1	Simulateur de vitesses Doppler . . . . .	101
5.2	Applications . . . . .	102
5.2.1	Résumé de l'article accepté pour publication dans le <i>J. Appl. Meteor. Climatol.</i> . . . . .	103
5.2.2	Article accepté pour publication dans le <i>J. Appl. Meteor. Climatol.</i> . . . .	103
5.3	Conclusion . . . . .	128
<b>DEUXIÈME PARTIE</b>		
<b>ASSIMILATION DES RÉFLECTIVITÉS RADAR</b>		<b>129</b>
<b>6</b>	<b>État de l'art de l'assimilation des données radar</b>	<b>131</b>
6.1	Observations assimilées et opérateurs d'observation . . . . .	131
6.2	Méthodes d'assimilation de données radar . . . . .	132
6.2.1	Assimilation variationnelle . . . . .	132
6.2.1.1	Principe . . . . .	132
6.2.1.2	Assimilation variationnelle quadridimensionnelle (4DVar) . . . . .	133
6.2.1.3	Assimilation variationnelle tridimensionnelle (3DVar) . . . . .	135
6.2.1.4	Assimilation unidimensionnelle (1DVar) et dérivés . . . . .	135
6.2.2	Filtre de Kalman d'ensemble . . . . .	136
6.2.2.1	Principe . . . . .	136
6.2.2.2	Applications à l'assimilation des réflectivités radar . . . . .	137
6.2.3	Initialisation physique . . . . .	138
6.2.4	<i>Latent heat nudging</i> . . . . .	138

6.2.5	Ajustement de l'humidité et d'autres variables du modèle . . . . .	140
6.3	Synthèse . . . . .	143
<b>7</b>	<b>Description de la méthode d'assimilation des réflectivités radar</b>	<b>145</b>
7.1	La méthode de restitution bayésienne 1D . . . . .	145
7.1.1	Base de données de profils . . . . .	146
7.1.2	Formulation mathématique . . . . .	146
7.1.3	Spécification de la matrice $\mathbf{R}_Z$ . . . . .	147
7.1.4	Opérateur d'observation $\mathbf{H}_Z$ . . . . .	148
7.1.5	Procédure d'ajustement de l'humidité (HA) . . . . .	148
7.2	Le système d'assimilation 3DVar . . . . .	149
7.2.1	Matrice de covariance des erreurs d'ébauche (matrice $\mathbf{B}$ ) . . . . .	149
7.2.2	Caractéristiques de l'assimilation de pseudo-observations . . . . .	150
7.3	Conclusion . . . . .	152
<b>8</b>	<b>Expériences de simulation de systèmes d'observation (OSSEs)</b>	<b>155</b>
8.1	Principe des OSSEs . . . . .	155
8.2	Évaluation de la méthode de restitution 1D . . . . .	155
8.2.1	Orage de plaine du 9 octobre 2004 . . . . .	155
8.2.2	Cas du Gard . . . . .	159
8.3	Assimilation 1D+3DVar complète — Cas du Gard . . . . .	159
8.3.1	Analyse des pseudo-observations d'humidité relative . . . . .	159
8.3.2	Impact de l'analyse sur la prévision à très courte échéance . . . . .	160
<b>9</b>	<b>Assimilation de données réelles (OSEs)</b>	<b>167</b>
9.1	Expériences à une analyse . . . . .	167
9.1.1	Réflectivités observées . . . . .	168
9.1.2	Restitution 1D . . . . .	169
9.1.3	Analyse 3DVar des pseudo-observations . . . . .	169
9.1.4	Prévisions Méso-NH . . . . .	170
9.2	Cycles d'assimilation . . . . .	178
9.2.1	Caractéristiques des expériences réalisées . . . . .	178
9.2.2	La période d'assimilation . . . . .	179
9.2.3	Prévisions . . . . .	183
9.3	Réduction des portées horizontales . . . . .	189
9.3.1	Incréments d'analyse . . . . .	189
9.3.2	Impact sur les prévisions Méso-NH . . . . .	191
9.4	Conclusion . . . . .	195
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>197</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>203</b>
<b>A</b>	<b>Scores objectifs utilisés</b>	<b>205</b>



<b>B Méthodes de calcul de la diffusion</b>	<b>207</b>
B.1 Approximation de Rayleigh-Gans . . . . .	207
B.2 Technique multipôle généralisée . . . . .	208
B.3 Méthode des moments . . . . .	209
B.4 Méthode de séparation des variables pour sphéroïdes . . . . .	209
B.5 Méthode de la correspondances des points . . . . .	210
B.6 Méthodes volumiques . . . . .	211
B.7 Équation intégrale de Fredholm . . . . .	213
B.8 Approximation optique géométrique . . . . .	214
<b>Index</b>	<b>215</b>
<b>Glossaire</b>	<b>219</b>
<b>Liste des variables utilisées</b>	<b>225</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>229</b>

# Introduction

Les systèmes convectifs font partie des phénomènes météorologiques les plus destructeurs, notamment aux moyennes latitudes. Ces phénomènes s'accompagnent d'éclairs, et souvent de vents violents, de grêle et de pluies abondantes qui peuvent occasionner des crues éclair et des mouvements de terrain.

L'amélioration des scores de prévision quantitative des précipitations par les modèles de prévision numérique (PN<sup>1</sup>) a été relativement lente au cours des dernières décennies par rapport à d'autres variables météorologiques, en particulier pour l'été qui est associé à de la convection profonde aux moyennes latitudes (Olson *et al.*, 1995, Fritsch *et al.*, 1998, Ebert *et al.*, 2003, Fritsch et Carbone, 2004). Ceci est en partie dû au fait que jusqu'à récemment, les phénomènes convectifs de taille caractéristique de l'ordre de quelques kilomètres n'étaient pas résolus dans les modèles météorologiques opérationnels car la résolution horizontale de ces derniers (plus de 10 km) ne le leur permettait pas.

L'utilisation de modèles de recherche non-hydrostatiques à quelques kilomètres de résolution horizontale et possédant une microphysique détaillée tels que ARPS (Xue *et al.*, 2000, 2001, 2003), Méso-NH (Lafore *et al.*, 1998, <http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/>), MM5 (Dudhia, 1993) ou RAMS (Cotton *et al.*, 2003) a permis de résoudre explicitement la convection et de simuler des orages avec réalisme. En particulier, Méso-NH a montré son potentiel pour ce genre de simulations sur la situation des inondations de l'Aude de novembre 1999 (Ducrocq *et al.*, 2003), des situations convectives de la campagne MAP (Pradier, 2002, par exemple) ou encore des orages supercellulaires (Chancibault, 2002). Pour d'autres situations, Méso-NH n'a pas été capable de reproduire ce qui était observé : situation de Vaison-la-Romaine (Stein *et al.*, 2000) ou ligne convective sur l'Île-de-France (Ducrocq *et al.*, 2000). Sur ce dernier cas, l'introduction dans l'état initial de structures de mésoéchelle pertinentes a permis d'améliorer la prévision de l'événement précipitant. Ceci, corroboré par d'autres études (Ducrocq *et al.*, 2002, Ricard, 2002), souligne l'importance des conditions initiales dans la qualité d'une prévision, même si cette dernière est conditionnée par la prévisibilité intrinsèque du phénomène.

De tels modèles non-hydrostatiques à haute résolution (quelques kilomètres) sont maintenant développés à des fins opérationnelles par les principaux services météorologiques nationaux. Ainsi, le modèle COSMO basé sur LM à 2–3 km (Steppeler *et al.*, 2003), le modèle américain WRF (<http://www.wrf-model.org/index.php>), le modèle canadien GEM-LAM non-hydrostatique (Yeh *et al.*, 2002, Erfani *et al.*, 2005) à 2,5 km, le modèle UM non-hydrostatique du Royaume-Uni (Lean *et al.*, 2005) à 1 km ou le modèle français Arome (Ducrocq *et al.*, 2005) sont en phase d'évaluation, voire sur le point d'être opérationnels.

Ces modèles à haute résolution vont nécessiter une initialisation et une validation à

---

1. Afin de ne pas alourdir le texte de trop de notes en bas de page, toutes les significations des acronymes sont regroupées dans un glossaire en fin de volume.

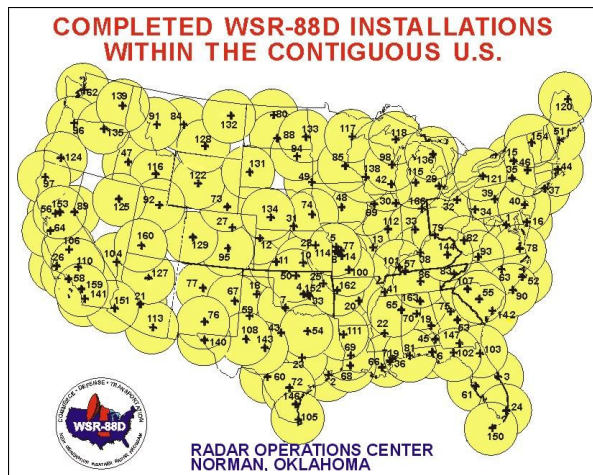


FIG. 1 – Couverture des États-Unis par des radars météorologiques opérationnels. (source : <http://www.osf.noaa.gov/maps.asp>)



FIG. 2 – Carte des radars météorologiques européens opérationnels. (source : <http://www.knmi.nl/opera/euradars.html>)

l'aide d'observations disponibles à des échelles spatio-temporelles comparables. Parmi ces observations on peut citer les observations provenant des réseaux d'observations au sol, les radiances satellitaires ou les données des radars météorologiques au sol.

En effet, les radars météorologiques au sol sont capables de fournir des données microphysiques (réflectivité et observations polarimétriques pour les radars équipés de cette technologie) et dynamiques (vents radiaux Doppler) à une résolution de l'ordre du kilomètre, c'est-à-dire proche de la résolution horizontale des modèles qu'on souhaite initialiser et à une fréquence de l'ordre de quelques minutes à un quart d'heure selon le nombre d'élévations. De plus, lorsque le radar scanne plusieurs élévations, on obtient des informations tridimensionnelles. La portée d'un radar, typiquement de l'ordre de quelques centaines de kilomètres a permis à la plupart des pays industrialisés de se doter d'un réseau couvrant l'essentiel de leur territoire (voir Fig. 1 pour les États-Unis et Fig. 2 pour l'Europe). En France, la Direction de l'Eau et la Météorologie Nationale, devenue Météo-France en 1993, se sont progressivement dotées depuis le milieu des années 80 d'un réseau de radars couvrant la métropole appelé Aramis (Parent du Châtelet, 2003). Actuellement, ce dernier est constitué de 16 radars en bande C et 8 radars en bande S qui possèdent entre 2 et 13 élévations (Fig. 3).

Si les observations de précipitations ont été utilisées pour initialiser des modèles à grande échelle, la transposition à la haute résolution des méthodes utilisées n'est pas évidente à cause des différences dans la physique des modèles et d'hypothèses qui ne sont plus valables lorsqu'on augmente la résolution. Ainsi par exemple, un certain nombre de techniques pour des modèles de grande échelle sont liées à la paramétrisation de la convection profonde alors que cette dernière est résolue explicitement dans les modèles à haute résolution. Par ailleurs, la plupart de ces études ne tirent pas parti des données tridimensionnelles fournies par les radars volumiques, et n'utilisent que des estimations des précipitations au sol à partir de la donnée radar. À très haute

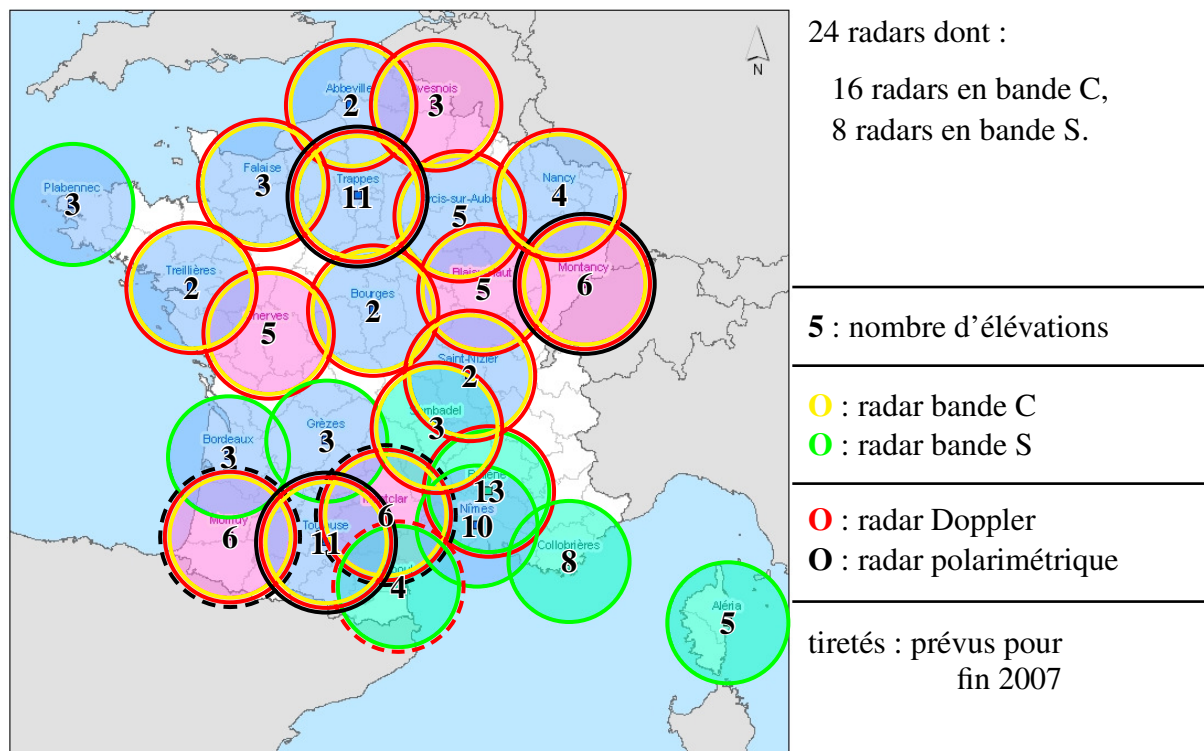


FIG. 3 – Réseau Aramis à la mi 2007.

résolution et sur des cas d'étude, des techniques ont été développées pour assimiler les données radar (assimilation 4DVar, filtre de Kalman d'ensemble), mais ces techniques sont actuellement trop coûteuses pour être utilisées opérationnellement par des modèles à résolution kilométrique. Il y a donc un besoin de techniques efficaces pour assimiler les réflectivités radar tridimensionnelles à des résolutions kilométriques. Un des objectifs du travail de thèse présenté ici est de définir, développer et évaluer une méthode d'assimilation des réflectivités pour le futur modèle opérationnel Arome et de tester son apport en particulier pour la prévision de la convection à mésoéchelle.

Par ailleurs, la validation des sorties de modèles météorologiques par les réflectivités radar se limite principalement à des cumuls de précipitation simulés par le modèle comparés à des lames d'eau radar calibrées par des pluviomètres ou à des réflectivités calculées en points de grille comparées aux réflectivités observées. Ces méthodes présentent le défaut commun de ne pas comparer des observations à la même altitude. De plus, la conversion de réflectivités radar en taux de précipitation est entachée d'incertitude. La simulation d'observations radar à partir des variables pronostiques du modèle et prenant en compte les caractéristiques des radars (longueur d'onde, faisceau, etc.) permet d'éviter ces défauts. En outre, les systèmes d'assimilation nécessitent le plus souvent (en particulier les systèmes d'assimilation variationnelle) un opérateur d'observation qui simule les paramètres mesurés en fonction des variables du modèle atmosphérique. Actuellement, ces opérateurs d'observation que ce soit pour les réflectivités ou les vitesses radiales sont relativement simples et l'on n'a qu'une estimation partielle des erreurs que l'on commet à négliger certaines composantes de la simulation radar (élargissement et courbure du faisceau, méthode de diffusion plus ou moins simple, etc.). Le second objectif de cette thèse est donc de définir, développer et évaluer un simulateur de données radar. Pour chaque processus physique impliqué dans la mesure, des modélisations de complexité différentes seront implémentées afin de pouvoir spécifier optimalement un simulateur pour la validation des modèles météorologiques à haute résolution et un opérateur d'observation pour l'assimilation

des données radar.

La première partie de la thèse est donc consacrée à la description d'un simulateur paramétrable développé dans les post-traitements du modèle Mésos-NH. Le premier chapitre rappelle les principes de la mesure des observations radar. Le chapitre 2 présente le modèle Mésos-NH qui fournit les paramètres météorologiques au simulateur radar et introduit la situation météorologique des 8 et 9 septembre 2002 qui sert de laboratoire pour les tests de sensibilité sur les différents modules du simulateur, ainsi que pour les tests d'assimilation. Ce cas se caractérise par un système convectif de mésoéchelle quasi-stationnaire qui a causé de fortes inondations. Le chapitre 3 précise les modélisations de processus physiques qui ont été implémentées dans le simulateur radar. Le chapitre 4 montre l'utilisation qui est faite du simulateur pour spécifier un simulateur radar pour la validation des modèles météorologiques et un opérateur d'observation pour l'assimilation des réflectivités. Enfin, dans le chapitre 5, on propose une méthodologie similaire afin de spécifier un simulateur/opérateur d'observation pour les vitesses Doppler.

La deuxième partie de la thèse se focalise sur la méthode utilisée pour assimiler les réflectivités ainsi que les expériences réalisées dans le but de l'évaluer. Le chapitre 6 fait un état de l'art des techniques utilisées pour assimiler les réflectivités radar et plus largement des observations de précipitation. Le chapitre 7 expose la méthode développée au cours de cette thèse. Cette méthode est d'abord testée dans le cadre d'expériences idéalisées pour lesquelles les observations sont simulées (chapitre 8). Enfin, l'assimilation de données réelles est testée sur le cas d'étude présenté au chapitre 2 (chapitre 9).

# Première partie

## Simulateur de données radar

---

<b>1</b>	<b>Principe de la mesure radar</b>	<b>15</b>
1.1	Équation du radar pour la réflectivité . . . . .	15
1.2	Mesure des vitesses Doppler . . . . .	18
1.3	Observations polarimétriques . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Modèle atmosphérique et cas d'étude</b>	<b>21</b>
2.1	Caractéristiques des simulations Méso-NH à fine échelle . . . . .	21
2.2	Cas d'étude . . . . .	26
2.3	Simulation Méso-NH des 8–9 septembre 2002 . . . . .	37
2.4	Conclusion . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Description du simulateur de réflectivités radar</b>	<b>39</b>
3.1	Fonction de directivité d'antenne . . . . .	40
3.2	Fonction de poids radiale . . . . .	45
3.3	Courbure du faisceau . . . . .	46
3.4	Calcul de la diffusion . . . . .	53
3.5	Caractéristiques physiques des hydrométéores . . . . .	60
3.6	Atténuation . . . . .	68
3.7	Intégration numérique sur les diamètres de particules . . . . .	70
3.8	Échos fixes et masques partiels . . . . .	73
3.9	Reprojection sur la grille cartésienne des observations . . . . .	74
3.10	Résumé . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Simulateur de réflectivités radar et applications</b>	<b>77</b>
4.1	Résumé de l'article paru dans le <i>J. Atmos. Oceanic Technol.</i> . . . . .	77
4.2	Article paru dans le <i>J. Atmos. Oceanic Technol.</i> . . . . .	78
4.3	Implémentation de l'opérateur d'observation dans le code Arome/Aladin . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Simulation des vitesses Doppler</b>	<b>101</b>
5.1	Simulateur de vitesses Doppler . . . . .	101
5.2	Applications . . . . .	102
5.3	Conclusion . . . . .	128

---



# Chapitre 1

## Principe de la mesure radar

Nous présentons dans ce chapitre le principe de la mesure des différents types d'observations que nous souhaitons simuler avec le simulateur radar. Le principe de fonctionnement simplifié d'un radar Doppler à impulsions est le suivant. L'antenne du radar émet un rayonnement électromagnétique, généralement polarisé linéairement (horizontalement pour un radar classique, et horizontalement et verticalement de façon alternative pour un *radar polarimétrique* classique), sous forme de train d'ondes. Actuellement, les radars opérationnels au sol fonctionnent soit en bande S (c'est-à-dire pour des longueurs d'ondes entre 7,5 et 15 cm, ou des fréquences entre 2 et 4 GHz), soit en bande C (c'est-à-dire pour des longueurs d'ondes entre 3,75 et 7,5 cm, ou des fréquences entre 4 et 8 GHz). Les radars en bande X (c'est-à-dire pour des longueurs d'ondes entre 2,4 et 3,75 cm, ou des fréquences entre 8 et 12,5 GHz) sont susceptibles de devenir opérationnels dans quelques années. La géométrie de l'antenne (souvent une paraboloïde de révolution) est conçue de manière à concentrer la puissance dans un angle solide le plus fermé possible (de l'ordre du degré). Lorsque ce rayonnement atteint une cible, une partie de l'énergie est absorbée, une autre est rétrodiffusée dans la direction du radar pour être reçue par l'antenne en mode réception, une autre est transmise, donc atténuée, dans la direction initiale, et le reste est diffusé dans les autres directions. L'amplitude du signal rétrodiffusé dépend de la nature, de la forme, et de la taille de la cible. Le déphasage du signal rétrodiffusé permet de calculer la vitesse Doppler dans la direction de visée. La distance de la cible est calculée en mesurant le temps parcouru par le train d'ondes entre son émission et sa réception, en faisant l'approximation que le milieu parcouru (majoritairement de l'air) n'est pas dispersif.

### 1.1 Équation du radar pour la réflectivité

L'équation du radar relie la puissance rétrodiffusée mesurée à la réflectivité. Pour établir cette équation, on estime d'abord la puissance reçue par une cible de section  $A_t$  (en  $m^2$ ) à une distance  $r$  (en m) :

$$P_{\sigma} = \frac{P_t g f^2(\vartheta', \phi') A_t l(r, \vartheta, \phi)}{4\pi r^2}, \quad (1.1)$$

où  $P_t$  est la puissance transmise par l'antenne du radar (en W),  $l(r, \vartheta, \phi)$  l'atténuation subie entre le radar et la cible,  $g f^2(\vartheta', \phi')$  le gain à la transmission qui ne dépend que de l'angle par rapport à la direction de visée pour une antenne parabolique,  $\vartheta' \equiv \vartheta - \vartheta_0$  et  $\phi' \equiv \phi - \phi_0$ . Les angles  $\vartheta$  et  $\phi$  sont les coordonnées angulaires respectivement latitudinale et azimutale de la cible considérée dans un repère lié au radar (Fig. 1.1). Les angles  $\vartheta_0$  et  $\phi_0$  correspondent à la direction de rayonnement maximum. L'angle latitudinal correspondant  $\vartheta_0$  est appelé *élévation* ou *site*, tandis que  $\phi_0$  est simplement l'azimut du tir.



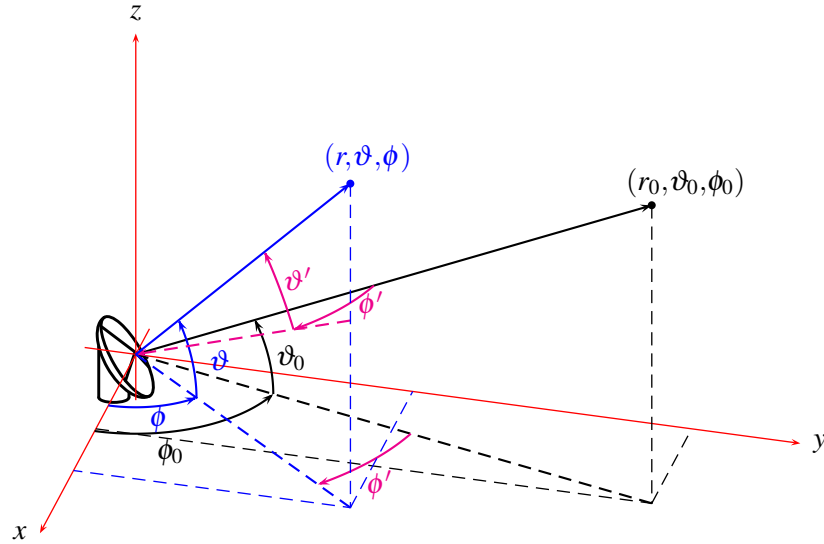


FIG. 1.1 – Coordonnées sphériques utilisées pour repérer la cible dans l'équation du radar.

En retour, la puissance reçue par l'antenne radar est donnée par

$$P_r = \frac{P_t g f^2(\vartheta', \phi') A_e(\vartheta', \phi') L(r) l^2(r, \vartheta, \phi) \sigma}{(4\pi)^2 r^4}, \quad (1.2)$$

où  $A_e(\vartheta', \phi')$  est la *section efficace de l'antenne* (en  $\text{m}^2$ ). Comme le récepteur n'a pas une bande passante infinie, il est nécessaire de pondérer la puissance reçue par une fonction  $L(r)$  dans l'Éq. (1.2). Par ailleurs, la *section efficace de rétrodiffusion*  $\sigma$  est définie par la surface interceptant la puissance qui, si elle diffusait isotropiquement, renverrait au récepteur une puissance égale à celle effectivement reçue.

Silver (1951) a démontré que

$$A_e(\vartheta', \phi') = \frac{g f^2(\vartheta', \phi') \lambda^2}{4\pi}, \quad (1.3)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de l'impulsion (en m).

Donc la puissance reçue s'exprime ainsi :

$$P_r = \frac{P_t g^2 f^4(\vartheta', \phi') \lambda^2 L(r) l^2(r, \vartheta, \phi) \sigma}{(4\pi)^3 r^4}. \quad (1.4)$$

La puissance moyenne reçue par impulsion est obtenue par sommation des puissances rétrodiffusées par les cibles contenues en théorie dans tout l'espace, et en pratique dans un volume de résolution  $\mathcal{V}$  constitué des régions recevant le plus de puissance :

$$P_r = \frac{P_t g^2 \lambda^2}{(4\pi)^3} \sum_{\mathcal{V}} \frac{f^4(\vartheta'_i, \phi'_i) l^2(r_i, \vartheta_i, \phi_i) L(r_i) \sigma_i}{r_i^4}. \quad (1.5)$$

La *réflectivité radar*  $\eta(\mathbf{r})$  (en  $\text{m}^{-1}$ ) est définie comme ceci :

$$\eta(\mathbf{r}) \equiv \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \sum_{i \in \delta\mathcal{V}} \sigma_i = \sum_{j \in \text{type}} \int_0^\infty \sigma_j(D) N_j(D, \mathbf{r}) dD, \quad (1.6)$$

où  $\mathbf{r}$  (en m) est le vecteur qui désigne la position du centre du volume infinitésimal  $\delta\mathcal{V}$ ,  $\sigma_i$  (en  $\text{m}^2$ ) est la *section efficace de rétrodiffusion* de l' $i^{\text{ème}}$  particule diffusante située dans le volume élémentaire  $\delta\mathcal{V}$  (en  $\text{m}^3$ ),  $\sigma_j(D)$  (en  $\text{m}^2$ ) est la section efficace de rétrodiffusion des particules de diamètre  $D$  (en m) selon leur type  $j$  (eau liquide précipitante  $r$ , grésil  $g$ , neige  $s$ , glace primaire  $i$ , etc.), et  $N_j$  (en  $\text{m}^{-4}$ ) est la *distribution granulométrique des particules* (DGP, voir Sec. 2.1.3.1) selon leur type.

L'*atténuation* peut s'écrire de la manière suivante :

$$l(\mathbf{r}) = \exp\left(-\int_0^r \sum_{j \in \text{type}} \kappa_j(\mathbf{r}) \, dr\right), \quad (1.7)$$

où  $\kappa_j$  est le *coefficient d'extinction* (en  $\text{m}^{-1}$ ) du  $j^{\text{ème}}$  type d'hydrométéore, également appelé *coefficient d'atténuation par unité de longueur* (Sauvageot, 1982) ou encore *atténuation spécifique* (voir Éq. (3.39)).

L'équation du radar peut alors être écrite de manière relativement générale sous la forme (voir Doviak et Zrníc, 1993, par exemple)

$$P_r(\mathbf{r}_0) = \frac{P_t g^2 \lambda^2}{(4\pi)^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{\eta(\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2}{r^4} f^4(\vartheta', \phi') L(r) r^2 \sin \vartheta' \, dr \, d\vartheta' \, d\phi', \quad (1.8)$$

où  $\mathbf{r}_0$  (en m) est le vecteur joignant l'antenne émettrice du radar au centre du volume de résolution.

La puissance reçue exprimée par l'Éq. (1.8) présente l'inconvénient de dépendre à la fois des caractéristiques du radar et des caractéristiques du milieu sondé. Les radaristes ont donc fait un certain nombre d'hypothèses afin de séparer ce qui dépend du radar de ce qui dépend du milieu sondé et ainsi dégager une quantité mesurable ayant une signification physique relativement simple.

La première hypothèse consiste à supposer que le volume de résolution est suffisamment petit pour que les hydrométéores y soient uniformément répartis. On peut alors extraire la réflectivité radar  $\eta$  de la triple intégrale dans l'Éq. (1.8). Cette quantité dépend encore de la longueur d'onde du radar. La deuxième hypothèse consiste donc à supposer que l'on est dans les conditions de la théorie de Rayleigh : lorsque la taille des particules diffusantes peut être considérée comme petite devant la longueur d'onde incidente et intérieure à la particule, on montre (voir Sec. 3.4.2) que la section efficace de rétrodiffusion peut s'écrire

$$\sigma(D) = \frac{\pi^5 |K|^2}{\lambda^4} D^6. \quad (1.9)$$

où  $|K|^2$  est le *facteur diélectrique* (Éq. (3.43)). On définit le *facteur de réflectivité radar équivalent* (en anglais *equivalent* ou *effective radar reflectivity factor*), en  $\text{m}^3$ , par :

$$z_e \equiv \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|^2} \eta. \quad (1.10)$$

L'indice  $w$  indique que la valeur du *facteur diélectrique*  $|K|^2$  pour l'eau liquide (environ 0,93 pour les longueurs d'onde radar usuelles) est utilisée par convention. En faisant maintenant la troisième hypothèse que toutes les particules diffusantes sont des gouttes d'eau, l'Éq. (1.10), en utilisant les Éqs. (1.6) et (1.9), se réduit à

$$z_e = z \equiv \int_0^\infty D^6 N_r(D) \, dD, \quad (1.11)$$

ce qui définit au passage le *facteur de réflectivité radar*  $z$ . Les trois hypothèses restantes consistent à supposer que l'atténuation est négligeable, que la bande passante du récepteur est infinie et que la fonction de directivité d'antenne est une gaussienne (Éq. (3.7)).

Sous toutes ces hypothèses, l'Éq. (1.8) s'écrit

$$P_r(\mathbf{r}_0) = C \frac{z_e(\mathbf{r}_0)}{r_0^2}, \quad (1.12)$$

où

$$C \equiv \frac{\pi^3 P_t g^2 c \tau (\Delta \vartheta)^2 |K_w|^2}{1024 \lambda^2 \ln 2} \quad (1.13)$$

est la *constante du radar* qui ne dépend que des caractéristiques de l'appareil,  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) et  $\tau$  est la durée de l'impulsion radar (s).

Dans le cas général (c'est-à-dire sans les hypothèses précédentes), la quantité mesurée par le radar, indépendante des caractéristiques du radar, est

$$\bar{z}_e(\mathbf{r}_0) \equiv \frac{r_0^2 P_r(\mathbf{r}_0)}{C} = \frac{16 r_0^2 \lambda^4 \ln 2}{\pi^6 c \tau (\Delta \vartheta)^2 |K_w|^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{\eta(\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2}{r^2} f^4(\vartheta', \phi') L(r) \sin \vartheta' dr d\vartheta' d\phi'. \quad (1.14)$$

Nous la nommons ici *facteur de réflectivité radar équivalent estimé*.

Les facteurs de réflectivité radar sont usuellement exprimés en  $\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$ . Comme ces facteurs prennent des valeurs sur plusieurs ordres de grandeurs, il sont communément exprimés en dBZ :

$$Z \equiv 10 \log \left( \frac{z[\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}]}{1 \text{ mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}} \right). \quad (1.15)$$

## 1.2 Mesure des vitesses Doppler

Alors que les propriétés électromagnétiques (forme, taille, phase) des hydrométéores déterminent l'amplitude et la polarisation de l'onde rétrodiffusée, leur vitesse relative le long de la direction de tir détermine la phase du signal réfléchi. Ce dernier phénomène s'appelle l'effet Doppler, du nom de Christian Doppler (Salzbourg, 1803–Venise, 1853) qui l'a découvert en 1842 (Doppler, 1843). Il s'agit du même principe, aussi appelé « décalage vers le rouge », qui permet de calculer la vitesse d'éloignement des étoiles (à ceci près que dans ce cas, il faut tenir compte de la relativité), ou bien encore de mesurer la vitesse des automobiles sur la route. Les mesures des vitesses Doppler sont disponibles au sein des systèmes précipitants et dans les basses couches en ciel clair car dans ce cas les cibles sont principalement des insectes.

La vitesse Doppler est une moyenne des vitesses radiales des cibles contenues dans chaque volume de résolution pondérée par la réflectivité et la fonction de rayonnement de l'antenne. Elle est déterminée par moyenne glissante à partir de mesures de phase sur des impulsions reçues successivement. Pour une onde de pulsation  $\omega$  de la forme  $f_0 e^{-i\omega t}$  émise par le radar avec une phase nulle par commodité, la phase mesurée lorsque l'onde a été réfléchi et est retournée à l'émetteur-récepteur est

$$\Phi = \frac{2r\omega}{c} = \frac{4\pi r f}{c} = \frac{4\pi r}{\lambda}. \quad (1.16)$$

Cette phase est mesurée tous les  $\frac{1}{\text{PRF}}$ , où PRF est la *fréquence de répétition*. Le déphasage entre deux mesures est alors :

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} \left( r + \frac{v_r}{\text{PRF}} \right) - \frac{4\pi r}{\lambda} = \frac{4\pi v_r}{\lambda \text{PRF}}, \quad (1.17)$$

pour une PRF relativement élevée<sup>1</sup>. La vitesse de la cible  $v_r$  est considérée comme une constante durant  $1/\text{PRF}$ . À partir du déphasage mesuré, il est ainsi possible d'avoir accès à la vitesse radiale  $v_r$ .

Pour une cible distribuée, cette vitesse mesurée peut être exprimée par une équation analogue à l'Éq. (1.14) (Doviak et Zrníć, 1993) :

$$v_r(\mathbf{r}_0) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{[v_r \eta](\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2}{r^2} f^4(\vartheta', \phi') L(r) \sin \vartheta' dr d\vartheta' d\phi'}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{\eta(\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2}{r^2} f^4(\vartheta', \phi') L(r) \sin \vartheta' dr d\vartheta' d\phi'} \quad (1.18)$$

avec

$$\begin{aligned} [v_r \eta](\mathbf{r}) &\equiv \frac{1}{\delta \mathcal{V}} \sum_{i \in \delta \mathcal{V}} v_{ri} \sigma_i = \sum_{j \in \text{type}} \int_0^\infty v_{rj}(D, \mathbf{r}) \sigma_j(D, \mathbf{r}) N_j(D, \mathbf{r}) dD \\ &= \sum_{j \in \text{type}} \int_0^\infty (u(\mathbf{r}) \cos \vartheta \cos \phi + v(\mathbf{r}) \sin \vartheta \cos \phi \\ &\quad + (w(\mathbf{r}) - v_{Tj}(D, \mathbf{r})) \sin \phi) \sigma_j(D, \mathbf{r}) N_j(D, \mathbf{r}) dD \\ &= [u(\mathbf{r}) \cos \vartheta \cos \phi + v(\mathbf{r}) \sin \vartheta \cos \phi + w(\mathbf{r}) \sin \phi] \eta(\mathbf{r}) \\ &\quad - \sum_{j \in \text{type}} \int_0^\infty v_{Tj}(D, \mathbf{r}) \sin \phi \sigma_j(D, \mathbf{r}) N_j(D, \mathbf{r}) dD, \end{aligned} \quad (1.20)$$

où  $(u, v, w)$  sont les trois composantes du vent et  $v_{Tj}$  est la vitesse de chute limite des hydrométéores (en  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). L'Éq. (1.20) traduit le fait que la vitesse des hydrométéores est due à leur advection par le vent et à leur chute causée par la gravité.

### 1.3 Observations polarimétriques

L'idée d'utiliser différentes polarisations est relativement ancienne. Ainsi, la dépolarisation linéaire a été mesurée à l'EERM dès l'été 1955 (Lhermitte, 1957). L'utilisation de différentes polarisations pour les signaux émis et reçus s'appuie sur le fait qu'un certain nombre d'hydrométéores ne rétrodiffusent pas de la même manière des signaux horizontaux et verticaux à cause de l'anisotropie de leur forme (les gouttes de pluie sont généralement aplaties par exemple). Sur certains radars, dits « polarimétriques » (en anglais *polarization diversity radars*), il est possible de mesurer un certain nombre de paramètres utilisant les différentes polarisations émises. Nous nous intéressons ici aux radars capables d'émettre et recevoir à polarisation horizontale et verticale<sup>2</sup> et nous ne présentons que deux paramètres polarimétriques :

1. Pour des volumes de résolution comprenant de nombreuses cibles, il est impossible de mesurer un déphasage si la corrélation entre deux mesures est trop faible. Aussi  $1/\text{PRF}$  doit-il être inférieur à un temps de cohérence qui est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes (voir par exemple Bringi et Chandrasekar, 2001).

2. Les observations liées à des polarisations circulaires ou linéaires autres que dans les directions verticale et horizontale ne sont presque plus utilisées et ne sont donc pas mentionnées ici.

- la *réflectivité différentielle* (en anglais *differential reflectivity*)  $Z_{DR}$  (en dB) mesure la différence entre échos émis et reçus à polarisation horizontale et verticale. Elle est définie par (Seliga et Bringi, 1976)

$$Z_{DR} \equiv 10 \log \frac{z_{HH}}{z_{VV}}, \quad (1.21)$$

où  $z_{HH}$  et  $z_{VV}$  (en  $\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$ ) sont respectivement les facteurs de réflectivité équivalente à polarisation horizontale et verticale. La réflectivité différentielle dépend de la forme, de l'orientation et du mode de chute des particules. C'est pourquoi elle est particulièrement utile pour la discrimination des hydrométéores. L'aplatissement des gouttes de pluie rend  $Z_{DR}$  positif, alors que la valeur de  $Z_{DR}$  est liée à la taille médiane des gouttes de pluie. Les valeurs de  $Z_{DR}$  sont typiquement comprises entre 0 et 4–5 dB pour la pluie (Herzogh et Jameson, 1992) et peuvent atteindre 8 dB pour la glace primaire (Vivekanandan *et al.*, 1993).

- le *déphasage spécifique* (en anglais *specific differential phase*)  $K_{dp}$  (en  $\text{m}^{-1}$ ) est défini par (Sachidananda et Zrnić, 1986, 1987, Bringi et Chandrasekar, 2001)<sup>3</sup>,

$$K_{dp} \equiv \frac{2\pi}{k_0} \sum_{j \in \text{type}} \int_0^\infty \text{Re}(S_{j22}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) - S_{j11}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i)) N_j(D) dD, \quad (1.22)$$

où  $S_{j11}$  et  $S_{j22}$  sont les termes diagonaux de la *matrice de diffusion en amplitude* (voir chapitre 3, Éq. (3.31), pour la définition) pour les hydrométéores de type  $j$ . Le déphasage spécifique s'exprime souvent en  $^\circ \cdot \text{km}^{-1}$ . Il suffit alors de multiplier  $K_{dp}$  par  $\frac{180}{\pi} 10^3$  pour obtenir l'expression dans cette dernière unité.

Le déphasage spécifique est sensible aux gouttes de pluie et insensible aux grêlons. Il permet donc d'estimer la part de gouttes d'eau liquide dans un mélange pluie/grêle. Par ailleurs,  $K_{dp}$  n'est pas sensible aux masques partiels, ni aux erreurs de calibration, ni à l'atténuation, ce qui le rend attractif pour l'estimation quantitative de la pluie.

---

3. Dans les articles les plus anciens, le déphasage spécifique diffère de la définition proposée d'un facteur 2.

## Chapitre 2

# Modèle atmosphérique et cas d'étude

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord le modèle Méso-NH qui est utilisé pour fournir les données en entrée du simulateur radar, et comme modèle de prévision pour les expériences d'assimilation de la deuxième partie de ce mémoire. Ensuite, nous décrivons la situation météorologique qui nous servira pour tester le simulateur et l'assimilation de réflectivités en deuxième partie. Enfin, nous décrivons la simulation Méso-NH de ce cas d'étude qui sera effectivement utilisée pour étudier le comportement du simulateur radar.

### 2.1 Caractéristiques des simulations Méso-NH à fine échelle

Le modèle Méso-NH (<http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/>) est un modèle non-hydrostatique à mésoéchelle. Ce modèle de recherche permet de simuler des phénomènes atmosphériques de l'échelle méso- $\alpha$ <sup>1</sup> à la microéchelle (c'est-à-dire les phénomènes de taille inférieure à 2 km). Il est développé conjointement par le CNRM et le Laboratoire d'aérodynamique.

#### 2.1.1 Dynamique

Lafore *et al.* (1998) ont décrit en détail la partie dynamique de Méso-NH. La version de Méso-NH utilisée dans cette étude s'appuie sur le système d'équations pseudo-incompressible de Durran (1989). Les variables pronostiques de Méso-NH sont les trois composantes du vent, la température potentielle, l'énergie cinétique turbulente et les rapports de mélange en vapeur d'eau, eau liquide nuageuse, eau liquide précipitante, glace primaire, neige et grésil pour le schéma ICE3 qui a été utilisé ici. La pression est diagnostiquée par résolution d'une équation elliptique tridimensionnelle obtenue à partir des équations de continuité et de mouvement.

La coordonnée de Gal-Chen et Somerville (1975) est utilisée sur la verticale. Cette coordonnée suit le relief près du sol et est horizontale au sommet de la grille. Pour nos simulations, la résolution verticale varie de quelques dizaines de mètres près du sol à environ 1 km au sommet du modèle vers 18 km d'altitude. Horizontalement, les équations sont projetées dans un plan conforme (projections stéréographique polaire, Lambert ou Mercator) ou exprimées en géométrie cartésienne.

Dans cette étude, nous avons utilisé la version MASDEV4.5 bug 1 avec deux domaines emboîtés avec interaction bidirectionnelle (*two-way nesting*, Stein *et al.*, 2000) à des résolutions horizontales d'environ 10 km et 2,5 km respectivement.

---

1. Il s'agit des phénomènes de taille comprise entre 200 et 2000 km (Orlanski, 1975).

### 2.1.2 Paramétrisations

Certains phénomènes physiques ne peuvent être résolus explicitement. Dans ce cas, ils sont paramétrés. Selon le type de phénomène physique, la paramétrisation peut être activée ou non en fonction de la résolution.

Les principales paramétrisations de la configuration de Méso-NH utilisée ici sont :

**Convection profonde :** Le schéma de convection de Kain et Fritsch (1993), adapté à Méso-NH par Bechtold *et al.* (2001), est utilisé pour le domaine à 10 km de résolution.

**Turbulence :** Pour le domaine à 10 km, la paramétrisation de la turbulence est unidirectionnelle (selon  $z$ ) et la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault et Lacarrère (1989). Pour le domaine à 2,5 km de résolution, les processus turbulents se font selon les trois directions et la longueur de mélange est fonction de la maille selon Redelsperger et Sommeria (1981).

**Rayonnement :** Le schéma de rayonnement est une ancienne version de celui du modèle IFS (Morcrette, 1991) qui calcule les flux radiatifs en tenant compte de l'absorption et de l'émission du rayonnement de grande longueur d'onde, ainsi que la réflexion, la diffusion et l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère et la surface terrestres.

**Échanges avec la surface :** Pour les surfaces continentales naturelles, le schéma de surface est ISBA (Noilhan et Planton, 1989). L'effet des villes est représenté à l'aide du schéma de surface TEB (Masson, 2000). Pour les surfaces océaniques et les lacs, une paramétrisation de type Charnock (1955) est utilisée.

**Microphysique :** Le schéma microphysique ICE3 (Caniaux *et al.*, 1994, Pinty et Jabouille, 1998) gouverne les équations d'évolution du rapport de mélange de cinq hydrométéores : l'eau liquide nuageuse ( $c$ ), l'eau liquide précipitante ( $r$ ), la glace primaire ( $i$ ), le grésil ( $g$ ) et la neige ( $s$ ). Étant donné que la simulation des réflectivités radar dépend de la représentation des processus microphysiques dans le modèle, nous décrivons plus en détail cette paramétrisation ci-après.

### 2.1.3 La paramétrisation microphysique ICE3

#### 2.1.3.1 Caractéristiques physiques des hydrométéores

Les *distributions granulométriques de particules* (DGPs) représentent la densité volumique de particules d'un certain type (eau liquide précipitante, neige, glace primaire, etc.) par taille. Dans Méso-NH, les DGPs ( $N_j$ , en  $\text{m}^{-4}$ ) sont proportionnelles à des lois gamma généralisées qui conjuguent flexibilité et facilité d'implémentation :

$$N_j(D) = N_{0j} \frac{\alpha_j}{\Gamma(\nu_j)} \lambda_j^{\alpha_j \nu_j} D^{\alpha_j \nu_j - 1} \exp(-(\lambda_j D)^{\alpha_j}), \quad (2.1)$$

où  $D$  (en m) est la dimension maximale des particules,  $\nu_j$  et  $\alpha_j$  sont des *paramètres de dispersion* et  $\lambda_j$  (en  $\text{m}^{-1}$ ) est le *paramètre de pente*,  $N_{0j}$  est la densité volumique de particules en  $\text{m}^{-3}$ , et  $\Gamma$  la *fonction gamma*.

Pour une loi gamma généralisée, les moments d'ordre  $p$  de la DGP<sup>2</sup> s'expriment simple-

---

2. La DGP est une loi de probabilité au facteur  $N_{0j}$  près ; par abus de langage on appelle « moments » les moments de la loi correspondante à ce même facteur près.

ment par

$$\mathfrak{M}_j(p) \equiv \int_0^\infty D^p N_j(D) dD = \frac{N_{0j}}{\lambda_j^p} \frac{\Gamma\left(\nu_j + \frac{p}{\alpha_j}\right)}{\Gamma(\nu_j)}. \quad (2.2)$$

Le schéma microphysique de Méso-NH suppose, comme certaines études l'ont suggéré (Passarelli, 1978, Houze *et al.*, 1980), que  $N_{0j}$  est fonction d'une puissance de  $\lambda_j$  (Caniaux, 1993) :

$$N_{0j} = C_j \lambda_j^{X_j}. \quad (2.3)$$

La masse d'une particule de type  $j$  et de dimension maximale  $D$  est exprimée par

$$m_j(D) = a_j D^{b_j} \quad (2.4)$$

et le contenu en hydrométéore de type  $j$  (en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) s'écrit alors

$$M_j = \rho_{d\text{ref}} r_j = \int_0^\infty m_j(D) N_j(D) dD = a_j \mathfrak{M}_j(b_j), \quad (2.5)$$

où  $r_j$  est le rapport de mélange en  $j$  et  $\rho_{d\text{ref}}$  est la masse volumique de l'air sec pour l'état de référence de Méso-NH.

En combinant les Éqs. (2.2), (2.3), (2.4) et (2.5), on obtient la valeur de  $\lambda_j$  :

$$\lambda_j = \left( \frac{M_j \Gamma(\nu_j)}{a_j C_j \Gamma\left(\nu_j + \frac{b_j}{\alpha_j}\right)} \right)^{\frac{1}{X_j - b_j}}. \quad (2.6)$$

En combinant les Éqs. (2.2), (2.3) et (2.6), le moment d'ordre  $p$  de la DGP s'exprime comme une puissance du contenu :

$$\mathfrak{M}_j(p) = C_j \left( \frac{\Gamma(\nu_j)}{a_j C_j \Gamma\left(\nu_j + \frac{b_j}{\alpha_j}\right)} \right)^{\frac{X_j - p}{X_j - b_j}} \frac{\Gamma\left(\nu_j + \frac{p}{\alpha_j}\right)}{\Gamma(\nu_j)} M_j^{\frac{X_j - p}{X_j - b_j}}. \quad (2.7)$$

Les vitesses de chute des hydrométéores sont exprimées en fonction d'une puissance du diamètre du type  $c_j D^{d_j}$  et le facteur correctif de Foote et du Toit (1969)  $(\rho_{00}/\rho_{d\text{ref}})^{0,4}$  est introduit afin de compenser l'effet de l'altitude sur la vitesse de chute des hydrométéores :

$$v_{Tj}(D) = c_j D^{d_j} \left( \frac{\rho_{00}}{\rho_{d\text{ref}}} \right)^{0,4}. \quad (2.8)$$

Les valeurs des paramètres de la DGP pour chacun des types d'hydrométéores sont données dans le tableau 2.1 :

- Les gouttelettes d'eau liquide nuageuse sont supposées toutes de même taille. On considère également que cette taille est suffisamment petite pour avoir une vitesse de chute négligeable par rapport à la vitesse de l'air ;
- Pour la pluie, les coefficients  $a_r$  et  $b_r$  proviennent tout simplement de l'expression de la masse d'une boule d'eau liquide de diamètre  $D$ , et les coefficients  $c_r$  et  $d_r$  sont donnés par la formule de Liu et Orville (1969). La loi gamma généralisée de la DGP se simplifie donc en une loi exponentielle avec les coefficients correspondant à la loi de distribution de Marshall et Palmer (1948) :

$$N_r(D) = 8 \cdot 10^6 \exp\left(-398 M_r^{-0,25} D\right); \quad (2.9)$$



	Pluie	Glace primaire (disques)	Neige/ agrégats	Grésil
$\alpha_j$	1	3	1	1
$\nu_j$	1	3	1	1
$X_j$	-1	0	1	-0,5
$C_j$ ( $\text{m}^{X_j-3}$ )	$8 \cdot 10^6$	$C_i^a$	5	$5 \cdot 10^5$
$a_j$ ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-b_j}$ )	$\frac{\pi \rho_w}{6} = 524$	0,82	0,02	19,6
$b_j$	3	2,5	1,9	2,8
$c_j$ ( $\text{m}^{1-d_j} \cdot \text{s}^{-1}$ )	842	800	5,1	124
$d_j$	0,8	1,00	0,27	0,66
$\rho_j$ ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )	$\rho_w$	$\rho_i$	$\rho_i$	$(1-f)\rho_w + f\rho_i$
$K_j$	$K_w$	$K_i$	$K_i$	$K_g$

TAB. 2.1 – Valeurs des paramètres caractérisant les différents hydrométéores présents dans Méso-NH. Les deux dernières lignes ont été ajoutées pour les besoins du simulateur radar.

a. Il s'agit d'une variable pronostique.

- Pour la neige et le grésil, les DGPs suivent aussi des lois exponentielles ( $\alpha = \nu = 1$ ) :

$$N_s(D) = 0,114M_s^{-2,22} \exp(-0,151M_s^{-1,11}D), \quad (2.10)$$

$$N_g(D) = 2,32 \cdot 10^7 M_g^{-0,217} \exp(-2146M_g^{-0,435}D). \quad (2.11)$$

Les valeurs des paramètres sont issues de Locatelli et Hobbs (1974) : pour  $r_g$ , les paramètres retenus visent à représenter des particules de grésil, tandis que pour  $r_s$ , les paramètres correspondent à des agrégats non-givrés (de diverses formes) ou des dendrites givrées ;

- Pour la glace primaire, les valeurs de  $a_i$  et  $b_i$  proviennent de Starr et Cox (1985) et Heymsfield (1972) pour une masse volumique de  $900 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . La DGP suit une loi gamma généralisée :

$$N_i(D) = 18,3C_i^{4,6} M_i^{-3,6} D^8 \exp(-2,30M_i^{-1,2}D^3). \quad (2.12)$$

Les cristaux de glace ont une vitesse de chute faible, bien inférieure à celle des particules de neige et de grésil.

### 2.1.3.2 Processus microphysiques

Les processus microphysiques permettant de transférer de l'eau d'une classe à l'autre sont résumés sur la Figure 2.1. Ces processus jouent un rôle important puisqu'ils permettent de répartir l'eau sous formes solide, liquide et vapeur contenue dans le modèle en différentes catégories qui ont des propriétés physiques (permittivité, vitesse de chute, ...) différentes. Ils ont donc un effet conséquent sur la simulation des observations radars. Par ailleurs, les changements de phase sont associés à de la production ou consommation de chaleur latente, ce qui est susceptible d'avoir des effets sur la dynamique des systèmes simulés comme nous le verrons dans la partie concernant l'assimilation des réflectivités.

Les hydrométéores se forment à partir de la vapeur d'eau par nucléation hétérogène (formation d'hydrométéore autour d'un aérosol) ou homogène (formation d'hydrométéore à partir de l'agglomération d'un grand nombre de molécules qui s'entrechoquent sous l'effet de l'agitation thermique). Pour la formation de gouttelettes d'eau nuageuse, ces processus ne sont pas

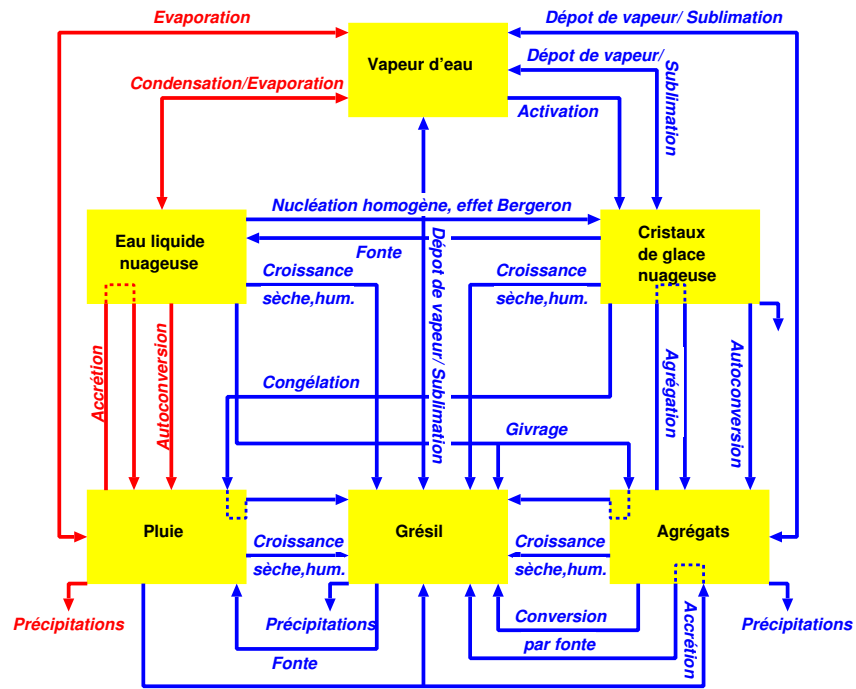


FIG. 2.1 – Schéma représentant les différents processus pris en compte dans le schéma microphysique de Méso-NH.

explicitement pris en compte, mais ils sont implicitement simulés par un ajustement de la vapeur d'eau à une saturation réaliste selon les travaux de Lord *et al.* (1984) et Tao *et al.* (1989). Cet ajustement détermine le rapport de mélange en vapeur d'eau saturante dans un nuage en phase mixte à l'aide d'une formule barycentrique ; la vapeur d'eau en excès est intégralement condensée en eau liquide nuageuse et en glace primaire proportionnellement au déficit en l'un et en l'autre avant ajustement et vice-versa lorsque la vapeur d'eau est en déficit. La formation de glace primaire par nucléation hétérogène est paramétrisée d'après Meyers *et al.* (1992). La nucléation homogène permet de convertir des gouttelettes d'eau surfondue à une température inférieure à  $-35^{\circ}\text{C}$  en cristaux de glace primaire.

L'eau liquide nuageuse (resp. la glace primaire) peut croître par liquéfaction (resp. déposition) de la vapeur d'eau (Pruppacher et Klett, 1978). L'*effet Bergeron*<sup>3</sup> a lieu dans les nuages où des hydrométéores en phases liquide (gouttelettes) et solide (cristaux de glace primaire) coexistent. Dans ce cas, il y a systématiquement évaporation des gouttelettes et déposition sur les cristaux de glace primaire.

Les gouttes de pluie (resp. les agrégats de neige) se forment par autoconversion à partir des gouttelettes d'eau liquide nuageuse (resp. des cristaux de glace primaire). Le taux de production de pluie (resp. de neige) augmente linéairement à partir d'un contenu critique en eau liquide nuageuse (resp. glace primaire) selon la formulation de Kessler (1969).

Les gouttes de pluie (resp. les agrégats de neige) peuvent croître par collection d'autres gouttes de pluie (resp. agrégats de neige) ou de gouttelettes d'eau nuageuse (resp. de cristaux de glace primaire et de gouttelettes d'eau nuageuse). Le processus de collection permet également de convertir de la pluie en grésil au contact de cristaux de glace primaire. Certains processus de collection sont à seuils : par exemple, un agrégat qui collecte des petites gouttes de pluie

3. Aussi appelé effet Bergeron-Findeisen ou Wegener-Bergeron-Findeisen. Wegener (1911) fut le premier à décrire ce mécanisme dans les nuages en phase mixte. Bergeron (1928, 1935) précisa comment ce mécanisme pouvait mener à la formation de précipitations et Findeisen (1938) apporta la preuve expérimentale de ce processus.

demeure un agrégat, tandis que s'il collecte des grosses gouttes de pluie, il devient du grésil.

Le grésil a deux modes de croissance par collection. La croissance sèche a lieu lorsque la température de surface du grésil est inférieure à  $T_t = 273,16$  K (*température au point triple*). Dans ce cas, le grésil reste uniquement constitué de glace. La croissance humide a lieu lorsque la température de surface du grésil dépasse  $T_t$ . Un film liquide se forme alors autour du grésil. La modélisation de ce processus dans la microphysique de Méso-NH suit celle de Nelson (1983). Le mode de croissance retenu est celui dont le taux de croissance correspondant est le plus faible.

Les cristaux de glace primaire fondent instantanément et sont convertis en gouttelettes d'eau nuageuse lorsque  $T > T_t$  (Mason, 1956). Le contenu de grésil qui fond est intégralement ajouté au contenu en eau liquide précipitante. Les agrégats sont convertis en grésil lorsqu'ils sont composés d'autant d'eau liquide que de glace.

Enfin, le contenu en hydrométéores diminue par précipitation en fonction de leur vitesse de chute respective.

### 2.1.4 Conclusion

Le schéma microphysique ICE3 est bien adapté pour la simulation des réflectivités. Les schémas microphysiques spectraux pour lesquels on discrétise la DGP (Geresdi, 1998, par exemple) sont certes plus raffinés, mais trop coûteux pour une utilisation dans un modèle de PN. Des schémas plus complexes qu'ICE3, à deux moments (Ferrier, 1994, Carrió et Nicolini, 2002, Seifert et Beheng, 2006), voire trois (Milbrandt et Yau, 2005), ont été développés afin de mieux prendre en compte la variabilité de la DGP en calculant l'évolution de plus de paramètres. Certains schémas microphysiques élémentaires utilisent plus d'espèces glacées qu'ICE3. Le schéma ICE4, qui inclut la grêle, est en phase d'évaluation dans Méso-NH (voir Lascaux, 2005, par exemple). Cependant, une étude récente (Liu et Moncrieff, 2007) a trouvé que globalement, les schémas avec des phases mixtes testés (dont un semblable à ICE3) étaient meilleurs qu'un schéma ne permettant pas la coexistence de phases solide et liquide, mais qu'il était difficile de tirer une conclusion générale sur le lien entre degré de sophistication et performance du schéma microphysique. Bref, bien qu'il existe des schémas plus complexes qu'ICE3, ce dernier permet toutefois de reproduire les caractéristiques fondamentales des systèmes convectifs, c'est-à-dire les processus de givrage dans les tours convectives et d'agrégation plus lent dans la partie stratiforme. Ceci n'est par exemple pas possible avec un schéma de microphysique chaude comme celui de Kessler (1969). Par ailleurs, le modèle Méso-NH permet de modéliser des phénomènes météorologiques de même taille que ceux que l'on peut observer avec un radar. Nous verrons dans le chapitre suivant que les caractéristiques de Méso-NH comme la géométrie de la grille influenceront certains choix concernant la conception du simulateur radar.

## 2.2 Cas d'étude : l'épisode du Gard des 8–9 septembre 2002

L'épisode des pluies intenses des 8 et 9 septembre 2002 sur le département du Gard est choisi comme cas d'étude pour tester le simulateur radar et effectuer des tests d'assimilation. Ce cas a l'avantage de présenter à la fois des précipitations stratiformes et cumuliformes. Par ailleurs, il est bien documenté par les données du radar de Bollène (Fig. 2.2) en bande S qui possède 13 élévations. Enfin, concernant le volet assimilation, il s'agit d'un cas extrême (Fig. 2.3) et dévastateur (24 morts et 1,2 G€ de dégâts, Huet *et al.*, 2003) dont on souhaite particulièrement améliorer la prévision à haute résolution. Cette section présente la situation météorologique et détaille les observations disponibles.



FIG. 2.2 – Radar de Bollène.



FIG. 2.3 – Le pont du Gard le 9 septembre 2002.

### 2.2.1 Contexte synoptique et environnement de mésoéchelle

Le 8 septembre 2002 à 1200 UTC, une goutte d'air froid en altitude centrée sur l'Irlande avec un thalweg s'étendant jusqu'à la péninsule ibérique est associée à un écoulement d'air diffluent de sud-ouest sur le sud-est de la France (Fig. 2.4). Cette configuration favorise l'ascendance de grande échelle sur le sud-ouest de la France.

En surface, une dépression colocalisée avec la goutte d'air froid en altitude est associée à un front froid ondulant sur l'ouest de la France qui donne des pluies modérées dans la matinée du 8. Les orages qui vont donner les précipitations intenses sur le Gard se développent dans la masse d'air chaud, bien à l'avant du front froid.

Avant le déclenchement de la convection, l'atmosphère était significativement conditionnellement instable comme le montre le radiosondage de Nîmes à 0000 UTC le 8 septembre (Fig. 2.5). L'énergie potentielle disponible convective (CAPE) de la particule d'air la plus instable de  $850 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$  et l'eau liquide précipitable sur une colonne d'air était de 33 mm. Ces valeurs se situent dans le décile supérieur des valeurs les plus importantes pour les radiosondages de Nîmes des mois de septembre entre 1995 et 2004 (Thouvenin, 2004). Les observations de surface montrent un flux de secteur est à sud-est très humide près de la surface qui va alimenter le système convectif de mésoéchelle (MCS).

### 2.2.2 Évolution du système convectif

L'évolution du système convectif pendant l'épisode se caractérise par trois grandes phases (Delrieu *et al.*, 2005).

**Formation et première phase de stationnarité : 0800–2200 UTC le 8.** Au début de la journée du 8 septembre, une forte activité convective règne dans le Golfe du Lion sans atteindre les terres. Le système convectif qui nous intéresse se déclenche vers 0400 UTC en mer et est advecté vers les côtes de l'Hérault, du Gard et des Bouches-du-Rhône qu'il touche vers 0700 UTC (Figs. 2.6a et 2.7a). Vers midi, le lieu de formation des nouvelles cellules change, avec des cellules qui se forment au sud du système (et non plus au nord). Un système convectif de mésoéchelle à régénération rétrograde se met ainsi en place avec de nouvelles cellules qui se forment continuellement sur le département du Gard et de l'Hérault (Fig. 2.6b). Les précipitations associées au front ondulant à l'ouest s'étendent à ce moment de la région Nord au Pays Basque.

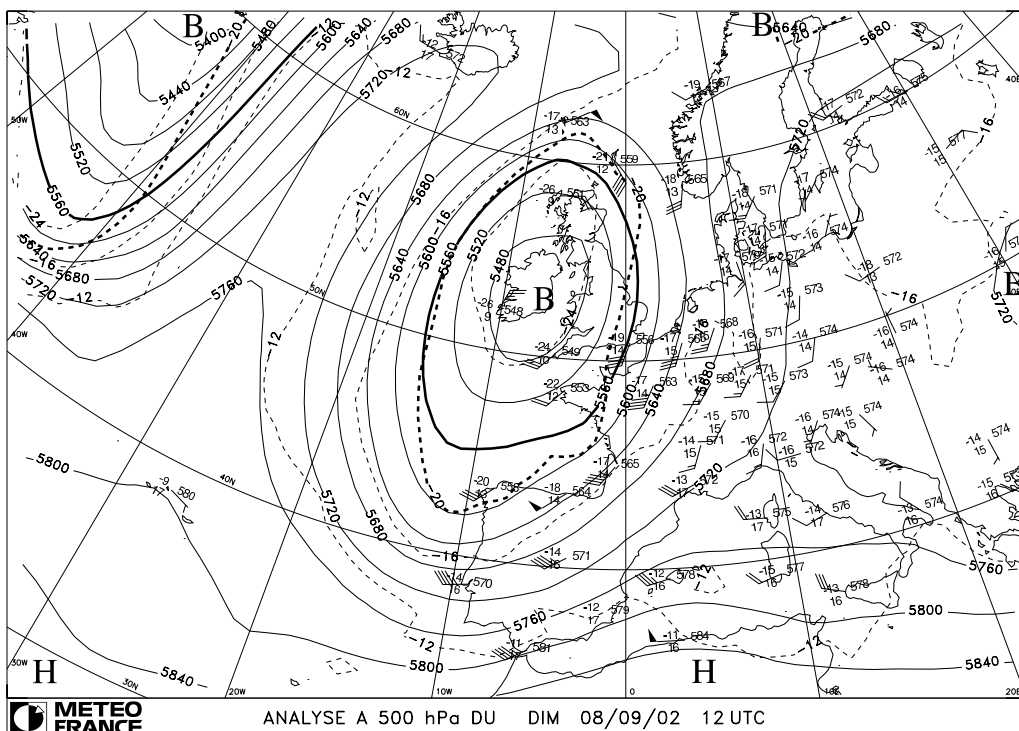
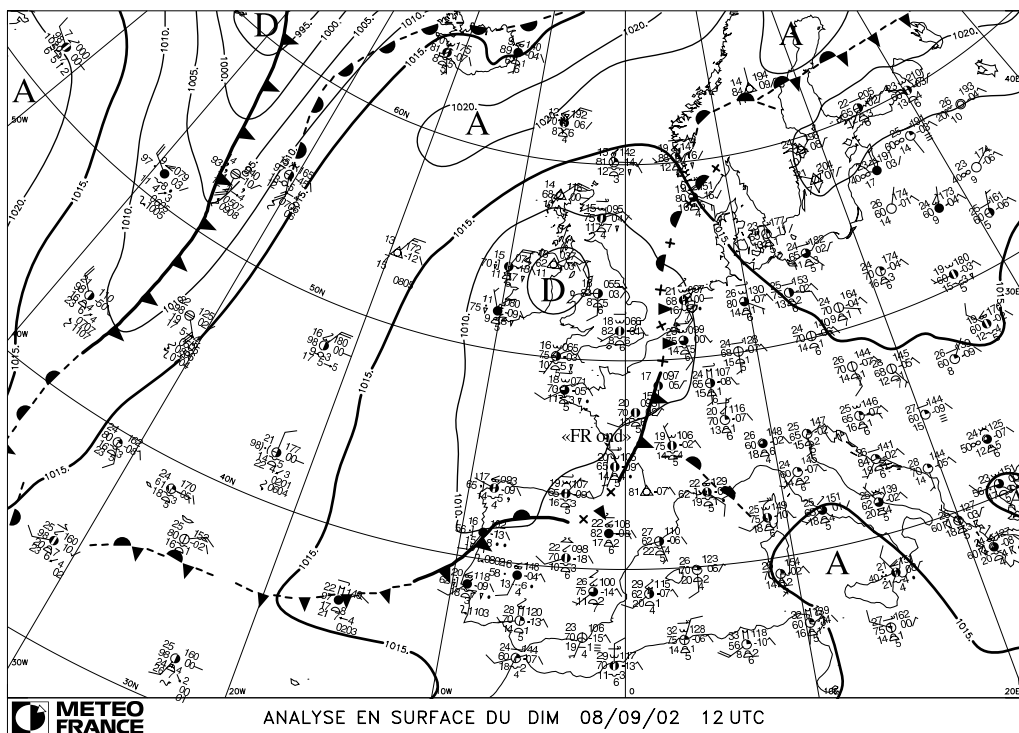


FIG. 2.4 – Analyse Arpege en surface (haut) et à 500 hPa (bas) à 1200 UTC le 8 septembre 2002. Sur l'analyse en surface figurent la pression au niveau de la mer (en hPa, isolignes continues) et les centres des dépressions (D) et anticyclones (A) correspondants. Sur l'analyse à 500 hPa figurent la hauteur du géopotential (en m, isolignes continues) et la température (en °C, isolignes tiretées). Les observations des stations synoptiques en surface et à 500 hPa sont aussi pointées ainsi que le tracé de la trace au sol des fronts.

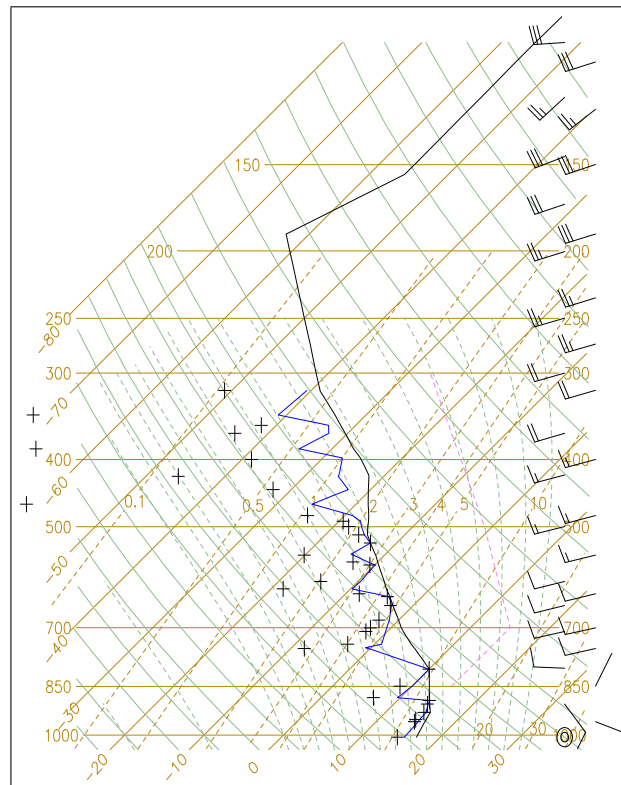


FIG. 2.5 – Radiosondage de Nîmes le 8 septembre 2002 à 0000 UTC.

Le système s'étire selon une orientation sud-ouest/nord-est en accord avec les vents de sud-ouest en moyenne et haute troposphère. La partie convective, associée aux précipitations les plus importantes, se situe sur les plaines du Gard, c'est-à-dire aux pieds des Cévennes. Cette configuration est peu classique pour les orages cévenols dont la position de la partie convective est plutôt habituellement située sur les contreforts des Cévennes. La partie stratiforme au nord-est de là où se forment les cellules se développe progressivement (Fig. 2.6c). À partir de 1400 UTC, la signature en V dans l'imagerie satellitaire infrarouge caractéristique d'un MCS à régénération rétrograde (McCann, 1983, Scofield, 1985) est bien visible (Fig. 2.7b). Les cellules se forment à la pointe du V et la partie supérieure des nuages associés se retrouve advectée vers les branches du V par le vent d'altitude diffluent. Le système se décale très lentement vers le nord. Au cours de la phase mature, la zone de précipitations a une extension de plus de 300 km dans la direction sud-ouest/nord-est.

**Seconde phase de stationnarité : 2200 UTC le 8–0400 UTC le 9.** À partir de 2200 UTC, alors que l'axe du thalweg d'altitude bascule pour prendre une orientation sud-nord, le MCS suit cette évolution (Fig. 2.7c) et se déplace vers le nord-ouest vers la partie supérieure des bassins du Gardon et de la Cèze, au niveau des premiers contreforts du Massif Central, où il demeure jusqu'en fin de nuit.

**Phase d'évacuation : 0400–1200 UTC le 9.** À partir de 0400 UTC le 9 septembre, le front, qui a progressé vers l'est, fusionne avec le MCS pour ne former qu'un seul système pluvio-orageux. Le système se décale progressivement vers l'est (Figs. 2.6d et 2.7d). Après 1200 UTC, l'activité pluvio-orageuse ne concerne plus le département du Gard.

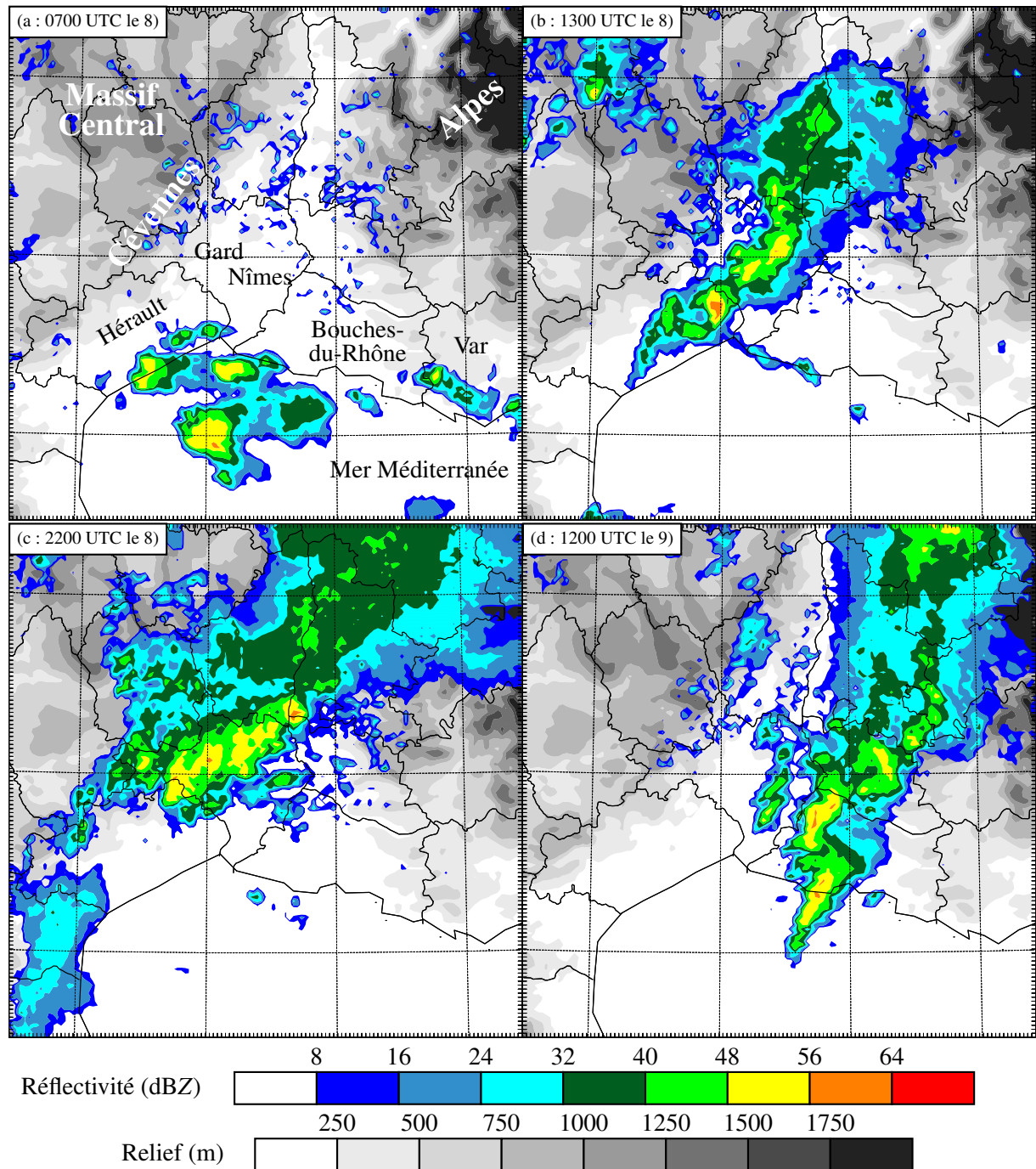


FIG. 2.6 – Composite multiradar du réseau Aramis (plage de couleurs, dBZ) et relief d'intérêt à 2,5 km de résolution (grisés, m ; échelle valable pour toutes les figures avec relief). (a) 0700 UTC le 8 : les premières cellules atteignent la côte ; (b) 1300 UTC le 8 : le système convectif de mésoéchelle à régénération rétrograde est formé ; (c) 2200 UTC le 8 : la zone convective à l'avant du système et la zone stratiforme bien développée à l'arrière ; (d) 1200 UTC le 9 : évacuation du système précipitant vers l'est.

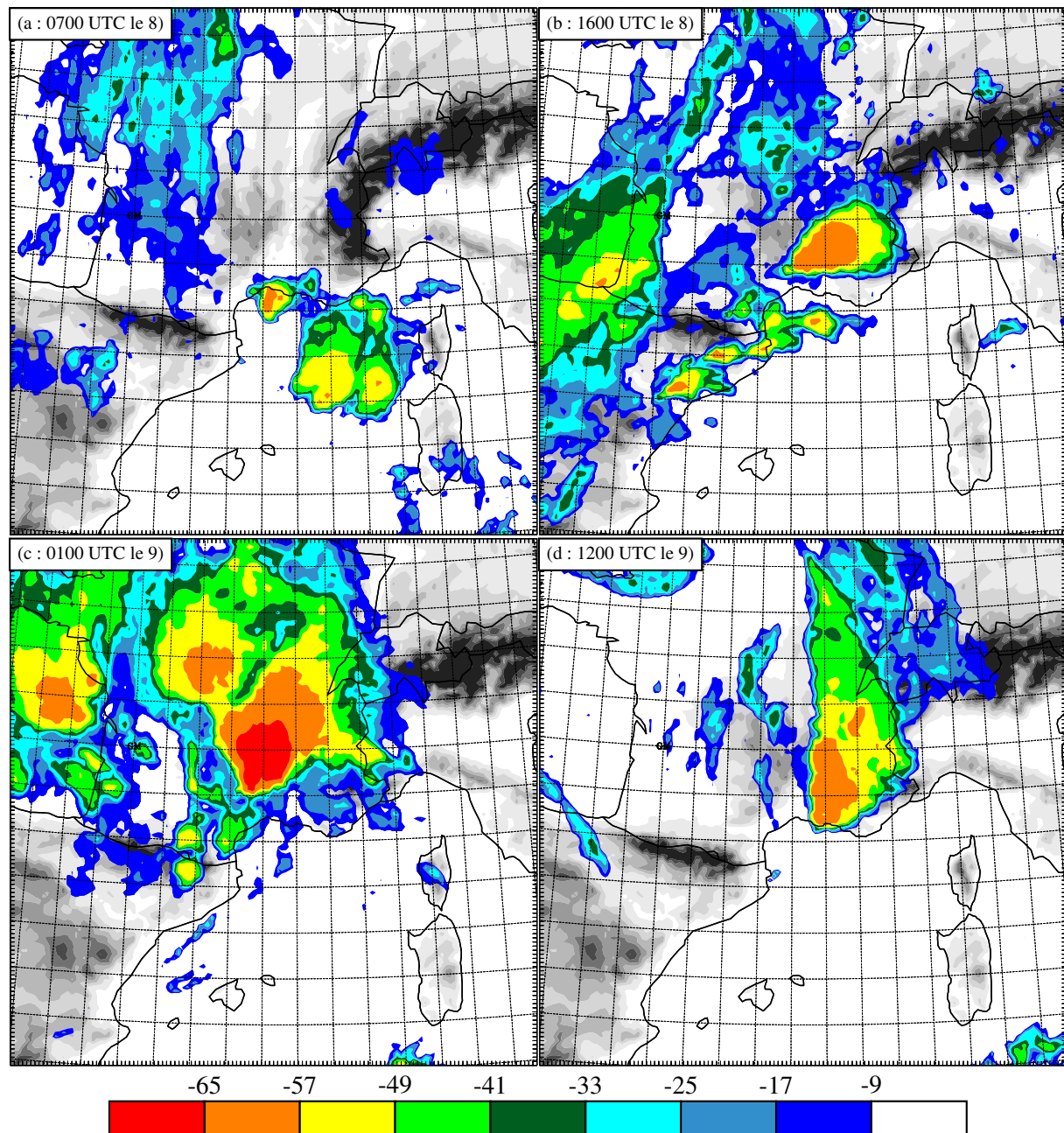


FIG. 2.7 – Imagerie satellitaire infrarouge Météosat (plage de couleurs, °C) et relief interpolé à 10 km de résolution (grisés, m). (a) 0700 UTC le 8 : les premières cellules abordent la côte ; (b) 1600 UTC le 8 : signature en V caractéristique d'un MCS ; (c) 0100 UTC le 9 : le MCS prend une orientation sud-nord dans la seconde phase de stationnarité ; (d) 1200 UTC le 9 : évacuation du système pluvio-orageux vers l'est.



### 2.2.3 Signature au sol du MCS

**Températures à 2 m.** Dès 0900 UTC, alors que le haut de la vallée du Rhône se réchauffe, on voit l'apparition d'une plage d'air froid en surface sur le Gard (comparer les Figs. 2.8a et b). La plage d'air froid s'étend en remontant la vallée du Rhône (Fig. 2.8c) pour atteindre son extension horizontale maximale vers 1800 UTC (Fig. 2.8d). Parallèlement au sud du système, sur les Bouches-du-Rhône et le Var, les basses couches se réchauffent dans la journée. Avec la bascule du système en phase II, l'air se réchauffe également à partir de 2200 UTC en basses couches sur la côte méditerranéenne et jusqu'à l'embouchure de la vallée du Rhône (Fig. 2.8e). Dans la matinée du 9 septembre, le passage du front froid sur la région est bien visible sur les températures à 2 m (Fig. 2.8f), avec des températures élevées sur le Var et l'est des Bouches-du-Rhône correspondant au secteur chaud à l'avant du front froid et des températures plus basses dans l'axe du couloir rhodanien associées au front froid et aux précipitations.

**Humidités relatives à 2 m.** Après une période nocturne lors de laquelle les humidités relatives à 2 m étaient proches de la saturation sur le sud-est de la France, le réchauffement diurne fait diminuer ces humidités relatives à partir de 0600 UTC le 8 septembre sauf sur le Languedoc-Roussillon et le Gard, où on peut voir la signature au sol des cellules convectives qui sont associées à de fortes humidités (Fig. 2.9a). Cette zone d'humidités relatives s'étend avec le développement du MCS (Figs. 2.9b et c). Le passage du front froid pendant la nuit du 8 au 9 septembre déplace la zones de fortes humidités vers l'est (Fig. 2.9d).

**Vents à 10 m.** Le vent dans les basses couches de l'atmosphère est d'abord de secteur est à sud-est et modéré (Fig. 2.10a) sur l'estuaire du Rhône et le littoral de la région Provence-Alpes-Côte-d'Azur. Il bascule progressivement vers le sud-est en s'intensifiant au cours de l'événement, avec des vents qui atteignent  $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  à 1200 UTC le 8 septembre (Fig. 2.10a) et environ  $18 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  à 0000 UTC le 9 (Fig. 2.10b). Sous le système convectif, les vents sont faibles, de nord-est en général dans la partie convective. Le passage du front est caractérisé par une rupture dans la direction et la force du vent de basses couches bien visible sur la Figure 2.10d.

**Cumuls des précipitations.** Les stations pluviométriques de Météo-France enregistrent les premières précipitations liées à ce MCS vers 0700 UTC le 8 septembre. Sur la première phase, la partie convective du MCS produit des cumuls de pluie au sol supérieurs à 400 mm en moins de 12 heures principalement au nord-ouest de Nîmes (Figure 2.11a). Pendant la deuxième phase, le MCS produit des pluies soutenues pendant 6 heures, avec un épicycle situé sur les contreforts des Cévennes de l'ordre de 300 mm (Fig. 2.11b). Pendant la troisième phase, la fusion du front avec le MCS produit des précipitations intenses, mais les cumuls sont plus uniformément répartis spatialement du fait du déplacement rapide du front (Fig. 2.11c). Lors de cette phase, les cumuls restent limités à 250 mm. Au final, le cumul de précipitations recueilli par le réseau pluviométrique de Météo-France a atteint 684 mm sur toute la durée de vie du système (Fig. 2.11d). Les cumuls supérieurs à 300 mm en moins de trente heures couvrent une zone particulièrement importante (plus de  $3000 \text{ km}^2$ , du pied des Cévennes à la région de Châteauneuf-du-Pape, et de la basse Ardèche aux contreforts de l'agglomération nîmoise).

### 2.2.4 Conclusion

Les observations ont permis de mettre en évidence une plage d'air froid sous-orage lors de cet événement convectif. Il a été montré par Ducrocq *et al.* (2007) sur le même cas que cette

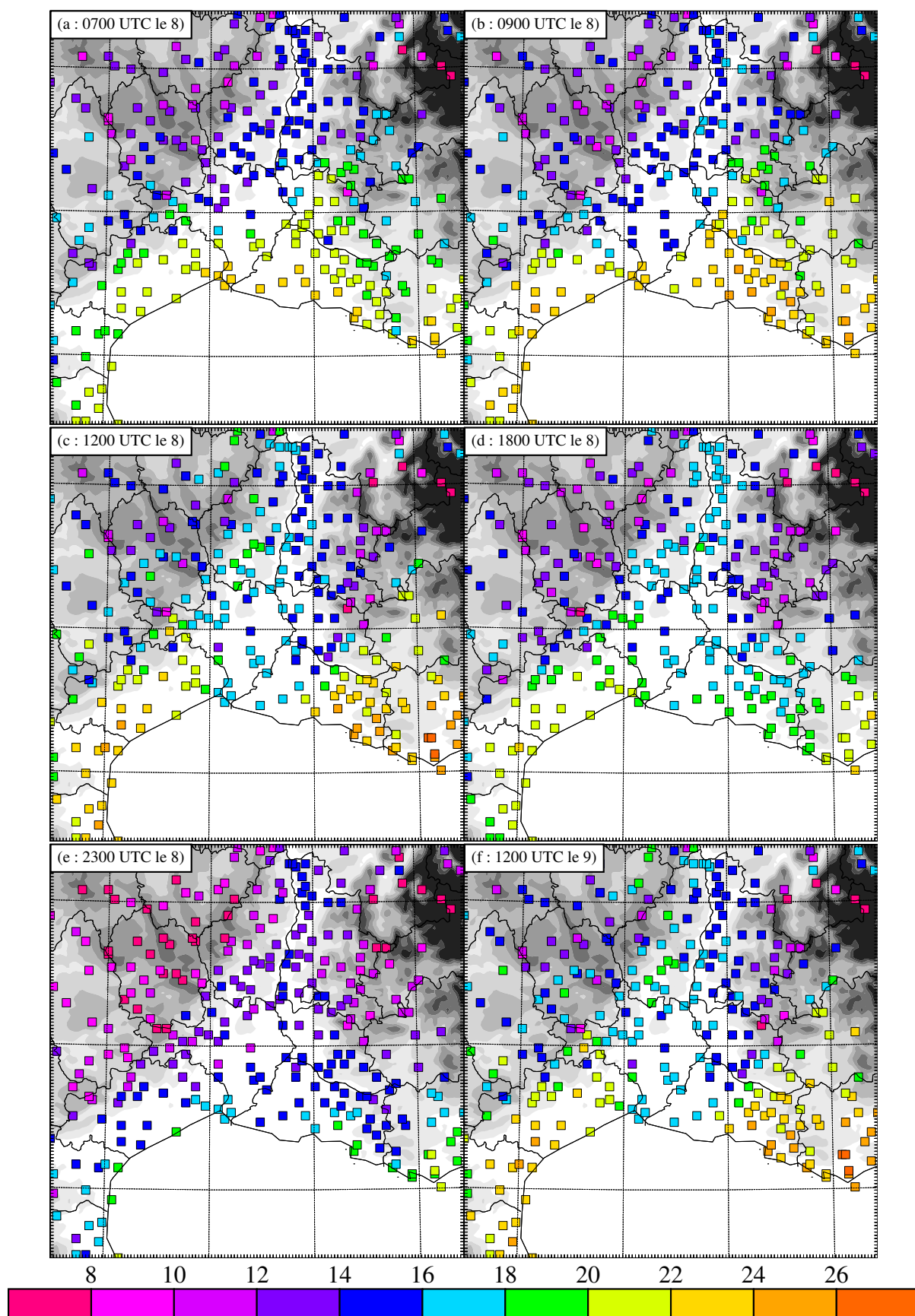


FIG. 2.8 – Température à 2 m (°C). (a) 0700 UTC le 8 : avant le déclenchement de la convection sur terre ; (b) 0900 UTC le 8 : apparition d'une plage d'air froid sur le Gard ; (c) 1200 UTC le 8 : extension de la plage dans le couloir rhodanien ; (d) 1800 UTC le 8 : extension maximale de la plage d'air froid ; (e) 2300 UTC le 8 : résorption lente de la plage d'air froid par le sud ; (f) 1200 UTC le 9 : signature au sol du passage du front froid.

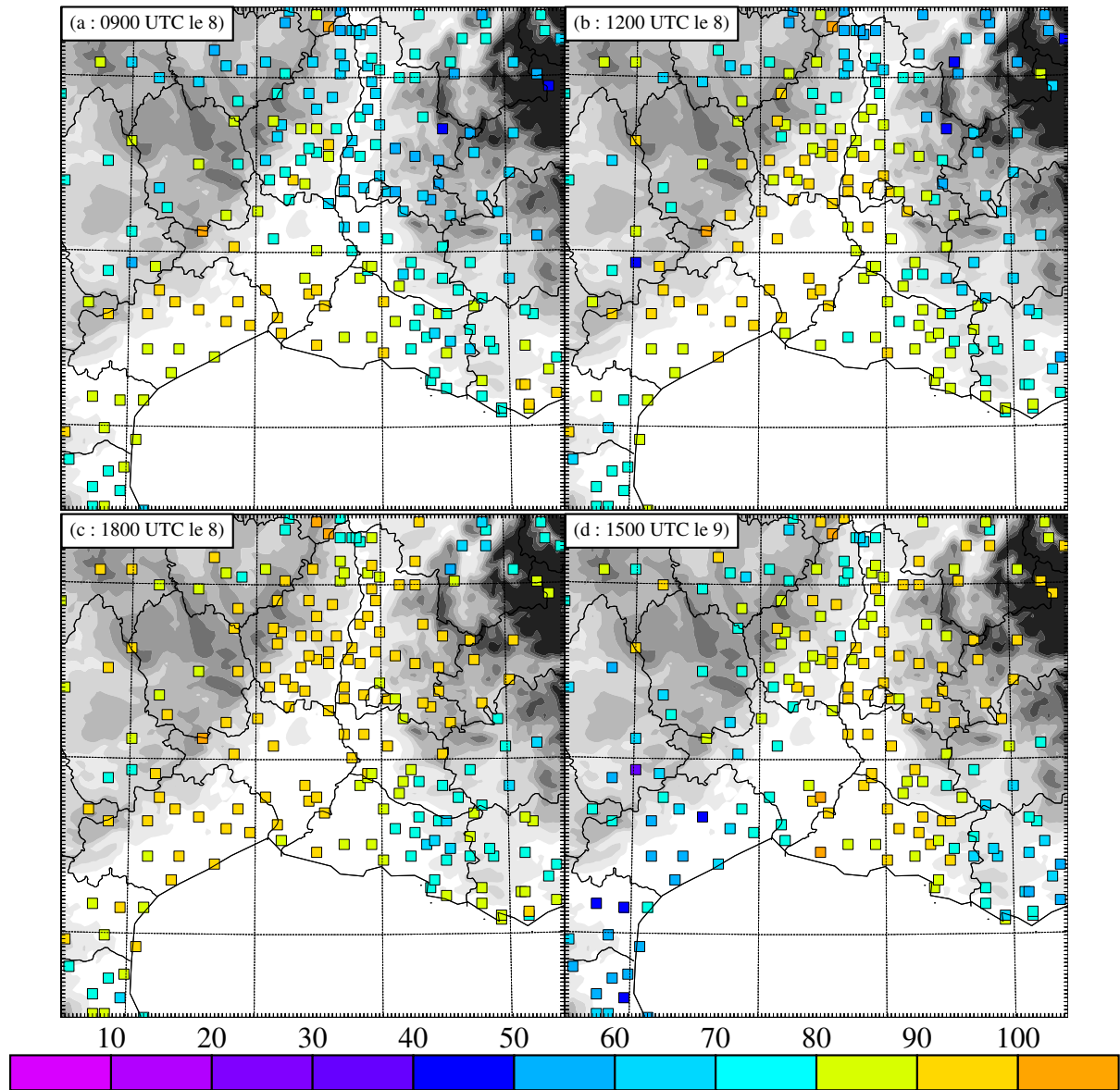


FIG. 2.9 – Humidité relative à 2 m (%). (a) 0900 UTC le 8 : la vallée du Rhône est relativement sèche tandis que les cellules convectives qui se créent au-dessus du Gard sont associées à de fortes humidités relatives ; (b) 1200 UTC le 8 : la zone de fortes humidités s'étend dans la vallée du Rhône ; (c) 1800 UTC le 8 : extension maximale des fortes humidités sur les plaines et reliefs du sud-est de la France ; (d) 1500 UTC le 9 : signature au sol du passage du front froid.

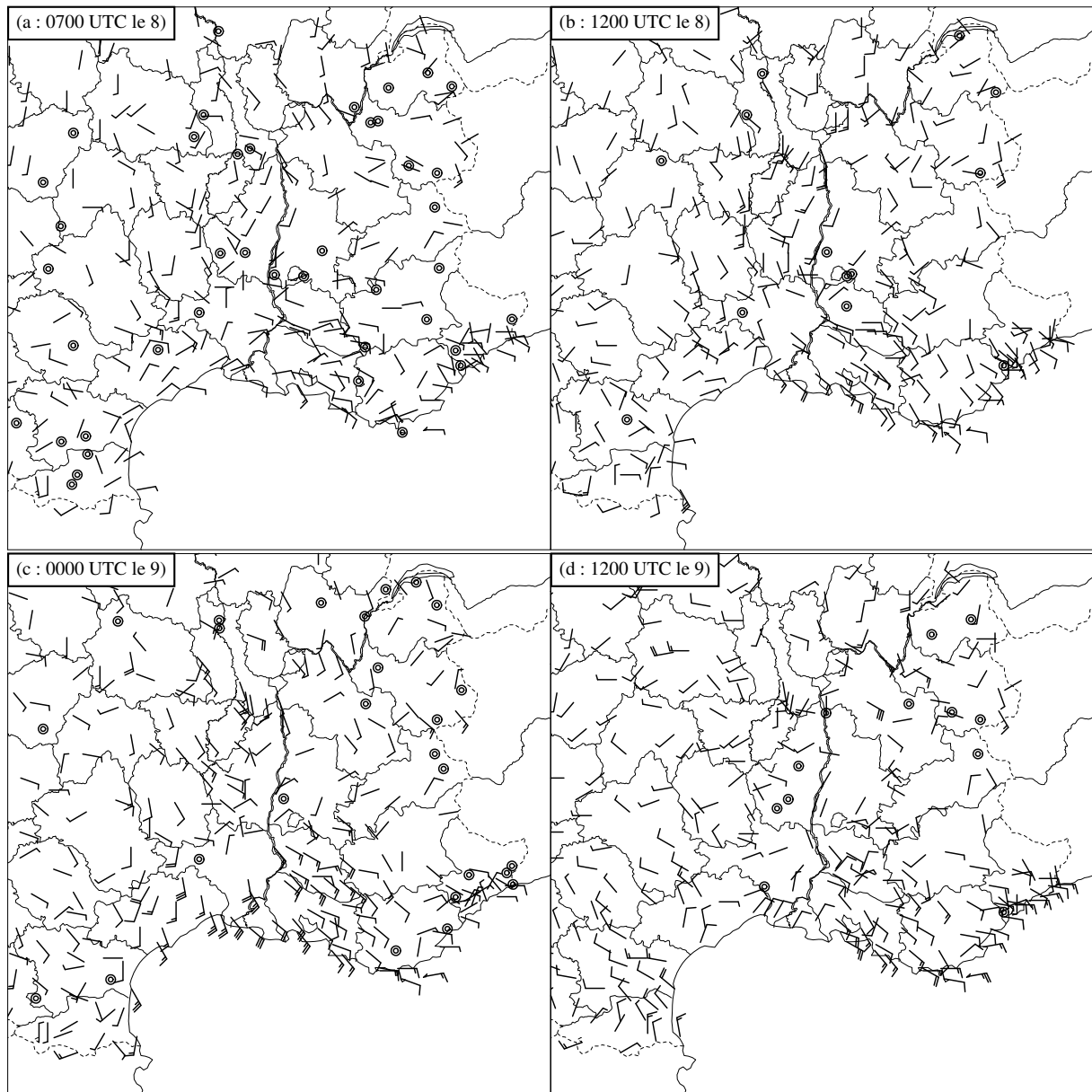


FIG. 2.10 – Vents à 10 m (kt) observés le 8 septembre 2002 à 0700 UTC (a) et 1200 UTC (b) et le 9 à 0000 UTC (c) et 1200 UTC (d).

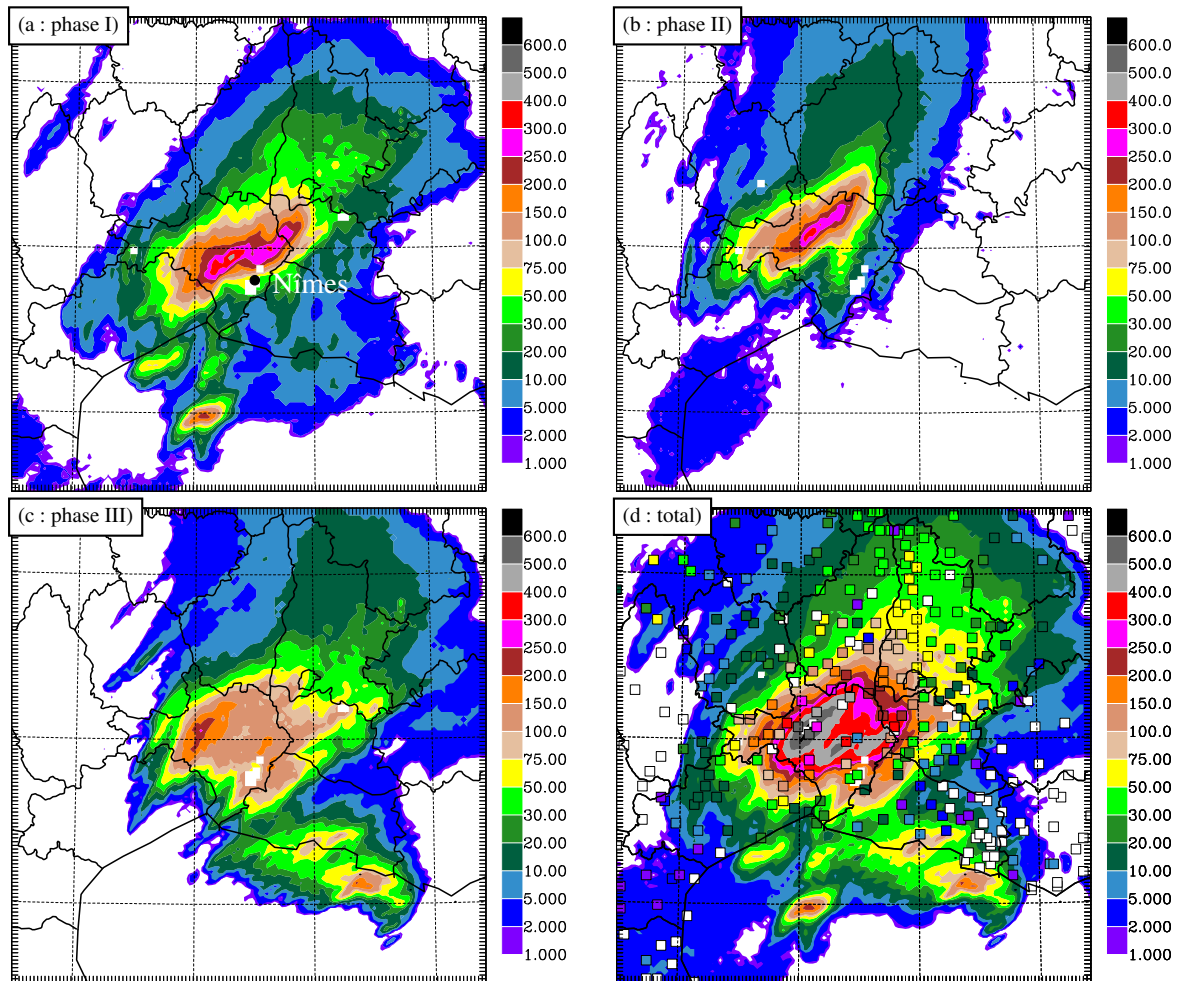


FIG. 2.11 – Cumuls des précipitations (mm) estimés par lames d'eau Hydram (radar de Nîmes recalibré après l'épisode) pour les trois phases de l'événement : 0600–2200 UTC le 8 (a), 2200 UTC le 8–0400 UTC le 9 (b), 0400–1700 UTC le 9 (c) et sur toute la durée de l'épisode de 0600 UTC le 8 à 1700 UTC le 9 (d). Les données des pluviomètres sont aussi pointées sur la vignette d.

plage d'air froid jouait un rôle crucial dans le maintien du MCS sur les plaines du Gard lors de la phase I de l'événement, en s'opposant au flux de basse couche humide du sud-est qui s'est renforcé dans l'après-midi du 8 septembre.

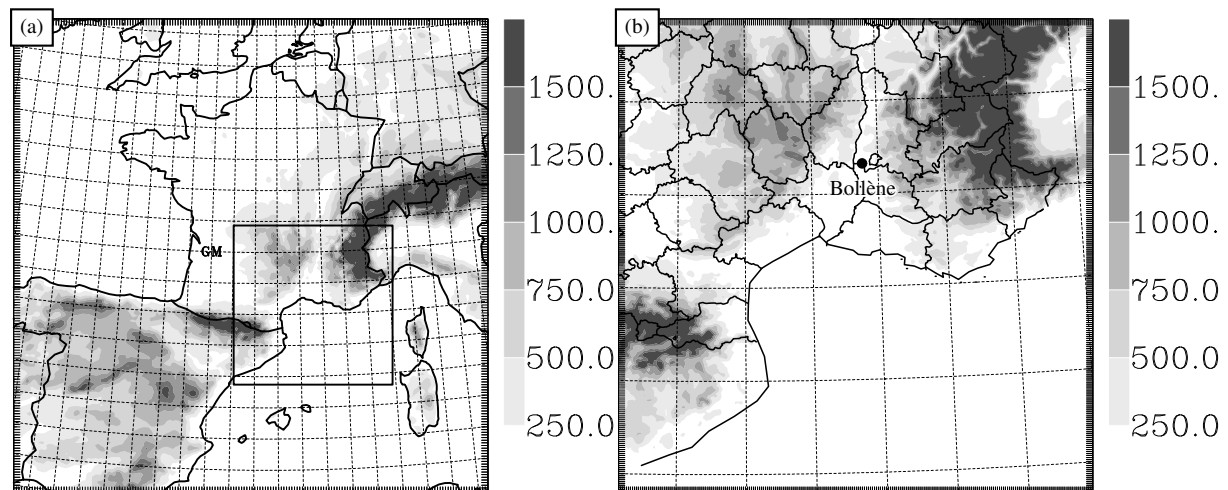


FIG. 2.12 – Domaine père (a) et fils (b). Le carré sur le domaine père indique le position du domaine fils. Le relief est représenté en grisés (en m).

### 2.3 Simulation Mésoscale des 8–9 septembre 2002

Afin de tester le simulateur radar, nous avons utilisé la simulation RAD12 présentée par Chancibault *et al.* (2006) et Nuissier *et al.* (2007). Deux domaines imbriqués avec *two-way nesting* sont utilisés. Le modèle père a une résolution horizontale de 9,6 km (Fig. 2.12a) avec  $180 \times 180$  points de grille, et le domaine fils, centré sur sud-est de la France, a une résolution de 2,4 km avec  $240 \times 240$  points de grille (Fig. 2.12b). L'état initial est obtenu par application à l'analyse Arpege à 1200 UTC le 8 septembre 2002 d'une analyse de mésoéchelle des données de surface (température et humidité à 2 mètres et vent à 10 mètres) suivie d'un ajustement de l'humidité et des hydrométéores dans les zones nuageuses et précipitantes estimées à partir des réflectivités radar et de températures de brillance Météosat dans l'infrarouge selon la méthode de Ducrocq *et al.* (2000). Les conditions aux limites pour le modèle père sont fournies par des prévisions du modèle Arpege toutes les 3 heures.

La Figure 2.13 présente les précipitations cumulées simulées par RAD12 pour les trois phases de l'événement du des 8–9 septembre 2002. La position, l'extension et l'intensité des précipitations sont assez bien reproduites par la simulation pendant la première phase du système (*cf.* Figs. 2.11a et 2.13a). Néanmoins, à partir de 2200 UTC, la simulation RAD12 commence à diverger des observations. Ceci se remarque en particulier pour les phases II et III (*cf.* Figs. 2.11bc et 2.13bc). Durant la deuxième phase, le redressement observé du système avec son orientation nord/sud est bien simulé, mais les précipitations se déplacent trop vers nord-ouest, et trop rapidement (Fig. 2.13b). Les cumuls de pluie sont également sous-estimés. L'écart aux observations s'accroît encore plus lors de la troisième phase (Fig. 2.13c).

### 2.4 Conclusion

En conclusion, nous avons vu que le modèle Mésoscale avait la capacité de simuler des phénomènes météorologiques de taille caractéristique de l'ordre du kilomètre, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les données radar, grâce notamment à un schéma microphysique suffisamment sophistiqué. Sur le cas des précipitations intenses du Gard des 8 et 9 septembre 2002, pour lequel il a été montré qu'une plage d'air froid produite par le système convectif jouait un rôle important dans la dynamique du système et dans la position des précipitations,

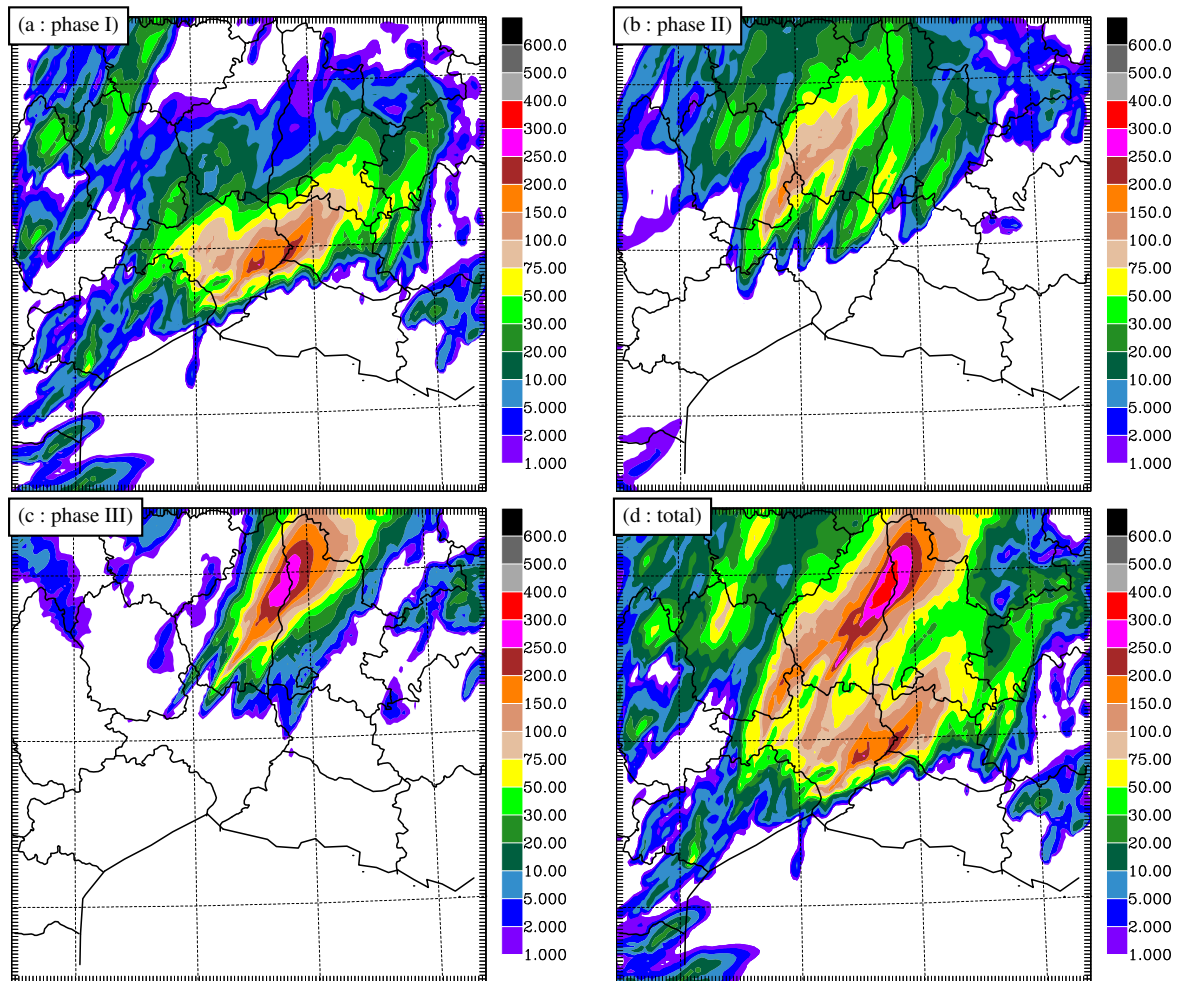


FIG. 2.13 – Cumuls des précipitations (mm) simulés par RAD12 : 1200–2200 UTC le 8 (a), 2200 UTC le 8–0400 UTC le 9 (b), 0400–1200 UTC le 9 (c) et sur toute la durée de la simulation de 1200 UTC le 8 à 1200 UTC le 9 (d).

nous avons effectué une simulation avec Més0-NH qui, grâce à une initialisation de fine échelle, a reproduit assez fidèlement les cumuls de précipitations observés lors de la première phase de l'événement convectif. Nous allons donc pouvoir utiliser cette simulation au chapitre 4 afin de tester notre simulateur radar.

## Chapitre 3

# Description du simulateur de réflectivités radar

Préalablement à cette étude, un certain nombre de simulateurs existaient sans qu'aucun ne réponde parfaitement à nos besoins. On distingue trois principaux domaines d'utilisations de ces simulations de réflectivités radar : l'étude du lien entre la mesure radar et des quantités estimées à partir des réflectivités (pluie au sol, etc.), la validation des modèles atmosphériques et l'assimilation de données.

Concernant l'étude de la mesure radar, des simulateurs ont été développés par le passé afin de relier les observations éventuellement polarimétriques aux propriétés microphysiques des hydrométéores (Bringi *et al.*, 1986a,b, Vivekanandan *et al.*, 1990). Ce type de simulateur s'occupe principalement des problèmes de diffusion pour lesquels il utilise une technique sophistiquée (matrice T dans ces cas). Ainsi les problèmes liés à la géométrie de l'appareil (courbure du faisceau, directivité de l'antenne, etc.) sont négligés.

De nombreuses études se sont attachées à relier la quantité de pluie au sol aux réflectivités radar par le biais de la simulation. La manière la plus simple de comparer ces deux quantités est de considérer une distribution d'hydrométéores et de calculer directement le facteur de réflectivité et le taux de précipitation constant. C'est ainsi que Chandrasekar et Bringi (1987) ont étudié l'influence de la variation de la distribution granulométrique des gouttes de pluie sur la relation entre la réflectivité radar et le taux de précipitation au sol. Dans cette étude, la diffusion est de type Rayleigh et les hydrométéores considérés sont uniquement les gouttes de pluie. Cependant, les réflectivités sont mesurées en altitude alors que la pluie est mesurée au sol. L'idée suivante a donc consisté à introduire un modèle générant des précipitations de manière stochastique (Giuli *et al.*, 1993, 1994, Krajewski *et al.*, 1993, 1996, Capsoni et D'Amico, 1995, 1998). Ces simulateurs tiennent compte des effets de propagation et de directivité de l'antenne. Souvent, seule la pluie est prise en compte (Giuli *et al.*, 1993, 1994, Capsoni *et al.*, 2001), mais parfois des hydrométéores en phase solide ou mixte sont également simulés (Anagnostou et Krajewski, 1997). Des techniques sophistiquées sont parfois utilisées pour simuler la diffusion par les hydrométéores (matrice T pour Anagnostou et Krajewski, 1997 par exemple). Le simulateur d'Anagnostou et Krajewski (1997), qui est le plus raffiné, ne tient cependant pas compte d'un certain nombre d'effets tels que la propagation anormale, les échos fixes et les masques partiels qui sont particulièrement gênants en région montagneuse. Delrieu *et al.* (1995) et Pellarin *et al.* (2002) ont développé un simulateur spécifiquement destiné à étudier l'estimation de la pluie au sol en région montagneuse en estimant à la fois les réflectivités dues aux hydrométéores et au relief. Ce dernier simulateur est assez raffiné puisqu'il tient compte de la bande finie du récepteur, mais par contre la méthode de calcul de la diffusion est très simple (Rayleigh) et la



propagation anormale n'est pas non plus considérée.

L'évaluation de quantités estimées à partir des réflectivités ne s'est pas limitée au taux de précipitations au sol puisque Boudevillain et Andrieu (2003) ont simulé des données radar afin d'évaluer la précision de l'estimation du contenu intégré en eau liquide (VIL). Par rapport, aux simulateurs précédemment cités, ce dernier utilise une technique de calcul de la diffusion relativement complexe (Mie, 1908). Cependant, la géométrie du radar n'est pas prise en compte ; en effet, seule la dimension verticale est utilisée.

Pour la validation des modèles atmosphériques, il existe essentiellement deux approches. La première, qui est celle qui a été développée dans les post-traitements de Méso-NH afin de valider les sorties de ce modèle atmosphérique (Richard *et al.*, 2003), consiste à effectuer chaque calcul d'observation radar en points de grille. Par conséquent, dans ce type de simulateurs, la géométrie du faisceau radar et l'atténuation ne sont pas pris en compte. L'autre approche consiste à simuler des volumes radar, un peu à la manière de ce qui a été fait pour l'étude de l'estimation de la pluie par les radars (comme par exemple Anagnostou et Krajewski, 1997), sauf que le modèle atmosphérique remplace le générateur stochastique de pluie. C'est cette seconde approche qui a été retenue pour valider les sorties du modèle de prévision météorologique à mésoéchelle LM. Ce simulateur élaboré, appelé RSM, (Haase et Crewell, 2000, Haase et Fortelius, 2001) utilise des lois de distribution différentes pour chaque type d'hydrométéore prévu par le modèle, tient compte de la courbure du faisceau, de l'atténuation et utilise la théorie de Mie (1908) pour calculer les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction. Cependant, la fonction de directivité de l'antenne et le problème de bande passante finie ne sont pas pris en compte.

Les opérateurs d'observations utilisés pour assimiler des données radar sont usuellement basiques. Ainsi, l'opérateur d'observation utilisé par Sun et Crook (1997) est du même niveau de complexité que le simulateur Méso-NH (diffusion de Rayleigh, atténuation et fonctions de poids non prises en compte). Dans des études plus récentes, les différentes versions de ce type d'opérateur d'observation sont un peu plus raffinées (Sun et Crook, 2001, et Crook et Sun, 2002, ont ainsi tenu compte de l'élargissement du faisceau radar sur la verticale) mais restent encore très simples (diffusion de Rayleigh et atténuation négligée).

Cette rapide revue montre qu'aucun simulateur existant ne répondait à nos besoins de manière satisfaisante. Nous présentons ci-dessous le nouveau simulateur de réflectivités radar qui a été développé dans les post-traitements de Méso-NH. Pour construire le simulateur radar, il faut estimer les différentes contributions à l'Éq. (1.14) pour en déduire le facteur de réflectivité équivalent estimé  $\bar{z}_e$  ; pour ce faire, la localisation de la cible ( $r_0$ ), les fonctions de poids angulaire ( $f^2$ ) et radiale ( $L$ ), la réflectivité ( $\eta$ ), ainsi que l'atténuation doivent être modélisées et estimées (voir Fig. 3.1). Pour chacune des composantes à prendre en compte, différentes possibilités de niveaux de complexité variables sont présentées. Nous exposons les arguments scientifiques et techniques (c'est-à-dire spécifiques à la configuration propre à Méso-NH et/ou la chaîne d'assimilation d'Arome) qui ont mené à sélectionner un nombre restreint de modélisations pour chaque processus physique.

### 3.1 Fonction de directivité d'antenne

Le radar émet un signal qui dépend de la géométrie de son antenne. Il est conçu de façon à émettre une puissance maximale dans une direction donnée d'ouverture la plus réduite pos-

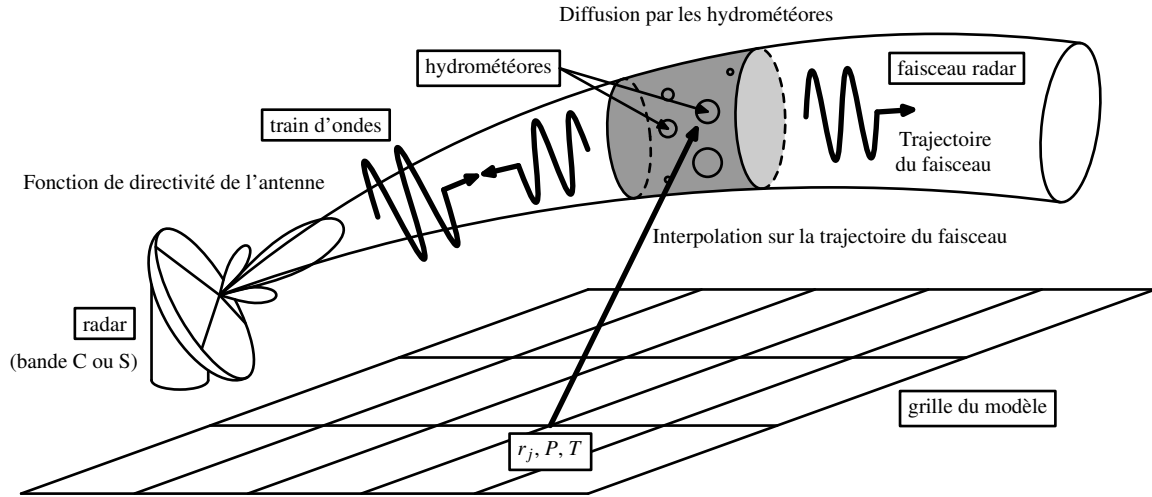


FIG. 3.1 – Schéma détaillant les différents éléments à modéliser en vue de réaliser un simulateur de réflectivités.

sible de façon à obtenir une grande précision sur la localisation de la cible en angle. On doit pouvoir déterminer la fonction de directivité  $f^2$  (ou *fonction de distribution du gain d'antenne normalisée* ; en anglais, *antenna directivity function*, *radiation pattern*, ou encore *power density pattern*) exacte de l'antenne à partir de considérations géométriques. Ainsi pour une antenne en forme de paraboloïde de révolution, éclairée par une source au point focal, dont l'éclairage est en  $(1 - 4(\rho/\mathcal{D})^2)^2$  ( $\rho$  distance à l'axe ;  $\mathcal{D}$  diamètre de l'antenne), la *fonction d'émission en puissance normalisée* est théoriquement (Sherman, 1970 ; Doviak et Zrnić, 1993)

$$f^2(\vartheta') = \left( \frac{8J_2\left(\frac{\pi\mathcal{D}\sin\vartheta'}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi\mathcal{D}\sin\vartheta'}{\lambda}\right)^2} \right)^2, \quad (3.1)$$

où  $J_n$  est la fonction de Bessel de première espèce du  $n$ ième ordre et est définie par

$$J_n(z) \equiv \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(z \sin \vartheta' - n\vartheta') d\vartheta'. \quad (3.2)$$

En pratique la fonction d'émission est souvent modélisée par une fonction analytique plus simple. Par exemple, Giuli *et al.* (1994) ont utilisé une interpolation polynômiale de la fonction d'antenne réelle (c'est-à-dire mesurée) du radar pour simuler l'anisotropie de la fonction de directivité sur la verticale. Mais l'approche qui a été la plus utilisée est celle consistant à approcher la fonction d'émission par une somme de gaussiennes dont chaque terme correspond à un lobe (Battan, 1973). La largeur angulaire des lobes secondaires est approchée par la moitié de l'*ouverture angulaire du faisceau radar* à  $-3$  dB du lobe principal (notée  $\Delta\vartheta$ ). Les gaussiennes centrées autour des maxima secondaires sont ensuite sommées et pondérées par les puissances maximales de ces lobes secondaires. On peut donc écrire

$$f^2(\vartheta') = e^{-4\ln 2 \left(\frac{\vartheta'}{\Delta\vartheta}\right)^2} + \sum_k A_k e^{-16\ln 2 \left(\frac{\vartheta' - \vartheta'_k}{\Delta\vartheta}\right)^2}, \quad (3.3)$$

où  $A_k$  et  $\vartheta'_k$  sont des constantes. Cette approche a notamment été utilisée par Capsoni et

D'Amico (1998) avec trois lobes secondaires. Une approximation très courante consiste cependant à ne retenir que le premier terme de l'Éq. (3.3) :

$$f^2(\vartheta') = e^{-4\ln 2 \left(\frac{\vartheta'}{\Delta\vartheta}\right)^2}. \quad (3.4)$$

Cette approximation est valable dès lors que le lobe secondaire a une amplitude très inférieure à celle du lobe principal (typiquement 20 dB).

Avec la formule retenue pour  $f^2$ , il s'agit alors d'évaluer l'intégrale bidimensionnelle suivante (Probert-Jones, 1962) qui intervient dans l'Éq. (1.14) :

$$I = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^4(\vartheta', \phi') \xi(\underline{r}) \sin \vartheta' d\vartheta' d\phi' \quad (3.5)$$

où  $\xi$  est la quantité radar mesurée, qui vaut par exemple  $\eta l^2$  pour les réflectivités. La réflectivité (ou toute autre grandeur radar mesurée) n'est pas nécessairement constante dans l'ouverture angulaire. Dans ce cas,  $\xi$  peut être estimé par  $\bar{\xi}$  (Sun et Crook, 2001, Crook et Sun, 2002, Xue *et al.*, 2006) :

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_k f^4(\vartheta') \xi_k \Delta z}{\sum_k f^4(\vartheta') \Delta z}, \quad (3.6)$$

où  $\Delta z$  est l'espacement entre deux niveaux verticaux du modèle, les  $\xi_k$  sont les quantités radar simulées au niveau  $k$  du modèle et  $f^4(\vartheta')$  est donné par l'Éq. (3.4). Salonen (2002), Salonen *et al.* (2003) et Salonen et Järvinen (2004) ont également employé une modélisation analogue de l'élargissement du faisceau sur la verticale. Anagnostou et Krajewski (1997) et Delrieu *et al.* (2005) ont utilisé ce type de modèle en y ajoutant la prise en compte de l'élargissement du faisceau sur l'horizontale.

Une approximation plus forte consiste à supposer que la puissance émise est isotrope dans un cône d'ouverture généralement égale à la puissance maximale moins 3 dB (c'est-à-dire pour une puissance maximale divisée par deux). Dans ce cas, il faut corriger le gain total sous peine de grands écarts entre valeurs théoriques et mesurées. La manière la plus courante d'effectuer cette correction est de supposer le faisceau gaussien et d'intégrer sur une petite ouverture angulaire en supposant que la réflectivité y est constante, bref de calculer un gain moyen (Probert-Jones, 1962) :

$$g^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^4(\vartheta', \phi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\phi' \simeq g^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-8\ln 2 \frac{\vartheta'^2}{\Delta\vartheta^2}} d\vartheta' \int_{-\infty}^{\infty} e^{-8\ln 2 \frac{\phi'^2}{\Delta\vartheta^2}} d\phi' \simeq g^2 \frac{\pi(\Delta\vartheta)^2}{8\ln 2}. \quad (3.7)$$

Cette approximation, qui est la plus simple, est largement utilisée dans la littérature. Ainsi, Sun et Crook (1997, 1998), Xiao *et al.* (2007), etc. ont employé cette formulation. Cependant elle ne tient pas compte de l'élargissement du faisceau avec la distance.

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** Le degré de complexité de la modélisation du diagramme d'émission des antennes radar a été choisi en fonction des caractéristiques des réseaux de radars météorologiques opérationnels, et plus particulièrement du réseau Aramis couvrant la France. Pour ces radars, la différence de puissance entre le maximum de la fonction de directivité et les maxima des lobes secondaires est supérieure à 20 dB. La contribution de ces derniers au signal reçu par l'antenne radar est donc négligeable dans la plupart des cas. Il

est donc logique de modéliser la fonction de directivité de l'antenne par une gaussienne qui n'ajuste que le lobe principal (Éq. (3.4)).

Pour le simulateur radar, nous désirons pouvoir tenir compte de l'élargissement du faisceau radar sur la verticale et l'horizontale comme Anagnostou et Krajewski (1997) et Delrieu *et al.* (2005). On réalise cette intégration par deux *quadratures de Gauss-Hermite* (Press *et al.*, 1986) successives après avoir approché  $I$  par

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-8 \ln 2 \frac{\vartheta'^2}{\Delta \vartheta^2}} e^{-8 \ln 2 \frac{\phi'^2}{\Delta \vartheta'^2}} \xi(r) d\vartheta' d\phi'. \quad (3.8)$$

Après changement de variable  $x = \sqrt{8 \ln 2} \vartheta' / \Delta \vartheta$ , l'angle de demi-ouverture à  $-3$  dB (c'est-à-dire  $\Delta \vartheta / 2$ ) correspond à  $x = \sqrt{2 \ln 2} \simeq 1,18$ . Ainsi :

$$I = \frac{(\Delta \vartheta)^2}{8 \ln 2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} \xi \left( r_0, \vartheta_0 + \frac{x \Delta \vartheta}{\sqrt{8 \ln 2}}, \phi_0 + \frac{y \Delta \vartheta}{\sqrt{8 \ln 2}} \right) dy dx, \quad (3.9)$$

$$\simeq \frac{(\Delta \vartheta)^2}{8 \ln 2} \sum_{i=0}^{n_H} \sum_{j=0}^{n_V} v_i w_j \xi \left( r_0, \vartheta_0 + \frac{x_i \Delta \vartheta}{\sqrt{8 \ln 2}}, \phi_0 + \frac{y_j \Delta \vartheta}{\sqrt{8 \ln 2}} \right), \quad (3.10)$$

où les  $x_i$  et  $y_j$  sont les abscisses de la quadrature de Gauss-Hermite, les  $v_i$  et  $w_j$  sont les poids correspondants, et  $n_H$  et  $n_V$  sont les nombres de points des quadratures respectivement horizontale et verticale.

Le Tableau 3.1 rappelle les abscisses et poids correspondants de la quadrature de Gauss-Hermite. À  $n = 7$ , les poids affectés aux valeurs extrêmes des abscisses sont très faibles par rapport aux autres poids et en particulier par rapport au poids affecté au point central. Par ailleurs, pour des  $n$  trop importants, les valeurs extrêmes des abscisses sont en-dehors du cône d'ouverture à  $-3$  dB ( $x > 1,18$ ) et la modélisation du lobe principal par une gaussienne est de moins en moins justifiable.

Pour évaluer la sensibilité au nombre de points retenus pour la quadrature, nous avons calculé les réflectivités à partir des données des simulations Mésos-NH présentées au chapitre précédent en considérant un faisceau radar d'élévation  $1,4^\circ$  pour le radar en bande C de Nîmes (Fig. 3.2). Nous avons fait varier le nombre de points de 1 à 7 pour la quadrature sur la verticale. Il existe des différences autour de 100 km de distance du radar, pour un nombre de points supérieur à 1. Ceci est sans doute dû à la présence d'un fort gradient vertical de réflectivité (bande brillante). Sur l'horizontale, le fait que l'intégration se fasse à une échelle inférieure à la maille (de taille  $2,4 \times 2,4 \text{ km}^2$ ) explique qu'il n'y ait pas de différence sensible entre la réflectivité évaluée au centre du faisceau et celle calculée par quadrature. Ainsi, nous avons choisi de ne pas discrétiser le faisceau sur l'horizontale. Par ailleurs, 3 points sur la verticale semblent un bon compromis entre efficacité numérique, réalisme de la fonction de directivité de l'antenne, et prise en compte des gradients importants de réflectivité. Pour les zones à forte résolution verticale du modèle atmosphérique, cette méthode risque cependant de sous-échantillonner les données prévues au-delà d'une certaine distance au radar (à 100 km, un faisceau de largeur  $1^\circ$  est échantillonné tous les 900 m sur la verticale avec 3 points de quadrature sur la verticale).

Afin de se rapprocher de la résolution du modèle sur la verticale, il est possible de calculer  $I$  par une autre méthode, car nous avons vu *supra* qu'ajouter des points dans la quadrature de Gauss-Hermite n'est pas satisfaisant. Comme il est possible de réduire les intervalles d'intégration de l'intégrale double  $I$  à  $[-\Delta \vartheta / 2, \Delta \vartheta / 2]$  en gardant une précision correcte (Probert-Jones,

$n$										
1	abscisse poids			0 1,77						
2	abscisses poids			-0,707 0,886	0,707 0,886					
3	abscisses poids			-1,22 0,295	0 1,18	1,22 0,295				
4	abscisses poids			-1,65 $8,13 \cdot 10^{-2}$	-0,525 0,805	0,525 0,805	1,65 $8,13 \cdot 10^{-2}$			
5	abscisses poids			-2,02 $2,00 \cdot 10^{-2}$	-0,959 0,394	0 0,945	0,959 0,394	2,02 $2,00 \cdot 10^{-2}$		
6	abscisses poids			-2,35 $4,53 \cdot 10^{-3}$	-1,34 0,157	-0,436 0,725	0,436 0,725	1,34 0,157	2,35 $4,53 \cdot 10^{-3}$	
7	abscisses poids			-2,65 $9,72 \cdot 10^{-4}$	-1,67 $5,45 \cdot 10^{-2}$	-0,816 0,426	0 0,810	0,816 0,426	-1,67 $5,45 \cdot 10^{-2}$	-2,65 $9,72 \cdot 10^{-4}$

TAB. 3.1 – Abscisses et poids correspondants de la quadrature de Gauss-Hermite en fonction du nombre de points.

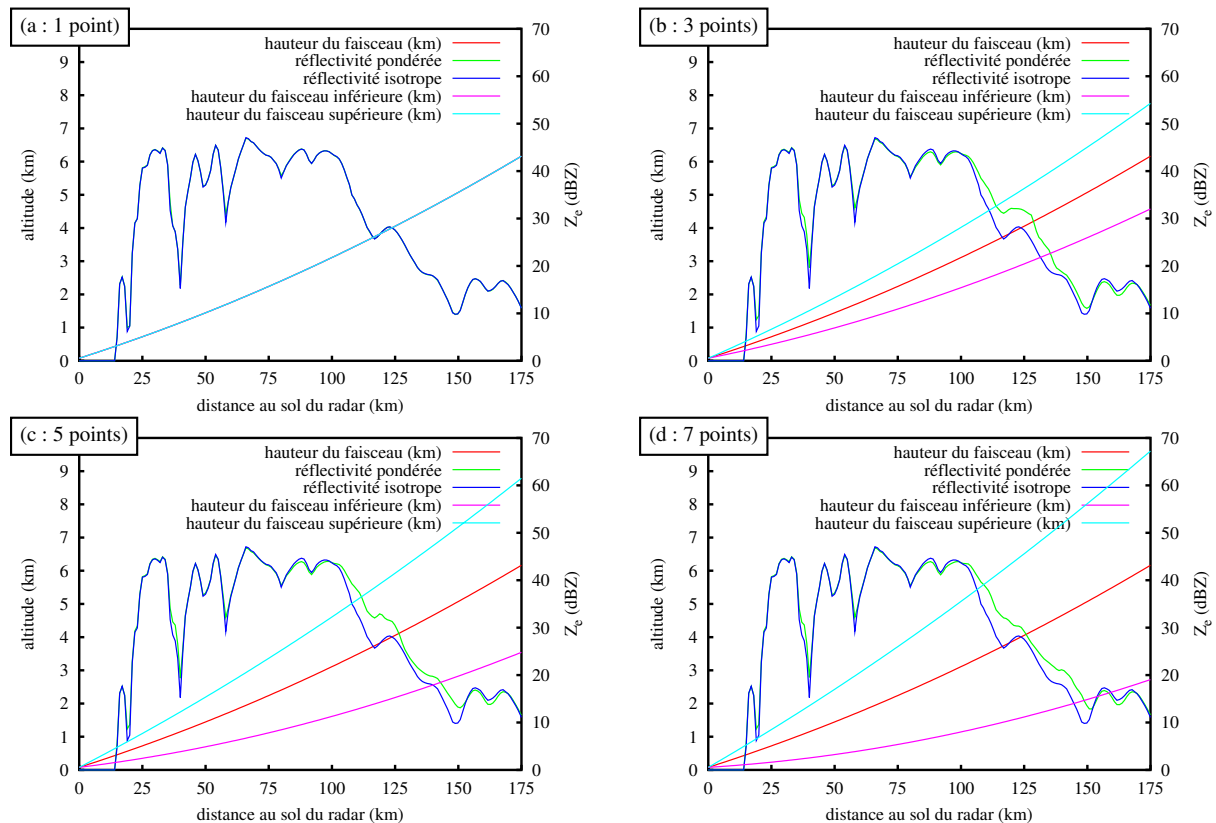


FIG. 3.2 – Réflexivité (dBZ) simulée à partir des données de Meso-NH, pondérée ou uniquement calculée à partir du point central du faisceau (c'est-à-dire situé à la hauteur moyenne), pour 3 points de quadrature horizontale, et 1 (a), 3 (b), 5 (c) et 7 (d) points de quadrature verticale. La hauteur de faisceau (km MSL) maximale, minimale et moyenne est aussi indiquée. (simulation du radar de Nîmes, à partir de la prévision Meso-NH le 8 septembre 2002 à 2100 UTC, az. 35° à une élévation de 1,4°).

nombre de points	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
résolution verticale (en m)	1000	680	450	320	240	180	140	120	95	80	68

TAB. 3.2 – Résolution verticale du radar à 100 km obtenue par le simulateur en fonction du nombre de points utilisés par la quadrature de Gauss-Legendre.

1962), on peut alors effectuer une *quadrature de Gauss-Legendre* pour calculer  $I$  :

$$I \simeq \int_{-\Delta\vartheta/2}^{\Delta\vartheta/2} \int_{-\Delta\vartheta/2}^{\Delta\vartheta/2} e^{-8\ln 2 \frac{\vartheta^2}{\Delta\vartheta^2}} e^{-8\ln 2 \frac{\phi^2}{\Delta\vartheta^2}} \xi(r) d\vartheta d\phi, \quad (3.11)$$

$$\simeq \frac{(\Delta\vartheta)^2}{4} \int_{-1}^1 e^{-2\ln 2 x^2} \int_{-1}^1 e^{-2\ln 2 y^2} \xi \left( r_0, \vartheta_0 + \frac{x\Delta\vartheta}{2}, \phi_0 + \frac{y\Delta\vartheta}{2} \right) dy dx, \quad (3.12)$$

$$\simeq \frac{(\Delta\vartheta)^2}{4} \sum_{i=0}^{n_H} \sum_{j=0}^{n_V} v_i w_j e^{-2\ln 2 x_i^2} e^{-2\ln 2 y_j^2} \xi \left( r_0, \vartheta_0 + \frac{x_i \Delta\vartheta}{2}, \phi_0 + \frac{y_j \Delta\vartheta}{2} \right), \quad (3.13)$$

où cette fois-ci les  $x_i$  et  $y_j$  d'une part, et les  $v_i$  et  $w_j$  d'autre part, sont respectivement les abscisses et poids correspondants de la quadrature de Gauss-Legendre. Cette méthode a l'inconvénient de ne pas particulièrement prendre en compte la forme gaussienne de la fonction à intégrer. Cela a pour conséquence de rendre inexacte l'évaluation de l'intégrale en un point. Il faut donc discrétiser sur l'horizontale et la verticale en plusieurs points pour obtenir une approximation satisfaisante sous peine de surestimer les réflectivités. On peut néanmoins supprimer cette quadrature sur l'horizontale pour les mêmes raisons que précédemment et ne la conserver que sur la verticale. Le Tableau 3.2 montre la résolution verticale en fonction du nombre de points résolus pour la quadrature de Gauss-Legendre pour une ouverture de  $1^\circ$  à 100 km du radar. Il faut beaucoup de points (12) pour obtenir la résolution maximale de Méso-NH dans les basses couches à 100 km, alors que plus haut, on effectuera des calculs sous-maille. L'idéal serait une méthode d'intégration qui s'adapte à la résolution du modèle.

Les deux types de quadratures, Gauss-Hermite et Gauss-Legendre, sont implémentés dans le simulateur. On peut considérer que lorsqu'on veut discrétiser le faisceau avec un à trois angles d'intégration, il est préférable d'utiliser une quadrature de Gauss-Hermite, et qu'au-dessus de trois points, la quadrature de Gauss-Legendre donne de meilleurs résultats. Enfin on peut remarquer que l'approximation de Probert-Jones (1962) faite pour l'Éq. (3.7) est obtenue pour un point d'intégration avec la quadrature de Gauss-Hermite.

## 3.2 Fonction de poids radiale

Le train d'ondes émis par le radar peut être décomposé en série de Fourier. Comme le récepteur n'amplifie qu'une partie des composantes spectrales comprise dans une bande, il est nécessaire d'évaluer les pertes dues à la bande passante du récepteur ; elles peuvent s'écrire ainsi :

$$L(r) = |W(r_0 - r)|^2, \quad (3.14)$$

où  $W$  est une fonction de poids radiale qui permet de prendre en compte ce phénomène. Doviak et Zrníc (1993) ont proposé l'expression suivante pour  $W$  :

$$W(x) = \frac{1}{2} \left( \operatorname{erf} \left( \frac{\pi B_6}{2\sqrt{\ln 2}} \left( \frac{2x}{c} + \frac{\tau}{2} \right) \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{\pi B_6}{2\sqrt{\ln 2}} \left( \frac{2x}{c} - \frac{\tau}{2} \right) \right) \right), \quad (3.15)$$

où  $B_6$  est la largeur de bande du récepteur à  $-6$  dB et erf est la *fonction d'erreur* définie par :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt, \quad (3.16)$$

Doviak et Zrnić (1993) ont également estimé la longueur du volume de résolution à  $-6$  dB (correspondant à une puissance 4 fois moindre que la puissance de crête) par

$$r_6 = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi B_6 \tau} \frac{c\tau}{2} \operatorname{argch} \left( 2 + \operatorname{ch} \frac{\pi B_6 \tau}{2\sqrt{\ln 2}} \right). \quad (3.17)$$

Lorsque la fonction de poids radiale n'est pas triviale, le volume ainsi défini doit être discrétisé afin de tenir compte du poids relatif de la puissance reçue dans le calcul de la réflectivité. Les Éqs. (3.15) et (3.17) ont ainsi été utilisées par Capsoni et D'Amico (1998) pour simuler le phénomène de bande passante finie. Lorsqu'on ne discrétise pas la porte sur la longueur ou qu'on considère que la bande du récepteur est infinie, la fonction de poids radiale est modélisée par une fonction créneau de valeur maximale 1 et d'extension spatiale

$$r_\infty = \lim_{B_6 \tau \rightarrow \infty} r_6 = \frac{c\tau}{2}. \quad (3.18)$$

et l'intégrale faisant intervenir  $L(r)$  dans l'Éq. (1.14) est alors approchée par

$$\int_0^\infty L(r) dr = \frac{c\tau}{2}. \quad (3.19)$$

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** La longueur d'une porte (quelques centaines de mètres au plus pour les radars du réseau Aramis) est inférieure à la maille ( $\Delta x > 1$  km) des données du modèle. Par conséquent, il ne semble pas pertinent de prendre en compte la fonction de poids radiale due à la bande passante du récepteur radar. Ce choix implique que l'on peut sortir tout ce qui ne dépend que de la distance au radar de l'intégrale volumique dans l'Éq. (1.14) et écrire respectivement pour  $c\tau \ll r$  :

$$\bar{z}_e(\mathbf{r}_0) = \frac{8\lambda^4 \ln 2}{\pi^6 (\Delta \vartheta)^2 |K_w|^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \eta(\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2 f^4(\vartheta, \phi) \sin \vartheta d\vartheta d\phi. \quad (3.20)$$

La réflectivité (et les autres quantités simulées) sera donc évaluée radialement uniquement au centre de chaque porte.

### 3.3 Courbure du faisceau

L'équation Éq. (1.14) fait intervenir un vecteur  $\mathbf{r}_0$ . Comme l'*indice de réfraction de l'air*  $n$  n'est pas constant, mais dépend de la pression, de la température et du taux d'humidité (et plus faiblement de la longueur d'onde), les ondes émises par le radar ne se propagent pas de façon rectiligne, c'est-à-dire que le vecteur  $\mathbf{r}_0$  n'a pas une direction constante. La trajectoire suivie par le faisceau est gouvernée par la *loi de Descartes*.

Une première méthode consiste donc à calculer en chaque porte l'indice de réfraction de l'air et ainsi d'en déduire la courbure du faisceau radar. Par commodité, c'est plutôt la *réflectivité* définie par

$$N \equiv (n - 1) 10^6 \quad (3.21)$$

qui est utilisée à la place de l'indice de réfraction. À partir de considérations expérimentales, Smith et Weintraub (1953) ont déduit

$$N = 0,776 \frac{p}{T} - 0,06 \frac{e}{T} + 3,75 \cdot 10^3 \frac{e}{T^2}, \quad (3.22)$$

où  $p$  est la pression totale,  $e$  la pression partielle de vapeur d'eau (les deux en Pa), et  $T$  est la température absolue en K. Ils ont estimé que la formule approchée suivante

$$N = \frac{0,776}{T} \left( p + 4\,810 \frac{e}{T} \right) \quad (3.23)$$

était bonne à 0,5% en  $N$  pour des fréquences jusqu'à 30 GHz et pour  $T \in [-50^\circ\text{C}; 40^\circ\text{C}]$ ,  $p \in [200 \text{ hPa}; 1\,100 \text{ hPa}]$  et  $e \in [0 \text{ hPa}; 30 \text{ hPa}]$ . D'autres auteurs, comme Essen et Froome (1951), ont donné d'autres constantes, mais Bean et Dutton (1968) ont précisé que « les différences de constantes dans l'expression de  $N$  étaient petites en comparaison de l'erreur inhérente à la formule ». Pour cette méthode d'estimation de la trajectoire du faisceau, la qualité et la précision du chemin calculé est conditionnée par le modèle fournissant la température, l'humidité et la pression. Haase et Crewell (2000), Haase et Fortelius (2001), Salonen (2002), Salonen *et al.* (2003) et Salonen et Järvinen (2004) ont modélisé la trajectoire du faisceau radar à l'aide d'une telle méthode.

Une seconde méthode communément utilisée pour modéliser la trajectoire du faisceau radar est le *modèle du rayon terrestre effectif* (ou modèle linéaire). Ce modèle, introduit par Schelleng *et al.* (1933), consiste à introduire un rayon de la Terre fictif (voir par exemple Doviak et Zrnić, 1993)

$$a_e = \frac{a}{1 + \frac{a}{n} \frac{dn}{dh} \cos \vartheta}, \quad (3.24)$$

où  $a$  est le rayon de la Terre et  $h$  est l'altitude au-dessus de la surface. Si en plus on suppose que  $n$  est proche de 1, que l'angle de site est faible (c'est-à-dire que  $\cos \vartheta \simeq 1$ ), et qu'enfin l'indice de réfraction varie linéairement avec l'altitude ( $dn/dh = -1/(4a)$ ), alors  $a_e = 4a/3$ . En utilisant la *loi de Descartes* en coordonnées sphériques (Bean et Dutton, 1968) :

$$(a + h)n(h) \cos \vartheta = \text{Cste}, \quad (3.25)$$

on peut alors calculer analytiquement la hauteur de chaque porte  $h$  et leur distance au radar projetée sur la surface de la Terre  $s$  :

$$h(r) = \sqrt{r^2 + a_e^2 + 2ra_e \sin \vartheta_0} - a_e + h(0), \quad (3.26)$$

$$s = a_e \arcsin \left( \frac{r \cos \vartheta_0}{a_e + h} \right), \quad (3.27)$$

où  $r$  est la distance mesurée par le radar que l'on estime par la différence de temps entre l'émission et la réception du train d'ondes rétrodiffusé.

En comparant avec des données climatologiques, Bean et Dutton (1968) ont montré que le gradient linéaire de  $n$  du modèle du rayon effectif terrestre s'éloigne de la réalité au fur et à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère, mais qu'il est climatologiquement réaliste jusqu'à 3 km d'altitude. Cependant la trajectoire du faisceau est fortement conditionnée par les basses couches et  $n$ , tout en restant proche de 1, peut varier beaucoup sur de courtes distances dans les basses couches de l'atmosphère.



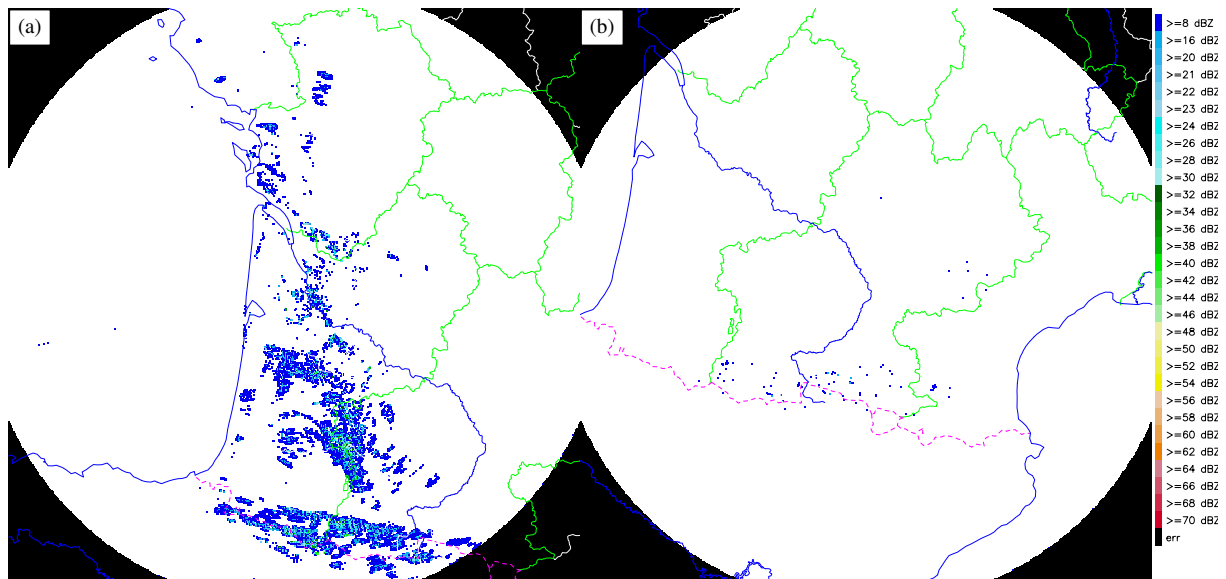


FIG. 3.3 – Réflectivités du 3 février 2004 à 0000 UTC pour les radars de Bordeaux (a) et Toulouse (b).

Quand le gradient vertical de  $n$  diffère de  $-1/(4a)$ , la trajectoire suivie diffère également de celle estimée à partir des Éqs. (3.26) et (3.27) et on parle de *propagation anormale*. Si  $dn/dh < -1/(4a)$ , on la qualifie de *supraréfraction* (ou *superréfraction*, en anglais *super-refraction*). Il arrive que le gradient de  $n$  soit inférieur à  $-1/a$ , auquel cas on dit que le faisceau radar est *piégé* : il finit par heurter le sol. Quand au contraire  $dn/dh > -1/(4a)$ , on parle d'*infraréfraction* (ou *subréfraction*, en anglais *subrefraction*).

Battan (1973) a listé différentes conditions propices aux propagations anormales comme par exemple :

- le rayonnement nocturne lors des nuits dégagées, et particulièrement l'été quand le sol est humide, qui mène à une inversion de température au sol et à une décroissance rapide de l'humidité avec l'altitude,
- l'air chaud et sec s'écoulant au-dessus d'eau plus froide qui est refroidi et enrichi en humidité dans les basses couches,
- l'air froid qui s'épanche à la base d'un orage et produit une inversion de température dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol.

La Figure 3.3 présente un exemple de propagation anormale. Le radar de Bordeaux voit énormément d'échos tandis que celui de Toulouse n'en voit pas. Ceci est dû à un profil particulier de l'atmosphère (forte inversion nocturne dans les basses couches) révélé par le radiosondage de Bordeaux au même moment (Fig. 3.4) : dans la première centaine de mètres, le gradient de réfractivité est de l'ordre de  $43 \text{ km}^{-1}$  et de l'ordre de  $-144 \text{ km}^{-1}$  dans la centaine de mètres suivante.

Haase et Crewell (2000) et Haase et Fortelius (2001) ont présenté les différences de trajectoires lorsqu'on utilise dans un cas la loi de Descartes localement et dans l'autre un rayon effectif de la Terre pour des situations stratiforme et convective données. Ils ont montré qu'à une portée de 100 km, la différence d'altitude pour les élévations basses peut atteindre 400 m. Gao *et al.* (2005) ont effectué le même type de comparaisons et en ont déduit que seuls 10% des cas sont entâchés d'erreurs significatives, mais ils ont signalé que ces rares cas pouvaient être souvent liés à des situations météorologiques dangereuses. Ils ont remarqué que le gradient vertical d'humidité était le principal responsable (par rapport à la température) de beaucoup de

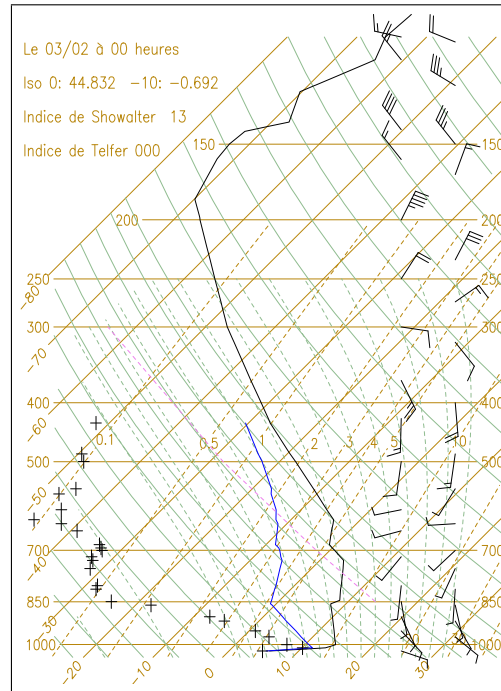


FIG. 3.4 – Radiosondage à Bordeaux-Mérignac le 3 février 2004 à 0000 UTC.

cas où les erreurs sont importantes.

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** La question du choix de modèle de propagation n’ayant pu être décidée à partir des études antérieures, les deux alternatives ont été développées dans les post-traitements de Méso-NH. Pour la méthode du rayon terrestre effectif, les Éqs. (3.26) et (3.27) sont utilisées pour le calcul de la trajectoire du faisceau. Pour la méthode employant la loi de Descartes localement, la trajectoire est calculée pas à pas depuis le radar. Pour un pas d’intégration  $\delta r$  en distance apparente au radar suffisamment petit, les formules suivantes permettent ainsi de calculer l’élévation du point d’arrivée et le nouvel angle d’élévation (voir la Fig. 3.5 pour les notations) :

$$h(r + \delta r) = \sqrt{(a + h(r))^2 + \delta r^2 + 2\delta r(a + h(r)) \sin \vartheta(r)} - a, \quad (3.28)$$

$$\vartheta(r + \delta r) = \pm \arccos \left( \frac{a + h(r)}{a + h(r + \delta r)} \frac{n(r)}{n(r + \delta r)} \cos \vartheta(r) \right), \quad (3.29)$$

le signe de  $\vartheta(r + \delta r)$  ne différant de celui de  $\vartheta(r)$  que lors d’une réflexion (déterminée lorsque l’argument de l’arccosinus de l’Éq. (3.29) est supérieur ou égal à 1).

Pour évaluer la sensibilité à la méthode de calcul de la trajectoire, nous avons considéré deux profils de  $n$  selon une radiale. Le premier est représentatif de l’indice de réfraction moyen rencontré dans la simulation Méso-NH (Fig. 3.6). La trajectoire et les réflectivités associées sont calculées sur cette radiale selon les deux méthodes de calcul de la trajectoire du faisceau. Nous constatons que dans ce cas de propagation « normale », la hauteur du faisceau n’est pas très différente selon la méthode utilisée, et qu’il en est de même des réflectivités associées. Pour le second profil de  $n$ , nous avons considéré une répartition verticale fictive de l’indice de réfraction selon Doviak et Zrnić (1993) : le gradient vertical de la réfractivité est de  $-300 \text{ km}^{-1}$  dans la première centaine de mètres au-dessus du radar, et d’environ  $-40 \text{ km}^{-1}$  au-dessus (Fig. 3.7a). Des calculs théoriques montrent qu’il y a piégeage du faisceau jusqu’à un angle d’élévation

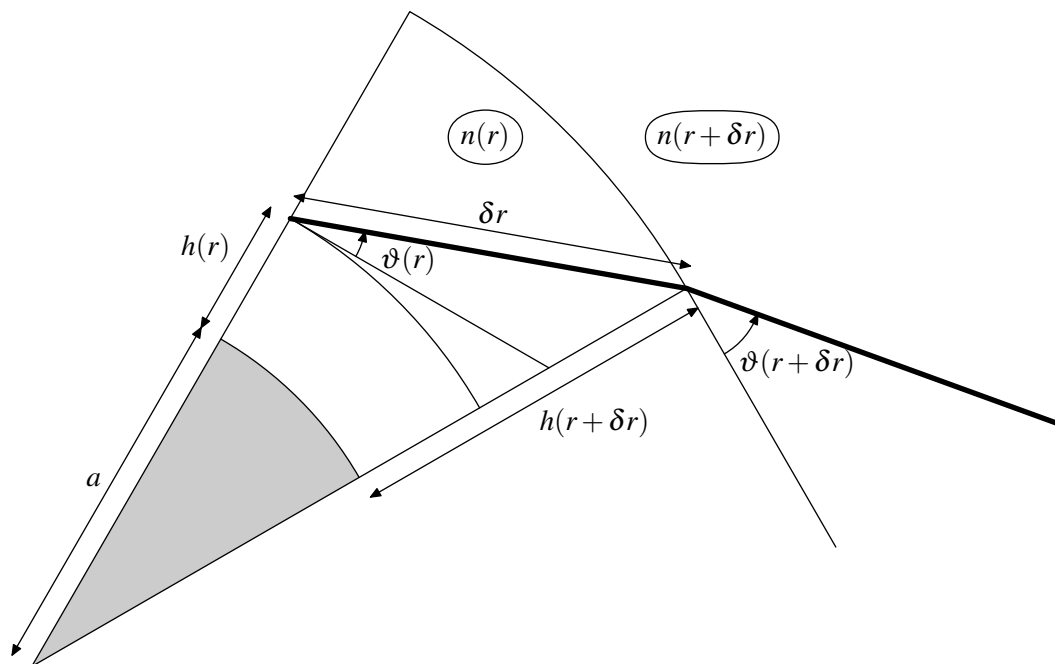


FIG. 3.5 – Géométrie pour le calcul de la trajectoire en tenant compte de l'indice de réfraction de l'air en chaque porte.

de  $0,31^\circ$ , ce que l'on retrouve bien sur cette figure (comparer les Figs. 3.7c et d). On retrouve également que les courbes issues du modèle du rayon terrestre effectif convergent vers celles issues des calculs porte par porte quand les élévations augmentent. Nous avons par ailleurs tracé sur ces figures les réflectivités simulées correspondant aux hauteurs respectives selon les deux modélisations différentes de la courbure du faisceau. Ces dernières ne sont tracées que lorsque la hauteur du faisceau est supérieure à la hauteur du relief. On s'aperçoit ainsi que pour de faibles élévations, le faisceau rencontre le relief plus tôt pour l'intégration porte à porte que lorsqu'on utilise le modèle du rayon effectif. Ainsi sur la Figure 3.7c, le faisceau calculé porte par porte rencontre le relief avant d'avoir parcouru 25 km, tandis que le faisceau calculé à partir du modèle du rayon effectif ne rencontre jamais le relief. Pour les angles plus élevés, les différences de réflectivité sont généralement faibles, sauf en cas de gradient vertical important de la réflectivité. La relativement grande différence de réflectivité observée sur la Figure 3.7e à une distance de 170 km du radar (de l'ordre de la dizaine de dBZ) s'explique par la présence d'une bande brillante dans la partie stratiforme de l'orage étudié : le faisceau provenant d'une atmosphère idéalisée se situe dans la bande brillante, et le faisceau provenant de l'atmosphère simulée par Méso-NH se situe dessous (voir la Fig. 3.8 montrant le profil vertical des réflectivités simulées en ce point).

La première méthode est plus précise et permet de prendre en compte les situations de propagation anormale, mais est plus coûteuse en temps de calcul et est plus compliquée à implémenter dans un code s'exécutant sur des calculateurs multi-processeurs comme le système d'assimilation 3DVar d'Aladin/Arome<sup>1</sup> car nécessite la connaissance de paramètres aux portes précédentes sur la radiale et donc le développement de l'échange de données entre processeurs pour communiquer les valeurs des portes précédentes au processeur traitant le domaine où se trouve la porte traitée. De plus, elle est fortement dépendante de la qualité de prévision du modèle numérique dans les basses couches.

1. Ce problème ne se pose pas pour les post-traitements de Méso-NH car ces post-traitements s'exécutent en mode monoprocesseur.

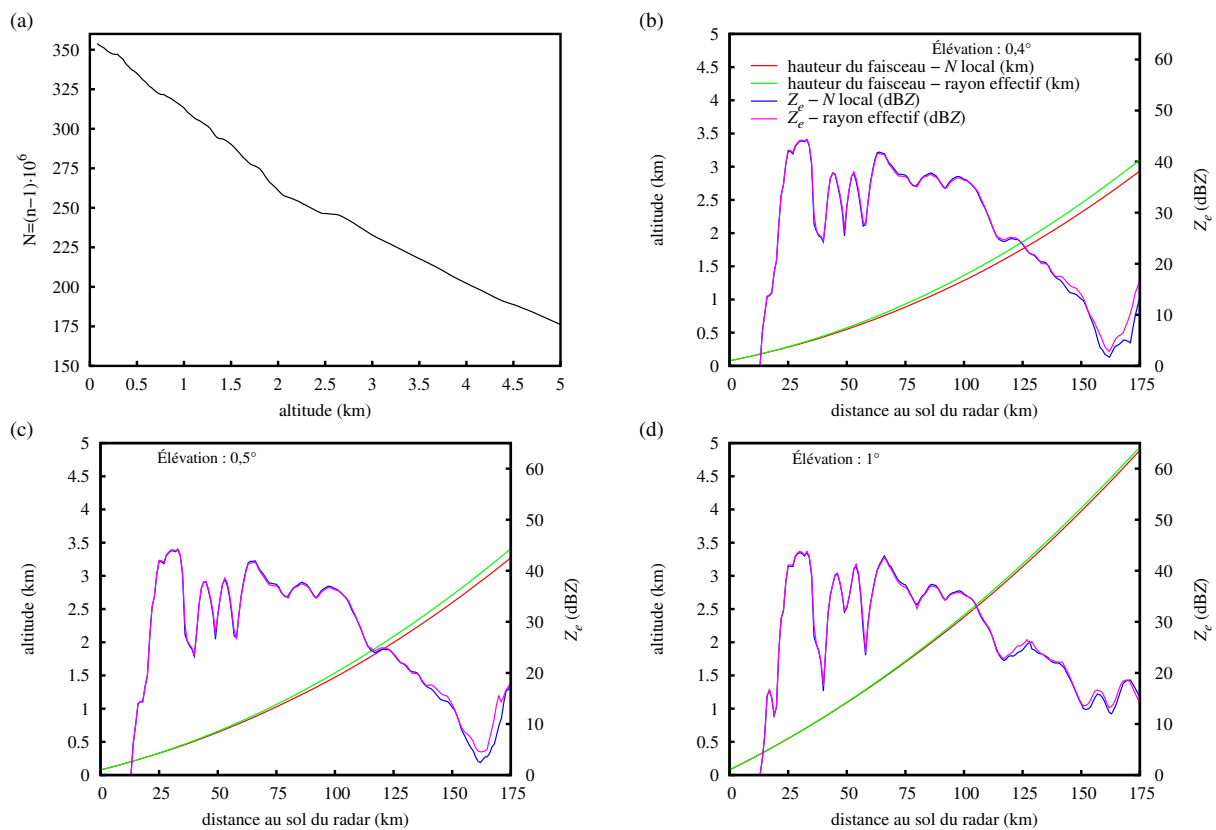


FIG. 3.6 – (a) Profil de réfractivité simulé par MésO-NH en fonction de l'altitude. Hauteur du faisceau (km MSL) et réflectivité radar selon Mie en bande C correspondantes (dBZ) simulées par MésO-NH pour le radar de Nîmes, le 8 septembre 2002 à 2100 UTC, az. 35° à une élévation de (b) 0,4°, (c) 0,5°, (d) 1°.

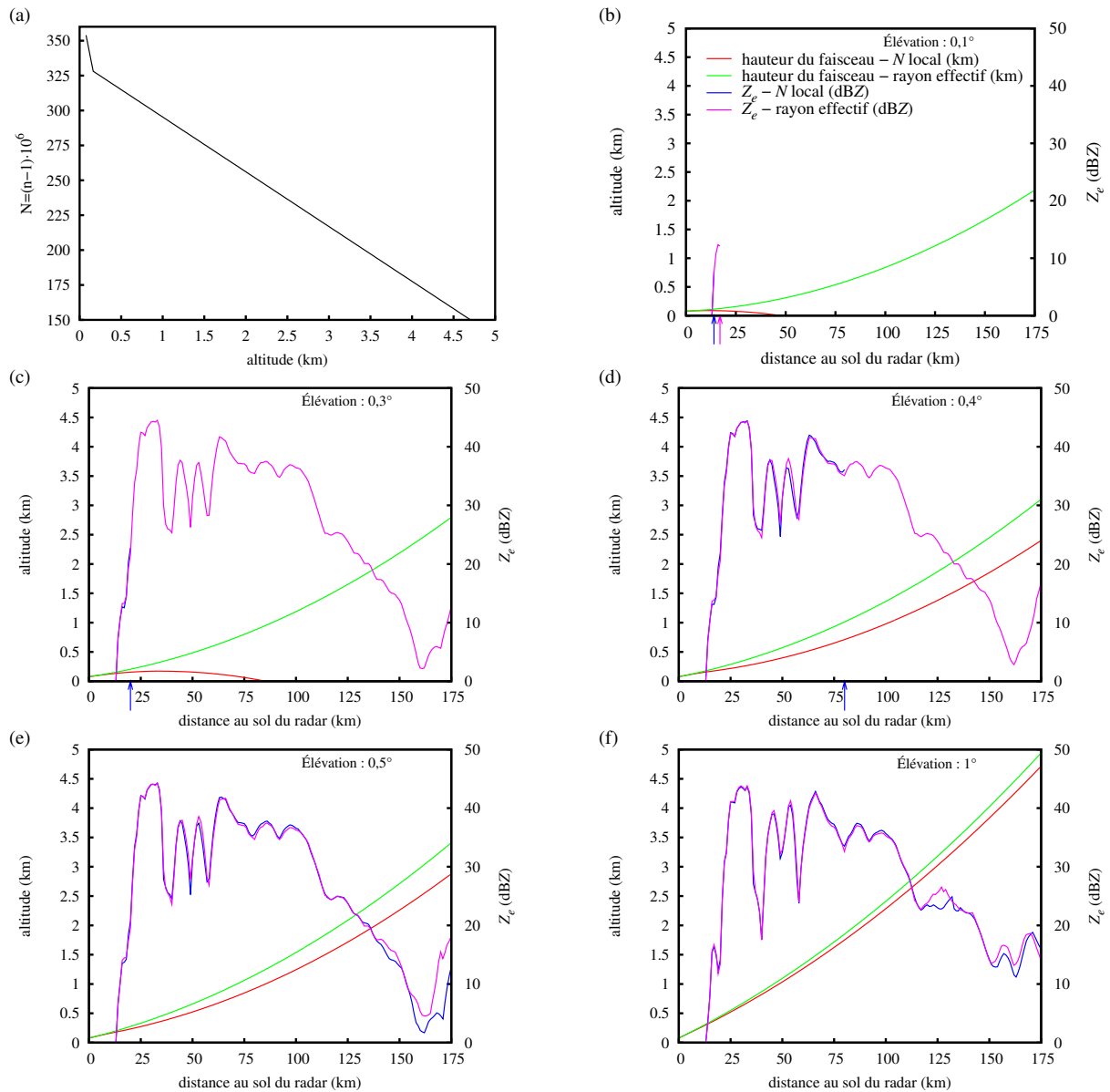


FIG. 3.7 – (a) Profil de réfractivité fictif donnant lieu à superréfraction en fonction de l'altitude. Hauteur du faisceau (km MSL) et réflectivité radar selon Mie en bande C correspondantes (dBZ) simulées par Méso-NH pour le radar de Nîmes, le 8 septembre 2002 à 2100 UTC az.  $35^\circ$  à une élévation de (b)  $0,1^\circ$ , (c)  $0,3^\circ$ , (d)  $0,4^\circ$ , (e)  $0,5^\circ$ , et (f)  $1^\circ$ . Les flèches sur l'indice des abscisses indiquent l'endroit où le faisceau radar rencontre le relief.

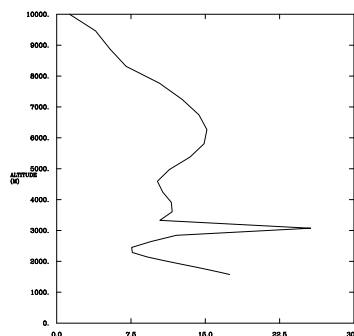


FIG. 3.8 – Profil vertical de réflectivité (dBZ) simulé à 170 km du radar de Nîmes az.  $35^\circ$  le 8 septembre 2002 à 2100 UTC.

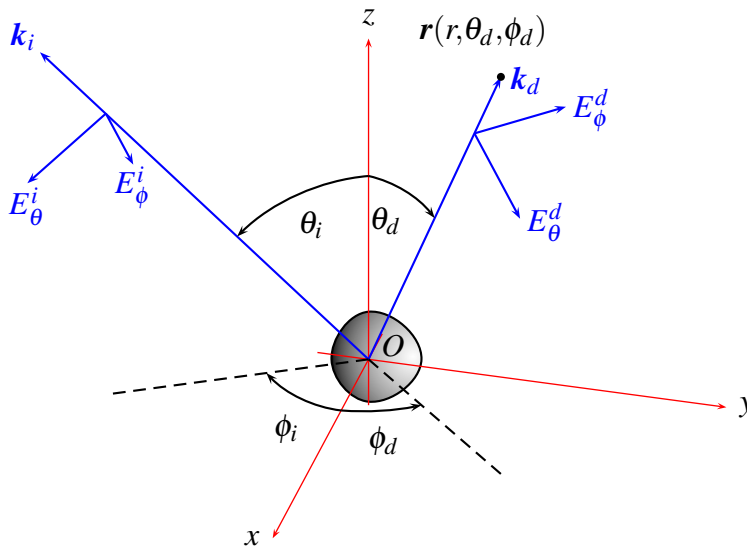


FIG. 3.9 – Géométrie utilisée pour les calculs de diffusion (appelée *backscatter scatter alignment (BSA)* par Brngi et Chandrasekar, 2001). Le diffuseur est au centre du système de coordonnées sphériques. Voir le texte pour les notations.

## 3.4 Calcul de la diffusion

Il s'agit maintenant d'exprimer  $\eta(\mathbf{r})$  et  $l(\mathbf{r})$  dans l'Éq. (1.14). L'Éq. (1.6) montre que le calcul de la réflectivité nécessite l'évaluation de la section efficace de rétrodiffusion  $\sigma(D)$  et l'Éq. (1.7) montre la nécessité de connaître le *coefficient d'extinction*  $\kappa_j$ . Le calcul de ces paramètres dépend de la façon dont on modélise chaque type d'hydrométéore en termes de forme et de composition. Ces deux aspects seront traités dans la section 3.5. La présente section expose les méthodes les plus courantes permettant de calculer  $\sigma(D)$ ,  $\kappa_j$  et les autres paramètres estimés par le radar dans le domaine des micro-ondes. Nous exposons d'abord brièvement un cadre permettant d'exprimer les quantités à simuler de manière commune à toutes les méthodes de diffusion détaillées par la suite.

### 3.4.1 Considérations générales

Nous définissons maintenant les paramètres utiles au calcul de la diffusion tels que la matrice de diffusion en amplitude et les sections efficaces de rétrodiffusion et d'extinction. La connaissance de la matrice de diffusion permet de calculer tous les paramètres, à la fois classiques et polarimétriques. Le lecteur est supposé connaître les bases de l'électromagnétisme.

**Matrice de diffusion en amplitude.** Soit un milieu homogène, infini et non-absorbant. En pratique, il s'agira de l'air. Nous considérons maintenant une particule de forme quelconque, d'extension spatiale finie, isotropique, linéaire et d'*indice de réfraction* différent du milieu dans lequel elle est plongée. Une onde électromagnétique plane monochromatique émise par le radar va être perturbée par cette particule. La différence entre le champ incident qui existerait sans la particule et le champ total est appelé champ diffusé. Aux longueurs d'ondes considérées, seule la diffusion élastique (c'est-à-dire sans changement de longueur d'onde) est pertinente. Nous choisissons un repère dont le centre sera situé à l'intérieur de la particule (voir Figure 3.9). Par la suite, toutes les grandeurs sont reliées aux ondes de pulsation  $\omega$  émises par le radar et sont donc de la forme  $f(\mathbf{r}, t) = f_0(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ . L'onde électromagnétique incidente dont le champ

électrique est de la forme

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^i e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}, \quad (3.30)$$

où  $\mathbf{k}_i$  est le vecteur de l'onde incidente, va exciter une onde électromagnétique intérieure à la particule et une onde électromagnétique diffusée à l'extérieur. En champ lointain ( $\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r} \gg 1$ ), l'onde diffusée sera sphérique et le champ électrique  $\mathbf{E}^d = (E_\theta^d, E_\phi^d)$  sera, par linéarité des équations de Maxwell, relié au champ incident  $\mathbf{E}^i = (E_\theta^i, E_\phi^i)$  par une relation du type

$$\begin{pmatrix} E_\theta^d \\ E_\phi^d \end{pmatrix}(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}}}{r} \mathbf{S}(\mathbf{k}_d, \mathbf{k}_i) \cdot \begin{pmatrix} E_{0\theta}^i \\ E_{0\phi}^i \end{pmatrix}, \quad (3.31)$$

où  $\mathbf{S}$  est la *matrice de diffusion en amplitude*. Cette matrice dépend de la taille, de la forme, de l'orientation et de la composition de la particule diffusante, ainsi que des angles d'incidence et de diffusion.

**Sections efficaces.** La *puissance absorbée* par une particule diélectrique (en  $W$ ) est, par exemple, le flux du *vecteur de Poynting*  $\mathbf{R}$  sur une sphère englobant le milieu absorbant. Ainsi

$$W_a = -\oiint \mathbf{R} \cdot \mathbf{dS}. \quad (3.32)$$

La puissance absorbée est la somme de la *puissance incidente* diminuée de la *puissance diffusée* et augmentée de la *puissance d'extinction* :

$$W_a = W_i - W_d + W_e, \quad (3.33)$$

où

$$W_i \equiv -\oiint \mathbf{R}_i \cdot \mathbf{dS}, \quad W_d \equiv \oiint \mathbf{R}_d \cdot \mathbf{dS}, \quad W_e \equiv -\oiint \mathbf{R}_e \cdot \mathbf{dS}. \quad (3.34)$$

Comme le milieu dans lequel baigne la sphère est considéré comme non-absorbant, cela signifie que  $W_i$  est identiquement nul. Donc la puissance d'extinction s'écrit

$$W_e = W_a + W_d. \quad (3.35)$$

Toutes ces puissances s'expriment en fonction de  $\mathbf{E}^d$  et  $\mathbf{E}^i$ .

La *section efficace d'extinction* est définie par

$$\boxed{C_e \equiv \frac{W_e}{I_i}}, \quad (3.36)$$

où l'*éclairage énergétique* (en  $W \cdot m^{-2}$ ) est défini par

$$I_i \equiv \|\mathbf{R}_i\| = \left\| \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{E}^i \wedge \mathbf{B}^{i*} \right\| = \frac{|E_0^i|^2 k_0}{2\mu_0 \omega}. \quad (3.37)$$

La *section efficace de rétrodiffusion*, qui est définie par la surface interceptant la puissance qui, si elle diffusait isotropiquement, renverrait au récepteur une puissance égale à celle effectivement reçue, est égale à

$$\boxed{\sigma \equiv \frac{4\pi r^2 \mathbf{R}_d \cdot \mathbf{e}_r}{I_i} = 4\pi r^2 \frac{\|\mathbf{E}^d\|^2}{\|\mathbf{E}^i\|^2} = 4\pi r^2 \frac{\left\| \frac{e^{i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}}}{r} \mathbf{S}(\mathbf{k}_d, \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{E}_0^i \right\|^2}{\|\mathbf{E}^i\|^2}}, \quad (3.38)$$

pour un angle de diffusion identique à l'angle d'incidence (c'est-à-dire avec  $\theta_i = \theta_d$  et  $\phi_i = \phi_d$ ).

Pour une population de particules, le *coefficient d'extinction* (en  $\text{m}^{-1}$ ), qui résulte de l'absorption et de la diffusion par les particules, est défini par

$$\kappa \equiv \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \sum_{i \in \delta\mathcal{V}} C_{ei} = \int_0^\infty C_e(D)N(D) dD, \quad (3.39)$$

où  $C_{ei}$  est la section efficace d'extinction de l' $i^{\text{ème}}$  particule contenue dans le volume infinitésimal  $\Delta\mathcal{V}$  et  $N(D)$  est la densité (en  $\text{m}^{-4}$ ) de sphères de diamètre  $D$ .

On exprime souvent le *coefficient d'extinction* en  $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$ . Nous le notons alors  $A$  et il s'écrit (voir par exemple Bringi et Chandrasekar, 2001) :

$$A \equiv 10^3 10 \log(e^\kappa) \simeq 4,343 \cdot 10^3 \kappa. \quad (3.40)$$

La matrice de diffusion en amplitude permet donc de définir toutes les sections efficaces nécessaires au calcul de la diffusion.

### 3.4.2 Diffusion de Rayleigh par une sphère homogène

La diffusion de Rayleigh (1871, 1899) est très largement employée puisque c'est la façon la plus simple de modéliser la diffusion dans la gamme d'ondes considérée. Ainsi Chandrasekar et Bringi (1987), Krajewski *et al.* (1993), Shapiro *et al.* (1995), Sun et Crook (1997, 1998) et Tong et Xue (2005) ont utilisé cette approximation dans leur simulateur radar. Cette approximation est également utilisée dans les post-traitements en points de grille de Méso-NH (Richard *et al.*, 2003).

Les conditions de son application sont que la particule doit être suffisamment petite devant la longueur d'onde du rayonnement incident ( $x \ll 1$ , où  $x \equiv \pi D/\lambda$  est le *paramètre de taille*) et intérieur à la particule ( $|m|x \ll 1$  où  $m$  est l'*indice de réfraction complexe relatif* de la particule<sup>2</sup>). Ce type d'approximation ne permet pas de prendre en compte la géométrie de la particule. Ainsi nous ne pourrions pas calculer les paramètres radar polarimétriques. Par ailleurs, si l'approximation est valable en bande S, elle est moins valide pour le calcul de la réflectivité en bande C pour les particules les plus grosses.

L'approximation de Rayleigh permet de considérer que les champs électromagnétiques sont uniformes à l'intérieur de la particule diffusante. Le calcul du champ électrique à l'intérieur et à la surface d'une sphère diélectrique plongée dans un champ uniforme permet alors de déterminer sa *polarisabilité*  $\alpha$  ( $\alpha$ , dans ce cas un scalaire, est tel que  $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_0^i$ , où  $\mathbf{p}$  est le *moment dipolaire* de la particule). Le problème est complètement résolu en calculant les champs diffusés par un dipôle oscillant. On montre ainsi que dans l'approximation de Rayleigh la section efficace de rétrodiffusion est

$$\sigma = 4\pi r^2 \left| \frac{\pi^2 K D^3}{2\lambda^2 r} \right|^2 = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 \quad (3.41)$$

2. L'*indice de réfraction complexe relatif* est le rapport de l'indice de réfraction complexe  $n + ik$  de l'hydro-météore sur celui de l'air (environ 1). C'est également la racine carrée de la fonction diélectrique complexe, ou *permittivité relative*  $\epsilon_r$ , du milieu constituant la particule (en considérant que l'air et la particule ne sont pas magnétiques, et que la permittivité de l'air est environ égale à celle du vide). La partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est positive car nous avons supposé une dépendance des champs électrique et magnétique en  $e^{-i\omega t}$ .



et la section efficace d'extinction est

$$C_e = \frac{\pi^2 D^3}{\lambda} \text{Im}K, \quad (3.42)$$

où  $|K|^2$  est le *facteur diélectrique* défini par

$$|K|^2 \equiv \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}. \quad (3.43)$$

### 3.4.3 Diffusion de Rayleigh par des ellipsoïdes

La théorie de la diffusion par une sphère diélectrique fut étendue à des ellipsoïdes par Rayleigh (1897). Cette théorie est parfois appelée « théorie de Gans » (Battan, 1973, Doviak et Zrnić, 1993), voire « théorie de Rayleigh-Gans » (Bringi et Chandrasekar, 2001), d'après un article de Gans (1912). Cependant, comme ce terme peut être confondu avec la théorie de Rayleigh-Gans (voir Sec. B.1), nous avons préféré garder le terme de diffusion de Rayleigh par des ellipsoïdes. Cette théorie est utilisée dans les simulations de Stapor et Pratt (1984) et Giuli *et al.* (1993, 1994), entre autres.

Cette théorie est valide sous les mêmes conditions que celles de l'approximation de Rayleigh. Tant que la longueur d'onde est petite en regard de la taille de la particule, le champ extérieur est uniforme partout à sa surface. Maxwell (1873) a résolu le problème de la perturbation de ce champ par un ellipsoïde diélectrique dans le cas statique, démontrant que le champ intérieur à l'ellipsoïde est uniforme, quelle que soit l'orientation de l'ellipsoïde, mais qu'il n'est pas nécessairement parallèle au champ appliqué. Ce champ interne peut alors être décrit par un tenseur de polarisabilité symétrique au lieu d'un scalaire pour une sphère.

En l'absence d'oscillation et pour un sphéroïde dont l'axe de symétrie est vertical, les sections efficaces de rétrodiffusion à polarisation émise et reçue horizontale et verticale s'écrivent alors

$$\sigma_{\text{HH}} = \frac{\pi^5}{\lambda^4} \left| \frac{1}{3} \frac{m^2 - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_b)(m^2 - 1)} \right|^2 D^6; \quad (3.44)$$

$$\sigma_{\text{VV}} = \frac{\pi^5}{\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{3} \left( \frac{\cos^2 \theta_i}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_b)(m^2 - 1)} + \frac{\sin^2 \theta_i}{1 + \lambda_b(m^2 - 1)} \right) \right|^2 D^6, \quad (3.45)$$

où le *facteur de dépolarisation* est (Kerker, 1969, van de Hulst, 1981, Van Bladel, 1985, Bringi et Chandrasekar, 2001)<sup>3</sup>

$$\lambda_b = \frac{1 + f^2}{f^2} \left( 1 - \frac{1}{f} \arctan f \right) \quad \text{avec} \quad f^2 = \left( \frac{a}{b} \right)^2 - 1 \quad ; \quad \frac{a}{b} \geq 1. \quad (3.46)$$

Le rapport  $\mathcal{R} \equiv b/a$ , où  $a$  est le demi-grand axe et  $b$  est le demi-petit axe, est appelé le *rapport d'axes* du sphéroïde.

3. À noter que les expressions données par Kerker (1969) bien qu'apparemment différentes de celles de Bringi et Chandrasekar (2001) sont en fait strictement équivalentes après transformations trigonométriques.

La section efficace d'extinction à polarisations incidente et reçue horizontales s'écrit :

$$C_{eHH} = \frac{\pi^2}{\lambda} D^3 \text{Im} \left( \frac{1}{3} \frac{m^2 - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_b)(m^2 - 1)} \right). \quad (3.47)$$

De même, à polarisation incidente et reçue verticales

$$C_{eVV} = \frac{\pi^2}{\lambda} D^3 \text{Im} \left( \frac{m^2 - 1}{3} \left( \frac{\cos^2 \theta_i}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_b)(m^2 - 1)} + \frac{\sin^2 \theta_i}{1 + \lambda_b(m^2 - 1)} \right) \right). \quad (3.48)$$

Le déphasage spécifique pour des sphéroïdes dans l'approximation de Rayleigh s'écrit (Bringi et Chandrasekar, 2001) :

$$K_{dp} = \frac{\pi^2 \sin^2 \theta_i}{6\lambda} \int_0^\infty D^3 \text{Re} \left( \frac{m^2 - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_b)(m^2 - 1)} - \frac{m^2 - 1}{1 + (m^2 - 1)\lambda_b} \right) N_j(D) dD. \quad (3.49)$$

Puisque les grands flocons de neige ont une faible densité et ont une forme irrégulière, il est peu probable qu'ils contribuent de façon significative à  $K_{dp}$ . Cependant, la glace primaire tombe avec une certaine orientation et est de plus forte densité.  $K_{dp}$  peut donc être soit positif ou négatif selon le champ électrique à l'intérieur du nuage, qui conditionne l'orientation de ces petites particules (Bringi et Chandrasekar, 2001).

### 3.4.4 Théorie de Mie pour une sphère homogène

La *théorie de Mie*, également appelée *théorie de Lorenz-Mie* (*Lorenz-Mie theory*, LMT), concerne la diffusion d'une onde plane par une particule sphérique, homogène, isotropique et non-magnétique plongée dans un environnement non-absorbant. Elle s'appuie sur un article célèbre de Mie (1908). Elle donne des résultats plus précis en particulier pour les hautes fréquences et les grosses particules (Ulaby *et al.*, 1981), puisqu'elle est exacte quel que soit le paramètre de taille de la particule, au contraire de la théorie de Rayleigh.

Le problème est résolu en développant les champs incidents, diffusés et intérieurs à la sphère sous formes d'harmoniques sphériques vectoriels et en appliquant les conditions de passage à la surface de la sphère. Avec la théorie de Mie, la section de rétrodiffusion s'exprime ainsi :

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2. \quad (3.50)$$

et la *section efficace d'extinction* (en  $m^2$ ) s'écrit

$$C_e \equiv \frac{W_e}{I_i} = \frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n), \quad (3.51)$$

où les coefficients  $a_n$  et  $b_n$  s'expriment à l'aide de fonctions de Riccati-Bessel du paramètre de taille  $x$ .

A priori, cette théorie ne s'applique pas aux particules non-sphériques, ce qui implique qu'on ne peut pas calculer de paramètres polarimétriques. Cependant, si la particule est légèrement non-sphérique, le problème peut être traité par une perturbation au premier ordre (Yeh,

1964, Martin, 1993), voire un développement de Taylor (Erma, 1968a,b). Dans ce cas on suppose que la particule est homogène et que les écarts à la sphéricité sont petits et réguliers. D'autres extensions que nous nous contenterons de citer concernent les sphères diélectriques concentriques à indice de réfraction variable (Aden et Kerker, 1951, Toon et Ackerman, 1981 pour deux couches et Kaiser et Schweiger 1993 pour trois). Le cas de particules stratifiées ayant un gradient d'indice de réfraction radial a été traité par Bhandari (1985), Wu et Wang (1991), Kai et Massoli (1994). La méthode de Mie classique a été utilisée pour simuler des réflectivités radar par Haase et Crewell (2000), Haase et Fortelius (2001), Boudevillain et Andrieu (2003) entre autres.

**La diffusion de Rayleigh pour une sphère diélectrique comme cas limite de la théorie de Mie.** La théorie de Rayleigh exposée à la Sec. 3.4.2, est un cas limite de la théorie de Mie pour des longueurs d'ondes grandes devant la taille des particules ( $x \ll 1 \Leftrightarrow D \ll 0,16\lambda$  ;  $0 < xRem < 0,3$ , Kerker, 1969). En exprimant les expressions données par la théorie de Mie sous forme de développements limités du paramètre de taille lorsque ce dernier tend vers 0 à des ordres supérieurs, on obtient des résultats plus exacts que ceux de la théorie de Rayleigh, tout en gardant une expression analytique numériquement peu coûteuse.

Ce type de calcul est particulièrement intéressant pour la section efficace d'extinction pour laquelle l'expression donnée par la théorie de Rayleigh (Éq. (3.42)) est très peu précise, notamment pour les particules diffusantes telles que  $\text{Im}K$  est très petit. Ainsi, à l'ordre 6 on obtient une expression plus précise :

$$C_e(D) \underset{x \ll 1}{\sim} \frac{\pi^2}{\lambda} \text{Im}KD^3 + \frac{\pi^4}{15\lambda^3} \text{Im} \left( K^2 \frac{m^4 + 27m^2 + 38}{2m^2 + 3} \right) D^5 + \frac{2\pi^5}{3\lambda^4} \text{Re}(K^2) D^6. \quad (3.52)$$

### 3.4.5 Méthode de la matrice T

La *méthode de la matrice T* (en anglais *T-matrix method*, MMT) est également appelée *méthode de Waterman*, d'après P. C. Waterman qui l'a introduite en premier pour étudier la diffusion par des corps conducteurs (Waterman, 1965) puis l'a étendue à la diffusion par des corps diélectriques homogènes (Waterman, 1969) en utilisant le principe de Huygens-Fresnel. Elle résout le problème de diffusion de manière exacte, principalement pour des particules à symétrie de révolution.

Dans cette méthode, les champs transmis incident et diffusé sont développés en séries de fonctions d'onde vectorielles sphériques. De ce point de vue, cette méthode peut être considérée comme une généralisation de la théorie de Mie. La linéarité des équations de Maxwell et des équations aux limites implique que les coefficients du champ diffusé sont reliés aux coefficients du champ incident par une matrice appelée T (pour matrice de transition). Cette matrice est indépendante des champs incident et diffusé et ne dépend que de la forme, du paramètre de taille et de l'indice de réfraction de la particule diffusante, ainsi que de son orientation par rapport au système de coordonnées. Pour une particule sphérique, T est diagonale et on retrouve les résultats de la théorie de Mie.

Les coefficients de la matrice T sont obtenus par intégration numérique. Une intégrale de surface doit être calculée pour une particule de forme quelconque. Comme ceci demande beaucoup de ressources informatiques, la plupart des implémentations de cette méthode se restreignent à des diffuseurs axisymétriques. Dans ce cas on doit calculer des intégrales par linéarisation. Malgré tout, il existe quelques articles pour lesquels la méthode de la matrice T a

été appliquée à un diffuseur de forme quelconque (Scheider et Peden, 1988, Wriedt et Doicu, 1998). Les calculs numériques, même pour de grandes particules de forme arbitraire, restent très rapides (Yeh et Mei, 1980). Il faut noter que cette méthode ne converge pas pour des particules avec des *rapports d'aspect*<sup>4</sup> supérieurs à environ 7 (Tang *et al.*, 1995, par exemple) ou ayant des concavités. Ramm (1982) et Kristensson *et al.* (1983) ont analysé la convergence de la méthode, sa stabilité numérique vis-à-vis de petites perturbations dans les données, et donné des estimations de la vitesse de convergence. La non-stabilité du schéma pour des particules de géométrie extrême provient du fait que les fonctions choisies (fonctions d'onde vectorielles sphériques) ne satisfont le critère de convergence que sur la sphère.

Il est facile d'étendre la méthode de la matrice T à des particules enveloppées d'une couche (Aydin, 1978, Wang et Barber, 1979, pour des particules axisymétriques), voire plus (Peterson et Ström, 1974, Wang et Barber, 1979, Farafonov, 2001, Doicu et Wriedt, 2001). Pour des diffuseurs homogènes à plusieurs couches, la matrice T est communément calculée en utilisant la *méthode de la condition aux limites étendue* (*extended boundary condition method*, EBCM, Waterman, 1965, Barber et Yeh, 1975), dite aussi méthode du champ nul (en anglais *null field method*). La *méthode de la condition aux limites étendue* utilise le théorème d'équivalence de Schelkunoff (1943) à la place du principe de Huygens-Fresnel. Ce théorème dit que le champ dans une région sans sources délimitée par une surface  $S$  peut être produit par une distribution de courants magnétiques et électriques sur  $S$ . Ainsi, pour les champs diffusés, la région extérieure est sans sources, et ces champs peuvent être considérés comme créés par des sources équivalentes sur  $S$  (qui produisent un champ nul à l'intérieur de  $S$ ). Pour le champ incident, la région intérieure est sans sources. On peut ainsi construire un autre système de sources surfaciques sur  $S$  qui produisent l'opposé des champs incidents à l'intérieur de  $S$  et des champs nuls à l'extérieur de  $S$ . Cette méthode a été détaillée par Ström (1975) et Barber et Hill (1990). Une synthèse de la méthode de la matrice T et de ses applications a été effectuée par Mishchenko *et al.* (1996). De nombreux simulateurs requérant une bonne représentation des hydrométéores de forme relativement complexe utilisent cette méthode (Bringi et Seliga, 1977, Mugnai et Wiscombe, 1980, Aydin et Seliga, 1984, Aydin *et al.*, 1984, Bringi *et al.*, 1986a,b, Vivekanandan *et al.*, 1989, 1990, 1991, Anagnostou et Krajewski, 1997).

### 3.4.6 Autres méthodes de calcul de la diffusion

Il existe de nombreuses méthodes pour calculer les champs diffusés par une particule qui ont des domaines de validité, des champs d'application, des efficacités en terme de calcul et des précisions différents. On peut citer un certain nombre d'articles passant en revue ces différentes techniques : Mishchenko *et al.* (1997), Wriedt (1998) pour les techniques tenant compte de la non-sphéricité de la particule diffusante. Nous nous contentons ici de les décrire très succinctement ; elles sont décrites de manière plus détaillée à l'annexe B.

La méthode de Rayleigh-Gans consiste à diviser la particule diffusante en éléments volumiques traités indépendamment les uns des autres. Elle est valide pour des particules dont la permittivité est proche de 1, ce qui n'est pas le cas pour des hydrométéores. Cependant, Westbrook *et al.* (2006) ont invoqué la fractalité des agrégats de neige (Berry et Percival, 1986) pour assouplir cette condition et appliquer cette méthode à de tels hydrométéores.

La *technique multipôle généralisée* est analogue à la méthode de la matrice T, mais les champs sont développés en multipôles dont l'origine n'est pas seulement au centre de la particule. Cette méthode fonctionne pour des particules de forme quelconque.

---

4. Le rapport d'aspect est le rapport de la plus grande dimension d'une particule à la plus petite. Pour un sphéroïde, il s'identifie à l'inverse du rapport d'axes.

La *méthode des moments* est une méthode d'équation intégrale de surface qui résout un système d'équations représentant la condition aux limites des composantes du champ incident à la surface de la particule.

La *méthode de séparation des variables pour sphéroïdes* est analogue à la théorie de Mie, mais les champs sont développés en fonctions vectorielles sphéroïdales. Elle s'applique donc uniquement à des sphéroïdes et est particulièrement adaptée aux sphéroïdes ayant des grands rapports d'axes.

La *méthode de la correspondance des points* est une méthode analogue à la méthode de Mie. Les coefficients des développements en fonctions vectorielles sphériques sont déterminés en divers points de la surface de la particule.

Les méthodes volumiques consistent à discrétiser le volume de la particule diffusante, voire le volume de calcul, par un maillage tridimensionnel. Ces méthodes s'appliquent généralement à des particules de formes quelconques, mais sont relativement coûteuses en temps de calcul.

La méthode de l'*équation intégrale de Fredholm* permet de n'effectuer qu'un seul calcul pour des diffuseurs de même forme, mais de fonction diélectrique changeante, mais par contre requiert une implémentation différente pour des particules de forme différente.

Enfin, l'approximation géométrique n'est pas adaptée à notre problème car elle ne s'applique que pour des longueurs d'ondes très inférieures à celles utilisées par les radars météorologiques.

### 3.4.7 Implémentation dans le simulateur Méso-NH

Les méthodes effectuant des calculs volumiques demandent plus de mémoire que les méthodes effectuant des calculs à la surface par exemple. Par ailleurs, les approximations de Rayleigh, Rayleigh-Gans et Mie sont insuffisantes pour traiter la diffusion en bande C, exploiter les paramètres polarimétriques et modéliser un sphéroïde à plusieurs couches. Plus généralement, la méthode de la matrice T est la technique exacte la plus rapide pour calculer la diffusion par des hydrométéores non-sphériques en résolvant directement les équations de Maxwell. Elle est par exemple plus rapide que les méthodes volumiques de plusieurs ordres de grandeur et que la méthode de séparation des variables pour sphéroïdes de plusieurs fois. Cependant, il faudra vérifier que cette méthode a un coût raisonnable compte tenu du fait qu'il y a un grand nombre de réflectivités à calculer.

On a décidé d'implémenter les quatre méthodes suivantes dans le simulateur radar : diffusion de Rayleigh, diffusion de Rayleigh par des sphéroïdes aplatis, diffusion de Mie et matrice T pour des sphéroïdes aplatis. Pour les deux premières méthodes de diffusion, le calcul de la diffusion par une particule est analytique une fois connues les caractéristiques physiques de cette dernière. Par contre, pour la théorie de Mie et la matrice T, il faut utiliser des approximations numériques. Des codes calculant la diffusion pour une particule existaient déjà pour ces deux méthodes. Nous les avons donc simplement interfacés avec le simulateur radar. Pour la théorie de Mie, nous avons utilisé le code de Bohren et Huffman (1983). Le code de la matrice T repose sur le code en FORTRAN 77 de Mishchenko et Travis (1998) disponible à l'adresse internet <http://www.giss.nasa.gov/~crmim> et modifié par le LTHE (Burlaud, 2000).

## 3.5 Caractéristiques physiques des hydrométéores

En ce qui concerne les caractéristiques physiques des hydrométéores, il a été choisi, par souci de cohérence, d'utiliser les paramètres déjà définis par le schéma microphysique de Méso-NH, c'est-à-dire les DGPs et les relations masse-diamètre (*cf.* Sec. 2.1.3). Par contre, il a fallu

modéliser les propriétés diélectriques, la forme des hydrométéores, leur composition et leur oscillation/inclinaison qui ne sont pas explicitement spécifiés dans le schéma ICE3 de Mésos-NH.

### 3.5.1 Forme

La connaissance de la forme des hydrométéores est requise afin de mener avec précision les calculs de diffusion. À part pour quelques cas (par exemple Capsoni et D'Amico, 1998 qui ont utilisé les calculs de Oguchi, 1977, utilisant la forme sphéroïdale aplatie homogène proposée par Pruppacher et Pitter, 1971), les articles s'intéressant à la diffusion par les gouttes de pluie considèrent ces dernières comme des sphères homogènes (Chandrasekar et Bringi, 1987, par exemple) ou des sphéroïdes aplatis par les forces aérodynamiques.

Un certain nombre d'études ont consisté à déterminer, souvent de façon semi-empirique, une relation entre le *rapport d'axes* de tels sphéroïdes et le diamètre qu'aurait une sphère de même volume. Le rapport d'axes du sphéroïde  $\mathcal{R}$  peut s'écrire comme un polynôme fonction du diamètre qu'aurait la goutte s'il s'agissait d'une boule. De nombreux jeux de coefficients ont été proposés pour ces polynômes de degré de plus en plus élevés. Sans prétendre être exhaustif, quelques modèles couramment utilisés sont exposés ci-après. Le modèle proposé par Pruppacher et Beard (1970) est résumé par le système d'équations suivantes :

$$\mathcal{R} = \begin{cases} 1 & \text{pour } D_e \in [0 \text{ mm}; 280 \text{ }\mu\text{m}], \\ \sqrt{1 - \frac{9 D_e \rho_a^* V_\infty^2}{16 \cdot 2\gamma}} & \text{selon Imai (1950) pour } D_e \in [280 \text{ }\mu\text{m}; 1 \text{ mm}], \\ 1,03 - 62D_e & \text{pour } D_e \in [1 \text{ mm}; 9 \text{ mm}], \end{cases} \quad (3.53)$$

avec  $\rho_a^* = 1,1937 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  la masse volumique de l'air saturé en vapeur d'eau,  $V_\infty$  la vitesse de chute limite de la goutte et  $\gamma = 7,275 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$  la tension de surface de l'eau à 20°C. Ce modèle a été largement utilisé dans la littérature (Krajewski *et al.*, 1993, Wu *et al.*, 2000, par exemple).

Green (1975) a calculé une expression théorique de  $D_e$  en fonction du rapport d'axes :

$$D_e = 2 \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_w g'}} \mathcal{R}^{-1/6} \sqrt{\mathcal{R}^{-2} - 2\mathcal{R}^{-1/3} + 1}, \quad (3.54)$$

avec  $\rho_w = 998 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  la masse volumique de l'eau liquide,  $g' = \frac{\rho_w - \rho_a}{\rho_w} g = 9,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$  l'accélération effective de la pesanteur et  $\gamma = 7,275 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$  la tension de surface de l'eau. L'expression de l'Éq. (3.54) n'étant pas facilement manipulable, Green (1975) en a donné une forme approchée :

$$\mathcal{R} = \left( \frac{4}{17} \sqrt{\frac{17 \rho_w g' D_e^2}{16 \gamma} + 1} + \frac{13}{17} \right)^{-3/2} \quad (3.55)$$

Bringi *et al.* (1984, 1986a) et Vivekanandan *et al.* (1993) ont utilisé cette formulation.

Beard (1976) a choisi quant à lui la formulation suivante :

$$\mathcal{R} = \begin{cases} 1 & \text{pour } D_e \leq 1 \text{ mm}, \\ \frac{1}{0,9 + 100D_e} & \text{pour } D_e \geq 1 \text{ mm}. \end{cases} \quad (3.56)$$

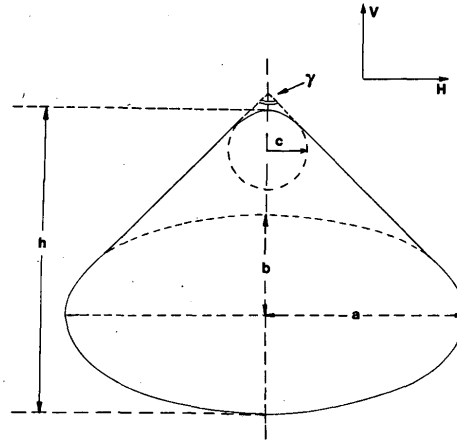


FIG. 3.10 – Modèle sphère-cône-sphéroïde aplati. Tiré d'Aydin et Seliga (1984).

Plus récemment, Andsager *et al.* (1999) ont proposé à partir de mesures dans une soufflerie :

$$\mathcal{R} = \begin{cases} 1,0048 + 0,57D_e - 2,628 \cdot 10^4 D_e^2 & \text{pour } D_e \leq 1,1 \text{ mm} \\ +3,682 \cdot 10^6 D_e^3 - 1,677 \cdot 10^8 D_e^4 & \text{(Beard et Chuang, 1987),} \\ 1,012 - 14,4D_e - 1,03 \cdot 10^4 D_e^2 & \text{pour } D_e \in [1,1 \text{ mm}; 4,4 \text{ mm}]. \end{cases} \quad (3.57)$$

Enfin, Brandes *et al.* (2002, 2005) ont combiné les observations utilisées par Pruppacher et Pittter (1971), Chandrasekar *et al.* (1988), Beard et Kubesh (1991) et Andsager *et al.* (1999) et obtenu la relation suivante :

$$\mathcal{R} = 0,9951 + 25,1D_e - 3,644 \cdot 10^4 D_e^2 + 5,303 \cdot 10^6 D_e^3 - 2,492 \cdot 10^8 D_e^4. \quad (3.58)$$

Une dernière étude expérimentale (Thurai et Bringi, 2005) a permis de proposer l'expression suivante pour des diamètres équivalents entre 1,5 et 8 mm :

$$\mathcal{R} = 0,9707 + 42,6D_e - 4,29 \cdot 10^4 D_e^2 + 6,5 \cdot 10^6 D_e^3 - 3,0 \cdot 10^8 D_e^4, \quad (3.59)$$

qui n'est pas très différente de l'Éq. (3.58) comme le reconnaissent les auteurs.

Pour les particules glacées, les deux modèles précédents (sphère et sphéroïde aplati) sont également utilisés. Ainsi, le grésil/grêle est modélisé par une sphère par Wu *et al.* (2000). Vivekanandan *et al.* (1993) ont modélisé la glace primaire et la neige par des sphéroïdes aplatis de rapport d'axes respectivement 0,2 et 0,8. Aydin *et al.* (1984) ont considéré le grésil comme des sphéroïdes aplatis. La grêle a été représentée par un sphéroïde aplati de rapport d'axes entre 0,7 et 0,9 (Knight, 1984), 0,8 (Bringi *et al.*, 1986b) et 0,75 (Vivekanandan *et al.*, 1993). Vivekanandan *et al.* (1990) ont considéré la grêle comme sphérique, puis sphéroïde aplati quand  $\rho_h = 900 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .

Des modèles plus complexes existent pour les études qui requièrent une description micro-physique plus fine. Par exemple, le grésil est de forme cônique dans un certain nombre d'études (Bringi *et al.*, 1984, 1986a, Vivekanandan *et al.*, 1993). Vivekanandan *et al.* (1990) le considèrent cônique, puis sphéroïdal aplati quand  $\rho_g = 900 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Aydin et Seliga (1984) ont employé pour le grésil une forme cônique plus élaborée : le SCOM (*sphere-cone-oblate spheroidal model*, modèle sphère-cône-sphéroïde aplati, voir Fig. 3.10), avec  $\gamma$  entre 30 et 100°,  $b/a = 0,5$  et  $c/a = 0,2$  (notations sur la Fig. 3.10). Enfin, pour la grêle, Aydin *et al.* (1984) ont utilisé différentes représentations relativement élaborées. Ainsi, la grêle fondante est modélisée

Référence	$\bar{\theta}$	$\sigma$
Beard et Jameson (1983)	0°	2°
Holt (1984), Bringi <i>et al.</i> (1986a)	2°	10°
Vivekanandan <i>et al.</i> (1990)	0°	décroissant linéairement avec l'altitude en-dessous de 0°C pour atteindre une valeur de 5 à 10°
Vivekanandan <i>et al.</i> (1993)	0°	0,1–5°

TAB. 3.3 – Valeurs de paramètres de quelques distributions gaussiennes d'angles d'inclinaison zénithaux pour la pluie.

soit par un sphéroïde aplati ( $b/a = 0,9$  ou  $0,6$ ), soit par un SCSM (*sphere-cone-sphere model*, modèle sphère-cône-sphère ; il s'agit d'un SCOM à base sphérique) d'angle au sommet égal à  $60^\circ$  enrobés tous deux d'une pellicule liquide d'épaisseur constante. Les grêlons mous ou spongieux sont représentés dans la même étude par des SCSM avec un angle au sommet égal à  $60^\circ$  et  $c/a = 0,2$  ou  $0,5$  ou des SCOM d'angles au sommet  $70^\circ$  et  $90^\circ$  et des rapports d'axes de  $0,5$  et  $0,75$ . La neige a été modélisée par un assemblage de monomères par Westbrook *et al.* (2006). Ils ont alors utilisé la théorie de Rayleigh-Gans pour en déduire ses propriétés diélectriques. Cependant ce modèle manque de validation aux dires mêmes de ses auteurs.

### 3.5.2 Inclinaison

Lors de leur chute, les hydrométéores non-sphériques oscillent autour de leur direction de chute. Au-dessus de la couche limite atmosphérique, les angles d'inclinaison des gouttes de pluie sont faibles et étroitement distribués autour de l'angle zénithal moyen  $\bar{\theta}$  proche de  $0^\circ$  (Beard et Jameson, 1983). Les distributions de l'angle zénithal couramment employées sont souvent gaussiennes (voir Tableau 3.3).

Pour les particules glacées, des distributions gaussiennes sont également souvent employées. Par exemple, Vivekanandan *et al.* (1993) ont utilisé une gaussienne avec  $\bar{\theta} = 0^\circ$  et  $\sigma = 0,5^\circ$  pour représenter l'oscillation de la glace primaire. Concernant le grésil l'orientation est modélisée par une loi gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type égal à  $45^\circ$  par Bringi *et al.* (1986a) et Vivekanandan *et al.* (1993) ou par une loi harmonique simple par Moninger et Bringi (1984) et Bringi *et al.* (1986a) sur l'intervalle  $[\bar{\theta} - \theta_m, \bar{\theta} + \theta_m]$  de moyenne  $\bar{\theta} = 0^\circ$  et d'amplitude maximale autour de la moyenne  $\theta_m = 45^\circ$ .

Les lois gaussienne et harmonique simple sont également utilisées pour modéliser la loi d'inclinaison des grêlons. Moninger et Bringi (1984), Bringi *et al.* (1986b) ont employé une loi harmonique simple avec  $\bar{\theta} = 90^\circ$  et  $\theta_m = 45^\circ$  ; Vivekanandan *et al.* (1993) a utilisé une loi gaussienne avec  $\bar{\theta} = 90^\circ$  et  $\sigma$  entre  $0,1$  et  $45^\circ$ .

Les distributions en azimut sont généralement uniformes (Vivekanandan *et al.*, 1993, par exemple) ou déterministes (oscillation dans un plan vertical).

Holt (1984) n'a pas noté de différence notable pour  $Z_{DR}$  entre une distribution étroite d'angles d'inclinaison (azimut aléatoire ou fixe) et un modèle pour lequel toutes les gouttes de pluie sont alignées. Pour une distribution plus étalée, de faibles différences peuvent être mesurées pour de très forts taux de précipitation. L'auteur pense malgré tout que le modèle des gouttes alignées est adéquat, en s'appuyant sur le travail de Jameson (1983) qui suppose les distributions angulaires étroites pour des raisons physiques.



### 3.5.3 Propriétés diélectriques

Le calcul de la diffusion nécessite de connaître la *permittivité relative*  $\epsilon_r$ , ou *fonction diélectrique complexe*, qui dépend de la longueur d'onde du radar, de la température et de la phase du milieu. Sa partie réelle est souvent appelée *constante diélectrique*, tandis que sa partie imaginaire est appelée *facteur de perte* (*loss factor* en anglais). Les sous-sections suivantes traitent des permittivités de l'eau liquide et de la glace, ainsi que des formules permettant d'obtenir la permittivité équivalente d'un mélange des deux. La dernière sous-section présente quelques modèles de composition en air, eau liquide et glace pour les hydrométéores contenant de l'eau en phase solide.

#### 3.5.3.1 Permittivité relative de l'eau liquide

Aux longueurs d'onde considérées (5–10 cm), la *permittivité relative de l'eau liquide* peut être approchée par le *modèle de relaxation de Debye*<sup>5</sup> :

$$\epsilon_w = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 - if/f_D}, \quad (3.60)$$

où  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_\infty$  sont respectivement les coefficients diélectriques statique et à haute fréquence,  $f$  est la fréquence du radar (en Hz), et  $f_D$  est la *fréquence de relaxation* (en Hz). Liebe *et al.* (1991) ont fourni par ajustement à des données expérimentales les valeurs suivantes pour ces paramètres :

$$\epsilon_0 = 77,66 - 103,3\Theta, \quad (3.61)$$

$$\epsilon_\infty = 0,066\epsilon_0, \quad (3.62)$$

$$f_D = (20,27 + 146,5\Theta + 314\Theta^2) \cdot 10^9, \quad (3.63)$$

où la *température inverse relative* dépend de la température du milieu ( $T$ , en K) de la manière suivante :

$$\Theta \equiv 1 - \frac{300}{T}. \quad (3.64)$$

Les courbes représentant les parties réelle et imaginaire de l'*indice de réfraction* relatif de l'eau liquide sont tracées Figure 3.11 et le facteur diélectrique de l'eau est tracé sur la Figure 3.12.

#### 3.5.3.2 Permittivité relative de la glace

La densité de la glace est de  $0,916 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  (Huining *et al.*, 1999, par exemple). Aux fréquences auxquelles nous nous intéressons, la permittivité relative présente une relaxation de Debye aux basses fréquences et des bandes d'absorption dans l'infrarouge<sup>6</sup>. La fréquence de relaxation du dipôle est très basse : sa valeur maximale à 0°C est 7,3 kHz. Par ailleurs, la plus basse bande d'absorption se situe à 4,8 THz. La partie réelle de la permittivité relative est quasi-constante. Entre 1 MHz et 1 THZ, Hufford (1991) a proposé une combinaison de la *formule de*

5. Certains modèles valables sur une large gamme de fréquences comme celui de Ray (1972) incluent d'autres phénomènes, ce qui alourdit les formules analytiques sans pour autant améliorer significativement la précision des résultats pour les fréquences auxquelles nous nous intéressons. Le modèle semi-empirique de Ray (1972) a été utilisé entre autres par Bringi *et al.* (1986a).

6. On peut faire la même remarque que pour l'eau liquide concernant les expressions de la permittivité relative de la glace sur une grande plage de fréquences comme celle de Ray (1972).

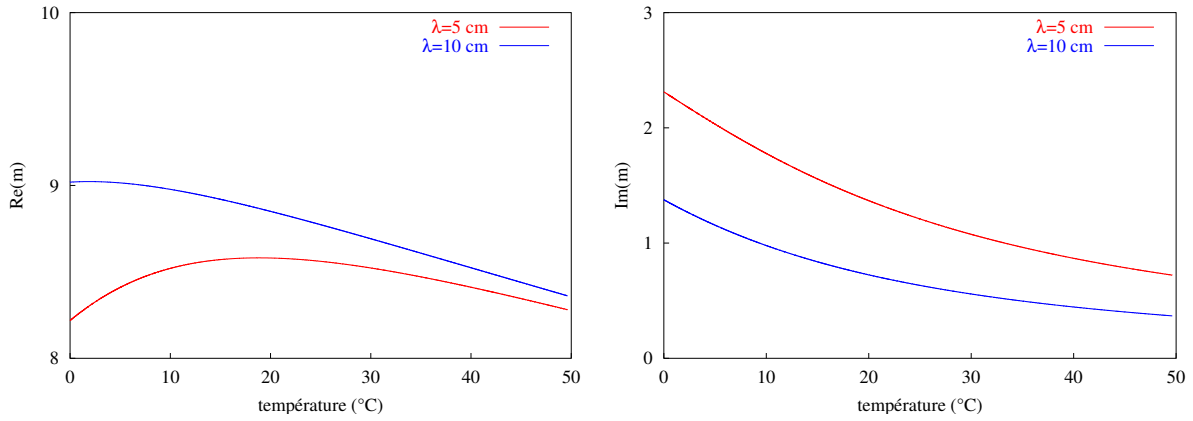


FIG. 3.11 – Partie réelle (a) et partie imaginaire (b) de l'indice de réfraction relatif  $m = \sqrt{\epsilon_r}$  de l'eau liquide en fonction de la température d'après le modèle de Liebe *et al.* (1991) pour les longueurs d'ondes typiques des radars en bande S (10 cm) et C (5 cm).

*Debye* à haute fréquence, et de la formule de Lorentz à basse fréquence dont les coefficients proviennent de l'ajustement à des données expérimentales<sup>7</sup> :

$$\epsilon = \epsilon_1 + i \left( \frac{\alpha(\Theta)}{f} + \beta(\Theta)f \right), \quad (3.65)$$

où

$$\epsilon_1 = 3,15, \quad (3.66)$$

$$\alpha(\Theta) = (50,4 - 62\Theta) \cdot 10^5 e^{22,1\Theta}, \quad (3.67)$$

$$\beta(\Theta) = \left( \frac{0,502 + 0,131\Theta}{1 - \Theta} \right) \cdot 10^{-13} + 0,542 \cdot 10^{-15} \left( \frac{1 - \Theta}{0,0073 - \Theta} \right)^2. \quad (3.68)$$

La courbe représentative de la partie imaginaire de l'indice de réfraction relatif de la glace est tracée Figure 3.13.

### 3.5.3.3 Formules de mélange

Nous considérons ici des mélanges, composés d'une matrice dans laquelle sont plongées des inclusions, dont nous cherchons à déterminer la permittivité. La *formule de Debye* (1929), mentionnée par Battan (1973), est une généralisation de la *formule de Clausius-Mossotti* (Lorentz, 1916) :

$$\frac{K}{\rho} m = \frac{K_{\text{mat}}}{\rho_{\text{mat}}} m_{\text{mat}} + \frac{K_{\text{inc}}}{\rho_{\text{inc}}} m_{\text{inc}}, \quad (3.69)$$

où les indices « mat » et « inc » font respectivement référence à la matrice et aux inclusions contenues dans cette matrice. Cette formule, qui a été utilisée pour les particules de glace spongieuse (Ryde, 1946, Austin et Bemis, 1950) donne en fait des résultats peu satisfaisants (Joss, 1964, Atlas *et al.*, 1964) car elle est valable pour des mélanges de solutions, mais pas forcément pour des mélanges d'eau liquide et de glace.

7. Vivekanandan *et al.* (1994) ont proposé  $\epsilon_1 = 3,18$ , et Mätzler (1996)  $\epsilon_1 = 3,185$ .

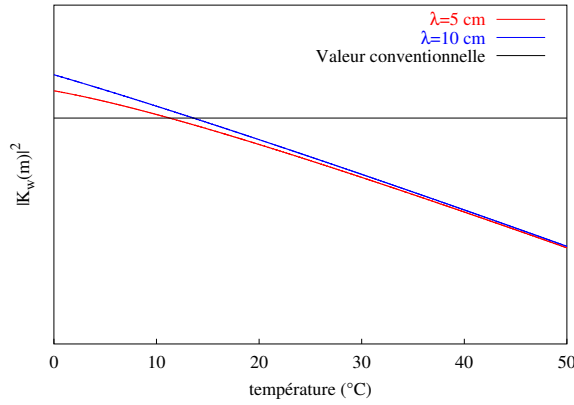


FIG. 3.12 – Facteur diélectrique  $|K_w(m)|^2 = |(m^2 - 1)/(m^2 + 2)|^2$  de l'eau liquide en fonction de la température d'après le modèle de Liebe *et al.* (1991).

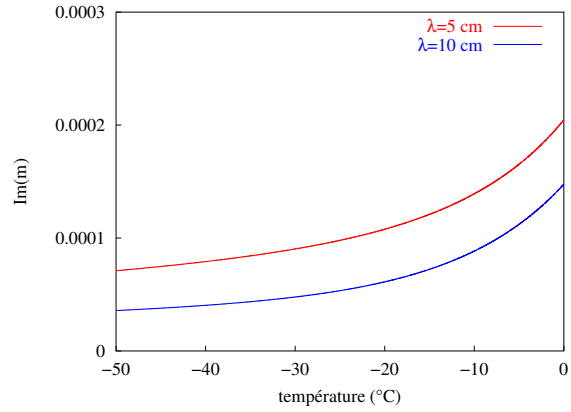


FIG. 3.13 – Partie imaginaire de l'indice de réfraction relatif  $m$  de la glace en fonction de la température d'après le modèle de Hufford (1991).

La formule de Maxwell Garnett (1904) est valable pour des inclusions sphériques petites devant la longueur d'onde (approximation de Rayleigh) dans une matrice (Bringi et Chandrasekar, 2001) :

$$\varepsilon = \frac{1 + 2fF}{1 - fF} \varepsilon_{\text{mat}}, \quad (3.70)$$

où  $f = 1 - \rho/\rho_{\text{mat}}$  est la concentration volumique des inclusions, et

$$F \equiv \frac{\varepsilon_{\text{inc}} - \varepsilon_{\text{mat}}}{\varepsilon_{\text{inc}} + 2\varepsilon_{\text{mat}}}. \quad (3.71)$$

Cette formulation a été utilisée par Longtin *et al.* (1987) pour calculer l'indice de réfraction de la glace spongieuse.

Bohren et Battan (1981, 1982) ont étendu la théorie de Maxwell Garnett (1904) à des inclusions ellipsoïdales de formes équiprobables et proposé la formule suivante (Bohren et Huffman, 1983) :

$$\varepsilon = \frac{(1 - f)\varepsilon_{\text{mat}} + f\beta\varepsilon_{\text{inc}}}{1 - f + f\beta}, \quad (3.72)$$

où

$$\beta = \frac{2\varepsilon_{\text{mat}}}{\varepsilon_{\text{inc}} - \varepsilon_{\text{mat}}} \left( \frac{\varepsilon_{\text{inc}}}{\varepsilon_{\text{inc}} - \varepsilon_{\text{mat}}} \ln \left( \frac{\varepsilon_{\text{inc}}}{\varepsilon_{\text{mat}}} \right) - 1 \right). \quad (3.73)$$

On retrouve la formule de Maxwell Garnett (1904) pour

$$\beta = \frac{3\varepsilon_{\text{mat}}}{\varepsilon_{\text{inc}} + 2\varepsilon_{\text{mat}}}, \quad (3.74)$$

qui correspond à des sphères. La formule Éq. (3.72) a été utilisée par Klaassen (1988) et Boudévillain et Andrieu (2003) pour calculer la réflectivité dans la couche de fusion. Cette formulation a également été utilisée par Vivekanandan *et al.* (1990) pour les particules en phase mixte. Enfin, notons que certaines études ont utilisé l'indice de réfraction de l'eau liquide pour la neige humide (Tong et Xue, 2005).

### 3.5.3.4 Partition eau liquide/glace/air des hydrométéores

Les compositions en air, glace et eau liquide des hydrométéores comportant une phase glacée varient beaucoup d'une étude à l'autre, principalement en raison de la diversité de ces hydrométéores existant dans la nature. Vivekanandan *et al.* (1993) ont considéré que la glace primaire est formée uniquement de glace. Au contraire, la neige sèche comprend de l'air et de la glace. Les modèles les plus simples proposent une masse volumique constante. Ainsi Illingworth *et al.* (1987) ont proposé  $\rho_s = 0,1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Vivekanandan *et al.* (1993) ont utilisé trois masses volumiques différentes : 0,2, 0,5 et 0,8  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Les modèles plus élaborés proposent une fonction du rapport des axes ou du diamètre des particules. Ainsi, Klaassen (1988) a proposé

$$\rho_s = \frac{0,7}{D_m}. \quad (3.75)$$

La neige humide ou spongieuse peut être vue comme un mélange de glace et d'eau dans les proportions 60 %/40 % par exemple (Vivekanandan *et al.*, 1993).

Le grésil sec est considéré comme de la glace pure dans Méso-NH (Richard *et al.*, 2003). Stiles et Ulaby (1981) et Vivekanandan *et al.* (1993) ont considéré que sa masse volumique était 0,5  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Le grésil humide peut être modélisé comme comportant 14 % d'eau liquide et 86 % de glace (Stiles et Ulaby, 1981, Rasmussen *et al.*, 1984 et Méso-NH). Certains auteurs préconisent plus d'eau liquide : Bringi *et al.* (1986a) ont supposé qu'il était composé de 15 % d'eau liquide, et Bringi *et al.* (1984), 20 %.

Enfin, la grêle sèche est considéré comme de la glace pure par Bringi *et al.* (1986b). La grêle molle ou spongieuse est modélisée par un mélange d'eau liquide et de glace avec 5 à 20 % d'eau liquide en volume pour Aydın *et al.* (1984) et 40 % d'eau liquide pour Vivekanandan *et al.* (1993). Enfin, Brandes *et al.* (1995) ont modélisé la masse volumique de la grêle par

$$\rho_i = 1,055 \cdot 10^{-2} D + 0,489 \cdot 10^{-3}. \quad (3.76)$$

### 3.5.4 Implémentation dans le simulateur Méso-NH

Le Tableau 2.1 récapitule les paramètres physiques des hydrométéores dans Méso-NH. Dans un premier temps, l'oscillation/inclinaison a été négligée dans le simulateur Méso-NH. Pour la permittivité de l'eau liquide, nous avons pris le modèle de Liebe *et al.* (1991) fourni par les Éqs. (3.60) à (3.64) et pour la glace nous avons pris le modèle de Hufford (1991) décrit par les Éqs. (3.65) à (3.68).

**La pluie.** Lorsque la théorie de Rayleigh pour ellipsoïdes et l'algorithme de la matrice T sont utilisés pour le calcul de la diffusion, les gouttes de pluie sont considérées comme des sphéroïdes aplatis. Deux modélisations ont été implémentées pour les rapports d'axes : celle de Pruppacher et Beard (1970) donnée par l'Éq. (3.53) et celle d'Andsager *et al.* (1999) donnée par l'Éq. (3.57).

**La glace primaire.** La glace primaire est modélisée par une boule de diamètre équivalent en phase uniquement solide.

**La neige.** La neige est modélisée par des boules de diamètre équivalent ayant pour fonction diélectrique celle de la glace car cette classe n'existe qu'au-dessus de la couche de fusion et est progressivement transformée en grésil au fur et à mesure qu'elle traverse la couche de fusion.

**Grésil.** Nous avons décidé de modéliser le grésil comme des particules entièrement glacées en-dessous de  $0^\circ\text{C}$ , c'est-à-dire ayant les mêmes propriétés électromagnétiques que la glace primaire et la neige. Au-dessus de  $0^\circ\text{C}$ , nous considérons qu'une partie de ces particules fond, tandis qu'il reste une partie solide. De même que Bringi *et al.* (1986a), nous considérons que 15 % de la particule en volume sont sous forme d'eau liquide et  $f = 85\%$  de glace sous forme d'inclusions. Au-delà, l'eau liquide s'échappe de la particule (Rasmussen *et al.*, 1984). Pour la théorie de Mie, le mélange est considéré comme des sphéroïdes de glace insérés dans une matrice d'eau fondue et la fonction diélectrique résultante est calculée par la méthode de Bohren et Battan (1981, 1982). Pour l'approximation de Rayleigh, on peut plus simplement pondérer le facteur correctif par le pourcentage de chacun des constituants, eau liquide ou glace.

Lorsque l'espèce  $j$  comporte une phase solide, on fait intervenir  $D_e$ , le diamètre équivalent qu'aurait une sphère de même composition, et  $D_m$ , le diamètre fondu équivalent qu'aurait une sphère liquide de même masse, définis par

$$a_j D^{b_j} = \frac{\pi}{6} \rho_w D_m^3 = \frac{\pi}{6} \rho_j D_e^3 = \frac{\pi}{6} \vartheta_j \rho_w D_e^3, \quad (3.77)$$

où  $\rho_i$  est la masse volumique de la glace et le facteur  $\vartheta_j \equiv (1 - f) + 0,92f$  est la densité de l'hydrométéore par rapport à l'eau liquide ( $f$  est la fraction volumique de glace pure). D'après Smith (1984), pour la neige et la glace primaire, on peut utiliser un diamètre équivalent  $D_e$  correspondant à une boule de glace pure de même masse ( $\rho_j = \rho_s = \rho_i$ ). Pour un diamètre de particule  $D$ , la section de rétrodiffusion du grésil en-dessous de la couche de fusion est celle d'une boule fictive de même masse composée de  $f = 85\%$  en volume de glace et de 15 % d'eau. Dans ce cas,  $\rho_j = \rho_g = (1 - f)\rho_w + f\rho_i = ((1 - f) + 0,92f)\rho_w$ .

## 3.6 Atténuation

L'atténuation subie par les ondes radioélectriques résulte de deux phénomènes : l'absorption et la diffusion. Négligeable en bande S (même si quelques cas de grande atténuation ont été rapportés par Ryzhkov et Zrnić, 1995), ces effets de propagation ne sont pas négligeables en bande C (Hitschfeld et Bordan, 1954, Holt, 1984, Aydin et Giridhar, 1992). L'atténuation par les gaz et les hydrométéores (en  $\text{m}^{-1}$ ) peut s'exprimer ainsi (Battan, 1973, chap. 6) :

$$l = \exp \left( - \int_0^r (\kappa_g + \kappa_c + \kappa_p) dr \right), \quad (3.78)$$

avec  $\kappa_g$  coefficient d'extinction dû aux gaz atmosphériques,  $\kappa_c$  coefficient d'extinction dû aux gouttelettes nuageuses et petits cristaux de glace, et  $\kappa_p$  coefficient d'extinction dû aux précipitations solides et liquides. Cette formule généralise l'Éq. (1.7), uniquement valable pour les hydrométéores.

### 3.6.1 Atténuation par les gaz ( $\kappa_g$ )

L'atténuation par les gaz est principalement due au dioxygène, puis à la vapeur d'eau (Bean et Dutton, 1968). Elle est souvent négligée pour les longueurs d'onde supérieures à quelques centimètres et pour des portées inférieures à 100 km. Généralement, le coefficient d'extinction  $\kappa_g$  est considéré comme constant ; en s'appuyant sur la théorie d'absorption par le dioxygène et la vapeur d'eau de Van Vleck (1947a,b), Bean et Dutton (1968) ont estimé un coefficient d'extinction de  $0,008 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$  pour une longueur d'onde de 5 cm, et de  $0,002 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$  pour une

longueur d'onde de 10 cm. Haase et Crewell (2000) ont indiqué que le coefficient d'extinction considéré pour les radars allemands et finnois en bande C est également de  $0,008 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ . Des formulations plus complexes existent comme un coefficient d'extinction par les gaz fonction de l'élévation et de la distance au radar (Blake, 1970, Doviak et Zrníc, 1993), ou fourni par un modèle de propagation, comme par exemple ceux de Ulaby *et al.* (1981), Doviak et Zrníc (1993), ou bien Liebe *et al.* (1993), utilisé par Haase et Crewell (2000). D'après Haase et Crewell (2000), l'erreur dans la paramétrisation de l'atténuation par les gaz peut approcher 0,5 dB à 200 km, en comparaison avec une valeur fixe de  $0,008 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$  (c'est-à-dire 1,6 dB à 200 km) pour une atmosphère homogène.

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** Comme l'atténuation par les gaz est très faible et qu'il est en outre prévu de corriger les données observées par le réseau Aramis de l'atténuation par les gaz d'ici fin 2007 (par une expression approchant les courbes de Blake, 1970), l'atténuation par les gaz a été négligée dans le simulateur radar.

### 3.6.2 Atténuation par les gouttelettes d'eau nuageuse ou les cristaux de glace ( $\kappa_c$ )

Pour les gouttelettes d'eau nuageuse, l'approximation de Rayleigh peut être faite aux longueurs d'onde considérées ici. Pour les particules et longueurs d'onde considérées, la section efficace d'extinction est alors donnée par la formule suivante

$$C_e(D) = \frac{\pi^2}{\lambda} \text{Im}(K) D^3. \quad (3.79)$$

Finalement, le coefficient d'extinction  $\kappa_c$  peut être approché à partir de la formule suivante fonction du contenu en eau liquide nuageuse ( $M_c$ , en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$\kappa_c = \frac{6\pi M_c}{\lambda \rho_w} \text{Im}(K) \simeq 10^{-5} \frac{M_c}{\lambda^2}. \quad (3.80)$$

L'atténuation due aux cristaux de glace est généralement de deux ordres de grandeur inférieure à l'atténuation due aux gouttelettes d'eau nuageuse et peut donc être négligée (Battan, 1973 : «*At wavelengths in the 5- and 10-cm bands, cloud attenuation can be safely neglected.*»).

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** Nous aurions pu faire le choix de négliger totalement l'atténuation nuageuse, mais comme l'implémentation du calcul de l'atténuation est aisé une fois celui de la rétrodiffusion effectué, nous avons malgré tout implémenté l'atténuation par les cristaux de glace. Par contre, comme nous avons négligé la rétrodiffusion par les gouttelettes d'eau nuageuse, nous avons également négligé l'atténuation due à ces gouttelettes.

### 3.6.3 Atténuation par les précipitations solides et liquides

Pour les hydrométéores précipitants, l'atténuation ne peut généralement plus être estimée à partir de l'approximation de Rayleigh et il faut faire appel à des théories plus complexes. En pratique, on trouve cependant dans la littérature des expressions du coefficient d'extinction en  $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$  (défini par l'Éq. (3.40)) en fonction du *taux de précipitation*  $R$  (en  $\text{mm} \cdot \text{h}^{-1}$ ) :

$$A_p = K_2(\lambda) R^\gamma \quad (3.81)$$

et ceci pour différents types de précipitations (Gunn et East, 1954, Hitschfeld et Bordan, 1954, et Battan, 1973). On trouve également ce type de formulations pour la neige : à 0°C, Gunn et East (1954) ont proposé

$$A_p = 3,49 \cdot 10^{-11} \frac{R^{1,6}}{\lambda^4} + 2,24 \cdot 10^{-5} \frac{R}{\lambda}. \quad (3.82)$$

L'atténuation par la grêle, si elle peut être importante, ne peut semble-t-il pas être estimée à partir de telles formulations ; l'atténuation dépend trop fortement des caractéristiques des particules de glace (forme, composition).

Des formulations empiriques permettent également d'exprimer l'atténuation (et donc de la corriger) en fonction d'observations polarimétriques (Aydin *et al.*, 1989, Gorgucci *et al.*, 1998, par exemple). Ainsi Giuli *et al.* (1993, 1994) ont utilisé le modèle empirique d'Aydin *et al.* (1989).

Il faut souligner cependant que la prise en compte de l'atténuation par les hydrométéores nécessite une intégration des portes les unes après les autres (c'est-à-dire tout le long du chemin de l'onde électromagnétique) à partir du radar ce qui complexifie les calculs. Capsoni et D'Amico (1998) ont ainsi justifié leur utilisation de la formulation de l'Éq.(3.81) plutôt que des calculs à partir du modèle de diffusion afin de réduire le temps de calcul car les hydrométéores sont décrits explicitement et non par une DGP dans leur simulateur radar.

Delrieu *et al.* (2000) ont établi que l'on ne peut négliger l'atténuation par les précipitations lors d'épisodes pluvieux intenses en bande C et X : l'atténuation intégrée sur le chemin optique (PIA) peut atteindre une dizaine de dB en bande C, et une cinquantaine de dB en bande X sur une distance de 70 km. En outre, pour des radars en bande C, Scarchilli *et al.* (1993) ont trouvé que le coefficient d'extinction pouvait atteindre 0,5 dB · km<sup>-1</sup>, et que la différence entre le coefficient d'extinction à polarisation horizontale et celui à polarisation verticale pouvait atteindre 0,15 dB · km<sup>-1</sup>.

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** Dans le simulateur, il est possible de prendre en compte l'atténuation par les précipitations solides et liquides calculée selon les quatre méthodes de diffusion choisies. La Figure 3.14 montre qu'en bande C, l'atténuation due à la pluie simulée à partir de Méso-NH peut atteindre -10 dB à 50 km (Fig. 3.14c), alors qu'elle reste négligeable en bande S (Fig. 3.14d). Par ailleurs, l'approximation de Rayleigh sous-estime l'atténuation de façon d'autant plus importante que la longueur d'onde du radar est petite (en particulier à partir de la bande C : comparer les Figs. 3.14a et c). Nous avons donc ajouté la possibilité de modéliser l'atténuation par une approximation à l'ordre 6 de la solution donnée par la théorie de Mie lorsque la diffusion de Rayleigh est utilisée dans le simulateur. Dans ce cas, la section d'extinction est donnée par l'Éq. (3.52).

### 3.7 Intégration numérique sur les diamètres de particules

Le calcul de l'intégrale impropre sur le diamètre équivolumique intervenant dans le calcul de la réflectivité (Éq. (1.6)), de l'atténuation (Éq. (3.39)), etc. est analytique pour la méthode de diffusion de Rayleigh. Pour les trois autres méthodes, ce calcul est effectué dans le simulateur radar par *quadrature de Gauss-Laguerre* ; cette méthode est particulièrement adaptée aux fonctions de la forme  $f(x)x^c e^{-x}$  sur l'intervalle d'intégration  $]0, \infty[$  (voir Press *et al.*, 1986).

Les intégrales impropres permettant d'intégrer des quantités de la forme  $\mathcal{Q}_j(D)N_j(D)$  en

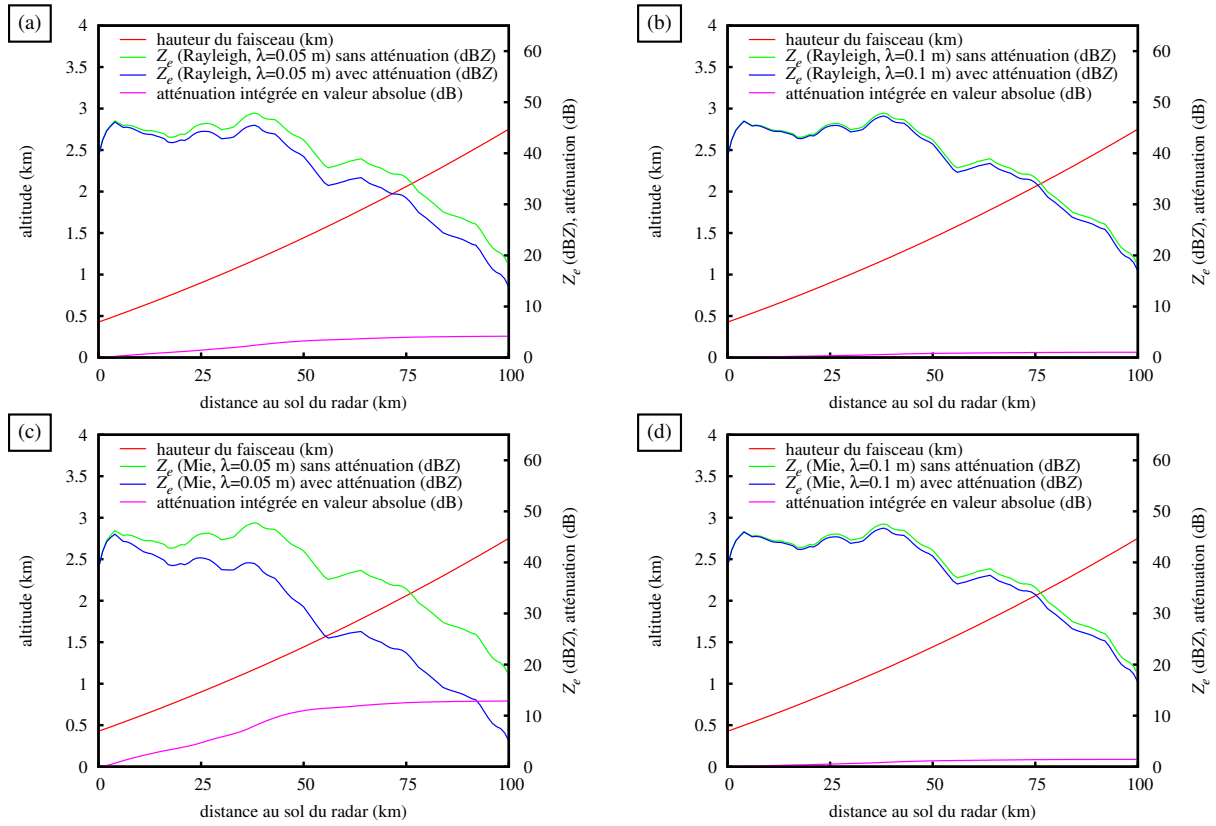


FIG. 3.14 – Réflectivités simulées par Méso-NH atténuées ou non, hauteur du faisceau (MSL), et atténuation intégrée en valeur absolue due à la pluie pour un radar fictif situé à  $4,81^\circ$  de longitude et  $44,25^\circ$  de latitude, et à une altitude de 427,5 m MSL sur une radiale d'angle de site égal à  $35^\circ$  et d'élévation  $1^\circ$ , le 8 septembre 2002 à 2100 UTC :

(a) : selon Rayleigh en bande C ; (b) : selon Rayleigh en bande S ;  
 (c) : selon Mie en bande C ; (d) : selon Mie en bande S.

fonction du diamètre  $D$  sont évaluées de manière générale par :

$$\begin{aligned}
 \langle \mathcal{Q}_j \rangle &= \int_0^\infty \mathcal{Q}_j(D) N_j(D) dD, \\
 &= \frac{C_j \alpha_j}{\Gamma(\nu_j)} \lambda_j^{X_j + \alpha_j \nu_j} \int_0^\infty \mathcal{Q}_j(D) D^{\alpha_j \nu_j - 1} \exp(-(\lambda_j D)^{\alpha_j}) dD, \\
 &= \frac{C_j}{\Gamma(\nu_j)} \lambda_j^{X_j} \int_0^\infty \mathcal{Q}_j \left( \frac{\Delta^{1/\alpha_j}}{\lambda_j} \right) \Delta^{\nu_j - 1} \exp(-\Delta) d\Delta, \\
 &\simeq \frac{C_j}{\Gamma(\nu_j)} \lambda_j^{X_j} \sum_{k=0}^n \mathcal{Q}_j \left( \frac{\Delta_k^{1/\alpha_j}}{\lambda_j} \right) \Delta_k^{\nu_j - 1} w_k,
 \end{aligned} \tag{3.83}$$

où  $\Delta_k$  et  $w_k$  sont respectivement les abscisses et poids de la quadrature de Gauss-Laguerre.

Ainsi, par exemple

$$z_e = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|^2} \sum_{j \in \text{type}} \langle \sigma_j \rangle \tag{3.84}$$

et

$$\kappa = \sum_{j \in \text{type}} \langle C_{ej} \rangle. \tag{3.85}$$



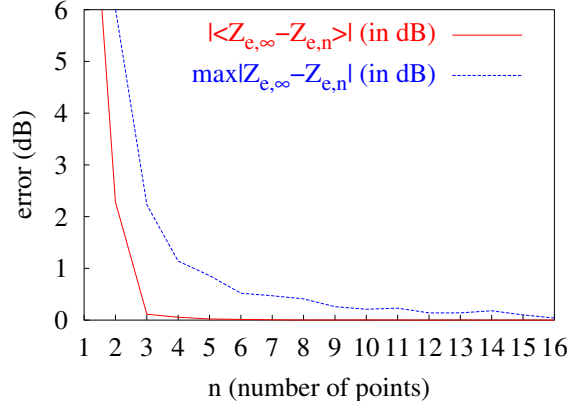


FIG. 3.15 – Erreur absolue maximum et erreur moyenne absolue entre réflectivité approchée et exacte, en fonction du nombre de points de la quadrature de Gauss-Laguerre pour une diffusion de Mie.

La quadrature de Gauss-Laguerre donne un résultat exact pour 4 points dans l'approximation de Rayleigh et un résultat satisfaisant à partir de 5 points pour la théorie de Mie. En effet, la Figure 3.15 montre que l'erreur commise moyenne est de l'ordre de 0,03 dB et que l'erreur maximale est inférieure à 1 dB pour un nombre de points supérieur à 5.

Pour des particules glacées, on fait intervenir un diamètre équivalent  $D_e$  et  $\langle \mathcal{Q}_j(D_e) \rangle$  s'exprime donc ainsi :

$$\begin{aligned}
 \langle \mathcal{Q}_j(D_e) \rangle &= \int_0^\infty \mathcal{Q}_j(D_e) N_j(D) dD \\
 &= \int_0^\infty \mathcal{Q}_j \left( \left( \frac{6a_j D^{b_j}}{\pi \rho_j} \right)^{1/3} \right) N_j(D) dD \\
 D_e = \left( \frac{6a_j D^{b_j}}{\pi \rho_j} \right)^{1/3} & \\
 &= \frac{C_j}{\Gamma(v_j)} \lambda_j^{X_j} \int_0^\infty \mathcal{Q}_j \left( \left( \frac{6a_j \Delta^{b_j/\alpha_j}}{\pi \rho_j \lambda_j^{b_j}} \right)^{1/3} \right) \Delta^{v_j-1} e^{-\Delta} d\Delta. \quad (3.86)
 \end{aligned}$$

**Expressions dans l'approximation de Rayleigh.** Dans l'approximation de Rayleigh, le *facteur de réflectivité radar équivalent* est donné par

$$\begin{aligned}
 z_{ej} &= \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|^2} \int_0^\infty \frac{\pi^5 |K_j|^2}{\lambda^4} D_e^6 N_j(D) dD \\
 &= \left| \frac{K_j}{K_w} \right|^2 \left( \frac{6a_j}{\pi \rho_j} \right)^2 \int_0^\infty D^{2b_j} N_j(D) dD \\
 D_e = \left( \frac{6a_j D^{b_j}}{\pi \rho_j} \right)^{1/3} & \\
 &= \frac{1}{\vartheta_j^2} \left| \frac{K_j}{K_w} \right|^2 \left( \frac{6a_j}{\pi \rho_w} \right)^2 \mathfrak{M}_j(2b_j). \quad (3.87)
 \end{aligned}$$

Le facteur  $|K_i/K_w|^2/\vartheta_i^2$  est typiquement égal à 0,224 d'après Smith (1984). Pour le simulateur radar, le facteur  $|K_j/K_w|^2/\vartheta_j^2$  est recalculé grâce aux formules données par les Éqs. (3.60), pour l'eau liquide, et (3.65) pour la glace.

En appliquant le raisonnement de Smith (1984) à la section efficace d’extinction, le coefficient d’extinction vaut alors (à l’ordre 6)

$$\begin{aligned}
\kappa_j &= \frac{\pi^2}{\lambda} \text{Im} K_j \int_0^\infty D_e^3 N_j(D) dD + \frac{\pi^4}{15\lambda^3} \text{Im} \left( K_j^2 \frac{m^4 + 27m^2 + 38}{2m^2 + 3} \right) \int_0^\infty D_e^5 N_j(D) dD \\
&\quad + \frac{2\pi^5}{3\lambda^4} \text{Re}(K_j^2) \int_0^\infty D_e^6 N_j(D) dD \quad \text{d’après Éq. (3.52),} \\
&= \frac{\pi^2}{\lambda} \text{Im} K_j \left( \frac{6a_j}{\pi\rho_j} \right) \mathfrak{M}_j(b_j) + \frac{\pi^4}{15\lambda^3} \text{Im} \left( K_j^2 \frac{m^4 + 27m^2 + 38}{2m^2 + 3} \right) \left( \frac{6a_j}{\pi\rho_j} \right)^{5/3} \mathfrak{M}_j(5b_j/3) \\
&\quad + \frac{2\pi^5}{3\lambda^4} \text{Re}(K_j^2) \left( \frac{6a_j}{\pi\rho_j} \right)^2 \mathfrak{M}_j(2b_j) \quad \text{d’après Éq. (2.2).} \tag{3.88}
\end{aligned}$$

### 3.8 Échos fixes et masques partiels

Si par exemple le site d’élévation du faisceau est trop bas, il peut arriver que le faisceau soit complètement ou partiellement affecté par le relief (ou d’autres objets non-météorologiques comme des bâtiments). Cette situation donne lieu à la présence d’un écho fixe à l’endroit où le faisceau rencontre le relief. Les échos situés au-delà de l’écho fixe sont moins intenses (en puissance) que si le faisceau n’était pas intercepté, car une partie de l’énergie est rétrodiffusée avant de les atteindre. Ce phénomène, appelé masque partiel, est analogue à l’atténuation.

Dans la réalité, les échos fixes peuvent être détectés par des mesures Doppler, polarimétriques, ou par des considérations statistiques : certaines portes renvoient des échos intenses de manière durable même en ciel clair. La simulation de l’intensité des échos fixes suppose de connaître la puissance réfléchie par le relief. Cette dernière dépend de l’état du sol et nécessite la connaissance de l’occupation du sol, l’élaboration de modèles de rétrodiffusion pour chaque type de sol. Cette approche semble assez lourde à mettre en œuvre. Une autre approche consiste à utiliser des cartes statiques d’échos fixes pour identifier les zones soumises aux échos fixes dans les observations.

Quant aux masques partiels, Pellarin *et al.* (2002) ont proposé un algorithme qui tient compte du relief dans l’évaluation de la réflectivité équivalente, et permet d’exploiter les portes affectées par un masque partiel. Cette information est disponible pour les données du réseau Aramis et pourra donc être prise en compte dans l’assimilation de données. Giuli *et al.* (1994) ont pris en compte les masques partiels en utilisant l’algorithme de correction optique de Hariu et Puhakka (1986). Ces approches requièrent une discrétisation fine du faisceau afin d’évaluer la surface interceptée par le relief. La solution radicalement opposée est d’ignorer les portes concernées.

**Implémentation dans le simulateur Méso-NH.** Du fait qu’il est difficile de connaître la réflectivité du sol, que ce soit dans Méso-NH ou Arome, les échos fixes sont traités par le simulateur comme des pixels de valeur incalculable. Un pixel est déclaré écho fixe dès lors que l’une des trajectoires issues de la discrétisation du faisceau rencontre le relief du modèle (qui est différente du vrai relief).

Par souci de simplicité et d’économie de ressources numériques, les masques partiels sont simplement ignorés : la valeur incalculable est attribuée à toute porte située au-delà d’un écho fixe lorsque l’atténuation est prise en compte, et la réflectivité est calculée normalement (c’est-à-dire avec la partie du faisceau qui devrait en théorie ne pas retourner de signal) lorsque l’atténuation n’est pas prise en compte.

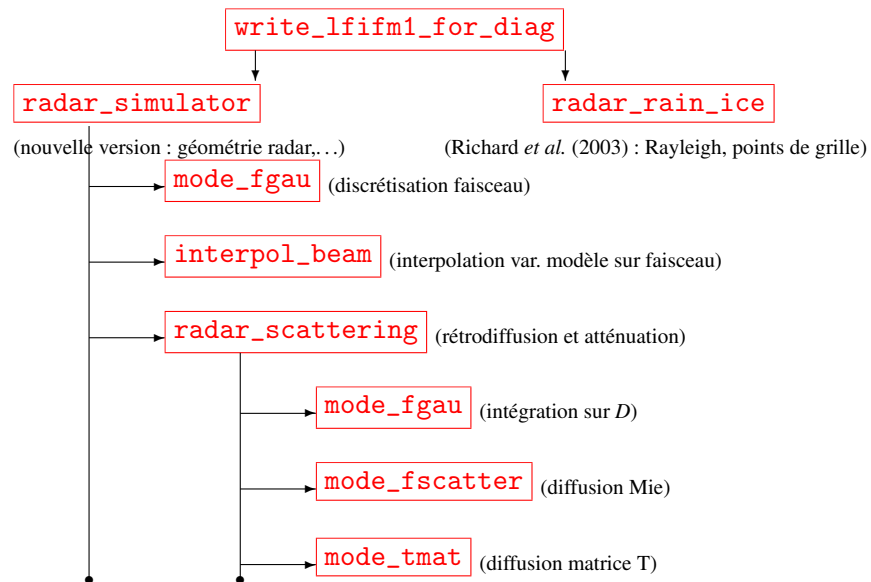


FIG. 3.16 – Schéma modulaire global du nouveau simulateur radar.

### 3.9 Reprojection sur la grille cartésienne des observations

Actuellement les observations sont fournies opérationnellement sur une grille cartésienne de maille  $1 \times 1 \text{ km}^2$  et de taille  $600 \times 600 \text{ km}^2$ . La projection est effectuée de la manière suivante : le radar tourne sur son axe vertical à vitesse constante et émet des trains d'ondes (c'est-à-dire effectue des « tirs ») à la *fréquence de répétition* (dite également récurrence, ou PRF, usuellement de l'ordre de 250 à 330 Hz pour les radars du réseau Aramis), puis on effectue la moyenne arithmétique des mesures contenues dans chaque pixel de 1 km de côté. En mode rotation lente, le radar effectue un tour complet en 72 s. Il effectue donc au pire  $72 \times 330 = 23\,760$  tirs par tour et il s'agirait donc de simuler 23 760 faisceaux si l'on voulait procéder de la même façon pour l'opérateur d'observation ! Ce nombre rédhibitoire d'observations est nécessaire à la qualité du produit radar, mais n'a pas de raison d'être pour la simulation (les mesures sont « parfaites » dans le modèle).

On n'a par conséquent pas besoin d'autant de tirs ; par exemple, il suffit qu'au moins un tir passe par chaque pixel de la grille radar cartésienne. En choisissant les faisceaux de manière à ce que leur extrémité soit située au centre d'un pixel du bord de l'image de l'observation radar, nous obtenons  $4 \times 600 = 2\,400$  tirs. Compte tenu de la résolution du modèle (supérieure à 1 km), les simulations de réflectivités sur la grille des observations sont corrélées entre elles : on peut sans doute encore diminuer le nombre de faisceaux simulés. Il est clair que les portes les plus proches du radar seront suréchantillonnées par rapport à la grille du modèle, tandis que les portes les plus éloignées seront souséchantillonnées.

### 3.10 Résumé

L'organisation du simulateur radar est résumée schématiquement sur la Figure 3.16 avec les noms des routines utilisées. Le Tableau 3.4 résume les différentes modélisations implémentées dans le simulateur radar. La Figure 3.17 (e, en bas à gauche) illustre quelques possibilités du nouveau simulateur radar développé dans Méso-NH (simulation du radar de Bollène tenant compte de tous les hydrométéores, de la géométrie du radar et de l'élargissement du faisceau). Les quatre images du haut présentent les réflectivités dues aux différents types d'hydrométéores. On peut voir que les réflectivités simulées en points de grille (Richard *et al.*, 2003) à

Solutions techniques	Complexité	Références bibliographiques
<b>Fonction de directivité de l'antenne</b>		
gaussienne (lobe principal, Éq. (3.4))	1	
isotropie (Éq. (3.7))	0	Probert-Jones (1962)
<b>Fonction de poids radiale</b>		
idéale (Éq. (3.19))	0	∅
<b>Courbure du faisceau</b>		
loi de Descartes locale ( $n$ calculé à partir du modèle, Éq. (3.23))	1	Smith et Weintraub (1953)
rayon effectif=4/3 rayon de la Terre	0	Schelleng <i>et al.</i> (1933)
<b>Définition longitudinale de la porte</b>		
bande infinie (Éq. (3.18))	0	Battan (1973)
<b>Diffusion</b>		
matrice T pour sphéroïdes	3	Waterman (1965), Mishchenko et Travis (1998)
Mie	2	Mie (1908), Bohren et Huffman (1983)
Rayleigh pour sphéroïdes	1	Rayleigh (1897)
Rayleigh	0	Rayleigh (1871, 1899)
<b>Atténuation par les gaz</b>		
négligée	0	∅
<b>Atténuation par les gouttelettes nuageuses</b>		
négligée	0	∅
<b>Atténuation par les précipitations et glace primaire</b>		
selon schéma de diffusion	1	<i>cf.</i> Diffusion
négligée	0	∅
<b>Échos fixes et masques partiels</b>		
non-traités	0	∅

TAB. 3.4 – Résumé des différentes possibilités pour chaque module implémentées dans le simulateur Méso-NH en fonction de leur complexité.

1000 m (Fig. 3.17c) sont similaires à celles simulées par le nouveau simulateur dans la partie convective, proche du radar. Par contre, la coupe horizontale ne permet pas de voir la partie stratiforme qui s'étend au-dessus des Alpes. Inversement, la coupe à 4000 m (Fig. 3.17d) permet de voir la partie stratiforme du système convectif au-dessus des Alpes, mais les réflectivités de la partie convective au-dessus du Gard sont sous-estimées. La simulation effectuée avec le nouveau simulateur radar présente l'avantage de reproduire correctement à la fois les fortes intensités correspondant aux cellules convectives proches du radar et la partie stratiforme formée d'hydrométéores en phase solide loin du radar. Le chapitre suivant décrit les applications du simulateur radar (spécification d'un opérateur d'observation pour l'assimilation et d'un simulateur radar pour la validation des modèles météorologiques, implémentation de l'opérateur d'observation dans le code Arome/Aladin).

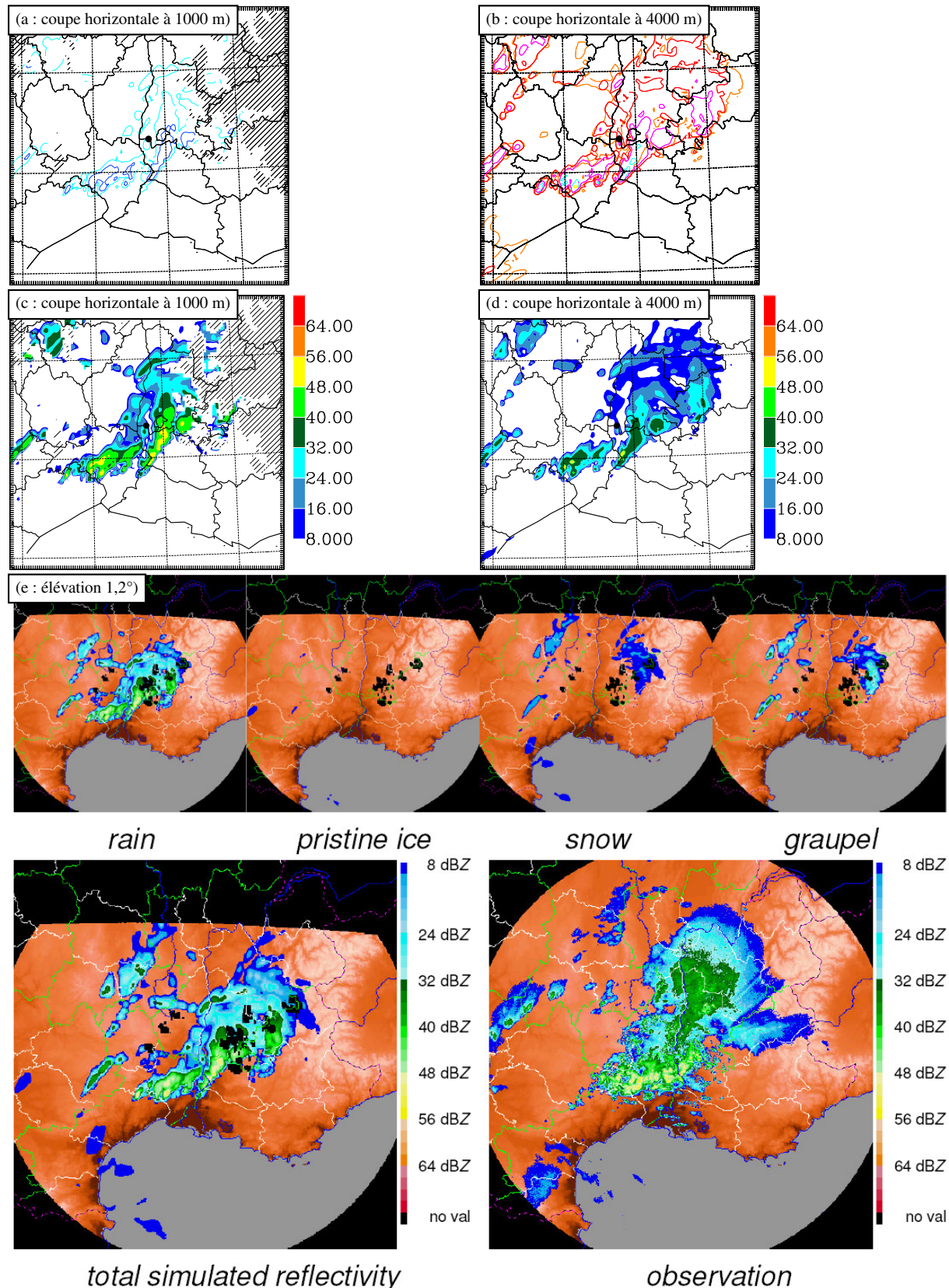


FIG. 3.17 – Rapports de mélange en hydrométéores à 1000 m (a) et 4000 m (b) le 8 septembre 2002 à 2100 UTC : isolignes à  $0,1 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$  et  $1 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$  (eau liquide précipitante : cyan et bleu ; grésil : rouge et rose ; neige : orange et jaune). Réflectivités simulées en dBZ le 8 septembre 2002 à 2100 UTC avec le simulateur en point de grille de Méso-NH à 1000 m (c) et 4000 m (d). Réflectivités simulées en dBZ le 8 septembre 2002 à 2100 UTC (nouveau simulateur, radar de Bollène, élévation  $1,2^\circ$ , élargissement du faisceau sur la verticale) : dues à l'eau liquide précipitante, la glace primaire, la neige et le grésil (e, panneau du haut), totale (e, en bas à gauche) et observées (e, en bas à droite). La simulation est tronquée au nord car le domaine Méso-NH de la simulation utilisée est plus petit que la zone couverte par le radar. On a marqué en noir les pixels pour lesquels le faisceau rencontre le relief du modèle.

## Chapitre 4

# Simulateur de réflectivités radar et applications

Ce chapitre a pour objet de présenter quelques applications du simulateur de réflectivités radar. Un article paru dans le *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* présente les tests de sensibilité qui ont été effectués avec différentes configurations du simulateur afin de spécifier les caractéristiques à retenir pour

- l’opérateur d’observation pour l’assimilation des réflectivités radar et
- le simulateur de réflectivités pour la validation des sorties des modèles atmosphériques à haute résolution.

En outre, dans cet article, l’utilisation du simulateur radar pour la validation des modèles atmosphériques est illustré sur le cas du Gard de 2002. Une dernière section décrit la manière dont nous avons implémenté l’opérateur d’observation pour les réflectivités dans le code des modèles Arome et Aladin.

### 4.1 Résumé de l’article paru dans le *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*

Un simulateur radar complet pour des modèles non-hydrostatiques à haute résolution (1–5 km) a été développé dans le modèle atmosphérique de recherche à mésoéchelle non-hydrostatique (Més0-NH). Ce simulateur est fait de briques dont chacune décrit un processus physique particulier (diffusion, courbure du faisceau, etc.) que nous avons décrit au chapitre précédent. Pour chacune de ces briques, plusieurs formulations ont été implémentées. Par exemple, le simulateur radar offre la possibilité de choisir entre les méthodes de diffusion de Rayleigh, Rayleigh-Gans<sup>1</sup>, Mie ou matrice T, et la courbure du faisceau peut être déduite d’un rayon terrestre effectif ou peut dépendre du gradient vertical de l’indice de réfraction de l’air. De plus, le simulateur radar est complètement cohérent avec les paramétrisations microphysiques utilisées par le modèle numérique atmosphérique.

Des expériences de sensibilité ont été effectuées en utilisant différentes configurations du simulateur. Elles ont permis la spécification d’un opérateur d’observation pour l’assimilation des réflectivités par des systèmes de PN à haute résolution non-hydrostatiques, ainsi que pour leur validation. Une étude de la crue éclair des 8–9 septembre 2002 dans le sud-est de la France qui fut bien documentée par les données volumiques du radar en bande S de Bollène sert à

---

1. Dans cet article, la théorie de Rayleigh-Gans fait référence à la théorie de Rayleigh étendue aux sphéroïdes.

illustrer les possibilités du simulateur radar en tant qu'outil de validation pour un modèle à mésoéchelle.

## **4.2 Article paru dans le *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology***

Référence de l'article paru :

CAUMONT, O., V. DUCROCQ, G. DELRIEU, M. GOSSET, J. PARENT DU CHÂTELET, J.-P. PINTY, H. ANDRIEU, Y. LEMAÎTRE et G. SCIALOM, 2006 : A radar simulator for high-resolution nonhydrostatic models. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **23**(8), 1049–1067, doi:10.1175/JTECH1905.1.

T.S.V.P.

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*



*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*



*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*



*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

### 4.3 Implémentation de l'opérateur d'observation dans le code Arome/Aladin

Les travaux décrits dans l'article de la section précédente ont permis de spécifier un opérateur d'observation pour l'assimilation des réflectivités radar. En résumé, ils ont suggéré la configuration suivante :

- la diffusion de Rayleigh est largement satisfaisante en bande S et devrait suffire en bande C ;
- il est nécessaire de prendre en compte l'élargissement du faisceau sur la verticale.

En outre, le système d'assimilation Arome/Aladin possède quelques spécificités qui conduisent aux contraintes suivantes :

- il est difficile de prendre en compte l'atténuation parce que le code Arome/Aladin traite des paquets de profils verticaux par processeur et que cela augmenterait le temps passé en communications entre processeurs en plus de la complexité de leur implémentation dans le code. Cependant l'atténuation en bande C est importante. Par conséquent, il a été jugé préférable de traiter cette question en amont : les pixels situés derrière des zones de fortes réflectivités sont éliminés préalablement au processus d'assimilation. La technologie polarimétrique, qui équipera un certain nombre de radars du réseau Aramis, permettra de corriger l'atténuation de manière satisfaisante et éviter l'élimination des pixels de réflectivités atténuées ;
- pour la même raison, il faut utiliser le modèle du rayon effectif terrestre et détecter les propagations anormales en amont du processus d'assimilation. Les échos de propagation anormale des observations sont donc éliminés par un filtre adéquat et fiable (au sens où il est préférable de rejeter plus d'informations « bonnes » que d'en accepter de « mauvaises »). En pratique, le traitement réalisé par le Centre de météorologie radar de Météo-France (CMR) compare pour chaque volume de réflectivités le nombre d'échos fixes détectés au nombre moyen d'échos fixes en ciel clair. Si le nombre d'échos fixes détectés est très différent du nombre moyen, les données sont considérées comme affectées par le phénomène de propagation anormale et ne sont pas assimilées ;
- pour des raisons similaires, il est difficile de traiter le problème des masques partiels. Dans un premier temps, on a choisi de les traiter comme pour le simulateur, c'est-à-dire d'utiliser également les élévations qui ne devraient pas retourner de signal. Une méthode statique est en cours de développement afin d'attribuer à chaque colonne du modèle une hauteur minimum détectable par le radar de façon à traiter de manière plus satisfaisante ce problème de masques partiels (Haase *et al.*, 2007) ;
- le fait que le code Arome/Aladin traite des paquets de profils verticaux ne permet pas de définir facilement un chemin tri-dimensionnel, mais oblige au contraire à effectuer les calculs par profil vertical. Il est donc nécessaire d'ajuster la méthode développée dans Méso-NH pour simuler l'élargissement sur la verticale.

Concernant ce dernier point, nous avons proposé une expression du type de celle donnée par l'Éq. (3.6), illustrée par la Figure 4.1, avec une fonction de directivité donnée par l'Éq. (3.4). Pour cela on approche l'intégrale suivante :

$$\bar{z}_e(\vartheta_0) = \frac{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} z_e(h) \exp\left(-8 \ln 2 \left(\frac{\vartheta(h) - \vartheta_0}{\Delta\vartheta}\right)^2\right) dh}{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \exp\left(-8 \ln 2 \left(\frac{\vartheta(h) - \vartheta_0}{\Delta\vartheta}\right)^2\right) dh}, \quad (4.1)$$

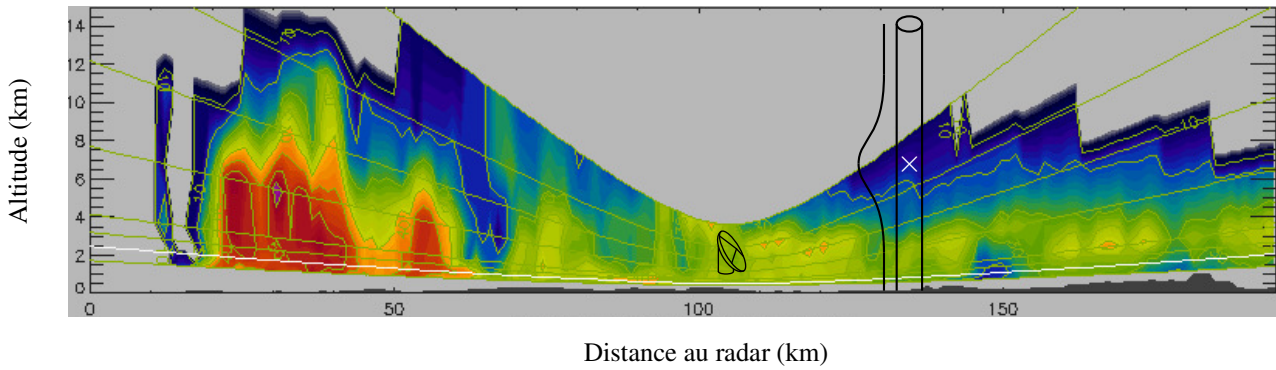


FIG. 4.1 – Élargissement du faisceau sur la verticale par profil vertical du modèle. Pour une porte à une élévation donnée matérialisée par la croix blanche, on utilise les valeurs de réflectivités aux niveaux de la colonne du modèle correspondante, pondérées par une gaussienne représentée par la courbe sur la gauche de la colonne.

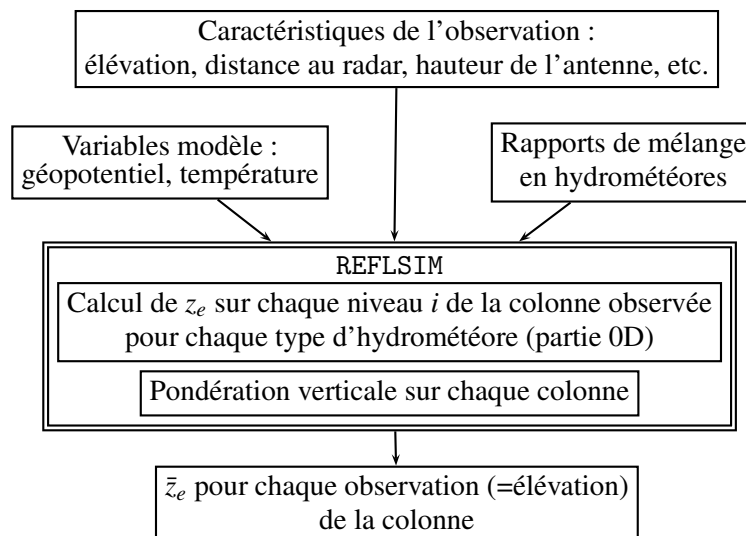


FIG. 4.2 – Structure de REFLSIM.

où  $h$  représente l'altitude,  $h_{\min}$  correspond à l'élévation  $\vartheta_0 - \Delta\vartheta/2$ , et  $h_{\max}$  correspond à l'élévation  $\vartheta_0 + \Delta\vartheta/2$ . Dans le code Arome/Aladin, l'intégrale de l'Éq. (4.1) est approchée par la méthode des trapèzes en évaluant  $z_e$  et  $\vartheta$  aux niveaux du modèles compris entre  $h_{\min}$  et  $h_{\max}$ , tandis que pour l'Éq. (3.6), il s'agit de sommes de Riemann, un peu moins précises. On peut donc scinder le calcul des réflectivités synthétiques en deux : une partie 0D qui calcule  $z_e$ , et une partie purement géométrique qui pondère les  $z_e$  sur la verticale. Ceci est implanté dans le code Arome/Aladin au niveau de la routine REFLSIM appelée par la moniteur HOP des opérateurs d'observation et constitue une des briques du développement de l'assimilation des données radar dans Arome et Aladin. La structure schématique de la routine REFLSIM est synthétisée sur la Figure 4.2.



## Chapitre 5

# Simulation des vitesses Doppler

Dans ce chapitre nous décrivons d'abord un simulateur de vitesses Doppler construit sur la base du simulateur de réflectivités développé dans les post-traitements de Méso-NH auquel on a ajouté un module simulant les vitesses radiales. Ensuite, nous montrons comment ce simulateur a permis d'établir une hiérarchie dans les processus physiques à modéliser pour simuler des vitesses radiales.

### 5.1 Simulateur de vitesses Doppler

La simulation des vitesses Doppler possède de nombreux points communs avec la simulation des réflectivités radar, comme par exemple la géométrie du faisceau radar, cependant elle requiert en outre la modélisation de la vitesse de chute des hydrométéores.

**Cadre commun avec le simulateur de réflectivités.** L'équation de base qui permet la simulation des vitesses radiales est l'équation 1.18. Pour la fonction de directivité de l'antenne, l'intégrale de l'Éq. (3.8), qui intervient dans l'Éq. (1.18), est évaluée comme pour les réflectivités (Sec. 3.1) mais avec  $\xi = v_r \eta l^2$ . Concernant la fonction de poids radiale, de manière analogue à l'Éq. (3.20), on peut sortir tout ce qui ne dépend que de la distance au radar de l'intégrale volumique dans l'Éq. (1.18) et écrire respectivement pour  $c\tau \ll r$  :

$$v_r(\mathbf{r}_0) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi [v_r \eta](\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2 f^4(\vartheta', \phi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\phi'}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \eta(\mathbf{r}) l(\mathbf{r})^2 f^4(\vartheta', \phi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\phi'}. \quad (5.1)$$

Pour l'évaluation de  $\eta$ , les différents types de diffusion disponibles pour le simulateur de réflectivités sont également disponibles pour le simulateur de vitesses radiales. La trajectoire du faisceau radar peut être calculée des deux façons disponibles pour le simulateur de réflectivités. Les intégrales sur les diamètres des particules sont évaluées de manière analogue à l'Éq. (3.86).

**Vitesse de chute des hydrométéores.** Dès que l'angle d'élévation n'est pas nul, la vitesse de chute intervient théoriquement dans la mesure des vitesses Doppler. Cependant, du fait que les angles considérés sont souvent petits, un certain nombre de simulateurs ou d'opérateurs d'observation négligent cette composante (Crook et Sun, 2002, Snyder et Zhang, 2003, Zhang *et al.*, 2004, Tong et Xue, 2005, Swarbrick, 2006). D'autres corrigent les observations afin de tenir compte de la vitesse de chute. Par exemple, Gao *et al.* (2003, 2004) estiment la vitesse de

	élarg. vert.	vit. vert.	vit. chute	pond. réfl.
Méso-NH (Richard <i>et al.</i> , 2003) (direction verticale seulement)	/	oui	oui	oui
Sun et Crook (1997, 1998), Nissen <i>et al.</i> (2001), Xiao <i>et al.</i> (2003, 2005a,b), Qiu <i>et al.</i> (2006)	non	oui	oui (pond. masse)	non
Sun et Crook (2001)	oui	oui	oui (pond. masse)	non
Crook et Sun (2002), Xue <i>et al.</i> (2006)	oui	oui	non	non
Wu <i>et al.</i> (2000)	non	oui	oui (pond. masse)	oui
Laroche et Zawadzki (1994), Xu <i>et al.</i> (1995), Qiu et Xu (1996), Lindskog <i>et al.</i> (2000, 2004)	non	non	non	non
Gao <i>et al.</i> (2003, 2004), Tong et Xue (2005), Swarbrick (2006)	non	oui	non	non
Gao <i>et al.</i> (2001)	non	oui	oui	non
Salonen (2002), Salonen <i>et al.</i> (2003), Salonen et Järvinen (2004)	oui	non	non	non

TAB. 5.1 – Résumé des caractéristiques des différents types de simulateurs de vitesses Doppler existants. *élarg. vert.* : discrétisation du faisceau sur la verticale ; *vit. vert.* : prise en compte de la vitesse verticale (vent et hydrométéores) ; *vit. chute* prise en compte de la vitesse de chute des hydrométéores ; *pond. réfl.* : pondération des vitesses par la réflectivité.

chute des hydrométéores à partir d'une relation empirique reliant la réflectivité à la vitesse de chute des gouttes de pluie.

Un grand nombre de relations semi-empiriques existent dans la littérature pour exprimer la vitesse de chute limite des hydrométéores en fonction de leur diamètre. Par souci de cohérence avec le schéma microphysique de Méso-NH, on utilise les coefficients de Méso-NH (Tableau 2.1) pour simuler la vitesse de chute limite des hydrométéores dans le simulateur de vitesses radiales.

## 5.2 Applications

La simulation des vitesses Doppler a essentiellement été utilisée pour l'assimilation en tant qu'opérateur d'observation<sup>1</sup>. Le Tableau 5.1 résume les caractéristiques des différents simulateurs de vitesses Doppler existants. Ce tableau montre qu'il y a disparité dans les choix de configuration des simulateurs existants. On a donc effectué des tests de sensibilité sur différents modules du simulateur (élargissement du faisceau sur la verticale, vitesse de chute et pondération par la réflectivité) afin d'établir l'importance relative de ces différentes modélisations sur la précision des vitesses radiales simulées. Cette étude, qui suit, a été acceptée pour publication dans le *Journal of Applied Meteorology and Climatology*.

1. En effet, les vitesses radiales ne sont pas aisément interprétables directement, et il est souvent plutôt fait appel à des méthodes de reconstitution pour exploiter ces données (MANDOP, Scialom et Lemaître, 1990, MUSCAT, Bousquet et Chong, 1998, etc.).

### **5.2.1 Résumé de l'article accepté pour publication dans le *Journal of Applied Meteorology and Climatology***

Un simulateur sophistiqué et flexible de vitesses Doppler mesurées par des radars météorologiques au sol est ajouté à un modèle atmosphérique non-hydrostatique à haute résolution. Des expériences de sensibilité sont conduites en utilisant différentes configurations pour chacun des processus physiques qui sont modélisés par le simulateur. On conclut que négliger l'effet de l'élargissement vertical du faisceau ou la pondération par les réflectivités donne des erreurs du même ordre sur les réflectivités simulées. Négliger les vitesses de chute des hydrométéores a un effet bien plus faible. On montre aussi que négliger à la fois l'effet de l'élargissement du faisceau et la pondération par les réflectivités donne des erreurs du même ordre que lorsqu'on ne néglige que l'un des deux effets.

### **5.2.2 Article accepté pour publication dans le *Journal of Applied Meteorology and Climatology***

Référence de l'article à paraître :

CAUMONT, O. et V. DUCROCQ, 2007 : What should be considered when simulating Doppler velocities measured by ground-based weather radars? *J. Appl. Meteor. Climatol.* Accepté.

T.S.V.P.



*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*



*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*



*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*

*page retirée*  
*respect du droit de l'éditeur*



## 5.3 Conclusion

Nous avons ajouté au simulateur radar la possibilité de simuler les vitesses radiales mesurées par les radars Doppler. Similairement à ce qui a été fait pour les réflectivités, les processus physiques spécifiques à la mesure des vitesses radiales (pondération par la réflectivité, vitesse de chute des hydrométéores) ont été modélisés avec plusieurs niveaux de complexité.

Des études de sensibilité sur ces différentes modélisations ont permis de conclure que l'on peut négliger la vitesse de chute des hydrométéores devant la pondération par la réflectivité et l'élargissement du faisceau sur la verticale. Ces deux derniers phénomènes peuvent détériorer la précision des simulations notamment loin du radar lorsque des hétérogénéités en réflectivité et/ou en vitesses du vent sont importantes (par exemple au sommet des tours convectives). Par ailleurs, nous avons montré que les erreurs commises lorsqu'on néglige l'un ou l'autre de ces deux phénomènes ou bien les deux sont importantes et du même ordre de grandeur. Les contenus en hydrométéores n'étant actuellement pas inclus dans la variable de contrôle du système d'assimilation d'Arome/Aladin, il n'est pas possible de prendre en compte la pondération par la réflectivité et la vitesse de chute des hydrométéores. Il serait donc préférable pour l'opérateur d'observation de ne tenir compte ni de la pondération par les hydrométéores, ni de l'élargissement sur la verticale, ni de la vitesse de chute des hydrométéores.

## Deuxième partie

# Assimilation des réflectivités radar

---

<b>6</b>	<b>État de l'art de l'assimilation des données radar</b>	<b>131</b>
6.1	Observations assimilées et opérateurs d'observation . . . . .	131
6.2	Méthodes d'assimilation de données radar . . . . .	132
6.3	Synthèse . . . . .	143
<b>7</b>	<b>Description de la méthode d'assimilation des réflectivités radar</b>	<b>145</b>
7.1	La méthode de restitution bayésienne 1D . . . . .	145
7.2	Le système d'assimilation 3DVar . . . . .	149
7.3	Conclusion . . . . .	152
<b>8</b>	<b>Expériences de simulation de systèmes d'observation (OSSEs)</b>	<b>155</b>
8.1	Principe des OSSEs . . . . .	155
8.2	Évaluation de la méthode de restitution 1D . . . . .	155
8.3	Assimilation 1D+3DVar complète — Cas du Gard . . . . .	159
<b>9</b>	<b>Assimilation de données réelles (OSEs)</b>	<b>167</b>
9.1	Expériences à une analyse . . . . .	167
9.2	Cycles d'assimilation . . . . .	178
9.3	Réduction des portées horizontales . . . . .	189
9.4	Conclusion . . . . .	195

---



## Chapitre 6

# État de l'art de l'assimilation des données radar

Lors de la mise en opérationnel du modèle Arome, c'est-à-dire fin 2008, les données radar disponibles seront des PPIs (plusieurs par radar) projetés sur des grilles cartésiennes de 1 km de résolution horizontale. Tous les radars fourniront la réflectivité, et certains la vitesse Doppler et/ou des observations polarimétriques. Cette seconde partie est consacrée à l'assimilation des réflectivités radar. Parallèlement à ce travail de thèse, des travaux ont été conduits au CNRM pour assimiler les vitesses radiales Doppler (Montmerle *et al.*, 2006). Ce chapitre présente un tour d'horizon des techniques actuellement utilisées pour assimiler de telles données. Il s'appuie en partie sur les conclusions de l'action COST 717 sur l'utilisation des observations radar dans les modèles hydrologiques et de prévision atmosphérique (Alberoni *et al.*, 2003, Rossa *et al.*, 2005, chapitre 7) et sur les articles de Dance (2004) sur l'assimilation dans les modèles à aire limitée pour la prévision quantitative des précipitations et de Sun (2005) sur l'assimilation des données radar à l'échelle convective. On présente d'abord les différents types de données basés sur la réflectivité radar qui sont assimilés dans ces différents travaux, puis on passe en revue les différentes techniques utilisées, en mentionnant rapidement celles qui ont été utilisées à grande échelle et en décrivant plus en détail les méthodes d'assimilation à mésoéchelle ( $\sim 10$  km de résolution horizontale) et surtout à l'échelle méso- $\gamma$  (quelques kilomètres de résolution horizontale) qui nous concernent plus particulièrement ici.

### 6.1 Observations assimilées et opérateurs d'observation

La réflectivité peut être assimilée directement, notamment avec les techniques variationnelles (Sun et Crook, 1997, par exemple) ou un filtre de Kalman d'ensemble (Tong et Xue, 2005, par exemple). La réflectivité n'étant pas une variable pronostique des modèles atmosphériques, il est nécessaire d'utiliser un opérateur d'observation pour transformer les variables pronostiques du modèle en réflectivité. Cet opérateur d'observation n'est autre que ce que nous avons appelé simulateur de données radar dans la partie I, plus ou moins sophistiqué selon les travaux. Ainsi les plus simples calculent une diffusion de type Rayleigh à partir des hydrométéores simulés par le modèle en point de grille (Sun et Crook, 1997, Xiao *et al.*, 2004), certains prennent en compte l'élargissement du faisceau sur la verticale quand la distance au radar augmente (Sun et Crook, 2001, Crook et Sun, 2002, Xue *et al.*, 2006). Les méthodes d'assimilation variationnelle nécessitent également le développement de la version tangente-linéaire et adjointe de ces simulateurs radar.

Néanmoins, dans de nombreuses études, la réflectivité est convertie en un autre type d'obser-

vation, souvent à cause du type de système d'assimilation utilisé qui ne permet pas d'assimiler des paramètres autres que les variables pronostiques du modèle. La réflectivité observée peut ainsi être convertie en contenus en hydrométéores ( $M$ ) par une loi de type  $Z-M$  (ce que fait ADAS par exemple). Pour cela, il est nécessaire de connaître le type d'hydrométéores sondés, généralement à l'aide d'un partitionnement a priori (Xiao *et al.*, 2007, par exemple) ou en restreignant le type d'hydrométéores à l'eau liquide précipitante (Weygandt *et al.*, 2002b, par exemple).

D'autres études convertissent au préalable les réflectivités en *taux de précipitation* au sol  $R$  (en  $\text{mm} \cdot \text{h}^{-1}$ ), qui peut être une grandeur plus facilement fiable au schéma de précipitation du modèle atmosphérique. C'est par exemple le cas lorsqu'on utilise l'initialisation physique (Krishnamurti *et al.*, 2007, par exemple) ou la *latent heat nudging* (Leuenberger, 2005, par exemple). Un inconvénient d'assimiler ce paramètre est que la relation entre la réflectivité et le taux de précipitation au sol est loin d'être univoque : les estimations de taux de précipitation et d'accumulation de pluie à partir des radars sont sujets à des incertitudes significatives (Austin, 1987, Zawadzki, 1984). Battan (1973) a listé pas moins de 69 relations  $Z-R$  citées dans la littérature. En assimilant des taux de précipitation, il faut également prendre garde à corriger ou détecter les bandes brillantes dans les images de réflectivités observées sous peine de surestimer les précipitations dans ces zones. Une manière de corriger ces défauts est l'utilisation conjointe des radars et des pluviomètres, qui permettent de recalibrer les radars. Un dernier inconvénient de l'utilisation des taux de précipitations au sol est la perte d'information sur la verticale par rapport aux données tridimensionnelles obtenues avec les radars volumiques.

Enfin, certains travaux convertissent la réflectivité en humidité et/ou température. Le lien entre ces deux grandeurs physiques et la réflectivité n'est pas du tout direct. Certaines techniques n'utilisent que les données où les précipitations sont présentes et y imposent des humidités élevées (Gallus et Segal, 2001, par exemple). Quelques techniques relient ces quantités de manière plus ou moins directe (inversion de schéma de convection, formule semi-empirique, technique variationnelle). Cette modification de l'humidité (et éventuellement de la température, de la vitesse verticale) est introduite directement dans l'état initial du modèle ou bien les données d'humidité ainsi obtenues sont analysées par un système d'assimilation (typiquement variationnel ou relaxation newtonienne).

## 6.2 Méthodes d'assimilation de données radar

### 6.2.1 Assimilation variationnelle

#### 6.2.1.1 Principe

On rappelle ici brièvement le principe de l'*assimilation variationnelle de données*, dite aussi *technique adjointe*. Des explications plus détaillées figurent par exemple dans l'article de Talagrand (1997) ou le cours de Bouttier et Courtier (1999).

L'assimilation variationnelle est issue de la théorie du contrôle optimal. Elle consiste à trouver un *vecteur d'état* du modèle  $\mathbf{x}_a$ , appelé « analyse », qui minimise une *fonction de coût* quadratique

$$J(\mathbf{x}) = J_b(\mathbf{x}) + J_o(\mathbf{x}) + J_c(\mathbf{x}), \quad (6.1)$$

où

- $J_b$  est une distance du vecteur d'état du modèle  $\mathbf{x}_b$ , dit « ébauche », issu d'une prévision

du modèle au vecteur d'état  $\mathbf{x}$

$$J_b(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} {}^t(\mathbf{x} - \mathbf{x}_b) \mathbf{B}^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_b), \quad (6.2)$$

avec  $\mathbf{B}$  matrice de covariance des erreurs d'ébauche,

- $J_o$  est une distance du vecteur d'observation  $\mathbf{y}$  à l'équivalent modèle des observations  $\mathbf{H}(\mathbf{x})$ , c'est-à-dire du vecteur d'observation calculé par l'opérateur d'observation  $\mathbf{H}$  à partir d'un vecteur d'état du modèle  $\mathbf{x}$  :

$$J_o(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} {}^t(\mathbf{y} - \mathbf{H}(\mathbf{x})) \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{H}(\mathbf{x})), \quad (6.3)$$

avec  $\mathbf{R}$  matrice de covariance des erreurs d'observation. Le vecteur  $\mathbf{d} \equiv \mathbf{y} - \mathbf{H}(\mathbf{x}_b)$  est appelé l'innovation, et le vecteur  $\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b$  est appelé l'incrément d'analyse ;

- $J_c$  est un terme facultatif qui représente une contrainte filtrée.

Le minimum de  $J$  est calculé, moyennant quelques hypothèses, par des méthodes itératives dites « de descente ».

La minimisation par la technique de l'adjoint (Le Dimet et Talagrand, 1986, Talagrand et Courtier, 1987) requiert de calculer les opérateurs adjoints des opérateurs linéaires tangents associés au modèle de prévision (uniquement lorsque la dimension temporelle est considérée) et à l'opérateur d'observation. La linéarisation d'un opérateur peut être délicate pour les processus non-linéaires (saturation, convection) et entraîner la non-optimalité de la solution (il ne s'agit pas du minimum absolu de la fonction de coût), voire la non-convergence de l'algorithme de minimisation. Le point fort de ce type de technique est qu'il est possible d'assimiler n'importe quelle observation de manière objective dès lors qu'on peut exprimer l'observation en fonction de la variable de contrôle, tout en tenant compte des erreurs du modèle et des observations. L'assimilation variationnelle se décline sous plusieurs variantes, selon le nombre de dimensions prises en compte, comme nous le présentons ci-dessous.

### 6.2.1.2 Assimilation variationnelle quadridimensionnelle (4DVar)

L'assimilation 4DVar prend en compte la dimension temporelle en plus des trois coordonnées spatiales : l'assimilation 4DVar présente non seulement l'avantage de traiter de nombreuses observations au moment où elles sont observées, mais elle fournit également une contrainte multivariée sur les variables du modèle qui permet de maintenir une cohérence dynamique et physique définie par le modèle lui-même. Cependant, elle est coûteuse numériquement.

Le Tableau 6.1 résume les caractéristiques d'études à grande ou moyenne échelle ayant utilisé un système d'assimilation 4DVar pour assimiler des données de précipitations. Les premières tentatives d'assimilation 4DVar de données de précipitations ont été effectuées avec des modèles à basse résolution. Les observations assimilées étaient des cumuls (sur 24 heures, 3 heures ou 1 heure) voire des taux de précipitations estimés à partir de données satellites (SSM/I, PERSIANN) ou radar calibrées par des pluviomètres. Ces études, en montrant des effets bénéfiques sur la prévision de différents phénomènes de grande échelle (tempête, Zupanski *et al.*, 2002b ; dépression Xiao *et al.*, 2000) voire de mésoéchelle (ligne de grains, Guo *et al.*, 2000 ; MCS, Zou et Kuo, 1996) ont encouragé la poursuite des efforts d'assimilation de ce type de données avec des modèles non-hydrostatiques à très haute résolution résolvant explicitement la convection et possédant une microphysique relativement détaillée.

Ainsi, Sun et Crook (1997, 1998) ont assimilé des vitesses radiales et des réflectivités dans un modèle de nuage à très haute résolution, c'est-à-dire 500 m sur l'horizontale. Leur paramétrisation microphysique ne tient compte que des processus chauds (c'est-à-dire pas de phase

modèle	résolution (horizontale, verticale)	type d'observation de précipitation	instrument	référence de l'étude
FSUGSM	450 km, 12 niv.	taux	SSM/I	Tsuyuki (1997)
Eta	80 km, 17 niv.	cumul 24H	radar/pluviomètre	Županski et Mesinger (1995)
Eta	32 km, 45 niv.	cumul 1H	radar/pluviomètre	Zupanski <i>et al.</i> (2002b,a)
MM5	50 km, 16 niv.	taux	SSM/I	Xiao <i>et al.</i> (2000)
MM5	40 km, 10 niv.	cumul 3H		Zou et Kuo (1996)
MM5	20 km, 15 niv.	cumul 3H	radar/pluviomètre	Guo <i>et al.</i> (2000)
MM5	30 km, 27 niv.	cumul 1H	radar/pluviomètre	Peng et Zou (2002)
MM5	20–30 km	cumul 1H	PERSIANN	Xu <i>et al.</i> (2004)
MM5	20 km	cumul 1H	radar/pluviomètre	Xu <i>et al.</i> (2006)
MSM	10 km, 40 niv.	cumul 1H	radar/pluviomètre	Tsuyuki <i>et al.</i> (2002), Kozumi <i>et al.</i> (2005)

TAB. 6.1 – Caractéristiques de quelques études assimilant des données de précipitation avec un système d'assimilation 4DVar à grande et moyenne échelle.

solide). Les données, fournies par les radars du réseau WSR-88D couvrant les États-Unis, sont assimilées avec le système d'assimilation 4DVar VDRAS. La réflectivité est exprimée en fonction du rapport de mélange en eau liquide précipitante de manière biunivoque. Sun et Crook (1997) ont donc pu tester l'impact d'assimiler les données radar sous la forme de réflectivités (en  $\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$  ou en dBZ) et du contenu en eau liquide précipitante. Dans un contexte d'OSSEs (c'est-à-dire pour lesquelles les observations sont simulées) sur des expériences idéalisées (initialisées par bulle chaude), ils ont trouvé que l'assimilation du contenu en eau précipitante obtenu à partir des données de réflectivités à l'aide d'une relation  $Z-q_r$  donnait de meilleurs résultats que l'assimilation directe des réflectivités qui pouvait poser problème lors de la minimisation du fait de la haute non-linéarité de la relation  $Z-q_r$ . Ils ont également testé la sensibilité des résultats aux paramètres de la relation  $Z-q_r$  et ont trouvé que l'assimilation était robuste vis-à-vis de variations des paramètres de la relation  $Z-q_r$ . Par ailleurs, il a été montré sur des cas convectifs que cette technique corrigeait favorablement les prévisions jusqu'à 60 min (Wilson *et al.*, 1998) et 90 min (Sun et Crook, 2001).

Comme la plupart des orages sont influencés par la microphysique froide, Wu *et al.* (2000) ont utilisé essentiellement les mêmes outils (modèle, système d'assimilation, etc.) que Sun et Crook (1997, 1998), mais en ajoutant la représentation d'une espèce en phase solide (grésil/grêle) au schéma microphysique et en assimilant en plus la réflectivité différentielle. La réflectivité et la réflectivité différentielle sont transformées en contenus en eau liquide précipitante et en glace de manière biunivoque. Les conclusions sur la simulation d'un cas d'orage violent sont mitigées : alors que le système d'analyse parvient à décrire les principales caractéristiques de l'orage dans l'état initial des simulations, ces simulations ne parviennent pas à reproduire son évolution ultérieure. L'assimilation 4DVar nécessite en effet le développement de l'adjoint du schéma microphysique qui doit par conséquent être suffisamment simple pour que le calcul de son adjoint soit possible. Cependant, comme l'on constaté Wu *et al.* (2000), une microphysique trop simple peut être insuffisante pour représenter de façon réaliste les processus microphysiques chauds et froids au sein des orages. Ainsi, l'efficacité de l'assimilation de la réflectivité seule dans des modèles à microphysique froide et à une résolution kilométrique n'a pas encore été démontrée.

### 6.2.1.3 Assimilation variationnelle tridimensionnelle (3DVar)

Au contraire de l'assimilation 4DVar, l'assimilation 3DVar ne tient pas compte de la dimension temporelle. Les données sont donc assimilées à un instant précis et non sur une fenêtre temporelle comme pour l'assimilation 4DVar.

Xiao *et al.* (2004, 2005a, 2007) ont assimilé des réflectivités avec le système d'assimilation 3DVar du modèle MM5 (Barker *et al.*, 2003, 2004). La relation  $Z-q_r$  qui sert d'opérateur d'observation est la même que celle de Sun et Crook (1997). C'est le rapport de mélange en eau totale qui est dans la variable de contrôle, et un partitionnement de cette quantité en vapeur d'eau, eau liquide nuageuse et eau liquide précipitante est effectué grâce au tangent linéaire d'une microphysique chaude simplifiée et à son adjoint. Sur un cas de typhon, avec une résolution horizontale de 10 km pour le modèle et des données provenant du radar coréen Jindo du KMA (de type WSR-88D), Xiao *et al.* (2004, 2007) ont montré que ce type d'assimilation était capable d'améliorer la prévision quantitative des précipitations principalement dans les 3 premières heures après un cycle d'assimilation sur 24 h à la fréquence de 3 heures. Xiao *et al.* (2005a) ont testé ce même type d'assimilation sur un cas de ligne de grains, mais avec une résolution horizontale de 4 km pour le modèle. Ils ont également conclu que l'assimilation des réflectivités améliorerait la prévision quantitative des précipitations.

Toutefois, il est à noter que l'assimilation 3DVar n'a pas encore été testée avec un schéma microphysique incluant des hydrométéores en phase solide.

### 6.2.1.4 Assimilation unidimensionnelle (1DVar) et dérivés

L'assimilation 1DVar est utilisée afin de convertir des données de précipitation en profils d'humidité et/ou de température. Elle peut être utilisée soit directement (les paramètres restitués constituent l'analyse), soit en prétraitement (les paramètres restitués, qui sont appelés *pseudo-observations*, sont ensuite assimilés par un autre système d'assimilation).

Nagarajan *et al.* (2006) ont utilisé une assimilation 1DVar pour assimiler des données pluviométriques afin d'améliorer la prévision d'une dépression occasionnant des inondations. L'assimilation 1DVar, qui nécessite la linéarisation du schéma de convection profonde (ici le schéma de Kain et Fritsch, 1993), transforme des cumuls horaires de précipitation de surface en profils verticaux de température et d'humidité dans les régions de convection profonde (Fillion et Errico, 1997, Fillion et Belair, 2004). Les données sont introduites directement dans l'état initial. Une meilleure prévision quantitative des précipitations est obtenue par le modèle MC2 à 20 km de résolution lorsque les données radar sont assimilées.

Aussi pour un système à basse résolution ( $> 50$  km), Marécal et Mahfouf (2000) ont utilisé un système d'assimilation 1DVar pour assimiler des données de précipitations issues du TMI dans le modèle du CEPMMT. Le système d'assimilation 1DVar utilisé est celui décrit par Fillion et Mahfouf (2000), qui nécessite le calcul des adjoints des tangents linéaires du schéma de convection profonde (Tiedtke, 1989) et du schéma de précipitation stratiforme du modèle du CEPMMT. Les produits de cette technique sont des colonnes de température et d'humidité. Les humidités intégrées sur la verticale ont ensuite été assimilées par un système d'assimilation 4DVar (Marécal et Mahfouf, 2002). Marécal et Mahfouf (2003) ont montré que cette assimilation en deux temps était plus robuste qu'une assimilation 4DVar directe des taux de précipitation au sol à cause d'incohérences entre les modèles nonlinéaires et tangent linéaire/adjoint du système d'assimilation 4DVar incrémental du CEPMMT (Courtier *et al.*, 1994) et à cause de fortes nonlinéarités dans les processus physiques humides. Tout dernièrement, la méthode a été également appliquée par Lopez et Bauer (2007) pour assimiler les précipitations au sol déduites des mosaïques radar du NCEP recouvrant les États-Unis à une résolution d'environ 40 km. Les



données assimilées sont les logarithmes décimaux des taux de précipitations. Par ailleurs, l'assimilation 1DVar n'est pas appliquée lorsque l'ébauche ou les observations présentent un taux inférieur à  $0,1 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$  à cause de l'absence de définition du logarithme en 0. Le faible impact de l'assimilation des précipitations (légèrement positif jusqu'à 12 heures, neutre au-delà) est attribué au fait que la densité d'observations autres que radar est importante sur la zone d'étude (les États-Unis) et réduit donc l'apport en information des observations supplémentaires. Néanmoins, ils ont mentionné quelques problèmes comme le fait que l'ébauche est utilisée deux fois, menant à une sous-estimation des incréments, le fait d'utiliser des humidités intégrées entraîne une perte d'information qui ne se produit pas avec un système d'assimilation 4DVar classique, ou bien encore l'inadéquation des fonctions de structure du système d'assimilation 4DVar pour propager les incréments horizontalement. Enfin, ils ont conclu que négliger les incréments de température dans l'assimilation 1DVar n'affecterait certainement pas les résultats de l'assimilation 1DVar+4DVar de manière significative.

Une dernière technique dérivée de l'assimilation 1DVar ajoute à l'assimilation 1DVar la dimension temporelle. Cette technique, appelée 1+1D (Hou *et al.*, 2000a,b, 2001) consiste à minimiser la différence en termes de moindres carrés entre le logarithme des taux de précipitation observés et les valeurs produites sur chaque colonne du modèle sur une fenêtre de 6 heures. Les variables de contrôle sont l'humidité spécifique et la température potentielle. Cette méthode néglige les erreurs d'observation et impose aussi de prescrire la structure verticale des incréments. Il a été noté un effet positif de l'assimilation des taux de précipitation sur la distribution des nuages et le rayonnement en ciel nuageux de l'analyse ainsi que des améliorations des prévisions jusqu'à 5 jours d'échéance. La méthode 1DVCA constitue une extension de la méthode 1+1D pour laquelle les erreurs d'observation ne sont plus négligées ; elle nécessite également la linéarisation de l'opérateur d'observation des cumuls de pluie. Hou *et al.* (2004) ont trouvé que cette méthode d'assimilation de la pluie rendait plus réaliste la structure de deux cyclones et Lin *et al.* (2007) ont constaté des améliorations significatives dans l'analyse des précipitations sur la plupart des régions où les précipitations étaient assimilées.

Toutes ces techniques basées sur un système d'assimilation 1DVar ont produit des résultats encourageants, mais elles ont été pour l'instant utilisées à grande échelle. Leur utilisation à des échelles où la convection est résolue nécessiterait le développement des codes adjoint de la paramétrisation microphysique au moins.

## 6.2.2 Filtre de Kalman d'ensemble

### 6.2.2.1 Principe

Le *filtre de Kalman d'ensemble* (EnKF) a été proposé pour la première fois dans la littérature géophysique par Evensen (1994). C'est une approximation de type Monte Carlo de la technique de l'assimilation linéaire optimale, le filtre de Kalman (1960). Le filtre de Kalman est conçu de façon à utiliser toute l'information disponible de manière à produire la description la plus précise possible de l'état de l'écoulement. Il fournit également l'incertitude concernant l'état de l'écoulement résultant des incertitudes liées à différentes sources d'information. Avec le formalisme utilisé pour décrire l'assimilation variationnelle, l'analyse produite par le filtre de Kalman s'écrit<sup>1</sup> :

$$\mathbf{x}_a^i = \mathbf{x}_b^i + \mathbf{K}^i (\mathbf{y}^i - \mathbf{H}(\mathbf{x}_b^i)), \quad (6.4)$$

1. Afin de simplifier les écritures, on a délibérément écrit  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{Q}$  au lieu de  $\mathbf{H}^i$ ,  $\mathbf{M}^i$ ,  $\mathbf{H}^i$ ,  $\mathbf{R}^i$  et  $\mathbf{Q}^i$ .

où  $\mathbf{K}^i$  est la *matrice de gain de Kalman* définie par

$$\mathbf{K}^i \equiv \mathbf{B}^{i\text{t}}\mathbf{H}(\mathbf{H}\mathbf{B}^{i\text{t}}\mathbf{H} + \mathbf{R})^{-1}. \quad (6.5)$$

Dans le filtre de Kalman classique, la matrice  $\mathbf{B}^i$  dépendante de l'écoulement est estimée par

$$\mathbf{B}^i = \mathbf{M}(\mathbf{I} - \mathbf{K}^{i-1}\mathbf{H})\mathbf{B}^{i-1\text{t}}\mathbf{M} + \mathbf{Q}, \quad (6.6)$$

où  $\mathbf{M}$  est l'*opérateur de prévision linéarisé*, et  $\mathbf{Q}$  est la *matrice de covariance des erreurs de prévision*. Dans l'EnKF, la matrice  $\mathbf{B}^i$  est estimée grâce à un ensemble de prévisions à courte échéance :

$$\mathbf{B}^i = \overline{\left(\mathbf{x}_b^i - \overline{\mathbf{x}_b^i}\right) \left(\mathbf{x}_b^i - \overline{\mathbf{x}_b^i}\right)^{\text{t}}}, \quad (6.7)$$

où la barre signifie qu'on prend la moyenne d'ensemble. Ceci permet d'éviter le stockage et le calcul explicite de la matrice  $\mathbf{B}^i$  par l'Éq. (6.6) qui nécessite en particulier le calcul du tangent linéaire du modèle et de son adjoint.

Une variante du filtre de Kalman d'ensemble appelée EnSRF (Whitaker et Hamill, 2002, et Tippett *et al.*, 2003) permet d'éviter les erreurs d'échantillonnage associées à l'utilisation d'observations perturbées lors du calcul de l'Éq. (6.7), c'est-à-dire la sous-estimation des covariances d'erreur de l'analyse. L'EnSRF utilise le gain de Kalman classique pour mettre à jour la moyenne d'ensemble, mais utilise un gain de Kalman « réduit » pour mettre à jour les écarts à la moyenne d'ensemble. L'EnSRF n'est pas plus coûteux que l'EnKF quand les observations ont des erreurs indépendantes et sont traitées une par une, et est plus précis que l'EnKF pour un ensemble de même taille. Dans ce cas, le gain de Kalman réduit est  $\tilde{\mathbf{K}}^i = \alpha^i \mathbf{K}^i$ , avec

$$\alpha^i = \left(1 + \sqrt{\frac{\mathbf{R}}{\mathbf{H}\mathbf{B}^{i\text{t}}\mathbf{H} + \mathbf{R}}}\right)^{-1}, \quad (6.8)$$

où  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{H}\mathbf{B}^{i\text{t}}\mathbf{H}$  sont des scalaires représentant la variance de l'erreur de l'ébauche et de l'observation au point d'observation.

Les avantages du filtre de Kalman d'ensemble sur l'assimilation 4DVar sont *i)* qu'il ne nécessite pas de modèles tangent linéaire ou adjoint pour les processus physiques non-linéaires et discontinus et *ii)* que l'on peut estimer et mettre à jour directement les covariances d'erreur de la prévision et de l'analyse dépendant de l'écoulement. L'EnKF partage néanmoins un certain nombre de problèmes avec l'assimilation 4DVar tels que la spécification des erreurs du modèle, l'hypothèse de linéarité associée à l'optimalité de la solution et l'hypothèse d'erreur gaussienne.

### 6.2.2.2 Applications à l'assimilation des réflectivités radar

L'EnKF a été utilisé pour assimiler des réflectivités à haute résolution (Dowell *et al.*, 2004, Tong et Xue, 2005). En particulier, Tong et Xue (2005) ont utilisé un EnKF dans un cadre d'OSSEs pour examiner l'effet induit par l'assimilation de réflectivités sur la simulation d'une supercellule. Le modèle atmosphérique est ARPS avec une résolution horizontale de 2 km et une résolution verticale de 500 m. Trois types d'hydrométéores sont pris en compte : l'eau liquide précipitante, la neige et la grêle. Les observations simulées sont assimilées toutes les 5 min. En général l'assimilation des réflectivités supérieures à 10 dBZ a un effet positif sur les analyses et les prévisions, quoique moindre que pour l'assimilation des vitesses radiales. En

particulier, certains champs sont dégradés pour les deux premiers cycles, tandis que d'autres ne sont significativement améliorés qu'à partir du quatrième ou cinquième cycle. Les auteurs ont expliqué ceci par le fait qu'ils n'ont pas perturbé les champs d'eau liquide lors de l'initialisation des membres de l'ensemble. Le modèle a donc besoin de temps pour construire et développer de nouveaux nuages. Les auteurs ont également remarqué qu'il était préférable d'assimiler les réflectivités en ciel clair afin d'éliminer des précipitations intempestives.

L'EnSRF a été utilisé également dans un cadre d'OSSEs avec un modèle et des observations supposés parfaits par Xue *et al.* (2006) pour assimiler des données du réseau WSR-88D avec le modèle ARPS à 1,5 km de résolution. Ils ont entre autres testé la sensibilité des résultats à la fréquence du cycle d'assimilation (5 min *versus* 1 min), montrant un impact neutre sur la qualité des analyses.

Caya *et al.* (2005) ont comparé l'assimilation de vitesses Doppler et de réflectivités à l'échelle convective avec une assimilation 4DVar et un EnSRF à l'aide d'OSSEs. Ils ont constaté que les deux méthodes donnaient des résultats comparables. L'assimilation 4DVar est capable de produire de meilleures analyses avec une fenêtre d'assimilation de 10–15 min, tandis que l'EnSRF est meilleur après plusieurs cycles d'assimilation, lorsqu'un plus grand volume de données a été assimilé.

Bien que l'EnKF ait démontré un potentiel pour l'assimilation de données à l'échelle convective dans le cadre d'OSSEs, ses performances en termes d'analyse et de prévision de la convection sont encore à prouver avec des données réelles et une implémentation opérationnelle.

### 6.2.3 Initialisation physique

L'*initialisation physique* est une technique qui a été utilisée à l'origine par Krishnamurti *et al.* (1984, 1991) pour assimiler des taux de précipitation estimés à partir de données de rayonnement grandes ondes sortant (OLR) et de pluviomètres. Le schéma de convection est inversé pour ajuster les profils verticaux d'humidité (et parfois de température) de manière à ce que ce même schéma reproduise les taux de précipitation observés.

Cette méthode a obtenu des résultats positifs à grande échelle et à mésoéchelle (Donner, 1988, Donner et Rasch, 1989, Kasahara *et al.*, 1992, 1994, Treadon, 1996, Yap, 1995, Nunes et Cocke, 2004, Nunes et Roads, 2005, 2007, Krishnamurti *et al.*, 2007) et a même été utilisée pour assimiler les précipitations dans le modèle opérationnel du JMA avant d'être remplacée par un système d'assimilation 4DVar (Tsuyuki *et al.*, 2002, Koizumi *et al.*, 2005).

L'initialisation physique a l'avantage par rapport aux techniques variationnelles d'être très peu coûteuse numériquement. Cependant, elle n'a pour l'instant été appliquée sous sa forme originelle qu'à des modèles utilisant un schéma de convection, même s'il a été récemment question de l'inclure dans un modèle résolvant explicitement les nuages (Krishnamurti *et al.*, 2007). Par ailleurs, elle ne tient pas compte des erreurs éventuelles de mesure (les observations sont considérées comme « parfaites »).

### 6.2.4 Latent heat nudging

Le LHN s'appuie sur le fait que la majorité de la vapeur d'eau qui condense dans un nuage est précipitée, et que seulement une petite partie d'eau liquide et de glace est stockée dans le nuage (Holton, 1979). Par conséquent, le taux de réchauffement intégré sur la verticale dû à la condensation dans un nuage doit être approximativement proportionnel au taux de précipitation au sol. Le LHN vise à corriger le terme de chaleur latente proportionnellement au taux de pré-

cipitation au sol observé, sous la forme d'un rappel (c'est-à-dire *nudging*) du profil de chaleur latente dans l'équation thermodynamique du modèle pendant une période dite de pré-prévision ou d'assimilation.

Les profils de chaleur latente vers lesquels le rappel est effectué peuvent être soit idéalisés (climatologiques ou paraboliques), soit provenir de l'ébauche du modèle. S'ils sont idéalisés, ils risquent d'être incohérents avec la physique du modèle. S'ils proviennent du modèle, ils ne sont disponibles que lorsque des précipitations sont simulées dans le modèle. À noter également que le facteur de proportionnalité appliqué aux profils pour tenir compte du taux de précipitation observé est souvent limité à une borne supérieure pour éviter d'introduire trop d'énergie dans le système.

Le LHN a été popularisé par un certain nombre d'études à grande et moyenne échelle qui ont démontré sa capacité à améliorer les prévisions (Ninomiya *et al.*, 1987, Wang et Warner, 1988, Manobianco *et al.*, 1994, Chang et Holt, 1994). Cette technique a par ailleurs démontré sa valeur opérationnellement puisque les cumuls de précipitations horaires issus du réseau WSR-88D et de pluviomètres sont analysés à l'aide d'une technique s'appuyant sur le LHN qui fonctionne dans la version opérationnelle du modèle Eta depuis 2001 (Lin *et al.*, 1999). Le LHN est aussi actuellement utilisé pour assimiler les taux de précipitations estimés à partir de radars dans le modèle opérationnel UM du Met Office à une résolution horizontale de 12 km (Jones et Macpherson, 1997, Gibson *et al.*, 2000, Macpherson, 2001).

Le LHN a également été testé à plus haute résolution notamment dans différentes versions du modèle allemand LM. Ainsi, Haase *et al.* (2000) ont mis en œuvre un LHN s'appuyant sur les travaux de Jones et Macpherson (1997) adaptés au modèle LM. Leuenberger et Rossa (2003, 2004, 2007) et Leuenberger (2005) ont également utilisé le LHN dans aLMO, la version suisse de LM. Ils ont noté un effet positif sur la prévision malgré une forte sensibilité à la qualité des observations et à la qualité de l'ébauche. Klink (2004) et Klink et Stephan (2004) ont travaillé parallèlement sur l'implémentation de cette méthode dans la version à fine échelle (2–3 km) de LM, qui diffère de sa version à plus basse résolution par l'absence de paramétrisation de la convection profonde et par des équations d'évolution pronostique pour les hydrométéores. Dans ce cas le formalisme 1D (c'est-à-dire colonne) du LHN s'applique moins bien (Klink et Stephan, 2005) avec un taux de précipitation au sol qui est moins bien corrélé avec la production de chaleur latente sur la verticale. En effet, les précipitations prennent un certain temps à tomber au sol, alors que les structures qui leur ont donné naissance se retrouvent advectées pendant ce temps. Stephan *et al.* (2005) ont effectué quelques ajustements à la méthode originale (calcul du flux de précipitation intégré sur la verticale, limitation de l'amplitude des incréments, insertion d'incrément uniquement dans les nuages) qui ont atténué ces effets. Le Met Office a rencontré le même type de problème lorsqu'il a expérimenté le LHN sur des domaines à plus haute résolution (4 et 1 km respectivement) (Ballard *et al.*, 2005).

Le LHN partage les mêmes avantages et défauts que l'initialisation physique, excepté qu'il peut être appliqué à haute résolution moyennant quelques adaptations et qu'il est possible de prendre en compte de manière grossière l'erreur d'observation en prenant comme taux de précipitation observé une valeur intermédiaire entre les taux de précipitation simulé et celui réellement observé. Le LHN ne prend pas en compte l'information sur la verticale fournie par les radars à exploration volumique.

### 6.2.5 Ajustement de l'humidité et d'autres variables du modèle

Pour achever ce tour d'horizon des méthodes d'assimilation des réflectivités, il faut citer un certain nombre de méthodes qui déduisent une analyse d'humidité à partir des précipitations ou réflectivités à l'aide de techniques autres que l'assimilation 1DVar. Dans un certain nombre d'études, les données de réflectivité ou de précipitation sont utilisées pour modifier directement l'état initial. Les méthodes les plus simples supposent que les réflectivités ou précipitations significatives sont associées à une forte humidité relative. Ainsi, avec le modèle Eta à 10 km de résolution horizontale, Gallus et Segal (2001) ont imposé l'humidité relative à un minimum de 80 % dans la basse et moyenne troposphère à tous les points de grille où des échos radar sont présents. Ceci permet d'éliminer les couches trop sèches dans l'état initial et a un effet important sur la prévision des précipitations jusqu'à 6 heures d'échéance, encore visible dans certains cas à 24 heures d'échéance. À partir d'estimations satellitaires de taux de précipitations, Lagouvardos et Kotroni (2005) ont modifié l'état initial de leurs simulations effectuées avec Bolam à 23 et 6,5 km de résolution horizontale. Là où les taux de précipitations sont supérieurs à  $0,1 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$ , l'humidité spécifique est ajustée à sa valeur à saturation. Sur 16 cas d'études, les cumuls de pluie mesurés par des pluviomètres ont été comparés aux résultats des simulations et une amélioration due à l'assimilation des taux de précipitations a été notée par les auteurs.

Il est à noter que ce type de technique a l'avantage d'être très simple à mettre en œuvre, mais qu'il biaise l'analyse car il est capable d'humidifier mais pas d'assécher l'état initial. Certaines techniques utilisent les données de réflectivité ou de précipitation de manière quantitative afin de pouvoir également assécher les zones pour lesquelles les précipitations issues d'une ébauche excèdent les précipitations observées. Ainsi, dans un modèle global, Falkovich *et al.* (2000) ont ajusté l'humidité spécifique pour assimiler des taux de précipitations moyens sur six heures déduits de mesures satellitaires (infrarouge, AVHRR, SSM/I), radar et pluviométriques. Les incréments d'humidité spécifique sont proportionnels à la différence entre les précipitations modélisées et observées. Les auteurs ont montré que cette procédure convergeait et aboutissait à la création d'ascendances de grande échelle dans la région comprenant de fortes précipitations observées. Dans un cadre idéalisé (OSSEs), Davolio et Buzzi (2004) ont adapté la procédure de Falkovich *et al.* (2000) pour assimiler des taux de précipitations dans le modèle à mésoéchelle Bolam à une résolution horizontale de 18 km. Leur procédure a été testée sur un cas de précipitation orographique et sur un vortex de mésoéchelle se formant sur la mer. Les auteurs ont noté des résultats encourageants en termes d'amélioration de la prévision des précipitations et d'effet sur la dynamique. Par ailleurs le schéma semble capable de réduire et d'augmenter les précipitations, conduisant à des améliorations des cumuls et de la localisation des précipitations, même si l'effet positif reste limité à quelques heures (de 6 à 12 pour le premier cas et de 18 à 24 pour le second).

Les réflectivités sont souvent utilisées en complément d'autres observations dans une analyse des nuages et précipitations pour entre autres modifier l'humidité de l'état initial. Par exemple Lin *et al.* (1993) ont imposé la saturation dans les zones de précipitations au-dessus du niveau de condensation. Le système d'analyse ADAS, reposant en partie sur LAPS (Albers *et al.*, 1996) avec quelques modifications, a été développé afin d'initialiser le modèle ARPS (Brewster, 1996, Zhang *et al.*, 1998). Lorsque la réflectivité est supérieure à 20 dBZ et que l'ébauche d'humidité relative est inférieure à 90%, l'humidité relative est augmentée. Le schéma d'analyse nuageuse ADAS, avec des variantes, a montré son apport bénéfique sur un certain nombre de cas à haute résolution (Souto *et al.*, 2003, Zhao *et al.*, 2003), notamment dans des cycles d'assimilation de 15 min (Xue *et al.*, 1998, Wang *et al.*, 2001, Xue *et al.*, 2003) voire 10 min (Hu *et al.*, 2004, 2006, Dawson et Xue, 2006, Hu et Xue, 2007). Weygandt *et al.* (2002b)

ont imposé la saturation dans les régions pour lesquelles le rapport de mélange en eau liquide précipitante dépassait  $0,1 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$  et la vitesse verticale déduite des observations de vent Doppler (Weygandt *et al.*, 2002a) dépassait  $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Sur un cas d'étude, les auteurs ont montré que l'évolution d'une supercellule était très sensible au champ d'humidité initial. Dans le schéma d'initialisation de Ducrocq *et al.* (2000), une humidité relative constante de 100 % est fixée dans les colonnes nuageuses entre la base et le sommet des nuages identifiés à l'aide des réflectivités radar et de la température de brillance infrarouge. Sur un cas d'étude, ils ont trouvé que les simulations initialisées avec leur procédure d'initialisation étaient très sensibles à la valeur de l'humidité relative fixée dans les zones nuageuses : en réduisant cette valeur à 90 %, la moyenne des précipitations cumulées sur l'ensemble du domaine est réduite d'un facteur 2. Avec la même technique, Ducrocq *et al.* (2002) ont montré sur quatre cas convectifs que l'utilisation de cette procédure d'initialisation à 2,5 km de résolution améliorait la prévision quantitative des précipitations sur une fenêtre de 0 à 18 heures, et en particulier entre 0 et 6 heures. Ils ont noté que le champ d'humidité initial jouait un rôle crucial dans l'amélioration des prévisions. Similairement, Haase *et al.* (2000), Milan *et al.* (2005) et Yang *et al.* (2006) ont employé les réflectivités pour ajuster l'humidité en fonction de l'altitude. Lorsque les réflectivités sont supérieures à un seuil (typiquement quelques dBZ), au-dessus du sommet des nuages, l'humidité relative ne peut dépasser une valeur maximum (75 % pour Haase *et al.*, 2000 et Yang *et al.*, 2006 ; 85 % pour Milan *et al.*, 2005) afin d'éviter la saturation au-dessus du nuage ; dans le nuage, l'humidité spécifique est ajustée à la saturation du modèle ; et en-dessous du nuage, l'humidité spécifique est ajustée à la saturation du modèle correspondant à la base du nuage. En outre, Milan *et al.* (2005) (resp. Yang *et al.*, 2006) ont imposé que l'humidité relative ne dépasse pas 85 % (resp. 75 %) lorsque les réflectivités sont inférieures au seuil.

Dans ces analyses de zones nuageuses et précipitantes, les réflectivités contribuent à humidifier l'atmosphère, mais comme pour les techniques simples utilisées par Gallus et Segal (2001) et Lagouvardos et Kotroni (2005), elles ne permettent pas de l'assécher. Des analyses de zones nuageuses et précipitantes qui permettent d'assécher directement l'atmosphère ont cependant été développées. Ainsi Bielli et Roux (1999) ont choisi de spécifier le champ d'humidité relative avec deux valeurs représentant les zones saturées et non-saturées dans les régions où des précipitations sont observées par le radar : ils utilisent un taux de production de précipitations dérivées des réflectivités pour affiner l'ajustement du contenu en vapeur d'eau. Ainsi, dans les zones de précipitations, l'humidité relative est imposée à 100 % sauf dans les endroits où le taux de production de précipitations est négatif, elle est alors ramenée à 80 %. Les simulations bidimensionnelles sur un système convectif de mésoéchelle tropical ont montré l'importance, pour obtenir des résultats réalistes, de décrire même de façon rudimentaire les zones saturées et non saturées associées respectivement au courant ascendant et au courant descendant à l'arrière décrits par les données de vent Doppler. L'utilisation des données de vent Doppler seules ne permet pas d'obtenir une simulation réaliste du système convectif. Le Met Office a développé pour son modèle à méso-échelle une pré-analyse des zones nuageuses tridimensionnelle : le système MOPS (Macpherson *et al.*, 1996). Une fraction nuageuse est déterminée à partir des observations satellitaires, des données radar et des observations de surface sur la couverture nuageuse. Dans l'estimation de la fraction nuageuse, les réflectivités sont essentiellement utilisées pour indiquer la présence de nuages. La fraction nuageuse obtenue est ensuite convertie en chaque point de grille du modèle à l'aide d'une fonction empirique en profils d'humidité relative qui sont ensuite assimilés comme des radiosondages. Ainsi, aux endroits où MOPS indique une fraction nuageuse non nulle le modèle est rappelé vers l'humidité relative correspondante, si la fraction nuageuse est nulle et qu'un nuage est présent dans le modèle, l'humidité du nuage est rappelée vers la valeur critique correspondant à

la formation de nuage dans le modèle (c'est-à-dire 85 %). Par contre, si à la fois dans MOPS et dans le modèle il n'y a pas de nuage, l'humidité relative du modèle n'est pas modifiée. L'impact de MOPS est surtout visible sur les prévisions de couverture nuageuse jusqu'à 12–18 heures d'échéance dans des conditions anticycloniques, ainsi que sur les prévisions de situations orageuses associées à un marais barométrique en surface (Macpherson *et al.*, 1996).

Les analyses d'humidité produites par ces techniques sont souvent utilisées comme états initiaux de simulations atmosphériques (par exemple Gallus et Segal, 2001, Weygandt *et al.*, 2002b, etc.). Ducrocq *et al.* (2000) ont ainsi choisi d'insérer les colonnes d'humidité modifiées directement dans l'état initial et non d'utiliser un système d'analyse par interpolation optimale (comme ils l'ont fait pour les données de surface dans leur procédure d'initialisation) afin de ne pas trop étaler les parties nuageuses et précipitantes des systèmes convectifs dans leur modèle à 2,5 km de résolution. Cependant, ces analyses d'humidité ont parfois été réutilisées comme pseudo-observations en entrée d'un système d'assimilation. Ceci est couramment effectué à l'aide d'une *relaxation newtonienne* (MOPS, Haase *et al.*, 2000, Falkovich *et al.*, 2000, par exemple). Dans la procédure d'initialisation dynamique par *relaxation newtonienne* de Ricard (2002), le champ d'humidité du modèle est rappelé à l'échelle méso- $\gamma$  vers une pré-analyse d'humidité obtenue avec la procédure d'initialisation à mésoéchelle de Ducrocq *et al.* (2000). Ceci a pour avantage par rapport à une méthode statique de pouvoir utiliser plus d'observations et de permettre au modèle de développer des structures de mésoéchelle et des champs de précipitation réalistes pendant une période de pré-prévision tout en contraignant la solution du modèle à ne pas trop diverger des observations. Sur un cas cévenol, l'effet de la relaxation se limite à quelques heures. Par contre, sur un cas de ligne convective en plaine, des changements significatifs dans la quantité d'hydrométéores et de précipitations produits ont été observés. Enfin, réinjecter les analyses d'humidité relative dans un système d'assimilation variationnel permet de tenir compte des erreurs d'observation et obtenir des champs du modèle plus équilibrés. C'est pourquoi Yang *et al.* (2006) ont prévu d'assimiler l'humidité spécifique issue de leur analyse nuageuse avec le système d'assimilation 3DVar de WRF au lieu de l'insérer directement dans le champ d'humidité spécifique de l'ébauche.

Outre l'humidité, la réflectivité peut plus facilement permettre d'initialiser les contenus en eau liquide précipitante *via* une loi *Z-M*. Ceci est par exemple fait par Lin *et al.* (1993), Zhang *et al.* (1998), Ducrocq *et al.* (2000) et Weygandt *et al.* (2002b). Cependant les réflectivités peuvent être dues à la présence d'autres hydrométéores tels que la neige ou la grêle. C'est pourquoi Weygandt *et al.* (2002b) n'utilisent pas les réflectivités supérieures à 55 dBZ (au-delà, il y a suspicion de présence de grêle) pour initialiser les contenus en eau liquide précipitante. Dans ADAS, le type de précipitation est déterminé à partir des réflectivités et des températures du thermomètre mouillés (Albers *et al.*, 1996) et des lois *Z-M* appropriées sont utilisées pour déduire les rapports de mélange des différents hydrométéores. La procédure d'initialisation de Ducrocq *et al.* (2000) suppose que les hydrométéores sont composés d'eau liquide précipitante en-dessous du niveau de fusion et de neige au-dessus. Un profil vertical empirique permet de déterminer les contenus en hydrométéores sur toute une colonne à partir d'une seule élévation.

L'eau liquide nuageuse est initialisée dans un certain nombre de travaux (Milan *et al.*, 2005, ADAS, par exemple). Bielli et Roux (1999) ont imposé une valeur fixe de  $0,5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$  pour le rapport de mélange en eau liquide nuageuse en-dessous de 5 km d'altitude et fonction linéairement de l'altitude au-dessus, partout où la réflectivité était supérieure à 0 dBZ. Ils ont trouvé que l'ajout de l'initialisation de l'eau nuageuse n'apportait pas d'améliorations significatives. Ducrocq *et al.* (2000) ont prescrit une valeur constante pour le contenu en eau liquide nuageuse

dans les régions identifiées comme nuageuses. Ils ont noté la faible sensibilité à ce paramètre en comparaison avec l'humidité. Weygandt *et al.* (1999) ont aussi montré que l'initialisation de l'eau liquide nuageuse avait une faible importance car le champ d'eau liquide nuageuse se développe rapidement à partir des autres champs d'humidité.

La vitesse verticale est parfois modifiée (Milan *et al.*, 2005). Dans LAPS/ADAS, le champ de vitesses verticales est obtenu en utilisant des profils verticaux pré-définis fonction de l'extension et du type de nuage. De manière générale, l'apport de l'initialisation des vitesses verticales à l'aide des données de précipitation n'a pas été démontré.

Bielli et Roux (1999) ont conclu qu'en dehors du vent (initialisé par des vitesses Doppler dans leur étude), le paramètre le plus important dans le champ initial était l'humidité. Ducrocq *et al.* (2002), qui ont employé la procédure d'initialisation de Ducrocq *et al.* (2000) sur plusieurs cas d'études, ont souligné l'importance primordiale d'une initialisation correcte de l'humidité à mésoéchelle.

### 6.3 Synthèse

Diverses techniques d'assimilation des données radar ont donc été développées et testées par le passé. Dans le contexte des systèmes de prévision numérique à Météo-France, et en particulier du développement du système de prévision à fine échelle Arome, certaines ont été exclues rapidement car nécessitant un trop fort investissement en développements sans l'assurance de déboucher sur une implémentation opérationnelle dans un futur proche. C'est notamment le cas de l'assimilation 4DVar, qui suppose de développer l'adjoint des paramétrisations physiques sans assurance de pouvoir surmonter toutes les non-linéarités, et de l'EnKF qui n'a pas encore montré son potentiel sur des données réelles. D'autres techniques ont prouvé leur efficacité à grande échelle, mais leur application à échelle plus fine soit demande des adaptations (par exemple, l'initialisation physique utilise le schéma de convection alors que cette dernière est résolue à haute résolution), soit ne garantit pas des résultats positifs (LHN, par exemple).

Par ailleurs, le choix de la méthode d'assimilation des données radar ne peut être fait indépendamment du type d'assimilation retenu pour les autres observations assimilées par Arome, c'est-à-dire une assimilation 3DVar. Si Xiao *et al.* (2004) ont montré que l'assimilation 3DVar directe des réflectivités avait un effet positif sur la qualité de la prévision quantitative des précipitations, ce dernier est cependant limité à la fois dans son ampleur et dans le temps (l'effet bénéfique est principalement noté dans les 3 premières heures d'intégration libre du modèle après un cycle d'une journée toutes les 3 heures). Implémenter cette méthode dans le système d'assimilation d'Arome nécessiterait d'importants développements pour introduire de nouvelles variables (c'est-à-dire les rapports de mélange des hydrométéores) dans la variable de contrôle du système d'assimilation du modèle Arome, pour un gain qui semble plutôt faible. En effet, les méthodes qui modifient l'humidité plutôt que les hydrométéores ont montré un impact plus important sur la qualité des prévisions (voir par exemple Gallus et Segal, 2001, Ducrocq *et al.*, 2000, 2002) et ont motivé notre choix pour une méthode qui « inverse » au préalable les données de réflectivité en humidité avant de les assimiler par le système d'assimilation 3DVar d'Arome. Pour cette inversion, nous avons vu ci-dessus qu'il existe plusieurs méthodes allant de l'assimilation 1DVar à de simples ajustements de l'humidité à des valeurs élevées là où des précipitations sont observées. L'utilisation d'une assimilation 1DVar nécessiterait au minimum le développement d'une paramétrisation microphysique simplifiée linéarisée pour en dériver son adjoint, ce qui comme nous l'avons vu avec les travaux de Wu *et al.* (2000) n'est pas assuré de succès dès lors que l'on considère des schémas microphysiques incluant la phase glace qui est essentielle à la simulation de systèmes convectifs réalistes. Par ailleurs, aux résolutions envisa-



gées, on est confronté comme pour le LHN aux problèmes de la prise en compte de l'advection des hydrométéores. Nous nous sommes donc orientés comme nous le verrons au chapitre suivant vers une méthode plus simple à mettre en œuvre mais qui essaie de corriger certains défauts constatés avec les méthodes d'ajustement trop simples (en particulier la possibilité d'assécher dans les zones non-précipitantes).

Enfin, en terme de paramètres à assimiler ou inverser, cet état de l'art nous montre qu'il serait préférable d'utiliser directement les réflectivités et non pas les contenus en hydrométéores (on ne sait pas toujours comment les discriminer) ni les taux de précipitation (leur relation avec la réflectivité n'est pas univoque).

## Chapitre 7

# Description de la méthode d'assimilation des réflectivités radar

Ce chapitre décrit la méthode d'assimilation des réflectivités radar qui a été développée pour le modèle Arome. Cette méthode dite 1D+3DVar transforme à l'aide d'une restitution bayésienne les profils de réflectivités observés en profils de paramètres directement assimilables (humidité, température, etc.), appelés pseudo-observations, par le système d'assimilation 3DVar Aladin/Arome. Au cours de ce travail de thèse, les efforts ont porté essentiellement sur la production et l'assimilation de pseudo-observations d'**humidité** à partir des observations de réflectivités compte tenu de l'importance de l'humidité dans la simulation de la convection profonde. Nous présentons d'abord la méthode de restitution 1D développée puis le système d'assimilation 3DVar utilisé pour assimiler les pseudo-observations produites par la méthode 1D.

### 7.1 La méthode de restitution bayésienne 1D

Un certain nombre de techniques permettent de restituer des paramètres inobservés à l'aide d'observations lorsque la relation entre ces deux quantités n'est pas explicite. Nous avons vu au chapitre précédent que l'assimilation 1DVar avait été utilisée à cette fin pour convertir des observations de précipitation en humidité et éventuellement en température (voir Sec. 6.2.1.4). Cependant, cette approche nécessite le développement des codes adjoints et linéaires tangents associés au modèle de prévision et à l'opérateur d'observation. Ce développement est relativement lourd, et on retrouve les problèmes associés à la linéarisation de processus physiques à seuil dans les techniques variationnelles (problèmes de convergence de l'algorithme de minimisation). Dans notre cas, pour Arome, cela nécessiterait le développement de l'adjoint du schéma microphysique ICE3 (décrit Sec. 2.1.3) dans une version simplifiée afin de réduire au maximum les non-linéarités.

D'autres méthodes ont été utilisées en météorologie comme les réseaux neuronaux artificiels qui permettent d'estimer des relations nonlinéaires entre plusieurs paramètres à l'aide d'un apprentissage préalable ou continu (Hsu *et al.*, 1999, Koizumi, 1999, Moreau *et al.*, 2002). Mais l'utilisation de réseaux de neurones suppose la mise en place d'une infrastructure relativement lourde nécessaire à la phase d'apprentissage.

Par contre, un algorithme du type GPROF a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre. Cet algorithme a été développé par Olson *et al.* (1996) puis Kummerow *et al.* (2001) pour transformer des observations satellitaires en taux de précipitations à l'aide du modèle de nuage GCE. Cette méthode simule de nombreux couples de profils verticaux de paramètres à restituer

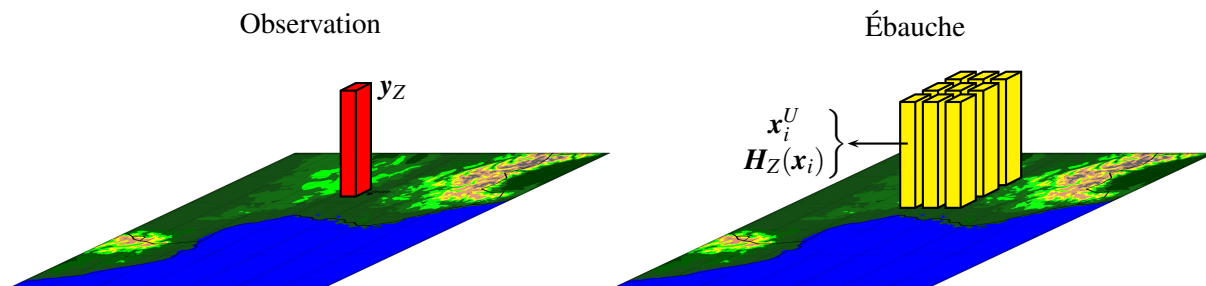


FIG. 7.1 – Méthode de restitution bayésienne 1D pour un profil vertical de réflectivités observées.

et d'observables satellitaires synthétiques associées grâce à GCE. En faisant les approximations que

- les erreurs simulées et observées sont gaussiennes, décorréées, de moyenne nulle,
- les profils calculés ont la même probabilité que ceux existant dans la nature,

le théorème de Bayes permet d'estimer le profil vertical de paramètres à restituer le plus probable.

Nous avons donc choisi de développer et d'évaluer une méthode s'appuyant sur ce type de méthode dans le cadre de cette thèse.

### 7.1.1 Base de données de profils

La méthode exposée par Kummerow *et al.* (2001) recherche les profils les plus proches des observations dans une très grande base de données de profils d'observables satellitaires synthétiques sans faire de distinctions entre les différents phénomènes ou situations météorologiques. Nous avons préféré dans notre cas construire des bases de données de profils d'observations et de paramètres à restituer qui soient dépendants de la situation météorologique et même du phénomène météorologique. En effet dans bien des cas, le modèle sera capable de produire le phénomène météorologique (c'est-à-dire le système précipitant) mais avec des erreurs de position. En calculant notre base de données d'observations et de paramètres à restituer à partir de la prévision du modèle au voisinage du profil observé, les profils de paramètres restitués seront plus cohérents avec l'état de l'atmosphère du jour (par exemple, niveau de condensation, hauteur de la tropopause, humidité de l'environnement, etc). Ceci permet également de réduire un peu le problème de non-bijectivité entre réflectivité et humidité en ne gardant que des profils voisins pour le calcul du profil le plus probable (les profils d'humidité qui auraient été possibles compte tenu du profil de réflectivité observé, mais qui sont trop éloignés géographiquement sont en effet supposés moins probables).

### 7.1.2 Formulation mathématique

La méthode est illustrée sur la Figure 7.1 pour un profil vertical de réflectivités observées. En notant  $y_Z$  le profil vertical de réflectivités observées, le profil de pseudo-observations d'humidité relative  $y_{po}^U$  est obtenu comme ceci :

$$y_{po}^U = \sum_i x_i^U \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}J_{po}(x_i)\right)}{\sum_j \exp\left(-\frac{1}{2}J_{po}(x_j)\right)}, \quad (7.1)$$

avec

$$J_{\text{po}}(\mathbf{x}) \equiv {}^t(\mathbf{y}_Z - \mathbf{H}_Z(\mathbf{x})) \mathbf{R}_Z^{-1} (\mathbf{y}_Z - \mathbf{H}_Z(\mathbf{x})), \quad (7.2)$$

où les  $\mathbf{x}_i$  sont des colonnes de variables modèle de l'ébauche au voisinage du profil observé à restituer, les  $\mathbf{x}_i^U$  sont des colonnes d'humidité relative du modèle correspondant aux colonnes de variables modèle de l'ébauche  $\mathbf{x}_i$ , les  $\mathbf{H}_Z(\mathbf{x}_i)$  sont des colonnes de réflectivités simulées correspondant aux colonnes  $\mathbf{x}_i$  ( $\mathbf{H}_Z$  est l'opérateur d'observation pour les réflectivités) et  $\mathbf{R}_Z$  est la matrice de covariance des erreurs d'observation et d'opérateur d'observation.

Pour un profil vertical observé donné, les réflectivités simulées  $\mathbf{H}_Z(\mathbf{x}_i)$  doivent être à la même altitude que les réflectivités observées  $\mathbf{y}_Z$ . Par contre, pour les profils de paramètres du modèle ( $\mathbf{x}_i^U$ ), on a le choix des niveaux verticaux : on peut choisir les niveaux du modèle, les niveaux observés ou autre chose.

Cette méthode consiste ainsi à considérer que le modèle est capable de créer des colonnes de paramètres modèle et de réflectivité cohérents entre eux et exploiter cette capacité pour en déduire des pseudo-observations de profils de paramètres modèle. On compare donc les colonnes de réflectivités observées à des colonnes de réflectivités simulées. Plus une colonne simulée ressemblera à la colonne observée, et plus la colonne d'humidité associée aura de chances de ressembler à la colonne d'humidité réelle. Le résultat, c'est-à-dire le profil de pseudo-observations, est donc une combinaison linéaire de colonnes de l'ébauche voisines (Éq. (7.1)). Le poids associé à chaque colonne voisine est fonction de la différence entre les réflectivités simulées pour ce profil et les réflectivités observées donnée par l'Éq. (7.2). Plus la différence est faible et plus le poids est grand. Cette restitution bayésienne a donc la capacité d'humidifier un profil sec du modèle lorsque des précipitations sont observées et d'assécher une zone de précipitation du modèle lorsqu'aucune réflectivité significative n'est observée.

### 7.1.3 Spécification de la matrice $\mathbf{R}_Z$

Dans la pratique on a considéré que  $\mathbf{R}_Z$  était diagonale (les observations sont décorrélées). Comme toutes les composantes du vecteur  $\mathbf{y}_Z - \mathbf{H}_Z(\mathbf{x})$  représentent la même quantité physique (ce sont des réflectivités), on a pris un terme diagonal constant. Afin d'assurer une cohérence dans le traitement de profils de réflectivités comprenant un nombre d'élévations différent, on a pondéré la variance  $\sigma_Z^2$  de l'erreur d'observation et d'opérateur d'observation pour la réflectivité par le nombre d'observations du vecteur  $\mathbf{y}_Z$  noté  $n_{\text{obs}}$ . La matrice  $\mathbf{R}_Z$  s'écrit donc :

$$\mathbf{R}_Z = n_{\text{obs}} \sigma_Z^2 \mathbf{I}. \quad (7.3)$$

En théorie, cette pondération n'est pas nécessaire puisque toutes les colonnes considérées pour inverser un profil de réflectivités ont le même nombre d'observations (celui de la colonne observée). Cependant, en pratique, le calculateur a une précision limitée. Lorsque on traite un profil de réflectivités avec beaucoup d'observations, on obtient un poids négligeable (le calculateur renvoie la valeur 0) pour des écarts réflectivité observée moins simulée plus faibles que lorsque le profil observé a moins d'observations. Par ailleurs, lorsque toutes les colonnes voisines de l'observation ont des réflectivités simulées trop éloignées de celles observées pour un profil à restituer, alors tous les poids peuvent être nuls (c'est-à-dire inférieurs à la précision de la machine). Dans ce cas, on ne produit pas de pseudo-observation correspondante car le dénominateur de l'Éq. (7.1) est nul. Ce cas arrive lorsque par exemple des réflectivités significatives sont observées et que le modèle ne produit pas de réflectivités ou bien au contraire lorsque des réflectivités négligeables sont observées et que les colonnes voisines ont toutes des

réflectivités significatives. Il est d'ailleurs préférable de ne pas produire de pseudo-observation plutôt qu'une pseudo-observation probablement éloignée de ce qui aurait été observé.

La quantité  $\sigma_Z$  peut aussi être interprétée comme un coefficient de lissage. On peut illustrer cette interprétation sur un cas simplifié. Ainsi, si on ne prend que deux profils de l'ébauche, la pseudo-observation est obtenue de la manière suivante :

$$y_{po} = \frac{x_1 \exp\left(-\frac{d_1^2}{2n_{obs}\sigma_Z^2}\right) + x_2 \exp\left(-\frac{d_2^2}{2n_{obs}\sigma_Z^2}\right)}{\exp\left(-\frac{d_1^2}{2n_{obs}\sigma_Z^2}\right) + \exp\left(-\frac{d_2^2}{2n_{obs}\sigma_Z^2}\right)}, \quad (7.4)$$

avec

$$d_i \equiv \|y_Z - \mathbf{H}_Z(x_i)\|, \quad i \in \{1; 2\}. \quad (7.5)$$

Supposons maintenant que  $d_1 < d_2$  (le profil observé ressemble plus au profil 1 qu'au 2). Si on fait le rapport  $\rho$  du poids affecté au profil simulé qui se rapproche le plus de l'observation sur le poids affecté au profil simulé qui se rapproche le moins de l'observation, on obtient

$$\rho = \exp\left(\frac{d_2^2 - d_1^2}{2n_{obs}\sigma_Z^2}\right). \quad (7.6)$$

Ceci exprime que plus  $\sigma_Z$  est petit, plus  $\rho$  est grand, c'est-à-dire que le poids relatif affecté au profil qui ressemble le plus à l'observation est important et vice versa. Bref, si on généralise ce raisonnement, on en déduit qu'un trop grand  $\sigma_Z$  affectera des poids peu différents à tous les profils de l'ébauche, tandis qu'un  $\sigma_Z$  trop petit privilégiera le profil qui ressemble le plus à l'observation.

#### 7.1.4 Opérateur d'observation $\mathbf{H}_Z$

L'opérateur  $\mathbf{H}_Z$  qui simule les réflectivités à partir des colonnes du modèle est celui développé dans la première partie de cette thèse avec la configuration choisie pour Arome (voir Sec. 4.3) : diffusion de Rayleigh, courbure du faisceau standard et élargissement du faisceau sur la verticale.

Lorsque dans une colonne voisine, le relief du modèle est trop haut pour pouvoir calculer correctement la réflectivité à une élévation présente dans l'observation, cette colonne est écartée du processus de restitution 1D. On estime qu'on peut calculer correctement une réflectivité lorsque les extrémités du faisceau à  $-3$  dB sur la verticale sont contenus dans le domaine du modèle.

#### 7.1.5 Procédure d'ajustement de l'humidité (HA)

Il faut noter qu'un désavantage de la méthode est de se limiter à ce que l'ébauche propose au voisinage du profil d'observations à inverser. Autrement dit, il arrive ainsi que la condition stipulant que les profils calculés ont la même probabilité que ceux existant dans la nature ne soit pas vérifiée. Par exemple, si le profil observé comporte des réflectivités significatives et que les colonnes issues de l'ébauche ne comportent que des réflectivités négligeables, l'algorithme n'est pas capable de fournir des pseudo-observations avec des humidités compatibles avec les réflectivités observées (voir paragraphe précédent). Ce phénomène est particulièrement important si l'on utilise une ébauche provenant d'un modèle ou d'une analyse ne possédant pas

d'hydrométéores en tant que variables, c'est-à-dire par exemple issue des analyses Arpege ou Aladin, puisque dans ce cas on ne peut pas simuler de réflectivités à partir de l'ébauche. Nous avons donc ajouté la possibilité, lors de la restitution bayésienne, d'utiliser une procédure qui impose de fortes humidités pour les élévations correspondant aux réflectivités significatives. Ainsi, dans ces cas où la recherche de profils de réflectivités proches des observations de précipitations s'avère infructueuse, une humidité relative égale à 100 % est imposée à tous les points d'observation de réflectivités sur le profil vertical, sauf si ces points se trouvent sous le niveau de condensation du modèle. Nous voulons ainsi laisser possible l'évaporation des précipitations dans les couches sous-saturées en dessous de la base du nuage. Ce type de procédure a par exemple été employé par Lin *et al.* (1993) et Ducrocq *et al.* (2000).

## 7.2 Le système d'assimilation 3DVar

Au moment de tester l'assimilation 1D+3DVar, le modèle Arome et son système d'assimilation n'étaient pas encore disponibles. De ce fait, nous avons utilisé le système d'assimilation dit « hybride » 3DVar Aladin/Méso-NH développé dans le cadre du projet Arome pour les études de faisabilité d'assimilation à fine échelle. Avec ce système, pour chaque analyse, l'innovation est calculée à partir du modèle Méso-NH tandis que la minimisation et le flux de données sont basés sur le système d'assimilation 3DVar Aladin (Fischer *et al.*, 2005). Le futur système de prévision numérique Arome reposant d'une part sur le code Aladin pour la partie dynamique du modèle de prévision et le schéma d'assimilation et d'autre part sur Méso-NH pour les paramétrisations physiques, le système d'assimilation hybride utilisé notamment à la résolution d'Arome et avec les mêmes paramétrisations physiques offre la possibilité de faire des expériences d'assimilation dans une configuration proche de ce futur système. La configuration du système d'assimilation hybride utilisée est celle développée par Jaubert *et al.* (2005) pour des observations usuellement assimilées par Aladin dans une configuration de 2 domaines emboîtés à 10 et 2,5 km de résolution horizontale.

Le principe général de l'assimilation variationnelle a été présenté à la Sec. 6.2.1, on se limite donc ici aux spécificités du système d'assimilation 3DVar Aladin. Ce dernier s'appuie en partie sur le système d'assimilation 4DVar Arpege/IFS (Courtier *et al.*, 1991) en particulier pour le flux de données qu'il partage avec ce système. Comme le 4DVar Arpege/IFS, le système d'assimilation 3DVar Aladin a une formulation incrémentale qui permet d'économiser le temps de calcul lors de la minimisation. La formulation incrémentale consiste à analyser des incréments à basse résolution et à augmenter leur résolution au cours de la phase de minimisation (Courtier *et al.*, 1994). Il n'y a pas de contrainte filtrée dans la fonction coût ( $J_c = 0$  dans l'Éq. (6.1)).

Le système d'assimilation d'Aladin utilise la vorticité, la divergence, la température, le logarithme de la pression de surface et l'humidité spécifique comme variables de contrôle. Dans cette étude, on a utilisé le cycle 29 du système.

### 7.2.1 Matrice de covariance des erreurs d'ébauche (matrice **B**)

La modélisation et la spécification de la matrice **B** sont des éléments importants de tout système d'assimilation de données puisque c'est essentiellement la matrice **B** qui détermine comment l'information provenant des observations est répartie entre les points de grille adjacents du modèle et entre les différentes composantes de la variable de contrôle.

La matrice de covariance des erreurs d'ébauche est décomposée en plusieurs termes indépendants (Berre, 2000) :

**Un terme de covariances spatiales.** Les corrélations horizontales dépendent de l'altitude et les corrélations verticales varient avec l'échelle horizontale (Courtier *et al.*, 1998). Les erreurs sont supposées non-biaisées, homogènes horizontalement et isotropes horizontalement (la covariance entre deux points de l'espace physique ne dépend que de la norme du vecteur horizontal les reliant). Les covariances spatiales entre les différentes composantes de la variable de contrôle sont supposées nulles ;

**Un terme de covariances entre composantes de la variable de contrôle.** Ce terme est construit à l'aide de régressions statistiques dépendantes de l'échelle pour séparer les composantes équilibrées et non-équilibrées des différentes composantes de la variable de contrôle, en suivant par exemple Parrish *et al.* (1997) ou Derber et Bouttier (1999).

**Un terme de passage de l'espace physique à l'espace spectral** à l'aide d'une décomposition en série d'harmoniques bi-Fourier calculée par transformée de Fourier.

Les erreurs d'ébauche sont dépendantes de l'écoulement, mais en pratique elles sont déterminées statistiquement et sont indépendantes de la situation météorologique. La méthode d'estimation de la matrice **B** qui a servi de base dans cette étude est la méthode de simulation d'ensemble (Houtekamer *et al.*, 1996, Fisher, 2003, Berre *et al.*, 2006). Elle consiste à modéliser l'évolution des erreurs d'analyse du modèle en introduisant des perturbations dans l'analyse et en reconstituant l'erreur d'ébauche à l'issue d'une prévision.

Dans notre cas, le modèle de prévision étant Méso-NH, il serait bien trop coûteux numériquement d'utiliser la méthode de simulation d'ensemble pour l'assimilation hybride. La matrice **B** a donc été calculée à partir de celle d'Aladin-France à 9,6 km de résolution, malgré les différences entre les modèles Méso-NH et Aladin. Les matrices obtenues par interpolation ont ensuite été adaptées par Jaubert *et al.* (2005). Ainsi, les statistiques ont été modifiées dans les basses couches afin de limiter l'effet des données de surface à la couche limite. Les variances ont été multipliées dans les basses couches par un facteur décroissant de 4 au niveau 41 (proche du sol), le plus bas du modèle, à 1 au niveau 21, c'est-à-dire à environ 800 hPa. La Figure 7.2 présente les statistiques d'erreurs du modèle pour l'humidité relative (partie non-balancée) utilisée pour l'assimilation hybride à 2,5 km (courbe noire), et 10 km (courbe rouge) à comparer à ceux utilisés pour l'assimilation Aladin à 9,6 km (courbe bleue). Par contre, le profil vertical de corrélation moyenne au niveau 41 est inchangé (Fig. 7.2b pour l'humidité).

Pour le domaine à 2,5 km uniquement, la portée a été diminuée (voir Fig. 7.2c pour l'humidité) et la divergence du vent augmentée. Le profil vertical de corrélation horizontale reste le même (Fig. 7.2b pour l'humidité).

## 7.2.2 Caractéristiques de l'assimilation de pseudo-observations

Dans les tests d'assimilation présentés par la suite, les pseudo-observations produites par la méthode 1D sont assimilées dans le système d'assimilation hybride Aladin/Méso-NH comme des messages TEMP (radiosondages) ne comportant que le paramètre humidité relative. L'écart-type d'erreur d'observation est fixée à 12 % pour le paramètre humidité relative des TEMPs. L'écart-type d'erreur du modèle correspondant est de 10 %. Les observations d'humidité relative sont éliminées lorsque l'écart entre l'ébauche et l'observation, est supérieur à 78 %. Les observations situées au-dessus de 300 hPa sont également éliminées. À noter que dans le système d'assimilation Arome, les pseudo-observations d'humidité auront leur propre écart-type d'erreurs d'observations et un contrôle de qualité reposant sur les flags de qualité des réflectivités (en cours de développement). Afin de visualiser l'effet de l'assimilation de l'humidité par le système d'assimilation 3DVar Arome/Aladin, on a réalisé une expérience pour laquelle on analyse uniquement une colonne d'air saturée. C'est l'humidité spécifique qui est analysée

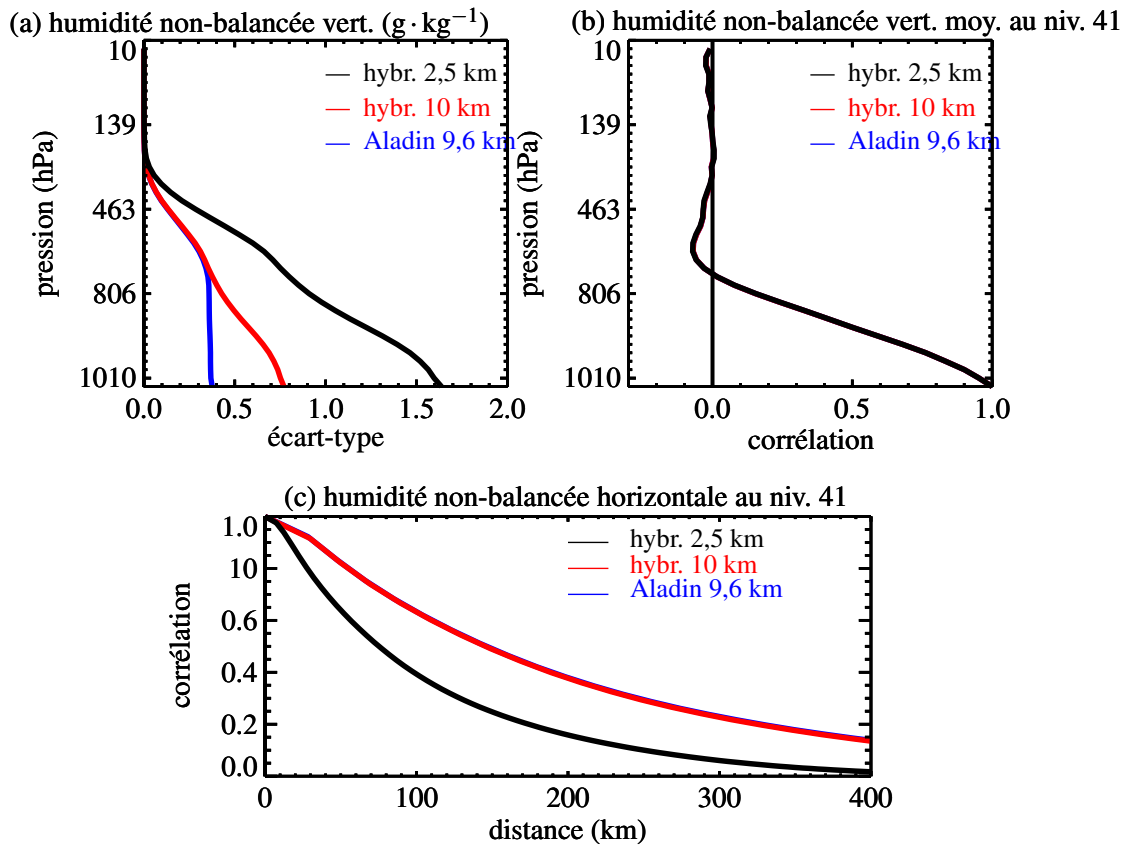


FIG. 7.2 – Statistiques d’erreurs du modèle pour l’humidité partie « non-balancée ». (a) Profil vertical de l’écart-type, (b) profil vertical de la corrélation au niveau 41 (proche du sol), (c) corrélation en fonction de la distance au point d’observation au niveau 41.

puis une correction seuille les humidités relatives à 100 %. La Figure 7.3 montre l’étalement spatial de l’incrément pour le domaine à 2,5 km de résolution horizontale. Ce dernier est limité à l’est par le fait que l’ébauche est déjà saturée. Sur la verticale, il est aussi faible aux points d’observations hauts et bas car l’ébauche est proche de la saturation ou à saturation à ces endroits.

Les corrélations croisées avec la température, la pression et le vent sont très faibles, c’est pourquoi les incréments associés sont également très faibles (non montré). L’analyse d’humidité relative est donc pratiquement monovariée.

Les rapports de mélange des espèces microphysiques n’étant pas dans la variable de contrôle du système d’assimilation 3DVar Aladin/Arome, on supprime dans l’analyse les hydrométéores formés dans les colonnes pour lesquelles l’humidité maximum est inférieure à 85 %. Ne pas enlever les hydrométéores alors que l’humidité est diminuée aurait pour effet de faire évaporer/sublimer les hydrométéores dans les premiers pas de temps de la simulation et donc d’introduire des refroidissements importants qui peuvent perturber le développement de la convection. Par contre dans les zones qui sont saturées par le processus de l’analyse, aucun hydrométéore n’est introduit pour le moment ; on laisse la paramétrisation microphysique recréer les hydrométéores dans les premières minutes de simulation dans ces zones saturées. À terme, ces hydrométéores pourraient être initialisés à partir des réflectivités et de données polarimétriques renseignant sur le type d’hydrométéores.





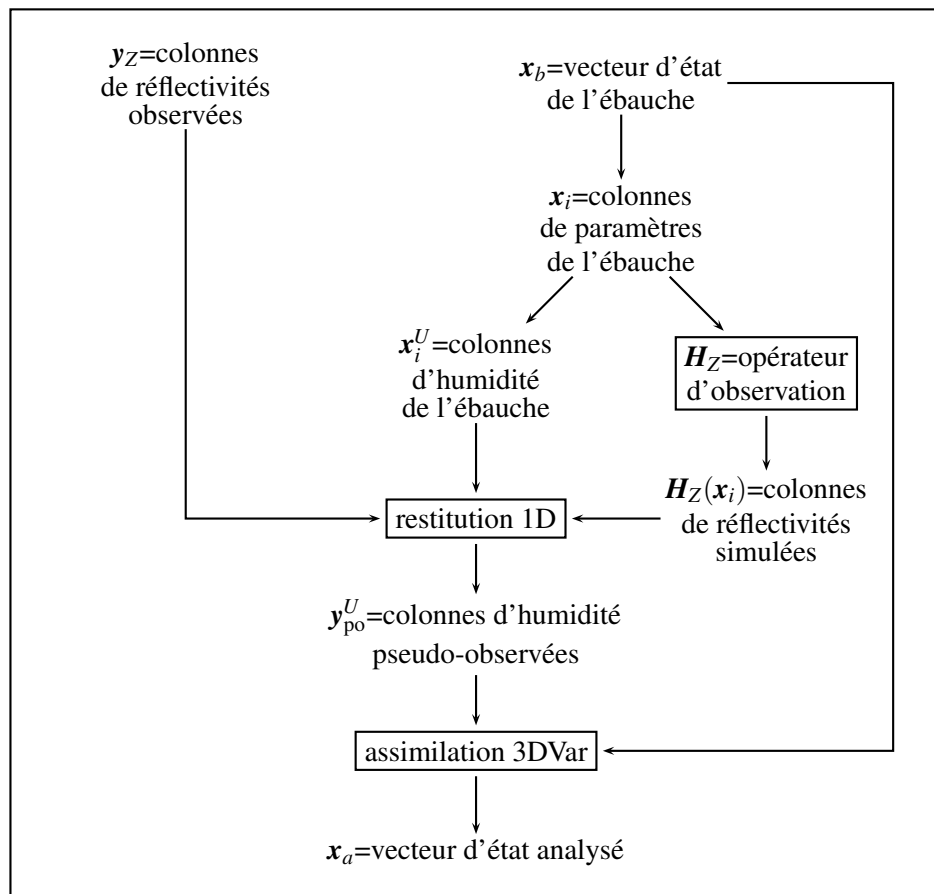


FIG. 7.4 – Schéma résumant l'assimilation des réflectivités dans le modèle Arome ou avec le système hybride. Nous avons pris l'exemple de l'humidité pour les pseudo-observations.

d'abord dans un cadre d'OSSE, puis avec des données réelles.



## Chapitre 8

# Expériences de simulation de systèmes d'observation (OSSEs)

Ce chapitre est le premier des deux chapitres consacrés à l'évaluation de la méthode d'assimilation présentée au chapitre précédent. Dans la première section, nous rappelons le principe et l'intérêt des expériences de simulation de systèmes d'observation. La deuxième section est particulièrement consacrée à l'évaluation de la méthode de restitution 1D sur deux cas d'étude. Dans la dernière section, nous évaluons la méthode d'assimilation 1D+3DVar complète sur le cas des inondations du Gard de septembre 2002.

### 8.1 Principe des OSSEs

Les expériences de simulation de systèmes d'observation (OSSEs) sont une technique classique pour, entre autres, quantifier l'effet de l'introduction d'un nouveau type d'observation dans un système d'assimilation (Arnold et Dey, 1986). La Figure 8.1 représente schématiquement le principe des OSSEs réalisées ici. Brièvement, ce type d'expérience consiste à simuler des observations à partir d'une première simulation Mésos-NH qui représente l'état « vrai » de l'atmosphère. Cette simulation de référence est par la suite nommée RFR. Les observations synthétiques sont ensuite analysées à partir d'une ébauche provenant d'une simulation qui diffère de la première par ses conditions initiales. Cette simulation fournissant l'ébauche est dénommée EBC. Des prévisions initialisées par l'analyse obtenue sont alors effectuées. Cette dernière simulation est nommée ASM. Le bénéfice lié à l'assimilation est estimé en comparant les prévisions d'ASM aux prévisions de RFR et d'EBC. L'assimilation est jugée positive lorsque les prévisions d'ASM se rapprochent de celles de RFR, ou au moins lorsque ces prévisions sont meilleures que celles issues d'EBC.

Ce type de méthodologie permet de s'affranchir des erreurs de mesures et de modèle, ainsi que de pouvoir comparer les résultats de l'assimilation avec l'état de l'atmosphère que l'on ne peut pas complètement observer dans la réalité.

### 8.2 Évaluation de la méthode de restitution 1D

#### 8.2.1 Orage de plaine du 9 octobre 2004

Ce cas se caractérise par des cellules orageuses isolées se développant dans un flux de sud-ouest au milieu de la journée sur la région toulousaine. Ce cas est particulièrement intéressant

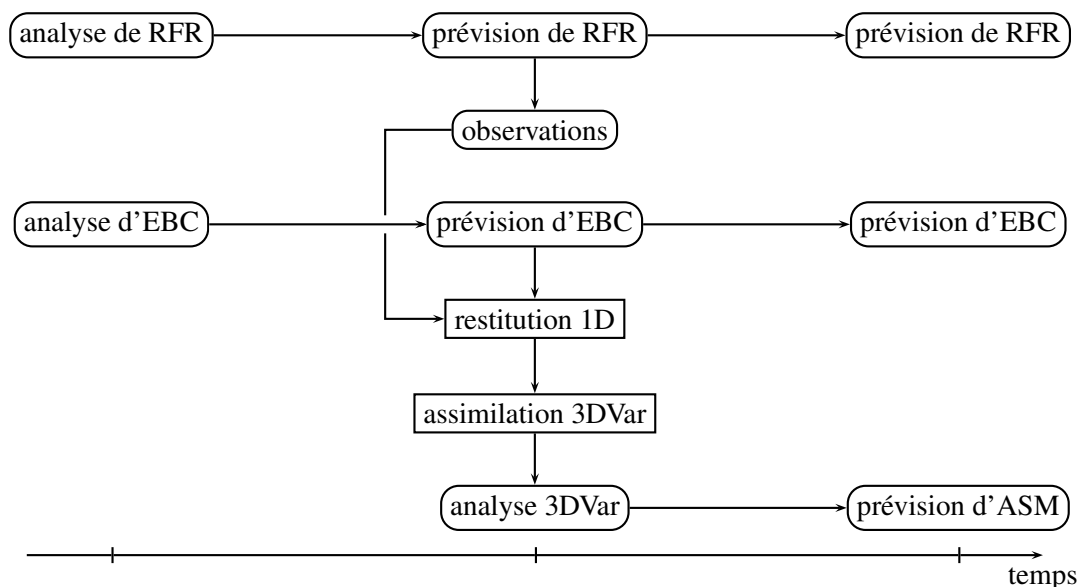


FIG. 8.1 – Principe des OSSEs pour l'assimilation des réflectivités. Voir le texte pour les abréviations.

pour vérifier que la restitution 1D est bien capable de déplacer la signature en humidité des cellules convectives.

Pour ce cas, nous disposons de deux analyses à 1200 UTC le 9 octobre 2004. La première est une analyse Arpege à grande échelle qui est utilisée comme conditions initiales et aux limites d'EBC. La seconde analyse est obtenue par application de la procédure d'analyse à mésoéchelle des observations de surface de Ducrocq *et al.* (2000) à l'analyse Arpege ; cette seconde analyse sert de conditions initiales à RFR. Pour les deux expériences, les prévisions sont effectuées avec le modèle Méso-NH avec deux modèles emboîtés interagissant bidirectionnellement. Le modèle père a une résolution horizontale de l'ordre de 10 km ; le modèle fils a une résolution horizontale de 2,5 km.

La Figure 8.2 montre les champs de réflectivités en points de grille à 2000 m MSL à 1615 UTC. Dans EBC, la convection profonde démarre juste, alors qu'elle est déjà organisée en ligne sur la région Midi-Pyrénées dans RFR. Sur la Figure 8.2a, on peut voir que RFR simule trois cellules convectives développées qui se dirigent vers le nord-est, tandis que sur la Figure 8.2b EBC ne simule que des cellules de faibles intensités et peu développées verticalement.

Pour simuler les observations de réflectivités à partir de l'expérience RFR, nous plaçons un radar virtuel à la localisation R indiquée sur la Figure 8.2a qui va donc échantillonner les cellules précipitantes au nord-ouest de Toulouse. Le radar est supposé être un radar en bande S sondant la troposphère sur 13 élévations. Les réflectivités sont calculées à l'aide du simulateur radar développé dans Méso-NH décrit dans la première partie de cette thèse avec une diffusion de Rayleigh, une courbure standard et un élargissement du faisceau sur la verticale. La restitution bayésienne est appliquée en utilisant comme ébauche la prévision EBC du modèle fils à 1615 UTC et les réflectivités « observées » ainsi obtenues à partir de RFR au même instant.

L'algorithme de restitution bayésienne fonctionne avec une fenêtre de recherche des voisins de  $21 \times 21$  points de grille horizontaux centrés autour du profil de réflectivités observé, c'est-à-dire sur un pavé de  $52,5 \times 52,5$  km<sup>2</sup>. Pour les deux cas d'étude traités dans cette thèse, des fenêtres plus grandes ne modifient pas significativement les pseudo-observations obtenues. Le paramètre  $\sigma_z$  est réglé à 0,2 dB. Pour des valeurs plus grandes, on lisse trop le champ d'humidité, tandis qu'avec des valeurs plus petites, on atteint plus souvent les limites de précision du calculateur qui ne permet pas de produire de pseudo-observations.

Les Figures 8.3 et 8.4 comparent les humidités relatives issues de la restitution 1D avec

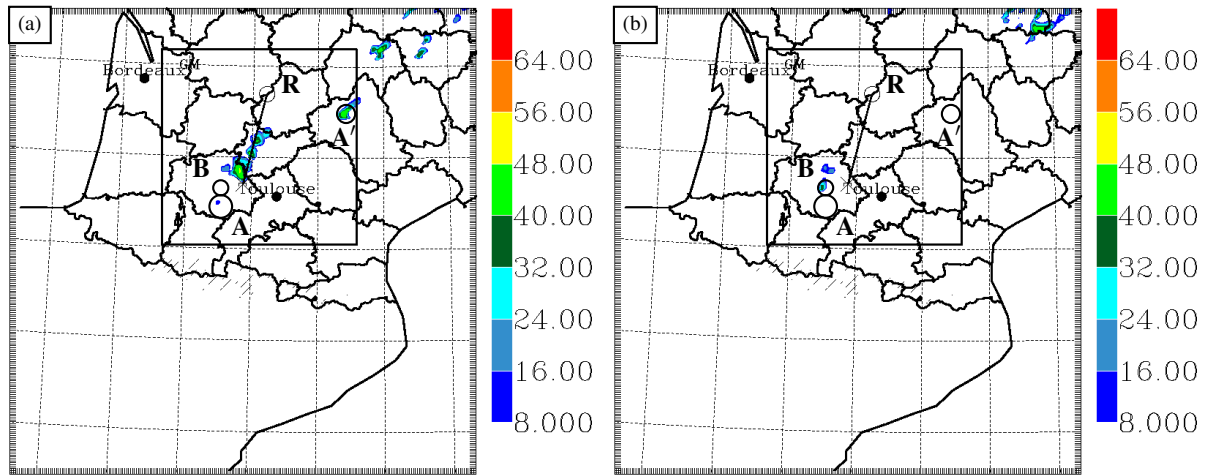


FIG. 8.2 – Coupes horizontales à 2 km MSL des réflectivités simulées (dBZ) par RFR (a) et EBC (b) à 1615 UTC pour le cas du 9 octobre 2004. La position du radar fictif R ( $44.7^{\circ}\text{N}$ ,  $1.2^{\circ}\text{E}$ , 230 m MSL) est marquée par un cercle à l'extrémité nord de la ligne qui définit les coupes verticales. Voir le texte pour la signification des cercles A, A' et B.

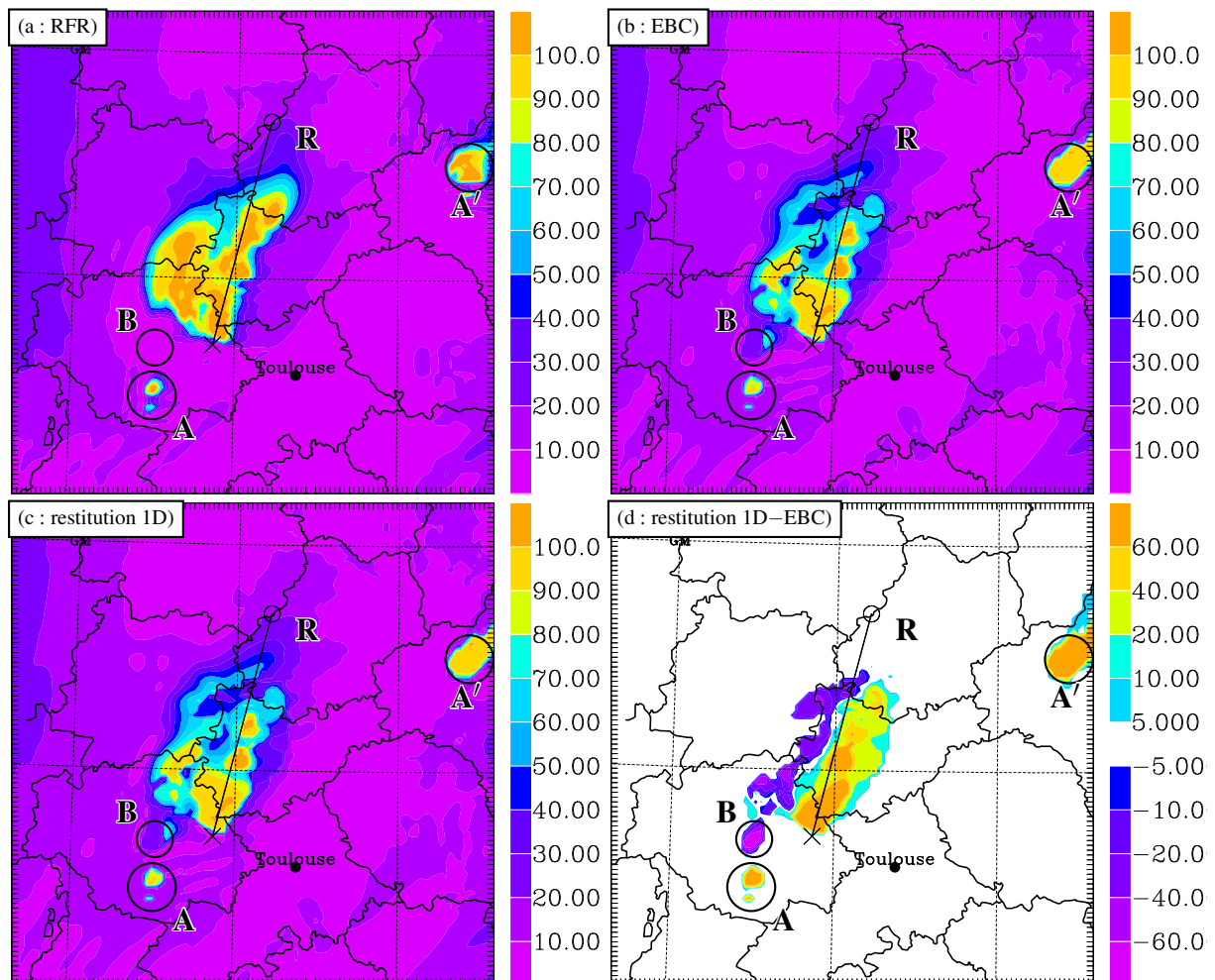


FIG. 8.3 – Coupes horizontales à 4,5 km MSL d'humidité relative (%) à 1615 UTC pour le cas du 9 octobre 2004 : RFR (a), EBC (b), restitution 1D (c), différence restitution 1D-EBC (d). La position du radar fictif R ( $44.7^{\circ}\text{N}$ ,  $1.2^{\circ}\text{E}$ , 230 m MSL) est marquée par un cercle à l'extrémité nord de la ligne qui définit les coupes verticales.

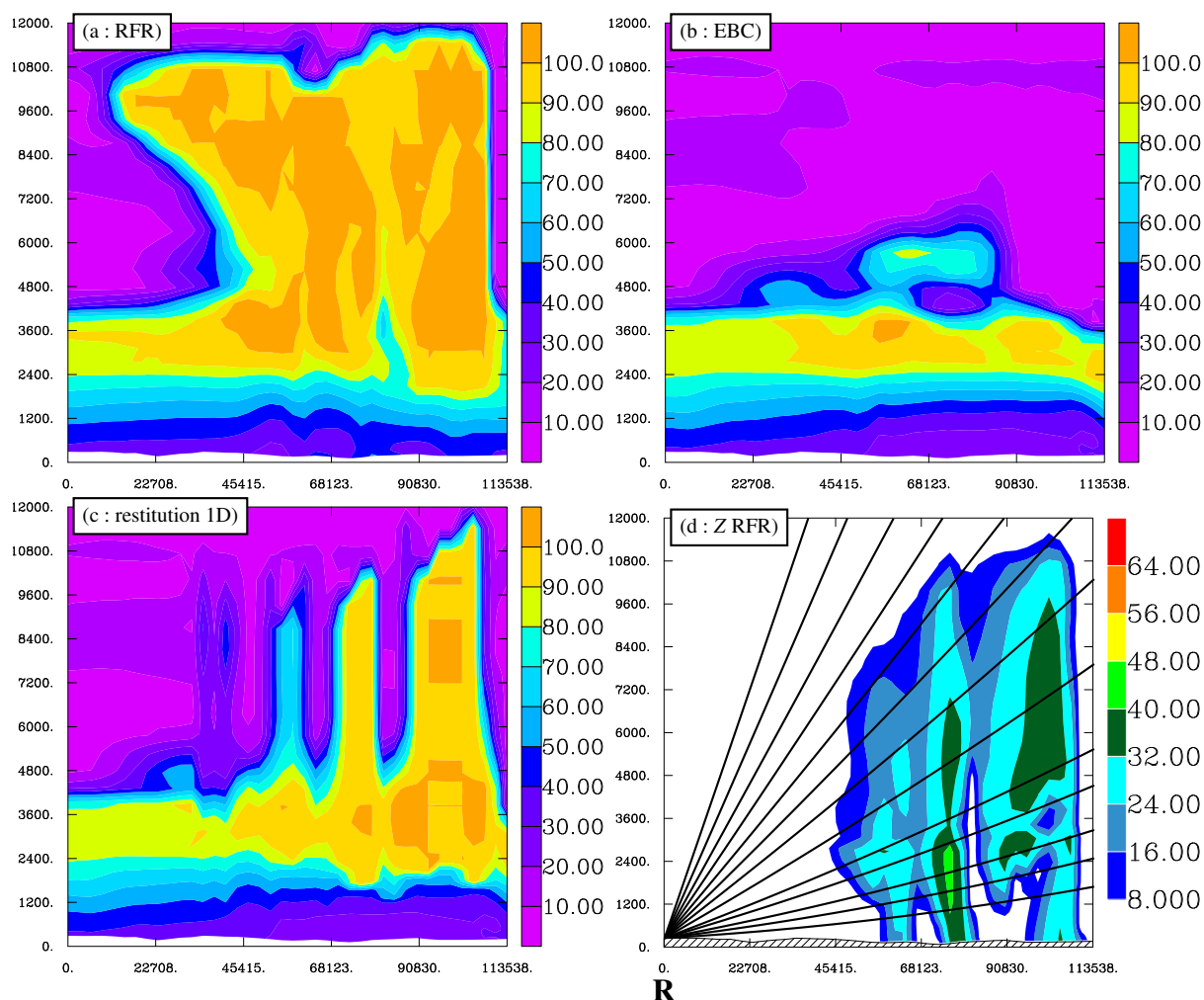


FIG. 8.4 – Coupes verticales d'humidité relative (%) à 1615 UTC pour le cas du 9 octobre 2004 (a : RFR, b : EBC, c : restitution 1D) et réflectivité (dBZ) simulée par RFR (d). Le radar est en bas à gauche. Les différentes élévations sont représentées par des courbes noires (d).

d'une part l'expérience RFR (c'est-à-dire la « réalité » vers laquelle on veut se rapprocher) et d'autre part EBC (« ébauche »). Pour visualiser les profils issus de la restitution 1D, nous avons simplement utilisé le champ d'humidité d'EBC dans lequel nous avons inséré ces profils en les interpolant bilinéairement sur les points de grille de Mésos-NH. Pour les cellules plus isolées représentées dans RFR mais absentes dans EBC (identifiées par exemple par les cercles A et A' sur la Fig. 8.2), on voit que la restitution 1D est tout à fait capable de produire des humidités élevées comparables aux « observations » (RFR). Inversement, dans les régions où EBC simule des réflectivités alors qu'aucune réflectivité significative n'est observée, la restitution bayésienne fait la moyenne des profils verticaux sans réflectivités et ainsi supprime les points de grille saturés à tort. On peut le constater pour la zone de réflectivités significatives simulées par EBC (notée B sur la Fig. 8.2b) qui n'est pas simulée par RFR (Fig. 8.2a) ; sur la Figure 8.3c, on peut voir que la zone correspondante est désaturée par la restitution bayésienne. Enfin, on peut également noter que dans les zones où aucune réflectivité significative n'est présente à la fois dans RFR et EBC, la restitution 1D ne modifie pas le champ d'humidité.

La Figure 8.3d qui représente le champ d'humidité relative de la restitution 1D moins celui de EBC permet de bien mettre en évidence que les zones A, A' et le long de l'axe de la coupe verticale ont été humidifiées tandis que la zone B et la zone située à l'ouest de la coupe verticale ont été asséchées. La restitution 1D, en humidifiant certaines zones associées à des réflectivités

observées et en asséchant des zones non-précipitantes a donc replacé la signature en humidité associée aux cellules convectives au bon endroit.

Sur la verticale (Fig. 8.4), la restitution 1D humidifie l'atmosphère jusqu'à la tropopause là où des réflectivités significatives sont observées dans RFR (Figs. 8.4c et d). La zone avec des humidités relatives supérieures à 90 % sur les coupes verticales est toutefois plus réduite dans la restitution 1D que dans RFR, dans la mesure où on n'humidifie que là où on observe des réflectivités (zones précipitantes) et pas sur tout le système nuageux observé. On peut aussi constater que l'air plus sec en basses couches a été préservé par la restitution 1D.

## 8.2.2 Cas du Gard

Le cas du 9 octobre 2004 a permis de mettre en évidence le bon comportement de la restitution 1D sur ce cas relativement simple. Nous examinons maintenant le comportement de la restitution 1D sur un cas plus complexe, c'est-à-dire le cas des inondations du Gard de septembre 2002 décrit à la section 2.2, partie I. Similairement au cas du 9 octobre 2004, c'est une analyse Arpege à 1200 UTC le 8 septembre 2002 qui sert de conditions initiales à EBC et une analyse issue de l'application de la procédure d'analyse à mésoéchelle des observations de surface de Ducrocq *et al.* (2000) à cette même analyse Arpege qui sert de conditions initiales à RFR. Pour RFR et EBC, une simulation Méso-NH de six heures est réalisée.

Les réflectivités sont alors converties en humidités relatives à 1800 UTC le 8 septembre 2002 à partir de la simulation à 2,5 km de résolution horizontale. La prévision à 1800 UTC de RFR fournit les observations radar grâce au simulateur radar. Les observations sont les réflectivités qui seraient observées par le radar de Bollène (bande S, 13 élévations). Les résultats de la restitution 1D sont montrés sur la Figure 8.5. Par rapport au cas du 9 octobre 2004 pour lequel on avait quelques cellules convectives isolées, ici on a un système convectif de mésoéchelle multicellulaire. Cependant, on observe le même type de comportement pour la restitution 1D que pour le cas précédent. En particulier, on voit que la zone A est proche de la saturation avec des réflectivités supérieures à 10 dBZ dans l'expérience RFR qui fournit les observations (Fig. 8.5a), tandis que l'ébauche est plus sèche et qu'il n'y a pas de réflectivités significatives à cet endroit (Fig. 8.5b). La restitution 1D est alors capable de saturer la zone comme on le voit sur la Figure 8.5c. La zone B au contraire est exempte de réflectivités significatives observées, et est relativement sèche (Fig. 8.5a), alors qu'une zone de précipitations associée à de fortes humidités relatives est présente dans l'ébauche au même endroit (Fig. 8.5b). On voit sur la Figure 8.5c que la restitution 1D est capable d'assécher cette zone conformément à ce qui est observé. La Figure 8.5d montre une vue d'ensemble des modifications apportées par la restitution 1D. Globalement, on a bien humidifié le système présent dans les observations et asséché le nord du domaine. Cependant, on n'assèche pas autant que dans RFR car pour assécher, l'algorithme de restitution bayésienne effectue *grosso modo* une moyenne sur les colonnes de l'ébauche qui sont associées à des réflectivités faibles ou négligeables et ces colonnes ne sont pas aussi sèches dans l'ébauche que dans les observations.

## 8.3 Assimilation 1D+3DVar complète — Cas du Gard

### 8.3.1 Analyse des pseudo-observations d'humidité relative

Les pseudo-observations d'humidité relative obtenues avec la restitution 1D sont maintenant assimilées avec le système d'assimilation hybride à 1800 UTC pour le cas du Gard. L'analyse est effectuée sur les domaines à 10 km et 2,5 km. Nous ne nous intéressons ici qu'à l'analyse



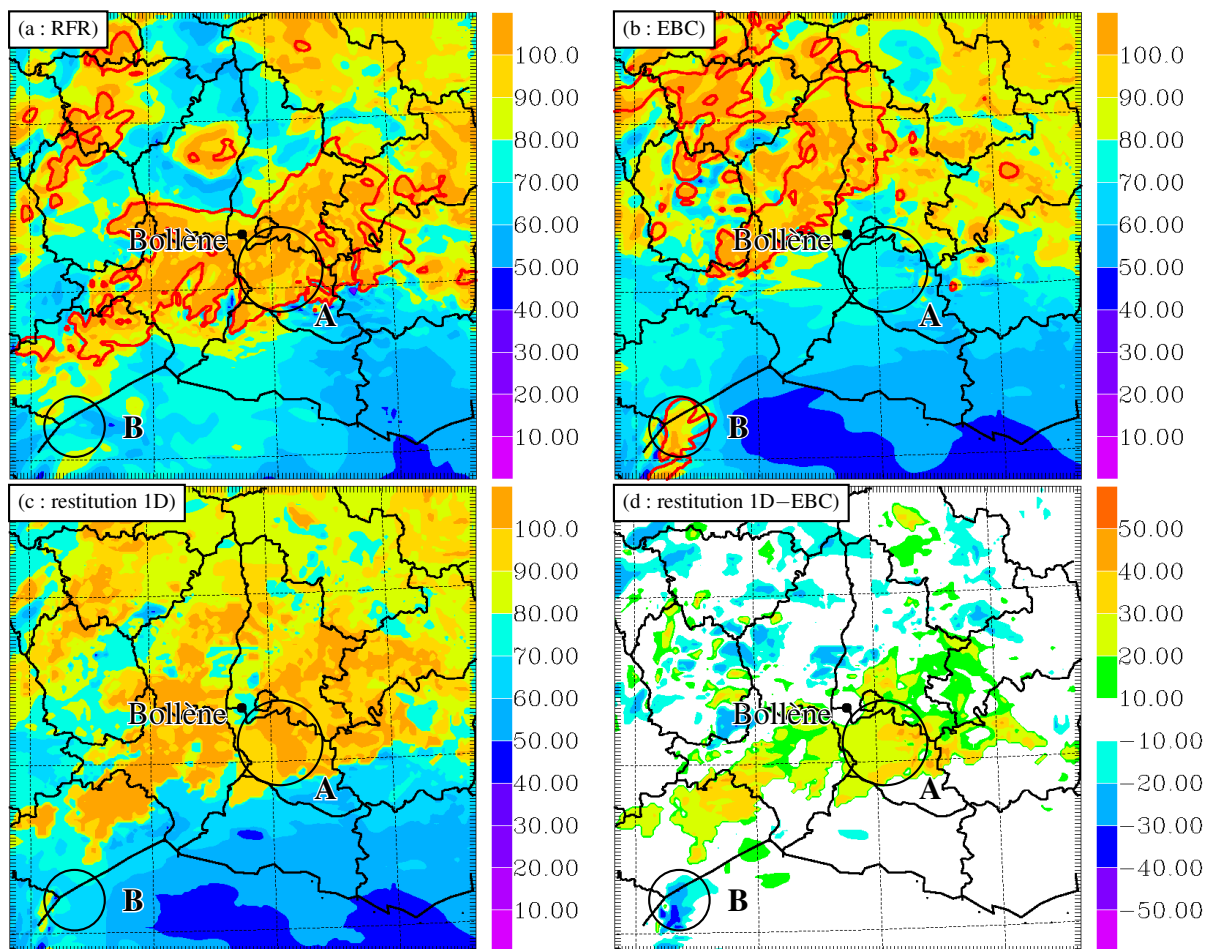


FIG. 8.5 – Humidité relative (%) à 4000 m MSL le 8 septembre 2002 à 1800 UTC. (a) RFR, (b) EBC, (c) restitution 1D, (d) différence entre restitution 1D et EBC. Sur les vignettes a et b, les réflectivités simulées respectivement par RFR et EBC sont indiquées par les isolignes rouges correspondant à la valeur de 10 dBZ.

et aux prévisions à 2,5 km car les champs du domaine à 10 km sont fortement rappelés vers le modèle à haute résolution sur le domaine de recouvrement. Un total de 23 992 profils de pseudo-observations, soit 171 457 valeurs sont produits par la restitution 1D. Parmi ces données, 52 597 sont éliminées par le contrôle de qualité du système d'assimilation 3DVar car au-dessus de 300 hPa (soit 31 %) et parmi les restantes, 181 sont éliminées car trop éloignées de l'ébauche (soit 0,1 % du total). L'analyse et le champ issu de la restitution 1D sont cohérents entre eux, mais, comme attendu, l'analyse 3DVar a lissé spatialement les incréments obtenus après la restitution 1D (*cf.* Figs. 8.5d et 8.6b). On voit en particulier sur les incréments d'analyse que la zone A est bien humidifiée et la zone B bien asséchée, conformément aux observations. De même, la zone de précipitations de l'ébauche, située trop au nord par rapport aux observations, est asséchée, tandis que la zone de précipitation observée est humidifiée dans l'analyse.

### 8.3.2 Impact de l'analyse sur la prévision à très courte échéance

Des prévisions Mésos-NH ont ensuite été effectuées à partir de l'analyse obtenue. Les champs de réflectivités et d'humidité relative sont montrés sur les Figures 8.7 et 8.8 respectivement après une heure et deux heures de simulation. À une heure de prévision, des précipitations se sont formées dans la zone de forte humidité, mais après deux heures de prévision, le système

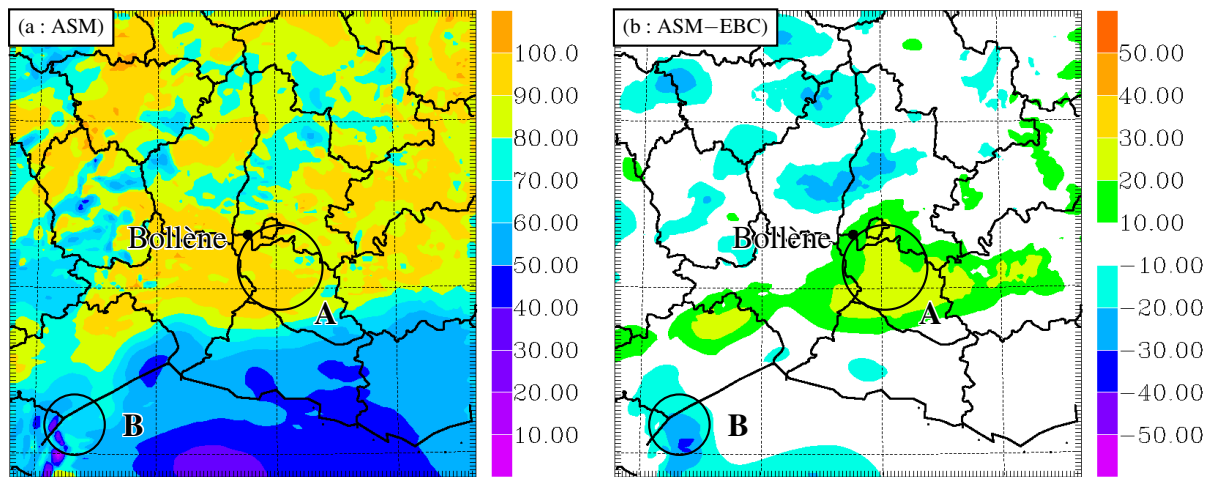


FIG. 8.6 – Humidité relative (%) à 4000 m MSL le 8 septembre 2002 à 1800 UTC. (a) ASM (analyse 3DVar), (b) incrément d'analyse (ASM-EBC).

ne s'est pas maintenu sur la zone et s'est déplacé vers le nord comme dans EBC et contrairement à ce qui est observé (RFR).

Ceci est sans doute dû à la mauvaise qualité de l'initialisation en basses couches d'EBC qui ne favorise pas le maintien de la convection au bon endroit. En effet, on voit sur la Figure 8.9 que la plage d'air froid sous orage est bien développée dans RFR, mais qu'elle n'est pas développée dans EBC. La simulation ASM ne parvient pas à reproduire la plage d'air froid observée dans RFR. Or, il a été montré que la plage d'air froid est un élément essentiel pour ce cas dans l'entretien et la position du système (Ducrocq *et al.*, 2007) en forçant le jet de basse couche conditionnellement instable provenant du sud à s'élever et ainsi entretenir la convection au sud des reliefs des Cévennes et des Alpes. L'assimilation des réflectivités seules à cette échéance où la plage froide est bien développée ne permet pas de l'initialiser correctement à cause du fait que les réflectivités sont principalement observées en altitude et que le faible couplage de l'humidité avec les autres champs de la variable de contrôle (notamment la température) ne permet pas d'ajuster ces champs. Cette initialisation de l'humidité en moyenne et haute troposphère ne permet pas au modèle de recréer la plage froide à très courte échéance.

Comme indiqué au chapitre précédent, pour être cohérent avec l'analyse d'humidité, les hydrométéores présents dans l'ébauche sont supprimés si l'humidité relative est inférieure à 85 %. Appliquée à l'analyse ASM à 1800 UTC, cette correction ne modifie pratiquement pas les champs d'hydrométéores initiaux. Afin de tester la sensibilité des simulations à l'initialisation des hydrométéores, nous avons construit une analyse identique à celle d'ASM mais en retirant les hydrométéores lorsque l'humidité relative est inférieure à 95 % au point de grille. Nous avons noté cette expérience ASM\*. L'effet de cet ajustement sur l'analyse est illustré Figures 8.10abc qui présentent les réflectivités calculées à partir des hydrométéores présents à 1800 UTC dans les analyses et ébauches. Une grande partie des précipitations situées dans des zones non-précipitantes dans la simulation RFR est retirée par cet ajustement. Nous avons alors évalué l'impact de cet ajustement d'hydrométéores sur les deux premières heures de prévision et nous avons constaté que cet impact était largement négligeable et ne semblait pas influencer la dynamique du système de manière significative (Fig. 8.10d). Nous avons donc conservé par la suite l'ajustement de départ (suppression des hydrométéores lorsque l'humidité relative maximale est inférieure à 85 % sur la colonne).

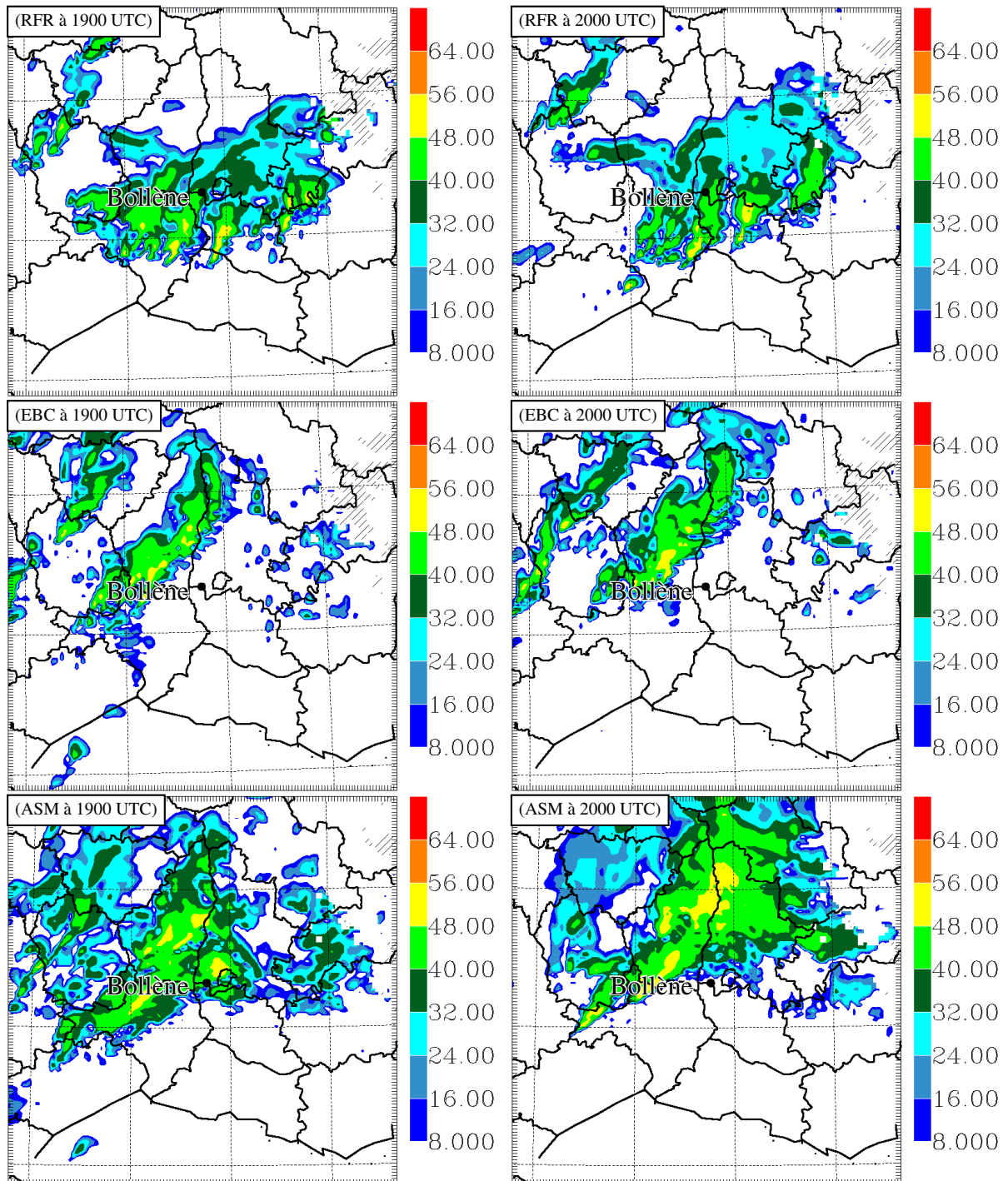


FIG. 8.7 – Réflectivités (à 2000 m MSL, en dBZ) à 1900 UTC et 2000 UTC pour les simulations RFR, EBC et ASM.

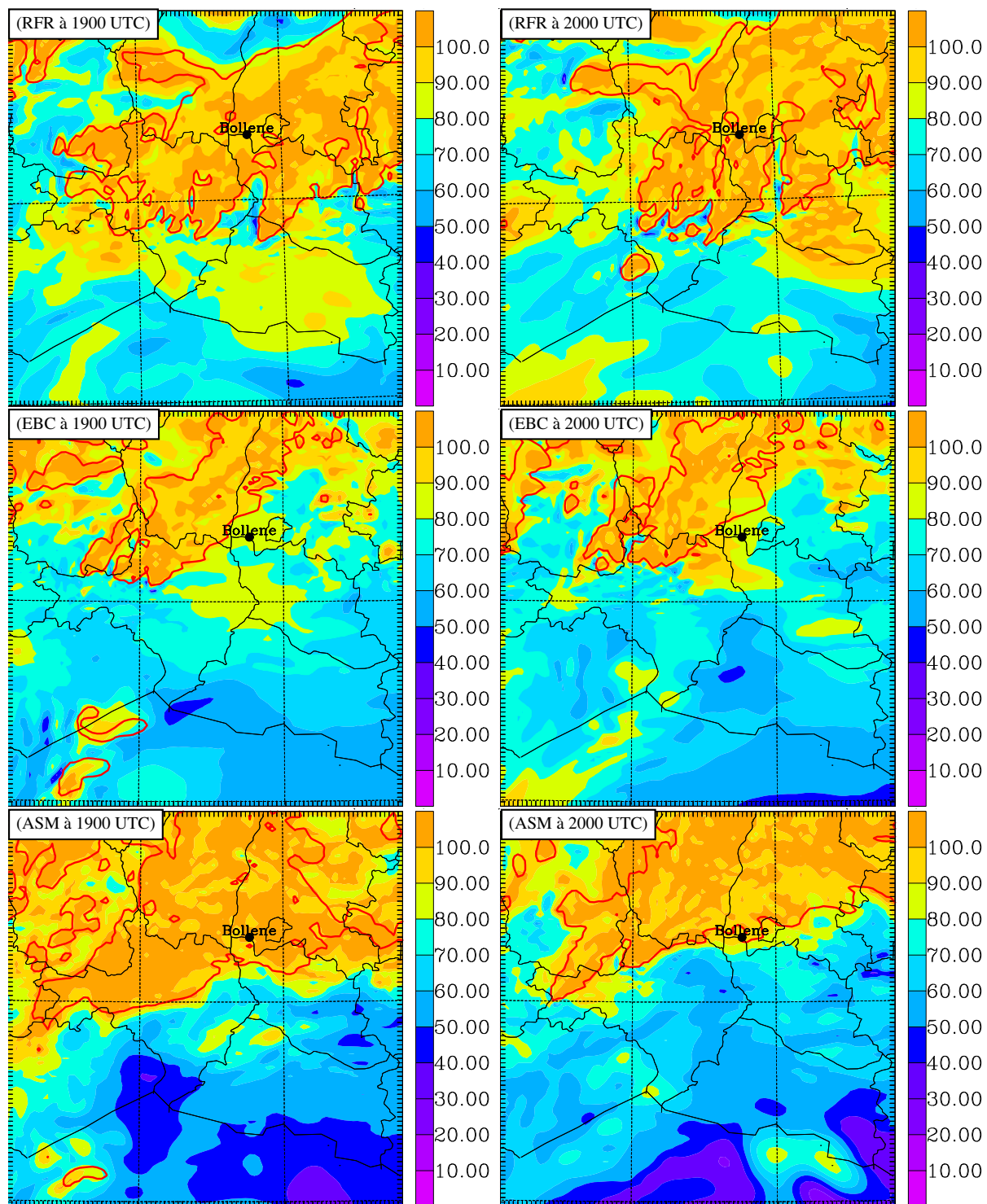


FIG. 8.8 – Isolignes de réflectivités à 10 dBZ (en rouge) superposées sur l'humidité relative (%) à 4000 m MSL le 8 septembre 2002 à 1900 UTC et 2000 UTC.

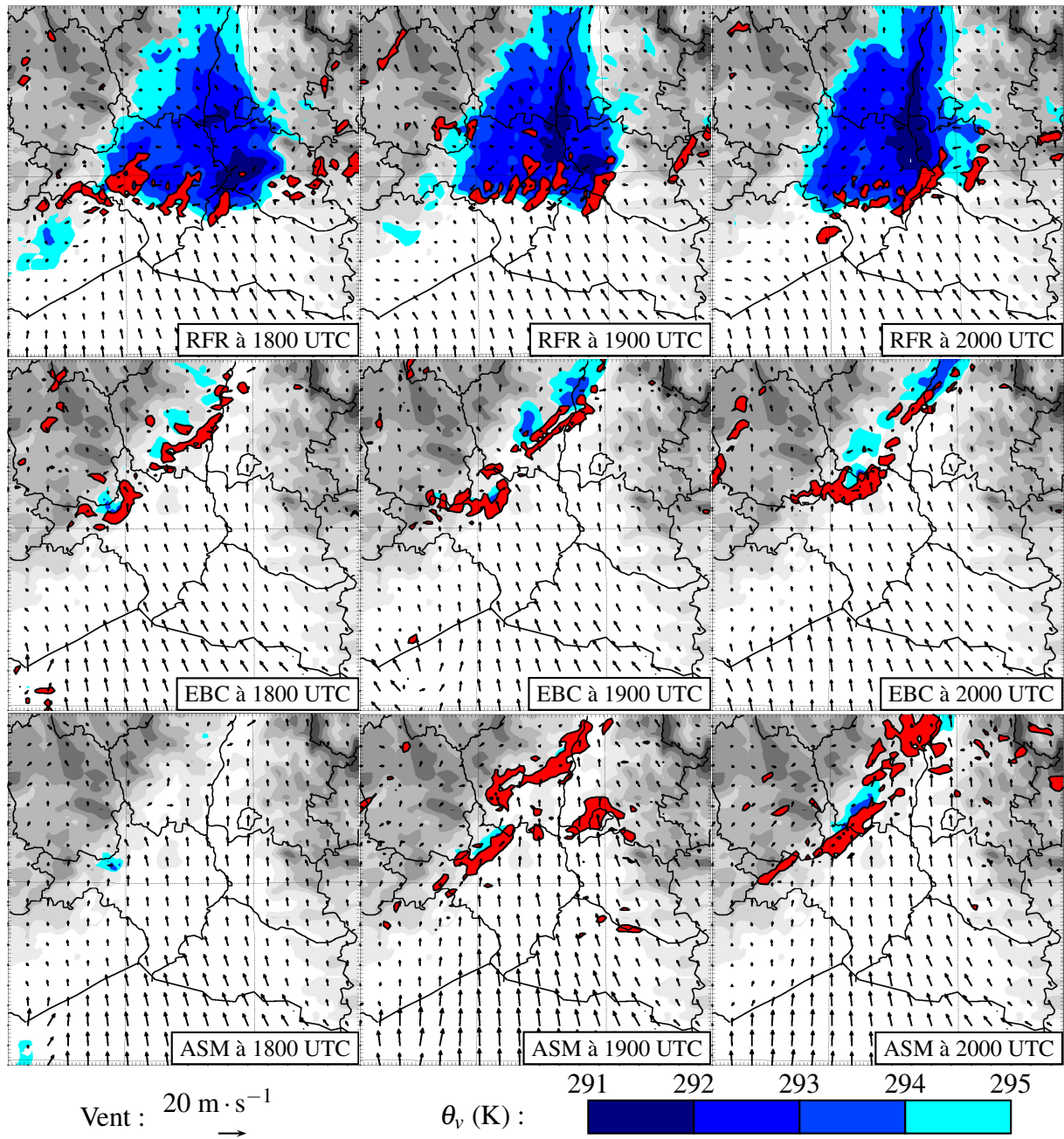


FIG. 8.9 –  $\theta_v$  (en K) au deuxième niveau du modèle, vitesse verticale supérieure à  $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  à 2000 m (rouge), et vitesse du vent à 10 m AGL à 1800 UTC, 1900 UTC, et 2000 UTC.

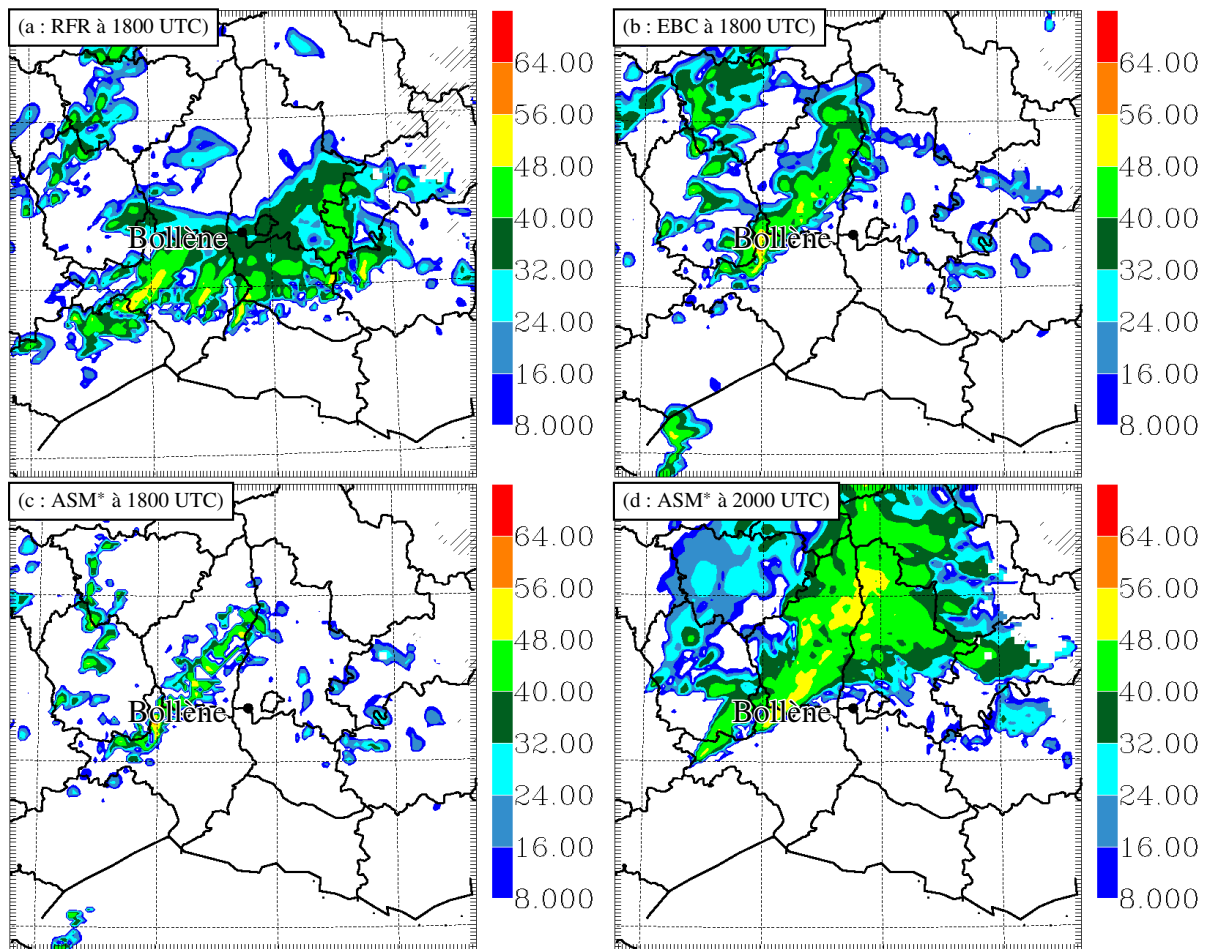


FIG. 8.10 – Réflectivités (dBZ) à 4000 m MSL le 8 septembre 2002. (a) RFR à 1800 UTC, (b) EBC à 1800 UTC, (c) ASM\* à 1800 UTC, (d) ASM\* à 2000 UTC.

En conclusion, cette OSSE sur un cas de système convectif de mésoéchelle bien développé nous a permis :

- de valider la chaîne complète d’assimilation 1D+3Dvar. Aucune explosion numérique n’a été constatée et le modèle est capable de générer un système convectif de mésoéchelle cohérent à partir de l’analyse produite ;
- de vérifier que la procédure complète est bien capable d’humidifier globalement dans la zone du système précipitant et d’assécher hors de la zone ;
- de constater, comme cela a été montré par le passé sur d’autres cas, que la modification seule de l’humidité en moyenne et haute troposphère n’est pas toujours suffisante pour que le modèle reconstruise toute la dynamique du système précipitant et en particulier la plage d’air froid sous-orage qui est bien développée à l’instant de l’analyse dans les observations. L’assimilation conjointe d’autres observations (par exemple observations de surface pour décrire le refroidissement dans les basses couches) et la réalisation de l’analyse lorsque le système est encore dans sa phase de croissance sont des pistes d’amélioration qui seront explorées dans le chapitre suivant avec des données réelles.



## Chapitre 9

### Assimilation de données réelles (OSEs)

Dans ce chapitre, le cas du Gard est utilisé afin de tester l'effet de l'assimilation de données de réflectivités réelles sur la qualité de la prévision à haute résolution. La première section présente les résultats obtenus pour les prévisions issues d'une analyse unique des réflectivités. Dans la seconde section, on étudie le bénéfice apporté par tout un cycle d'assimilation, puis on évalue l'effet de la réduction des portées horizontales dans la matrice **B** dans la troisième section avant de conclure.

#### 9.1 Expériences à une analyse

Les caractéristiques des expériences réalisées sont présentées Tableau 9.1. Toutes les simulations sont effectuées avec Més0-NH avec deux domaines emboîtés avec interaction bi-directionnelle. Le domaine père a une résolution de 10 km, tandis que le domaine fils a une résolution de 2,5 km. Une expérience de référence (REF12) démarre de l'analyse Arpege valide à 1200 UTC le 8 septembre 2002. Une seconde simulation (RAD12) démarre d'une analyse où ont été assimilées uniquement des réflectivités du radar de Bollène à 1200 UTC à l'aide du système d'assimilation 1D+3DVar. L'ébauche est fournie par l'analyse Arpege à 1200 UTC (c'est-à-dire les conditions initiales de REF12).

On a vu au chapitre précédent que l'initialisation des basses couches et en particulier de la plage froide sur le delta du Rhône était susceptible d'améliorer la position du MCS, en le plaçant plus au sud (la plage froide joue en quelque sorte le rôle du relief entretenant une convection plus au sud). On a donc effectué une deuxième expérience (SURF12) qui démarre d'une analyse où on assimile seulement les données de surface (humidité relative et température à 2 m ainsi que vent à 10 m) du réseau opérationnel Radome de Météo-France à 1200 UTC, ainsi qu'une troisième expérience (RS12) pour laquelle on assimile à la fois les données de surface et les réflectivités.

Les analyses sont effectuées sur le domaine à 10 km et sur le domaine à 2,5 km. Par la suite

Expérience	données supplémentaires assimilées
REF12	aucune
RAD12	réflectivités
SURF12	données de surface
RS12	réflectivités + données de surface

TAB. 9.1 – Caractéristiques des expériences à une analyse ayant pour ébauche l'analyse Arpege valide le 8 septembre 2002 à 1200 UTC.



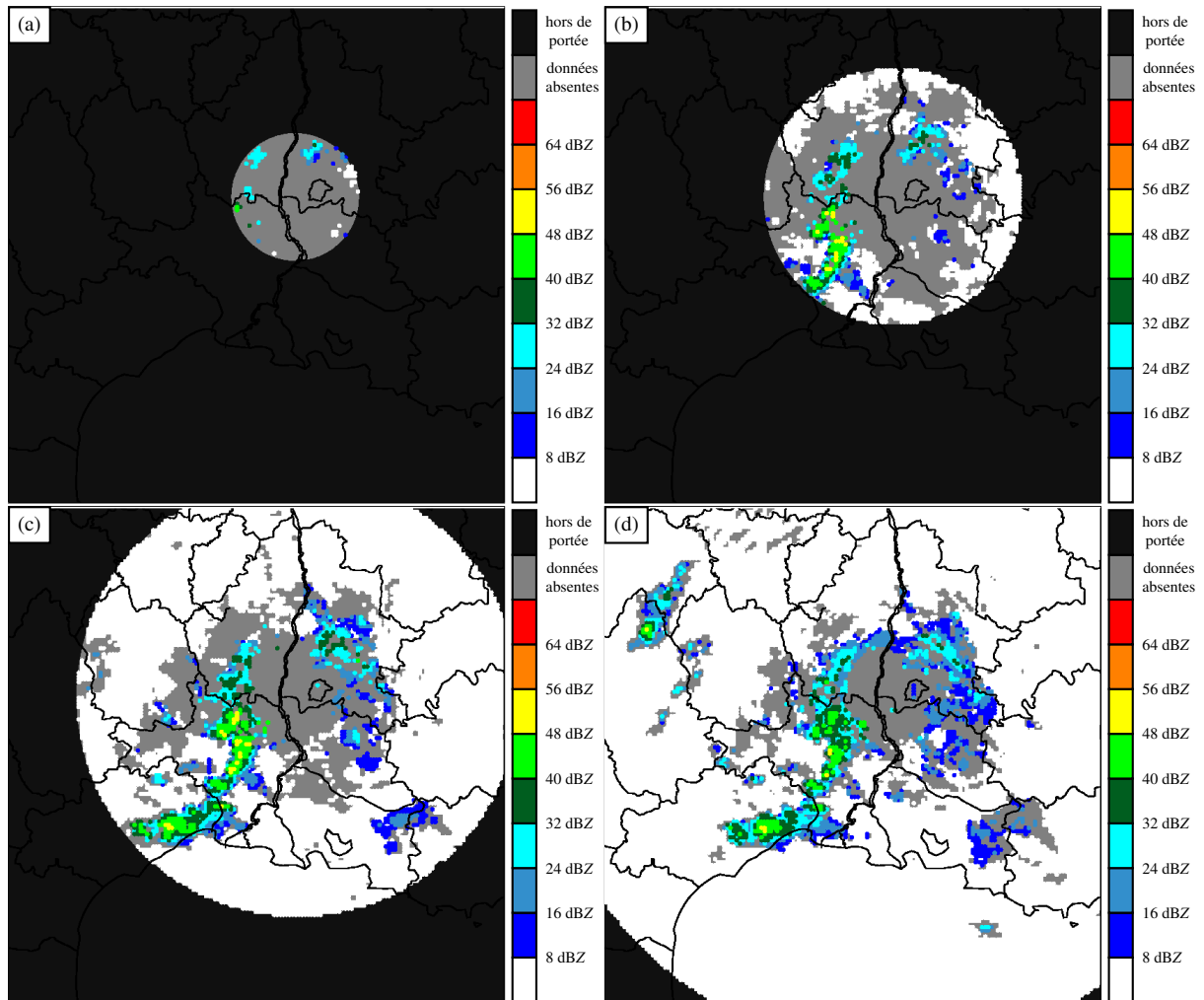


FIG. 9.1 – CAPPIs des réflectivités (dBZ) assimilées par le système d’assimilation à 1200 UTC le 8 septembre 2002 pour le radar de Bollène à  $500 \pm 200$  m (a),  $1000 \pm 300$  m (b),  $2000 \pm 500$  m (c),  $4000 \pm 1000$  m (d). Les données absentes ont été éliminées par le contrôle de qualité.

on ne s’intéresse qu’au domaine à 2,5 km car les champs à 10 km sont fortement rappelés vers ceux du domaine à 2,5 km dans la zone de recoupement entre les deux domaines. Les matrices **B** sont celles décrites à la Sec. 7.2.1.

### 9.1.1 Réflectivités observées

Les réflectivités fournies au système d’assimilation sont les PPIs du radar de Bollène (13 élévations) ré-échantillonnés sur une grille cartésienne de 2 km de résolution horizontale. Un champ de codes de qualités par PPI est utilisé afin d’écarter les valeurs associées à des échos non-météorologiques. La Figure 9.1 présente des CAPPIs des réflectivités assimilées par le système d’assimilation, c’est-à-dire après pré-traitement des données par le CMR (élimination des échos non-météorologiques et réduction de la résolution horizontale de 1 km à 2 km). Les données sont produites entre 1200 et 1215 UTC. Elles ne sont pas corrigées de l’advection, l’information n’étant pas disponible au moment de l’étude.

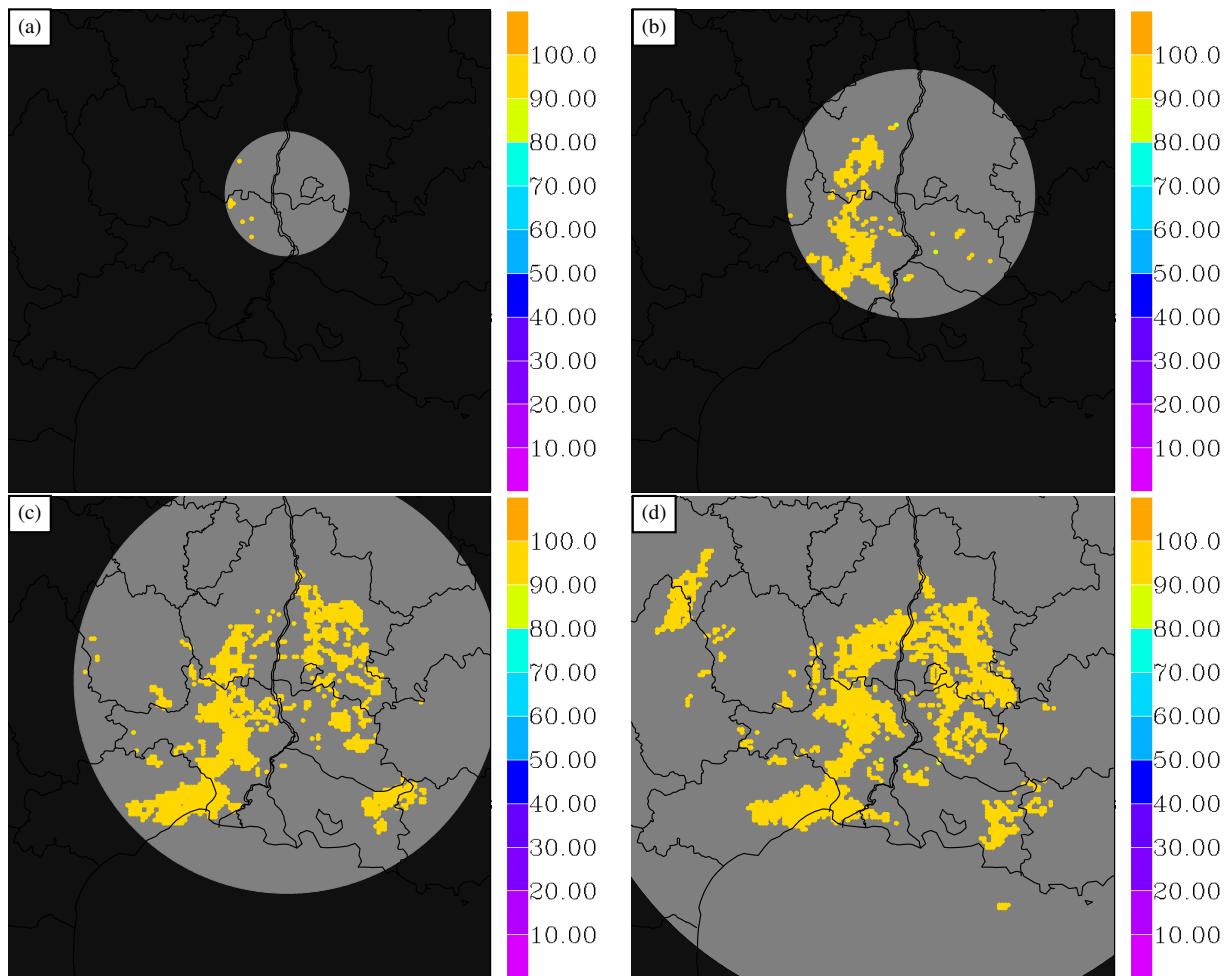


FIG. 9.2 – CAPPIs des pseudo-observations d’humidité relative (%) assimilées obtenues avec la restitution 1D à 1200 UTC le 8 septembre 2002 pour le radar de Bollène à  $500 \pm 200$  m (a),  $1000 \pm 300$  m (b),  $2000 \pm 500$  m (c),  $4000 \pm 1000$  m (d).

### 9.1.2 Restitution 1D

Les pseudo-observations d’humidité relative issues de la restitution 1D ayant pour ébauche l’analyse Arpege valide le 8 septembre 2002 à 1200 UTC sont présentées sur la Figure 9.2. Comme il n’y a pas d’hydrométéores dans l’ébauche, la restitution 1D se réduit à la procédure d’ajustement HA (*cf.* Sec. 7.1.5). Toutes les pseudo-observations sont saturées là où des précipitations sont présentes dans les observations, sauf lorsque les réflectivités se trouvent au-dessous du relief du modèle ou en dessous du niveau de condensation de l’ébauche car la procédure d’ajustement de l’humidité n’y est pas appliquée.

### 9.1.3 Analyse 3DVar des pseudo-observations

Les incréments d’analyse obtenus pour toutes les expériences sont montrés sur la Figure 9.3. En particulier, on voit que toutes les analyses permettent d’humidifier à 1000 m d’altitude la vallée du Rhône qui était relativement sèche dans l’ébauche par rapport aux observations (Figs. 9.3c, e et g). Ceci est dû aux observations de surface pour SURF12 et RS12 et aux pseudo-observations saturées (voir Fig. 9.2bc) pour RAD12 et RS12. On voit sur les coupes verticales (Fig. 9.4) que l’incrément de RAD12 dans les basses couches est cependant plus limité que celui

	BIAS		RMSE		$R$		ETS(0,1 mm)		ETS(1 mm)		ETS(10 mm)	
REF12	2,12	1,55	19	29	0,02	0,04	0,07	0,09	0,12	0,13	0,05	0,10
RAD12	-1,1	-0,84	21	26	0,16	0,25	0,21	0,18	0,22	0,25	0,17	0,22
SURF12	0,31	1,26	14	22	0,44	0,41	0,24	0,16	0,22	0,24	0,25	0,23
RS12	-0,88	0,30	16	26	0,53	0,28	0,19	0,17	0,27	0,28	0,31	0,30

TAB. 9.2 – Scores aux cumuls pluviométriques entre 1200 et 1800 UTC (première colonne) et 1500 et 2100 UTC (seconde colonne). Les seuils pour l’ETS sont indiqués entre parenthèses. Les données sont moyennées au préalable sur des pavés de  $1^\circ \times 1^\circ$ .

de SURF12 (et RS12), notamment près du sol. À 4000 m, les incréments d’humidité relative pour l’expérience SURF12 sont globalement nuls ou négatifs sur le relief (Fig. 9.3f), alors que les incréments correspondants pour RAD12 et RS12 sont très semblables et globalement nuls ou faibles dans la zone où l’ébauche est proche de la saturation. Les fortes valeurs d’incrément positifs sur l’ouest du domaine correspondent aux réflectivités observées sur l’Hérault et l’Aveyron (Fig. 9.2) dans une région où l’ébauche n’était pas déjà proche de la saturation. Les coupes verticales montrent que globalement, l’atmosphère est très humidifiée entre 4 et 10 km dans les analyses de RAD12 et RS12.

#### 9.1.4 Prévisions Mésos-NH

Les cumuls de précipitations sur 6 heures observés et prévus par Mésos-NH sont présentés pour toutes les expériences sur les Figures 9.5 (entre 1200 et 1800 UTC) et 9.6 (entre 1500 et 2100 UTC). Pour les observations, les données des pluviomètres sont reportées ainsi que la lame d’eau radar Hydram (qui a été recalibrée a posteriori à l’aide des observations des pluviomètres). À noter que cette dernière est établie uniquement à partir du seul radar de Nîmes, ce qui explique la quasi-absence de précipitation sur le nord-ouest du domaine (car en limite de portée du radar). Des scores ont aussi été calculés pour les mêmes périodes et sont présentés Tableau 9.2 (voir l’annexe A, pour la définition des scores). On s’intéresse tout d’abord à l’expérience RAD12 pour laquelle seules les réflectivités ont été analysées à 1200 UTC. On note que RAD12 positionne mieux le système convectif de mésoéchelle que REF12, mais pas encore assez au sud par rapport aux observations. Les scores de RAD12 sont pour la plupart meilleurs que ceux de REF12. Seul l’écart quadratique moyen sur le cumul 12–18 UTC est moins bon.

On voit sur les Figures 9.5 et 9.6c et f que la position des précipitations est encore plus améliorée pour les expériences SURF12 et RS12, même si les maxima de précipitations sont positionnés un peu trop au sud cette fois-ci. Les scores objectifs du Tableau 9.2 confirment globalement cette constatation. Cependant, en comparant les scores entre RS12 et SURF12, il est difficile de dire quelle est la meilleure. Le biais est moins bon pour RS12 que SURF12 dans les premières 6 heures, mais il est meilleur pour le cumul entre 1500 et 2100 UTC. La corrélation pour RS12 est bien meilleure que celle de SURF12 sur la première période de vérification, mais elle chute pendant la seconde. Les ETSs de RS12 sont tous meilleurs que ceux de SURF12, sauf pour l’ETS à 0,1 mm pour les cumuls entre 1200 et 1800 UTC.

L’amélioration du positionnement des précipitations s’explique par le fait que l’expérience RAD12 est capable de créer une plage d’air froid dans la vallée du Rhône (Fig. 9.7). Elle est toutefois d’extension moindre que celles simulées par SURF12 et RS12. La Figure 9.8 montre l’évolution temporelle de la température à 2 mètres à deux stations d’observations qui se trouvaient dans la plage d’air froid observée le 8 septembre 2002. Pour les deux stations, REF12 simule des températures trop élevées par rapport aux observations. La station a est située dans la plage d’air froid analysée par les expériences SURF12 et RS12 (Fig. 9.7gj). Ces deux expé-

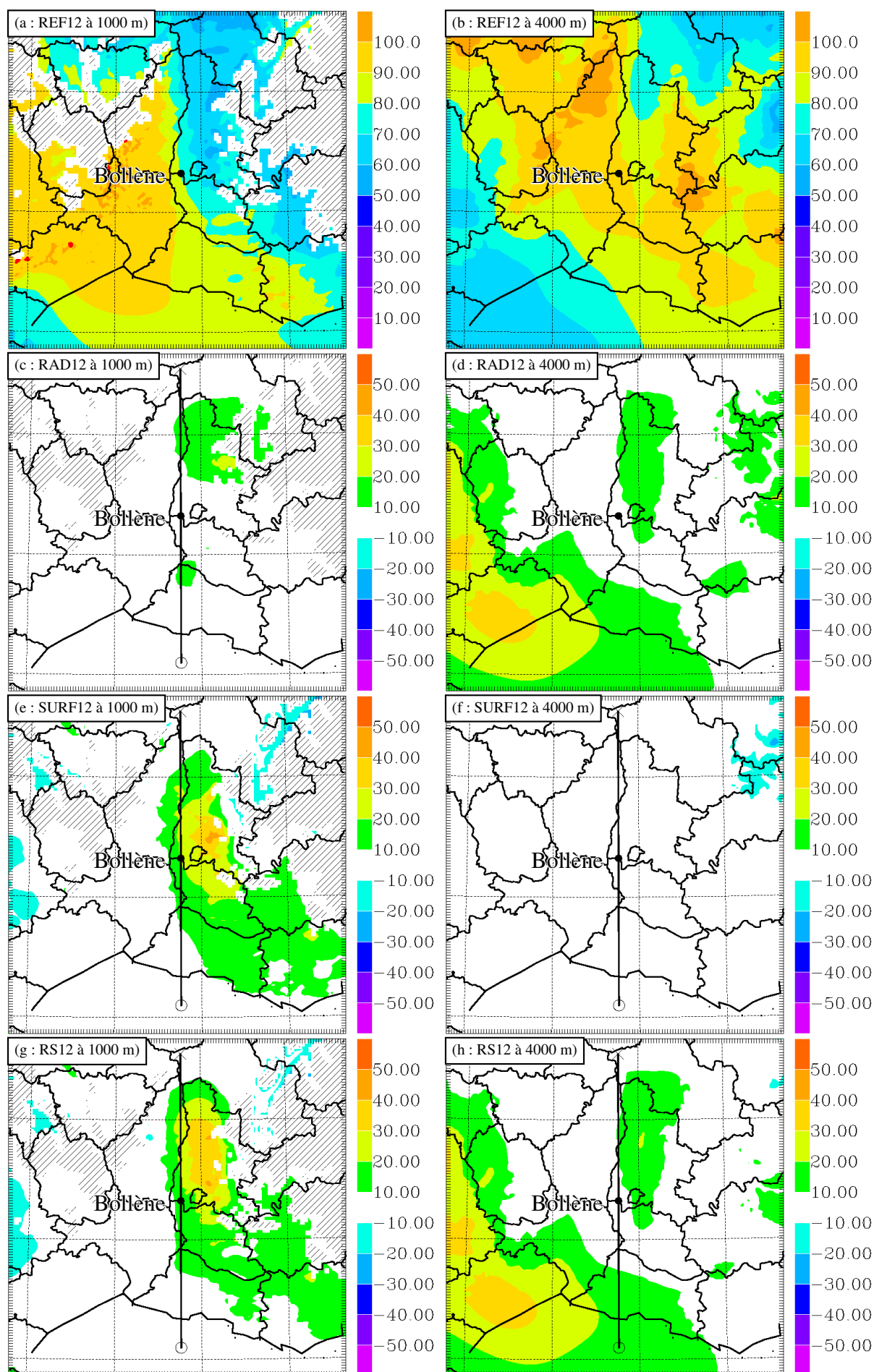


FIG. 9.3 – Humidité relative (%) à 1000 et 4000 m d'altitude pour REF12 (a,b) et incréments correspondants pour RAD12 (c,d), SURF12 (e,f) et RS12 (g,h).

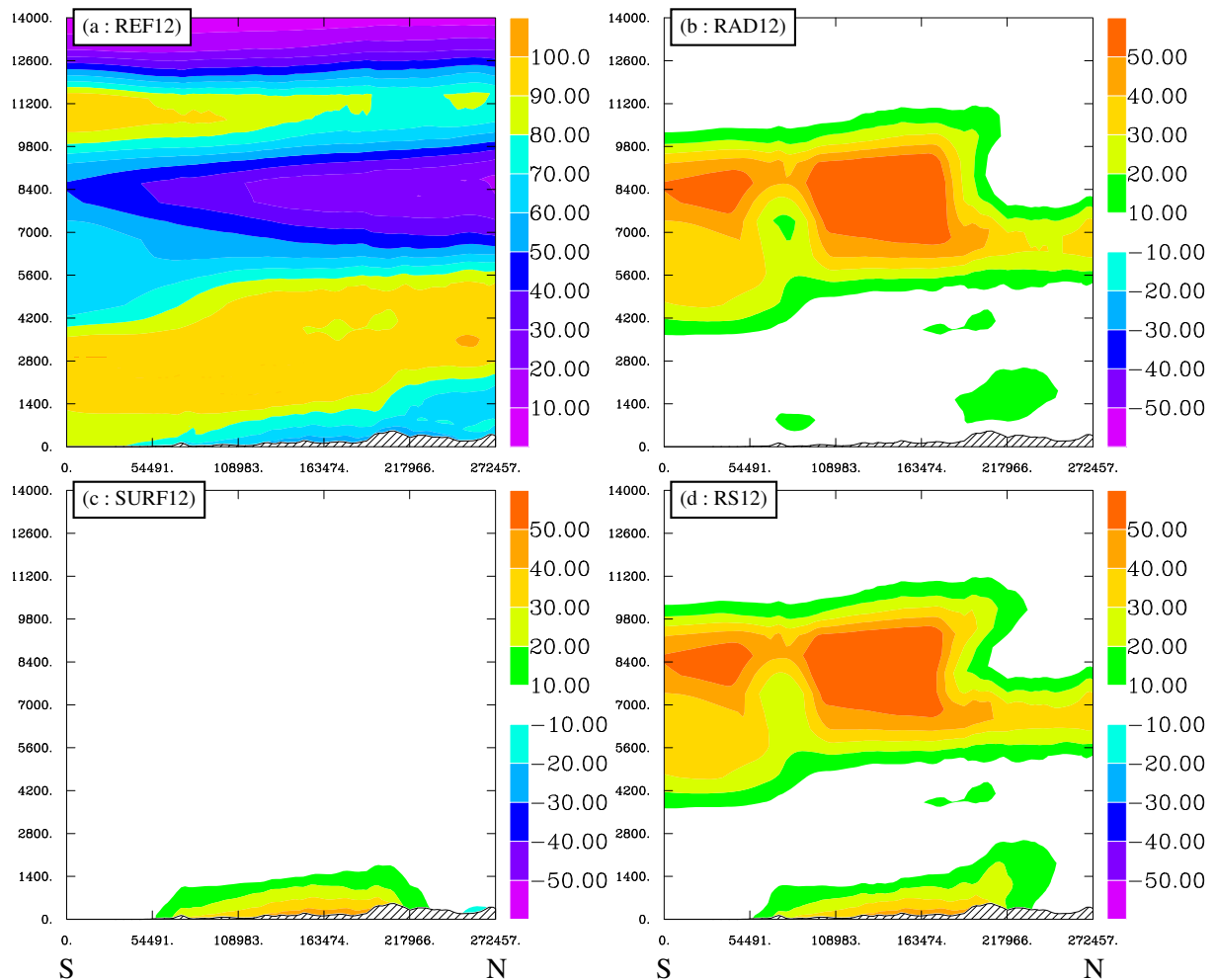


FIG. 9.4 – Coupes verticales d’humidité relative (%) selon la coupe définie sur la Figure 9.3 pour REF12 (a) et incréments correspondants pour RAD12 (b), SURF12 (c) et RS12 (d).

riences convergent remarquablement bien vers les observations à partir d’une heure de simulation. Les incréments de RAD12 au sol étant très faibles, la température à 2 m est très proche de celle de REF12 à 1200 UTC. Les températures de ces deux simulations à la station a restent proches pendant deux heures. Après deux heures de simulations, alors que les températures continuent à être élevées dans l’expérience REF12, elles chutent dans l’expérience RAD12 à la fois par effet radiatif dû à la présence de nuages au-dessus de la station a et à l’évaporation des précipitations dans les basses couches sous-saturées. Les Figures 9.9 et 9.10 présentent les réflectivités pour les expériences REF12 et RAD12 et montrent que la station a se trouve en effet dans la zone de précipitations simulées par l’expérience RAD12 en début de période. Pour la station b, également située dans la plage d’air froid analysée par les expériences SURF12 et RS12, la température augmente pendant 3–4 heures de simulation avant de rediminuer. Sur les coupes horizontales (Fig. 9.7), on voit que la plage froide des expériences SURF12 et RS12 se résorbe jusque 1500 UTC, pour se redévelopper par la suite. Pour l’expérience RAD12, la température en b se rapproche progressivement des observations dès le début de la simulation.

Globalement, sur tout le domaine, l’assimilation des réflectivités seules ou combinées avec les observations de surface est bénéfique sur la prévision des paramètres de basses couches notamment à très courte échéance. Ceci est visible sur les scores de température à 2 m (Fig. 9.11) en particulier pendant les premières heures de simulation : l’assimilation des données radar seules améliore significativement ces scores par rapport à la référence, l’assimilation des don-

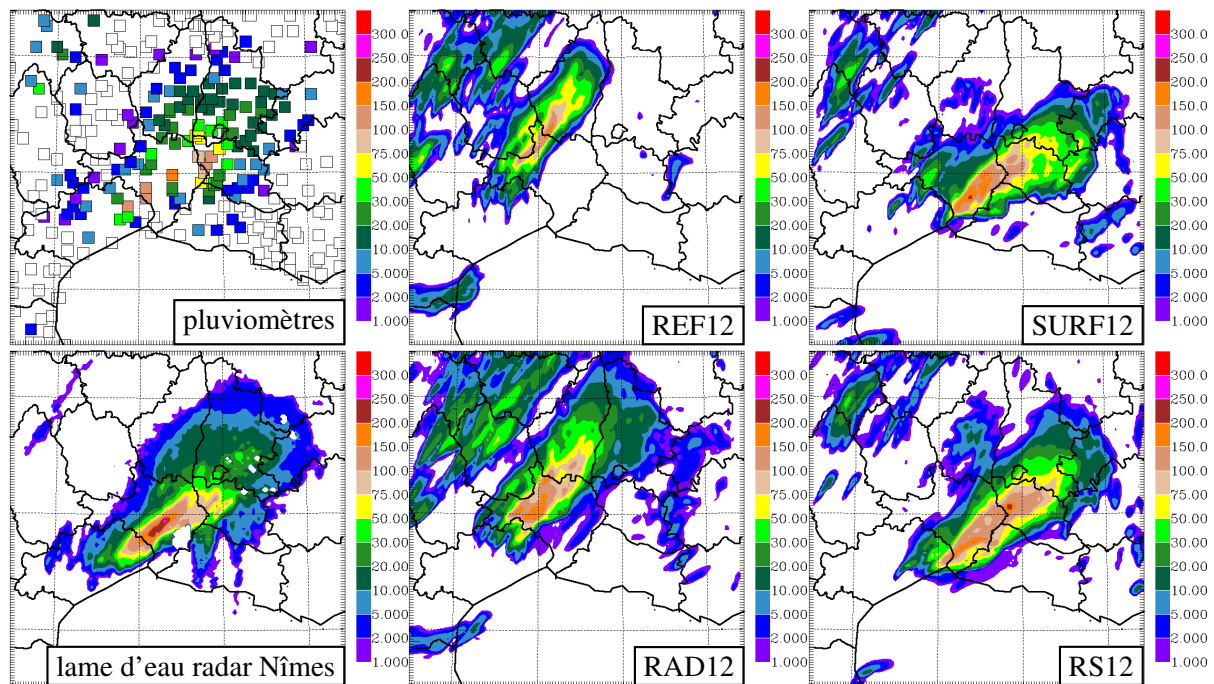


FIG. 9.5 – Cumuls des précipitations au sol entre 1200 et 1800 UTC. Colonne de gauche : pluviomètres du réseau Météo-France (haut) et lame d’eau Hydram pour le radar de Nîmes (bas) ; colonne du milieu et de droite : champs simulés par Més0-NH à 2,5 km de résolution pour les 4 simulations REF12, SURF12, RAD12 et RS12.

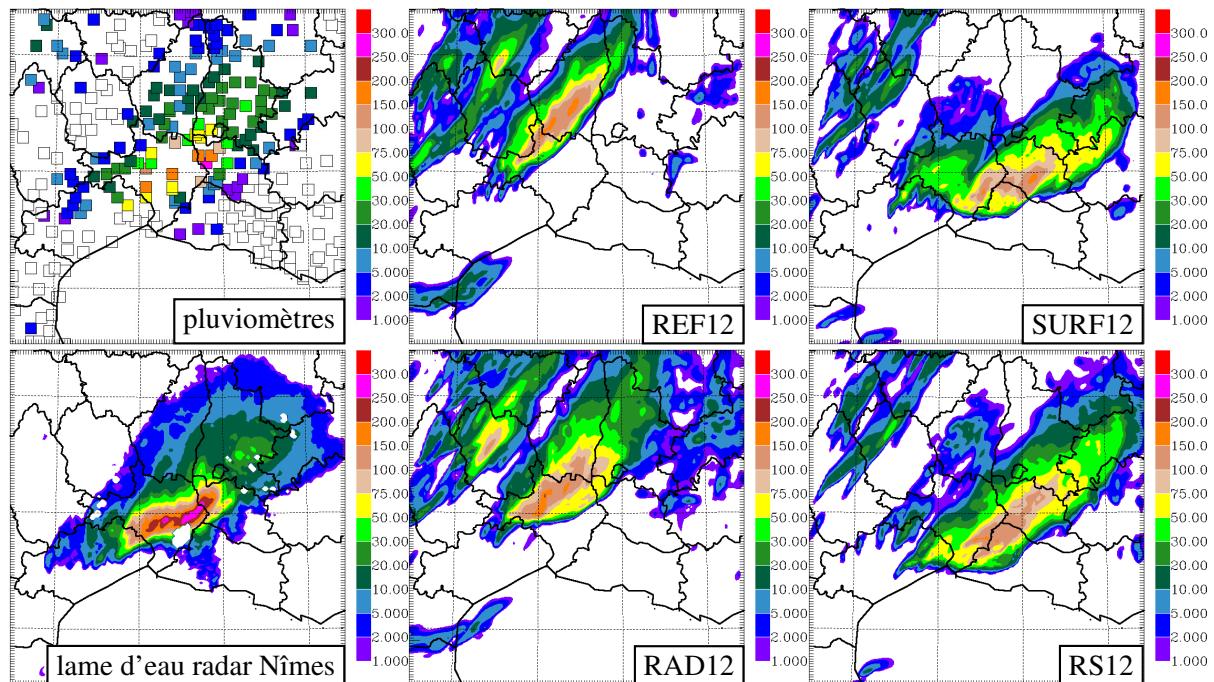


FIG. 9.6 – Idem Figure 9.5, mais pour le créneau 1500–2100 UTC.

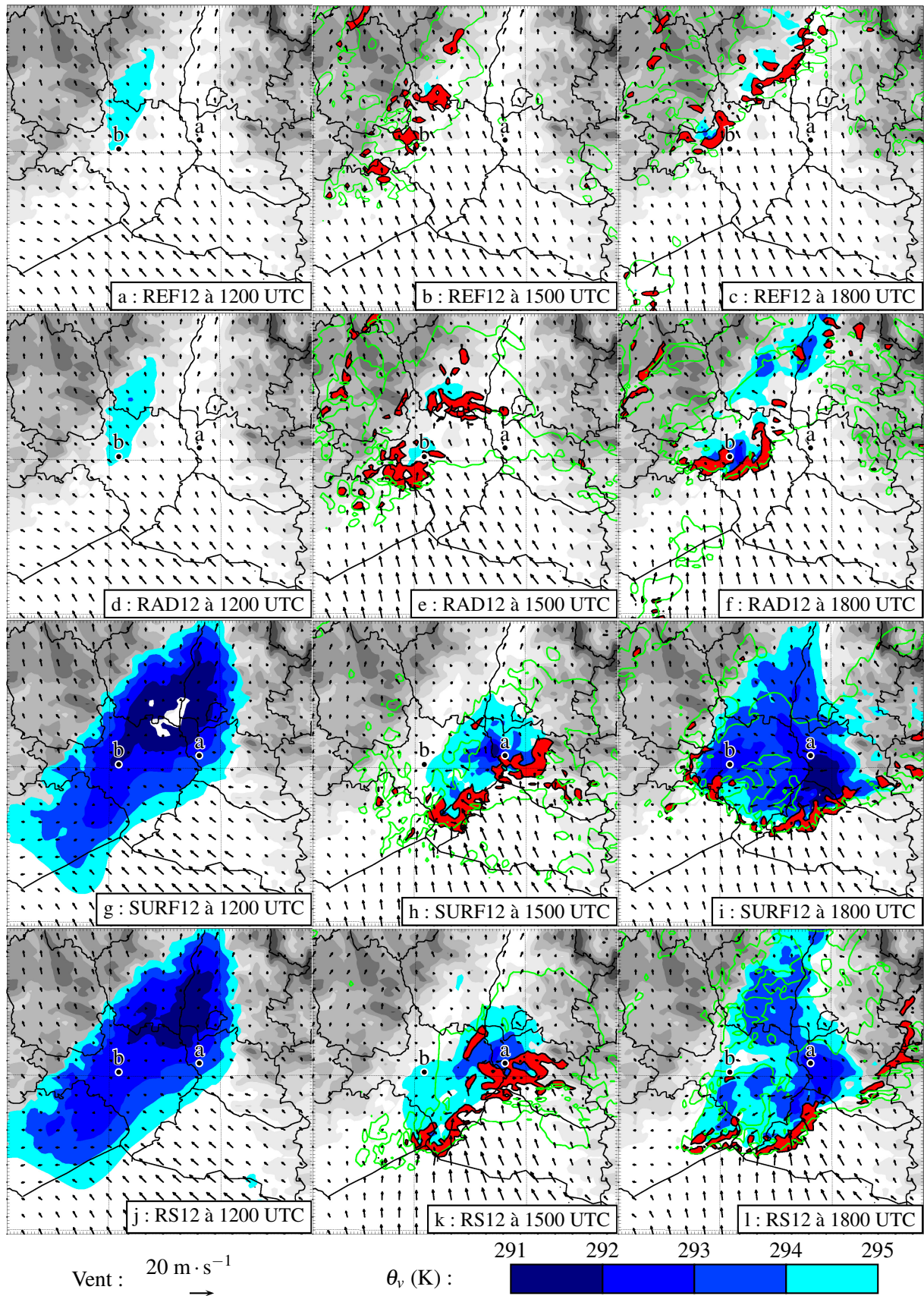


FIG. 9.7 – Température potentielle virtuelle ( $\theta_v$ , en K) à environ 30 m au-dessus du sol (premier niveau du modèle), vitesse verticale supérieure à  $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  (rouge) et isoligne de réflectivité à 10 dBZ (vert) à 2000 m MSL, et vent à 10 m AGL à 1200 UTC (analyse), 1500 UTC et 1800 UTC.

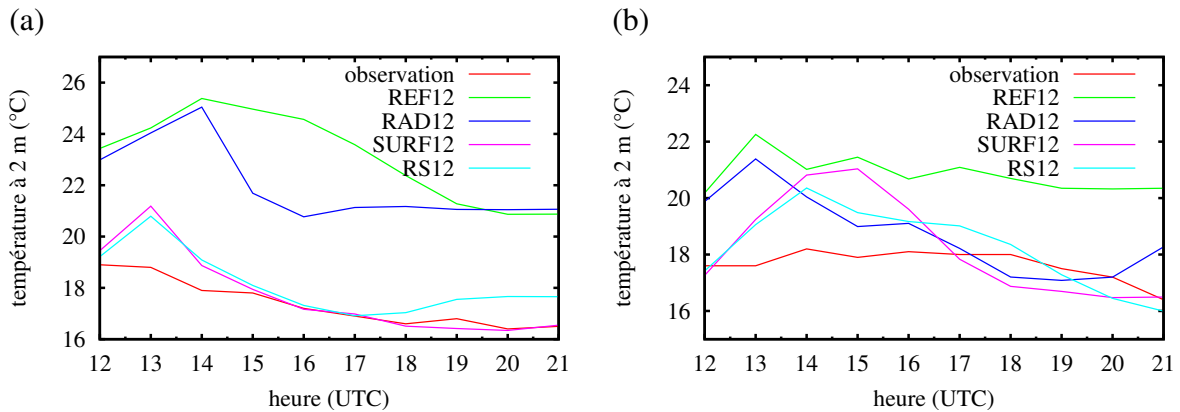


FIG. 9.8 – Température à 2 m observée et simulée. Les stations a et b sont pointées sur la Figure 9.7. Les données simulées sont corrigées de la différence de relief entre modèle et réalité.

nées de surface les améliore encore plus, et l'assimilation conjointe des données radar et de surface fournit les meilleurs scores. Les scores d'humidité relative à 2 m sont également améliorés de manière similaire (Fig. 9.12), ce qui montre que la restitution 1D fournit des profils de pseudo-observations d'humidité relative contribuant à améliorer l'analyse.

La Figure 9.9 montre que les expériences RS12 et SURF12 simulent des systèmes convectifs de mésoéchelle très proches l'un de l'autre avec une partie convective qui se trouve sur le bord d'attaque sud-est de la plage d'air froid matérialisée sur la Figure 9.7 par les vitesses verticales ascendantes supérieures à  $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  en rouge. L'assimilation des données radar à 1200 UTC en supplément de l'analyse des observations de surface permet toutefois d'avoir un système convectif de mésoéchelle mieux structuré avec des parties convectives et statiformes non morcelées. Pour RAD12, à 1500 UTC, on note deux zones de forçage plus importantes et associées aux réflectivités les plus fortes dans le système simulé. Elles sont encore co-localisées avec le relief, mais progressivement la zone de forçage plus sud va progresser vers l'est avec l'extension du refroidissement sous-orage. Même si l'extension de la plage froide simulée par RAD12 est sous-estimée, on voit que l'assimilation des réflectivités seules permet de recréer l'élément de forçage clé du système. L'assimilation des données radar permet donc non seulement la formation des précipitations dans la zone saturée, mais aussi de les structurer en un système convectif de méso-échelle avec une plage froide sous-orage qui lui permet d'avoir un meilleur positionnement par comparaison aux observations dans la première phase de l'événement (1200–2200 UTC). On obtient là un résultat différent de celui obtenu avec l'expérience d'OSSE sur ce cas décrite au chapitre 8. Cela peut être expliqué par le fait que l'analyse est réalisée plus tôt ou que les données réelles du radar de Bollène permettent de mieux corriger l'état initial. Après 2200 UTC, le système observé change d'orientation et se décale très lentement vers les contreforts des Cévennes. Les simulations arrivent à reproduire le changement d'orientation mais les simulations Mésos-NH n'arrivent pas à maintenir une activité convective sur les plaines du Gard. Le système est ancré principalement sur les contreforts des Cévennes même dans la simulation ayant la plage d'air froid la plus développée (Fig. 9.13). Ce défaut a déjà été constaté par le passé avec d'autres conditions initiales pour Mésos-NH (Chancibault *et al.*, 2006) et semble être attribuable à des défauts dans les champs coupleurs.



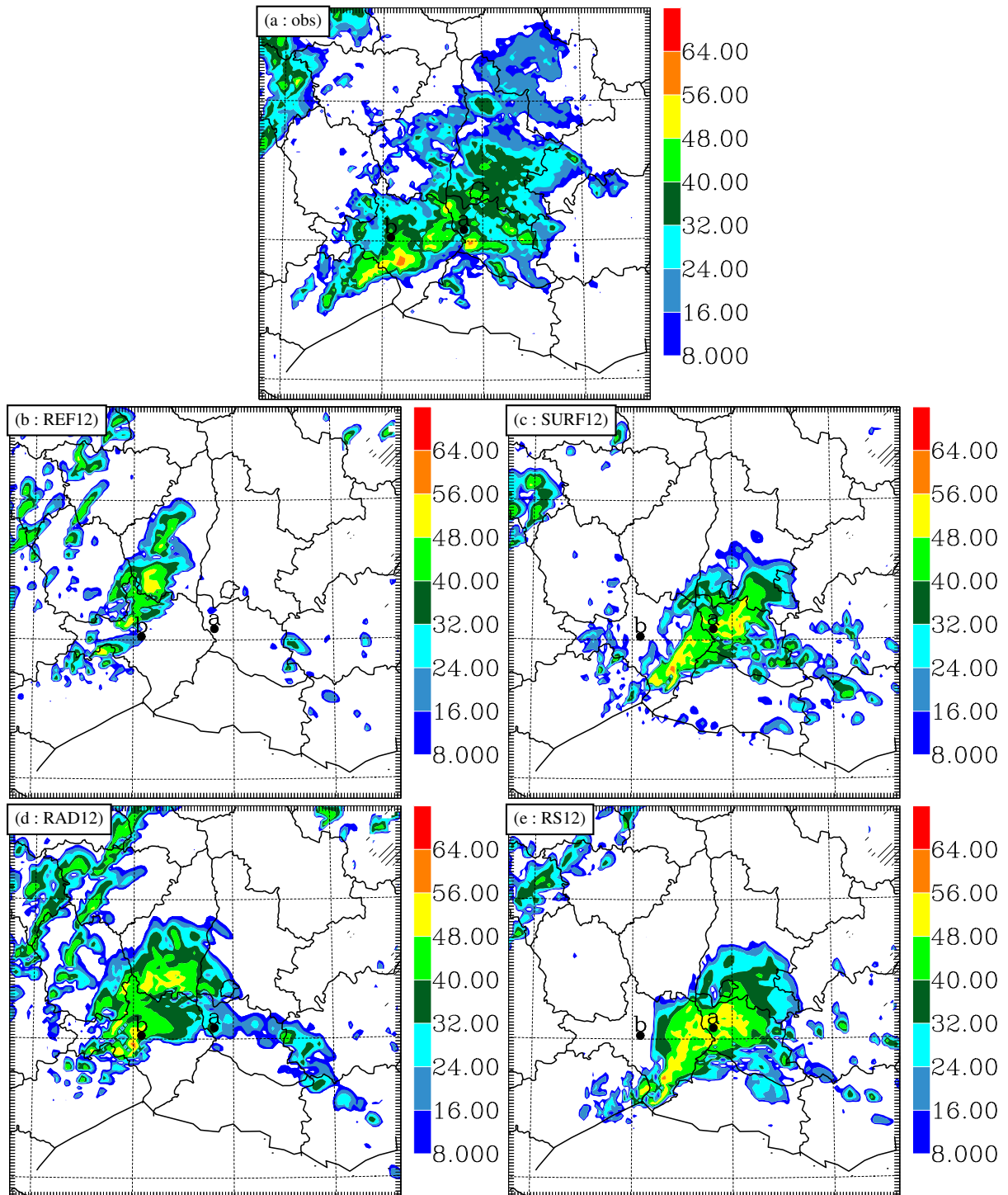


FIG. 9.9 – Réflectivités (dBZ) à 1500 UTC : composite multiradar observée (a) et réflectivités à 2000 m MSL simulées par Més0-NH (bcde).

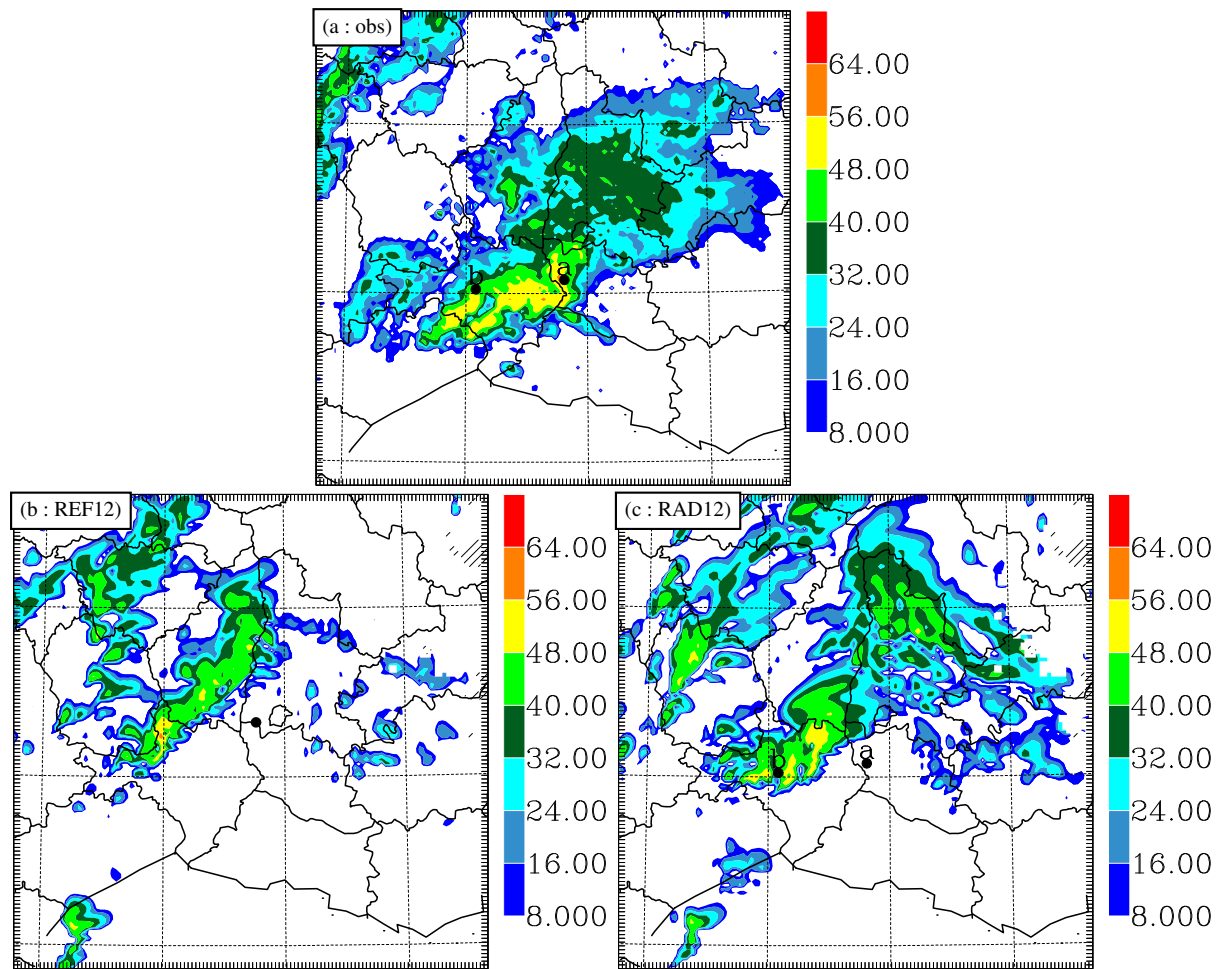


FIG. 9.10 – Idem Figure 9.9, mais à 1800 UTC.

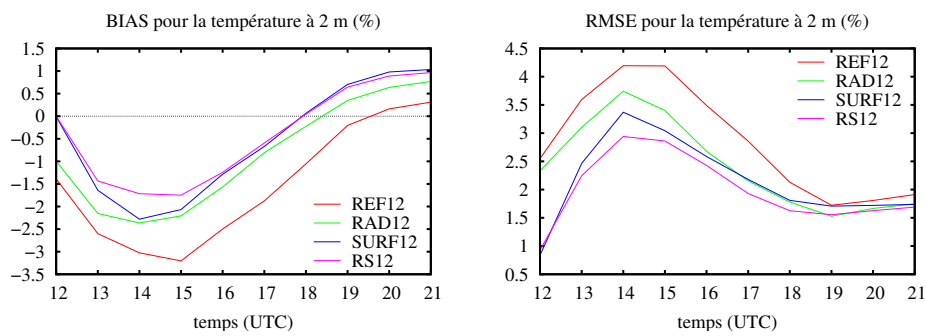


FIG. 9.11 – Biais et écart quadratique moyen pour la température à 2 m (K).

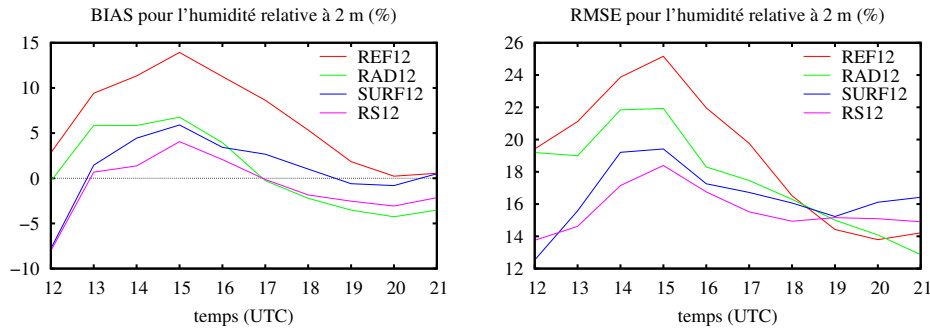


FIG. 9.12 – Biais et écart quadratique moyen pour l'humidité relative à 2 m (%).

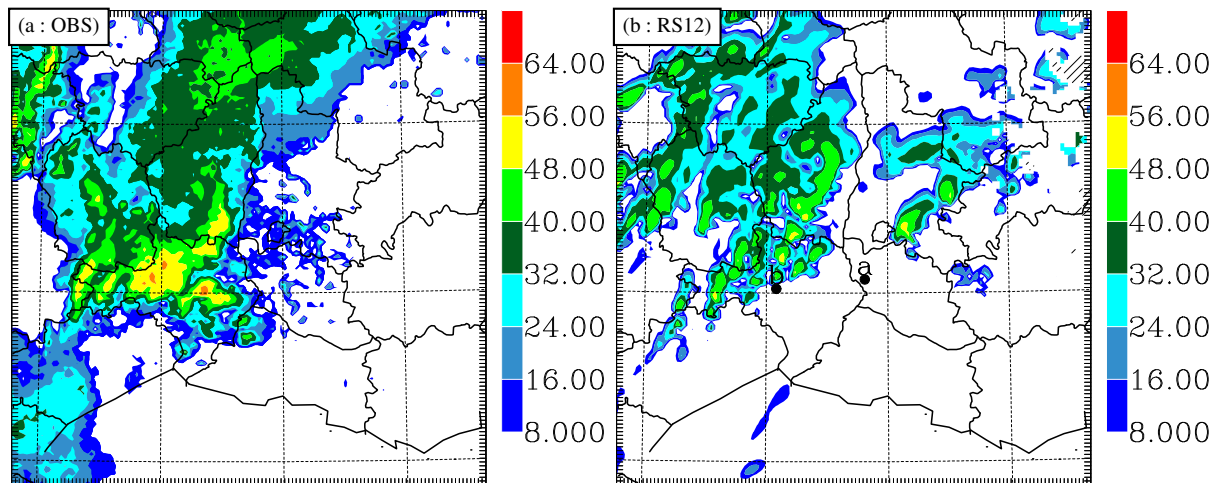


FIG. 9.13 – Réflectivités (dBZ) à 2000 m observées (a) et simulées par RS12 (b) le 9 septembre 2002 à 0000 UTC.

## 9.2 Cycles d'assimilation

Les cycles d'assimilation consistent à utiliser une prévision à très courte échéance comme ébauche, à faire une analyse, puis à effectuer une prévision à très courte échéance qui servira d'ébauche pour l'analyse suivante et ainsi de suite. Ce cyclage permet de supprimer quelques inconvénients de l'assimilation 3DVar par rapport à l'assimilation 4DVar. En effet, il oblige le modèle à se rapprocher graduellement des observations. Le choc subi par le modèle à chaque analyse est donc supposé (si le modèle représente parfaitement l'atmosphère) diminuer au cours du cyclage. On espère ainsi réduire le temps d'équilibrage des champs (spinup) à la fin du cyclage par rapport à une analyse seule. Par ailleurs, au cours du cyclage, on peut bénéficier d'ébauches contenant des hydrométéores, ce qui n'était pas le cas dans les expériences d'analyses précédentes.

### 9.2.1 Caractéristiques des expériences réalisées

Les cycles d'assimilation sont effectués sur le même cas d'étude (Gard) et démarrent également à 1200 UTC le 8 septembre 2002 à partir de l'analyse Arpege. Le détail des expériences réalisées est décrit Figure 9.14.

L'expérience REF12 utilisée comme référence à la section précédente est de nouveau uti-

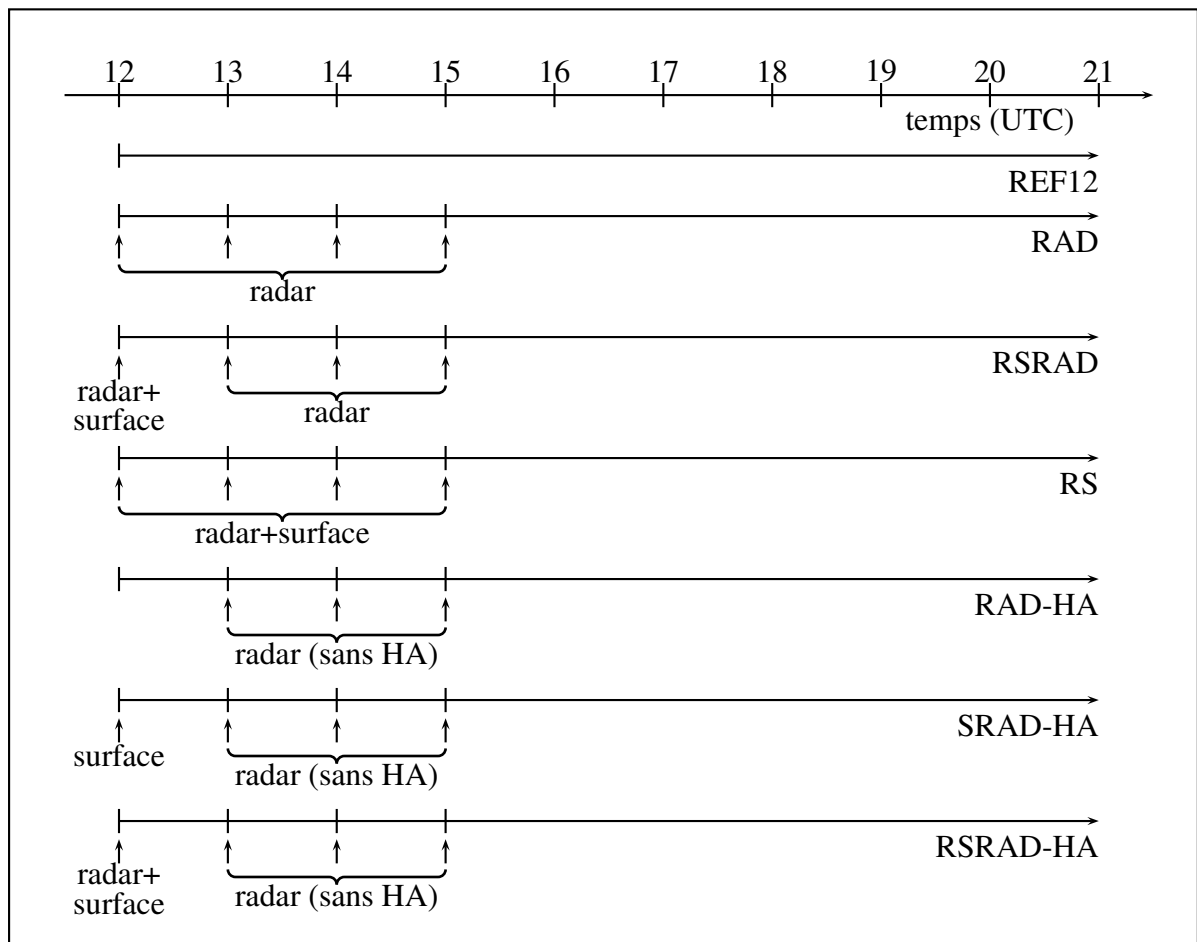


FIG. 9.14 – Protocole expérimental pour les cycles d'assimilation.

lisée ici afin d'évaluer les bénéfices de l'assimilation. La série d'expériences RS assimile les réflectivités et les données de surface à la fréquence horaire. RS12 assimile donc les observations de surface et les réflectivités seulement à 1200 UTC. Les expériences RSHH ( $HH \in \{13,14,15\}$ ) réalisent un cycle d'assimilation à la fréquence horaire entre 1200 et HH00 UTC inclus. La série d'expériences RAD est la même que RS mais aucune donnée de surface n'est assimilée. Pour la série d'expériences RSRAD, les observations de surface et les réflectivités sont assimilées à 1200 UTC, puis ce sont uniquement les réflectivités qui sont assimilées à 1300, 1400 et 1500 UTC. Les expériences RAD-HA et SRAD-HA utilisent une restitution 1D pour laquelle la procédure d'ajustement d'humidité à 100 % n'est pas employée. RAD-HA assimile les réflectivités chaque heure entre 1200 UTC et 1500 UTC. On peut remarquer que l'assimilation des réflectivités à 1200 UTC n'a aucun effet puisqu'il n'y a pas d'hydrométéores dans l'analyse Arpege et que HA n'est pas utilisée. SRAD-HA assimile en outre les données de surface à 1200 UTC. Enfin, RSRAD-HA est similaire à SRAD-HA, mais on assimile en plus les réflectivités radar à 1200 UTC avec la procédure HA d'ajustement de l'humidité.

## 9.2.2 La période d'assimilation

La Figure 9.15a à c présente les réflectivités à 4000 m MSL en entrée du système d'assimilation 1D+3DVar sur la période d'assimilation. La partie convective du MCS reste globalement sur le Gard pendant toute cette période, en se déplaçant très lentement vers le nord. La partie

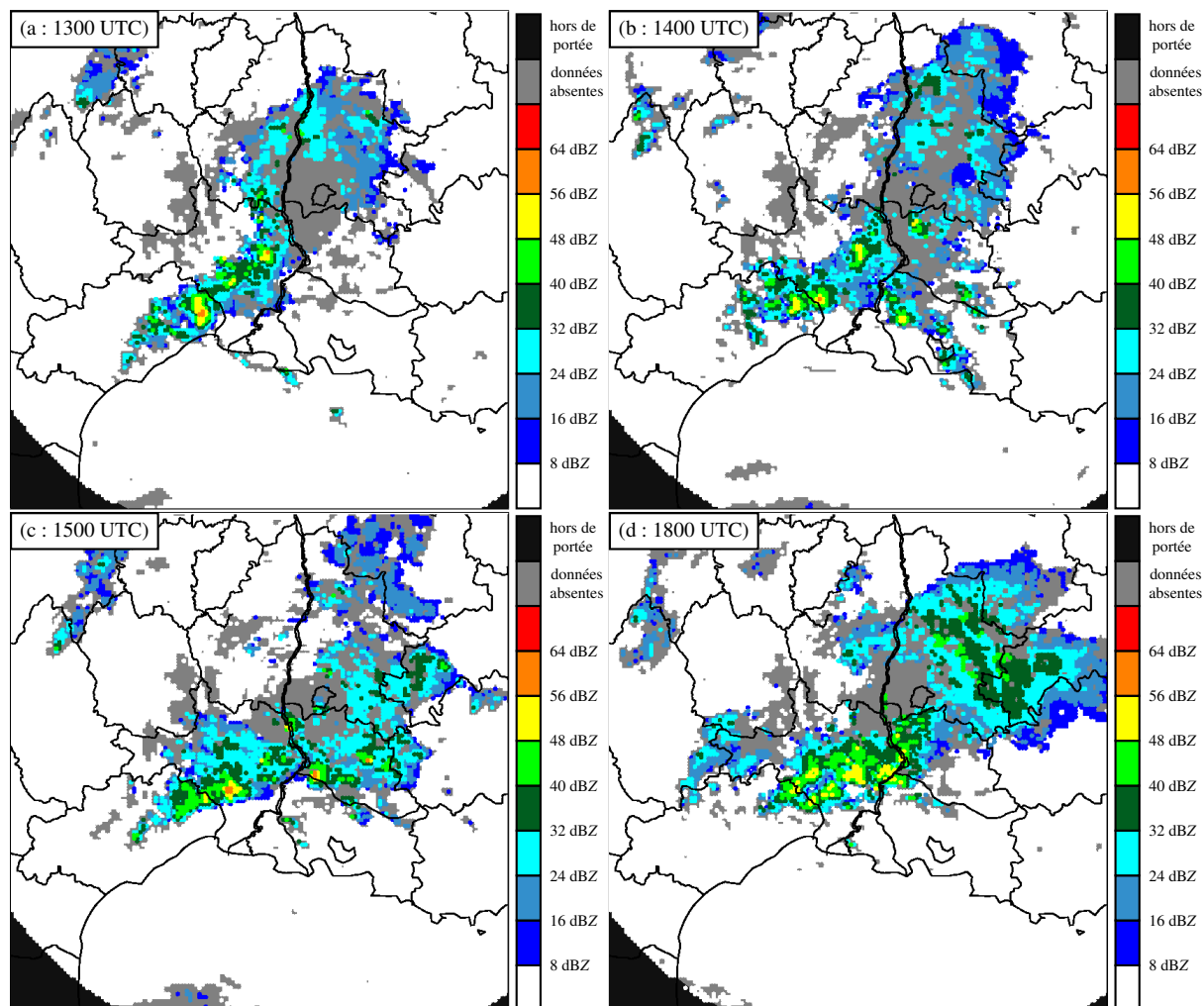


FIG. 9.15 – CAPPIs à  $4000 \pm 1000$  m MSL des réflectivités assimilées par le système d'assimilation le 8 septembre 2002 pour le radar de Bollène.

stratiforme du système se déplace d'ouest en est de la vallée du Rhône vers les Alpes.

Nous nous intéressons tout d'abord aux performances globales de la méthode 1D+3DVar sur la période d'assimilation. Globalement, les analyses assimilant les réflectivités avec la procédure HA (c'est-à-dire RAD, RS et RSRAD) continuent à humidifier l'atmosphère alors même que cette dernière est déjà proche de la saturation sur le sud-est de la France dès la première analyse à 1200 UTC. Ceci est par exemple visible sur la Figure 9.16 qui montre les ébauches et incréments de la série RAD à 4000 m MSL. On voit clairement que l'assimilation des réflectivités amène les humidités relatives les plus faibles à des valeurs proches de la saturation, peu de zones sont asséchées. La Figure 9.17 permet également de voir ce phénomène sur les incréments d'eau précipitable (c'est-à-dire la quantité de vapeur d'eau intégrée sur la verticale) pour la série RAD qui sont presque partout positifs. Bien que les incréments d'humidité relative soient faibles sur la Figure 9.16, le fait qu'ils soient légèrement positifs sur une grande partie de chaque colonne du modèle produit des incréments d'eau précipitable significatifs, jusque 5 mm à certains endroits. L'assèchement est vraiment très limité, ceci est dû au fait que les ébauches sont très humides même aux endroits où il n'y a pas de réflectivités significatives simulées. Dans les expériences qui n'utilisent pas la procédure HA (SRAD-HA, RAD-HA), les ébauches sont moins humides et la méthode de restitution 1D peut plus facilement assécher là où il n'y a

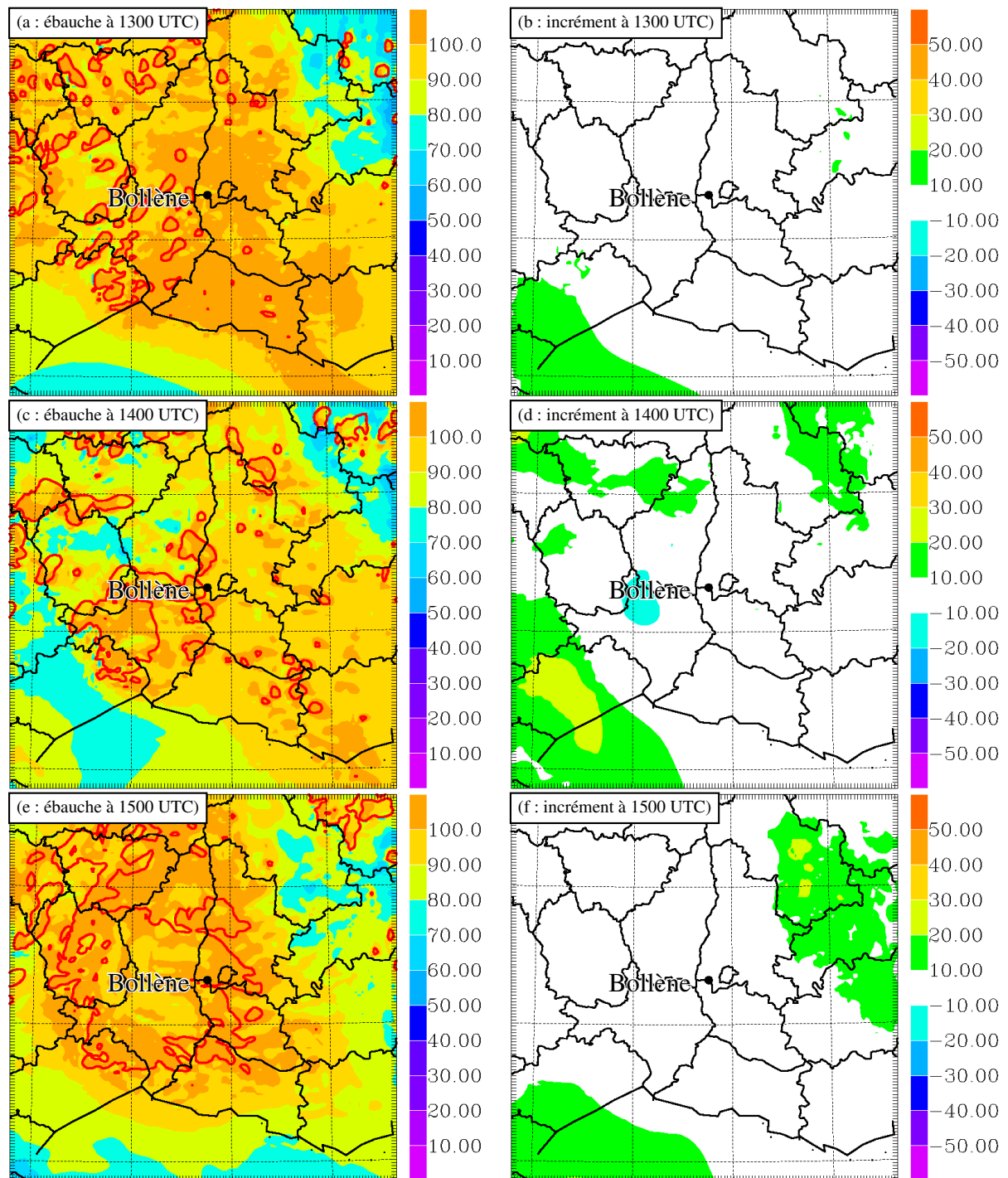


FIG. 9.16 – Humidité relative (%) et isoligne de réflectivité à 10 dBZ(rouge) à 4000 m MSL pour la série RAD. Colonne de gauche : ébauches ; colonne de droite : incréments d’analyses.

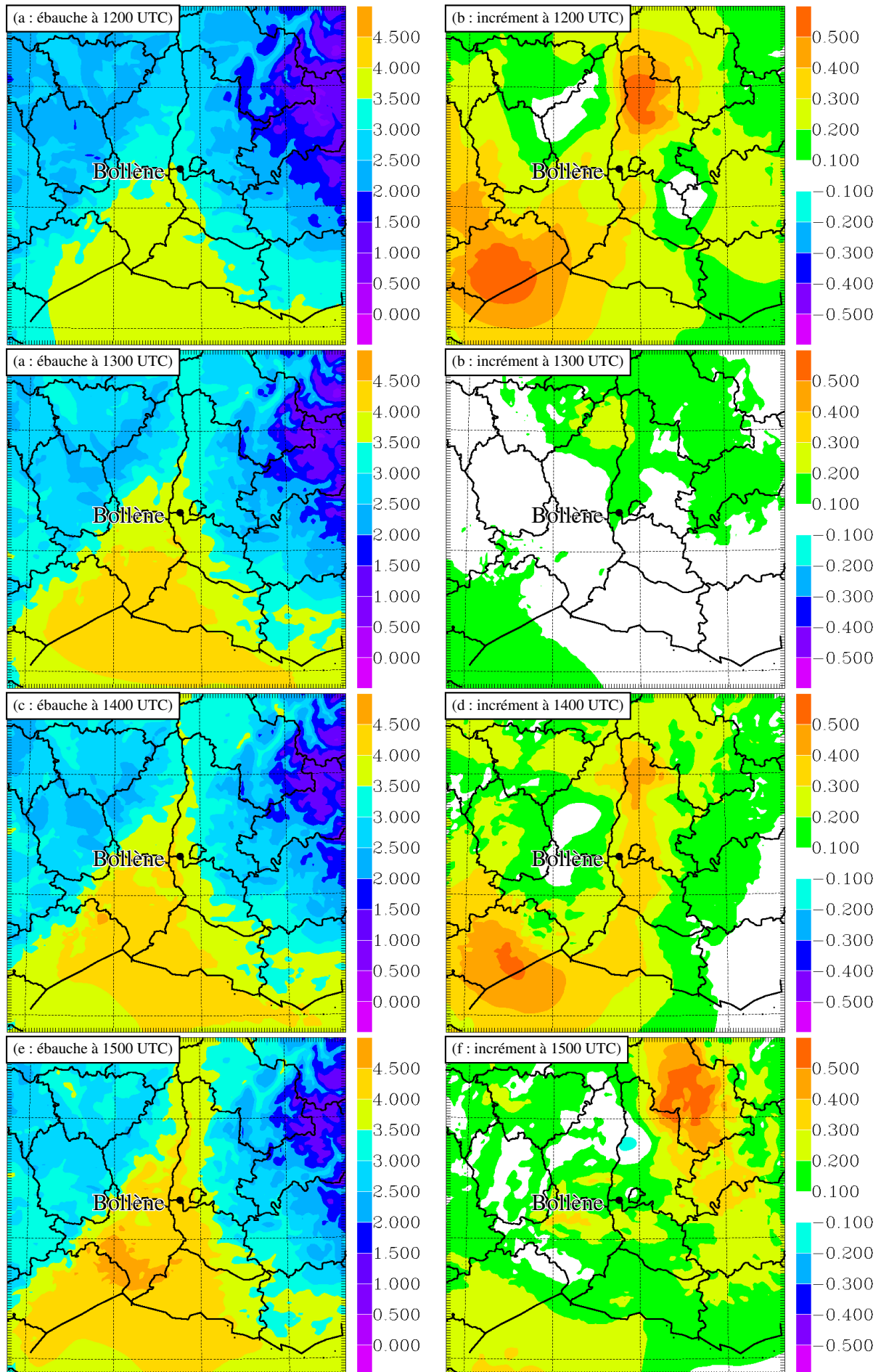


FIG. 9.17 – Eau précipitable (cm) pour la série RAD. Colonne de gauche : ébauches ; colonne de droite : incréments d'analyses.

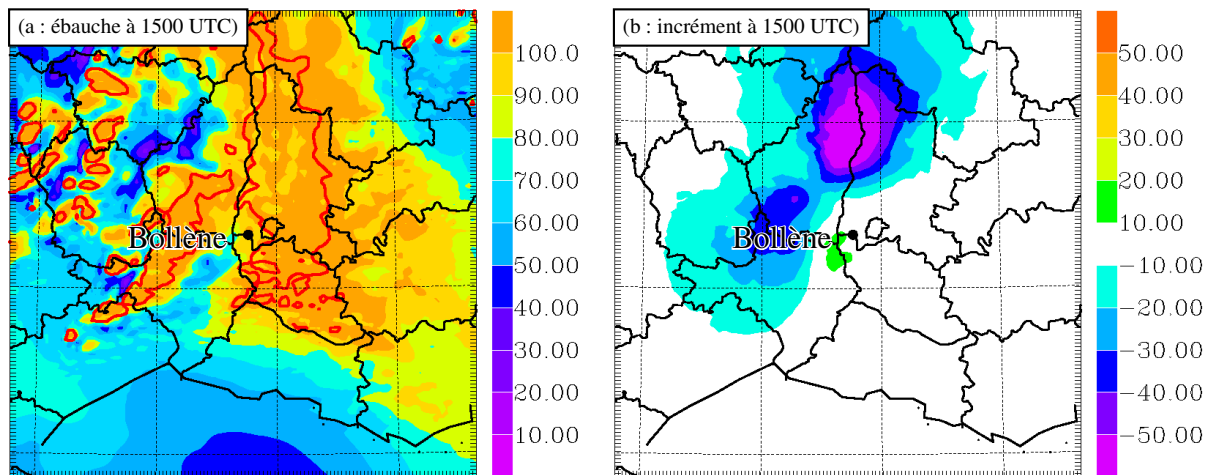


FIG. 9.18 – Humidité relative (%) et isoligne de réflectivité à 10 dBZ(rouge) à 4000 m MSL pour RAD-HA15. a : ébauche ; b : incréments d'analyse.

pas de réflectivités significatives observées (Fig. 9.18).

Bref, lorsque le champ d'humidité de l'ébauche est relativement uniforme, ce qui est le cas après la première analyse des pseudo-observations produites uniquement par la procédure HA à 1200 UTC (car pas d'hydrométéores à 1200 UTC dans l'analyse Arpege qui sert d'ébauche), la méthode de restitution bayésienne seule produit des incréments très faibles. Et dans ce cas, lorsqu'on ajoute les pseudo-observations produites par la procédure HA dans les zones où il y a des réflectivités observées significatives mais pas de réflectivités simulées, on privilégie l'humidification de l'atmosphère par rapport à l'assèchement.

### 9.2.3 Prévisions

La Figure 9.19 montre le champ de précipitations au sol cumulées entre 1500 UTC et 2100 UTC le 8 septembre 2002 estimé par lame d'eau Hydram, et simulé par l'expérience de référence (REF12) ainsi que par la série d'expériences RSRAD. En comparaison avec REF12, la position des précipitations est bien améliorée pour la série RSRAD. L'amélioration est significative dès la première analyse c'est-à-dire pour la simulation RSRAD12 qui correspond à la simulation RS12 décrite en 9.1. Le cycle d'assimilation le plus long (RSRAD15) fournit le meilleur positionnement des précipitations pour cette série, en particulier pour le maximum de précipitations. Ceci est corroboré par des coefficients de corrélation plus élevés (0,6 contre 0,04 pour REF12) et de meilleurs ETSS pour les seuils importants (Tab. 9.3). Cependant, l'extension des faibles précipitations semble surestimée pour les périodes d'assimilation les plus longues avec des biais et des ETSS pour le seuil pluie/non-pluie moins bons. Cette surestimation des précipitations faibles est à relier à l'augmentation d'eau précipitable importante à chaque cycle. L'expérience RSRAD15 a un meilleur positionnement que RSRAD12 (=RS12) avec une plage d'air froid moins importante et mieux positionnée dans RSRAD15 (cf. Fig. 9.7k et l et Fig. 9.20d et e). Cette différence s'explique par le fait que le cyclage réduit les écarts aux températures à 2 m observées dans les premières échéances comme on peut le voir sur la Figure 9.21 (alors que les données de surface n'ont été analysées qu'à 1200 UTC).

Lorsqu'on n'analyse pas les données de surface à 1200 UTC (série RAD), il y a tout de même création d'une plage d'air froid plus importante que pour REF12 (voir Fig. 9.7 et Fig. 9.20a à c), mais bien moins importante que pour la série RSRAD. Les précipitations se



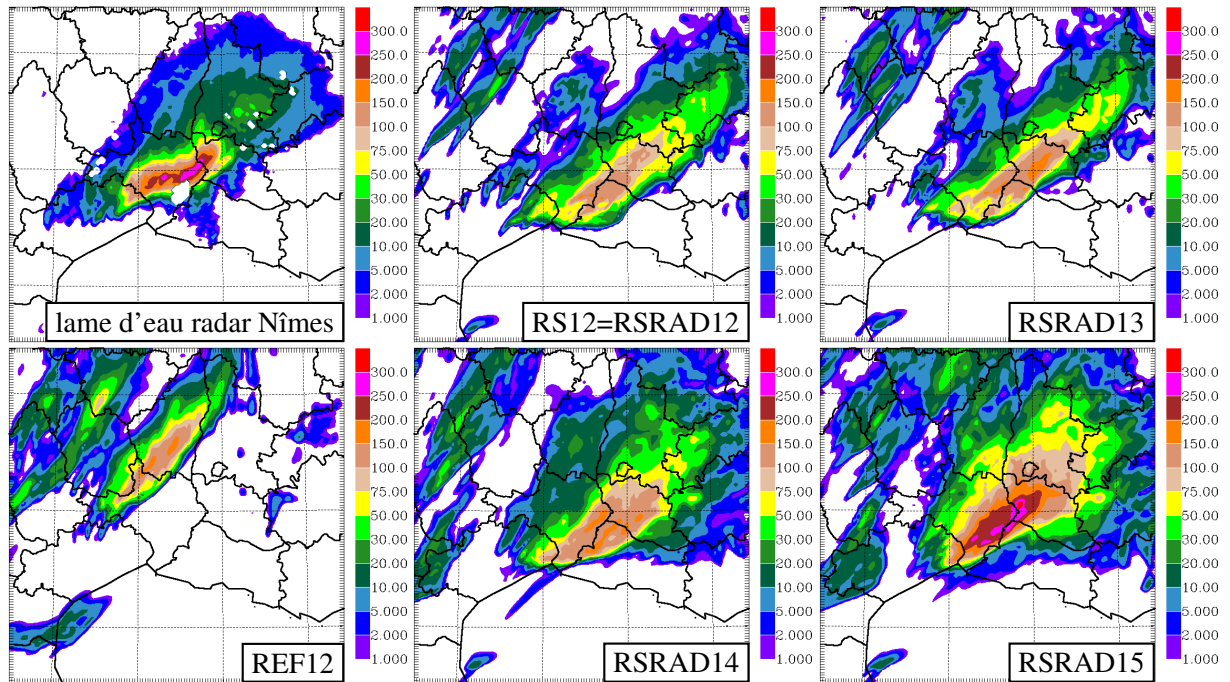


FIG. 9.19 – Cumul de précipitations (en mm) entre 1500 UTC et 2100 UTC le 8 septembre 2002.

	BIAS	RMSE	$R$	ETS(0,1 mm)	ETS(1 mm)	ETS(10 mm)
REF12	1,55	29	0,04	0,09	0,13	0,10
RAD13	-1,13	27	0,22	0,17	0,23	0,15
RAD14	-4,06	26	0,42	0,21	0,31	0,30
RAD15	-8,54	33	0,35	0,08	0,32	0,25
RSRAD13	0,07	25	0,37	0,15	0,30	0,29
RSRAD14	-3,0	26	0,39	0,13	0,23	0,43
RSRAD15	-10	32	0,59	0,02	0,23	0,31
RS13	-2,9	27	0,34	0,16	0,23	0,18
RS14	-5,4	32	0,12	0,06	0,15	0,10
RS15	-3,8	28	0,46	0,09	0,18	0,28
RAD-HA13	2,07	30	0,03	0,08	0,12	0,09
RAD-HA14	4,16	25	0,05	0,19	0,23	0,10
RAD-HA15	4,12	25	0,10	0,17	0,20	0,17
SRAD-HA13	1,59	23	0,36	0,13	0,26	0,19
SRAD-HA14	2,78	25	0,15	0,14	0,17	0,11
SRAD-HA15	2,72	22	0,38	0,09	0,08	0,08
RSRAD-HA13	0,95	23	0,37	0,17	0,27	0,30
RSRAD-HA14	1,65	26	0,21	0,16	0,34	0,26
RSRAD-HA15	-0,76	24	0,43	0,10	0,25	0,22

TAB. 9.3 – Scores aux cumuls pluviométriques entre 1500 et 2100 UTC. Les seuils pour l'ETS sont indiqués entre parenthèses.

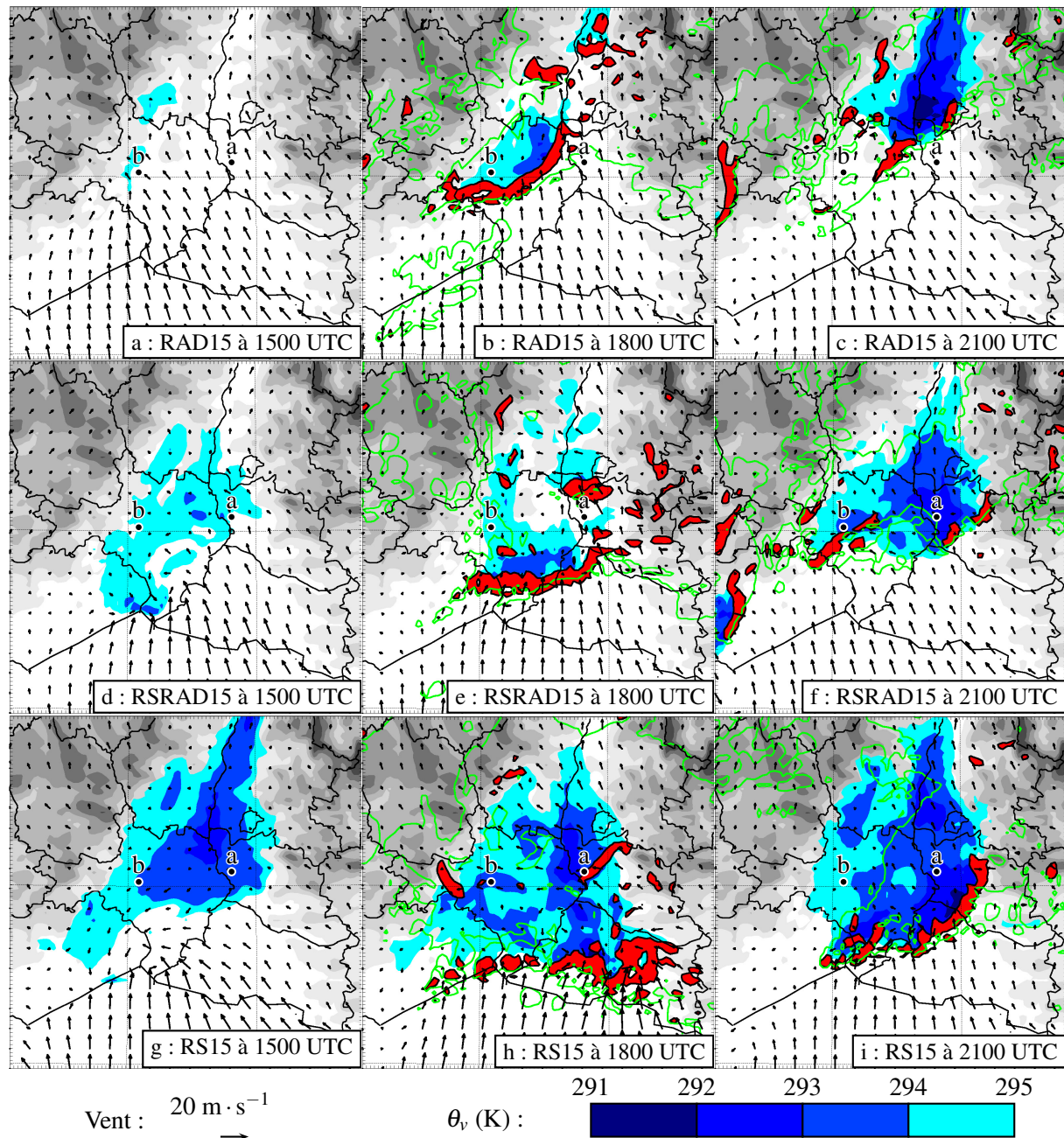


FIG. 9.20 – Température potentielle virtuelle ( $\theta_v$ , en K) à environ 30 m au-dessus du sol (premier niveau du modèle), vitesse verticale supérieure à  $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  (rouge) et isoligne de réflectivité à 10 dBZ (vert) à 2000 m MSL, et vent à 10 m AGL à 1500 UTC (analyse), 1800 UTC et 2100 UTC.

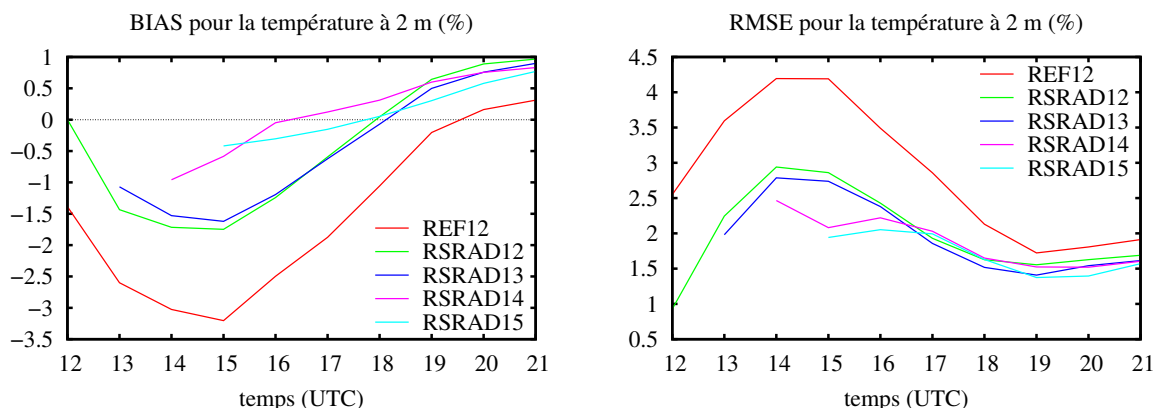


FIG. 9.21 – Biais et écart quadratique moyen pour la température à 2 m (K) pour la série RSRAD et REF12.

retrouvent un peu plus au sud que pour REF12, mais pas assez par rapport aux observations (Fig. 9.22). Contrairement à la série RSRAD, le cyclage ne permet pas de modifier significativement l'étendue de la plage d'air froid (comparer par exemple la Fig. 9.7e et f à la Fig. 9.20a et b). La structure du cumul de précipitation reste donc pratiquement identique pour les simulations RAD12 à RAD15, mis à part le fait que, comme pour RSRAD, on augmente la quantité de précipitation avec le nombre de cycles d'analyses réalisés.

Lorsque les données de surface sont analysées toutes les heures en plus des réflectivités (RS), les précipitations s'étendent de plus en plus au sud après chaque analyse. Ceci est à relier à une plage d'air froid qui s'étend trop comme on peut le voir sur la Figure 9.20g à i.

Les séries d'expériences sans la procédure ajustement de l'humidité (RAD-HA, SRAD-HA et RSRAD-HA) permettent d'évaluer l'impact de cette procédure sur les prévisions Mésio-NH. Dans la série RAD-HA, la troposphère n'est pas aussi humidifiée que dans RAD. On a cependant création d'une plage d'air froid d'extension modeste (Fig. 9.23a à b) dans les premières heures de simulation par léger assèchement des basses couches lors des analyses. Cependant, la production de précipitations étant insuffisante, cette plage d'air froid n'est pas en mesure de se maintenir et se résorbe peu à peu (Fig. 9.23c). La position du système précipitant est donc légèrement améliorée par rapport à REF12, et est moins bonne que pour la série RAD (Fig. 9.22).

Lorsque les données de surface sont assimilées en plus à 1200 UTC (série SRAD-HA), les analyses des réflectivités sans HA entre 1300 et 1500 UTC renforcent directement la plage d'air froid présente dès l'analyse de 1200 UTC en partie due à l'assèchement des basses couches comme pour la série RAD-HA. À 1500 UTC, la plage d'air froid de SRAD-HA15 est la plus importante de toutes les séries, et en particulier plus importante que pour la série RSRAD (Fig. 9.23d) qui ne diffère de SRAD-HA que par l'application de la procédure d'ajustement HA. Cette plage s'étale d'abord (Fig. 9.23e) avant de se résorber (Fig. 9.23f) par manque de précipitation. La position des précipitations est améliorée par rapport à RAD-HA, et est proche de celle de RSRAD (Fig. 9.22). Cependant, la désactivation de la procédure d'ajustement de l'humidité conduit à un déficit en précipitations.

Enfin, avec cette dernière comparaison entre RSRAD-HA et SRAD-HA et RSRAD, nous montrons l'importance de l'humidification de la moyenne troposphère. Pour rappel, dans la série RSRAD-HA (Fig. 9.14), on utilise ainsi la procédure d'ajustement d'humidité uniquement à 1200 UTC. Les données de surface sont également analysées à 1200 UTC afin d'initialiser

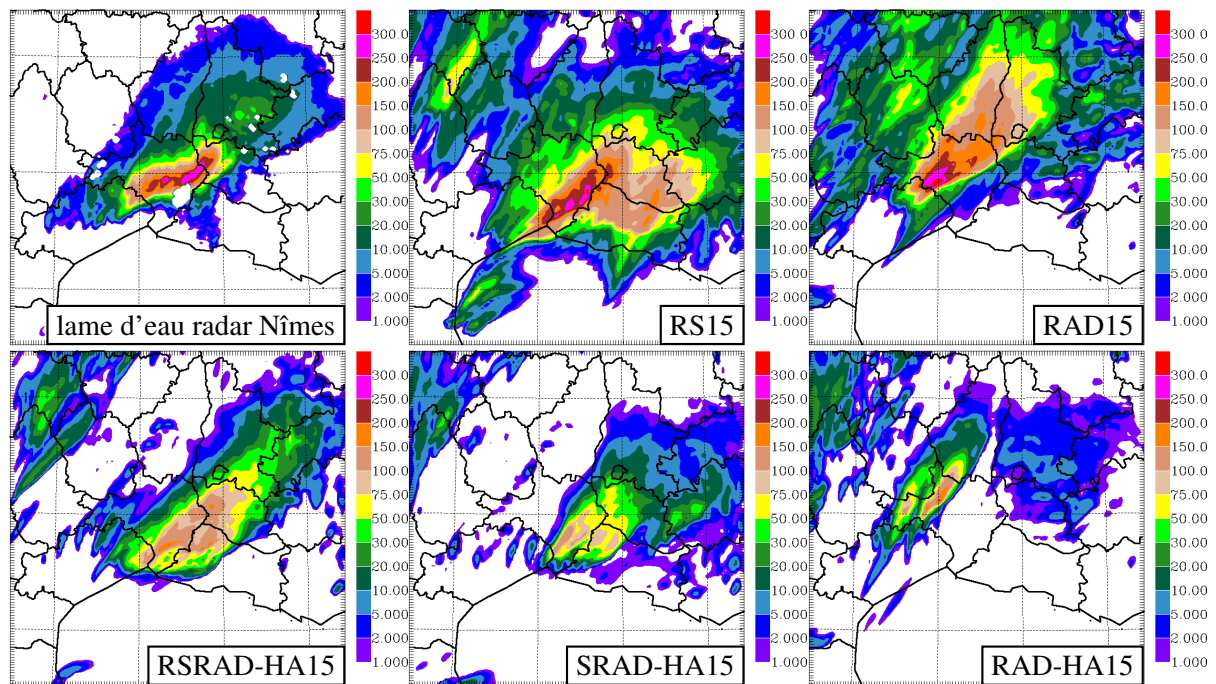


FIG. 9.22 – Cumuls des précipitations au sol entre 1500 et 2100 UTC (lame d'eau Hydrum pour le radar de Nîmes et champs simulés par Més0-NH à 2,5 km de résolution).

correctement la plage d'air froid. Ensuite, entre 1300 et 1500 UTC, on assimile les données radar sans HA. Par rapport à SRAD-HA, on n'intensifie pas la plage froide entre 1300 et 1500 UTC car, comme on l'a vu à la section précédente, les incréments des analyses de RSRAD-HA sont très faibles (Fig. 9.23g à i). Les précipitations sont donc mieux positionnées, à peu près au même endroit que pour RSRAD (*cf.* Figs. 9.19 et 9.22). Par contre, l'intensité des précipitations, quoique supérieure à SRAD-HA du fait de l'humidification de la troposphère à 1200 UTC est insuffisante et inférieure à RSRAD car cette dernière humidifie la troposphère en plus entre 1300 et 1500 UTC.

En conclusion, les meilleures expériences sont RSRAD et RSRAD-HA. Ces deux expériences placent correctement les maxima de précipitations grâce à un bon positionnement de la plage d'air froid. Ce bon positionnement est dû, d'une part à l'initialisation correcte de la plage d'air froid en début de cycle d'assimilation par l'analyse des données de surface, et d'autre part, par un entretien de cette même plage d'air froid grâce à l'évaporation des précipitations formées par suite d'une humidification importante lors de la première analyse et des analyses suivantes pour RSRAD. Cependant, une trop forte humidification dans RSRAD se traduit par des cumuls de précipitations trop importants, et lorsque la procédure HA est désactivée, les cumuls sont trop faibles. Il semble donc nécessaire d'utiliser la procédure HA dans la méthode de restitution 1D, en particulier quand l'ébauche comme ce qui est le cas ici à 1200 UTC ne contient pas d'hydrométores. Par contre, l'analyse de ces pseudo-observations avec le système d'assimilation 3DVar conduit à un champ très peu contrasté de fortes humidités sur tout le domaine de simulation, qui limite aux cycles suivants les possibilités de correction par la méthode de restitution bayésienne. L'analyse 3DVar semble propager trop loin l'humidification introduite dans les zones précipitantes. Pour le vérifier, nous avons réduit les portées des observations comme cela est discuté à la section suivante.

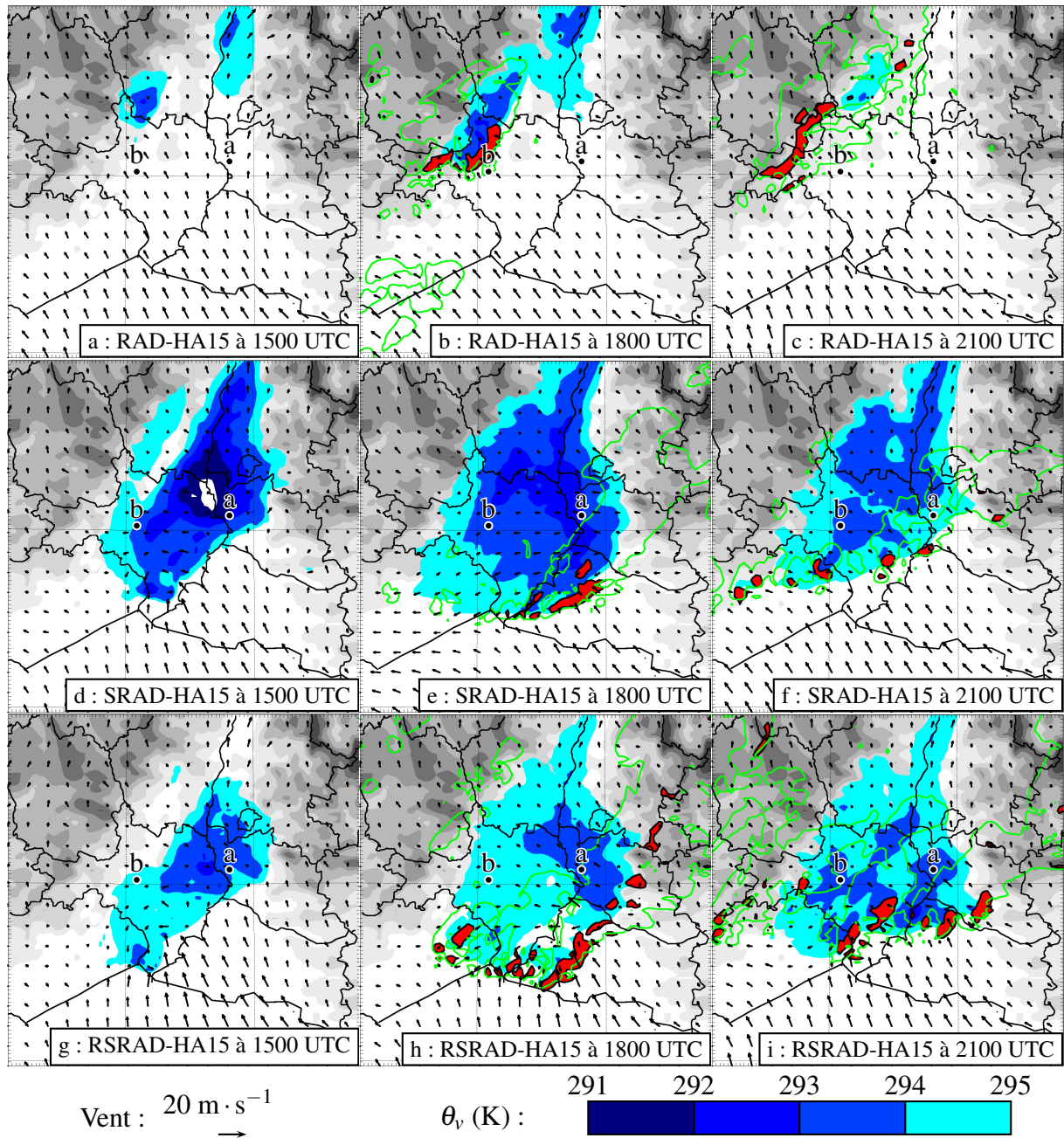


FIG. 9.23 – Idem Figure 9.20, mais pour RAD-HA, SRAD-HA et RSRAD-HA.

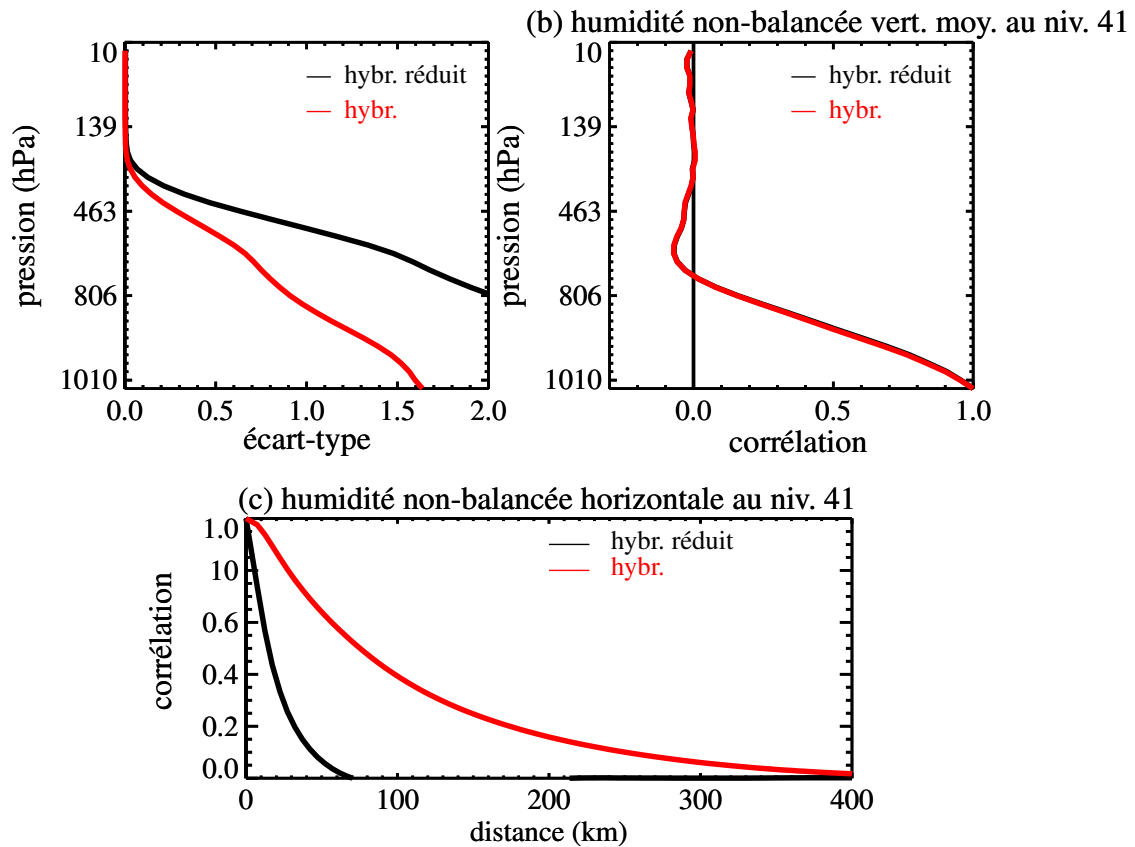


FIG. 9.24 – Statistiques d’erreurs du modèle à 2,5 km de résolution horizontale pour l’humidité non-balancée avec portées réduites sur le modèle.

### 9.3 Réduction des portées horizontales

Afin de réduire l’étalement spatial des incréments sur l’horizontale, on a créé des matrices  $\mathbf{B}$  pour les domaines père et fils obtenues à partir des matrices  $\mathbf{B}$  précédentes, mais en appliquant un facteur de dilatation spectrale de 5, ce qui a pour effet de réduire les covariances spatiales horizontales d’un facteur 5 (Fig. 9.24 à comparer avec la Fig. 7.2). Afin de comparer les résultats obtenus avec les nouvelles portées et ceux obtenus précédemment, on a alors réalisé les expériences RAD12’, SURF12’ et RS12’ qui ne diffèrent de RAD12, SURF12 et RS12 que par la matrice  $\mathbf{B}$  du 3DVar Aladin/Arome. Une série d’expériences avec cyclage, RSRAD’, qui correspond à RSRAD, a été réalisée afin d’évaluer l’impact de la réduction des portées sur le cyclage.

#### 9.3.1 Incréments d’analyse

On a d’abord testé l’effet des nouvelles portées sur l’analyse à 1200 UTC. On observe que les incréments de RAD12’ s’étalent beaucoup moins que pour RAD12 (Fig. 9.25 à comparer avec la Fig. 9.3). Les corrections sont donc plus locales. Notamment, à 4000 m, on n’humidifie plus la grande majorité du domaine à 2,5 km de résolution horizontale. Au contraire, les incréments reproduisent plus fidèlement la distribution des pseudo-observations assimilées (cf. Fig. 9.2d). La matrice  $\mathbf{B}$  s’appliquant à toutes les observations analysées, la réduction de la portée horizontale s’applique aussi aux expériences RS12’, SURF12’ et à la série RSRAD’ pour l’assimilation des observations de surface mais entraîne moins de différence pour l’humidité en

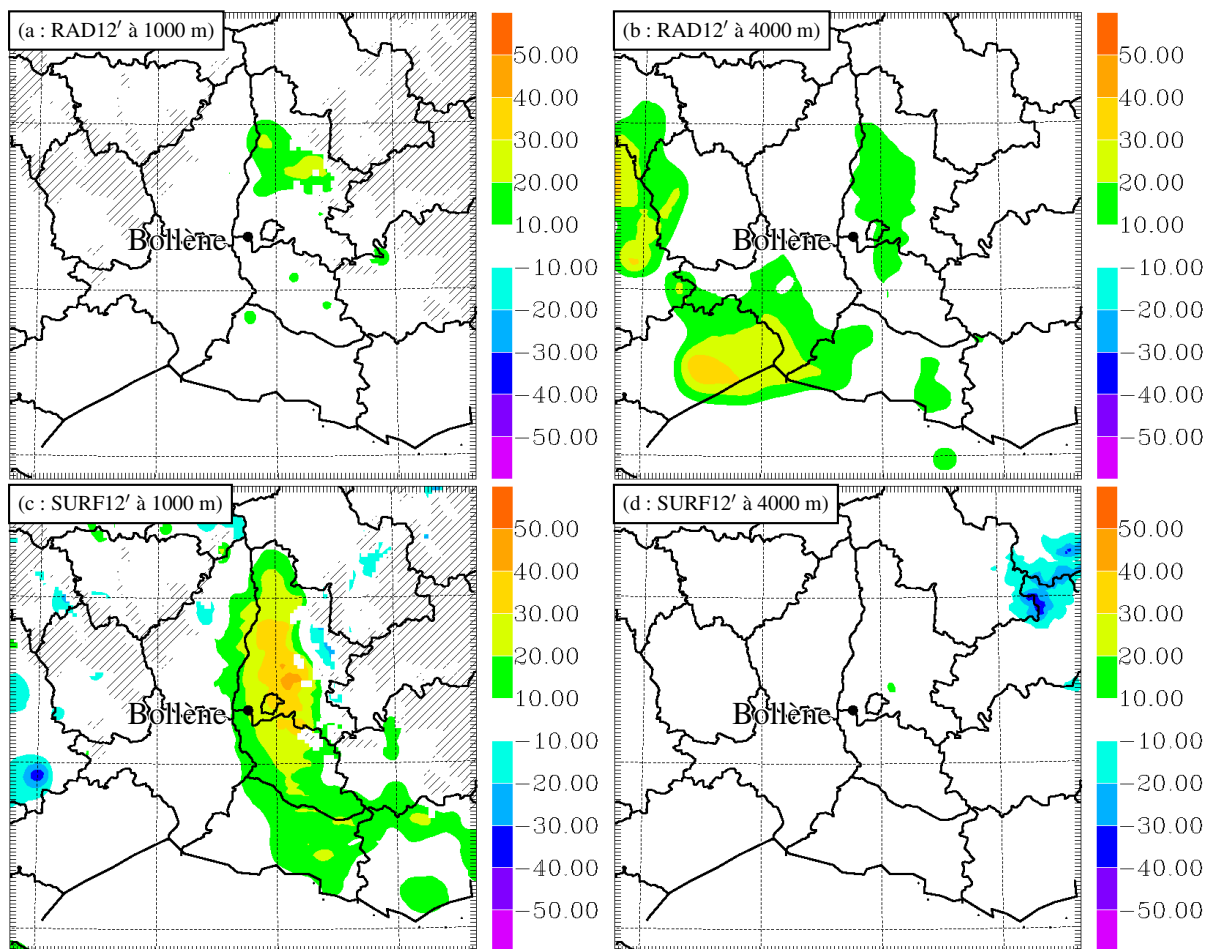


FIG. 9.25 – Incréments d'analyse en humidité relative (%) à 1000 et 4000 m d'altitude pour les expériences RAD12' et SURF12'.

basses couches (Fig. 9.25e et f pour SURF12' à comparer aux Figs. 9.3e et f pour SURF12). Cette faible différence se retrouve aussi sur la température en basses couches (Fig. 9.26). Un réseau d'observations de surface plus homogène sur tout le domaine sur terre peut expliquer cette moindre différence.

La Figure 9.27 présente le nombre de pseudo-observations générées par la méthode de restitution 1D qui entrent dans le 3DVar à chaque cycle. Le nombre de pseudo-observations produits augmente avec le développement du système convectif, pour un nombre de rejet pratiquement constant. Le nombre de rejet est plus important pour les analyses 1300, 1400 et 1500 UTC que pour l'analyse de 1200 UTC. Cela peut s'expliquer par des gradients d'humidité plus prononcés dans les ébauches de 1300, 1400, 1500 UTC qui sont des prévisions Méso-NH que dans l'analyse Arpege qui sert d'ébauche à 1200 UTC. Un peu moins d'un quart des pseudo-profiles ne sont pas saturés. Les pseudo-observations assimilées contribuent à la fois à humidifier et à assécher la troposphère de manière plus équilibrée que dans l'expérience RSRAD. Les zones à forte humidité dans les ébauches de RSRAD' se limitent beaucoup plus aux zones précipitantes (Fig. 9.28), ce qui fournit à la méthode de restitution bayésienne un échantillon de profils beaucoup plus contrastés en humidité et représentatifs de zones précipitantes et non-précipitantes.

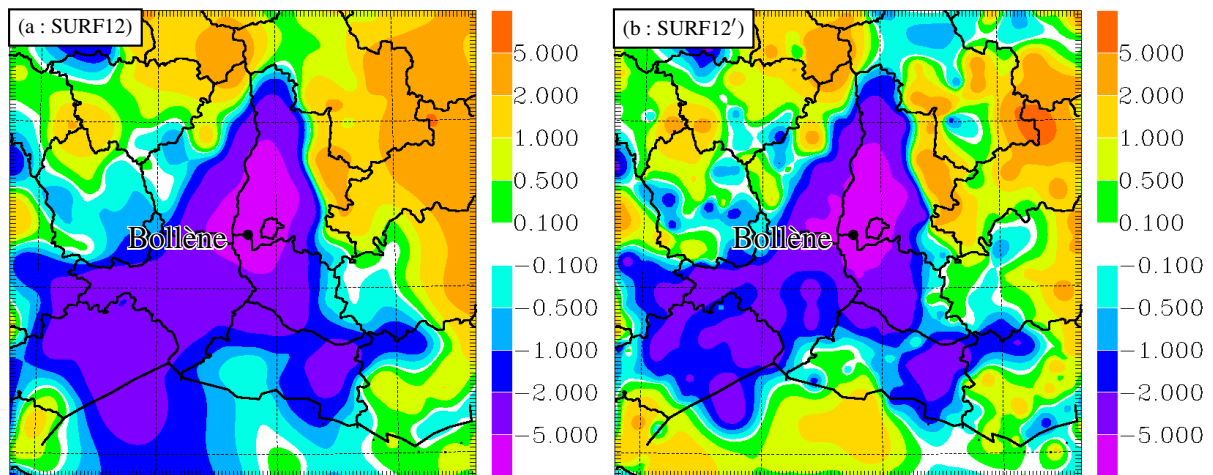


FIG. 9.26 – Incréments de température (°C) au premier niveau physique du modèle MésO-NH pour les expériences SURF12 (a) et SURF12' (b).

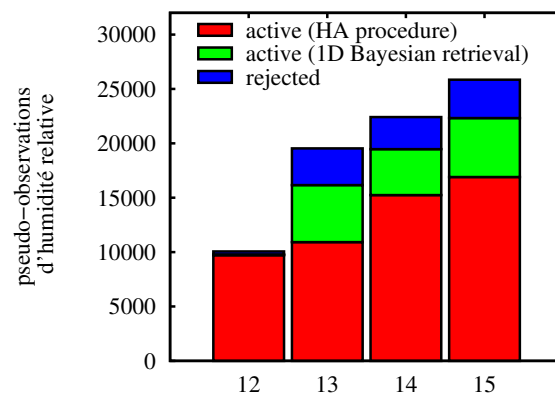


FIG. 9.27 – Nombres de pseudo-observations d'humidité relative issues de la restitution 1D en entrée de l'analyse 3DVar à 2,5 km totaux (colonnes entières), dont pseudo-observations entrées provenant de HA (rouge), entrées provenant de la restitution bayésienne 1D (vert) et rejetées (bleu) pour l'expérience RSRAD' en fonction de l'heure d'analyse (UTC). Les pseudo-observations rentrées à 1200 UTC sont identiques pour les expériences RS12' et RAD12' (et RAD12, RS12, RSRAD12 et RSRAD-HA12).

### 9.3.2 Impact sur les prévisions MésO-NH

La Figure 9.29 est l'analogue de la Figure 9.6, mais avec des portées plus courtes pour les analyses. On voit globalement une amélioration de la position du système précipitant pour les expériences d'assimilation, sauf pour RAD12' qui positionne le système précipitant au même endroit que RAD12. Ceci est confirmé par les scores objectifs pour RS12', dont la corrélation avec les observations est particulièrement élevée, mais pas pour l'expérience RAD12' (Tab.9.4). Dans RAD12', les précipitations au sol sont insuffisantes, plus faibles que dans l'expérience RAD12. Ceci est dû à une moindre humidification de la troposphère qui conduit à la formation de moins de précipitations dans RAD12'.

La très bonne performance de RS12' s'explique par le bon positionnement de la plage d'air froid (Fig. 9.30a à c). Cette plage d'air froid est bien positionnée car l'humidité est placée au bon endroit en altitude grâce aux observations de réflectivités à 1200 UTC, tout en ayant une plage froide bien initialisée à 1200 UTC. La différence avec l'expérience à portée longue (RS12) est qu'on a moins humidifié la moyenne troposphère, et donc on produit moins de



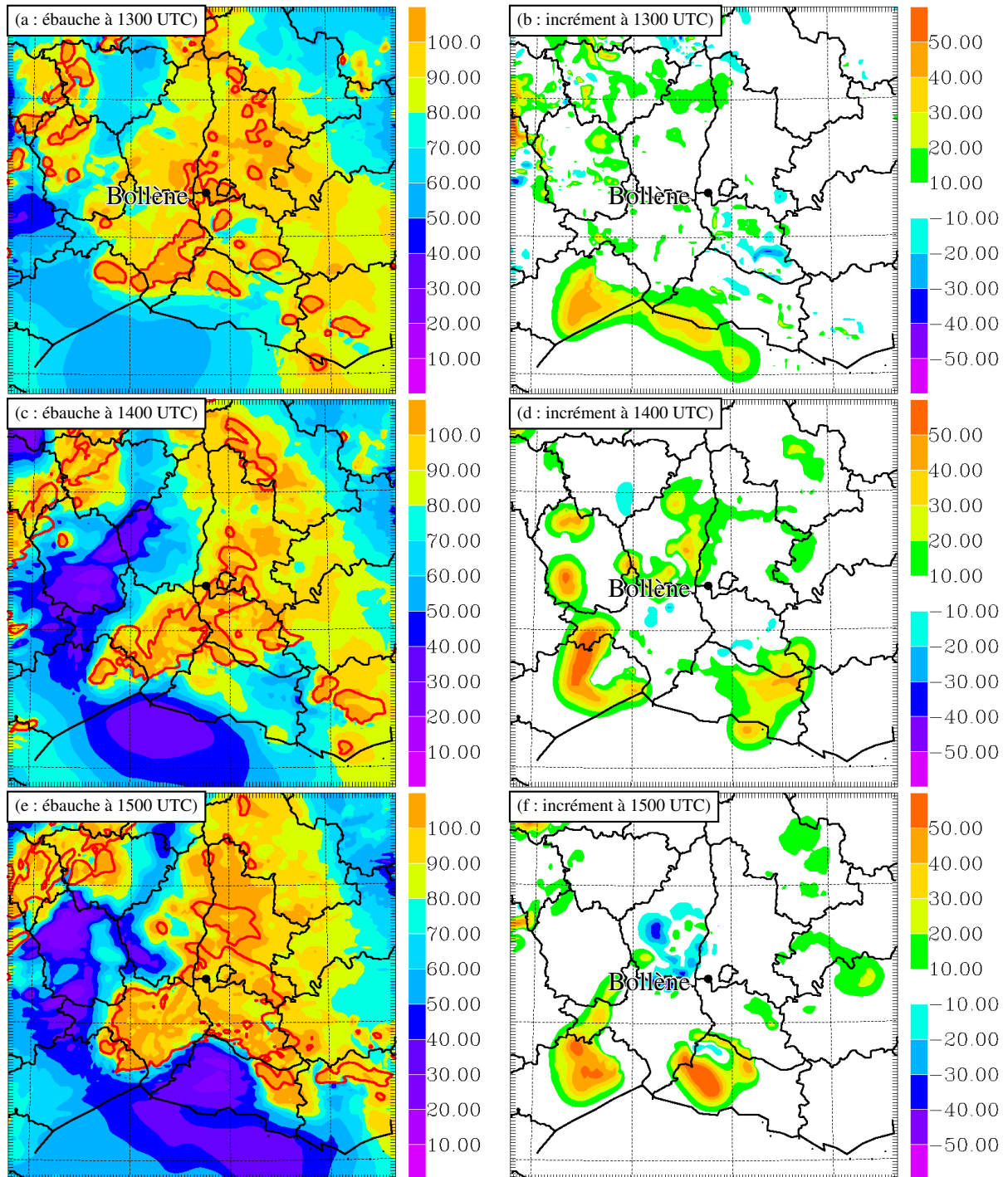


FIG. 9.28 – Humidité relative (%) et isoligne de réflectivité à 10 dBZ (rouge) à 4000 m MSL pour la série RSRAD'. Colonne de gauche : ébauches ; colonne de droite : incréments d'analyses.

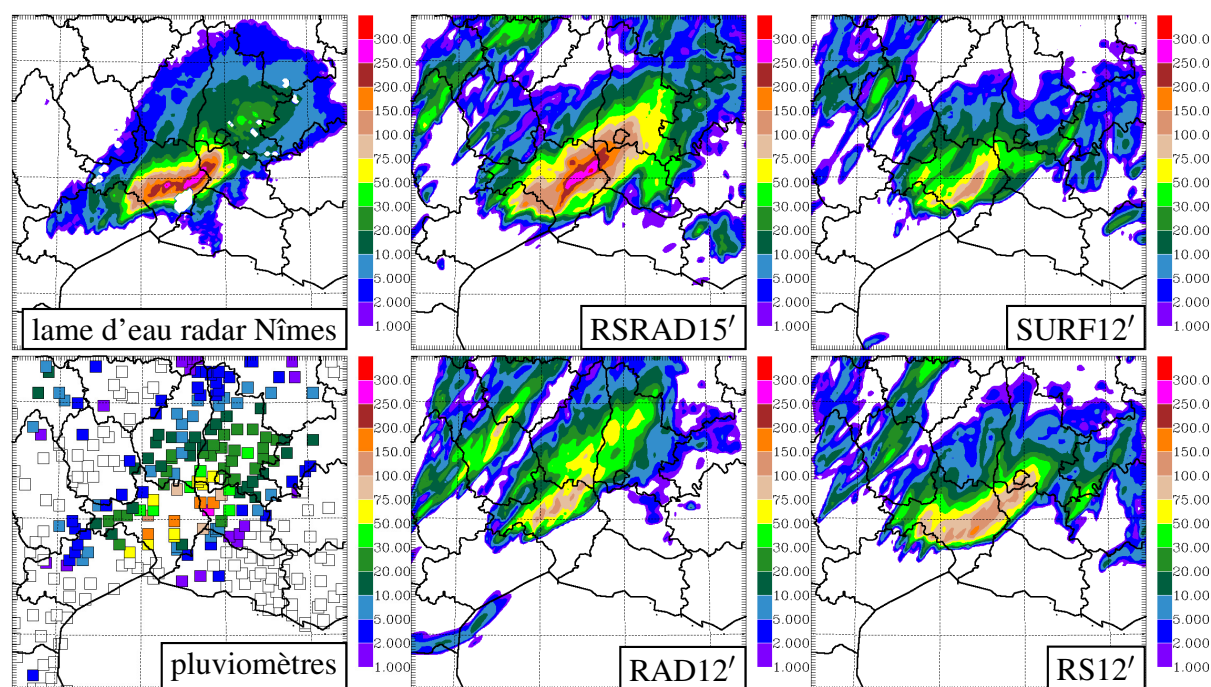


FIG. 9.29 – Cumuls des précipitations au sol entre 1500 et 2100 UTC.

	BIAS	RMSE	corrélation	ETS(0,1 mm)	ETS(1 mm)	ETS(10 mm)
REF12	1,55	29	0,04	0,09	0,13	0,10
RAD12	-0,84	26	0,25	0,18	0,25	0,22
RAD12'	1,19	25	0,20	0,15	0,24	0,21
RS12	0,30	26	0,28	0,17	0,28	0,30
RS12'	1,28	14	0,80	0,20	0,29	0,33
RSRAD15	-10	32	0,59	0,02	0,23	0,31
RSRAD15'	-2,9	13	0,86	0,12	0,31	0,36

TAB. 9.4 – Scores aux cumuls pluviométriques entre 1500 et 2100 UTC. Le seuil de chaque ETS est indiqué entre parenthèses.

précipitations propices à renforcer la plage froide sur le sud et à positionner le système trop au sud.

Après une période d'assimilation de 3 heures, on note que les résultats sont meilleurs avec la réduction de la portée. L'expérience RSRAD15' reproduit remarquablement bien la position et l'intensité des précipitations observées (Fig. 9.29). On obtient les meilleurs scores de toutes les expériences puisque la corrélation correspondante atteint 0,86, et les ETSs valent respectivement 0,31 et 0,36 pour des seuils de 1 et 10 mm. Pour le seuil 0,1 mm, l'ETS est de 0,12, un peu moins bon que pour les expériences RS12' et RAD12', car on a encore une tendance à surestimer les faibles précipitations, bien que ce défaut soit largement atténué par rapport à l'expérience RSRAD15.

Au-delà de 2100 UTC, le système simulé par RSRAD15' se déplace trop vite au nord-ouest par rapport aux observations, même s'il reste un peu plus sur les plaines du Gard que dans RS12 par exemple (comparer les Figs. 9.31 et 9.13).

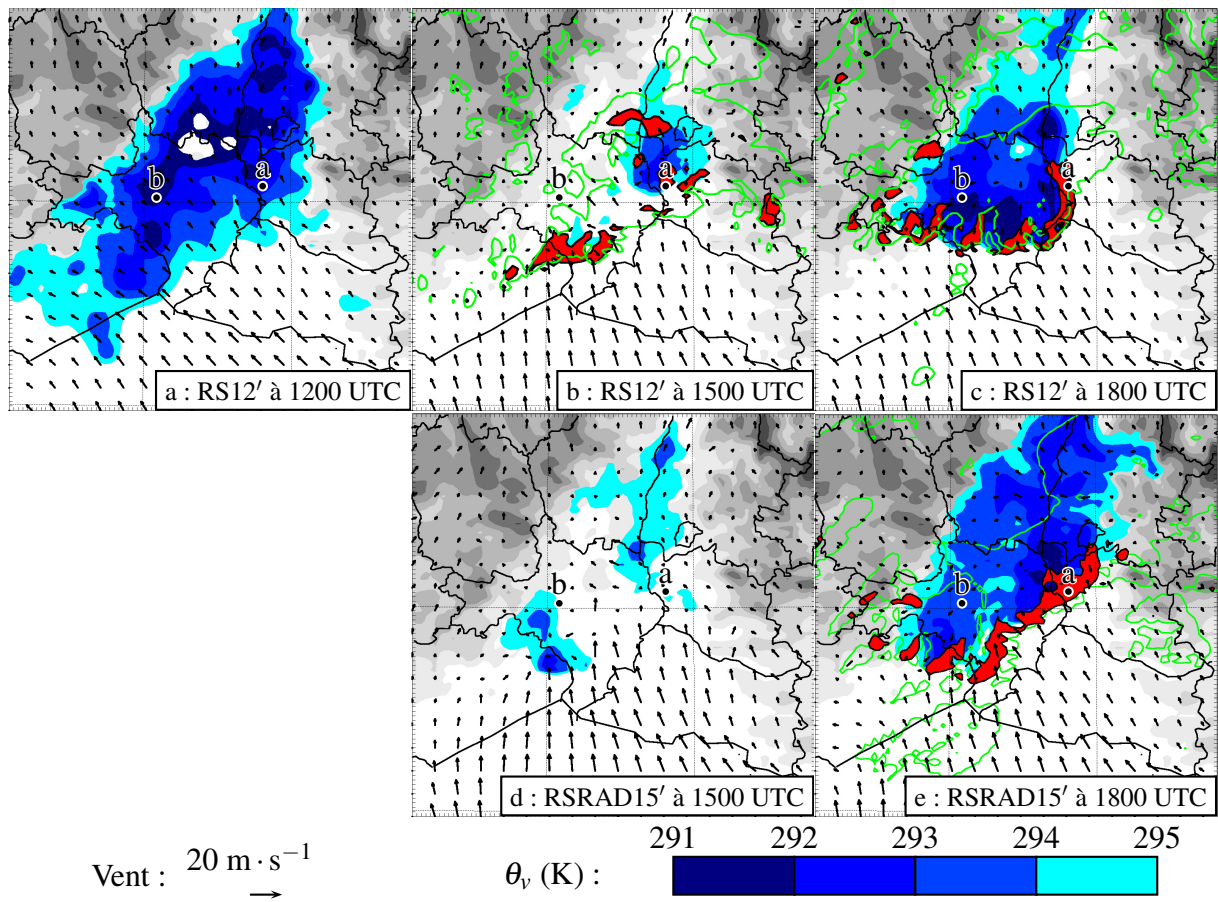


FIG. 9.30 – Idem Figure 9.7, mais pour RS12' et RSRAD15'.

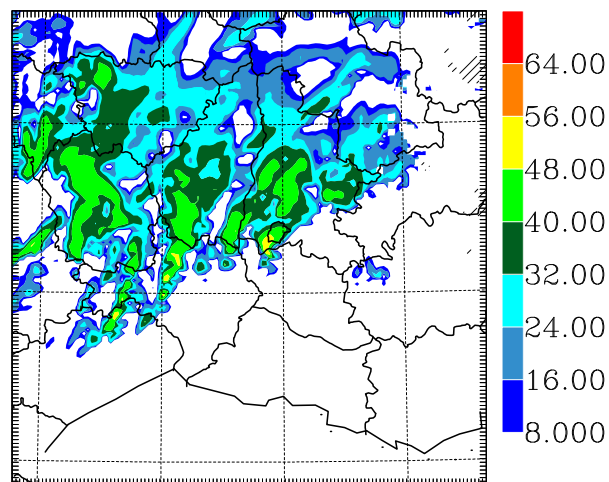


FIG. 9.31 – Réflectivités (dBZ) à 2000 m simulées par RSRAD15' le 9 septembre 2002 à 0000 UTC.

## 9.4 Conclusion

Dans ce chapitre on a testé plusieurs configurations pour le système d'assimilation 1D+3DVar, ce qui nous a permis de mettre en évidence ses points forts et ses faiblesses et d'évaluer son impact sur la simulation de l'événement des 8–9 septembre 2002. Concernant les caractéristiques de l'assimilation 1D+3DVar, ce cas d'étude a permis de constater que les analyses combinant restitution bayésienne et procédure d'ajustement de l'humidité sont capables d'assécher et d'humidifier aux bons endroits conformément à ce que nous avons constaté lors des études avec observations simulées, moyennant une ébauche d'humidité suffisamment contrastée et représentative à la fois de zones précipitantes et non précipitantes. Dans la configuration testée, c'est-à-dire avec un cycle d'assimilation qui démarre d'une ébauche sans hydrométéores, la procédure d'ajustement est nécessaire pour corriger l'humidité dans les zones précipitantes, mais il faut veiller à ne pas propager cette information trop loin de la zone effectivement précipitante avec le 3DVar.

Nous avons testé un moyen de réduire l'influence spatiale de ces pseudo-observations humides en réduisant les portées horizontales de la matrice **B** utilisée dans l'analyse 3DVar. Un impact très positif a été trouvé par rapport aux expériences précédentes sauf pour l'expérience n'assimilant pas de données de surface. Ceci est dû à une humidification insuffisante de la troposphère qui conduit donc à la formation d'une plage d'air froid plus modeste que dans l'expérience équivalente avec portées plus longues.

Sur ce cas d'étude, Ducrocq *et al.* (2007) ont montré que la plage d'air froid sous-orage formée dans la vallée du Rhône au cours de l'événement jouait un rôle essentiel sur la dynamique du système convectif en déplaçant le lieu de formation des cellules convectives vers le sud-est, sur le bord d'attaque de cette plage d'air froid, perpendiculairement au jet de basses couches de secteur sud-est. L'intensité de la plage d'air froid pilote donc la position de la partie convective du système et par conséquent des maxima de précipitations. Les observations à 1200 UTC le 8 septembre 2002 montrent que la plage d'air froid est déjà formée alors que notre ébauche (c'est-à-dire l'analyse Arpege) à la même heure en est dépourvue.

Nous avons vu au cours de ce chapitre que l'intensité de cette plage d'air froid était conditionnée par deux éléments : son initialisation statique par les observations en surface et son entretien par évaporation des précipitations. Nous avons montré que l'assimilation des précipitations permettait de contribuer à cet entretien en injectant de l'humidité dans la troposphère, permettant ainsi d'augmenter les précipitations. Ceci a pour double effet d'entretenir la plage d'air froid par évaporation de ces précipitations dans les basses couches de l'atmosphère et d'augmenter (et donc améliorer) les cumuls de précipitations au sol.

En réglant la quantité d'humidité injectée dans la troposphère par modification de la matrice **B** de l'assimilation 3DVar, et en initialisant correctement la plage d'air froid à l'aide des observations de surface à 1200 UTC, nous avons obtenu des améliorations remarquables en termes de position et d'intensité du système précipitant jusqu'à 6–9 heures d'échéance. Au-delà, l'impact est moins visible ; l'influence du modèle coupleur et des zones dépourvues d'observations (sur la mer) devient prépondérante à ces échéances. À noter également que nous avons assimilé les réflectivités d'un seul radar sur un domaine relativement limité ; un impact plus important, notamment dans les phases ultérieures de l'événement avec la progression du front froid qui interagit avec le MCS, est escompté avec une assimilation sur tout le domaine métropolitain des données des radars du réseau Aramis.



## Conclusions et perspectives

Les données radar, de par leur haute résolution et couverture spatio-temporelle et l'information qu'elles fournissent, présentent un intérêt certain pour l'initialisation et la validation des modèles atmosphériques à fine échelle. En effet, les radars sont typiquement capables de sonder l'atmosphère sur plusieurs élévations avec une résolution supérieure à 1–2 km toutes les 15 min. Actuellement, les radars des services météorologiques nationaux couvrent une grande partie de leur territoire et peuvent mesurer la réflectivité que l'on peut relier à la quantité d'hydrométéores sondés. En outre, la plupart d'entre eux peuvent mesurer les vitesses Doppler qui sont reliées aux vitesses de ces hydrométéores, et donc plus ou moins directement à la vitesse du vent.

Cette thèse a abordé les deux thèmes de la validation et de l'initialisation des modèles de résolution kilométrique à l'aide de données radar. La première partie a été consacrée à l'élaboration d'un simulateur de données radar et la seconde partie au développement d'une méthode originale d'assimilation des réflectivités radar.

**Simulateur de données radar.** En s'appuyant sur des travaux antérieurs, on a construit un simulateur radar modulaire dans les post-traitements du modèle de recherche atmosphérique Méso-NH afin de spécifier un simulateur radar pour la validation des modèles atmosphériques et un opérateur d'observation nécessaire dans bon nombre de techniques d'assimilation des données radar. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- la fonction de directivité d'antenne est modélisée par une gaussienne qui ajuste le lobe principal et prend en compte l'élargissement du faisceau radar avec la distance à l'aide d'une discrétisation de la section du faisceau ;
- la trajectoire du faisceau peut être estimée par une technique supposant une réfraction « standard », c'est-à-dire indépendante de l'état de l'atmosphère, ou par une technique nécessitant l'utilisation de la loi de Descartes en chaque porte de la trajectoire.
- quatre méthodes de diffusion sont possibles pour modéliser les interactions entre les hydrométéores et les ondes radar (de la plus simple à la plus précise) : l'approximation de Rayleigh, pour des particules petites devant la longueur d'onde du rayonnement incident, l'approximation de Rayleigh pour sphéroïdes, qui permet de tenir compte de l'anisotropie des particules diffusantes, la théorie de Mie pour les sphères (qui a pour cas limite les résultats de l'approximation de Rayleigh pour les petites sphères) et la méthode de la matrice T pour sphéroïdes.
- il est possible de tenir compte de l'atténuation due à la présence d'hydrométéores. Cette dernière est calculée à l'aide de la méthode de diffusion qui permet également de calculer la puissance rétrodiffusée. Une formulation supplémentaire a été implémentée afin de pallier le manque d'exactitude de l'approximation de Rayleigh pour calculer l'atténuation : il s'agit d'un développement à l'ordre 6 du coefficient d'extinction calculé à l'aide de la théorie de Mie ;
- deux expressions différentes ont été implémentées pour modéliser le rapport d'axes des

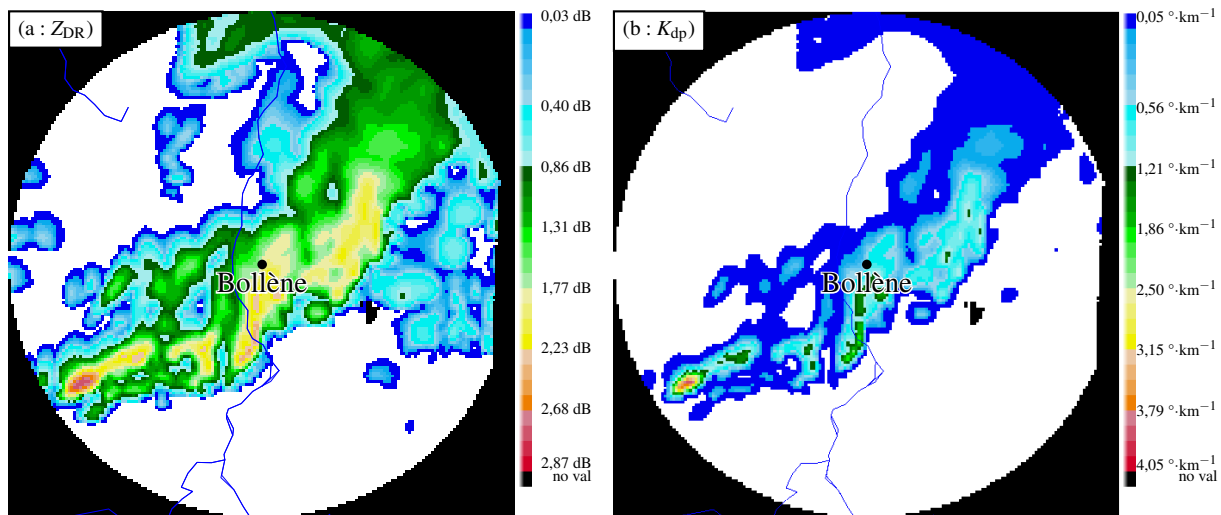


FIG. 9.32 –  $Z_{DR}$  en dB (a) et  $K_{dp}$  en  $^{\circ} \cdot \text{km}^{-1}$  (b) simulés avec le simulateur radar présenté dans ce mémoire à 2100 UTC 8 septembre 2002 (zoom avec les caractéristiques suivantes : élévation=1,2°, radar de Bollène,  $\lambda = 10,7$  cm, diffusion de Rayleigh pour sphéroïdes, rapport d'axes d'après Pruppacher et Beard, 1970, pour l'eau liquide précipitante). Les réflectivités correspondantes sont présentées Figure 3.17e.

gouttes de pluie en fonction de leur diamètre,

- pour les vitesses Doppler, il est en outre possible de tenir compte de la vitesse de chute des particules et/ou de la pondération des vitesses des hydrométéores par les réflectivités.
- le calcul de paramètres polarimétriques ( $Z_{DR}$  et  $K_{dp}$ ) a aussi été développé dans le simulateur (voir Fig. 9.32 pour illustration). Ce développement n'a pas été présenté dans ce mémoire car leur validation est en cours, notamment sur un cas où nous disposons des données polarimétriques du radar de Trappes.

Concernant les réflectivités, on a montré grâce à des études de sensibilité sur les différentes implémentations de chaque module qu'il était nécessaire de simuler l'élargissement sur la verticale du faisceau radar avec la distance. La modélisation de l'élargissement du faisceau sur l'horizontale n'est pas requise puisque cet élargissement est toujours inférieur à la résolution horizontale du modèle atmosphérique. Bien que la méthode de calcul nécessitant l'utilisation locale de la loi de Descartes pour estimer la trajectoire du faisceau radar soit en théorie plus précise que celle utilisant une courbure « standard », elle dépend beaucoup de la qualité du champ de réfractivité fourni par le modèle atmosphérique et elle est donc susceptible de dégrader l'estimation de la trajectoire dans certains cas. Son coût numérique et sa complexité d'implémentation dans un code s'exécutant sur des calculateurs d'architecture multi-processeurs justifient donc qu'on privilégie la méthode utilisant la courbure « standard ». Afin de calculer des observations polarimétriques, il est absolument nécessaire d'utiliser au moins la théorie de Rayleigh pour sphéroïdes ou la méthode de la matrice T, mais pour la simulation de réflectivités, la théorie de Rayleigh suffit dans bien des cas (en bande S en tout cas). En bande C et pour d'importants rapports de mélange en pluie, on peut toutefois obtenir des erreurs de quelques dB par rapport à la méthode de la matrice T. On a également constaté qu'on ne pouvait négliger l'atténuation en bande C ou X. Lorsqu'on tient compte de l'atténuation, la théorie de Rayleigh et son extension aux sphéroïdes ne suffisent pas et il faut utiliser des méthodes de diffusion plus complexes. Enfin, il a été confirmé que l'expression du rapport d'axes des gouttes de pluie avait peu d'incidence sur la réflectivité.

On a effectué un travail similaire pour la simulation des vitesses Doppler. Des tests de sensibilité ont été effectués sur les trois modules suivants : l'élargissement du faisceau sur la verticale, la pondération des vitesses radiales par les réflectivités et la simulation de la vitesse de chute des hydrométéores. On a montré, pour des élévations classiquement utilisées par les radars météorologiques (jusqu'à 18° dans notre cas), que l'on pouvait négliger la vitesse de chute des hydrométéores sans affecter notablement la précision des vitesses simulées. Par contre, on a vu que négliger l'élargissement du faisceau sur la verticale ou la pondération des vitesses par la réflectivité dégradait la précision des vitesses Doppler simulées. Les erreurs occasionnées par ce type d'approximation proviennent de portes distantes au sein desquels existent de forts gradients de réflectivité et de vitesses, comme par exemple au sommet de cumulonimbus où les zones d'ascendances sont associées à de fortes réflectivités et des vitesses verticales, et l'encume est associée à des réflectivités plus faibles et des vitesses horizontales. On a constaté de plus que négliger ces deux effets simultanément n'entraînait pas des erreurs plus importantes que négliger un seul d'entre eux. On en a donc conclu qu'il valait mieux négliger les deux effets plutôt qu'un seul lorsqu'on ne pouvait se permettre de modéliser les deux à la fois.

L'intérêt du simulateur pour la validation a été vérifié sur un cas d'étude (le cas des inondations exceptionnelles du Gard les 8-9 septembre 2002) pour lequel le simulateur de réflectivités a permis de mettre en évidence un déficit d'hydrométéores dans la partie stratiforme du MCS simulé par rapport aux réflectivités observées. Ce simulateur peut également servir à valider des algorithmes de restitution à partir d'observations radar en fournissant un cadre réaliste pour lequel tous les paramètres météorologiques sont accessibles. Plus spécifiquement, il est possible d'évaluer un algorithme de restitution de vent tridimensionnel à partir de vents Doppler mesurés par plusieurs radars : le simulateur fournit les vitesses en entrée d'algorithme, et on peut alors vérifier les sorties de cette algorithme directement avec les champs du modèle. De manière similaire, on peut vérifier la qualité d'un algorithme de correction d'atténuation à partir d'observations polarimétriques ou encore un algorithme de dépliement de vitesses radiales (au détail près qu'il faudrait « plier » les vitesses Doppler simulées). Bien sûr, ce genre d'études se passerait alors dans un cadre idéal pour lequel les erreurs de mesures n'existeraient pas. On pourrait songer à compléter le simulateur avec un module de bruit ou d'artéfacts afin de rendre les simulations plus réalistes et tester la validité des algorithmes dans des conditions plus difficiles. Par ailleurs, il est très facile de simuler des observations supplémentaires dans le simulateur. Il sera par conséquent aisé de spécifier un simulateur et un opérateur d'observation pour assimiler les réflectivités en utilisant une méthode similaire à celles utilisées pour les réflectivités ou les vitesses Doppler.

**Assimilation de réflectivités radar.** Une méthode d'assimilation des réflectivités originale a été développée. Elle tire parti du système d'assimilation 3DVar équipant déjà le modèle Arome, qui deviendra le modèle à aire limitée opérationnel de Météo-France en 2008 avec une résolution de l'ordre de 2-3 kilomètres. Cette méthode appelée 1D+3DVar restitue d'abord des profils verticaux de paramètres du modèle atmosphérique à partir de profils verticaux de réflectivités observées. Ces paramètres restitués, appelés pseudo-observations, sont ensuite traités comme des observations classiques par le système d'assimilation 3DVar. De nombreux travaux précédents d'assimilation des données de précipitations ont montré que l'humidité était le paramètre qui avait le plus d'impact sur les prévisions ; on a donc choisi d'étudier la restitution de ce paramètre en particulier.

La méthode de restitution bayésienne 1D utilise la capacité du modèle à créer des profils cohérents de réflectivités et d'humidité. Chaque profil de pseudo-observations d'humidité relative produit par la méthode de restitution 1D ressemble donc aux colonnes d'humidité de l'ébauche



au voisinage du point d'observation dont la colonne de réflectivités simulées associée est la plus proche du profil de réflectivités observées. Cette méthode présente l'avantage d'être en principe en mesure à la fois d'assécher des zones trop précipitantes et d'humidifier des zones trop sèches, à la condition que le modèle simule des profils de réflectivités semblables à ceux observés au voisinage du point d'observation. De manière similaire à ce qui a été fait dans certaines techniques d'ajustement de l'humidité, on a ajouté à cette restitution 1D une procédure qui ajuste l'humidité à la saturation au-dessus du niveau de condensation de l'ébauche lorsque des réflectivités significatives sont observées et qu'aucune réflectivité significative n'est simulée par l'ébauche.

Nous avons testé cette méthode avec le système d'assimilation dit hybride « 3DVar Aladin/Méso-NH », développé pour les études de faisabilité de l'assimilation Arome. Cela nous a permis d'évaluer l'impact de l'assimilation des réflectivités radar sur la prévision à fine échelle et à très courte échéance avec un système très proche du futur système Arome. On a montré dans un cadre idéalisé (OSSEs) que la restitution 1D et l'assimilation 1D+3DVar complète étaient effectivement capables d'assécher et d'humidifier au bon endroit, sans entraîner d'explosion numérique. Dans un second temps, la méthode d'assimilation 1D+3DVar a été testée avec des données réelles sur un cas d'étude, celui du 8 septembre 2002 qui a fait l'objet de plusieurs études dans l'équipe MICADO permettant d'identifier les mécanismes clés de sa stationnarité sur les plaines du Gard. Un impact positif de l'assimilation des réflectivités sur les prévisions à courte échéance a été trouvé. En particulier, la position du système précipitant a été améliorée par rapport à une prévision de référence démarrant d'une analyse sans assimilation des réflectivités grâce à la production d'une plage d'air froid conformément aux observations de surface. Cette plage d'air froid a déplacé le système convectif en forçant les ascendances à se développer sur son bord d'attaque et non sur les flancs du relief comme dans l'expérience de référence qui ne développe pas de plage d'air froid. Cette plage d'air froid est créée grâce à une intense humidification des couches moyennes de la troposphère qui augmente les précipitations qui s'évaporent ensuite dans les basses couches sous-saturées.

Nous avons ensuite évalué l'apport d'un cyclage sur trois heures à la fréquence horaire sur la prévision. Nous avons constaté que les expériences assimilant des données radar avaient tendance à trop humidifier l'atmosphère. Ainsi, au bout d'une heure, l'atmosphère est saturée en humidité et l'algorithme de restitution bayésienne ne fonctionne plus optimalement car beaucoup de colonnes du modèle sont semblables. Des expériences ont été conduites en retirant la procédure d'ajustement d'humidité. Ces expériences ont donné de moins bons résultats : en l'absence de forte humidification en début de cycle, la plage d'air froid ne se forme pas et la position des précipitations est moins bonne qu'avec la procédure d'ajustement d'humidité.

Nous avons enfin regardé l'effet de la réduction des portées horizontales de la matrice de covariance des erreurs d'ébauche dans le système d'assimilation 3DVar, qui étalait fortement les incréments d'humidité sur une grande partie du domaine de simulation. Les meilleurs résultats sont obtenus avec cette réduction des portées, un cyclage sur trois heures à la fréquence horaire et la procédure d'ajustement d'humidité grâce à une meilleure simulation de la plage d'air froid et une humidification moins importante en moyenne troposphère.

Bref, nous avons montré que la méthode d'assimilation 1D+3DVar avait un fort potentiel pour la prévision de la convection sur un cas d'étude relativement complexe (zone montagneuse, MCS quasi-stationnaire), notamment en étant capable d'avoir un impact sur la dynamique du système précipitant par le biais de la création d'une plage d'air froid sous orage ou de son entretien lorsque l'information sur la présence d'une plage froide est déjà fournie par l'assimilation des observations de température à 2 mètres. La méthode doit bien entendu être validée sur d'autres cas. Sa transposition dans Arome, qui est en cours, devrait permettre d'effectuer des

assimilations sur de plus longues périodes et avec l'ensemble des observations qui seront assimilées par le système Arome (observations de surface, radiances SEVIRI en ciel clair, vitesses radiales Doppler, radiosondages, GPS, etc.). En particulier, la synergie entre l'assimilation des radiances Météosat/SEVIRI en ciel clair qui permet de documenter l'humidité en moyenne et haute troposphère hors zones de nuages et précipitations observées et simulées, les observations de surface qui apportent une information sur l'humidité dans les basses couches et les réflectivités radar qui fournissent une information sur l'humidité dans les zones précipitantes observées et/ou simulées devra plus particulièrement être examinée, et devrait en particulier réduire l'impact de fonctions de structures (matrice **B**) à trop grandes portées. À noter que les fonctions de structures établies pour le modèle Arome à partir d'ensemble de prévisions Arome montrent des portées plus courtes que celles utilisées pour le système d'assimilation hybride à 2,5 km sans atteindre cependant les valeurs que nous avons testées lorsque nous avons réduit les portées dans notre étude. L'assimilation conjointe des vitesses radiales Doppler et des réflectivités devrait renforcer la cohérence entre dynamique et microphysique des systèmes précipitants et réduire le spin-up. Au niveau plus particulièrement de l'assimilation des réflectivités radar dans Arome, de lourds développements techniques ont été entrepris parallèlement à ce travail de thèse par le CNRM/GMAP. Ils ont concerné la prise en compte d'un nouveau type d'observation et de son flux de données dans le code de l'assimilation commun aux systèmes IFS/Arpege/Aladin/Arome, la mise en place du contrôle de qualité et d'un écrémage des observations radar et la possibilité de prendre en compte des erreurs d'observations basées sur le code qualité fourni par les producteurs de données radar, et l'implémentation de la méthode 1D dans le code Aladin/Arome. Ces développements techniques permettent désormais d'envisager la validation et le réglage de l'assimilation des réflectivités radar dans une configuration proche du système Arome qui devrait être mis en opérationnel à la fin 2008.

Concernant la méthode de restitution 1D, il serait par ailleurs intéressant de déterminer l'apport éventuel de la restitution d'autres paramètres tels que la température ou la divergence du vent. Plus généralement, l'assimilation des observations autres que les réflectivités et les vitesses Doppler, c'est-à-dire les observations polarimétriques et la réfractivité, constitue un champ de recherche encore très peu défriché. En ce qui concerne les observations polarimétriques, on pourra par exemple chercher à initialiser les rapports de mélange des espèces microphysiques ou initialiser les paramètres des distributions granulométriques des hydrométéores dans un schéma microphysique à deux moments et évaluer le bénéfice tiré de ce type d'initialisation pour la modélisation des systèmes convectifs. Pour ce qui est de la réfractivité, son assimilation sera sans doute plus aisée car elle s'exprime relativement simplement en fonction de l'humidité, comme c'est le cas par exemple pour les délais GPS qui seront aussi assimilés par Arome.



# Annexes

---

<b>A</b>	<b>Scores objectifs utilisés</b>	<b>205</b>
<b>B</b>	<b>Méthodes de calcul de la diffusion</b>	<b>207</b>
B.1	Approximation de Rayleigh-Gans . . . . .	207
B.2	Technique multipôle généralisée . . . . .	208
B.3	Méthode des moments . . . . .	209
B.4	Méthode de séparation des variables pour sphéroïdes . . . . .	209
B.5	Méthode de la correspondances des points . . . . .	210
B.6	Méthodes volumiques . . . . .	211
B.7	Équation intégrale de Fredholm . . . . .	213
B.8	Approximation optique géométrique . . . . .	214

---



## Annexe A

### Scores objectifs utilisés

Pour évaluer la qualité des prévisions de précipitation, on a utilisé les scores objectifs classiquement utilisés pour la vérification des modèles opérationnels, même si à fine échelle ils sont moins bien adaptés du fait du problème dit de double pénalité. En effet, un modèle à fine échelle est capable de produire des structures de plus forte intensité et avec des gradients plus importants qui font qu'une erreur de localisation de la structure même si son intensité est correcte pourra induire des valeurs de scores particulièrement mauvais (voir Baldwin et Kain, 2006 pour une discussion de ce problème).

Le biais (noté BIAS) est la moyenne des écarts algébriques entre les observations  $y_i^{\text{obs}}$  et leur équivalent-modèle  $y_i^{\text{sim}}$  :

$$\text{BIAS} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i^{\text{obs}} - y_i^{\text{sim}}) \quad (\text{A.1})$$

où  $n$  est le nombre de points de comparaison. Lorsque les lois de probabilités des erreurs de chacun des deux champs sont gaussiennes, le biais est un estimateur de la différence entre les espérances de ces deux lois. Or, pour les précipitations, on peut douter du caractère gaussien de la loi de probabilité de l'erreur du modèle notamment. Par ailleurs, ce score seul ne suffit pas car on peut avoir deux champs très différents, mais dont la moyenne des écarts est faible. On l'utilise donc conjointement avec l'écart quadratique moyen (noté écart quadratique moyen) :

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i^{\text{obs}} - y_i^{\text{sim}})^2} \quad (\text{A.2})$$

Ces deux quantités sont d'autant meilleures qu'elles sont proches de 0.

L'objectif de la corrélation ( $R$ ) est de quantifier la relation entre l'observation et la prévision, c'est-à-dire de mesurer à quel point ces deux quantités varient simultanément. La corrélation est définie par

$$R = \frac{n \sum_{i=1}^n y_i^{\text{obs}} y_i^{\text{sim}} - \sum_{i=1}^n y_i^{\text{obs}} \sum_{i=1}^n y_i^{\text{sim}}}{\sqrt{n \sum_{i=1}^n (y_i^{\text{obs}})^2 - \left( \sum_{i=1}^n y_i^{\text{obs}} \right)^2} \sqrt{n \sum_{i=1}^n (y_i^{\text{sim}})^2 - \left( \sum_{i=1}^n y_i^{\text{sim}} \right)^2}} \quad (\text{A.3})$$

La corrélation est parfaite lorsqu'elle est égale à 1 et très mauvaise lorsqu'elle est égale à  $-1$  (dans ce cas les deux quantités sont anticorrélées, c'est-à-dire qu'elles varient en sens inverse

	prévision < seuil	prévision ≥ seuil
observation < seuil	a	b
observation ≥ seuil	c	d

TAB. A.1 – Tableau de contingence pour des cumuls de pluie.

l'une de l'autre).

L'ETS (en anglais *equitable threat score*, score de menace équitable, aussi appelé *Gilbert skill score*) est, pour deux catégories d'événements donnés, le nombre de prévisions correctes excédant celles qui seraient dues au hasard (Schaefer, 1990). Pour des cumuls de pluie, les deux catégories seront définies par rapport à un seuil de cumul. Pour les nombres de cas  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  définis par le tableau de contingence A.1, l'ETS est défini par :

$$\text{ETS} = \frac{ad - bc}{(b + c)(a + b + c + d) + (ad - bc)} \quad (\text{A.4})$$

Ce score est équitable dans le sens où il ne privilégie pas une catégorie par rapport à l'autre. Un score parfait est obtenu pour 1 ; le score le plus mauvais possible est  $-1/3$ .

## Annexe B

# Méthodes de calcul de la diffusion

On décrit ci-dessous plus en détail les autres méthodes qui n'ont pas été implantées dans Méso-NH.

### B.1 Approximation de Rayleigh-Gans

La dénomination exacte de la théorie abordée dans cette section est sujette à controverse. On se bornera ici à reprendre à notre compte la conclusion de Bohren et Huffman (1983) :

*This assumption is the basis of what is often called the Rayleigh-Gans theory. However, Kerker (1969) has argued that Debye, not Gans, should share honors with Rayleigh<sup>1</sup>. Rocard sometimes trails Rayleigh and Gans (Acquista, 1976). And in quantum-mechanical scattering, the analogous approximation is called the Born approximation (to be precise, the first Born approximation) (Merzbacher, 1970); the name of Kirchhoff sometimes appears in tandem with that of Born (Saxon, 1955). [...] we shall content ourselves with the somewhat more prosaic Rayleigh-Gans theory.)*

Cette théorie consiste à diviser la particule en éléments volumiques. Chaque élément est traité comme un diffuseur selon Rayleigh excité par un champ incident qui est supposé ne pas être perturbé par la présence du reste de la particule. Cette approximation est valable si

$$|m - 1| \ll 1, \quad (\text{B.1})$$

et

$$kd|m - 1| \ll 1, \quad (\text{B.2})$$

où  $d$  est une dimension caractéristique de la particule. Sous ces hypothèses, la matrice de diffusion en amplitude pour la diffusion de Rayleigh-Gans par des particules de forme quelconque est donnée par

$$\mathbf{S}(\mathbf{k}_d, \mathbf{k}_i) = \begin{pmatrix} -\frac{3ik^3}{4\pi} K \mathcal{V} f(\theta, \phi) & 0 \\ 0 & -\frac{3ik^3}{4\pi} K \mathcal{V} f(\theta, \phi) \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

---

1. Plus précisément, Kerker (1969) attribue la paternité de cette théorie à Rayleigh (1881), complétée par des articles ultérieurs (Rayleigh, 1910, 1914, 1918). Il mentionne des contributions de Debye (1915). Il ajoute que Gans (1925) a redécouvert les formules de diffusion pour une sphère homogène, contribution qu'il qualifie de peu significative.



où le *facteur de forme*  $f(\theta, \phi)$  est

$$f(\theta, \phi) = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} e^{i\delta} d\mathcal{V}, \quad (\text{B.4})$$

avec  $\mathcal{V}$  le volume de la particule, et  $\delta \equiv \mathbf{r} \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_d)$  est la phase entre le centre du système de coordonnées et un point de la particule repéré par le vecteur  $\mathbf{r}$ .

Pour des sphères, le facteur de forme est (Bohren et Huffman, 1983)

$$f(\theta) = \frac{3}{u^2} \left( \frac{\sin u}{u} - \cos u \right), \quad (\text{B.5})$$

avec

$$u \equiv 2ka \sin \frac{\theta}{2}. \quad (\text{B.6})$$

Les fonctions d'amplitude sont alors

$$S_{11}(\theta) = i(ka)^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \frac{3}{u^2} \left( \frac{\sin u}{u} - \cos u \right), \quad (\text{B.7})$$

$$S_{22}(\theta) = S_{11}(\theta) \cos \theta, \quad (\text{B.8})$$

$$S_{12} = S_{21} = 0. \quad (\text{B.9})$$

La section de rétrodiffusion est dans ce cas donnée par

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{4\pi}{k^2} |S_1(\pi)|^2, \\ &= \frac{4\pi}{k^2} (ka)^6 |K|^2 \frac{9}{16(ka)^4} \left| \frac{\sin 2ka}{2ka} - \cos 2ka \right|^2, \\ &= \frac{9\pi}{4k^2} (ka)^2 |K|^2 \left| \frac{\sin 2ka}{2ka} - \cos 2ka \right|^2, \\ &= \frac{9\pi}{16} D^2 |K|^2 \left| \frac{\sin kD}{kD} - \cos kD \right|^2. \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

## B.2 Technique multipôle généralisée

Le terme de *technique multipôle généralisée* (*generalized multipole technique*, GMT) a été inventé par Ludwig (1991) pour désigner un ensemble de méthodes. Dans la théorie de Mie et dans la méthode de la matrice T, les champs à l'intérieur et à l'extérieur du diffuseur sont développés en termes de multipôles sphériques ayant leur origine au centre de la sphère. Avec la GMT, de nombreuses origines sont utilisées pour le développement en multipôles. Les coefficients de ces développements sont des valeurs inconnues qui sont déterminées en appliquant des conditions aux limites à la surface de la particule. Les coefficients peuvent être déterminés en satisfaisant les conditions aux limites en un nombre fini de points à la surface, ou en effectuant une régression selon les moindres carrés, ou bien encore par une intégrale de surface similaire à celles de la méthode de la matrice T (Doicu et Wriedt, 1997). Des « sources équivalentes » peuvent être utilisées à la place des multipôles sphériques multiples. Elles peuvent être de n'importe quel type, pourvu qu'elles sont solutions de l'équation d'onde. Ainsi des ondes sphériques, des dipôles et des fonctions de Gabor ont été utilisés. C'est pourquoi la méthode a reçu d'autres noms : *méthode multipôle multiple* (*multiple multipole method*, MMP, Hafner et

Bomholt, 1993), *méthode des sources discrètes (discrete sources method, DSM*, Eremin et Sveshnikov, 1993, Wriedt et Doicu, 1998, Doicu *et al.*, 2000), *méthode des sources fictives (fictitious sources method*, Leviatan *et al.*, 1995) ou encore *méthode de Yasuura* (Kawano *et al.*, 1996). La méthode multipôle multiple a été développée pour des problèmes électromagnétiques tridimensionnels quelconques. Les multipôles qui décrivent le champ interne sont situés à l'extérieur de la particule diffusante, tandis que les pôles du champ externe sont localisés à l'intérieur de la particule. Dans la DSM les sources multipôles sont distribuées sur l'axe de symétrie axiale du diffuseur.

### B.3 Méthode des moments

La *méthode des moments (method of moments, MoM*, Harrington, 1968, Morgan, 1981) est une méthode d'équation intégrale de surface. Son origine remonte au travail de Harrington (1968).

La MoM résout l'équation fonctionnelle

$$L\mathbf{F} = \mathbf{g} , \quad (\text{B.11})$$

qui représente la condition aux limites des composantes du champ incident à la surface de la particule.  $L$  est un opérateur linéaire qui donne les valeurs des champs électrique et magnétique dus aux courants surfaciques, le vecteur  $\mathbf{g}$  englobe les valeurs connues des champs électrique et magnétique incidents, et  $\mathbf{F}$  est un vecteur inconnu de courants surfaciques électrique et magnétique. On développe  $\mathbf{F}$  comme une combinaison linéaire de fonctions de base  $f_n$  :

$$\mathbf{F} = \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n , \quad (\text{B.12})$$

où les  $\alpha_n$  sont des coefficients inconnus. En substituant ce développement dans Éq. (B.11), on obtient

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n Lf_n = \mathbf{g} . \quad (\text{B.13})$$

Cette équation est résolue en la multipliant scalairement par un ensemble de fonctions tests  $\mathbf{w}_m$  :

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \int \mathbf{w}_m \cdot Lf_n = \int \mathbf{w}_m \cdot \mathbf{g} . \quad (\text{B.14})$$

Cet ensemble d'équations peut être écrit sous une forme matricielle : l'équation intégrale de départ est transformée en un ensemble d'équations linéaires. Harrington (1987) a passé en revue cette méthode.

### B.4 Méthode de séparation des variables pour sphéroïdes

La *méthode de séparation des variables pour sphéroïdes homogènes (separation of variables method, SVM* ou *spheroidal coordinates method*) fut d'abord développée par Oguchi (1973b) et Asano et Yamamoto (1975), puis améliorée par Farafonov (1983). Cette méthode résout de manière exacte le problème de la diffusion par un sphéroïde dans un système de coordonnées sphéroïdales (voir Spencer et Moon, 1988, par exemple) en développant à la fois le

champ incident, le champ intérieur et le champ diffusé en fonctions vectorielles sphéroïdales. Les coefficients du développement de l'onde incidente sont calculés analytiquement, tandis que les coefficients inconnus des champs intérieur et diffusé sont déterminés en appliquant les conditions aux limites à la surface de la particule. Du fait que les fonctions sphéroïdales vectorielles ne sont pas orthogonales à la surface d'un sphéroïde, cette procédure conduit à un système infini d'équations algébriques pour les coefficients inconnus qui doit être tronqué et résolu numériquement. De plus le calcul des fonctions sphéroïdales constitue un problème à la fois mathématique et numérique. Ces facteurs limitent l'application de SVM à l'équivalent de sphères de *paramètre de taille* au plus égal à 35, ce qui n'est pas limitant dans notre cas : en bande C, cela équivaut à des sphères dont le diamètre ne doit pas dépasser environ 55 cm, ce qui est toujours vérifié.

Asano (1979) donne les résultats numériques correspondants pour des *rapports d'aspect* de 5 et des paramètres de taille jusqu'à 35. La méthode semble particulièrement bien adaptée aux sphéroïdes ayant un grand rapport d'aspect (supérieur ou égal à environ 5). D'autres méthodes fondées sur le même principe furent développées par la suite (Voshchinnikov et Farafonov, 1993, Kurtz et Salib, 1993). Cette méthode peut être adaptée à des sphéroïdes à plusieurs couches d'indices de réfraction différents de la même façon que pour la méthode de Mie (Onaka, 1980, Cooray et Ciric, 1992, Farafonov *et al.*, 1996). Ciric et Cooray (2000) et Li *et al.* (2002) fournissent de plus amples informations sur cette technique.

## B.5 Méthode de la correspondances des points

La *méthode de la correspondance des points* (en anglais *point-matching method*) est une formulation en équation différentielle développée pour calculer la diffusion en micro-ondes de gouttes de pluie sphéroïdales (Oguchi, 1960, 1973a, Oguchi et Hosoya, 1974, Morrison et Cross, 1974 et Bates, 1975). La formulation de cette technique est très proche de celle de Mie. De même que dans la théorie de Mie, le champ diffusé et le champ transmis sont développés en termes de fonctions vectorielles sphériques (également appelées multipôles)  $M_n$  et  $N_n$ . Les coefficients du développement du champ électrique diffusé sont trouvés en satisfaisant les conditions aux limites à la surface du diffuseur. Les conditions aux limites requièrent la continuité des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques au passage de la surface du diffuseur. L'onde plane incidente est développée en série de Fourier complexe de l'angle azimutal. Du fait de l'asymétrie axiale du diffuseur considéré, la condition aux limites peut être déterminée indépendamment pour chaque terme de la série de Fourier.

En fait il y a deux approches à la mise en correspondance (c'est-à-dire la satisfaction des conditions aux limites en un point) :

1. la correspondance par point simple, utilisée par Oguchi (1973a) et Oguchi et Hosoya (1974) et
2. l'ajustement aux moindres carrés utilisé par Morrison et Cross (1974) et Oguchi et Hosoya (1974).

Dans la première approche, la correspondance est effectuée en autant de points qu'il y a de coefficients à déterminer pour exprimer les champs intérieurs et extérieurs. Dans la seconde approche, la correspondance est effectuée au sens des moindres carrés avec un nombre plus important de points. La seconde approche améliore la stabilité numérique de la solution. Dans chaque cas, il s'agit de résoudre un système d'équations linéaire pour obtenir les coefficients des champs.

Le concept de la correspondance des points est simple et adapté aux diffuseurs à symétrie de rotation. La matrice à inverser est plus grande que la matrice nécessaire à la méthode de la matrice T pour un même diffuseur. La méthode est considérée avoir une convergence et une précision incertaines et requiert beaucoup de temps de calcul (Yeh et Mei, 1980, Wiscombe et Mugnai, 1986). La méthode semble ne pas être valide pour des rapports d'axe inférieurs à 0,1 (Holt, 1982). Cette méthode a été adaptée à des hydrométéores en forme de sphéroïdes déformés (Oguchi, 1977) et d'ellipsoïdes de révolution aplatis (Zhang *et al.*, 1996). Elle a également été adaptée à des objets axisymétriques recouverts d'une couche (Al-Rizzo et Tranquilla, 1995a,b) et les résultats ont été comparés avec ceux de la méthode EBCM. Un bon agrément a été trouvé entre les deux méthodes pour les hydrométéores considérés en micro-ondes.

À part la méthode de la correspondance des points, d'autres techniques utilisent une approche différentielle. La *méthode des lignes* (*method of lines*, Pregla et Pascher, 1989) a été adaptée pour des calculs de diffusion par des particules non-sphériques axisymétriques. Cette méthode a été appelée le *formalisme de Mie discrétisé* (*discretised Mie formalism*, Rother et Schmidt, 1996, 1997). En appliquant un opérateur de différence, on obtient un système d'équations différentielles ordinaires couplées. Ces équations sont découplées par une transformation adéquate, de telle façon que les équations peuvent être résolues analytiquement par la théorie de Mie. De cette manière la condition radiative est incorporée analytiquement.

Tosun (1994) a présenté une autre formulation différentielle de diffusion électromagnétique par des diffuseurs rotationnellement symétriques. Cette méthode s'appuie également sur une représentation des champs en fonctions vectorielles sphériques. Un diffuseur hétérogène peut être considéré en prenant des coefficients ne dépendant pas de la position. Les coefficients inconnus du développement en champ lointain sont déterminés par inversion d'une matrice.

## B.6 Méthodes volumiques

Il existe un certain nombre de méthodes volumiques qui consistent à discrétiser le volume entier de la particule diffusante. On peut par exemple citer la *méthode des différences finies dans le domaine temporel* (*finite difference time domain method*, FDTD, Yee, 1966, Umashankar et Taflove, 1982, Kunz et Luebbers, 1993, Taflove, 1995), la *méthode de la matrice de ligne de transmission* (*transmission line matrix*, TLM, Hofer et So, 1991), la *méthode de l'équation intégrale volumique* (*volume integral equation method*, VIE ou VIEM), la *méthode des éléments finis* (*finite elements method*, FE ou FEM).

Dans FDTD, les composantes des champs électrique et magnétique sont échantillonnées sur une matrice et les équations de Maxwell sont résolues dans un espace fini qui contient un objet de composition et de géométrie arbitraire en utilisant un schéma en différences finies dans le temps. À chaque point de grille sont attribués des constantes électromagnétiques telles que la permittivité, la perméabilité, et la conductivité. Les tailles de mailles sont choisies assez petites pour que la plus petite longueur d'onde soit échantillonnée correctement. Par ailleurs le pas de temps est contraint par une condition de stabilité. Au temps initial, on ajoute une onde plane. Cette onde excitée par une source se propage et interagit avec la particule. La propagation et la diffusion sont alors simulés en utilisant un schéma de différences finies dans le temps et l'espace. Le résultat est obtenu quand un champ stationnaire est établi en chaque point de grille ou quand le champ atteint une faible valeur si une source de trains d'onde est utilisée. Le champ proche ainsi obtenu permet de calculer le champ lointain en appliquant par exemple une technique

d'intégration surfacique (Umashankar et Taflove, 1982).

L'espace de calcul est tronqué afin de rendre le calcul numérique réalisable et des conditions aux limites artificielles sont introduites : condition limite absorbante de Mur (1982) ou de Liao *et al.* (1984), par exemple. La précision du résultat est grandement affectée par les performances de la condition à la limite absorbante.

Yang et Liou (1996), Tang *et al.* (1995) semblent montrer que cette méthode est particulièrement adaptée pour de grands paramètres de taille (de 5 à 20).

VIE peut être résolue par deux méthodes similaires pour calculer la diffusion par un diffuseur inhomogène (Lakhtakia et Mulholland, 1993). La première approche s'appuie sur la méthode des moments (MoM, Cáterdra *et al.*, 1989), la seconde sur la *méthode du dipôle couplé* (*coupled dipole method*, CDM, Hage et Greenberg, 1990) ou sur l'*approximation du dipôle discret* (*discrete dipole approximation*, DDA, Purcell et Pennypacker, 1973, Draine, 1988, Goedecke et O'Brien, 1988, Flatau *et al.*, 1990, Draine et Flatau, 1994). MoM est une formulation du champ réel, tandis que CDM s'appuie sur un concept de champs excités (Lakhtakia et Mulholland, 1993).

Lakhtakia (1992) a montré que DDA s'obtenait de façon générale à partir de VIE et a explicité son rapport avec MoM. Avec DDA, une particule de forme quelconque est traitée comme un assemblage tridimensionnel de dipôles sur une grille cubique. Une *polarisabilité* complexe  $\alpha$  supposée connue est assignée à chaque cellule dipolaire. Cette polarisabilité est calculée à partir de l'indice de réfraction complexe du matériau et de la densité de dipôles. Cette polarisabilité induit dans chaque cellule une *polarisation*  $\mathbf{P}_i$  qui dépend du champ électrique total à cet endroit :

$$\mathbf{P}_i = \alpha_i \mathbf{E}_i . \quad (\text{B.15})$$

Le champ total  $\mathbf{E}_i$  est la somme du champ incident  $\mathbf{E}_i^{\text{inc}}$  et de la contribution de tous les autres dipôles :

$$\mathbf{E}_i^{\text{autres}} = - \sum_{j \neq i} \mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j . \quad (\text{B.16})$$

On obtient ainsi

$$\alpha_i^{-1} \mathbf{P}_i + \sum_{j \neq i} \mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j = \mathbf{E}_i^{\text{inc}} . \quad (\text{B.17})$$

La matrice  $A$  inclut l'interaction de tous les dipôles dépendant de leur distance. Le champ incident est une onde plane. L'équation Éq. (B.17) peut être résolue par itération. En partant d'un  $\mathbf{P}_i$  initial, on obtient une solution qui converge. Cependant, en pratique, les calculs nécessitent un grand nombre de dipôles même pour les diffuseurs de la taille de la longueur d'onde incidente.

La vérification classique de la précision d'un quelconque modèle DDA est de comparer les résultats à ceux de la théorie de Mie. Pour des paramètres de taille jusqu'à 4,926 et 2320 pseudo-sphères, l'accord entre la théorie de Mie et DDA est très bon. DDA est devenue une puissante méthode pour calculer la diffusion électromagnétique par des corpuscules de forme arbitraire comme le montrent les synthèses de Draine et Flatau (1994) et Hoekstra et Sloot (1996). Piller (1997) a amélioré cette technique en appliquant des concepts provenant de la théorie de l'échantillonnage. En introduisant un tenseur de Green filtré, la méthode produit des résultats fiables pour des discrétisations de grilles très grossières telles que 2,22 mailles par longueur d'onde. Cependant, cette technique ne donne pas des résultats satisfaisants pour des milieux très absorbants comme l'eau liquide (Tang *et al.*, 1995).

FE est une technique en équation différentielle qui calcule le champ diffusé en résolvant numériquement l'équation de Helmholtz vectorielle en tenant compte des équations aux limites

(Silvester et Ferrari, 1996). La particule est discrétisée en de nombreuses cellules avec de 10 à 20 cellules par longueur d'onde. Les valeurs du champ électrique sont spécifiées à chaque nœud de la maille et sont initialement inconnues. En utilisant les conditions aux limites, l'équation différentielle est convertie en équation matricielle pour les valeurs de champ inconnues aux nœuds. Cette dernière est résolue en utilisant l'élimination de Gauss ou des techniques itératives préconditionnées comme la méthode du gradient conjugué. Bien que la diffusion en champ lointain soit un problème ouvert en espace, FE est toujours mise en œuvre sur un domaine de calcul fini pour limiter le nombre d'inconnues. C'est pourquoi des conditions aux limites absorbantes doivent être imposées aux limites du domaine de calcul pour éviter les réflexions et permettre aux ondes de sortir comme si le domaine était infini.

Une autre façon de forcer la condition de rayonnement est la *méthode unimoment* (en anglais *unimoment method*). Cette méthode introduite par Mei (1974) vise à simplifier les matrices associées aux approches en éléments finis. Dans cette méthode, les régions intérieure et extérieure sont découplées. Elle a été appliquée à des cylindres diélectriques bidimensionnels par Chang et Mei (1976), mais sa première application à des hydrométéores semble être le travail de Fang et Lee (1978) qui ont utilisé un programme développé par Morgan *et al.* (1977). Des calculs supplémentaires furent ensuite effectués par Morgan (1980). La méthode unimoment emploie une solution en éléments finis de la formulation du potentiel azimutal couplé (Morgan *et al.*, 1977, Morgan et Mei, 1979). L'espace contenant le diffuseur est divisé en trois régions par une paire de surfaces sphériques concentriques. La surface extérieure entoure complètement le diffuseur. La surface intérieure est à l'intérieur du diffuseur, et le diffuseur est supposé être homogène à l'intérieur de cette surface. Dans les régions intérieure et extérieure, les champs sont développés en termes de fonctions harmoniques sphériques radiales appropriées. La région intermédiaire est traitée via une analyse en élément finis.

FE peut être appliquée à des particules de forme quelconque, est conceptuellement simple et facile à mettre en œuvre. Cependant, les calculs FE sont répartis sur le domaine de calcul entier au lieu d'être confiné au diffuseur seul.

## B.7 Équation intégrale de Fredholm

Cette méthode, appelée en anglais *Fredholm integral equation method*, a été introduite à l'origine pour traiter la diffusion potentielle en mécanique quantique (Holt et Santoso, 1972, 1973) et a été étendue par Uzunoglu *et al.* (1976) pour traiter la diffusion d'ondes électromagnétiques par des sphéroïdes diélectriques afin de modéliser la diffusion par des particules précipitantes. Elle est décrite en détail par Holt (1980).

Les amplitudes de diffusion avant et arrière furent calculées pour la pluie à un certain nombre de fréquences entre 4 et 30 GHz (Uzunoglu *et al.*, 1977) et pour de la pluie glacée à 20 et 30 GHz (Evans et Holt, 1977). La méthode a également été utilisée pour des cylindres de sections efficaces elliptiques (Uzunoglu et Holt, 1977) et rectangulaires (Shepherd et Holt, 1980) et pour des cylindres circulaires finis (Shepherd *et al.*, 1981) dans une tentative pour déterminer l'importance de la forme sur la diffusion des microondes par les particules de glace. Un exemple de calcul pour des ellipsoïdes a été donné par Holt *et al.* (1978).

Cette méthode présente l'inconvénient de requérir une implantation différente pour des particules de forme différente. Par contre, elle permet de n'effectuer qu'un seul calcul pour des diffuseurs de même forme, mais de fonction diélectrique changeante (c'est-à-dire par exemple de température différente).

## B.8 Approximation optique géométrique

On ne s'attardera pas sur cette méthode appelée en anglais *geometrics optics approximation* (GO) ou *ray-tracing approximation*, car elle n'est valable que pour des particules bien plus grosses que la longueur d'onde incidente (on explique ainsi la formation des arcs-en-ciel). Par comparaison avec la théorie de Mie, Hansen et Travis (1974) ont montré que l'approximation ne donne des résultats satisfaisants que pour des paramètres de taille de l'ordre de plusieurs centaines.

# Index

- A**  
approximation  
de l'optique géométrique ..... **214**  
du dipôle discret ..... 212  
assimilation variationnelle de données . 132  
atténuation ..... 17, **68**  
spécifique . voir coefficient d'extinction
- C**  
coefficient  
d'atténuation par unité de longueur voir  
coefficient d'extinction  
d'extinction ..... 17, 53, **55**, 55, 68  
constante  
diélectrique ..... 64  
du radar ..... **18**  
contenu ..... **23**  
courbure du faisceau ..... **46**
- D**  
déphasage spécifique ..... **20**  
distribution granulométrique de particules  
17, **22**
- E**  
éclairage énergétique ..... 54  
effet Bergeron ..... 25  
élévation ..... **15**  
équation  
du radar ..... **15**  
intégrale de Fredholm ..... 60, **213**  
équivalent modèle des observations . . . 133
- F**  
facteur  
de dépolarisation ..... **56**  
de forme ..... **208**  
de perte ..... **64**  
de réflectivité radar ..... **18**  
équivalent ..... **17**, 72
- équivalent estimé ..... **18**  
diélectrique ..... 17, **56**  
filtre de Kalman d'ensemble ..... **136**  
fonction  
d'émission en puissance normalisée voir  
fonction de directivité d'antenne  
d'erreur ..... 46  
de coût ..... 132  
de directivité d'antenne ..... **40**  
de distribution du gain d'antenne nor-  
malisée . voir fonction de directivité  
d'antenne  
de poids radiale ..... **45**  
diélectrique complexe . voir permittivité  
relative  
gamma ..... 22  
formalisme de Mie discrétisé ..... 211  
formule  
de Clausius-Mossotti ..... 65  
de Debye ..... **65**, 65  
fréquence  
de relaxation ..... 64  
de répétition ..... 19, 74
- I**  
incrément d'analyse ..... **133**  
indice  
de réfraction ..... 53, 64, 66  
de réfraction complexe relatif . . . **55**, 55  
de réfraction de l'air ..... 46  
infraréfraction ..... 48  
initialisation physique ..... **138**  
innovation ..... **133**
- L**  
*Latent heat nudging* ..... **138**  
loi de Descartes ..... 46, 47
- M**  
masse volumique de l'air sec pour l'état de



référence de Méso-NH.....	<b>23</b>
matrice	
de covariance des erreurs	
d'ébauche .....	<b>133</b>
d'observation.....	<b>133</b>
de prévision .....	137
de diffusion en amplitude.....	20, <b>54</b>
de gain de Kalman .....	<b>137</b>
méthode	
de l'équation intégrale volumique .	211
de la condition aux limites étendue .	59
de la correspondance des points	60, <b>210</b>
de la matrice de ligne de transmission	211
de la matrice T.....	<b>58</b>
de séparation des variables pour sphé-	
roïdes .....	60,
<b>209</b>	
de Waterman..... voir méthode de la	
matrice T	
de Yasuura ... voir technique multipôle	
généralisée	
des différences finies dans le domaine	
temporel .....	211
des éléments finis .....	211
des lignes .....	<b>211</b>
des moments.....	60, <b>209</b>
des sources discrètes... voir technique	
multipôle généralisée	
des sources fictives .....	voir technique
multipôle généralisée	
du dipôle couplé.....	212
multipôle multiple..... voir technique	
multipôle généralisée	
unimoment.....	<b>213</b>
modèle	
de relaxation de Debye .....	64
du rayon terrestre effectif .....	47
moment dipolaire .....	55
<b>N</b>	
<i>nudging</i> .....	voir relaxation newtonienne
<b>O</b>	
opérateur	
d'observation.....	133
de prévision linéarisé.....	137
ouverture angulaire du faisceau radar à	
-3 dB .....	41

<b>P</b>	
paramètre	
de dispersion .....	22
de pente.....	22
de taille .....	<b>55</b> , 210
permittivité relative.....	55, 64
de l'eau liquide .....	<b>64</b>
piégeage (de faisceau radar) .....	48
polarisabilité .....	55, 212
polarisation .....	212
procédure d'ajustement de l'humidité..	<b>148</b>
propagation anormale .....	48
pseudo-observation .....	135
puissance	
absorbée .....	54
d'extinction .....	54
diffusée .....	54
incidente.....	54
<b>Q</b>	
quadrature	
de Gauss-Hermite.....	43
de Gauss-Laguerre .....	70
de Gauss-Legendre.....	45
<b>R</b>	
radar polarimétrique .....	15, 19
rapport	
d'aspect .....	<b>59</b> , 210
d'axes .....	<b>56</b> , <b>61</b>
de mélange .....	<b>23</b>
réflectivité	
différentielle.....	20
radar.....	<b>16</b>
réfractivité .....	46
relaxation newtonienne.....	142
<b>S</b>	
section efficace	
d'extinction.....	54, 57
de l'antenne .....	16
de rétrodiffusion .....	<b>16</b> , 17, 54
site..... voir élévation	
subréfraction .....	voir infraréfraction
superréfraction..... voir supraréfraction	
supraréfraction .....	48
<b>T</b>	
taux de précipitation .....	69, 132

- technique adjointe . . . . . voir assimilation  
variationnelle de données
- technique multipôle généralisée . . . . 59, **208**
- température
- au point triple . . . . . 26
  - inverse relative . . . . . **64**
- théorie
- de Lorenz-Mie . . . . voir théorie de Mie
  - de Mie . . . . . **57**
- V**
- vecteur
- d'état . . . . . 132
  - d'observation . . . . . 133
  - de Poynting . . . . . 54
- vitesse Doppler . . . . . 18



# Glossaire

- 1DVar : (*unidimensional variational*) Assimilation variationnelle unidimensionnelle . 135, 136, 140, 143, 145, 152
- 1DVCA : (*unidimensional variational continuous assimilation*) Voir Hou *et al.* (2004) . . . . 136
- 3DVar : (*threedimensional variational*) Assimilation variationnelle tridimensionnelle . 50, 135, 142, 143, 149–152, 160, 161, 178, 187, 189, 191, 195, 199, 200, 219
- 4DVar : (*quadrimensional variational*) Assimilation variationnelle quadrimensionnelle 11, 133–138, 143, 149, 152, 178, 222

## A

- ADAS : (*ARPS data assimilation system*) Système d'assimilation de données du modèle ARPS. Voir Brewster (1996) . . . . . 132, 140, 142, 143
- Aladin : (*Aire limitée, adaptation dynamique, développement international*) Version à aire limitée d'Arpege. Voir Bubnová *et al.* (1995). . . . 3, 50, 75, 77, 98, 99, 128, 145, 149–151, 189, 200, 201, 219
- aLMo : (*Alpine model*) Version suisse de LM . . . . . 139
- Aramis : (*Application radar à la météorologie infra-synoptique*) Réseau d'observation radar de Météo-France. Voir Parent du Châtelet (2003). . . 10, 11, 30, 42, 46, 69, 73, 74, 98, 195
- Arome : (*Applications de la recherche à l'opérationnel à mésoéchelle*) Modèle à aire limitée à haute résolution développé par Météo-France combinant la dynamique et le système d'assimilation 3DVar d'Aladin et les paramétrisations physiques de Mésos-NH. Voir Ducrocq *et al.* (2005) et Bouttier (2007) . 3, 9, 11, 40, 50, 73, 75, 77, 98, 99, 128, 131, 143, 145, 148–153, 189, 199–201
- Arpege : (*Action de recherche petite échelle grande échelle*) Modèle global opérationnel de Météo-France. Voir Courtier *et al.* (1991). . . 28, 37, 149, 152, 156, 159, 167, 169, 178, 179, 183, 190, 195, 201, 219
- ARPS : (*Advanced regional prediction system*) Modèle de PN compressible et nonhydrostatique décrit par Xue *et al.* (2000, 2001, 2003) . . . . . 9, 137, 138, 140, 219
- AVHRR : (*Advanced very high resolution radiometer*) Instrument de télédétection mesurant le rayonnement qui peut être utilisé pour déterminer la couverture nuageuse et la température de surface (de la Terre ou du sommet des nuages). . . . . 140

## B

- Bolam : (*Bologna limited area model*) Modèle hydrostatique à mésoéchelle développé à l'Institut d'étude des phénomènes physiques et chimiques de la basse et haute atmosphère (Fisbat-CNR) de Bologne en Italie. Voir Buzzi *et al.* (1994), Buzzi et Foschini (2000) 140

## C

- CAPE : (*convective available potential energy*) Énergie potentielle disponible convective . . . 27

- CAPPI : (*constant altitude plan position indicator*) Composite bidimensionnelle de PPIs obtenue en affichant les échos radar les plus proches d'une altitude donnée . . . . . 168, 169, 180
- CEPMMT : (*Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme*) En anglais *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF)*. Voir <http://www.ecmwf.int/> . . . . . 135, 221
- CMR : (*Centre de météorologie radar*) Subdivision de Météo-France en charge du traitement des données radar . . . . . 3, 98, 168
- CNRM : (*Centre national de recherches météorologiques*) Centre de recherche de Météo-France. . . . . 3, 21, 131, 201, 220
- COSMO : (*Consortium for small-scale modeling*) Consortium visant à développer, améliorer et maintenir un modèle atmosphérique à aire limitée non-hydrostatique pour les applications opérationnelles et de recherche de ses membres. Voir <http://www.cosmo-model.org/public/default.htm> . . . . . 9
- COST : (*European cooperation in the field of scientific and technical research*) Programmes de recherche financés par le programme européen pour la recherche et le développement technologique . . . . . 131
- D**
- DGP : (*distribution granulométrique des particules*) Densité volumique de particules d'un certain type (eau liquide précipitante, neige, glace primaire, etc.) par taille. 17, 22–24, 26, 60
- DWD : (*Deutscher Wetterdienst*) Service météorologique allemand. . . . . 221
- E**
- EERM : (*Établissement d'études et de recherches météorologiques*) Ancien nom du CNRM. 19
- EnKF : (*ensemble Kalman filter*) Filtre de Kalman d'ensemble . . . . . 136–138, 143
- EnSRF : (*ensemble square root Kalman filter*) Variante du filtre de Kalman d'ensemble . . 137, 138
- Eta : Modèle de PN régional du NMC puis du NCEP. . . . . 134, 139, 140
- ETS : (*equitable threat score*) Score de menace équitable . . . . . 170, 183, 184, 193, 206
- F**
- FSL : (*Forecast systems laboratory*) Laboratoire de recherche dépendant de la NOAA. . . . . 221
- FSU : (*Florida state university*) Université de l'État de Floride. . . . . 220
- FSUGSM : (*Florida state university global spectral model*) Modèle de PN spectral global à équations primitives de la FSU. Voir Krishnamurti *et al.* (1991) et Cocke et LaRow (2000). . . . . 134
- G**
- GCE : (*Goddard cumulus ensemble*) Modèle de nuage . . . . . 145, 146
- GEM : (*Global environmental multiscale*) Modèle atmosphérique opérationnel global canadien. Voir Côté *et al.* (1998). . . . . 220
- GEM-LAM : (*Global environmental multiscale limited-area model*) Version à aire limitée de GEM. . . . . 9
- GPROF : (*Goddard profiling algorithm*) Algorithme de restitution 1D de taux de précipitation à partir de données satellitaires. Voir Kummerow *et al.* (2001) . . . . . 145, 152
- GPS : (*Global positioning system*) Système de géolocalisation par satellites dont les données peuvent être utilisées à des fins météorologiques . . . . . 201

**H**

Hirnam : (*High-Resolution Limited Area Model*) Modèle à aire limitée à haute résolution. Voir Undén *et al.* (2002) ..... 222

**I**

IFS : (*Integrated forecasting system*) Système d'analyse et de PN du CEPMMT. Voir <http://www.ecmwf.int/research/ifs/> et [http://www.ecmwf.int/products/data/operational\\_system/](http://www.ecmwf.int/products/data/operational_system/) ..... 22, 149, 201

ISBA : (*Interactions soil-biosphere-atmosphere*) Schéma de surface. Voir Noilhan et Planton (1989). ..... 22

**J**

JMA : (*Japan meteorological agency*) Service météorologique japonais ..... 138, 221

**K**

KMA : (*Korean meteorological administration*) Service météorologique sud-coréen. .... 135

**L**

LAPS : (*Local analysis and prediction system*) Système d'analyse à mésoéchelle par combinaison d'observations développé par le FSL. Voir Albers *et al.* (1996) et <http://laps.noaa.gov/> ..... 140, 143

LHN : (*latent heat nudging*) Méthode d'assimilation des taux de précipitation par ajustement de profils de chaleur latente par relaxation newtonienne ..... 138, 139, 143, 144

LM : (*Lokal-Modell*) Modèle opérationnel à haute résolution (quelques kilomètres) non-hydrostatique à aire limitée du service météorologique allemand (DWD). ... 9, 40, 139, 219, 222

LTHE : (*Laboratoire d'étude des transferts en hydrologie et environnement*) Voir <http://www.lthe.hmg.inpg.fr/> ..... 60

**M**

MAP : (*Mesoscale Alpine programme*) Projet international et expérience de terrain associée relatif à l'étude des phénomènes de mésoéchelle sur les Alpes ..... 9

MC2 : (*Mesoscale compressible community*) Modèle de PN canadien. Voir Benoit *et al.* (1997). 135

MCS : (*mesoscale convective system*) Système convectif de mésoéchelle ... 27, 29, 31, 32, 36, 133, 167, 179, 199, 200

Méso-NH : Modèle atmosphérique non-hydrostatique de mésoéchelle développé conjointement par Météo-France et le Laboratoire d'aérodynamique. Voir <http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/> et Lafore *et al.* (1998). ..... 21

Met Office : Service météorologique du Royaume-Uni ..... 139, 141, 221, 222

MM5 : Modèle mésoéchelle de 5<sup>e</sup> génération développé par l'université de l'état de Pennsylvanie et le NCAR. Voir Dudhia (1993). ..... 9, 134, 135

MOPS : (*Moisture observation pre-processing system*) Système de préanalyse des zones nuageuses du Met Office. Voir Macpherson *et al.* (1996) ..... 141, 142

MSL : (*mean sea level*) Au-dessus du niveau moyen de la mer. .... 162, 163, 179, 180

MSM : (*Mesoscale model*) Modèle à mésoéchelle opérationnel du JMA. .... 134

## N

- NCAR : (*National center for atmospheric research*) Centre de recherche atmosphérique des États-Unis. Voir <http://www.ncar.ucar.edu/> ..... 221
- NCEP : (*National centers for environmental prediction*) Centres en charge de produire des avertissements, des prévisions et des analyses météorologiques, hydrologiques et climatologiques dépendant du service météorologique des États-Unis (*National weather service, NWS*) lui-même dépendant de la NOAA..... 135, 220
- NMC : (*National meteorological center*) Ancien nom du NCEP..... 220
- NOAA : (*National oceanic and atmospheric administration*) Agence fédérale des États-Unis étudiant la condition des océans et de l'atmosphère. Voir <http://www.noaa.gov/222>

## O

- OLR : (*outgoing longwave radiation*) Rayonnement grandes ondes sortant..... 138
- OSSE : (*observing system simulation experiment*) Expérience de simulation de système d'observation..... 134, 137, 138, 140, 153, 155, 156, 165, 175, 200

## P

- Patom : Programme atmosphère et océan multi-échelles..... 3
- PERSIANN : (*Precipitation estimation from remotely sensed information using artificial neural networks*) Système d'estimation des précipitations à partir de données satellitaires. Voir Hsu *et al.* (1997) et Sorooshian *et al.* (2000). ..... 133, 134
- PIA : (*path integrated attenuation*) Atténuation intégrée sur le chemin optique..... 70
- PN : Prévision numérique (sous-entendu « du temps »). En anglais NWP (*numerical weather prediction*) ..... 9, 26, 77, 219–222
- PPI : (*plan position indicator*) Mode de balayage radar en azimuth à élévation constante. ... 131, 168, 220
- PRF : (*pulse repetition frequency*) Fréquence de répétition des impulsions radar ..... 19

## R

- Radome : (Réseau d'acquisition de données d'observations météorologiques étendu) Réseau temps réel d'observation au sol de Météo-France. Voir Tardieu et Leroy (2003)... 167
- RAMS : (*Regional atmospheric modeling system*) Modèle atmosphérique multi-échelle. Voir Cotton *et al.* (2003)..... 9
- RMSE : (*root mean squared error*) Écart quadratique moyen ..... 170, 184, 193
- RSM : (*Radar Simulation Model*) Simulateur radar développé pour LM et Hirlam. Voir Haase et Crewell (2000) et Haase et Fortelius (2001) ..... 40

## S

- SEVIRI : (*Spinning enhanced visible and infra red imager*) Imageur visible et infra rouge du satellite Météosat seconde génération..... 201
- SSM/I : (*Special sensor microwave/imager*) Instrument de télédétection passive sondant quatre canaux entre 19,35 et 85,5 GHz. .... 133, 134, 140

## T

- TEB : (*Town energy budget*) Schéma de bilan énergétique de ville. Voir Masson (2000) .... 22
- TEMP : Message météorologique élaboré à partir des données mesurées par radiosonde. ... 150
- TMI : (*TRMM microwave imager*) Instrument de télédétection à bord de TRMM ..... 135
- TRMM : (*Tropical rainfall measuring mission*) Satellite ayant pour but de mesurer la pluie et les échanges d'énergie latente de condensation dans les régions subtropicales et tropicales

(entre 30°N et 30°S). Voir Simpson *et al.* (1988) et <http://trmm.gsfc.nasa.gov/222>

## U

UM : (*Unified model*) Modèle de PN du Met Office ..... 9, 139

## V

VDRAS : (*Variational Doppler radar analysis system*) Système d'assimilation 4DVar .... 134

VIL : (*vertically integrated liquid water content*) Contenu intégré en eau liquide ..... 40

## W

WRF : (*Weather research and forecasting model*) Modèle atmosphérique de mésoéchelle développé par des laboratoires des États-Unis. Voir <http://www.wrf-model.org/index.php>. ..... 9, 142

WSR-88D : (*Weather surveillance radar 88 Doppler*) Radars Doppler du réseau de surveillance du temps des États-Unis. Ce réseau de radars est le produit du programme Nexrad (*Next generation weather radar*), qui fut lancé en 1980 et est conduit par le *Dept. of Commerce*, le *Dept. of Defense* et le *Dept. of Transportation* du gouvernement américain. Ces radars sont en bande S ; la largeur du faisceau est de 0,95°. Ils fournissent réflectivités, vitesses Doppler et largeurs spectrales du signal avec une résolution de 250 m × 1° jusqu'à 230 km pour les vitesses et une résolution de 1 km × 1° jusqu'à 460 km pour les réflectivités (*level II data*). Voir Crum et Alberty (1993) ..... 134, 135, 138, 139





## Liste des variables utilisées

$\alpha$ : polarisabilité	55
$\alpha_j$ : paramètre de dispersion de DGP	22
$\delta\mathcal{V}$ : volume infinitésimal (en $\text{m}^3$ )	17
$\Delta\vartheta$ : ouverture angulaire à $-3$ dB du lobe principal	41
$\eta$ : réflectivité radar (en $\text{m}^{-1}$ )	16
$\Gamma$ : fonction gamma	22
$\kappa$ : coefficient d'extinction (en $\text{m}^{-1}$ )	55
$\lambda$ : longueur d'onde de l'impulsion (en m)	16
$\lambda_b$ : facteur de dépolarisation	56
$\lambda_j$ : paramètre de pente de DGP (en $\text{m}^{-1}$ )	22
$\nu_j$ : paramètre de dispersion de DGP	22
$\omega$ : pulsation de l'onde émise par le radar	54
$\omega$ : pulsation des trains d'ondes	19
$\phi$ : angle azimutal de la cible dans un repère lié au radar	15
$\Phi$ : phase mesurée lorsque l'onde a été réfléchiée et est retournée à l'émetteur-récepteur	19
$\phi'$ : angle azimutal de la cible par rapport à la direction de rayonnement maximum	15
$\phi_0$ : angle azimutal du centre de la porte dans un repère lié au radar	15
$\rho_i$ : masse volumique de la glace	68
$\rho_w$ : masse volumique de l'eau liquide	61
$\rho_{d\text{ref}}$ : masse volumique de l'air sec pour l'état de référence de Mésos-NH (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )	23
$\sigma$ : section efficace de rétrodiffusion	16, 55
$\sigma_Z$ : écart-type de l'erreur d'observation et d'opérateur d'observation pour la réflectivité	147
$\tau$ : durée de l'impulsion radar (s)	18
$\vartheta$ : angle latitudinal de la cible dans un repère lié au radar	15
$\vartheta'$ : angle latitudinal de la cible par rapport à la direction de rayonnement maximum	15
$\vartheta_0$ : angle latitudinal du centre de la porte dans un repère lié au radar	15
<b>A</b>	
$A$ : coefficient d'extinction en $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$	55
$a$ : rayon de la Terre	47
$A_e$ : section efficace de l'antenne (en $\text{m}^2$ )	16
$a_e$ : rayon effectif de la Terre	47
$A_t$ : section d'une cible (en $\text{m}^2$ )	15
<b>B</b>	
$\mathbf{B}$ : matrice de covariance des erreurs d'ébauche	133
$B_6$ : largeur de bande du récepteur à $-6$ dB	46

**C**

$C$ : constante du radar . . . . .	18
$c$ : célérité de la lumière dans le vide ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) . . . . .	18
$C_e$ : section efficace d'extinction . . . . .	54

**D**

$D$ : diamètre ou dimension maximale d'une particule (en m) . . . . .	17
$\mathcal{D}$ : diamètre de l'antenne . . . . .	41
$\mathbf{d}$ : vecteur innovation . . . . .	133
$D_e$ : diamètre équivalent qu'aurait une sphère de même composition . . . . .	68
$\vartheta_j$ : densité de l'hydrométéore de type $j$ par rapport à l'eau liquide . . . . .	68
$D_m$ : diamètre fondu équivalent qu'aurait une sphère liquide de même masse . . . . .	68

**E**

$e$ : pression partielle de vapeur d'eau . . . . .	47
$\mathbf{E}^d$ : champ électrique diffusé . . . . .	54
$\mathbf{E}^i$ : champ électrique incident . . . . .	54

**F**

$f$ : fraction volumique de glace pure . . . . .	68
$f^2$ : diagramme d'émission de l'antenne . . . . .	15

**G**

$g$ : constante de gain de l'antenne . . . . .	15
--	----

**H**

$h$ : altitude au-dessus de la surface . . . . .	47
$\mathbf{H}$ : opérateur d'observation . . . . .	133
$\mathbf{H}_Z$ : opérateur d'observation pour les réflectivités . . . . .	147

**I**

$\mathbf{I}$ : matrice identité . . . . .	147
$I_i$ : éclairage énergétique . . . . .	54

**K**

$ K ^2$ : facteur diélectrique . . . . .	56
$\mathbf{k}_d$ : vecteur de l'onde diffusée . . . . .	54
$K_{dp}$ : déphasage spécifique (en $\text{m}^{-1}$ ) . . . . .	20
$\mathbf{K}^i$ : matrice de gain de Kalman . . . . .	137
$\mathbf{k}_i$ : vecteur de l'onde incidente . . . . .	54

**L**

$L$ : pondération due à la bande finie du récepteur . . . . .	16
$l$ : atténuation subie entre le radar et la cible . . . . .	15

**M**

$m$ : indice de réfraction complexe relatif . . . . .	55
$\mathbf{M}$ : opérateur de prévision linéarisé . . . . .	137
$M_j$ : contenu en hydrométéore (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) . . . . .	23
$\mathfrak{M}_j$ : moment de DGP . . . . .	23
$m_j$ : masse d'une particule de type $j$ (en kg) . . . . .	23

<b>N</b>	
$N$ : réfractivité .....	47
$N_{0j}$ : densité volumique de particules (en $\text{m}^{-3}$ ) .....	22
$N_j$ : distribution granulométrique des particules de type $j$ (en $\text{m}^{-4}$ ) .....	17, 22
$n_{\text{obs}}$ : nombre d'observations du vecteur $\mathbf{y}_Z$ .....	147
<b>P</b>	
$P_\sigma$ : puissance reçue par une cible de section $A_t$ (en W) .....	15
$\mathbf{p}$ : moment dipolaire .....	55
$p$ : pression .....	47
$P_{00}$ : valeur de référence de la pression (1000 hPa) .....	23
$P_r$ : puissance reçue par l'antenne radar (en W) .....	16
PRF : fréquence de répétition .....	19
$P_t$ : puissance transmise par l'antenne du radar (en W) .....	15
<b>Q</b>	
<b>Q</b> : matrice de covariance des erreurs de prévision .....	137
<b>R</b>	
<b>R</b> : matrice de covariance des erreurs d'observation .....	133
$\mathcal{R}$ : rapport d'axes du sphéroïde .....	56
$\mathbf{R}$ : vecteur de Poynting .....	54
$\mathbf{r}$ : vecteur qui désigne la position du centre du volume infinitésimal .....	17
$\mathbf{r}_0$ : vecteur joignant l'antenne émettrice du radar au centre du volume de résolution (en m) .	17
$r$ : distance entre l'antenne et la cible .....	15
$r_6$ : longueur du volume de résolution à $-6$ dB .....	46
$r_j$ : rapport de mélange .....	23
$\mathbf{R}_Z$ : matrice de covariance des erreurs d'observation et d'opérateur d'observation .....	147
<b>S</b>	
<b>S</b> : matrice de diffusion en amplitude .....	54
$s$ : distance au radar projetée sur la surface de la Terre .....	47
<b>T</b>	
$T$ : température absolue .....	47
$T_t$ : température au point triple .....	26
<b>V</b>	
$\mathcal{V}$ : volume de résolution (en $\text{m}^3$ ) .....	16
$v_r$ : vitesse radiale ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) .....	19
$v_T$ : vitesse de chute limite des hydrométéores (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) .....	19
<b>W</b>	
$W$ : fonction de poids radiale .....	45
$W_a$ : puissance absorbée .....	54
$W_d$ : puissance diffusée .....	54
$W_e$ : puissance d'extinction .....	54
$W_i$ : puissance incidente .....	54
<b>X</b>	
$x$ : paramètre de taille .....	55

$\mathbf{x}$ : vecteur d'état .....	133
$\mathbf{x}_a$ : vecteur d'état de l'analyse .....	132
$\mathbf{x}_b$ : vecteur d'état de l'ébauche .....	133
$\mathbf{x}_i$ : colonnes de variables modèle de l'ébauche au voisinage du profil observé à restituer ..	147
$\mathbf{x}_i^U$ : colonnes d'humidité relative du modèle correspondant aux colonnes de variables modèle de l'ébauche $\mathbf{x}_i$ .....	147

### Y

$\mathbf{y}$ : vecteur d'observation .....	133
$\mathbf{y}_{po}^U$ : profil de pseudo-observations d'humidité relative restitué .....	146
$\mathbf{y}_Z$ : profil vertical de réflectivités observées .....	146

### Z

$Z$ : facteur de réflectivité radar (en dBZ) .....	18
$z$ : facteur de réflectivité radar (en $m^3$ ) .....	18
$Z_{DR}$ : réflectivité différentielle (en dB) .....	20
$z_e$ : facteur de réflectivité radar équivalent (en $m^3$ ) .....	17
$\bar{z}_e$ : facteur de réflectivité radar équivalent estimé (en $m^3$ ) .....	18
$z_{HH}$ : facteur de réflectivité équivalente à polarisation horizontale (en $mm^6 \cdot m^{-3}$ ) .....	20
$z_{VV}$ : facteur de réflectivité équivalente à polarisation verticale (en $mm^6 \cdot m^{-3}$ ) .....	20

## Bibliographie

- ACQUISTA, C., 1976 : Light scattering by tenuous particles: A generalization of the Rayleigh-Gans-Rocard approach. *Appl. Opt.*, **15**, 2932–2936. Cité page 207.
- ADEN, A. L. et M. KERKER, 1951 : Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres. *J. Appl. Phys.*, **22**, 1242–1246. Cité page 58.
- AL-RIZZO, H. M. et J. M. TRANQUILLA, 1995a : Electromagnetic scattering from dielectrically coated axisymmetric objects using the generalized point-matching technique. I. Theoretical formulation. *J. Comput. Phys.*, **119**(2), 342–355. Cité page 211.
- et —, 1995b : Electromagnetic scattering from dielectrically coated axisymmetric objects using the generalized point-matching technique. II. Numerical results and comparisons. *J. Comput. Phys.*, **119**(2), 356–373. Cité page 211.
- ALBERONI, P. P., V. DUCROCQ, G. GREGORIČ, G. HAASE, I. HOLLEMAN, M. LINDSKOG, B. MACPHERSON, M. NURET et A. ROSSA, 2003 : COST Action 717 — Quality and Assimilation of Radar Data for NWP : A Review. European Commission, Bruxelles, Belgique, 38 p. Cité page 131.
- ALBERS, S. C., J. A. MCGINLEY, D. L. BIRKENHEUER et J. R. SMART, 1996 : The Local Analysis and Prediction System (LAPS): Analyses of clouds precipitation, and temperature. *Wea. Forecasting*, **11**(3), 273–287, doi:10.1175/1520-0434(1996)011<0273:TLAAPS>2.0.CO;2. Cité pages 140, 142 et 221.
- ANAGNOSTOU, E. N. et W. F. KRAJEWSKI, 1997 : Simulation of radar reflectivity fields: Algorithm formulation and evaluation. *Water Resour. Res.*, **33**(6), 1419–1428. Cité pages 39, 40, 42, 43 et 59.
- ANDSAGER, K., K. V. BEARD et N. F. LAIRD, 1999 : Laboratory measurements of axis ratios for large raindrops. *J. Atmos. Sci.*, **56**(15), 2673–2683, doi:10.1175/1520-0469(1999)056<2673:LMOARF>2.0.CO;2. Cité pages 62 et 67.
- ARNOLD, C. P., Jr. et C. H. DEY, 1986 : Observing-systems simulation experiments: Past, present, and future. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **67**(6), 687–695, doi:10.1175/1520-0477(1986)067<0687:OSSEPP>2.0.CO;2. Cité page 155.
- ASANO, S., 1979 : Light scattering properties of spheroidal particles. *Appl. Opt.*, **18**, 712–722. Cité page 210.
- et G. YAMAMOTO, 1975 : Light scattering by a spheroidal particle. *Appl. Opt.*, **14**, 29–49. Cité page 209.
- ATLAS, D., K. R. HARDY et J. JOSS, 1964 : Radar reflectivity of storms containing spongy hail. *J. Geophys. Res.*, **69**, 1955–1961. Cité page 65.
- AUSTIN, P. M. et A. C. BEMIS, 1950 : A quantitative study of the “bright band” in radar precipitation echoes. *J. Meteor.*, **7**(2), 145–151, doi:10.1175/1520-0469(1950)007<0145:AQSOTB>2.0.CO;2. Cité page 65.
- , 1987 : Relation between measured radar reflectivity and surface rainfall. *Mon. Wea. Rev.*, **115**(5), 1053–1070, doi:10.1175/1520-0493(1987)115<1053:RBMRRRA>2.0.CO;2. Cité page 132.
- AYDIN, K., 1978 : *Electromagnetic scattering from two-layered dielectric bodies*. PhD thesis, Electr. Eng. Dep., Middle East Tech. Univ. Ankara, Turquie. Cité page 59.
- et T. A. SELIGA, 1984 : Radar polarimetric backscattering properties of conical graupel. *J. Atmos. Sci.*, **41**(11), 1887–1892, doi:10.1175/1520-0469(1984)041<1887:RPBPOC>2.0.CO;2. Cité pages 59 et 62.

- et V. GIRIDHAR, 1992 : C-band dual-polarization radar observables in rain. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **9**(4), 383–390, doi : 10.1175/1520-0426(1992)009<0383:CBDFPR>2.0.CO;2. Cité page 68.
- , T. A. SELIGA et V. N. BRINGI, 1984 : Differential radar scattering properties of model hail and mixed-phase hydrometeors. *Radio Sci.*, **19**(1), 58–66. Cité pages 59, 62 et 67.
- , Y. ZHAO et T. A. SELIGA, 1989 : Rain-induced attenuation effects on C-band dual-polarization meteorological radars. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **27**(1), 57–66. Cité page 70.
- BALDWIN, M. E. et J. S. KAIN, 2006 : Sensitivity of several performance measures to displacement error, bias, and event frequency. *Wea. Forecasting*, **21**(4), 636–648, doi : 10.1175/WAF933.1. Cité page 205.
- BALLARD, S. P., M. DIXON, S. SWARBRICK, Z. LI, O. STILLER, H. W. LEAN, F. RIHAN et C. COLLIER, 2005 : Assimilation of radar data in the Met Office mesoscale and convective scale forecast systems. Preprints, *Joint 32<sup>nd</sup> Conf. on Radar Meteorology and 11<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Albuquerque, Nouveau-Mexique, Amer. Meteor. Soc. Paper no. JP1J.9. Cité page 139.
- BARBER, P. et C. YEH, 1975 : Scattering of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric bodies. *Appl. Opt.*, **14**(12), 2864–2872. Cité page 59.
- BARBER, P. W. et S. C. HILL, 1990 : *Light Scattering by Particles: Computational Methods*. World Scientific, New Jersey. Cité page 59.
- BARKER, D. M., W. HUANG, Y.-R. GUO et A. BOURGEOIS, 2003 : A three-dimensional (3DVAR) data assimilation system for use with MM5. NCAR Tech Note, 68 p. Cité page 135.
- , —, —, A. J. BOURGEOIS et Q. N. XIAO, 2004 : A three-dimensional variational data assimilation system for MM5: Implementation and initial results. *Mon. Wea. Rev.*, **132**(4), 897–914, doi : 10.1175/1520-0493(2004)132<0897:ATVDAS>2.0.CO;2. Cité page 135.
- BATES, R. H. T., 1975 : Analytic constraints on electromagnetic field computations. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **23**, 605–623. Cité page 210.
- BATTAN, L. J., 1973 : *Radar Observations of the Atmosphere*. University of Chicago Press, 324 p. Cité pages 41, 48, 56, 65, 68, 69, 70, 75 et 132.
- BEAN, B. R. et E. J. DUTTON, 1968 : *Radio meteorology*. Dover, New York, 435 p. Cité pages 47 et 68.
- BEARD, K. V., 1976 : Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *J. Atmos. Sci.*, **33**(5), 851–864, doi : 10.1175/1520-0469(1976)033<0851:TVASOC>2.0.CO;2. Cité page 61.
- et A. R. JAMESON, 1983 : Raindrop canting. *J. Atmos. Sci.*, **40**(2), 448–454, doi : 10.1175/1520-0469(1983)040<0448:RC>2.0.CO;2. Cité page 63.
- et C. CHUANG, 1987 : A new model for the equilibrium shape of raindrops. *J. Atmos. Sci.*, **44**(11), 1509–1524, doi : 10.1175/1520-0469(1987)044<1509:ANMFTE>2.0.CO;2. Cité page 62.
- et R. J. KUBESH, 1991 : Laboratory measurements of small raindrop distortion. Part 2: Oscillation frequencies and modes. *J. Atmos. Sci.*, **48**(20), 2245–2264, doi : 10.1175/1520-0469(1991)048<2245:LMOSRD>2.0.CO;2. Cité page 62.
- BECHTOLD, P., É. BAZILE, F. GUICHARD, P. MASCART et É. RICHARD, 2001 : A mass-flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**(573), 869–886. Cité page 22.
- BENOIT, R., M. DESGAGNÉ, P. PELLERIN, S. PELLERIN, Y. CHARTIER et S. DESJARDINS, 1997 : The Canadian MC2: A semi-Lagrangian, semi-implicit wideband atmospheric model suited for finescale process studies and simulation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**(10), 2382–2415, doi : 10.1175/1520-0493(1997)125<2382:TCMASL>2.0.CO;2. Cité page 221.
- BERGERON, T., 1928 : Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. I. Teil: Prinzipielle Einführung in das Problem der Luftmassen- und Frontenbildung. *Geofysiske Publikasjoner*, **V**(6). Cité page 25.
- , 1935 : On the physics of cloud and precipitation. *Procès-verbaux des séances de l'Association de météorologie, 5<sup>e</sup> assemblée générale de l'Union géodésique et géophysique internationale (1933), Mémoires et discussions*, volume 2, Lisbonne, 156–175. Cité page 25.
- BERRE, L., 2000 : Estimation of synoptic and mesoscale forecast error covariances in a limited-area model. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(3), 644–667, doi : 10.1175/1520-0493(2000)128<0644:EOSAMF>2.

0. CO;2. Cité page 149.
- , S. E. ȘTEFĂNESCU et M. BELO PEREIRA, 2006 : The representation of the analysis effect in three error simulation techniques. *Tellus A*, **58**(2), 196–209, doi : 10.1111/j.1600-0870.2006.00165.x. Cité page 150.
- BERRY, M. V. et I. C. PERCIVAL, 1986 : Optics of fractal clusters such as smoke. *Opt. Acta*, **33**(5), 577–591, doi : 10.1080/713821987. Cité page 59.
- BHANDARI, R., 1985 : Scattering coefficients for a multilayered sphere: Analytic expressions and algorithms. *Appl. Opt.*, **24**, 1960–1967. Cité page 58.
- BIELLI, S. et F. ROUX, 1999 : Initialization of a cloud-resolving model with airborne Doppler radar observations of an oceanic tropical convective system. *Mon. Wea. Rev.*, **127**(6), 1038–1055, doi : 10.1175/1520-0493(1999)127<1038:IOACRM>2.0.CO;2. Cité pages 141, 142 et 143.
- BLAKE, L. V., 1970 : *Prediction of radar range*, chapitre 2. In Skolnik (1990). Cité page 69.
- BOHREN, C. F. et L. J. BATTAN, 1981 : Backscattering of microwaves by spongy ice spheres. *Proc. 20<sup>th</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Boston, Amer. Meteor. Soc., 385–388. Cité pages 66 et 68.
- et —, 1982 : Radar backscattering of microwaves by spongy ice spheres. *J. Atmos. Sci.*, **39**(11), 2623–2628, doi : 10.1175/1520-0469(1982)039<2623:RBOMBS>2.0.CO;2. Cité pages 66 et 68.
- et D. R. HUFFMAN, 1983 : *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, 530 p. Cité pages 60, 66, 75, 207 et 208.
- BOUDEVILLAIN, B. et H. ANDRIEU, 2003 : Assessment of vertically integrated liquid (VIL) water content radar measurement. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**(6), 807–819, doi : 10.1175/1520-0426(2003)020<0807:A0VILV>2.0.CO;2. Cité pages 40, 58 et 66.
- BOUGEAULT, P. et P. LACARRÈRE, 1989 : Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**(8), 1872–1890, doi : 10.1175/1520-0493(1989)117<1872:P00ITI>2.0.CO;2. Cité page 22.
- BOUSQUET, O. et M. CHONG, 1998 : A Multiple-Doppler Synthesis and Continuity Adjustment Technique (MUSCAT) to recover wind components from Doppler radar measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**(2), 343–359, doi : 10.1175/1520-0426(1998)015<0343:AMDSAC>2.0.CO;2. Cité page 102.
- BOUTTIER, F., 2007 : Arome, avenir de la prévision régionale. *La Météorologie*, **58**, 12–20. Cité page 219.
- et P. COURTIER, 1999 : Data assimilation concepts and methods. Unpublished Meteorological Training Course from the ECMWF, Reading, Royaume-Uni, 75 p. Cité page 132.
- BRANDES, E. A., J. VIVEKANANDAN, J. D. TUTTLE et C. J. KESSINGER, 1995 : A study of thunderstorm microphysics with multiparameter radar and aircraft observations. *Mon. Wea. Rev.*, **123**(11), 3129–3143, doi : 10.1175/1520-0493(1995)123<3129:ASOTMW>2.0.CO;2. Cité page 67.
- , G. ZHANG et J. VIVEKANANDAN, 2002 : Experiments in rainfall estimation with a polarimetric radar in a subtropical environment. *J. Appl. Meteor.*, **41**(6), 674–685, doi : 10.1175/1520-0450(2002)041<0674:EIREWA>2.0.CO;2. Cité page 62.
- , — et —, 2005 : Corrigendum. *J. Appl. Meteor.*, **44**(1), 186, doi : 10.1175/1520-0450(2005)44<186:C>2.0.CO;2. Cité page 62.
- BREWSTER, K., 1996 : Application of a Bratseth analysis scheme including Doppler radar data. *Proc. 15<sup>th</sup> Conf. Wea. Anal. Forecast.*, Norfolk, VA, Amer. Meteor. Soc., 92–95. Cité pages 140 et 219.
- BRINGI, V. N. et T. A. SELIGA, 1977 : Scattering from non-spherical hydrometeors. *Ann. Des. Telecom.*, **32**, 392–397. Cité page 59.
- et V. CHANDRASEKAR, 2001 : *Polarimetric Doppler weather radar: Principles and applications*. Cambridge University Press, 636 p. Cité pages 19, 20, 53, 55, 56, 57 et 66.
- , T. A. SELIGA et W. A. COOPER, 1984 : Analysis of aircraft hydrometeor spectra and differential reflectivity ( $Z_{DR}$ ) radar measurements during the Cooperative Convective Precipitation Experiment. *Radio Sci.*, **19**(1), 157–167. Cité pages 61, 62 et 67.
- , R. M. RASMUSSEN et J. VIVEKANANDAN, 1986a : Multiparameter radar measurements in Colorado convective storms. Part I: Graupel melting studies. *J. Atmos. Sci.*, **43**(22), 2545–2563, doi : 10.



- 1175/1520-0469(1986)043<2545:MRMICC>2.0.CO;2. Cité pages 39, 59, 61, 62, 63, 64, 67 et 68.
- , J. VIVEKANANDAN et J. D. TUTTLE, 1986b : Multiparameter radar measurements in Colorado convective storms. Part II: Hail detection studies. *J. Atmos. Sci.*, **43**(22), 2564–2577, doi:10.1175/1520-0469(1986)043<2564:MRMICC>2.0.CO;2. Cité pages 39, 59, 62, 63 et 67.
- BUBNOVÁ, R., G. HELLO, P. BÉNARD et J.-F. GELEYN, 1995 : Integration of the fully elastic equations cast in the hydrostatic pressure terrain-following coordinate in the framework of the ARPEGE/Aladin NWP system. *Mon. Wea. Rev.*, **123**(2), 515–535, doi:10.1175/1520-0493(1995)123<0515:IOTFEE>2.0.CO;2. Cité page 219.
- BURLAUD, C., 2000 : *Utilisation de la polarisation radar pour la mesure de la pluie*. Rapport de stage du DEA Méthode physique en télédétection de l'université Pierre et Marie Curie, Paris, effectué au Dept of Atmospheric and Oceanic Sciences, McGill University, Montreal, Quebec, Canada, 47 p. Cité page 60.
- BUZZI, A. et L. FOSCHINI, 2000 : Mesoscale meteorological features associated with heavy precipitation in the southern Alpine region. *Meteor. Atmos. Phys.*, **72**(3–4), 131–146, doi:10.1007/s007030050011. Cité page 219.
- , M. FANTINI, P. MALGUZZI et F. NEROZZI, 1994 : Validation of a limited area model in cases of Mediterranean cyclogenesis: Surface fields and precipitation scores. *Meteor. Atmos. Phys.*, **53**(3–4), 137–153, doi:10.1007/BF01029609. Cité page 219.
- CANIAUX, G., 1993 : *Paramétrisation de la glace dans un modèle non-hydrostatique de nuage : Application à une ligne de grain tropicale*. Thèse de Doctorat, Université Paul-Sabatier, 257 p. Cité page 23.
- , J.-L. REDELSPERGER et J.-P. LAFORE, 1994 : A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. Part I: General description and water and heat budgets. *J. Atmos. Sci.*, **51**(14), 2046–2074, doi:10.1175/1520-0469(1994)051<2046:ANSOTS>2.0.CO;2. Cité page 22.
- CAPSONI, C. et M. D'AMICO, 1995 : A physical multiparameter radar simulator. *Proc. 27<sup>th</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Vail, Colorado, Amer. Meteor. Soc., 509–511. Cité page 39.
- et —, 1998 : A physically based radar simulator. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**(2), 593–598, doi:10.1175/1520-0426(1998)015<0593:APBR>2.0.CO;2. Cité pages 39, 41, 46, 61 et 70.
- , — et R. NEBULONI, 2001 : A multiparameter polarimetric radar simulator. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**(11), 1799–1809, doi:10.1175/1520-0426(2001)018<1799:AMPRS>2.0.CO;2. Cité page 39.
- CARRIÓ, G. G. et M. NICOLINI, 2002 : An alternative procedure to evaluate number concentration rates in two-moment bulk microphysical schemes. *Atmos. Res.*, **65**, 93–108, doi:10.1016/S0169-8095(02)00073-X. Cité page 26.
- CÁTERDRA, M. F., E. GAGO et L. NUÑO, 1989 : A numerical scheme to obtain the RCS of three-dimensional bodies of resonant size using the conjugate gradient method and the Fast Fourier Transform. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **37**, 528–537. Cité page 212.
- CAYA, A., J. SUN et C. SNYDER, 2005 : A comparison between the 4DVAR and the ensemble Kalman filter techniques for radar data assimilation. *Mon. Wea. Rev.*, **133**(11), 3081–3094, doi:10.1175/MWR3021.1. Cité page 138.
- CHANCIBAULT, K., 2002 : *Étude numérique des orages supercellulaires en France*. Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 207 p. Cité page 9.
- , S. ANQUETIN, V. DUCROCQ et G.-M. SAULNIER, 2006 : Hydrological evaluation of high-resolution precipitation forecast of the Gard flash-flood event (8–9 September 2002). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **132**, 1091–1117, doi:10.1256/qj.04.164. Cité pages 37 et 175.
- CHANDRASEKAR, V. et V. N. BRINGI, 1987 : Simulation of radar reflectivity and surface measurements of rainfall. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **4**(3), 464–478, doi:10.1175/1520-0426(1987)004<0464:SORRAS>2.0.CO;2. Cité pages 39, 55 et 61.
- , W. A. COOPER et V. N. BRINGI, 1988 : Axis ratios and oscillations of raindrops. *J. Atmos. Sci.*, **45**(8), 1323–1333, doi:10.1175/1520-0469(1988)045<1323:ARAOOR>2.0.CO;2. Cité page 62.
- CHANG, S.-K. et K. K. MEI, 1976 : Application of the unimoment method to electromagnetic scattering

- of dielectric cylinders. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **24**(1), 35–42. Cité page 213.
- CHANG, S. W. et T. R. HOLT, 1994 : Impact of assimilating SSM/I rainfall rates on numerical prediction of winter cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **122**(1), 151–164, doi:10.1175/1520-0493(1994)122<0151:IOASRR>2.0.CO;2. Cité page 139.
- CHARNOCK, H., 1955 : Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 639–640. Cité page 22.
- CIRIC, I. R. et F. R. COORAY, 2000 : *Separation of variables for electromagnetic scattering by spheroidal particles*. In MISHCHENKO, M. I., J. W. HOVENIER et L. D. TRAVIS, éditeurs, *Light Scattering by Nonspherical Particles*. Academic Press, San Diego, 89–130. Cité page 210.
- COCKE, S. et T. E. LAROW, 2000 : Seasonal predictions using a regional spectral model embedded within a coupled ocean-atmosphere model. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(3), 689–708, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<0689:SPUARS>2.0.CO;2. Cité page 220.
- COORAY, M. F. R. et I. R. CIRIC, 1992 : Scattering of electromagnetic waves by a coated dielectric spheroid. *J. Electromagnetic Waves Appl.*, **6**, 1491–1507. Cité page 210.
- CÔTÉ, J., S. GRAVEL, A. MÉTHOT, A. PATOINE, M. ROCH et A. STANIFORTH, 1998 : The operational CMC-MRB Global Environmental Multiscale (GEM) model. Part I: Design considerations and formulation. *Mon. Wea. Rev.*, **126**(6), 1373–1395, doi:10.1175/1520-0493(1998)126<1373:TOCMGE>2.0.CO;2. Cité page 220.
- COTTON, W. R., R. A. PIELKE Sr., R. L. WALKO, G. E. LISTON, C. J. TREMBACK, H. JIANG, R. L. MCANELLY, J. Y. HARRINGTON, M. E. NICHOLLS, G. G. CARRIO et J. P. MCFADDEN, 2003 : RAMS 2001: Current status and future directions. *Meteor. Atmos. Phys.*, **82**(1–4), 5–29, doi:10.1007/s00703-001-0584-9. Cité pages 9 et 222.
- COURTIER, P., C. FREYDIER, J.-F. GELEYN, F. RABIER et M. ROCHAS, 1991 : *The Arpege project at Météo-France*. In *Numerical Methods in Atmospheric Models*. ECMWF, Reading, Royaume-Uni, 193–231. Cité pages 149 et 219.
- , J.-N. THÉPAUT et A. HOLLINGSWORTH, 1994 : A strategy for operational implementation of 4D-Var using an incremental approach. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1367–1388. Cité pages 135 et 149.
- , E. ANDERSSON, W. HECKLEY, J. PAILLEUX, D. VASILJEVIC, M. HAMRUD, A. HOLLINGSWORTH, F. RABIER et M. FISHER, 1998 : The ECMWF implementation of three dimensional variational assimilation (3D-Var). Part I: Formulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1783–1807. Cité page 150.
- CROOK, N. A. et J. SUN, 2002 : Assimilating radar, surface, and profiler data for the Sydney 2000 forecast demonstration project. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**(6), 887–898, doi:10.1175/1520-0426(2002)019<0888:ARSAPD>2.0.CO;2. Cité pages 40, 42, 101, 102 et 131.
- CRUM, T. D. et R. L. ALBERTY, 1993 : The WSR-88D and the WSR-88D operational support facility. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **74**(9), 1669–1687, doi:10.1175/1520-0477(1993)074<1669:TWATWO>2.0.CO;2. Cité page 223.
- DANCE, S. L., 2004 : Issues in high resolution limited area data assimilation for quantitative precipitation forecasting. *Physica D*, **196**(1–2), 1–27, doi:10.1016/j.physd.2004.05.001. Cité page 131.
- DAVOLIO, S. et A. BUZZI, 2004 : A nudging scheme for the assimilation of precipitation data into a mesoscale model. *Wea. Forecasting*, **19**(5), 855–871, doi:10.1175/1520-0434(2004)019<0855:ANSFTA>2.0.CO;2. Cité page 140.
- DAWSON, D. T., II et M. XUE, 2006 : Numerical forecasts of the 15–16 June 2002 Southern Plains mesoscale convective system: Impact of mesoscale data and cloud analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **134**(6), 1607–1629, doi:10.1175/MWR3141.1. Cité page 140.
- DEBYE, P., 1915 : Zerstreung von Röntgenstrahlen. *Ann. der Phys.*, **46**(6), 809–823. Cité page 207.
- , 1929 : *Polar Molecules*. Chemical Catalogue Co., New York, New York, 172 p. Cité page 65.
- DELRIEU, G., J.-D. CREUTIN et H. ANDRIEU, 1995 : Simulation of radar mountain returns using a digitized terrain model. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**(5), 1038–1049, doi:10.1175/1520-0426(1995)012<1038:SORMRU>2.0.CO;2. Cité page 39.

- , H. ANDRIEU et J.-D. CREUTIN, 2000 : Quantification of path-integrated attenuation for X- and C-band weather radar systems operating in Mediterranean heavy rainfall. *J. Appl. Meteor.*, **39**(6), 840–850, doi : 10.1175/1520-0450(2000)039<0840:QOPIAF>2.0.CO;2. Cité page 70.
- , V. DUCROCQ, É. GAUME, J. NICOL, O. PAYRASTRE, E. YATES, P.-E. KIRSTETTER, H. ANDRIEU, P.-A. AYRAL, C. BOUVIER, J.-D. CREUTIN, M. LIVET, S. ANQUETIN, M. LANG, L. NEPEL, C. OBLED, J. PARENT DU CHÂTELET, G.-M. SAULNIER, A. WALPERSDORF et W. WOBROCK, 2005 : The catastrophic flash-flood event of 8–9 September 2002 in the Gard region, France: A first case study for the Cévennes-Vivarais Mediterranean Hydrometeorological Observatory. *J. Hydrometeorol.*, **6**(1), 34–52, doi : 10.1175/JHM-400.1. Cité pages 27, 42 et 43.
- DERBER, J. et F. BOUTTIER, 1999 : A reformulation of the background error covariance in the ECMWF global data assimilation system. *Tellus A*, **51**(2), 195–221, doi : 10.1034/j.1600-0870.1999.t01-2-00003.x. Cité page 150.
- DOICU, A. et T. WRIEDT, 1997 : Formulation of the extended boundary condition method for incident Gaussian beams using multiple-multipole expansions. *J. Modern Opt.*, **44**, 785–801. Cité page 208.
- et —, 2001 : T-matrix method for electromagnetic scattering from scatterers with complex structure. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **70**, 663–673. Cité page 59.
- , Y. EREMIN et T. WRIEDT, 2000 : *Acoustic and Electromagnetic Scattering Analysis Using Discrete Sources*. Academic Press, Londres. Cité page 209.
- DONNER, L. J., 1988 : An initialization for cumulus convection in numerical weather prediction models. *Mon. Wea. Rev.*, **116**(2), 377–385, doi : 10.1175/1520-0493(1988)116<0377:AIFCCI>2.0.CO;2. Cité page 138.
- et P. J. RASCH, 1989 : Cumulus initialization in a global model for numerical weather prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **117**(12), 2654–2671, doi : 10.1175/1520-0493(1989)117<2654:CIIAGM>2.0.CO;2. Cité page 138.
- DOPPLER, J. C., 1843 : Über das farbige Licht der Doppelsterne und einige andere Gestirne des Himmels. *Abhandlung der Königl. Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaft Sers.2*, 465–482. Cité page 18.
- DOVIK, R. J. et D. S. ZRNÍČ, 1993 : *Doppler Radar and Weather Observations*. Academic Press, San Diego, Californie, 2<sup>e</sup> édition, 562 p. Cité pages 17, 19, 41, 45, 46, 47, 49, 56 et 69.
- DOWELL, D. C., F. ZHANG, L. J. WICKER, C. SNYDER et N. A. CROOK, 2004 : Wind and temperature retrievals in the 17 May 1981 Arcadia, Oklahoma, supercell: Ensemble Kalman filter experiments. *Mon. Wea. Rev.*, **132**(8), 1982–2005, doi : 10.1175/1520-0493(2004)132<1982:WATRIT>2.0.CO;2. Cité page 137.
- DRAINE, B. T., 1988 : The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophys. J.*, **333**, 848–872. Cité page 212.
- et P. J. FLATAU, 1994 : Discrete-dipole approximation for scattering calculations. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**(4), 1491–1499. Cité page 212.
- DUCROCQ, V., J.-P. LAFORE, J.-L. REDELSPERGER et F. ORAIN, 2000 : Initialization of a fine-scale model for convective-system prediction: A case study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 3041–3065. Cité pages 9, 37, 141, 142, 143, 149, 156 et 159.
- , D. RICARD, J.-P. LAFORE et F. ORAIN, 2002 : Storm-scale numerical rainfall prediction for five precipitating events over France: On the importance of the initial humidity field. *Wea. Forecasting*, **17**(6), 1236–1256, doi : 10.1175/1520-0434(2002)017<1236:SSNRPF>2.0.CO;2. Cité pages 9, 141 et 143.
- , G. AULLO et P. SANTURETTE, 2003 : Les précipitations intenses et les inondations des 12 et 13 novembre 1999 sur le sud de la France. *La Météorologie*, **42**, 18–27. Cité page 9.
- , F. BOUTTIER, S. MALARDEL, T. MONTMERLE et Y. SEITY, 2005 : Le projet AROME. *La Houille Blanche*, **2**, 39–43. Cité pages 9 et 219.
- , O. NUISSIER, D. RICARD, C. LEBEAUPIN et T. THOUVENIN, 2007 : A numerical study of three catastrophic precipitating events over Western Mediterranean region (Southern France). Part II: Mesoscale triggering and stationarity factors. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* Soumis. Cité pages 32, 161 et 195.

- 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**(5), 1493–1513, doi:10.1175/1520-0493(1993)121<1493:ANVOTP>2.0.CO;2. Cité pages 9 et 221.
- DURRAN, D. R., 1989 : Improving the anelastic approximation. *J. Atmos. Sci.*, **46**(11), 1453–1461, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<1453:ITAA>2.0.CO;2. Cité page 21.
- EBERT, E. E., U. DAMRATH, W. WERGEN et M. E. BALDWIN, 2003 : The WGNE assessment of short-term quantitative precipitation forecasts. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **84**(4), 481–492, doi:10.1175/BAMS-84-4-481. Cité page 9.
- EREMIN, Yu. A. et A. G. SVESHNIKOV, 1993 : The discrete source method for investigating three-dimensional electromagnetic scattering problems. *Electromagnetics*, **13**, 1–22. Cité page 209.
- ERFANI, A., J. MAILHOT, S. GRAVEL, M. DESGAGNÉ, P. KING, D. SILLS, N. MCLENNAN et D. JACOB, 2005 : The high resolution limited area version of the Global Environmental Multiscale model and its potential operational applications. Preprints, *11<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Albuquerque, Nouveau-Mexique, Amer. Meteor. Soc. Paper no. 1M.4. Cité page 9.
- ERMA, V. A., 1968a : An exact solution for the scattering of electromagnetic waves from conductors of arbitrary shape: I. Case of cylindrical symmetry. *Phys. Rev.*, **173**, 1243–1257. Cité page 58.
- , 1968b : Exact solution for the scattering of electromagnetic waves from conductors of arbitrary shape: II. General case. *Phys. Rev.*, **176**, 1544–1553. Cité page 58.
- ESSEN, L. et K. D. FROOME, 1951 : The refractive indices and dielectric constants of air and its principal constituents at 24,000 Mc/s. *Proc. Phys. Soc.*, **64**, 862–875. Cité page 47.
- EVANS, B. G. et A. R. HOLT, 1977 : Scattering amplitudes and cross-polarisation of ice particles. *Electron. Lett.*, **13**(12), 342–344. Cité page 213.
- EVENSEN, G., 1994 : Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics. *J. Geophys. Res.*, **99**(C5), 10143–10162. Cité page 136.
- FALKOVICH, A., E. KALNAY, S. LORD et M. B. MATHUR, 2000 : A new method of observed rainfall assimilation in forecast models. *J. Appl. Meteor.*, **39**(8), 1282–1298, doi:10.1175/1520-0450(2000)039<1282:ANMOOR>2.0.CO;2. Cité pages 140 et 142.
- FANG, D. J. et F. J. LEE, 1978 : Tabulations of raindrop induced forward and backward scattering amplitudes. *COMSAT Tech. Rev.*, **8**(2), 455–484. Cité page 213.
- FARAFONOV, V. G., 1983 : The scattering of a plane electromagnetic wave by a dielectric spheroid. *Differential Equations*, **19**, 1765–1777. Cité page 209.
- , 2001 : Light scattering by axisymmetric multilayer particles. *Opt. Spectrosc.*, **91**, 92–102. Cité page 59.
- , N. V. VOSHCHINNIKOV et V. V. SOMSIKOV, 1996 : Light scattering by a core-mantle spheroidal particle. *Appl. Opt.*, **35**(27), 5412–5425. Cité page 210.
- FERRIER, B. S., 1994 : A double-moment multiple-phase four-class bulk ice scheme. Part I: Description. *J. Atmos. Sci.*, **51**(2), 249–280, doi:10.1175/1520-0469(1994)051<0249:ADMPF>2.0.CO;2. Cité page 26.
- FILLION, L. et R. ERRICO, 1997 : Variational assimilation of precipitation data using moist convective parameterization schemes: A 1D-Var study. *Mon. Wea. Rev.*, **125**(11), 2917–2942, doi:10.1175/1520-0493(1997)125<2917:VAOPDU>2.0.CO;2. Cité page 135.
- et J.-F. MAHFOUF, 2000 : Coupling of moist-convective and stratiform precipitation processes for variational data assimilation. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(1), 109–124, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<0109:COMCAS>2.0.CO;2. Cité page 135.
- et S. BELAIR, 2004 : Tangent linear aspects of the Kain-Fritsch moist convective parameterization scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **132**(10), 2477–2494, doi:10.1175/1520-0493(2004)132<2477:TLA0TK>2.0.CO;2. Cité page 135.
- FINDEISEN, W., 1938 : Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung. *Meteor. Z.*, **55**, 121–133. Cité page 25.
- FISCHER, C., T. MONTMERLE, L. BERRE, L. AUGER et S. E. ȘTEFĂNESCU, 2005 : An overview of the variational assimilation in the ALADIN/France numerical weather-prediction system. *Quart. J. Roy.*

- Meteor. Soc.*, **131**(613), 3477–3492, doi:10.1256/qj.05.115. Cité page 149.
- FISHER, M., 2003 : Background error covariance modelling. *Proc. Seminar on Recent developments in data assimilation for atmosphere and ocean*, Reading, Royaume-Uni, ECMWF, 45–63. <http://www.ecmwf.int/publications/library/do/references/show?id=86048>. Cité page 150.
- FLATAU, P. J., G. L. STEPHENS et B. T. DRAINE, 1990 : Light scattering by rectangular solids in the discrete-dipole approximation: A new algorithm exploiting the block-toeplitz structure. *J. Opt. Soc. Am. A*, **7**(4), 593–600. Cité page 212.
- FOOTE, G. B. et P. S. DU TOIT, 1969 : Terminal velocity of raindrops aloft. *J. Appl. Meteor.*, **8**(2), 249–253, doi:10.1175/1520-0450(1969)008<0249:TVORA>2.0.CO;2. Cité page 23.
- FRITSCH, J. M. et R. E. CARBONE, 2004 : Improving quantitative precipitation forecasts in the warm season: A USWRP research and development strategy. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**(7), 955–965, doi:10.1175/BAMS-85-7-955. Cité page 9.
- , R. A. HOUZE Jr., R. ADLER, H. BLUESTEIN, L. BOSART, J. BROWN, F. CARR, C. DAVIS, R. H. JOHNSON, N. JUNKER, Y.-H. KUO, S. RUTLEDGE, J. SMITH, Z. TOTH, J. W. WILSON, E. ZIPSER et D. ZRNIC, 1998 : Quantitative precipitation forecasting: Report of the eighth prospectus development team, U.S. weather research program. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**(2), 285–299, doi:10.1175/1520-0477(1998)079<0285:QPFROT>2.0.CO;2. Cité page 9.
- GAL-CHEN, T. et R. C. J. SOMMERVILLE, 1975 : On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations. *J. Comput. Phys.*, **17**, 209–228. Cité page 21.
- GALLUS, W. A., Jr. et M. SEGAL, 2001 : Impact of improved initialization of mesoscale features on convective system rainfall in 10-km Eta simulations. *Wea. Forecasting*, **16**(6), 680–696, doi:10.1175/1520-0434(2001)016<0680:IDIIOM>2.0.CO;2. Cité pages 132, 140, 141, 142 et 143.
- GANS, R., 1912 : Über die Form ultramikroskopischer Goldteilchen. *Ann. der Phys.*, **37**(5), 881–900. Cité page 56.
- , 1925 : Strahlungsdiagramme ultramikroskopischer Teilchen. *Ann. der Phys.*, **76**(1), 29–38. Cité page 207.
- GAO, J., M. XUE, A. SHAPIRO, Q. XU et K. K. DROEGEMEIER, 2001 : Three-dimensional simple adjoint velocity retrievals from single-Doppler radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**(1), 26–38, doi:10.1175/1520-0426(2001)018<0026:TDSAVR>2.0.CO;2. Cité page 102.
- , — et K. BREWSTER, 2003 : A 3DVar method for Doppler radar wind analysis with recursive filter. *Proc. 31<sup>st</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Seattle, Washington, Amer. Meteor. Soc. Paper no. PIC.4. Cité pages 101 et 102.
- , —, — et K. K. DROEGEMEIER, 2004 : A three-dimensional variational data analysis method with recursive filter for Doppler radars. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **21**(3), 457–469, doi:10.1175/1520-0426(2004)021<0457:ATVDAM>2.0.CO;2. Cité pages 101 et 102.
- , K. BREWSTER et M. XUE, 2005 : Differences between explicit and approximated radar ray paths due to vertical gradient of refractivity. Preprints, *Joint 32<sup>nd</sup> Conf. on Radar Meteorology and 11<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Albuquerque, Nouveau-Mexique, Amer. Meteor. Soc. Paper no. JP1J.14. Cité page 48.
- GERESDI, I., 1998 : Idealized simulation of the Colorado hailstorm case: comparison of bulk and detailed microphysics. *Atmos. Res.*, **45**(4), 237–252, doi:10.1016/S0169-8095(97)00079-3. Cité page 26.
- GIBSON, M., D. L. HARRISON et B. MACPHERSON, 2000 : Recent developments in assimilation of radar data at the Met. Office. *Phys. Chem. Earth (B)*, **25**, 1229–1231. Cité page 139.
- GIULI, D., L. FACHERIS et A. FRENI, 1993 : Integrated model for simulation of dual linear polarisation radar measurement fields. *IEE Proc.-F*, **140**(4), 223–232. Cité pages 39, 56 et 70.
- , L. BALDINI et L. FACHERIS, 1994 : Simulation and modeling of rainfall radar measurements for hydrological applications. *Natural Hazards*, **9**, 109–122. Cité pages 39, 41, 56, 70 et 73.
- GOEDECKE, G. H. et S. G. O'BRIEN, 1988 : Scattering by irregular inhomogeneous particles via the digitized Green's function algorithm. *Appl. Opt.*, **27**, 2431–2438. Cité page 212.
- GORGUCCI, E., G. SCARCHILLI, V. CHANDRASEKAR, P. F. MEISCHNER et M. HAGEN, 1998 : Inter-comparison of techniques to correct for attenuation of C-band weather radar signals. *J. Appl. Meteor.*,

- 37(8), 845–853, doi:10.1175/1520-0450(1998)037<0845: IOTTCF>2.0.CO;2. Cité page 70.
- GREEN, A. W., 1975 : An approximation for shape of large raindrops. *J. Appl. Meteor.*, **14**(8), 1578–1583, doi:10.1175/1520-0450(1975)014<1578:AAFTSO>2.0.CO;2. Cité page 61.
- GUNN, K. L. S. et T. W. R. EAST, 1954 : The microwave properties of precipitation particles. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **80**, 522–545. Cité page 70.
- GUO, Y.-R., Y.-H. KUO, J. DUDHIA, D. PARSONS et C. ROCKEN, 2000 : Four-dimensional variational data assimilation of heterogeneous mesoscale observations for a strong convective case. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(3), 619–643, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<0619:FDVDA0>2.0.CO;2. Cité pages 133 et 134.
- HAASE, G. et S. CREWELL, 2000 : Simulation of radar reflectivities using a mesoscale weather forecast model. *Water Resour. Res.*, **36**(8), 2221–2231. Cité pages 40, 47, 48, 58, 69 et 222.
- et C. FORTELIUS, 2001 : Simulation of radar reflectivities using Hirlam forecasts. Hirlam Tech. Rep., **51**, SMHI, S-601 76 Norrköping, Suède. Cité pages 40, 47, 48, 58 et 222.
- , S. CREWELL, C. SIMMER et W. WERGEN, 2000 : Assimilation of radar data in mesoscale models: Physical initialization and latent heat nudging. *Phys. Chem. Earth (B)*, **25**(10–12), 1237–1242. Cité pages 139, 141 et 142.
- , J. BECH, E. WATTRELOT, U. GJERTSEN et M. JURAŠEK, 2007 : Towards the assimilation of radar reflectivities: improving the observation operator by applying beam blockage information. Preprints, *33<sup>rd</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Cairns, Queensland, Australie, Amer. Meteor. Soc. Paper no. P4.2. Cité page 98.
- HAFNER, Ch. et K. BOMHOLT, 1993 : *The 3D Electrodynamic Wave Simulator*. Wiley, Chichester. Cité page 208.
- HAGE, J. I. et J. M. GREENBERG, 1990 : A model for optical properties of porous grains. *Astrophys. J.*, **361**, 251–259. Cité page 212.
- HANSEN, J. E. et L. D. TRAVIS, 1974 : Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**, 527–610. Cité page 214.
- HARIU, A. E. et T. M. PUHAKKA, 1986 : A method for correcting quantitative radar measurement for partial beam blocking. Report of Department of Meteorology, University of Helsinki, Helsinki. Cité page 73.
- HARRINGTON, R. F., 1968 : *Field Computation by Moment Methods*. Macmillan, New York, New York. Cité page 209.
- , 1987 : The method of moments in electromagnetics. *J. Electromagnetic Waves Appl.*, **1**, 181–200. Cité page 209.
- HERZEGH, P. H. et A. R. JAMESON, 1992 : Observing precipitation through dual-polarization radar measurements. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73**(9), 1771–1784, doi:10.1175/1520-0477(1992)073<1365:OPTDPR>2.0.CO;2. Cité page 20.
- HEYMSFIELD, A. J., 1972 : Ice crystal terminal velocities. *J. Atmos. Sci.*, **29**(7), 1348–1357, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<1348:ICTV>2.0.CO;2. Cité page 24.
- HITSCHFELD, W. et J. BORDAN, 1954 : Errors inherent in the radar measurement of rainfall at attenuating wavelengths. *J. Meteor.*, **11**(1), 58–67, doi:10.1175/1520-0469(1954)011<0058:EIITRM>2.0.CO;2. Cité pages 68 et 70.
- HOEFER, W. J. R. et P. P. M. SO, 1991 : *The Electromagnetic Wave Simulator: A Dynamic Visual Electromagnetics Laboratory Based on the Two-Dimensional TLM Method*. Wiley, Chichester. Cité page 211.
- HOEKSTRA, A. G. et P. M. A. SLOOT, 1996 : *The discrete-dipole approximation: Possibilities and problems to simulate elastic light scattering*. In WRIEDT, T. et OTHERS, éditeurs, *Proc. 1<sup>st</sup> Workshop Electromagn. Light Scattering: Theory Applic.* Univ. Bremen, 7–18. Cité page 212.
- HOLT, A. R., 1980 : *The Fredholm integral equation method and comparison with the T-matrix approach*. In VARADAN, V. K. et V. V. VARADAN, éditeurs, *Acoustic, Electromagnetics and Elastic Wave Scattering: Focus on the T-Matrix Approach*. Pergamon Press, New York, 255–268. Cité page 213.
- , 1982 : The scattering of electromagnetic waves by single hydrometeors. *Radio Sci.*, **17**(5), 929–945. Cité page 211.

- , 1984 : Some factors affecting the remote sensing of rain by polarization diversity radar in the 3- to 35-GHz frequency range. *Radio Sci.*, **19**(5), 1399–1412. Cité pages 63 et 68.
- et B. SANTOSO, 1972 : A Fredholm integral equation method for scattering phase shifts. *J. Phys. B*, **5**(3), 497–507. Cité page 213.
- et —, 1973 : The Fredholm integral method, II, The calculation of scattering amplitudes for potential scattering. *J. Phys. B*, **6**(10), 2010–2017. Cité page 213.
- , N. K. UZUNOGLU et B. G. EVANS, 1978 : An integral equation solution to the scattering of electromagnetic radiation by dielectric spheroids and ellipsoids. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **26**(5), 706–712. Cité page 213.
- HOLTON, J. R., 1979 : *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press Inc., 2<sup>e</sup> édition. Cité page 138.
- HOU, A. Y., D. V. LEDVINA, A. M. DA SILVA, S. Q. ZHANG, J. JOINER, R. M. ATLAS, G. J. HUFFMAN et C. D. KUMMEROW, 2000a : Assimilation of SSM/I-derived surface rainfall and total precipitable water for improving the GEOS analysis for climate studies. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(3), 509–537, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<0509:A0SIDS>2.0.CO;2. Cité page 136.
- , S. Q. ZHANG, A. M. DA SILVA et W. S. OLSON, 2000b : Improving assimilated global datasets using TMI rainfall and columnar moisture observations. *J. Climate*, **13**(23), 4180–4195, doi:10.1175/1520-0442(2000)013<4180:IAGDUT>2.0.CO;2. Cité page 136.
- , —, —, —, C. D. KUMMEROW et J. SIMPSON, 2001 : Improving global analysis and short-range forecast using rainfall and moisture observations derived from TRMM and SSM/I passive microwave sensors. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**(4), 659–679, doi:10.1175/1520-0477(2001)082<0659:IGAASF>2.3.CO;2. Cité page 136.
- , — et O. REALE, 2004 : Variational continuous assimilation of TMI and SSM/I rain rates: Impact on GEOS-3 hurricane analyses and forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **132**(8), 2094–2109, doi:10.1175/1520-0493(2004)132<2094:VCAOTA>2.0.CO;2. Cité pages 136 et 219.
- HOUTEKAMER, P. L., L. LEFAIVRE, J. DEROME, H. RITCHIE et H. L. MITCHELL, 1996 : A system simulation approach to ensemble prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **124**(6), 1225–1242, doi:10.1175/1520-0493(1996)124<1225:ASSATE>2.0.CO;2. Cité page 150.
- HOUZE, R. A., Jr., P. V. HOBBS, D. B. PARSONS et P. H. HERZEGH, 1980 : Reply (to Comments on “Size distributions of precipitation particles in frontal clouds”). *J. Atmos. Sci.*, **37**(3), 699–700, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<0699:R>2.0.CO;2. Cité page 23.
- HSU, K., X. GAO, S. SOROOSHIAN et H. V. GUPTA, 1997 : Precipitation estimation from remotely sensed information using artificial neural networks. *J. Appl. Meteor.*, **36**(9), 1176–1190, doi:10.1175/1520-0450(1997)036<1176:PEFRSI>2.0.CO;2. Cité page 222.
- HSU, K.-L., H. V. GUPTA, X. GAO et S. SOROOSHIAN, 1999 : Estimation of physical variables from multichannel remotely sensed imagery using a neural network: Application to rainfall estimation. *Water Resour. Res.*, **35**(5), 1605–1618. Cité page 145.
- HU, M. et M. XUE, 2007 : Impact of configurations of rapid intermittent assimilation of WSR-88D radar data for the 8 May 2003 Oklahoma City tornadic thunderstorm case. *Mon. Wea. Rev.*, **135**(2), 507–525, doi:10.1175/MWR3313.1. Cité page 140.
- , —, K. BREWSTER et J. GAO, 2004 : Prediction of Fort Worth tornadic thunderstorms using 3DVAR and cloud analysis with WSR-88D level-II data. *Proc. 22<sup>nd</sup> Conf. on Severe Local Storms and 11<sup>th</sup> Conf. on Aviation, Range, and Aerospace Meteorology*, Hyannis, MA, Amer. Meteor. Soc. Paper no. J1.2. Cité page 140.
- , — et —, 2006 : 3DVAR and cloud analysis with WSR-88D level-II data for the prediction of the Fort Worth, Texas, tornadic thunderstorms. Part I: Cloud analysis and its impact. *Mon. Wea. Rev.*, **134**(2), 675–698, doi:10.1175/MWR3092.1. Cité page 140.
- HUET, P., X. MARTIN, J.-L. PRIME, P. FOIN, C. LAURAIN et P. CANNARD, 2003 : Retour d’expérience des crues de septembre 2002 dans les départements du Gard, de l’Hérault, du Vaucluse, des Bouches-du-Rhône, de l’Ardèche et de la Drôme. Rapport de l’Inspection Générale de l’Environnement, Ministère de l’Écologie et du Développement Durable, France, 133 p. Disponible en ligne sur <http://>

- www.environnement.gouv.fr/infoprat/Publications/publi-ige.htm. Cité page 26.
- HUFFORD, G. A., 1991 : A model for the complex permittivity of ice at frequencies below 1 THz. *Int. J. Infrar. Millim. Waves*, **12**(7), 677–682. Cité pages 64, 66 et 67.
- HUINING, W., J. PULLIAINEN et M. HALLIKAINEN, 1999 : Effective permittivity of dry snow in the 18 to 90 GHz range. *Progress In Electromagnetics Research*, **24**, 119–138. Cité page 64.
- ILLINGWORTH, A. J., J. W. F. GODDARD et S. M. CHERRY, 1987 : Polarization radar studies of precipitation development in convective storms. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 469–489. Cité page 67.
- IMAI, I., 1950 : On the velocity of falling rain drops. *Geophys. Mag. (Tokyo)*, **21**, 244–249. Cité page 61.
- JAMESON, A. R., 1983 : Microphysical interpretation of multi-parameter radar measurements in rain. Part I: Interpretation of polarization measurements and estimation of raindrop shapes. *J. Atmos. Sci.*, **40**(7), 1792–1802, doi:10.1175/1520-0469(1983)040<1792:MIOMPR>2.0.CO;2. Cité page 63.
- JAUBERT, G., L. AUGER, N. COLOMBON, V. DUCROCQ et F. BOUTTIER, 2005 : Meso-gamma 3D-Var assimilation of surface measurements on heavy rain events: Impact on short range high resolution simulations. *World Weather Research Programme Symposium on Nowcasting and Very Short Range Forecasting (WSN05)*, Toulouse, France, WWRP. Paper no. 3.15. Cité pages 149 et 150.
- JONES, C. D. et B. MACPHERSON, 1997 : A latent heat nudging scheme for the assimilation of precipitation data into an operational mesoscale model. *Meteorol. Appl.*, **4**, 269–277. Cité page 139.
- JOSS, J., 1964 : Die Bestimmung der Rückstreuquerschnitte von Eis-Wasser Gemischen bei einer Wellenlänge von 5.05 cm. *Z. Angew. Math. Phys.*, **15**, 509–539. Cité page 65.
- KAI, L. et P. MASSOLI, 1994 : Scattering of electromagnetic plane waves by radially inhomogeneous spheres: A finely-stratified sphere model. *Appl. Opt.*, **33**, 501–511. Cité page 58.
- KAIN, J. S. et J. M. FRITSCH, 1993 : Convective parameterization for mesoscale models: The Kain-Fritsch scheme. *Meteor. Monogr.*, **46**, 165–170. Cité pages 22 et 135.
- KAISER, T. et G. SCHWEIGER, 1993 : Stable algorithm for the computation of Mie coefficients for scattered and transmitted fields of a coated sphere. *Comput. Phys.*, **7**, 682–686. Cité page 58.
- KALMAN, R., 1960 : A new approach to linear filtering and prediction theory. *Trans. ASME: J. Basic Eng.*, **83**, 95–108. Cité page 136.
- KASAHARA, A., A. P. MIZZI et L. J. DONNER, 1992 : Impact of cumulus initialization on the spinup of precipitation forecasts in the tropics. *Mon. Wea. Rev.*, **120**(7), 1360–1380, doi:10.1175/1520-0493(1992)120<1360:IOCIOT>2.0.CO;2. Cité page 138.
- , — et —, 1994 : Diabatic initialization for improvement in the tropical analysis of divergence and moisture using satellite radiometric imagery data. *Tellus*, **46A**(3), 242–264. Cité page 138.
- KAWANO, M., H. IKUNO et M. NISHIMOTO, 1996 : Numerical analysis of 3-D scattering problems using the Yasuura method. *IEICE Trans. on Electronics E79-C*, 1358–1363. Cité page 209.
- KERKER, M., 1969 : *The Scattering of Light and other Electromagnetic Radiation*. Academic Press, Inc., New York, New York, 666 p. Cité pages 56, 58 et 207.
- KESSLER, E., 1969 : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monogr.*, **10**(32). Cité pages 25 et 26.
- KLAASSEN, W., 1988 : Radar observations and simulation of the melting layer of precipitation. *J. Atmos. Sci.*, **45**(24), 3741–3753, doi:10.1175/1520-0469(1988)045<3741:ROASOT>2.0.CO;2. Cité pages 66 et 67.
- KLINK, S., 2004 : Assimilation of radar data in the mesoscale NWP-model of DWD. *Proc. 3<sup>rd</sup> European Conf. on Radar in Meteorology and Hydrology (Erad3)*, Visby, Suède, 155–161. Cité page 139.
- et K. STEPHAN, 2004 : Assimilation of radar data in the LM at DWD. *COSMO Newsletter*, **4**, 143–150. Cité page 139.
- et —, 2005 : Latent heat nudging and prognostic precipitation. *COSMO Newsletter*, **5**, 124–131. Cité page 139.
- KNIGHT, N. C., 1984 : The shape factor of hailstones. *Proc. Ninth Int. Cloud Physics Conf.*, Tallinn, URSS, ICCP/IAMAP, 99–100. Cité page 62.
- KOIZUMI, K., 1999 : An objective method to modify numerical model forecasts with newly given weather data using an artificial neural network. *Wea. Forecasting*, **14**(1), 109–118, doi:10.1175/



- 1520-0434(1999)014<0109:A0MTMN>2.0.CO;2. Cité page 145.
- , Y. ISHIKAWA et T. TSUYUKI, 2005 : Assimilation of precipitation data to the JMA mesoscale model with a four-dimensional variational method and its impact on precipitation forecasts. *SOLA*, **1**, 45–48, doi:10.2151/so1a.2005-013. Cité pages 134 et 138.
- KRAJEWSKI, W. F., R. RAGHAVAN et V. CHANDRASEKAR, 1993 : Physically based simulation of radar rainfall data using a space-time rainfall model. *J. Appl. Meteor.*, **32**(2), 268–283, doi:10.1175/1520-0450(1993)032<0268:PBSORR>2.0.CO;2. Cité pages 39, 55 et 61.
- , E. N. ANAGNOSTOU et G. J. CIACH, 1996 : Effects of the radar observation process on inferred rainfall statistics. *J. Geophys. Res.*, **101**(D21), 26 493–26 502. Cité page 39.
- KRISHNAMURTI, T. N., K. INGLES, S. COOKE, T. KITADE et R. PASCH, 1984 : Details of low-latitude, medium-range numerical weather prediction using a global spectral model. Part II: Effects of orography and physical initialization. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 613–648. Cité page 138.
- , J. XUE, H. S. BEDI, K. INGLES et D. OOSTERHOF, 1991 : Physical initialization for numerical weather prediction over the tropics. *Tellus B*, **43**(4), 53–81, doi:10.1034/j.1600-0889.1991.t01-2-00007.x. Cité pages 138 et 220.
- , S. PATNAIK et D. V. BHASKAR RAO, 2007 : Mesoscale moisture initialization for monsoon and hurricane forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **135**(7), 2716–2736, doi:10.1175/MWR3417.1. Cité pages 132 et 138.
- KRISTENSSON, G., A. G. RAMM et S. STRÖM, 1983 : Convergence of the T-matrix approach to scattering theory II. *J. Math. Phys.*, **24**, 2619–2631. Cité page 59.
- KUMMEROW, C., Y. HONG, W. S. OLSON, S. YANG, R. F. ADLER, J. MCCOLLUM, R. FERRARO, G. PETTY, D.-B. SHIN et T. T. WILHEIT, 2001 : The evolution of the Goddard profiling algorithm (GPROF) for rainfall estimation from passive microwave sensors. *J. Appl. Meteor.*, **40**(11), 1801–1820, doi:10.1175/1520-0450(2001)040<1801:TEOTGP>2.0.CO;2. Cité pages 145, 146 et 220.
- KUNZ, K. S. et R. J. LUEBBERS, 1993 : *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. CRC Press, Boca Raton, Floride, 714 p. Cité page 211.
- KURTZ, V. et S. SALIB, 1993 : Scattering and absorption of electromagnetic radiation by spheroidally shaped particles: Computation of the scattering properties. *J. Imaging Sci. Technol.*, **37**, 43–60. Cité page 210.
- LAFORE, J.-P., J. STEIN, N. ASENSIO, P. BOUGEAULT, V. DUCROCQ, J. DURON, C. FISCHER, P. HÉREIL, P. MASCART, V. MASSON, J.-P. PINTY, J.-L. REDELSPERGER, É. RICHARD et J. VILÀ-GUERAU DE ARELLANO, 1998 : The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. Scientific objectives and experimental design. *Ann. Geophysic.*, **16**(1), 90–109. Cité pages 9, 21 et 221.
- LAGOUVARDOS, K. et V. KOTRONI, 2005 : Improvement of high-resolution weather forecasts through humidity adjustment based on satellite data. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**(611), 2695–2712, doi:10.1256/qj.04.112. Cité pages 140 et 141.
- LAKHTAKIA, A., 1992 : General theory of the Purcell-Pennypacker scattering approach and its extension to bianisotropic scatterers. *Astrophys. J.*, **394**, 494–499. Cité page 212.
- et G. W. MULHOLLAND, 1993 : On two numerical techniques for light scattering by dielectric agglomerated structures. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, **98**, 699–716. Cité page 212.
- LAROCHE, S. et I. ZAWADZKI, 1994 : A variational analysis method for retrieval of three-dimensional wind field from single-Doppler radar data. *J. Atmos. Sci.*, **51**(18), 2664–2682, doi:10.1175/1520-0469(1994)051<2664:AVAMFR>2.0.CO;2. Cité page 102.
- LASCAUX, F., 2005 : *Simulations numériques d'épisodes de précipitations intenses documentés lors de la campagne de mesures MAP (Mesoscale Alpine Programme)*. Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 197 p. Cité page 26.
- LE DIMET, F.-X. et O. TALAGRAND, 1986 : Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations: Theoretical aspects. *Tellus*, **40A**, 81–95. Cité page 133.
- LEAN, H. W., S. P. BALLARD, P. A. CLARK, M. DIXON, Z. LI et N. M. ROBERTS, 2005 : Trials of high resolution versions of the Unified Model for short range forecasting of convective events. Preprints,

- 11<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes, Albuquerque, Nouveau-Mexique, Amer. Meteor. Soc. Paper no. 1M.5. Cité page 9.
- LEUENBERGER, D. et A. ROSSA, 2004 : Revisiting the latent heat nudging scheme for the rainfall assimilation in convective systems. *Proc. 3<sup>rd</sup> European Conf. on Radar in Meteorology and Hydrology (Erad3)*, Visby, Suède, 162–167. Cité page 139.
- , 2005 : *High-Resolution Radar Rainfall Assimilation: Exploratory Studies with Latent Heat Nudging*. PhD thesis, ETH Zürich, 103 p. Cité pages 132 et 139.
- et A. ROSSA, 2003 : Assimilation of radar information in aLMo. *COSMO Newsletter*, **3**, 164–172. Cité page 139.
- et —, 2007 : Revisiting the latent heat nudging scheme for the rainfall assimilation of a simulated convective storm. *Meteor. Atmos. Phys.*, doi : 10.1007/s00703-007-0260-9. Cité page 139.
- LEVIATAN, Y., Z. BAHARAV et E. HEYMAN, 1995 : Analysis of electromagnetic scattering using arrays of fictitious sources. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **43**, 1091–1098. Cité page 209.
- LHERMITTE, R., 1957 : L'utilisation météorologique des échos de pluie. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75<sup>th</sup> Anniversary Volume**, 72–82. Cité page 19.
- LI, L.-W., X.-K. KANG et M.-S. LEONG, 2002 : *Spheroidal Wave Functions in Electromagnetic Theory*. Wiley, New York. Cité page 210.
- LIAO, Z., H. L. WANG, B. YANG et Y. YUAN, 1984 : A transmitting boundary for transient wave analyses. *Sci. Sin.*, **27**, 1063–1076. Cité page 212.
- LIEBE, H. J., G. A. HUFFORD et M. G. COTTON, 1993 : Propagation modeling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1000 GHz. *AGARD 52<sup>nd</sup> Specialists Meeting of the Electromagnetic Wave Propagation Panel*, Palma de Mallorca, Espagne, Advis. Group Aerosp. Res. Dev., 3-1-3-10. Cité page 69.
- , — et T. MANABE, 1991 : A model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz. *Int. J. Infrar. Millim. Waves*, **12**(7), 659–674. Cité pages 64, 65, 66 et 67.
- LIN, X., S. Q. ZHANG et A. Y. HOU, 2007 : Variational assimilation of global microwave rainfall retrievals Physical and dynamical impact on GEOS analyses. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 2931–2957, doi : 10.1175/MWR3434.1. Cité page 136.
- LIN, Y., K. E. MITCHELL, M. E. BALDWIN, E. ROGERS et G. DIMEGO, 1999 : Test assimilation of the real-time, multi-sensor hourly precipitation analysis into the NCEP Eta Model. Preprints, *8<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Boulder, Colorado, Amer. Meteor. Soc., 341–344. Cité page 139.
- , P. S. RAY et K. W. JOHNSON, 1993 : Initialization of a modeled convective storm using Doppler radar-derived fields. *Mon. Wea. Rev.*, **121**(10), 2757–2775, doi : 10.1175/1520-0493(1993)121<2757:IOAMCS>2.0.CO;2. Cité pages 140, 142 et 149.
- LINDSKOG, M., H. JÄRVINEN et D. B. MICHELSON, 2000 : Assimilation of radar radial winds in the HIRLAM 3D-Var. *Phys. Chem. Earth (B)*, **25**(10-12), 1243–1249. Cité page 102.
- , K. SALONEN, H. JÄRVINEN et D. B. MICHELSON, 2004 : Doppler radar wind data assimilation with HIRLAM 3DVAR. *Mon. Wea. Rev.*, **132**(5), 1081–1092, doi : 10.1175/1520-0493(2004)132<1081:DRWDAW>2.0.CO;2. Cité page 102.
- LIU, C. et M. W. MONCRIEFF, 2007 : Sensitivity of cloud-resolving simulations of warm-season convection to cloud microphysics parameterizations. *Mon. Wea. Rev.*, **135**(8), 2854–2868, doi : 10.1175/MWR3437.1. Cité page 26.
- LIU, J. Y. et H. D. ORVILLE, 1969 : Numerical modelling of precipitation and cloud shadow effects on mountain induced cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **26**(6), 1283–1289, doi : 10.1175/1520-0469(1969)026<1283:NMOPAC>2.0.CO;2. Cité page 23.
- LOCATELLI, J. D. et P. V. HOBBS, 1974 : Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, **79D**, 2185–2197. Cité page 24.
- LONGTIN, D. R., C. F. BOHREN et L. J. BATTAN, 1987 : Radar backscattering by large, spongy ice oblate spheroids. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **4**(3), 355–358, doi : 10.1175/1520-0426(1987)004<0355:RBLSI>2.0.CO;2. Cité page 66.
- LOPEZ, P. et P. BAUER, 2007 : “1D+4DVAR” assimilation of NCEP Stage-IV radar and gauge hourly

- precipitation data at ECMWF. *Mon. Wea. Rev.*, **135**(7), 2506–2524, doi:10.1175/MWR3409.1. Cité page 135.
- LORD, S. J., H. E. WILLOUGHBY et J. M. PIOTROWICZ, 1984 : Role of a parameterized ice-phase microphysics in an axisymmetric, nonhydrostatic tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, **41**(19), 2836–2848, doi:10.1175/1520-0469(1984)041<2836:ROAPIP>2.0.CO;2. Cité page 25.
- LORENTZ, H.-A., 1916 : *The Theory of Electrons and its applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat*. Éditions Jacques Gabay, Sceaux, France. Reproduction de 1992 de la seconde édition des éditions B. G. Teubner à Stuttgart, Allemagne. Cité page 65.
- LUDWIG, A. C., 1991 : The generalized multipole technique. *Comput. Phys. Commun.*, **68**, 306–314. Cité page 208.
- MACPHERSON, B., 2001 : Operational experience with assimilation of rainfall data in the Met Office Mesoscale model. *Meteor. Atmos. Phys.*, **76**, 3–8. Cité page 139.
- , B. J. WRIGHT, W. H. HAND et A. J. MAYCOCK, 1996 : The impact of MOPS moisture data in the U.K. Meteorological Office mesoscale data assimilation scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **124**(8), 1746–1766, doi:10.1175/1520-0493(1996)124<1746:TIOAMD>2.0.CO;2. Cité pages 141, 142 et 221.
- MANOBIANCO, J., S. KOCH, V. M. KARYAMPUDI et A. J. NEGRI, 1994 : The impact of assimilating satellite-derived precipitation rates on numerical simulations of the ERICA IOP 4 cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **122**(2), 341–365, doi:10.1175/1520-0493(1994)122<0341:TIOASD>2.0.CO;2. Cité page 139.
- MARÉCAL, V. et J.-F. MAHFOUF, 2000 : Variational retrieval of temperature and humidity profiles from TRMM precipitation data. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(11), 3853–3866, doi:10.1175/1520-0493(2001)129<3853:VROTAH>2.0.CO;2. Cité page 135.
- et —, 2002 : Four-dimensional variational assimilation of total column water vapor in rainy areas. *Mon. Wea. Rev.*, **130**(1), 43–58, doi:10.1175/1520-0493(2002)130<0043:FDVAOT>2.0.CO;2. Cité page 135.
- et —, 2003 : Experiments on 4D-Var assimilation of rainfall data using an incremental formulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**(594), 3137–3160, doi:10.1256/003590003769682219. Cité page 135.
- MARSHALL, J. S. et W. M. PALMER, 1948 : The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5**, 165–166. Cité page 23.
- MARTIN, R. J., 1993 : Mie scattering formulae for non-spherical particles. *J. Modern Opt.*, **40**, 2467–2494. Cité page 58.
- MASON, B. J., 1956 : On the melting of hailstones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **82**(352), 209–216, doi:10.1002/qj.49708235207. Cité page 26.
- MASSON, V., 2000 : A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **94**(3), 357–397. Cité pages 22 et 222.
- MÄTZLER, C., 1996 : Microwave permittivity of dry snow. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **34**(2), 573–581. Cité page 65.
- MAXWELL, J. C., 1873 : *A Treatise on Electricity and Magnetism*, volume II. Clarendon Press, Oxford. Cité page 56.
- MAXWELL GARNETT, J. C., 1904 : Colours in metal glasses and in metallic films. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A*, **203**, 385–420. Cité page 66.
- MCCANN, D. W., 1983 : The enhanced-V: A satellite observable severe storm signature. *Mon. Wea. Rev.*, **111**(4), 887–894, doi:10.1175/1520-0493(1983)111<0887:TEVASO>2.0.CO;2. Cité page 29.
- MEI, K. K., 1974 : Unimoment method of solving antenna and scattering problems. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **22**(5), 760–766. Cité page 213.
- MERZBACHER, E., 1970 : *Quantum Mechanics*. Wiley, New York, New York, 2<sup>e</sup> édition. Cité page 207.
- MEYERS, M. P., P. J. DEMOTT et W. R. COTTON, 1992 : New primary ice-nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteor.*, **31**(7), 708–721, doi:10.1175/1520-0450(1992)031<0708:NPINPI>2.0.CO;2. Cité page 25.
- MIE, G., 1908 : Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. der Phys.*,

- 25, 377–445. Cité pages 40, 57 et 75.
- MILAN, M., F. AMENT, V. VENEMA, A. BATTAGLIA et C. SIMMER, 2005 : Physical initialization to incorporate radar precipitation data into a numerical weather prediction model (Lokal Model). Preprints, *Joint 32<sup>nd</sup> Conf. on Radar Meteorology and 11<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Albuquerque, Nouveau-Mexique, Amer. Meteor. Soc. Paper no. JP1J.15. Cité pages 141, 142 et 143.
- MILBRANDT, J. A. et M. K. YAU, 2005 : A multimoment bulk microphysics parameterization. Part II: A proposed three-moment closure and scheme description. *J. Atmos. Sci.*, **62**(9), 3065–3081, doi : 10.1175/JAS3535.1. Cité page 26.
- MISHCHENKO, M. I. et L. D. TRAVIS, 1998 : Capabilities and limitations of a current FORTRAN implementation of the T-matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **60**(3), 309–324. Cité pages 60 et 75.
- , — et D. W. MACKOWSKI, 1996 : *t*-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **55**(5), 535–575. Cité page 59.
- , — et A. MACKE, 1997 : *Light scattering by nonspherical particles in the atmosphere: An overview*. In SMITH, W. L. et K. STAMNES, éditeurs, *International Radiation Symposium '96: Current Problems in Atmospheric Radiation*. Deepak, Hampton, Virginie, 801–807. Cité page 59.
- MONINGER, W. R. et V. N. BRINGI, 1984 : Polarization signatures from distribution of large ice hydrometeors. Preprints, *22<sup>nd</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Zürich, Suisse, Amer. Meteor. Soc., 827–831. Cité page 63.
- MONTMERLE, T., O. CAUMONT, É. WATTRELOT et V. DUCROCQ, 2006 : Towards the operational assimilation of Doppler wind at regional scale in Météo-France. *Proc. 4<sup>th</sup> European Conf. on Radar in Meteorol. and Hydrol. (Erad 2006)*, Barcelone, Espagne. Paper no. 9.2. Cité page 131.
- MORCRETTE, J.-J., 1991 : Radiation and cloud radiative properties in the European centre medium range weather forecasts forecasting system. *J. Geophys. Res.*, **96**(D5), 9121–9132, doi : 10.1029/89JD01597. Cité page 22.
- MOREAU, E., C. MALLET, S. THIRIA, B. MABBOUX, F. BADRAN et C. KLAPISZ, 2002 : Atmospheric liquid water retrieval using a gated experts neural network. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**(4), 457–467, doi : 10.1175/1520-0426(2002)019<0457:ALWRUA>2.0.CO;2. Cité page 145.
- MORGAN, M. A., 1980 : Finite element computation of microwaves scattering by raindrops. *Radio Sci.*, **15**(6), 1109–1119. Cité page 213.
- , 1981 : Finite element computation of microwave absorption by the cranial structure. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **BME-28**, 687–695. Cité page 209.
- et K. K. MEI, 1979 : Finite-element computation of scattering by inhomogeneous penetrable bodies of revolution. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **27**(2), 202–214. Cité page 213.
- , S. K. CHANG et K. K. MEI, 1977 : Coupled azimuthal potentials for electromagnetic field problems in inhomogeneous axially-symmetric media. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **25**(3), 415–417. Cité page 213.
- MORRISON, J. A. et M. J. CROSS, 1974 : Scattering of a plane electromagnetic wave by axisymmetric raindrops. *Bell Sys. Tech. J.*, **53**, 955–1019. Cité page 210.
- MUGNAI, A. et W. J. WISCOMBE, 1980 : Scattering of radiation by moderately nonspherical particles. *J. Atmos. Sci.*, **37**(6), 1291–1307, doi : 10.1175/1520-0469(1980)037<1291:SORBMN>2.0.CO;2. Cité page 59.
- MUR, G., 1982 : Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **23**, 377–382. Cité page 212.
- NAGARAJAN, B., M. K. YAU et L. FILLION, 2006 : A numerical study of the 1996 Saguenay flood cyclone: Effect of assimilation of precipitation data on quantitative precipitation forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **134**(5), 1371–1388, doi : 10.1175/MWR3128.1. Cité page 135.
- NELSON, S. P., 1983 : The influence of storm flow structure on hail growth. *J. Atmos. Sci.*, **40**(8), 1965–1983, doi : 10.1175/1520-0469(1983)040<1965:TIOSFS>2.0.CO;2. Cité page 26.
- NINOMIYA, K., R. TAIRA, M. UENO, K. KURIHARA et T. KUDO, 1987 : Mesoscale very short-range

- numerical prediction with dynamical initialization including condensation heating. *Proc. Symp. on Mesoscale Analysis and Forecasting Incorporating Nowcasting*, Vancouver, ESA SP-282, 611–616. Cité page 139.
- NISSEN, R., D. HUDAK, S. LAROCHE, R. DE ELÍA, I. ZAWADZKI et Y. ASUMA, 2001 : 3D wind field retrieval applied to snow events using Doppler radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**(3), 348–362, doi:10.1175/1520-0426(2001)018<0348:WFRATS>2.0.CO;2. Cité page 102.
- NOILHAN, J. et S. PLANTON, 1989 : A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**(3), 536–549, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<0536:ASPOLS>2.0.CO;2. Cité pages 22 et 221.
- NUISSIER, O., V. DUCROCQ, D. RICARD, C. LEBEAUPIN et S. ANQUETIN, 2007 : A numerical study of three catastrophic precipitating events over Western Mediterranean region (Southern France). Part I: Numerical framework and synoptic ingredients. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* Soumis. Cité page 37.
- NUNES, A. M. B. et S. COCKE, 2004 : Implementing a physical initialization procedure in a regional model: impact on the short-range rainfall forecasting over South America. *Tellus*, **56A**(2), 125–140. Cité page 138.
- et J. O. ROADS, 2005 : Improving regional model simulations with precipitation assimilation. *Earth Interactions*, **9**(20), 1–44, doi:10.1175/EI138.1. Cité page 138.
- et —, 2007 : Dynamical influences of precipitation assimilation on regional downscaling. *Geophys. Res. Lett.*, **34**(L16817), doi:10.1029/2007GL030247. Cité page 138.
- OGUCHI, T., 1960 : Attenuation of electromagnetic wave due to rain with distorted raindrops. *J. Radio Res. Lab.*, **7**, 467–485. Cité page 210.
- , 1973a : Attenuation and phase rotation of radio waves due to rain: Calculations at 19.3 and 34.8 GHz. *Radio Sci.*, **8**(1), 31–38. Cité page 210.
- , 1973b : Scattering properties of oblate raindrops and cross polarization of radio waves due to rain: Calculations at 19.3 and 34.8 GHz. *J. Radio Res. Lab.*, **20**, 79–118. Cité page 209.
- et Y. HOSOYA, 1974 : Scattering properties of oblate raindrops and cross-polarization of radio waves due to rain: Calculations at microwave and millimetre wave regions. *J. Radio Res. Lab.*, **21**(105), 191–259. Cité page 210.
- , 1977 : Scattering properties of Pruppacher-and-Pitter form raindrops and cross polarization due to rain: Calculations at 11, 13, 19.3 and 34.8 GHz. *Radio Sci.*, **12**(1), 41–51. Cité pages 61 et 211.
- OLSON, D. A., N. W. JUNKER et B. KORTY, 1995 : Evaluation of 33 years of quantitative precipitation forecasting at the NMC. *Wea. Forecasting*, **10**(3), 498–511, doi:10.1175/1520-0434(1995)010<0498:EYOQP>2.0.CO;2. Cité page 9.
- OLSON, W. S., C. D. KUMMEROW, G. M. HEYMSFIELD et L. GIGLIO, 1996 : A method for combined passive-active microwave retrievals of cloud and precipitation profiles. *J. Appl. Meteor.*, **35**(10), 1763–1789, doi:10.1175/1520-0450(1996)035<1763:AMFCPM>2.0.CO;2. Cité page 145.
- ONAKA, T., 1980 : Light scattering by spheroidal grains. *Ann. Tokyo Astron. Obs.*, **18**, 1–54. Cité page 210.
- ORLANSKI, I., 1975 : A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **56**, 527–530. Cité page 21.
- PARENT DU CHÂTELET, J., 2003 : Aramis, le réseau français de radars pour la surveillance des précipitations. *La Météorologie*, **40**, 44–52. Cité pages 10 et 219.
- PARRISH, D., J. DERBER, R. J. PURSER, W.-S. WU et Z.-X. PU, 1997 : The NCEP global analysis system: Recent improvements and future plans. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 359–365. Cité page 150.
- PASSARELLI, R. E., Jr., 1978 : An approximate analytical model of the vapor deposition and aggregation growth of snowflakes. *J. Atmos. Sci.*, **35**(1), 118–124, doi:10.1175/1520-0469(1978)035<0118:AAAMOT>2.0.CO;2. Cité page 23.
- PELLARIN, T., G. DELRIEU, G.-M. SAULNIER, H. ANDRIEU, B. VIGNAL et J.-D. CREUTIN, 2002 : Hydrologic visibility of weather radar systems operating in mountainous regions: Case study for the Ardèche catchment (France). *J. Hydrometeor.*, **3**(5), 539–555, doi:10.1175/1525-7541(2002)003<0539:HVOWRS>2.0.CO;2. Cité pages 39 et 73.

- PENG, S. Q. et X. ZOU, 2002 : Assimilation of NCEP multi-sensor hourly rainfall data using 4D-Var approach: A case study of the squall line on April 5, 1999. *Meteor. Atmos. Phys.*, **81**(3–4), 237–255, doi:10.1007/s00703-002-0545-y. Cité page 134.
- PETERSON, B. et S. STRÖM, 1974 : T-matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers. *Phys. Rev. D*, **10**, 2670–2684. Cité page 59.
- PILLER, N. B., 1997 : *Improved coupled-dipole approximation for EM scattering*. In EREMIN, Y. et T. WRIEDT, éditeurs, *Electromagnetic and Light Scattering — Theory and Applications*. Moscow Lomonosov State University, Moscou, 79–83. Cité page 212.
- PINTY, J.-P. et P. JABOUILLE, 1998 : A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: Simulations of a squall line of orographic precipitation. *Preprints of Conf. on Cloud Physics*, Everett, Washington, Amer. Meteor. Soc., 217–220. Cité page 22.
- PRADIER, S., 2002 : *Caractéristiques de l'écoulement et des précipitations observés durant MAP : une analyse par radar et simulation numérique*. Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 207 p. Cité page 9.
- PREGLA, R. et W. PASCHER, 1989 : *The method of lines*. In ITOH, T., éditeur, *Numerical techniques for microwave and millimetre-wave passive structures*. John Wiley, New York, New York, 381–446. Cité page 211.
- PRESS, W. H., B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY et W. T. VETTERLING, 1986 : *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 818 p. Cité pages 43 et 70.
- PROBERT-JONES, J. R., 1962 : The radar equation in meteorology. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **88**, 485–495. Cité pages 42, 43, 45 et 75.
- PRUPPACHER, H. R. et K. V. BEARD, 1970 : A wind tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 247–256. Cité pages 61, 67 et 198.
- et R. L. PITTER, 1971 : A semi-empirical determination of the shape of cloud and raindrops. *J. Atmos. Sci.*, **28**(1), 86–94, doi:10.1175/1520-0469(1971)028<0086:ASEDOT>2.0.CO;2. Cité pages 61 et 62.
- et J. D. KLETT, 1978 : *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Reidel, 714 p. Cité page 25.
- PURCELL, E. M. et C. R. PENNYPACKER, 1973 : Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys. J.*, **186**, 705–714. Cité page 212.
- QIU, C.-J., A.-M. SHAO, S. LIU et Q. XU, 2006 : A two-step variational method for three-dimensional wind retrieval from single Doppler radar. *Meteor. Atmos. Phys.*, **91**(1–4), 1–8, doi:10.1007/s00703-004-0093-8. Cité page 102.
- et Q. XU, 1996 : Least squares retrieval of microburst winds from single-Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, **124**(6), 1132–1144, doi:10.1175/1520-0493(1996)124<1132:LSROMW>2.0.CO;2. Cité page 102.
- RAMM, A. G., 1982 : Convergence of the T-matrix approach to scattering theory. *J. Math. Phys.*, **23**, 1123–1125. Cité page 59.
- RASMUSSEN, R. M., V. LEVIZZANI et H. R. PRUPPACHER, 1984 : A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. III. Experiment and theory for spherical ice particles of radius > 500  $\mu\text{m}$ . *J. Atmos. Sci.*, **41**(3), 381–388, doi:10.1175/1520-0469(1984)041<0381:AWTATS>2.0.CO;2. Cité pages 67 et 68.
- RAY, P. S., 1972 : Broadband complex refractive indices of ice and water. *Appl. Opt.*, **11**(8), 1836–1844. Cité page 64.
- RAYLEIGH, Lord J. W. S., 1871 : On the light from the sky, its polarization and colour. *Phil. Mag.*, **41**, 107–120, 274–279. Cité pages 55 et 75.
- , 1881. *Phil. Mag.*, **12**, 81. Cité page 207.
- , 1897 : On the incidence of aerial and electric waves upon small obstacles in the form of ellipsoids or elliptical cylinders, and on the passage of electric waves through a circular aperture in a conducting screen. *Phil. Mag.*, **44**(5), 28–52. Cité pages 56 et 75.
- , 1899 : On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension,

- and on the origin of the blue of the sky. *Phil. Mag.*, **47**(5), 375–384. Cité pages 55 et 75.
- , 1910. *Proc. Roy. Soc. London*, **A84**, 25. Cité page 207.
- , 1914 : On the diffraction of light by spheres of small relative index. *Proc. Roy. Soc. London*, **A90** (617), 219–225. Cité page 207.
- , 1918. *Proc. Roy. Soc. London*, **A94**, 296. Cité page 207.
- REDELSPERGER, J.-L. et G. SOMMERIA, 1981 : Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **21**, 509–530. Cité page 22.
- RICARD, D., 2002 : *Initialisation et assimilation de données à méso-échelle pour la prévision à haute résolution des pluies intenses de la région Cévennes-Vivarais*. Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 238 p. Cité pages 9 et 142.
- RICHARD, É., S. COSMA, P. TABARY, J.-P. PINTY et M. HAGEN, 2003 : High-resolution numerical simulations of the convective system observed in the Lago Maggiore area on the 17 September 1999 (Map IOP2a). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**(588), 543–564, doi : 10.1256/qj.02.50. Cité pages 40, 55, 67, 74 et 102.
- ROSSA, A., M. BRUEN, D. FRÜHWALD, B. MACPHERSON, I. HOLLEMAN, D. MICHELSON et S. MICHAELIDES, 2005 : COST Action 717 — Use of Radar Observations in Hydrological and NWP Models : Final Report. European Commission, Bruxelles, Belgique, 286 p. Cité page 131.
- ROTHER, T. et K. SCHMIDT, 1996 : The discretized Mie-formalism for plane wave scattering on dielectric objects with non-separable geometries. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **55**, 615–625. Cité page 211.
- et —, 1997 : The discretized Mie-formalism for electromagnetic scattering. *Progress In Electromagnetics Research*, **17**, 91–183. Cité page 211.
- RYDE, J. W., 1946 : *The attenuation and radar echoes produced at centimetre wavelengths by various meteorological phenomena*. In *Meteorological Factors in Radio-Wave Propagation*. Londres, Royaume-Uni, 169–188. Cité page 65.
- RYZHKOV, A. V. et D. S. ZRNIĆ, 1995 : Precipitation and attenuation measurements at a 10-cm wavelength. *J. Appl. Meteor.*, **34**(10), 2121–2134, doi : 10.1175/1520-0450(1995)034<2120:PAAMAA>2.0.CO;2. Cité page 68.
- SACHIDANANDA, M. et D. S. ZRNIĆ, 1986 : Differential propagation phase shift and rainfall estimation. *Radio Sci.*, **21**(2), 235–247. Cité page 20.
- et —, 1987 : Rain rate estimates from differential polarization measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **4**(4), 588–598, doi : 10.1175/1520-0426(1987)004<0588:RREFDP>2.0.CO;2. Cité page 20.
- SALONEN, K., 2002 : Observation operator for Doppler radar radial winds in HIRLAM 3D-Var. *Proc. 2<sup>nd</sup> European Conf. on Radar Meteorology (Erad2)*, Delft, Pays-Bas, 405–408. Cité pages 42, 47 et 102.
- et H. JÄRVINEN, 2004 : The fit of Doppler radar radial winds with the NWP model counterpart. *Proc. 3<sup>rd</sup> European Conf. on Radar in Meteorology and Hydrology (Erad3)*, Visby, Suède, 469–473. Cité pages 42, 47 et 102.
- , — et M. LINDSKOG, 2003 : Model for Doppler radar radial winds. *Proc. 31<sup>st</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Seattle, Washington, Amer. Meteor. Soc., 142–145. Cité pages 42, 47 et 102.
- SAUVAGEOT, H., 1982 : *Radarmétéorologie : Télédétection active de l'atmosphère*. Eyrolles, Paris, 296 p. Cité page 17.
- SAXON, D. S., 1955 : Lectures on the scattering of light. University of California at Los Angeles, Department of Meteorology. Scientific Report No. 9. Cité page 207.
- SCARCHILLI, G., E. GORGUCCI, V. CHANDRASEKAR et T. A. SELIGA, 1993 : Rainfall estimation using polarimetric techniques at C-band frequencies. *J. Appl. Meteor.*, **32**(6), 1150–1159, doi : 10.1175/1520-0450(1993)032<1150:REUPTA>2.0.CO;2. Cité page 70.
- SCHAEFER, J. T., 1990 : The critical success index as an indicator of warning skill. *Wea. Forecasting*, **5** (4), 570–575, doi : 10.1175/1520-0434(1990)005<0570:TCSIAA>2.0.CO;2. Cité page 206.

- SCHEIDER, J. B. et I. C. PEDEN, 1988 : Differential cross section of a dielectric ellipsoid by the T-matrix extended boundary condition method. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **36**, 1317–1321. Cité page 59.
- SCHELKUNOFF, S. A., 1943 : *Electromagnetic Waves*. Van Nostrand, New York, 530 p. Cité page 59.
- SCHELLENG, J. C., C. R. BURROWS et E. B. FERRELL, 1933 : Ultra-short-wave propagation. *Proc. IRE*, **21**, 427–463. Cité pages 47 et 75.
- SCIALOM, G. et Y. LEMAÎTRE, 1990 : A new analysis for the retrieval of three-dimensional mesoscale wind fields from multiple doppler radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **7**(5), 640–665, doi : 10.1175/1520-0426(1990)007<0640:ANAFTR>2.0.CO;2. Cité page 102.
- SCOFIELD, R. A., 1985 : Satellite convective categories associated with heavy precipitation. *Proc. 6<sup>th</sup> Conf. on Hydrometeorology*, Indianapolis, Amer. Meteor. Soc., 42–51. Cité page 29.
- SEIFERT, A. et K. D. BEHENG, 2006 : A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. part 1: Model description. *Meteor. Atmos. Phys.*, **92**(1–2), 45–66, doi : 10.1007/s00703-005-0112-4. Cité page 26.
- SELIGA, T. A. et V. N. BRINGI, 1976 : Potential use of radar differential reflectivity measurements at orthogonal polarizations for measuring precipitation. *J. Appl. Meteor.*, **15**(1), 69–76, doi : 10.1175/1520-0450(1976)015<0069:PUORDR>2.0.CO;2. Cité page 20.
- SHAPIRO, A., S. ELLIS et J. SHAW, 1995 : Single-Doppler velocity retrievals with Phoenix II data: Clear air and microburst wind retrievals in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **52**(9), 1265–1287, doi : 10.1175/1520-0469(1995)052<1265:SDVRWP>2.0.CO;2. Cité page 55.
- SHEPHERD, J. W. et A. R. HOLT, 1980 : Some shape effects in the scattering of electromagnetic waves by ice particles. *1980 URSI Commission F Open Symposium on “Effects of the Lower Atmosphere on Radio Propagation at Frequencies Above 1 GHz”*, Lennoxville, Québec, Canada. Cité page 213.
- , — et B. G. EVANS, 1981 : The effects of shape on electromagnetic scattering by ice particles. *IEE Conf. Publ.*, **195**(2), 96–100. Cité page 213.
- SHERMAN, J. W., 1970 : *Aperture-antenna analysis*, chapitre 9. In Skolnik (1990). Cité page 41.
- SILVER, S., 1951 : *Microwave Antenna Theory and Design*. McGraw-Hill, New York. Cité page 16.
- SILVESTER, P. P. et R. L. FERRARI, 1996 : *Finite Elements for Electrical Engineers*. Cambridge University Press, New York. Cité page 213.
- SIMPSON, J., R. F. ADLER et G. R. NORTH, 1988 : Proposed Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) satellite. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **69**(3), 278–295, doi : 10.1175/1520-0477(1988)069<0278:APTRMM>2.0.CO;2. Cité page 223.
- SKOLNIK, M. I., éditeur, 1990 : *Radar Handbook*. McGraw-Hill, Inc., 1200 p. Cité pages 231 et 247.
- SMITH, E. K., Jr. et S. WEINTRAUB, 1953 : The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies. *Proc. IRE*, **41**, 1035–1037. Cité pages 47 et 75.
- SMITH, P. L., 1984 : Equivalent radar reflectivity factors for snow and ice particles. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**(8), 1258–1260, doi : 10.1175/1520-0450(1984)023<1258:ERRFFS>2.0.CO;2. Cité pages 68, 72 et 73.
- SNYDER, C. et F. ZHANG, 2003 : Assimilation of simulated Doppler radar observations with an ensemble Kalman filter. *Mon. Wea. Rev.*, **131**(8), 1663–1677, doi : 10.1175/2555.1. Cité page 101.
- SOROOSHIAN, S., K.-L. HSU, X. GAO, H. V. GUPTA, B. IMAM et D. BRAITHWAITE, 2000 : Evaluation of PERSIANN system satellite-based estimates of tropical rainfall. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **81**(9), 2035–2046, doi : 10.1175/1520-0477(2000)081<2035:EOPSSSE>2.3.CO;2. Cité page 222.
- SOUTO, M. J., C. F. BALSEIRO, V. PÉREZ-MUÑUZURI, M. XUE, et K. BREWSTER, 2003 : Impact of cloud analysis on numerical weather prediction in the Galician region of Spain. *J. Appl. Meteor.*, **42**(1), 129–140, doi : 10.1175/1520-0450(2003)042<0129:IOCAON>2.0.CO;2. Cité page 140.
- SPENCER, D. E. et P. H. MOON, 1988 : *Field Theory Handbook: Including Coordinate Systems, Differential Equations, and Their Solutions*. Springer-Verlag Telos, 2<sup>e</sup> édition, 236 p. Cité page 209.
- STAPOR, D. P. et A. PRATT, 1984 : A generalized analysis of dual-polarization radar measurements of rain. *Radio Sci.*, **19**(1), 90–98. Cité page 56.
- STARR, D. O’C. et S. K. COX, 1985 : Cirrus clouds. Part I: A cirrus cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **42**(23), 2663–2681, doi : 10.1175/1520-0469(1985)042<2663:CCPIAC>2.0.CO;2. Cité page 24.



- STEIN, J., É. RICHARD, J.-P. LAFORE, J.-P. PINTY, N. ASENCIO et S. COSMA, 2000 : High-resolution non-hydrostatic simulations of flash-flood episodes with grid-nesting and ice-phase parameterization. *Meteor. Atmos. Phys.*, **72**(2–4), 203–221, doi : 10.1007/s007030050016. Cité pages 9 et 21.
- STEPHAN, K., S. KLINK et C. SCHRAFF, 2005 : Assimilation of radar data in the mesoscale NWP-system of DWD. Preprints, *Joint 32<sup>nd</sup> Conf. on Radar Meteorology and 11<sup>th</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Albuquerque, Nouveau-Mexique, Amer. Meteor. Soc. Paper no. JPIJ.5. Cité page 139.
- STEPPELER, J., G. DOMS, U. SCHÄTTLER, H. W. BITZER, A. GASSMANN, U. DAMRATH et G. GREGORIC, 2003 : Meso-gamma scale forecasts using the nonhydrostatic model LM. *Meteor. Atmos. Phys.*, **82**(1–4), 75–96, doi : 10.1007/s00703-001-0592-9. Cité page 9.
- STILES, W. H. et F. T. ULABY, 1981 : Dielectric properties of snow. Remote Sensing Lab., RSL Tech. Rept. 527-1, University of Kansas Center for Research, Inc. Cité page 67.
- STRÖM, S., 1975 : On the integral equations for electromagnetic scattering. *Am. J. Phys.*, **43**, 1060–1069. Cité page 59.
- SUN, J., 2005 : Convective-scale assimilation of radar data: Progress and challenges. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**(613), 3439–3463, doi : 10.1256/qj.05.149. Cité page 131.
- et N. A. CROOK, 1997 : Dynamical and microphysical retrieval from Doppler radar observations using a cloud model and its adjoint. Part I: Model development and simulated data experiments. *J. Atmos. Sci.*, **54**(12), 1642–1661, doi : 10.1175/1520-0469(1997)054<1642:DAMRFD>2.0.CO;2. Cité pages 40, 42, 55, 102, 131, 133, 134 et 135.
- et —, 1998 : Dynamical and microphysical retrieval from Doppler radar observations using a cloud model and its adjoint. Part II: Retrieval experiments of an observed Florida convective storm. *J. Atmos. Sci.*, **55**(5), 835–852, doi : 10.1175/1520-0469(1998)055<0835:DAMRFD>2.0.CO;2. Cité pages 42, 55, 102, 133 et 134.
- et —, 2001 : Real-time low-level wind and temperature analysis using single WSR-88D data. *Wea. Forecasting*, **16**(1), 117–132, doi : 10.1175/1520-0434(2001)016<0117:RTLLWA>2.0.CO;2. Cité pages 40, 42, 102, 131 et 134.
- SWARBRICK, S. J., 2006 : Assimilation of Doppler radar radial winds. *Proc. 4<sup>th</sup> European Conf. on Radar in Meteorol. and Hydrol. (Erad 2006)*, Barcelone, Espagne. Cité pages 101 et 102.
- TAFLOVE, A., 1995 : *Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method*. Artech House, Boston. Cité page 211.
- TALAGRAND, O., 1997 : Assimilation of observations, an introduction. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**(1B), 191–209. Cité page 132.
- et P. COURTIER, 1987 : Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. Part I: Theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 1311–1328. Cité page 133.
- TANG, C., J. HUBBERT et V. N. BRINGI, 1995 : Comparisons of numerical methods in scattering computations. *Proc. 27<sup>th</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Vail, Colorado, Amer. Meteor. Soc., 108–110. Cité pages 59 et 212.
- TAO, W.-K., J. SIMPSON et M. MCCUMBER, 1989 : An ice-water saturation adjustment. *Mon. Wea. Rev.*, **117**(1), 231–235, doi : 10.1175/1520-0493(1989)117<0231:AIWSA>2.0.CO;2. Cité page 25.
- TARDIEU, J. et M. LEROY, 2003 : Radome, le réseau temps réel d'observation au sol de météo-france. *La Météorologie*, **40**, 40–43. Cité page 222.
- THOUVENIN, T. Étude numérique de la situation des inondations du Gard des 8–9 septembre 2002, 2004. rapport de fin d'études no. 948, École nationale de la météorologie, Météo-France. Cité page 27.
- THURAI, M. et V. N. BRINGI, 2005 : Drop axis ratios from a 2D video disdrometer. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **22**(7), 966–978, doi : 10.1175/JTECH1767.1. Cité page 62.
- TIEDTKE, M., 1989 : A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**(8), 1779–1800, doi : 10.1175/1520-0493(1989)117<1779:ACMFSF>2.0.CO;2. Cité page 135.
- TIPPETT, M. K., J. L. ANDERSON, C. H. BISHOP, T. M. HAMILL et J. S. WHITAKER, 2003 : Ensemble square root filters. *Mon. Wea. Rev.*, **131**(7), 1485–1490, doi : 10.1175/1520-0493(2003)131<1485:ESRF>2.0.CO;2. Cité page 137.

- TONG, M. et M. XUE, 2005 : Ensemble Kalman Filter assimilation of Doppler radar data with a compressible nonhydrostatic model: OSS experiments. *Mon. Wea. Rev.*, **133**(7), 1789–1807, doi:10.1175/MWR2898.1. Cité pages 55, 66, 101, 102, 131 et 137.
- TOON, O. B. et T. P. ACKERMAN, 1981 : Algorithms for the calculation of scattering by stratified spheres. *Appl. Opt.*, **2**, 3657–3660. Cité page 58.
- TOSUN, H., 1994 : Boundary condition transfer method for the solution of electromagnetic scattering by rotationally symmetric penetrable bodies. *Radio Sci.*, **29**, 723–738. Cité page 211.
- TREADON, R. E., 1996 : Physical initialization in the NMC global data assimilation system. *Meteor. Atmos. Phys.*, **60**, 57–86. Cité page 138.
- TSUYUKI, T., 1997 : Variational data assimilation in the tropics using precipitation data. Part III: Assimilation of SSM/I precipitation rates. *Mon. Wea. Rev.*, **125**(7), 1447–1464, doi:10.1175/1520-0493(1997)125<1447:VDAITT>2.0.CO;2. Cité page 134.
- , K. KOIZUMI et Y. ISHIKAWA, 2002 : The JMA mesoscale 4D-Var system and assimilation of precipitation and moisture data. *Proc. ECMWF/GEWEX Workshop on Humidity Analysis*, Reading, Royaume-Uni, ECMWF, 59–67. Cité pages 134 et 138.
- ULABY, F. T., R. K. MOORE et A. K. FUNG, 1981 : *Microwave Remote Sensing. Active and Passive*, volume 1. Addison-Wesley, 456 p. Cité pages 57 et 69.
- UMASHANKAR, K. et A. TAFLOVE, 1982 : A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **24**, 397–405. Cité pages 211 et 212.
- UNDÉN, P., L. RONTU, H. JÄRVINEN, P. LYNCH, J. CALVO, G. CATS, J. CUXART, K. EEROLA, C. FORTELIUS, J. A. GARCIA-MOYA, C. JONES, G. LENDERLINK, A. McDONALD, R. MCGRATH, B. NAVASCUES, N. W. NIELSEN, V. ØDEGAARD, E. RODRIGUEZ, M. RUMMUKAINEN, R. RÖÖM, K. SATTLER, B. H. SASS, H. SAVIJÄRVI, B. W. SCHREUR, R. SIGG, H. THE et A. TIJM, 2002 : HIRLAM-5 Scientific Documentation. Available from SMHI, SE-601 76 Norrköping, Suède, 144 p. [https://hirlam.knmi.nl/open/publications/SciDoc\\_Dec2002.pdf](https://hirlam.knmi.nl/open/publications/SciDoc_Dec2002.pdf). Cité page 221.
- UZUNOGLU, N. K. et A. R. HOLT, 1977 : The scattering of electromagnetic radiation from dielectric scatterers. *J. Phys. A Math. Gen.*, **10**(3), 413–424. Cité page 213.
- , B. G. EVANS et A. R. HOLT, 1976 : Evaluation of the scattering of an electromagnetic wave from precipitation particles by the use of Fredholm integral equations. *Electron. Lett.*, **12**(12), 312–313. Cité page 213.
- , — et —, 1977 : Scattering of electromagnetic radiation by precipitation particles and propagation characteristics of terrestrial and space communication systems. *Proc. Inst. Electr. Eng.*, **124**(4), 417–424. Cité page 213.
- VAN BLADEL, J., 1985 : *Electromagnetic Fields*. Hemisphere, New York. Cité page 56.
- VAN DE HULST, H. C., 1981 : *Light Scattering by Small Particles*. Dover, New York, 470 p. Cité page 56.
- VAN VLECK, J. H., 1947a : Absorption of microwaves by oxygen. *Phys. Rev.*, **71**, 413–424. Cité page 68.
- , 1947b : The absorption of microwaves by uncondensed water vapor. *Phys. Rev.*, **71**, 425–433. Cité page 68.
- VIVEKANANDAN, J., W. M. ADAMS et V. N. BRINGI, 1989 : Generalized backscatter and propagation modelling of precipitation for polarimetric radar applications. Preprints, *Geoscience and Remote Sensing Symposium. IGARSS'89. 12th Canadian Symposium on Remote Sensing*, volume 3, Vancouver, Canada, Institute of Electrical and Electronic Engineers, Inc. (IEEE), 1902–1904. Cité page 59.
- , V. N. BRINGI et R. RAGHAVAN, 1990 : Multiparameter radar modeling and observations of melting ice. *J. Atmos. Sci.*, **47**(5), 549–564, doi:10.1175/1520-0469(1990)047<0549:MRMA00>2.0.CO;2. Cité pages 39, 59, 62, 63 et 66.
- , W. M. ADAMS et V. N. BRINGI, 1991 : Rigorous approach to polarimetric radar modeling of hydrometeor orientation distributions. *J. Appl. Meteor.*, **30**(8), 1053–1063, doi:10.1175/1520-0450(1991)030<1053:RATPRM>2.0.CO;2. Cité page 59.
- , R. RAGHAVAN et V. N. BRINGI, 1993 : Polarimetric radar modeling of mixtures of precipitation particles. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **31**(5), 1017–1030. Cité pages 20, 61, 62, 63 et 67.
- , V. N. BRINGI, M. HAGEN et P. MEISCHNER, 1994 : Polarimetric radar studies of atmospheric ice

- particles. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **33**(1), 1–10. Cité page 65.
- VOSHCHINNIKOV, N. V. et V. G. FARAFONOV, 1993 : Optical properties of spheroidal particles. *Astrophys. Space Sci.*, **204**, 19–86. Cité page 210.
- WANG, D.-S. et P. W. BARBER, 1979 : Scattering by inhomogeneous nonspherical objects. *Appl. Opt.*, **18**, 1190–1197. Cité page 59.
- WANG, D., K. K. DROEGEMEIER, D. JAHN, K. M. XU, M. XUE et J. ZHANG, 2001 : NIDS-based intermittent diabatic assimilation and application to storm-scale numerical weather prediction. Preprints, *14<sup>th</sup> Conf. on Numerical Weather Prediction*, Ft. Lauderdale, Floride, Amer. Meteor. Soc. Paper no. JP2.6. Cité page 140.
- WANG, W. et T. T. WARNER, 1988 : Use of four-dimensional data assimilation by Newtonian relaxation and latent-heat forcing to improve a mesoscale-model precipitation forecast: A case study. *Mon. Wea. Rev.*, **116**(12), 2593–2613, doi : 10.1175/1520-0493(1988)116<2593:UOFDDA>2.0.CO;2. Cité page 139.
- WATERMAN, P. C., 1965 : Matrix formulation of electromagnetic scattering. *Proc. IEEE*, **53**(8), 805–812. Cité pages 58, 59 et 75.
- , 1969 : Scattering by dielectric obstacles. *Alta Freq.*, **38**, 348S–352S. Cité page 58.
- WEGENER, A., 1911 : *Thermodynamik der Atmosphäre*. Barth, Leipzig. Cité page 25.
- WESTBROOK, C. D., R. C. BALL et P. R. FIELD, 2006 : Radar scattering by aggregate snowflakes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **132**(616), 897–914, doi : 10.1256/qj.05.82. Cité pages 59 et 63.
- WEYGANDT, S. S., P. NUTTER, E. KALNAY, S. PARK et K. DROEGEMEIER, 1999 : The relative importance of different data fields in a numerically simulated convective storm. Preprints, *8<sup>P</sup> Conf. on Mesoscale Processes*, Boulder, Colorado, Amer. Meteor. Soc., 310–315. Cité page 143.
- , A. SHAPIRO et K. K. DROEGEMEIER, 2002a : Retrieval of model initial fields from single-Doppler observations of a supercell thunderstorm. Part I: Single-Doppler velocity retrieval. *Mon. Wea. Rev.*, **130**(3), 433–453, doi : 10.1175/1520-0493(2002)130<0433:ROMIFF>2.0.CO;2. Cité page 141.
- , ——— et ———, 2002b : Retrieval of model initial fields from single-Doppler observations of a supercell thunderstorm. Part II: Thermodynamic retrieval and numerical prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **130**(3), 454–476, doi : 10.1175/1520-0493(2002)130<0454:ROMIFF>2.0.CO;2. Cité pages 132, 140 et 142.
- WHITAKER, J. S. et T. M. HAMILL, 2002 : Ensemble data assimilation without perturbed observations. *Mon. Wea. Rev.*, **130**(7), 1913–1924, doi : 10.1175/1520-0493(2002)130<1913:EDAWPO>2.0.CO;2. Cité page 137.
- WILSON, J. W., N. A. CROOK, C. K. MUELLER, J. SUN et M. DIXON, 1998 : Nowcasting thunderstorms: A status report. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**(10), 2079–2099, doi : 10.1175/1520-0477(1998)079<2079:NTASR>2.0.CO;2. Cité page 134.
- WISCOMBE, W. J. et A. MUGNAI, 1986 : Single scattering from non-spherical Chebyshev particles: A compendium of calculations. NASA Ref. Publ., NASA/GSFC Greenbelt, MD. Cité page 211.
- WRIEDT, T., 1998 : A review of elastic light scattering theories. *Part. Part. Syst. Charact.*, **15**, 67–74. Cité page 59.
- et A. DOICU, 1998 : Formulation of the extended boundary condition method for three-dimensional scattering using the method of discrete sources. *J. Modern Opt.*, **45**(1), 199–213. Cité pages 59 et 209.
- WU, B., J. VERLINDE et J. SUN, 2000 : Dynamical and microphysical retrievals from Doppler radar observations of a deep convective cloud. *J. Atmos. Sci.*, **57**(2), 262–283, doi : 10.1175/1520-0469(2000)057<0262:DAMRFD>2.0.CO;2. Cité pages 61, 62, 102, 134 et 143.
- WU, Z. S. et Y. P. WANG, 1991 : Electromagnetic scattering for multilayered sphere: Recursive algorithms. *Radio Sci.*, **26**, 1393–1401. Cité page 58.
- XIAO, Q., X. ZOU et Y.-H. KUO, 2000 : Incorporating the SSM/I-derived precipitable water and rainfall rate into a numerical model: A case study for the ERICA IOP-4 cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **128**(1), 87–108, doi : 10.1175/1520-0493(2000)128<0087:ITSIDP>2.0.CO;2. Cité pages 133 et 134.
- , J. SUN, W.-C. LEE, E. LIM, Y. GUO, D. M. BARKER et Y.-H. KUO, 2003 : Assimilation of Doppler radar observations with a regional 3D-VAR system: A heavy rainfall case study. *Proc. 31<sup>st</sup> Conf. on*

- Radar Meteorology*, Seattle, Washington, Amer. Meteor. Soc., 165–168. Cité page 102.
- , Y.-H. KUO, J. SUN, W.-C. LEE, D. M. BARKER et E. LIM, 2004 : Assimilation of Doppler radar observations and its impacts on forecasting of the landfalling typhoon Rusa (2002). *Proc. 3<sup>rd</sup> European Conf. on Radar in Meteorology and Hydrology (Erad3)*, Visby, Suède, 178–182. Cité pages 131, 135 et 143.
- , —, —, J. GU, E. LIM, D. M. BARKER, W.-C. LEE et Y.-R. GUO, 2005a : Assimilation of Doppler radar observations using WRF/MM5 3D-Var system and its impact on short-range QPF. *World Weather Research Programme Symposium on Nowcasting and Very Short Range Forecasting (WSN05)*, Toulouse, France, WWRP. Cité pages 102 et 135.
- , —, —, W.-C. LEE, E. LIM, Y.-R. GUO et D. M. BARKER, 2005b : Assimilation of Doppler radar observations with a regional 3DVAR system: Impact of Doppler velocities on forecasts of a heavy rainfall case. *J. Appl. Meteor.*, **44**, 768–788, doi:10.1175/JAM2248.1. Cité page 102.
- , —, —, —, D. M. BARKER et E. LIM, 2007 : An approach of radar reflectivity data assimilation and its assessment with the inland QPF of typhoon Rusa (2002) at landfall. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **46**(1), 14–22, doi:10.1175/JAM2439.1. Cité pages 42, 132 et 135.
- XU, J., X. GAO, Q. XIAO et S. SOROOSHIAN, 2004 : Investigate the impacts of assimilating satellite rainfall estimates on rainstorm forecast over southwest United States. *Geophys. Res. Lett.*, **31**(L16104), doi:10.1029/2004GL020120. Cité page 134.
- , Q. XIAO, X. GAO et S. SOROOSHIAN, 2006 : Influence of assimilating rainfall derived from WSR-88D radar on the rainstorm forecasts over the southwestern United States. *J. Geophys. Res.*, **111** (D13105), doi:10.1029/2005JD006650. Cité page 134.
- XU, Q., C.-J. QIU, H.-D. GU et J.-X. YU, 1995 : Simple adjoint retrievals of microburst winds from single-Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, **123**(6), 1822–1833, doi:10.1175/1520-0493(1995)123<1822:SAROMW>2.0.CO;2. Cité page 102.
- XUE, M., D. WANG, D. HOU, K. BREWSTER et K. K. DROEGEMEIER, 1998 : Prediction of the 7 May 1995 squall lines over the central US with intermittent data assimilation. Preprints, *12<sup>th</sup> Conf. on Numerical Weather Prediction*, Phoenix, Arizona, Amer. Meteor. Soc., 191–194. Cité page 140.
- , K. K. DROEGEMEIER et V. WONG, 2000 : The Advanced Regional Prediction System (ARPS) — A multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I: Model dynamics and verification. *Meteor. Atmos. Phys.*, **75**(3–4), 161–193, doi:10.1007/s007030070003. Cité pages 9 et 219.
- , —, —, A. SHAPIRO, K. BREWSTER, F. CARR, D. WEBER, Y. LIU et D. WANG, 2001 : The Advanced Regional Prediction System (ARPS) — A multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part II: Model physics and applications. *Meteor. Atmos. Phys.*, **76**(1–4), 143–165, doi:10.1007/s007030170027. Cité pages 9 et 219.
- , D. WANG, J. GAO, K. BREWSTER et K. K. DROEGEMEIER, 2003 : The Advanced Regional Prediction System (ARPS), storm-scale numerical weather prediction and data assimilation. *Meteor. Atmos. Phys.*, **82**(1–4), 139–170, doi:10.1007/s00703-001-0595-6. Cité pages 9, 140 et 219.
- , M. TONG et K. K. DROEGEMEIER, 2006 : An OSSE framework based on the ensemble square root Kalman filter for evaluating the impact of data from radar networks on thunderstorm analysis and forecasting. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **23**(1), 46–66, doi:10.1175/JTECH1835.1. Cité pages 42, 102, 131 et 138.
- YANG, P. et K. N. LIOU, 1996 : Finite-difference time domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space. *J. Opt. Soc. Am.*, **13**(10), 2072–2085. Cité page 212.
- YANG, Y., C. QIU et J. GONG, 2006 : Physical initialization applied in WRF-Var for assimilation of Doppler radar data. *Geophys. Res. Lett.*, **33**(L22807), doi:10.1029/2006GL027656. Cité pages 141 et 142.
- YAP, K.-S., 1995 : Impact of a Newtonian assimilation and physical initialization on the initialization and prediction by a tropical mesoscale model. *Mon. Wea. Rev.*, **123**(3), 833–861, doi:10.1175/1520-0493(1995)123<0833:IOANAA>2.0.CO;2. Cité page 138.
- YEE, S. K., 1966 : Numerical solutions of initial boundary value problems involving Maxwell's equation

- in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **14**, 302–307. Cité page 211.
- YEH, C., 1964 : Perturbation approach to the diffraction of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric obstacles. *Phys. Rev.*, **135**, A1193–A1201. Cité page 57.
- et K. K. MEI, 1980 : *On the scattering from arbitrarily shaped inhomogeneous particles — exact solutions*. In SCHUERMAN, D., éditeur, *Light Scattering by Irregularly Shaped Particles*. Plenum, New York, 201–206. Cité pages 59 et 211.
- YEH, K.-S., J. CÔTÉ, S. GRAVEL, A. MÉTHOT, A. PATOINE, M. ROCH et A. STANIFORTH, 2002 : The CMC-MRB Global Environmental Multiscale (GEM) model. Part III: Nonhydrostatic formulation. *Mon. Wea. Rev.*, **130**(2), 339–356, doi : 10.1175/1520-0493(2002)130<0339:TCMGEM>2.0.CO;2. Cité page 9.
- ZAWADZKI, I., 1984 : Factors affecting the precision of radar measurements of rain. *Proc. 22<sup>nd</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Boston, Massachusetts, Amer. Meteor. Soc., 251–256. Cité page 132.
- ZHANG, F., C. SNYDER et J. SUN, 2004 : Impacts of initial estimate and observation availability on convective-scale data assimilation with an ensemble Kalman filter. *Mon. Wea. Rev.*, **132**(5), 1238–1253, doi : 10.1175/1520-0493(2004)132<1238:IOIEAO>2.0.CO;2. Cité page 101.
- ZHANG, J., F. H. CARR et K. BREWSTER, 1998 : ADAS cloud analysis. Preprints, *12<sup>th</sup> Conf. on Numerical Weather Predictions*, Phoenix, Arizona, Amer. Meteor. Soc., 185–188. Cité pages 140 et 142.
- ZHANG, W., J. K. TERVONEN et E. T. SALONEN, 1996 : Backward and forward scattering by the melting layer composed of spheroidal hydrometeors at 5–100 GHz. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **44**, 1208–1219. Cité page 211.
- ZHAO, Q., J. COOK, L. PHEGLEY, K. SASHEGYI, Q. XU, P. HARASTI et M. FROST, 2003 : Assimilation of radar observations into a high-resolution numerical weather analysis and prediction system at NRL. *Proc. 31<sup>st</sup> Conf. on Radar Meteorology*, Seattle, Washington, Amer. Meteor. Soc., 169–172. Cité page 140.
- ZOU, X. et Y.-H. KUO, 1996 : Rainfall assimilation through an optimal control of initial and boundary conditions in a limited-area mesoscale model. *Mon. Wea. Rev.*, **124**(12), 2859–2882, doi : 10.1175/1520-0493(1996)124<2859:RATAOC>2.0.CO;2. Cité pages 133 et 134.
- ŽUPANSKI, D. et F. MESINGER, 1995 : Four-dimensional variational assimilation of precipitation data. *Mon. Wea. Rev.*, **123**(4), 1112–1127, doi : 10.1175/1520-0493(1995)123<1112:FDVAOP>2.0.CO;2. Cité page 134.
- ZUPANSKI, D., M. ZUPANSKI, E. ROGERS, D. F. PARRISH et G. J. DIMEGO, 2002a : Fine-resolution 4DVAR data assimilation for the Great Plains tornado outbreak of 3 May 1999. *Wea. Forecasting*, **17**(3), 506–525, doi : 10.1175/1520-0434(2002)017<0506:FRDAFT>2.0.CO;2. Cité page 134.
- ZUPANSKI, M., D. ZUPANSKI, D. F. PARRISH, E. ROGERS et G. DIMEGO, 2002b : Four-dimensional variational data assimilation for the blizzard of 2000. *Mon. Wea. Rev.*, **130**(8), 1967–1988, doi : 10.1175/1520-0493(2002)130<1967:FDVDAF>2.0.CO;2. Cité pages 133 et 134.



# **Simulation et assimilation de données radar pour la prévision de la convection profonde à fine échelle**

Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse délivrée par l'Université Toulouse III — Paul Sabatier

*Spécialité* : Physique de l'atmosphère

*Auteur* : Olivier CAUMONT

*Directrice de thèse* : Véronique DUCROCQ

*Co-directeur de thèse* : François BOUTTIER

*Laboratoire* : CNRM/GAME (Météo-France/CNRS), 42 ave. G. Coriolis, 31057 Toulouse cedex 01, France

## **Résumé**

Le travail de thèse a porté sur l'utilisation des données radar dans les domaines de la validation et de l'initialisation des modèles atmosphériques à échelle kilométrique. Dans la première partie, un simulateur radar sophistiqué et modulaire est développé dans le modèle atmosphérique à haute résolution Meso-NH. Des tests de sensibilité sur les différentes formulations utilisées pour décrire chaque processus physique impliqué dans les mesures radar (réflectivités et vents radiaux Doppler) sont effectués. Ils permettent de préciser le niveau de complexité nécessaire pour la simulation de la donnée radar à des fins de validation et pour l'opérateur d'observation à des fins d'assimilation des données radar. Dans la seconde partie, une méthode originale est développée pour assimiler les réflectivités. Cette méthode en deux temps, appelée 1D+3DVar, restitue d'abord des profils verticaux d'humidité à partir de profils de réflectivité par le biais d'une technique bayésienne qui utilise des colonnes voisines d'humidité et de réflectivité cohérentes du modèle. Les pseudo-observations restituées sont à leur tour assimilées par un système d'assimilation 3DVar à la résolution de 2,5 km. La méthode est évaluée et réglée avec à la fois des données simulées et réelles. On montre notamment le bénéfice de l'assimilation des données de réflectivité pour les prévisions à courte échéance de la situation des inondations exceptionnelles de septembre 2002 dans le Gard.

**Mots clés** : radar météorologique, assimilation de données, validation, prévision numérique du temps, pluie intense.

## **Radar data simulation and assimilation for fine-scale forecasting of deep convection**

### **Abstract**

The thesis work dealt with the use of radar data in the field of verification and initialisation of kilometric-scale atmospheric models. First, a modular advanced radar simulator is developed within the high-resolution atmospheric Meso-NH model. Sensitivity tests on the different formulations used to describe each physical process involved in radar measurements (reflectivity and radial Doppler winds) are carried out. As a result, a radar simulator for verification purposes is specified as well as an observation operator for the assimilation of radar data. Second, an original method is developed to assimilate reflectivities. This two-step method, called 1D+3DVar, first retrieves humidity vertical profiles from observed reflectivity profiles through a Bayesian technique that makes use of neighbouring model consistent humidity and reflectivity columns. The retrieved pseudo-observations are in turn assimilated by a 3DVar assimilation system at 2.5-km resolution. The method is evaluated and tuned with both simulated and real data. The method is found to be beneficial for short-range forecasts of the exceptional flash-flooding event that occurred in September 2002 in Southern France.

**Key words**: weather radar, data assimilation, verification, numerical weather prediction, heavy precipitation.