



HAL
open science

**Masse des cristaux de glace et facteurs de réflectivité
radar dans les systèmes de nuages convectifs de moyenne
échelle formés dans les Tropiques et la région de la mer
Méditerranée**

Emmanuel Fontaine

► **To cite this version:**

Emmanuel Fontaine. Masse des cristaux de glace et facteurs de réflectivité radar dans les systèmes de nuages convectifs de moyenne échelle formés dans les Tropiques et la région de la mer Méditerranée. Sciences de la Terre. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2014. Français. NNT : 2014CLF22527 . tel-01176222

HAL Id: tel-01176222

<https://theses.hal.science/tel-01176222>

Submitted on 15 Jul 2015

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

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

N° d'Ordre : D.U. 2527

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES

FONDAMENTALES

N° : 811

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL

Spécialité : Physique de l'Atmosphère

Par FONTAINE Emmanuel

Titulaire du Master Recherche Physico-Chimie de l'Atmosphère et du Climat

Masse des Cristaux de Glace et Facteurs de Réflectivité Radar dans les Systèmes de Nuages Convectifs de Moyenne Echelle Formés dans les Tropiques et la Région de la Mer Méditerranée

Directeur de thèse :

Pr. Alfons Schwarzenböeck, Laboratoire de Météorologie Physique, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand

Président du Jury :

Pr Joël Van Baelen, Laboratoire de Météorologie Physique, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand

Rapporteurs :

Pr. Helene Chepfer, Laboratoire de Météorologie Dynamique, Université Pierre et Marie Curie, Paris

Pr. Greg McFarquhar, Department of Atmospheric Sciences, University of Illinois, Urbana-Champaign, Illinois, United-State

Examineurs:

Dr. Dominique Bouniol, Centre National de Recherche Météorologique, Toulouse

Dr. Nicolas Viltard, Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales, Université Versailles Saint Quentin en Yvelines

Dr. Frédéric Szczap, Laboratoire de Météorologie Physique, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand

Dr. Jean-Pierre Pinty, Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse

Remerciements

Je remercie Alfons, pour m'avoir permis de travaillé sur ce sujet. Car c'est un sujet qui me tenait à cœur. Je te remercie pour ton encadrement, où tu as partagé tes connaissances, pour les discussions, les critiques et les questions qui m'ont permis d'aller plus loin et de mener cette thèse jusqu'ici. Et puis je te remercie pour m'avoir fait confiance durant ces quelques années. Cette thèse restera pour moi, un très bon souvenir. Merci ! Il n'y a pas un jours ou j'ai regréter d'avoir fait ce choix.

Je tiens à remercier les directeurs du Laboratoire, Wolfram Wobrock et Joël Van Baelen pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Météorologie Physique.

Je remercie le Centre National d'Etudes Spatiale et le Centre National de la recherche Scientifique pour avoir financé ces 3 années passionnantes.

Cette thèse fut une expérience personnelle et professionnelle enrichissante. J'ai eu la chance de pouvoir travailler avec pleins de scientifiques du LaMP mais aussi venant d'autres laboratoires Je remercie Régis pour son aide sur l'analyse et le traitements des données. Je remercie Julien Delanoë pour tout nos nombreux échanges, ainsi que pour m'avoir accueillis aussi souvent au LATMOS. Son soutien et son "co-encadrement" ont enrichis mes travaux et mon experience.

Je remercie Wolfram pour avoir suivis mes travaux, partager ses idées et ses connaissances. Merci à Marie, pour m'avoir aider sur mon orale de l'école Doctorale, c'était super! Merci Delphine, j'apprécie beaucoup de travailler avec toi. Merci Cécile, Florence et Françoise pour votre aide. Merci, Sandra et Edouard pour votre soutiens informatique. Merci, à l'équipe footballistique illuminée du LaMP et du LMV, Fred, Olivier, Guillaume, François, ceux qui sont partis et les jeunes recrues. Un peu de détente et une bière ça peu pas faire de mal !!

Je remercie le LaMP, et toute son équipe pour en faire un laboratoire difficile à quitter. Et je remercie toute l'équipe Megha-Tropiques, Nicolas Viltard, Marielle Gosset, Audrey Martini, Rémi Rocca (et je ne peux pas cité tout le monde désolé), pour ses réunions et ses Workshops, cela n'a fait que renforcer mon envie de poursuivre ma route.

Je souhaite aussi remercier tout les thésards et amis de l'OPGC avec qui j'ai partagé de très bons moments (le plus souvent autour d'une bonne bière), Oscar, Yannick, Baptiste, Amélie, Clémence, Gabrielle, Gwennolé, Boris, Christelle, Elise, Camille, Nina, Julien, Yohan, Laurent, Maxime, Carolle, Céline, Fred, Aurélien, Alexandre...

Asmaa pour être là, merci!

Je tiens à remercier toutes ma famille et belle famille pour leur soutiens. Merci Jean-Luc et Patricia pour m'avoir toujours encourager à suivre cette voie, merci Mickaël et Nicolas d'être là ! Merci à mes amis de votre soutiens, David, Sophie, Christophe, Angel, Nicos, Jane, Céline, Aurélien, Aurélie, Christian. Merci Guillaume, ton aide et ton soutiens au retour de mes études quand je suis arrivé à Rennes, c'est un peu grace à toi tout ça.

Merci à vous tous!

Table des Matières

Tables des Figures	5
Liste Des Tableaux	10
Chapitre 1 : Introduction	12
1.1 Introduction	13
Chapitre 2 : Les hydrométéores en phase glace dans les systèmes convectifs.....	18
2.1 Les hydrométéores en phase glace	20
2.1.1 Condensation de la vapeur d'eau.....	20
2.1.2 Formation des hydrométéores	21
2.1.3 Croissance par diffusion de vapeur	22
2.1.4 Croissance par agrégation	30
2.1.5 Croissance par givrage	31
2.1.6 Masse des hydrométéores à partir des mesures sols et avions	32
2.2 Les systèmes nuageux convectifs.....	36
2.2.1 Formation des cumulonimbus	36
2.2.2 Systèmes convectifs de moyenne échelle (MCS)	38
Chapitre3 : Observations des nuages convectifs dans le cadre de cette étude	42
3.1 Les systèmes nuageux convectifs étudiés dans le cadre des campagnes de mesures 44	
3.1.1 Système convectif tropical continental de la mousson Africaine (MT2010).....	44
3.1.2 Système convectif tropical océanique de la ZCIT.....	45
3.1.3 Système convectif côtier de la mer méditerranée.....	47
3.1.4 Système convectif tropical côtier de la mousson Nord-Australienne	48
3.2 La plateforme aéroportée pour les mesures des paramètres microphysiques des systèmes convectifs	50
3.2.1 La plateforme de mesure aéroportée : Falcon-20 et son instrumentation scientifique.....	50
3.2.2 Les sondes optiques à barrettes de diodes 2D-S et PIP	50

3.2.3	Le radar nuage RASTA.....	52
3.2.4	La sonde “ <i>isokinetic evaporator probe</i> (IKP)”	52
3.3	Les paramètres microphysiques des systèmes convectifs	53
3.3.1	Concentration, taille, masse et géométrie des hydrométéores en phase glace ...	53
3.3.1.1	Les paramètres géométriques des images en noir et blanc des hydrométéores en phase glace.....	53
3.3.1.2	Calcul du volume d'échantillonnage et de la distribution en nombre en fonction de la taille des hydrométéores	54
3.3.1.3	Masse des hydrométéores à partir d'informations géométriques de leurs images en noir et blanc.....	58
3.3.1.4	Regroupement des concentrations volumiques des paramètres microphysiques des sondes 2DS et PIP.....	60
3.3.1.5	Relation surface-diamètre des hydrométéores	62
3.3.2	Les facteurs de réflectivité Radar des hydrométéores en phase glace	68
3.3.3	Concentration massique totale des hydrométéores depuis l'IKP.....	70
Chapitre 4 : Calcul de la masse des cristaux de glace ; méthodes		72
4.1	Calcul du CWC depuis les propriétés microphysiques des hydrométéores et de leur facteur de réflectivité radar.....	74
4.1.1	Simulations des facteurs de réflectivité radar à 94GHz	74
4.1.2	Calcul des CWC à partir des solutions des simulations de facteurs de réflectivité	79
4.1.3	Incertitudes liées à la méthode et aux mesures	81
4.1.4	Comparaison entre CWC calculés depuis les facteurs de réflectivité et les CWC calculés avec la méthode Baker and Lawson (2006), comparaison avec les mesures de la sonde IKP.....	84
4.2	Calcul de l'exposant de la relation masse-diamètre	87
4.2.1	Modélisation 3D des formes de cristaux de glace.....	87
4.2.1.1	Principe	87
4.2.1.2	Les plaques.....	88

4.2.1.3	Les colonnes.....	89
4.2.1.4	Les étoiles (dendrites) à branches épaisses ou fines	89
4.2.1.5	Les capped-Columns (tables).....	90
4.2.1.6	Les rosettes.....	90
4.2.1.7	Les agrégats de cristaux 3D	91
4.2.2	Masse contre surface projetée	91
4.3	Calcul de la relation masse-diamètre des hydrométéores au sein des systèmes convectifs.....	98
4.3.1	Exposant moyen de la relation Surface-Diamètre des hydrométéores.....	98
4.3.2	Application de la relation β - σ	99
Chapitre 5 : Variations des paramètres microphysiques des systèmes Convectifs		102
5.1	Coefficients des relations masse-diamètre calculés à partir des facteurs de réflectivité et des propriétés géométriques des images 2D.....	104
5.2	Influence de la température sur les paramétrisations des relations masse-diamètre, et les distributions en taille des hydrométéores en phase glace.....	107
5.2.1	Les relations masse-diamètre en fonction de la température	107
5.2.2	Erreurs des paramétrisations de la relation masse-diamètre	110
5.2.3	Les distributions en taille des hydrométéores (PSD) et la température	114
5.3	Paramétrisation des CWC en fonction des facteurs de réflectivité	116
5.3.1	Relations Z-CWC et relations Z-CWC-T.....	116
5.3.2	Impact de la paramétrisation des relations masse-diamètre sur les relations Z-CWC et Z-CWC-T.....	122
5.3.3	Impact de l'aspect ratio moyen sur les relations Z-CWC et Z-CWC-T.....	125
5.4	Synthèse des résultats.....	126
Chapitre 6 : Conclusions et Prospectives		130
6.1	Conclusions	131
6.2	Perspectives.....	138
Annexe A : Autres solutions pour le calcul des facteurs de réflectivité des hydrométéores		141

A.1. L'approximation de Rayleigh (diffusion élastique).....	141
A.2 Solution de Mie : diffusion d'OEM par des sphères	142
A.3 L'approximation des dipôles discret.....	143
A.4 Comparaison des modèles de simulations des facteurs de réflectivité Radar à 94 GHz	144
Annexe B : Article publié dans <i>Atmospheric Chemistry and Physics</i>	146
Index.....	173
Références	176

Tables des Figures

Chapitre 2 :

Figure II. 1 : Schéma représentant les différents types de formation des hydrométéores en phase glace. T est la température environnante, T_f est la température de nucléation homogène, Rh l'humidité relative par rapport à l'eau liquide et Rhi l'humidité relative par rapport à la glace. **22**

Figure II. 2 : Schéma de la cristallisation par dépôt de vapeur. **24**

Figure II. 3 : Représentation de la croissance d'un cristal de glace, et des paramètres de la fonction f . D'après Yokohama and Kuroda (1990). **26**

Figure II. 4 : Diagramme de croissance de cristaux de glace en 2D. Les formes de cristaux sont obtenues à l'aide de simulations numériques. D'après Yokohama and Kuroda (1990). **27**

Figure II. 5 : Diagramme représentant les types de cristaux en fonction de la température et de la sursaturation par rapport à la glace. Images CPI, d'après Bailey and Hallet (2009). **28**

Figure II. 6 : A gauche, exemples de « capped-column » photographiées durant la campagne MEGHA-TROPIQUES 2011 du vol 50. Images CPI. A droite, exemples de simulation d'une « capped-column » d'après Ning et Reiter (2007). **29**

Figure II. 7 : Diagramme de phase pression-température, pour des températures en dessous de 0°C. Valable pour les changements de phases dans les nuages. **30**

Figure II. 8 : Exemple d'agrégats de cristaux de types plaques et « sector plates ». Images CPI, d'après Schmitt and Heymsfield (2010). **31**

Figure II. 9 : Exemples de chaînes de gouttelettes givrées à gauche ; images CPI d'après Gayet et al (2012). A droite, exemple de cristaux givrés et de grêlons ; microphotographies d'après Locatelli et Hobbs (1974). Les barres d'échelles représentent 1mm. **32**

Figure II. 10 : Types de nuages observés dans la troposphère. Source web : <http://www.justaflight.fr/les-bases-du-pilotage/meteorologie/les-nuages.html> **36**

Figure II. 11 : Emagramme des conditions thermodynamique de l'atmosphère à Parakou (Bénin) le 27 juillet 2006 à 21H38 (UTC) (sondage). D'après Lamrani (2011, Thèse). **38**

Figure II. 12 : Schéma simplifié d'échos Radar, délimitant la partie convective et la partie stratiforme d'un MCS. D'après Houze (1997). **39**

Figure II. 13 : Schéma de formation des cellules convectives en amont d'un MCS. D'après Browning et al. (1976). **39**

Figure II. 14 : Schéma de répartition des différents types de croissance des hydrométéores dans un MCS de type ligne de grains. D'après Houze (1989) et Noel (2010, Thèse). **40**

Figure II. 15 : Exemples d'hydrométéores observés dans les différentes parties nuageuses des MCS. Synthèse des travaux de Lawson et al. 2012 ; Stith et al. 2014 ; Gayet et al. 2012. Echelle de température et des facteurs de réflectivité qualitative. **41**

Chapitre 3 :

Figure III. 1 : Schéma 3D de la mousson Africaine (source : Lafore and France 2007). **45**

Figure III. 2 : Coupe latitudinale d'un modèle 2D, montrant l'évolution des cellules de Hadley nord et sud, ainsi que leur interaction avec les JOST. A gauche coupe lors de la transition hiver-été boréal, à droite en condition d'été boréal. Source Météo-France, Modèle 2D méridien. **46**

Figure III. 3 : Image satellite des Températures de Brillance dans l'infrarouge le 28 septembre à 12h00 UTC. D'après Ducrocq et al. (2014). **48**

Figure III. 4 : Moyenne des champs de vents durant la campagne Australian Monsoon EXperiment, d'après Gunn et al. (1989). Moyenne sur la période du 10 janvier au 15 février 1987. a) à 850hPa. b) A 700 hPa. c) A 200 hPa. **49**

Figure III.5 : Schéma fonctionnel des imagers d'hydrométéores d'après Baumgardner and Korolev 1997. **51**

Figure III. 6 : Schéma du Radar RASTA embarqué dans le Falcon de SAFIRE. **52**

Figure III. 7 : Schéma de la sonde IKP. **53**

Figure III. 8 : Schématisation d'une image binaire enregistrée par les sondes 2DS, CIP et PIP. La valeur 0 définit un pixel ne constituant pas l'hydrométéore tandis que la valeur 1 définit un pixel représentant la particule nuageuse. Les pixels représentant le contour de la particule sont entourés de lignes rouges. **54**

Figure III. 9 : Nombre de particules enregistrées par seconde sur l'axe des y, en fonction du temps de vol en secondes sur l'axe des x. En gris, est représenté le nombre d'images enregistrées par secondes. En noir, est représenté le nombre de particules comptées par le logiciel PADS. Les digrammes du haut et du bas concernent la sonde CIP et la sonde PIP respectivement. **57**

Figure III. 10 : Concentration des hydrométéores (en $L^{-1} \mu m^{-1}$) en fonction de leurs diamètres (PSD) (en μm). La courbe en noir représente les PSD calculées à partir des images vues par la 2D-S. La courbe rouge représente les PSD de la CIP après correction de l'overflow. La courbe rouge discontinue désigne les PSD de la CIP avant correction de l'overflow. La courbe bleue représente les PSD de la PIP après correction de l'overflow. La courbe bleue discontinue désigne les PSD de la PIP avant la correction de l'overflow. a) exemple lorsque la PIP est en condition d'overflow. b) exemple lorsque la CIP et la PIP ne sont pas en condition d'overflow. c) exemple lorsque les sondes CIP et PIP sont en condition d'overflow. Les exemples a), b) et c) sont référencés dans la Figure III. 9. **57**

Figure III. 11 : a) Concentrations des hydrométéores en $L^{-1} \mu m^{-1}$ en fonction du D_{max} des hydrométéores. Est figuré en noir le PSD composite calculé à partir du PSD de la 2D-S (en vert) et du PSD de la PIP (en rouge). b) Exemple de distribution de la masse selon Baker and Lawson 2006 en $g L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores selon D_{max} en μm . En noir le PMD composite, en vert le PMD de la 2D-S et en rouge le PMD de la PIP. **61**

Figure III. 12 : Exemple de l'aspect ratio moyen $As(D_{max})$ des images 2D en fonction du diamètre des hydrométéores en μm . En noir $As(D_{max})$ composite, à partir de $As(D_{max})$ de la 2D-S en vert et de $As(D_{max})$ de la PIP en rouge. **62**

Figure III. 13 : Exemple de détermination de la relation surface-diamètre. La surface en cm^2 est tracée en fonction de la taille des hydrométéores. Les croix noires représentent la surface moyenne déduite en fonction de D_{max} pour la 2D-S. Les croix rouges représentent la surface moyenne en fonction de D_{max} de la PIP. La courbe grise désigne la relation surface-diamètre pour un disque. La courbe jaune représente le fit par une loi de puissance de la surface en fonction du diamètre pour la 2D-S. La courbe bleue indique le fit par une loi puissance de la surface en fonction du diamètre pour la PIP. **63**

Figure III. 14 : Coefficients de la relation $S(D)$ calculé pour les campagnes HAIC-HIWC (croix bleu), pour les campagnes MT2010 et MT2011 (cercles rouge) et pour la campagne HyMeX (points vert). A gauche : les coefficients calculés pour les hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S. A droite : les coefficients calculés pour les hydrométéores enregistrés par la sonde PIP. Le coefficient γ est sur l'axe des y et le coefficient σ est sur l'axe des x . **64**

Figure III. 15 : a) Concentration en nombre des hydrométéores (PSD) en $L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores en μm sur l'axe y à gauche. La courbe grise représente la température *in-situ* en $^{\circ}C$. b) Coefficient σ de la relation $S(D)$. En rouge les coefficients σ pour les hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S, en bleu les coefficients σ pour les hydrométéores enregistrés par la sonde PIP. Pour chaque cadre en bas les images de la sonde 2D-S et de la sonde PIP sont séparées par une ligne grise : à gauche exemples d'hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S, à droite exemples d'hydrométéores enregistrés par la sonde PIP. **66**

Figure III. 16 : comme pour la Figure III. 15. Extrait du vol 23 de la campagne HAIC-HIWC. **67**

Figure III. 17 : Réflectivités mesurées en dBZ par RASTA durant le vol 43 de MT2011 (l'échelle de couleurs à droite). Sur l'axe des y l'altitude est donnée en km, et sur l'axe des x la distance parcourue par l'avion est donnée en km. La bande blanche représente l'altitude de vol de l'avion et à une épaisseur d'environ 600m (300m au dessus et au dessous de l'avion). **70**

Chapitre 4 :

Figure IV 1 : Schéma d'un sphéroïde oblate. **75**

Figure IV 2: Les courbes continues sont représentées par l'axe des y à gauche qui donne la valeur de la réflectivité (Z_{accu}) en dBZ, intégrée jusqu'au D_{max} donné par l'axe des x en μm . Les courbes discontinues sont représentées par l'axe y à droite qui représente la réflectivité intégrée par rapport à la réflectivité intégrée sur tout le spectre (Z_{accu}/Z_e) en %. En bleu foncé les simulations avec la méthode de la T-matrice pour un $\overline{A_s}=0,5$, en vert pour un $\overline{A_s}=0,6$, en rouge pour un $\overline{A_s}=0,7$, en bleu clair pour un $\overline{A_s}=0,8$, en violet pour un $\overline{A_s}=0,9$ et en jaune des simulations utilisant la solution de Mie (sphère $A_s=1$). **77**

Figure IV 3 : Facteurs de réflectivité simulée Z_e en dBZ en fonction de α . En rouge réflectivités simulées pour un $\beta_i=2,00$. En noir le facteur de réflectivité mesurée par RASTA. Le coefficient α_i correspond à la valeur de α où Z_e égale le facteur de réflectivité simulée. **79**

Figure IV 4 : a) Concentration des hydrométéores (PSD composites) données par le code couleur à gauche en $L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores représentées par l'axe des y à droite. La courbe noire représente la réflectivité radar mesurée par RASTA à 94GHz donnée en dBZ par l'axe des y à droite. b) $\overline{A_s}$ utilisé pour les simulations des réflectivités Z_e et la restitution de α_i . c) α_i donné par le code couleur à gauche en fonction de β_i sur l'axe des y . d) CWC en $g m^{-3}$ sur l'axe y . La bande bleue représente les valeurs de tous les CWC(α_i, β_i), et la courbe noire \overline{CWC} . L'axe des x , commun à toutes les sous-figures donne le temps UTC en secondes. **81**

Figure IV 5: Fonction de distribution de probabilité (PDF) de l'incertitude en % sur la restitution du CWC à partir de la méthode de la T-matrice. **82**

Figure IV 6: En noir les données HAIC calculées sur 5 secondes. La droite rouge représente la relation linéaire $y=x$. Sur l'axe y , le CWC mesuré par la sonde IKP. Sur l'axe x , a) le \overline{CWC} calculé à partir des réflectivités mesurées par RASTA et simulées avec la méthode de la T-matrice, b) le CWC calculé avec la méthode de Baker and Lawson (2006). **85**

Figure IV 7: \overline{CWC} , sur l'axe y , calculé à partir des simulations des facteurs de réflectivité mesurés par RASTA et CWC calculé à partir de la méthode de Baker and Lawson 2006 sur l'axe x . Les points noirs représentent un calcul pour un pas de temps de 5 secondes. La droite

rouge représente la relation linéaire $y=x$. a) comparaison sur les données de la campagne HAIC. b) comparaison sur les données de la campagne HyMeX. c) comparaison sur les données de la campagne MT2011 et d) comparaison sur les données de la campagne MT2010. **87**

Figure IV 8: Schéma indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type plaque. **88**

Figure IV 9 : Schéma indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type colonne. **89**

Figure IV 10 : Schéma indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type étoiles à branches épaisses (en haut), et étoiles à branches fines (en bas). **89**

Figure IV 11: Schéma indiquant les paramètres L_1 , L_2 et H utilisés pour simuler les cristaux de type capped column, exemple avec une formation de 2 plaques aux extrémités. **90**

Figure IV 12 : Schémas indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type Rosettes. Et N est le nombre de Bullet qui forment le cristal. **90**

Figure IV 13 : a) Surface projetée sur l'axe des y , en fonction du D_{max} sur l'axe des x . b) Sur l'axe des y la masse des cristaux 3D, en fonction de leurs D_{max} sur l'axe des x . Les points bleus sont obtenus pour chaque simulation d'hydrométéores. Les courbes rouges montrent les lois puissance qui modélisent les relations $S(D)$ et $m(D)$ lorsque D_{max} est sous-estimé (c), ou lorsque D_{max} n'est pas sous-estimé (d). La courbe pointillée noire représente les lois puissance moyennes déduites des 2 orientations extrêmes. **93**

Figure IV 14 : Exposants des relations masse- D_{max} sur l'axe y , en fonction de l'exposant des relations surface- D_{max} sur l'axe x . Les symboles sans contours représentent des cristaux simples simulés en 3D. Les symboles avec contours rouges représentent les agrégats de cristaux simulés en 3D, et les symboles avec contours noirs représentent les valeurs fournies par Mitchell 1996. La légende des symboles est donnée par le Tableau IV. 8. **94**

Figure IV 15 : de gauche à droite, symboles utilisés pour décrire les hydrométéores, exemples de projections de cristaux simulés, exemples d'agrégats de cristaux simulés et extraits d'images d'hydrométéores enregistrés par les sondes 2D-S, PIP et par le Cloud Particle Imager (CPI ; Gayet et al. 2012). **97**

Figure IV 16 : a) Concentration des hydrométéores (PSD composites) données par le code couleur à gauche en $L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores représentée par l'axe des y à droite. La courbe noire représente la réflectivité radar mesurée par RASTA à 94GHz donnée en dBZ par l'axe des y à droite. b) \overline{As} utilisé pour les simulations des réflectivités Ze . c) Coefficients de la relation $m(D)$. En noir les exposants β_σ (axe des y à gauche). En gris les pré-facteurs α_σ (axe des y à droite). d) La bande grise montre les $CWC(\alpha_i, \beta_i)$, la courbe noir le $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$, la courbe rouge les CWC mesurés par la sonde IKP, et la courbe bleu les CWC obtenus à partir de la paramétrisation de Heymsfield et al. 2010 pour des nuages formés par convection (cv-gt). L'axe des x , commun à toutes les sous-figures donne le temps UTC en secondes. **100**

Chapitre 5 :

Figure V. 1 : Coefficients des relations $m(D)$ calculés pour les jeux de données : a) MT2010, b) MT2011, c) HyMeX et d) HAIC-HIWC. α_σ est sur l'axe des y et β_σ sur l'axe des x . Les courbes noires représentent les modèles logarithmiques. Les points sont colorés en fonction de la température T mesurée *in-situ*. **105**

Figure V. 2 : Relations entre pré-facteur et exposant de la relation $m(D)$. Sur l'axe des x l'exposant de la relation $m(D)$ et sur l'axe des y le pré-facteur de la relation $m(D)$. **106**

Figure V. 3 : Profils verticaux des paramètres microphysiques des hydrométéores en phase glace pour les 4 catégories de systèmes convectifs observés. Sur l'axe de x : a) la concentration

totale des hydrométéores N_T , b) α_σ , c) β_σ et d) $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$. Sur l'axe des y la température T *in-situ*. **108**

Figure V. 4 : Erreur relative sur l'axe des y en fonction de la température sur l'axe des x . Les lignes pleines représentent la moyenne des erreurs relatives sur un intervalle de température de 5K. Les lignes pointillées représentent le premier quartile et le 3^{ème} quartile sur le même intervalle de température. En rouge pour la paramétrisation de type $CWC(\alpha_\beta, \beta_\sigma)$. En vert pour la paramétrisation de type $CWC(\alpha_{\beta,T}; \beta_\sigma)$. En bleu pour la paramétrisation de type $CWC(\alpha_T; \beta_T)$. En gris pour une paramétrisation où α et β sont constants et déterminés pour chaque campagne. a) Campagne MT2010. b) Campagne MT2011. c) Campagne HyMeX. d) Campagne HAIC. **113**

Figure V. 5 : a-d) Concentration des hydrométéores sur l'axe y en fonction de la taille des hydrométéores sur l'axe des x . e- h) Masse des hydrométéores sur l'axe y en fonction de la taille des hydrométéores sur l'axe x . i-l) Ratio de la masse cumulée sur la masse totale sur l'axe y en fonction de la taille des hydrométéores sur l'axe x . Les courbes sont moyennées sur un intervalle de température de 5K et colorées en fonction de la température. De gauche à droite : les campagnes MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC, respectivement. **115**

Figure V. 6 : Occurrence des $CWC(\alpha_\sigma; \beta_\sigma)$ sur l'axe des y en fonction du facteur de réflectivité sur l'axe des x . La fonction de distribution des probabilités est normalisée par rapport au nombre total de points contenus dans chaque base de données. La courbe noire, représente le fit par une loi puissance et les courbes grises en pointillées la déviation standard. a) MT2010. b) MT2011. c) HyMeX. d) HAIC. **118**

Figure V. 7 : Relations Z-CWC obtenues pour les jeux de données des quatre campagnes et relations Z-CWC restituée par Protat et al. (2007). Le CWC est sur l'axe y et le facteur de réflectivité en dBZ sur l'axe x . **119**

Figure V. 8: a) Aspect ratio moyen sur l'axe des x , en fonction de la température sur l'axe des y . b) PDF de l'aspect ratio moyen. **126**

Liste Des Tableaux

Chapitre 2 :

Tableau II. 1 : Coefficients de la relation $m(D)$ en fonction du type de cristal de glace. D'après Mitchell (1996). **35**

Chapitre 3 :

Tableau III. 1 : Relations densité volumique effective et ratio de surface, développée par Heymsfield and al. (2002). **59**

Chapitre 4 :

Tableau IV. 1 : 10^{ème} percentile, 1^{er} quartile, médiane, 3^{ème} quartile et 90^{ème} percentile des incertitudes sur la restitution du CWC, ainsi que sa valeur moyenne. Statistique évaluée sur 34784 où un CWC a pu être calculé en utilisant une résolution temporelle de 5 secondes pour calculer les PSD, $\overline{A_s}$, et le facteur de réflectivité radar de RASTA. **82**

Tableau IV. 2 : Percentile (10^{ème}, 1^{er} quartile, médiane, 3^{ème} quartile, 90^{ème}), moyenne et coefficients de corrélation (cc) des rapports entre les 2 différentes méthodes de calcul des CWCs (T-matrice et Baker and Lawson 2006) et les CWC mesurés par la sonde IKP. **86**

Tableau IV. 3: Les 4 types de simulation de plaques avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux. **88**

Tableau IV. 4 : Les 4 types de simulation de colonnes avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés par types. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux. **89**

Tableau IV. 5 : Les 4 types de simulation d'étoiles à branches épaisses et étoiles à branches fines avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés par types. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux. **89**

Tableau IV. 6 : Les 2 types de simulations capped column avec 2 étoiles à branches et capped column avec 2 plaques. Avec l'intervalle dans laquelle L_1 est imposé pour les 1000 cristaux simulés par types. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux. **90**

Tableau IV. 7 : Les 8 types de simulation de rosettes avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés par type et le nombre de N de bullet par rosettes. **90**

Tableau IV. 8 : Types de cristaux, ainsi que leurs exposants σ et β calculés pour les relations $S(D)$ et $m(D)$. Les symboles sont utilisés dans la Figure IV 14 et la Figure IV 15. A gauche, les résultats obtenus pour des simulations 3D de cristaux individuels. Au centre, les résultats obtenus pour des simulations de cristaux agrégés. A droite, les résultats montrés par Mitchell 1996. Les indices entre parenthèses correspondent aux types de paramètres utilisés pour les simulations : (1) et (2) rapport constant (3) rapport en $1/L$ ou $1/H$, et (4) rapport en $1/\sqrt{L}$ ou $1/\sqrt{H}$ (cf. Erreur ! Source du renvoi introuvable.). **96**

Tableau IV. 9 : Rapport entre CWC calculés depuis la méthode de la T-matrice ($CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$; \overline{CWC}) et les CWC_{IKP} mesurés par la sonde IKP. **101**

Chapitre 5 :

Tableau V. 1 : relations $m(D)$ moyennes en fonction du type de MCS observé. **111**

Tableau V. 2 : Relations Z-CWC-T calculées pour les campagnes MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC. **120**

Tableau V. 3 : erreurs absolues : $erreur_Z$ et $erreur_{Z,T}$. **121**

Tableau V. 4 : $erreur_Z$ en fonction des paramétrisations de la relation $m(D)$. **123**

Tableau V. 5 : $erreur_{Z,T}$ en fonction des paramétrisations de la relation $m(D)$. **124**

Tableau V. 6 : différences entre $erreur_{Z,T}$ et $erreur_Z$ en fonction des paramétrisation des relations $m(D)$. **124**

Chapitre 1 : Introduction

1.1 Introduction

Les cristaux de glace ne sont pas un sujet d'étude nouveau dans la science moderne. Au XVII^{ème} siècle, deux essais dédiés aux formes complexes des cristaux de glaces ont été publiés. En 1611, Johannes Kepler écrit un traité sur les origines possibles des formes complexes des cristaux et sur leurs symétries. Puis en 1637, René Descartes dans son traité « Les Météores » donne un aperçu des différentes formes des cristaux de glace observés.

Avec l'apparition de la photographie à la fin du XIX^{ème} siècle, Wilson Bentley fournit un premier catalogue de photographies des cristaux de glace. Puis au début des années 30, Ukishiro Nakaya produit la première classification des cristaux de glace en fonction des conditions thermodynamiques de l'atmosphère. Il réalise notamment le premier cristal de glace artificiel en 1936. Depuis, d'autres classifications des cristaux de glace ont vu le jour au fur et à mesure de que les connaissances sur leurs conditions d'existence et de formation se sont affinées (Magono and Lee 1966 ; Pruppacher and Klett 1997 ; Bailey and Hallet 2009).

La première observation des cristaux de glace dans les nuages de haute altitude eu lieu en Allemagne durant l'année 1945 (Weickmann 1945). L'auteur vola dans des cirrus avec le cockpit ouvert et il plaça une plaque enduite de laque à l'extérieur de l'avion afin de capturer les cristaux de glace. Cette expérience lui permit d'étudier leurs caractéristiques en fonction de la température. Weickmann (1945) fournit les premiers résultats acquis lors de mesures aéroportées pour y décrire les conditions de présence des cristaux de glace (hydrométéores en phase glace). L'observation des hydrométéores (glace ou liquide) dans les nuages se développe à partir des années 70, avec l'apparition d'instruments optiques étant capables de prendre des photos en noir et blanc des hydrométéores (Knollenberg 1970 ; 1976). Les instruments optiques permettent d'évaluer la concentration des hydrométéores dans les nuages, tout en ayant un aperçu de leurs caractéristiques géométriques. Depuis, des instruments de plus en plus précis se sont développés afin d'améliorer la précision des photos des hydrométéores et le calcul de leurs concentrations au sein des nuages dans lesquels ces cristaux de glace se développent.

Les systèmes convectifs nuageux de moyennes échelles (MCS ; *Mesoscale Convective Systems*) sont composés en grande partie de cristaux de glace et ont une extension verticale d'une dizaine de kilomètres et une extension horizontale de plusieurs centaines de kilomètres. D'un point de vue météorologique les MCS ont un impact considérable sur le bilan énergé-

tique (radiatif et thermique) de l'atmosphère ainsi que sur le cycle de l'eau. Ils sont en générales responsables d'évènements précipitants importants créant parfois des glissements de terrain et des crues éclairées pouvant entraîner des dégâts matériels et la perte de vies humaines. Dans les zones les plus convectives des MCS, les vitesses verticales peuvent dépasser les 20 m/s apportant de grande quantité de glace dans la haute troposphère à l'altitude de vol des avions de ligne. Ces grandes quantités de glaces affectent le bon fonctionnement des moteurs d'avions pouvant entraîner leurs arrêts brutaux et dans certains cas la chute des avions.

Les MCS sont largement observés et étudiés par le biais de la télédétection active et passive dans les micro-ondes. La télédétection passive mesure l'émission de micro-ondes par les molécules d'eau via les radiomètres embarqués sur les satellites : températures de brillance des nuages. En revanche, la télédétection active mesure la diffusion des micro-ondes par les molécules d'eau via les radars implantés au sol, embarqués dans les avions et sur les satellites : facteurs de réflectivité radar. A partir des mesures des températures de brillance et des facteurs de réflectivité, les propriétés nuageuses sont restituées à l'aide des algorithmes d'inversion, qui cherchent à restituer les propriétés physiques des nuages par le biais de modèles de transfert radiatif, les températures de brillance et les facteurs de réflectivités. Les taux de précipitations engendrés par les MCS sont restitués à partir de leurs températures de brillance (Viltard et al. 2006) par l'intermédiaire d'algorithmes qui font appel à des simulations de température de brillance et des bases de données de taux de précipitations. La principale source d'erreur des modèles de transfert radiatif est dû à la paramétrisation de la masse des hydrométéores en fonction de leurs tailles (relation masse-diamètre : $m(D)$), ce qui implique donc des erreurs sur les restitutions des taux de précipitations.

Les radars fournissent des informations très détaillées de la structure 3D des MCS et de leurs évolutions spatio-temporelles. Ainsi ils permettent l'amélioration des connaissances scientifiques sur la physique et la dynamiques des MCS (Houze 2004 ; Gosset et al. 2008). Cependant l'interprétation des propriétés microphysiques à partir des facteurs de réflectivité pour les particules de glace est dépendante des hypothèses qui sont utilisées pour décrire la masse et la forme des hydrométéores ainsi que sur la manière dont sont simulés les facteurs de réflectivités. Les contenus massiques de glace (CWC : *Condensed Water Content*) des MCS sont souvent déduits à partir de relation $m(D)$ constante et comparés aux facteurs de réflectivités (Hogan et al. 2006 ; Protat et al. 2007).

La relation $m(D)$ des hydrométéores en phase glace est un paramètre important pour décrire les processus microphysique au sein des MCS. Cette relation intervient dans le calcul des CWC, des taux de précipitations et des échanges de chaleur latente. Cependant la variabilité de la relation $m(D)$ est encore mal comprise et n'est pas assimilée dans les modèles de transfert radiatif et les modèles de prévisions météorologiques.

Cette thèse s'intéresse à la variabilité des propriétés microphysiques des MCS, et plus précisément à la variabilité de la relation $m(D)$ et de la forme des hydrométéores au sein des MCS. Elle établit le lien entre la variation de la relation $m(D)$ et les facteurs de réflectivité par l'étude de simulations numériques de la forme des cristaux de glace en 3D et en 2D, ainsi que par le biais de simulations des facteurs de réflectivité des hydrométéores en phase glace. Pour cela cette thèse s'appuie sur un grand jeu de données obtenu durant quatre campagnes d'observations des MCS auxquelles a participé le Laboratoire de Météorologie Physique. Il s'agit de campagnes de mesures aéroportées pour lesquels des images d'hydrométéores ont été collectées avec des imageurs optiques ainsi que les facteurs de réflectivités simultanément mesurés à l'aide d'un radar à bord du même avion de recherche. Ces 4 campagnes de mesure se sont déroulées dans le cadre de projets suivants :

Le projet Megha-Tropiques est un projet Franco-Indien destiné à améliorer les connaissances scientifiques liées à la météorologie en région tropicale et ses processus climatiques. Pour parvenir à ses objectifs, deux campagnes de mesures ont été réalisées en aout 2010 à Niamey (Niger ; nommé plus tard MT2010) ainsi qu'en novembre-décembre 2011 à Gan (Iles Maldives ; nommé plus tard MT2011). Ces deux cadres d'expérimentations différents apportent la possibilité de différencier les systèmes convectifs continentaux des systèmes convectifs océaniques. La campagne MT2010 concerne l'échantillonnage des systèmes convectifs de moyenne échelle liés à la mousson Africaine. La campagne MT2011 concerne l'échantillonnage des systèmes convectifs liés à la Zone de Convergence Inter Tropicale au-dessus de l'océan Indien. La campagne d'observation HyMeX s'est déroulée durant les mois de septembre et octobre 2012 (*Hydrological cycle in the Mediterranean eXperiment*). HyMeX est un programme international dédié à l'étude du cycle hydrologique dans le bassin méditerranéen. Son objectif est d'améliorer les prévisions concernant les événements extrêmes tels que les fortes précipitations et les crues-éclair engendrées par les MCS qui se forment en automne (Drobinski et al. 2014 ; Ducroq et al. 2014).

La campagne internationale HAIC-HIWC (*High Altitude Ice Crystals ; High Ice Water Content*) a pour objectif de mesurer les fortes concentrations de cristaux de glace et des contenus très élevés en masse de glace associés qui peuvent provoquer l'endommagement et l'arrêt des moteurs d'avion (Protat et al. 2014 ; Gryzsh and Mason 2011). Cette campagne s'est déroulée pendant les mois de janvier, février et mars 2014 à Darwin (Australie) durant la mousson Nord-Australienne (connue aussi en tant que mousson d'Asie du sud et d'Océanie).

Cette thèse se découpe en 4 chapitres pour présenter les travaux sur la variabilité de la relation $m(D)$, de ses origines jusqu'aux conséquences microphysiques, à partir des facteurs de réflectivité et des images des hydrométéores enregistrées au cours des 4 campagnes de mesures présentées ci-dessus.

Le chapitre 2 fournit des éléments théoriques sur la formation des hydrométéores en phase glace. Puis il présente les méthodes adoptées par des études antérieures pour calculer les relations $m(D)$ des hydrométéores en phase glace. Ensuite la formation des nuages convectifs est abordée ainsi que la formation des MCS. Le chapitre se termine avec un bilan des connaissances des cristaux de glaces qui y sont présent.

Le chapitre 3 présente les 4 types de systèmes convectifs observés dans leurs différentes régions de formation. A cela s'ajoute une description des instruments de mesures qui ont été utilisés durant les quatre campagnes et les paramètres microphysiques mesurés par ces instruments.

Le chapitre 4 décrit la méthode adoptée pour calculer les CWC des MCS à partir de simulations des facteurs de réflectivité à l'aide de la méthode de la T-matrice. Ensuite est présentée la méthode adoptée pour contraindre la relation $m(D)$ à partir de simulations 3D de la forme des cristaux de glace. Pour finir, les résultats obtenus à partir des simulations 3D des formes de cristaux de glace sont alliés aux simulations des facteurs de réflectivité pour être appliqués aux 4 jeux de données ayant comme objectif de calculer le plus précisément possible les relations $m(D)$ des hydrométéores présents dans les MCS.

Le chapitre 5 présente les résultats obtenus à partir des paramètres microphysiques mesurés et calculés. Les propriétés microphysiques des systèmes convectifs sont étudiés, notamment en fonction de la température afin d'illustrer leurs variabilités verticales. Ensuite des paramétrisations du pré-facteur α et de l'exposant β de la loi puissance décrivant la relation

$m(D)$ dans les 4 types de MCS sont déduites. Pour finir, les CWC contraints par les simulations des facteurs de réflectivité et les images des hydrométéores ainsi que les CWC calculés à partir des paramétrisations de $m(D)$ de ce chapitre, sont comparés aux facteurs de réflectivité mesurés, dans l'objectif d'étudier l'impact de ces différentes paramétrisations $m(D)$ sur la restitution de CWC par les relations entre réflectivité Z et CWC.

Le dernier chapitre apporte les conclusions de ces travaux de thèse ainsi que des perspectives pour approfondir nos connaissances sur les propriétés microphysiques des systèmes convectifs.

Chapitre 2 : Les hydrométéores en phase glace dans les systèmes convectifs

Introduction

Ce chapitre a pour vocation de fournir les concepts sur les connaissances acquises concernant les hydrométéores en phase glace dans les nuages, en particulier dans les systèmes nuageux convectifs. La première partie se concentre sur les hydrométéores et plus spécifiquement sur les hydrométéores en phase glace. Tout d'abord, les notions thermodynamiques de la condensation de la vapeur sont expliquées, puis l'initialisation de la formation des cristaux de glace. Ensuite, les processus de croissance, comme la diffusion de vapeur, l'agrégation et le givrage sont brièvement abordés, pour expliquer les différentes formes de cristaux observés dans les nuages glacés. Cette première partie s'achève sur un historique des recherches menées sur la quantification de la masse des cristaux à partir de différentes mesures.

La seconde partie de ce chapitre, présente les notions des processus dynamique et thermodynamique qui amènent à la formation de systèmes convectifs nuageux de grande envergure. Dans un premier temps les principes de formation d'un nuage convectif sont détaillés tel que les cumulonimbus. Puis, les systèmes convectifs de moyenne échelle sont abordés avec leurs particularités.

2.1 Les hydrométéores en phase glace

2.1.1 Condensation de la vapeur d'eau

L'atmosphère terrestre, et en particulier la troposphère, est constituée en une petite partie de vapeur d'eau (~1%). Cette quantité de vapeur d'eau est représentée par sa pression partielle p_v par rapport aux autres gaz, où la somme des pressions partielles de tout les gaz présents dans la troposphère est égale à la pression atmosphérique P . Lorsqu'une parcelle d'air est saturée en vapeur d'eau, il y a formation d'un nuage. La vapeur d'eau se condense soit sous forme de gouttelettes (eau liquide), soit sous forme de cristaux de glace (eau solide). La saturation de la vapeur d'eau se définit par rapport à sa pression partielle pour laquelle il y a équilibre entre la phase vapeur et la phase condensée liquide ou glace mise en jeu. Cette pression est appelée pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide $P_{sat, \text{vapeur-liquide}}$ ou respectivement par rapport à la glace $P_{sat, \text{vapeur-glace}}$. Ainsi les humidités relatives Rh (pour la phase liquide) ou Rhi (pour la phase glace) déterminent la position de la pression de vapeur d'eau par rapport aux pressions de vapeur saturante.

$$Rh [\%] = 100 \cdot \frac{P_v}{P_{sat, \text{vapeur-liquide}}} \quad \text{ou} \quad Rhi [\%] = 100 \frac{P_v}{P_{sat, \text{vapeur-glace}}} \quad \text{II. 1}$$

Quand l'humidité relative de la parcelle d'air est supérieure à 100%, les conditions thermodynamiques sont favorables à la condensation de la vapeur. Si $Rh > 100\%$, il peut y avoir formation d'un nuage avec des gouttelettes d'eau liquide. Et si $Rhi > 100\%$, il peut y avoir formation d'un nuage avec des cristaux de glace pour des températures négatives. Il est possible que Rh et Rhi soient toutes deux supérieures à 100%, dans lequel cas le nuage pourrait être composé de cristaux de glace et de gouttelettes d'eau liquide (nuage mixte).

Lors du changement de phase de la vapeur en eau liquide ou en glace, les enthalpies libre des 2 systèmes sont égales :

$$dG_{l/s} = dG_v \quad \text{II. 2}$$

où $G_{l/s}$ est l'enthalpie libre de la glace ou de l'eau liquide et G_v l'enthalpie de la vapeur. En s'appuyant sur la loi des gaz parfaits, on arrive à la relation de Clausius-Clapeyron qui permet de calculer la pression de vapeur saturante en fonction de la température, tel que :

$$\frac{dP_{sat}}{P} = \frac{L \cdot dT}{R \cdot T^2} \quad \text{II. 3}$$

où R^l est la constante des gaz parfait, et L l'enthalpie de changement de phase soit vapeur-liquide ou vapeur-glace. Connaissant la pression de vapeur saturante (glace ou liquide) et la pression partielle de vapeur de l'air environnant p_v ainsi que sa température, on en déduit l'humidité relative par rapport à l'eau liquide Rh et l'humidité relative par rapport à la glace Rhi .

2.1.2 Formation des hydrométéores

La formation de gouttelettes d'eau dans une parcelle d'air nécessite la présence de noyaux de condensation (CCN ; aérosols qui permettent à l'eau liquide de se déposer à leur surface) qui agissent comme support pour la condensation de la vapeur d'eau. Une atmosphère exempte de toutes particules en suspension (aérosols), doit avoir une pression partielle de vapeur tel que $Rh \approx 1000\%$ pour former des gouttelettes uniquement composées de molécules d'eau.

Lorsque le Rhi d'une parcelle nuageuse dépasse les 100% et que la température est inférieure à 0°C ($\approx 273,15\text{K}$), des cristaux de glaces peuvent commencer à se former. Il existe plusieurs mécanismes pour amorcer la solidification de l'eau (vapeur et/ou liquide) dans un nuage, et ils se divisent en deux types : (i) la nucléation homogène, et (ii) la nucléation hétérogène (Figure II. 1).

La nucléation homogène caractérise la formation d'un cristal de glace par solidification d'une goutte d'eau surfondue (goutte d'eau liquide à température $< 0^\circ\text{C}$). Tout d'abord la gouttelette s'est formée autour d'un CCN, puis ce dernier s'est dissout pour former une gouttelette de solution aqueuse. La température qui définit l'apparition de ce processus est nommée T_f , et dépend de la taille de la goutte d'eau surfondue. Par exemple à $T_f \approx -40^\circ\text{C}$, une goutte d'eau surfondue de $5\mu\text{m}$ de diamètre gèle instantanément.

¹ $R=8,314\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$

² rappel: le flux de particule φ à travers une surface : $\varphi = \iint_S \vec{J} \cdot \vec{dS}$

³ $v_e=3,25 \cdot 10^{-23} \text{cm}^3$

⁴ Selon la théorie cinétique des gaz, $\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m}}$ ²¹

Avec $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{J K}^{-1}$ et $m = 3 \cdot 10^{-23} \text{g}$

La nucléation hétérogène définit les hydrométéores en phase glace qui se forment à l'aide d'un noyau glaçogène (IN).

- ✓ Si $Rh < 100\%$ et $Rhi > 100\%$, la glace se dépose à la surface du noyau glaçogène, et le cristal de glace se forme directement par dépôt de vapeur.
- ✓ Si $Rh > 100\%$ et qu'une goutte d'eau surfondue entre en contact avec un noyau glaçogène, la goutte d'eau gèle pour former un cristal de glace.
- ✓ Si $Rhi > 100\%$ et qu'un IN était immergé dans un CCN, l'IN entraîne la congélation de la goutte.
- ✓ Si $Rh > 100\%$, une gouttelette s'est formée autour d'un aérosol ayant les propriétés d'un CCN et IN (condensation).

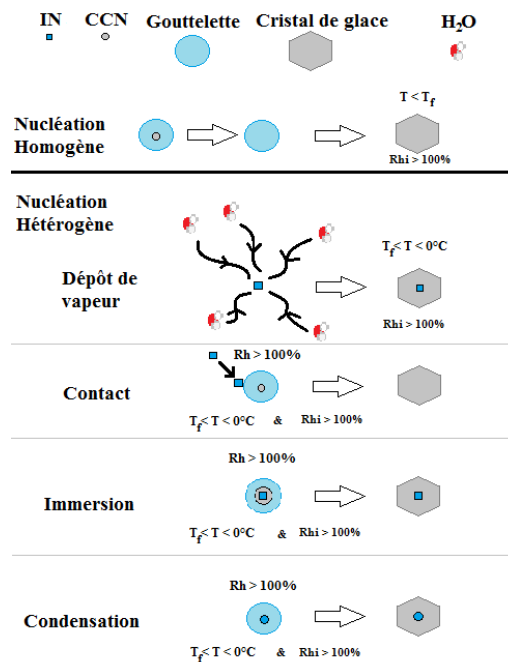


Figure II. 1 : Schéma représentant les différents types de formation des hydrométéores en phase glace. T est la température environnante, T_f est la température de nucléation homogène, Rh l'humidité relative par rapport à l'eau liquide et Rhi l'humidité relative par rapport à la glace.

2.1.3 Croissance par diffusion de vapeur

Une fois la formation de la glace enclenchée, les cristaux de glace commencent leurs processus de croissance par déposition de vapeur. Soit \vec{J}_v le vecteur qui exprime la densité de courant de la vapeur d'eau autour du cristal de glace qui se développe. Il est la somme de

deux vecteurs décrivant le processus de diffusion de la vapeur \vec{J}_d et celui de la convection \vec{J}_c . Le flux de diffusion est inversement proportionnel au gradient de la quantité de vapeur $n_v(x,y,z,t)$ et tend à homogénéiser la quantité de vapeur dans l'espace considéré.

$$\vec{J}_d = -D_v \cdot \vec{\nabla} n_v \quad \text{II. 4}$$

où D_v est la constante de diffusion en $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ et n_v le nombre de molécule de vapeur d'eau. Tandis que le processus de convection traduit le mouvement de l'air qui transporte la vapeur d'eau autour de la particule.

$$\vec{J}_c = n_v \cdot \vec{u} \quad \text{II. 5}$$

où \vec{u} est la vitesse relative de l'air par rapport au cristal en croissance.

La loi de la conservation implique que l'opposé de la variation de la concentration de vapeur d'eau dans le volume V entourant le cristal est égal aux flux sortants² (soit par condensation de la vapeur sur le cristal, ou par l'évaporation de la glace).

$$-\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V n_v \cdot dV = \iint_S \vec{J}_v \cdot \vec{dS} = \iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_v \cdot dV \quad \text{II. 6}$$

Finalement, en faisant l'hypothèse que le gaz est incompressible et que D_v est isotrope et indépendant de la concentration, l'équation de diffusion-convection de la quantité de vapeur d'eau autour du cristal s'écrit :

$$-\frac{\partial n_v}{\partial t} = \vec{u} \cdot \vec{\nabla} n_v - D_v \cdot \Delta n_v \quad \text{II. 7}$$

Il n'existe pas de valeur expérimentale de D_v en-dessous de 0°C , cependant Hall and Pruppacher (1976) ont déterminé par extrapolation D_v pour des températures comprises entre -40°C et $+40^\circ\text{C}$.

² rappel: le flux de particule φ à travers une surface : $\varphi = \iint_S \vec{J} \cdot \vec{dS}$

$$D_v = 0,211 \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,94} \cdot \frac{P_0}{P} \quad \text{II. 8}$$

avec $T_0 = 273.15$ K et $P_0 = 101325$ Pa, ici D_v est en $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$.

Pour décrire la croissance du cristal, il est nécessaire d'établir les conditions limites, et résoudre l'équation de la convection-diffusion. Loin du cristal ($r = \infty$) la pression de vapeur est p_v . Aux abords du cristal, la pression de vapeur $p_{v,s}$ est déterminée par les processus de surface cinétique (condensation et évaporation de molécules d'eau ; Figure II. 2). La croissance du cristal se traduit par l'augmentation de son volume ∂v durant la période ∂t . Cela correspond à l'intégration de ∂n_{inc} molécule d'eau de volume 3v_e durant cette même période :

$$\frac{\partial v}{\partial t} = v_e \cdot \frac{\partial n_{inc}}{\partial t} \quad \text{II. 9}$$

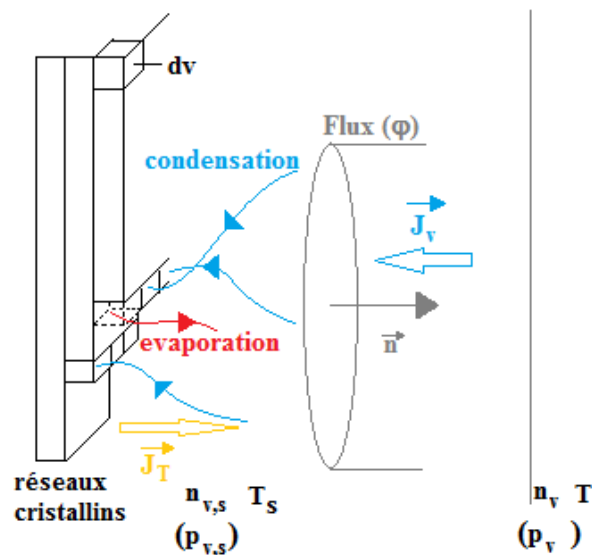


Figure II. 2 : Schéma de la cristallisation par dépôt de vapeur.

avec :

$$\frac{\partial n_{inc}}{\partial t} = f \cdot \frac{\partial n_{v,s}}{\partial t} \quad \text{II. 10}$$

La fonction f module la quantité de matière incorporée dans le cristal, donc elle traduit :

$${}^3v_e = 3,25 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$$

- ✓ La croissance du cristal : si $p_{v,s} > P_{sat, \text{vapeur-glace}}$ alors le processus de condensation est dominant, et le cristal augmente sa masse.
- ✓ La décroissance du cristal : si $p_{v,s} < P_{sat, \text{vapeur-glace}}$ alors le processus d'évaporation est prépondérant, et le cristal perd de la masse.
- ✓ L'absence de croissance : si $p_{v,s} = P_{sat, \text{vapeur-glace}}$, il y a équilibre entre évaporation et condensation (dans ce cas $\vec{J}_d = \vec{0}$).
- ✓ L'anisotropie du cristal, la plupart des cristaux ne sont pas sphériques. Ce qui se traduit par des préférences de croissance selon certains axes.
- ✓ La rugosité du cristal, qui dépend de la température selon Burton et al. (1951).

D'autre part, la loi de conservation implique que les flux de matières qui entrent et qui sortent à la surface du cristal soient égaux :

$$\frac{\partial n_{inc}}{\partial t} - \varphi = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial n_{inc}}{\partial t} - \iint_S \vec{J}_v \cdot \vec{n} \cdot dS = 0 \quad \text{II. 11}$$

L'équation II. 11 décrit les conditions limites de la croissance par diffusion de vapeur d'un cristal de glace soumis à un champ de vapeur quelconque. La variation de température du à la condensation (ou évaporation) des molécules d'eau est implicite dans l'équation de la diffusion-convection de la pression de vapeur, car le changement de phase entraîne un flux de chaleur, décrit par la loi de Fourier (Figure II. 2):

$$\vec{J}_T = k \cdot \vec{\nabla} T_s \quad \text{II. 12}$$

Le champ de température T_s est décrit par l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{k}{\rho \cdot Cp} \cdot \Delta T_s \quad \text{II. 13}$$

où les paramètres k , ρ et Cp sont respectivement la conductivité thermique, la densité et la capacité calorifique de l'air autour du cristal.

Yokohama and Kuroda (1990) se sont intéressés à la croissance par diffusion de vapeur de cristaux de glace dans un espace 2D. Tout d'abord l'équation de diffusion-convection de la vapeur saturante (II. 7) est simplifiée en s'appuyant sur l'hypothèse de quasi-stationnarité du champ de vapeur et sans transport de vapeur d'eau ($\vec{u}=0$). Ainsi la quantité de vapeur d'eau vérifie l'équation de Laplace :

$$\Delta n_v = 0$$

II. 14

A partir des travaux de Burton et al. (1951), Yokohama and Kuroda (1990) établissent une expression de la fonction f (II. 10), dépendante de φ et de la sursaturation s_i ainsi que la température : $f(T, \varphi, s_i)$ (Figure II. 3).

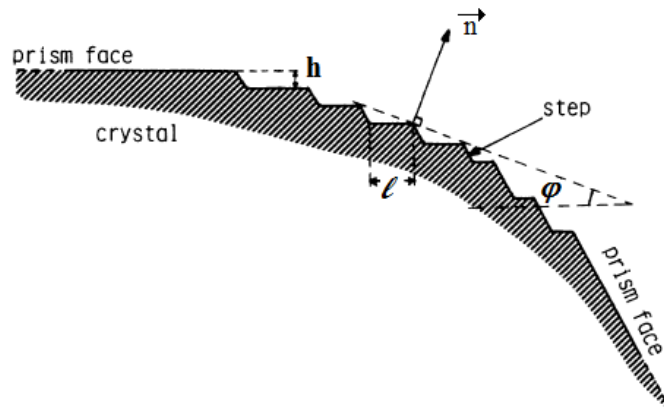


Figure II. 3 : Représentation de la croissance d'un cristal de glace, et des paramètres de la fonction f . D'après Yokohama and Kuroda (1990).

Avec la sursaturation

$$s_i = \frac{P_{v,s} - P_{sat,vapeur-glace}}{P_{sat,vapeur-glace}} \quad \text{II. 15}$$

et

$$\tan \varphi = \frac{h}{l} \quad \text{II. 16}$$

Où h est la hauteur de la marche et l la longueur de la marche, ils représentent l'agrandissement de la surface. $f(T, \varphi, s_i)$ permet de simuler différentes croissances de cristaux en 2D : sphériques, hexagonales et dendritiques. A partir de ces différents résultats, ils ont établi un diagramme de croissance en fonction d'un paramètre adimensionnel qu'est la longueur caractéristique \mathcal{L} et la sursaturation s_i (Figure II. 4).

La longueur caractéristique \mathcal{L} , est calculée à partir de la taille du cristal R_c , du coefficient d'efficacité de collection c_e , du coefficient de diffusion D_v et de la vitesse moyenne

d'une molécule de vapeur \bar{v} , qui est fonction de l'agitation thermique et donc de la température⁴.

$$L \propto \frac{c_e \cdot Rc \cdot \bar{v}}{D_v} \quad \text{II. 17}$$

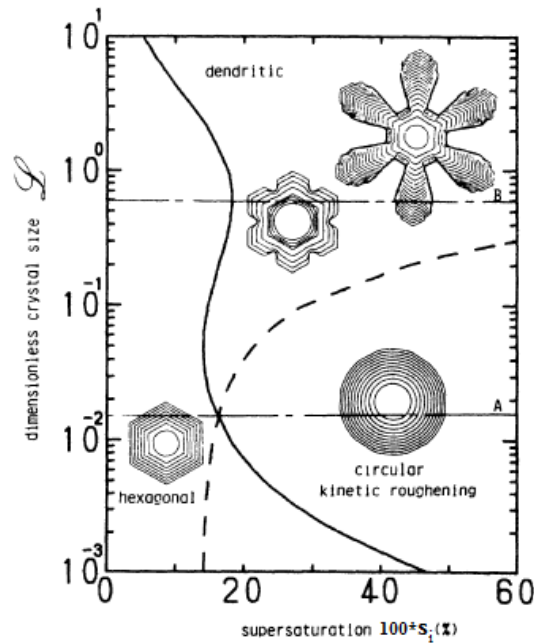


Figure II. 4 : Diagramme de croissance de cristaux de glace en 2D. Les formes de cristaux sont obtenues à l'aide de simulations numériques. D'après Yokohama and Kuroda (1990).

La Figure II. 5 montre les résultats obtenus par Bailey and Hallet (2009) à partir d'expériences en laboratoire et de mesures aéroportées. Les cristaux y sont classés en fonction de la température et de la sursaturation par rapport à la glace où les cristaux se sont formés. Cette classification montre des cristaux qui se sont développés selon le processus de dépôt de vapeur.

Certaines similitudes peuvent être remarquées, entre les Figure II. 4 et Figure II. 5. Dans les deux cas les cristaux de type dendrite et « sector-plates » sont obtenus avec les plus grandes sursaturations, avec d'abord des « sector-plates » puis des dendrites. A l'inverse, les

⁴ Selon la théorie cinétique des gaz, $\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m}}$

Avec $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ et $m = 3 \cdot 10^{-23} \text{ g}$

plaques sont obtenues avec de faibles taux de sursaturation. La Figure II. 5 présente plus de formes complexes, mais les simulations de Yokohama et Kuroda sont effectuées dans des conditions largement simplifiées comparées aux conditions réelles qui existent dans les nuages.

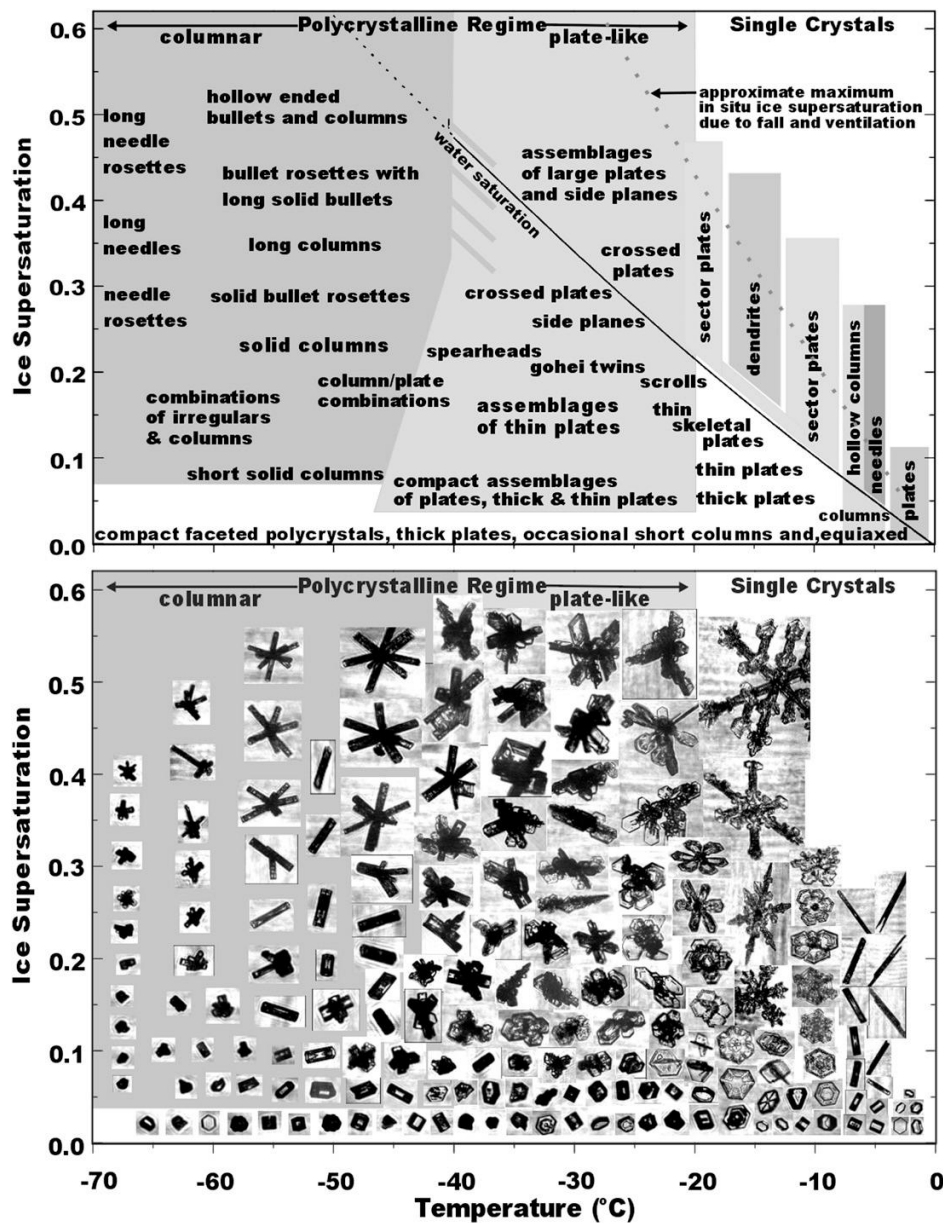


Figure II. 5 : Diagramme représentant les types de cristaux en fonction de la température et de la sursaturation par rapport à la glace. Images CPI, d'après Bailey and Hallet (2009).

Il existe d'autres types de formes de cristaux observés dans les nuages résultant de la croissance par diffusion de vapeur. La Figure II. 6 montre des cristaux nommés « capped column », ces cristaux ont connu une croissance de type colonne au début, puis des cristaux de types plaques ou dendritiques se sont développés aux extrémités des colonnes. Ning and Rei-

ter (2007) ont simulé la croissance de ce type de cristaux avec un changement brusque des conditions thermodynamiques qui entourent le cristal, tel que la sursaturation par rapport à la glace (Figure II. 6).

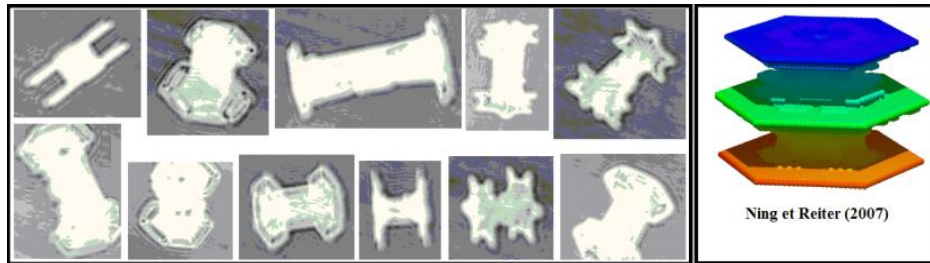


Figure II. 6 : A gauche, exemples de « capped-column » photographiés durant la campagne MEGHA-TROPIQUES 2011 du vol 50. Images CPI. A droite, exemples de simulation d'une « capped-column » d'après Ning et Reiter (2007).

Rappelons que l'eau liquide sous forme de gouttelettes existe aussi pour des températures inférieures à 0°C (eau surfondue). Par conséquent, il peut y avoir des nuages composés de cristaux de glace et de gouttelettes, on parle alors de nuage mixte. Dans ces conditions il n'y a pas réellement cohabitation entre les deux espèces d'hydrométéores. En général, les cristaux de glace se développent au détriment des gouttelettes d'eau surfondues (quand elles ne se transforment pas elles-mêmes en cristaux de glace), c'est le processus de Wegener-Bergeron-Findeisen mis en évidence par Wegener en 1911. Etant donné que l'eau liquide existe pour des températures inférieures à 0°C , il convient de prolonger la courbe qui représente $P_{sat, \text{vapeur-liquide}}$ en-dessous de 0°C (Figure II. 7). Il faut remarquer, que la pression de saturation par rapport à la glace est inférieure à la pression de saturation par rapport à l'eau liquide pour les températures négatives, et pour une même pression de vapeur p_v on aura toujours $R_{hi} > R_h$ (haut de la Figure II. 5).

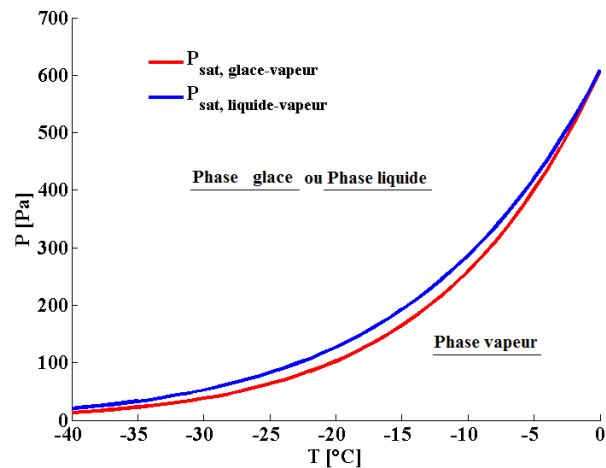
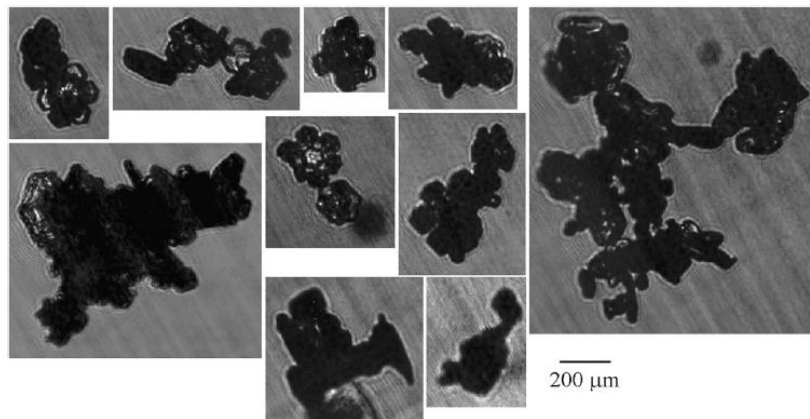


Figure II. 7 : Diagramme de phase pression-température, pour des températures en dessous de 0°C, valable pour les changements de phases dans les nuages.

2.1.4 Croissance par agrégation

Des agrégats de cristaux de glaces sont aussi observés dans les nuages. Les cristaux de glace chutent dans l'atmosphère, cependant ils ne chutent pas tous à la même vitesse. Les différences de vitesses de sédimentation des cristaux de glace dans les nuages, entraînent des contacts entre les cristaux de glace. Lors de ces contacts, deux issues sont possibles ; soit les cristaux restent collés pour n'en former plus qu'un seul (un champ électrique favorise l'agrégation de cristaux de formes allongées), soit les cristaux continuent leurs chutes respectives individuellement. Dans un autre contexte, le choc entre cristaux de glaces peut entraîner le bris des cristaux fragile (aiguilles) et ainsi augmenter la concentration des cristaux (Vardiman 1978 ; Yano and Phillips 2011). Le processus d'agrégation des cristaux de glace a pour conséquence d'augmenter la taille des cristaux et de complexifier leurs formes. La compréhension du processus d'agrégation est un enjeu important pour la prédiction de l'évolution des nuages et des précipitations. Les études de Field and Heymsfield (2003) et Westbrook et al. (2004) se sont intéressées à ce processus afin de décrire et modéliser l'évolution de la distribution en taille des hydrométéores. Cependant, le processus d'agrégation est encore mal compris, surtout sur les forces qui régissent l'efficacité de collection des cristaux entre eux. La Figure II. 8 présente des agrégats de cristaux de plaques hexagonales et de « *sector-plates* » observés dans des nuages de types cirrus au dessus de la Floride aux Etats-Unis (Schmitt and Heymsfield 2010).



Schmitt and Heymsfield (2010)

Figure II. 8 : Exemple d'agrégats de cristaux de types plaques et « sector plates ». Images CPI, d'après Schmitt and Heymsfield (2010).

2.1.5 Croissance par givrage

Le givrage des cristaux de glace est un processus qui a lieu dans les nuages mixtes. Le givrage des hydrométéores se produit lors du contact des cristaux de glace avec des gouttelettes d'eau surfondues. Au contact, les gouttelettes se solidifient instantanément et alourdissent les cristaux, augmentant leur vitesse de chute (Zikmunda et Vali 1972). Comme pour le processus d'agrégation, le givrage se produit quand les vitesses de sédimentation des cristaux et des gouttelettes d'eau surfondues sont différentes. L'efficacité de collection des gouttelettes d'eau surfondues par les cristaux dépend de la forme des cristaux, ainsi que du spectre des gouttelettes agrégées (Harimaya 1975). De plus, il existe un diamètre minimum de $\sim 5\mu\text{m}$, en-dessous duquel on ne trouve plus de gouttelettes d'eau surfondues sur les cristaux (Pitter and Pruppacher 1974). De même il existe une taille minimum pour les cristaux de $\sim 150\mu\text{m}$, en-dessous de laquelle l'efficacité de collection est nulle (Pitter 1977 ; Harimaya 1975 ; Wilkins and Auer 1970 et Ono 1969). Lorsque la forme du cristal d'origine n'est plus identifiable, on parle alors de graupels. Le givrage concerne aussi l'agrégation de gouttelettes d'eau surfondues entre elles. Ce dernier résulte de la nucléation homogène vers -37°C , où de nombreuses gouttelettes d'eau surfondues sont apportées par des vents verticaux importants. La Figure II. 9 montre des exemples de particules givrées. A gauche, des exemples de chaînes de gouttelettes observées dans un système convectif au dessus de l'Europe de l'ouest (Gayet et al. 2012) et à droite, des exemples de cristaux de glace givrés précipités (graupels, dendrites,

« *sector-plates* » et colonnes) au nord-est du continent Nord-Américain (Locatelli et Hobbs 1974).

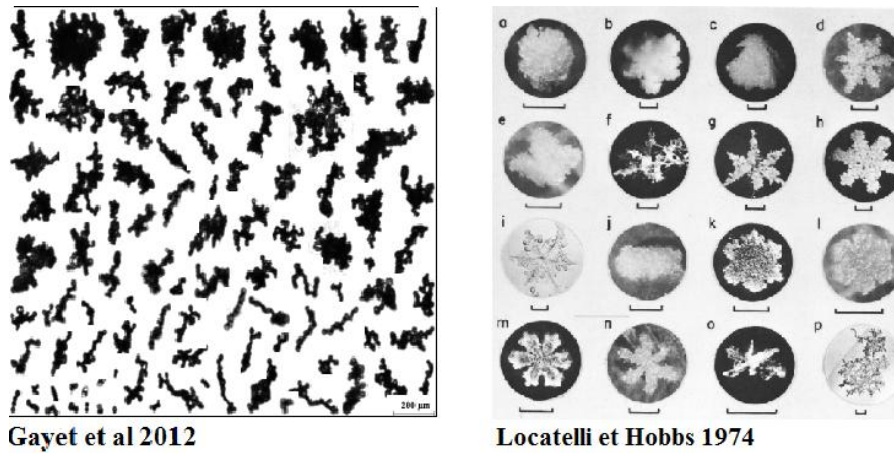


Figure II. 9 : Exemples de chaînes de gouttelettes givrées à gauche ; images CPI d'après Gayet et al (2012). A droite, exemple de cristaux givrés et de grêlons ; microphotographies d'après Locatelli et Hobbs (1974). Les barres d'échelles représentent 1mm.

2.1.6 Masse des hydrométéores à partir des mesures sols et avions

Les sections précédentes montrent des exemples de la diversité géométrique possible des cristaux de glace dans les nuages, causée principalement par leur processus de formation et de croissance complexes, qui ont un impact sur la taille, la masse et le rayonnement des hydrométéores en phase glace.

Nombre d'études préalables à celle-ci, se sont intéressées à la compréhension et à la description de la masse des hydrométéores en phase glace en fonction de leur taille. Bien que les cristaux de glace sont des objets en 3 dimensions, leurs observations se limitent principalement à une représentation en 2 dimensions (image ou photo ; cf. Chapitre 3) de leurs géométrie. La relation empirique la plus souvent utilisée pour décrire l'évolution de la masse en fonction de la taille des hydrométéores est une loi de puissance (Locatelli and Hobbs 1974; Mitchell 1996; Heymsfield and Westbrook 2010; McFarquhar et al. 2007 ; liste non exhaustive) :

$$m(D_{\max}) = \alpha \cdot D_{\max}^{\beta} \quad \text{II. 17}$$

où m est la masse en gramme et D_{\max} la taille maximale de l'hydrométéore en cm. Une description plus précise du paramètre D_{\max} est fournie dans le chapitre suivant (chapitre 3).

L'équation II. 18 sera par la suite appelé relation $m(D)$. Les coefficients α et β caractérisent un type d'hydrométéores et sont l'objet de plusieurs études dont notamment celle-ci.

Locatelli and Hobbs (1974) et Mitchell et al. (1990), ont par exemple pris des microphotographies de cristaux de glaces précipités au sol dans des boîtes de Petri. Après avoir mesuré leurs tailles, les cristaux ont été fondus et leurs masses calculées à partir des gouttes obtenues. D'autres études (Heymsfield et al. 2010a ; Brown and Francis 1995) mesurent directement la concentration massique de la glace présente dans les nuages. Ce qui permet, en connaissant le nombre et la taille des hydrométéores contenus dans ce même volume, de déduire la relation $m(D)$. Brown and Francis (1995) utilisent en simultané un hygromètre d'absorption Lyman- α (Nicholls et al. 1990) et des instruments optiques pour mesurer la taille des hydrométéores. Ils déterminent ainsi une relation $m(D)$ pour des nuages de type cirrus, avec les coefficients α et β ($\alpha=0,00294$ et $\beta=1,9$)⁵. Cependant cette expression doit être prise avec précaution car la taille des hydrométéores n'est pas considérée de la même façon que la plupart des études sur ce sujet⁶.

Heymsfield et al. (2010a) ont calculé les coefficients de la relation $m(D)$, afin que l'erreur entre la concentration massique déduite à partir des images des hydrométéores et celle mesurée, soit la plus petite possible. Le calcul des coefficients est effectué vol par vol regroupant plusieurs campagnes de mesures aéroportées différentes. Heymsfield et al. (2010) calculent deux relations entre les coefficients α et β de la relation $m(D)$; la première pour des nuages convectifs et la seconde pour des nuages stratiformes. Ces relations sont démontrées mathématiquement avec l'hypothèse, que la loi de probabilité qui représente la distribution des hydrométéores en fonction de leur taille soit une loi « Gamma ». Il en est conclu que la relation développée par Brown and Francis (1995) surestime le coefficient α pour des nuages de type stratiforme, et sous-estime le coefficient α pour des nuages de type convectif.

McFarquhar et al. (2007) ont calculé la variation des relations $m(D)$ pour différents vols autour de la couche de fonte⁷ des hydrométéores glacés. Les nuages échantillonnés sont des systèmes convectifs de moyenne échelle développés sur le Continent Nord-Américain.

⁵ En unité CGS (centimètre gramme seconde)

⁶ $L = \frac{Lx + Ly}{2}$; cf. Chapitre 3.3.1.1

⁷ Couche d'altitude où les hydrométéores passent de la phase glace à la phase liquide.

Dans cette étude, le calcul des coefficients α et β de la relation $m(D)$ est contraint par les facteurs de réflectivité Radar et les distributions en taille des hydrométéores mesurés.

Bouniol et al. (2010) utilisent aussi la méthode indirecte, qui consiste à simuler les facteurs de réflectivités Radar pour estimer la masse des hydrométéores. Leurs observations ont eu lieu dans les parties stratiforme et cirriforme des MCS de la mousson Africaine durant la campagne AMMA (*African Monsoon Multidisciplinary Analysis*). Les coefficients α et β y sont calculés par tranche de vol en minimisant la différence entre les facteurs de réflectivités simulés et ceux observés.

Le Tableau II. 1 montre des exemples de coefficients α et β pour divers types d'hydrométéores observés au sol et dans les nuages. Ces relations $m(D)$ peuvent être utilisées quand les types de cristaux et leurs concentrations sont connus.

Particle type	Mass		References
	α	β	
Hexagonal plates			Mitchell and Arnott (1994),
$15 \mu\text{m} \leq D \leq 100 \mu\text{m}$	0.00739	2.45	°Mitchell et al. (1996), Auer and
$100 \mu\text{m} < D \leq 3000 \mu\text{m}$	0.00739	2.45	Veal (1970)
Hexagonal Columns			Mitchell and Arnott (1994), Auer
$30 \mu\text{m} < D \leq 100 \mu\text{m}$	0.1677	2.91	and Veal (1970), °Mitchell et al.
$100 \mu\text{m} < D \leq 300 \mu\text{m}$	0.00166	1.91	(1996), Heymsfield and
$D > 300 \mu\text{m}$	0.000907	1.74	Knollenburg (1972)
Rimed long columns			Mitchell et al. (1990), Auer and
$200 \mu\text{m} \leq D \leq 2400 \mu\text{m}$	0.00145	1.8	Veal (1970)
Crystal with sector-like branches (P1b),			Pruppacher and Klett (1978),
$10 \mu\text{m} \leq D \leq 40 \mu\text{m}$	0.00614	2.42	°Mitchell et al. (1996)
$40 \mu\text{m} < D \leq 2000 \mu\text{m}$	0.00142	2.02	
Broad-branched crystal (P1c),			Pruppacher and Klett (1978),
$10 \mu\text{m} \leq D \leq 100 \mu\text{m}$	0.00583	2.42	°Mitchell et al. (1996)
$100 \mu\text{m} < D \leq 1000 \mu\text{m}$	0.000516	1.80	
Stellar crystal with broad arms (P1d),			Pruppacher and Klett (1978),
$10 \mu\text{m} \leq D \leq 90 \mu\text{m}$	0.00583	2.42	°Mitchell et al. (1996)
$90 \mu\text{m} < D \leq 1500 \mu\text{m}$	0.000270	1.67	
Densely rimed dendrites (R2b),			Locatelli and Hobbs (1974)
$1800 \leq D \leq 4000 \mu\text{m}$	0.0030	2.3	
Side planes (S1),			Mitchell et al. (1990), °Mitchell et
$300 \mu\text{m} \leq D \leq 2500 \mu\text{m}$	0.00419	2.3	al. (1996)
Bullet rosettes, 5 branches at -42°C ,			Mitchell (1994), °Mitchell et al.
$200 \mu\text{m} \leq D \leq 1000 \mu\text{m}$	0.00308	2.26	(1996)
Aggregates of side planes, $600 \mu\text{m} \leq D \leq 4100 \mu\text{m}$	0.0033	2.2	Mitchell et al. (1990), °Mitchell et
Aggregates of side planes, columns and bullets (S3),			al. (1996)
$800 \mu\text{m} \leq D \leq 4500 \mu\text{m}$	0.0028	2.1	
Assemblages of planar polycrystals in cirrus clouds,			°Mitchell et al. (1996)
$20 \mu\text{m} \leq D \leq 450 \mu\text{m}$	0.00739°	2.45°	
Lump graupel (R4b), $500 \mu\text{m} \leq D \leq 3000 \mu\text{m}$	0.049	2.8	Locatelli and Hobbs (1974),
Hail			Heymsfield and Kajikawa (1987)
$0.5 \text{ cm} \leq D \leq 2.5 \text{ cm}$	0.466	3.0	Matson and Huggins (1980)

Tableau II. 1 : Coefficients de la relation $m(D)$ en fonction du type de cristal de glace. D'après Mitchell (1996).

2.2 Les systèmes nuageux convectifs

2.2.1 Formation des cumulonimbus

Les nuages se forment lorsque la vapeur se condense en eau liquide ou/et en cristaux de glace. Lorsqu'une masse d'air est soulevée et que durant son ascension sa température diminue, la parcelle d'air va atteindre un stade où sa pression de vapeur sera égale ou supérieure à sa pression de saturation. Il y aura alors condensation. Une parcelle d'air s'élève lorsqu'elle est plus légère que son environnement (flottabilité) ou parce qu'elle rencontre un obstacle qui l'oblige à s'élever. Le second cas peut être causé par l'orographie du terrain sur laquelle elle se déplace (chaîne de montagne, colline...) ou par la rencontre entre une masse d'air chaude et une masse d'air plus froide (front-froid ou front-chaud). Il existe plusieurs types de nuages, qui dépendent de leurs élévations et de leurs tailles (Figure II. 10).

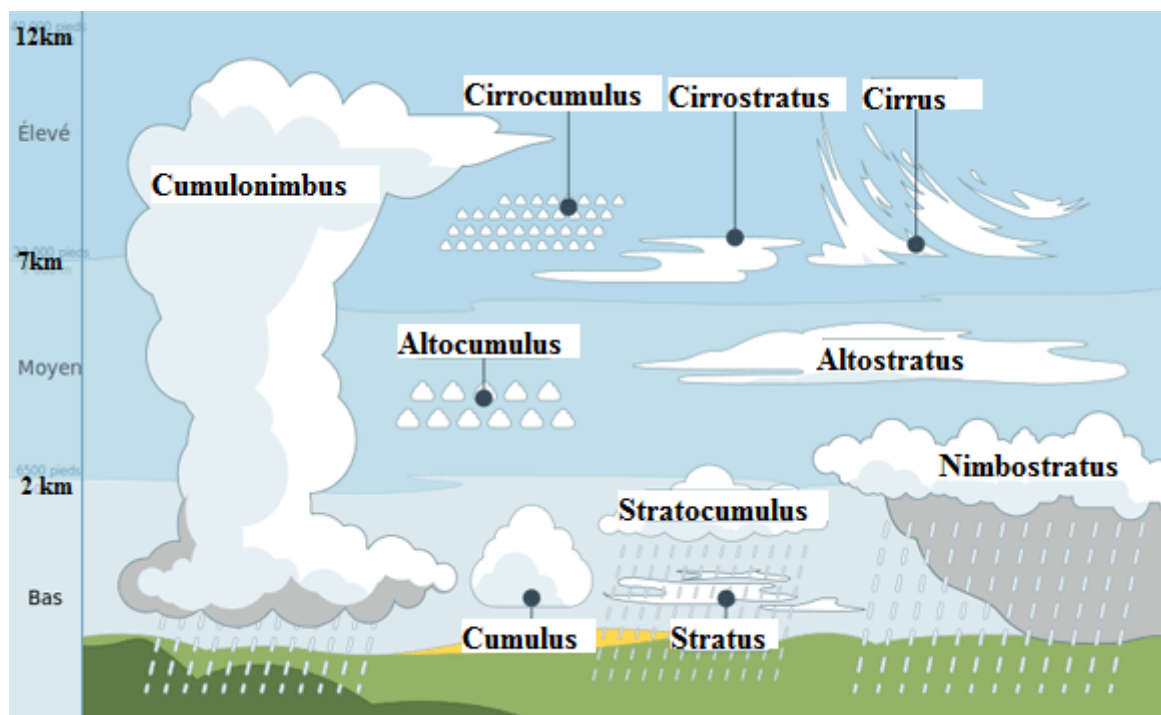


Figure II. 10 : Types de nuages observés dans la troposphère. Source web : <http://www.justflight.fr/les-bases-du-pilotage/meteorologie/les-nuages.html>

Les nuages auxquels nous nous intéressons sont de types convectifs, formés à partir de cumulonimbus. La convection est une réponse à un déséquilibre énergétique vertical et joue un rôle crucial à toutes les échelles. Pour créer un cumulonimbus (Figure II. 11), il faut tout d'abord que le déséquilibre qui a permis le soulèvement de cette parcelle d'air soit assez

fort pour permettre à cette masse d'air d'atteindre son niveau de convection libre (LFC : *Level of Free Convection*). A partir du niveau de convection libre cette masse d'air est plus chaude que son environnement grâce à la libération de sa chaleur latente. Il se situe au-dessus du niveau de condensation de la parcelle d'air (LCL : *Lifting Condensation Level*). Le travail créé par le soulèvement de la masse d'air doit être plus grand que l'énergie d'inhibition de la convection (CIN : *Convection Inhibition* ; Colby 1983). Tant que la masse d'air est plus chaude que son environnement elle continue de monter. La parcelle d'air arrête son ascension lorsqu'elle a atteint l'équilibre thermique avec son environnement (ETL : *Equilibrium Temperature Level*). La hauteur des cumulonimbus qui composent les MCS dans les régions tropicales, peut atteindre celle de la tropopause (~12 à 16 km) et parfois la dépasser, créant un transfert d'eau de la troposphère vers la stratosphère (Frey, thèse 2011).

L'état d'instabilité de l'atmosphère peut être évalué à partir du calcul de l'énergie potentielle utile pour la convection CAPE (Figure II. 11 ; *Convective Available Potential Energy* ; Montcrieff and Miller 1976). Elle est l'intégrale de la différence relative entre la température potentielle virtuelle θ de la masse d'air et celle de son environnement $\bar{\theta}$ entre les niveaux LFC et ETL :

$$CAPE = \int_{LFC}^{ETL} g \frac{\theta - \bar{\theta}}{\bar{\theta}} \cdot dz \quad \text{II. 18}$$

D'autre part, la CIN s'intègre entre le niveau de départ de la parcelle d'air (DPL ; *Departure Parcel Level*) et son niveau de convection libre LFC :

$$CIN = \int_{DPL}^{LFC} g \frac{\theta - \bar{\theta}}{\bar{\theta}} \cdot dz \quad \text{II. 20}$$

où g est la gravité terrestre.

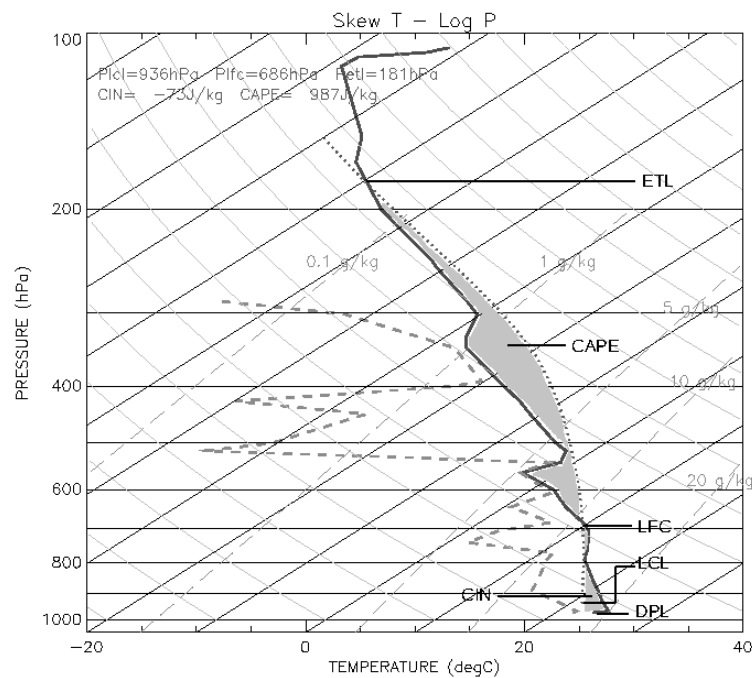


Figure II. 11 : Emagramme des conditions thermodynamique de l'atmosphère à Parakou (Bénin) le 27 juillet 2006 à 21H38 (UTC) (sondage). D'après Lamrani (2011, Thèse).

2.2.2 Systèmes convectifs de moyenne échelle (MCS)

Plusieurs Cumulonimbus peuvent se regrouper pour former des systèmes multicellulaires (dizaines de kilomètres). Les MCS sont le regroupement de cumulonimbus et/ ou de systèmes multicellulaires à l'échelle de centaines de kilomètres. Les superpositions de circulation synoptique et de moyenne échelle aux instabilités qui ont permis le développement de cumulonimbus, permettent le développement de MCS, ainsi que leur maintien sur plusieurs heures ; voir des jours ou des semaines. La forme et la formation des MCS dépendent de la région où ils se forment et des conditions synoptiques présentes, ligne de grains, forme en « V », amas. Les MCS et leurs précipitations se caractérisent par une partie convective et une partie stratiforme (Figure II. 12 ; Houze 2004).

La partie stratiforme est caractérisée par une longue étendue horizontale de nuage et ces précipitations sont produites par la dissipation de vieilles cellules convectives. Tandis que la partie convective a une extension verticale sur quasiment toute la tropopause, elle est caractérisée par de forts courants ascendants et descendants. Les précipitations sous la partie convective sont plus intenses que sous la partie stratiforme.

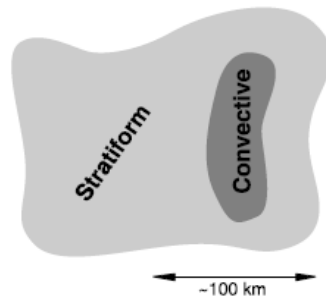


Figure II. 12 : Schéma simplifié d'échos Radar, délimitant la partie convective et la partie stratiforme d'un MCS. D'après Houze (1997).

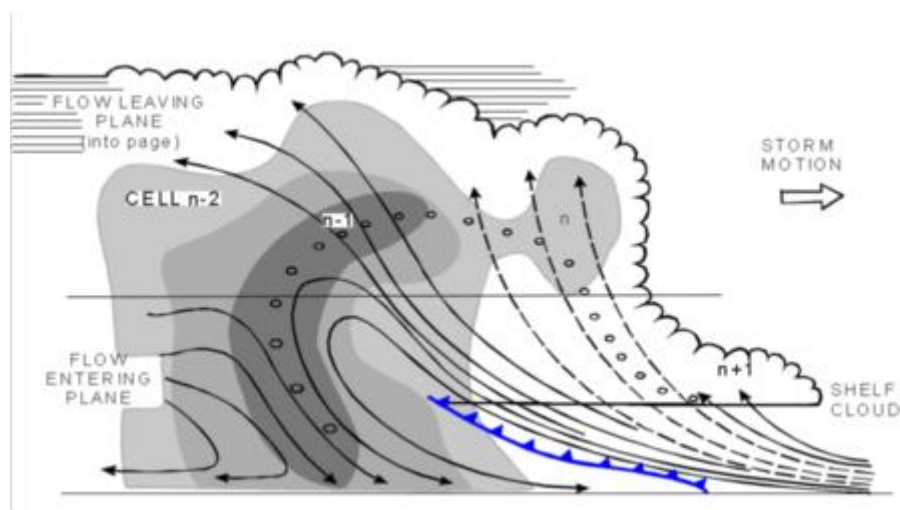


Figure II. 13 : Schéma de formation des cellules convectives en amont d'un MCS. D'après Browning et al. (1976)

La Figure II. 13 décrit la formation des cellules convectives en avant du MCS (par rapport au sens de déplacement). La cellule $n-1$ est dans son stade mature et est au centre du système, alors que la cellule $n-2$ commence sa phase de dissipation et va former la partie stratiforme du système. La cellule n , est en stade de développement. Le front froid en avant du système permet un soulèvement de masse d'air et active la convection ; la protubérance nuageuse en amont avec sa base plane indique une forte activité convective.

La dynamique et l'étendue spatiale des MCS implique des processus microphysiques complexes, où la croissance et l'évaporation des cristaux et des gouttelettes (surfondue ou pas) vont être différentes selon la zone où les hydrométéores se trouvent. Les cristaux peuvent connaître plusieurs cycles de croissance différents avant de chuter totalement ou d'être entraînées dans la partie stratiforme. La Figure II. 14 montre un exemple de répartition des pro-

cessus microphysiques liés à la croissance des hydrométéores dans une ligne de grains. Ce type de MCS se rencontre sur les continents, notamment durant la mousson Ouest-Africaine (Houze 2004). Cependant, les MCS n'étant pas tous identiques d'une région à une autre (Cetrone et Houze 2009), les processus microphysiques et la répartition des types d'hydrométéores peuvent différer selon le type de système convectif que l'on étudie.

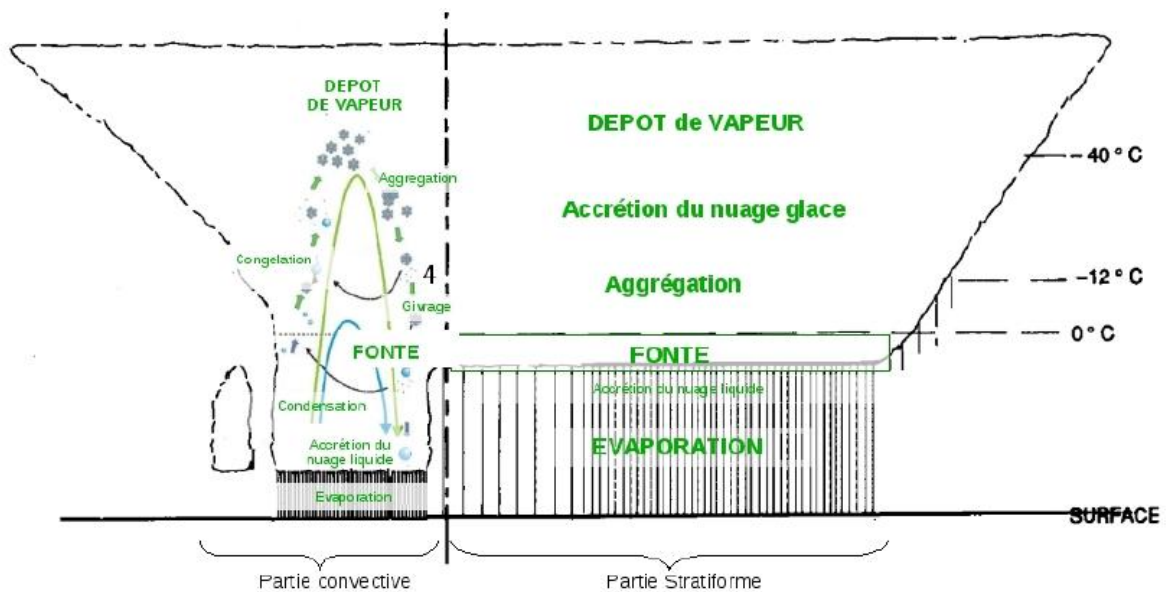


Figure II. 14 : Schéma de répartition des différents types de croissance des hydrométéores dans un MCS de type ligne de grains. D'après Houze (1989) et Noel (2010, Thèse).

Ainsi les mesure *in-situ* à l'aide d'avion équipé d'instruments dédiés à la mesure des paramètres microphysiques, comme la forme et la concentration des cristaux, est primordiale pour affiner notre compréhension des MCS d'une manière générale. La Figure II. 15 s'inspire des observations de MCS formées au dessus de l'océan près des cotes du Costa Rica (Amérique centrale) et des cotes du Sénégal (Afrique de l'ouest ; Lawson et al. (2012), ainsi que des observations effectuées dans un MCS formés au dessus du continent Nord-Américain (Stith et al. 2014) et d'un MCS formés au dessus de l'Allemagne (Gayet et al. 2012).

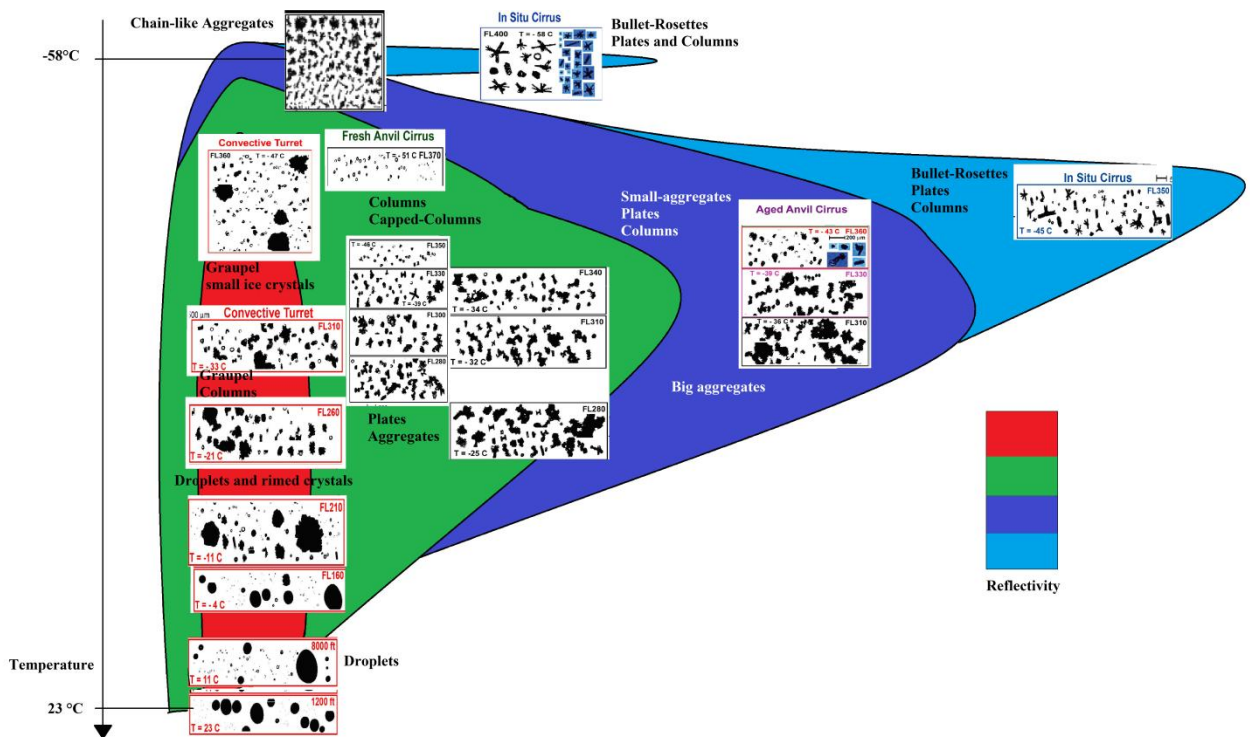


Figure II. 15 : Exemples d'hydrométéores observés dans les différentes parties nuageuses des MCS. Synthèse des travaux de Lawson et al. 2012 ; Stith et al. 2014 ; Gayet et al. 2012. Echelle de température et des facteurs de réflectivité qualitative.

Les zones convectives montrent (de 0°C à ~ -47°C) la présence de gouttelettes d'eau surfondues, de graupels, de colonnes et des particules givrées, puis de petits cristaux et des gouttelettes congelées mélangées à des graupels (givrage, nucléation homogène, et diffusion de vapeur). Ensuite la partie stratiforme proche de la zone convective montre (de bas en haut) la présence de plaque et d'agrégats de plaques, puis des « capped-columns », et des colonnes (diffusion de vapeur et processus d'agrégation). En s'éloignant de la partie convective, la partie stratiforme est composée essentiellement de plaques et d'agrégats de plaques dont la taille augmente lorsqu'on se rapproche du niveau 0°C. Les cirrus qui entourent les MCS sont composés majoritairement de bullet-rosettes (Lawson et al. 2012 ; Gayet et al. 2012). Des chaînes de gouttelettes congelés sont présentes en haut de la partie stratiforme proche de la zone convective (Stith et al. 2014) et dans les « overshoot » (haut de la partie convective qui pénètre la tropopause ; Gayet et al. 2012). Enfin dans les MCS de la mousson Africaine, au dessus de l'isotherme 0°C les hydrométéores qui précipitent sont principalement composés d'agrégats de cristaux givrés (Bouniol et al. 2010).

Chapitre 3 : Observations des nuages convectifs dans le cadre de cette étude

Introduction

Ce chapitre décrit l'expérience, c'est-à-dire les systèmes convectifs observés et utilisés pour cette étude, les moyens d'observation et les paramètres des systèmes observés. Il commence par la description des environnements dans lesquels les 4 types de systèmes convectifs étudiés se développent, afin de pouvoir les différencier. Ainsi 4 types de systèmes convectifs se dessinent : (i) tropical continental, (ii) tropical océanique, (iii) tropical côtier et (iv) côtier de moyenne latitude. La seconde partie de ce chapitre présente la plateforme aéroportée implémentée pour les 4 systèmes convectifs observés et les instruments d'intérêt pour cette étude avec leur utilité. Ce chapitre se termine sur la présentation des paramètres microphysiques mesurés qui vont servir de base à cette étude.

3.1 Les systèmes nuageux convectifs étudiés dans le cadre des campagnes de mesures

3.1.1 Système convectif tropical continental de la mousson Africaine (MT2010)

La campagne MT2010 s'est déroulée durant le mois d'août 2010 à Niamey au Niger, pendant la saison de la mousson africaine. Les systèmes qui y ont été observés sont formés à partir de l'interaction de différentes masses d'air (Figure III. 1). Le déplacement vers le nord de l'ITCZ pendant l'été boréal, crée une remontée des vents alizés sur le continent Africain. Ce flux de mousson (sud-ouest) apporte l'humidité de l'océan dans les basses couches de la troposphère, et rejoint le flux d'Harmattan (nord-est) plus chaud et sec pour créer une zone de convergence nommée Front Inter Tropical (FIT) (Eltahir and Gong 1996 ; Janicot and Sultan 2001). En altitude 3 jets entretiennent et influencent la création de systèmes convectifs : le Jet d'Est Africain (AEJ ; est-ouest à 650hPa), le Jet d'Est Tropical (TEJ ; est-ouest à 150hPa) et le Jet d'Ouest Subtropical (JOST ; ouest-est à 200hPa) (Fink and Reiner 2003; Mathon et al. 2002; Roca et al. 2005).

L'humidité des basses couches associées à d'importants cisaillements verticaux et horizontaux favorise la création de cumulonimbus (Houze 2004). Les cumulonimbus se regroupent en amas circulaire ou en ligne (ligne de grains). Un flux subsident froid (courant de densité) entraîne le soulèvement de masses d'air à l'avant du système. Un front froid se crée permettant le maintien de la convection et renouvelle les parties convectives du système (Lafore and Moncrieff 1989), tandis que les anciennes cellules convectives se retrouvent à l'arrière du système créant ainsi la partie stratiforme du système (Figure II. 13). Le MCS avance d'est en ouest, lorsqu'il n'est plus alimenté par la convection, sa partie stratiforme peut exister encore plusieurs heures.

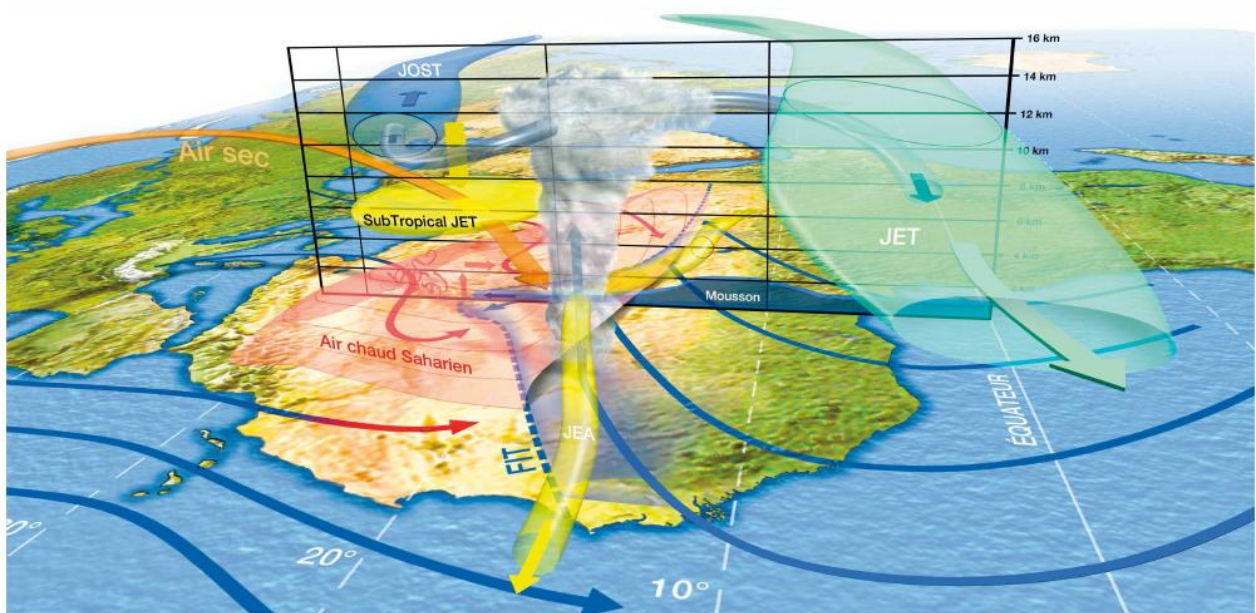


Figure III. 1 : Schéma 3D de la mousson Africaine (source : Lafore and France 2007).

3.1.2 Système convectif tropical océanique de la ZCIT

La campagne MT2011, s'est réalisée au centre de l'océan Indien au sud des Îles Maldives situées à l'équateur. Ici, l'atmosphère tropicale est marquée par un bilan radiatif excédentaire (au sommet de l'atmosphère), contrairement aux latitudes plus élevées (moyennes latitudes et régions polaires). Les systèmes convectifs qui s'y forment sont la base des cellules de Hadley, qui tendent à redistribuer l'énergie thermique accumulée dans les tropiques vers les plus hautes latitudes déficitaires en énergie (Figure III. 2). Par exemple, en condition d'été boréal, la ZCIT se trouve vers 10°Nord, pour compenser le fort déséquilibre thermique présent dans l'hémisphère Sud (hiver Austral), la cellule de Hadley au sud de la ZCIT augmente la surface perpendiculaire au flux d'Est (Alizés) créant ainsi une circulation 10 fois plus élevée, comparée à la circulation qui y existe durant l'été austral. De plus, dans les régions proches de l'équateur, il existe un fort déséquilibre thermique entre la surface ($+140 \text{ W/m}^2$) et le sommet de l'atmosphère ($+60 \text{ W/m}^2$) créant de fortes ascendances de masses d'air (chaud et humide). La ZCIT se situe au niveau de ces ascendances où plusieurs causes permettent la formation de MCS pouvant atteindre la tropopause.

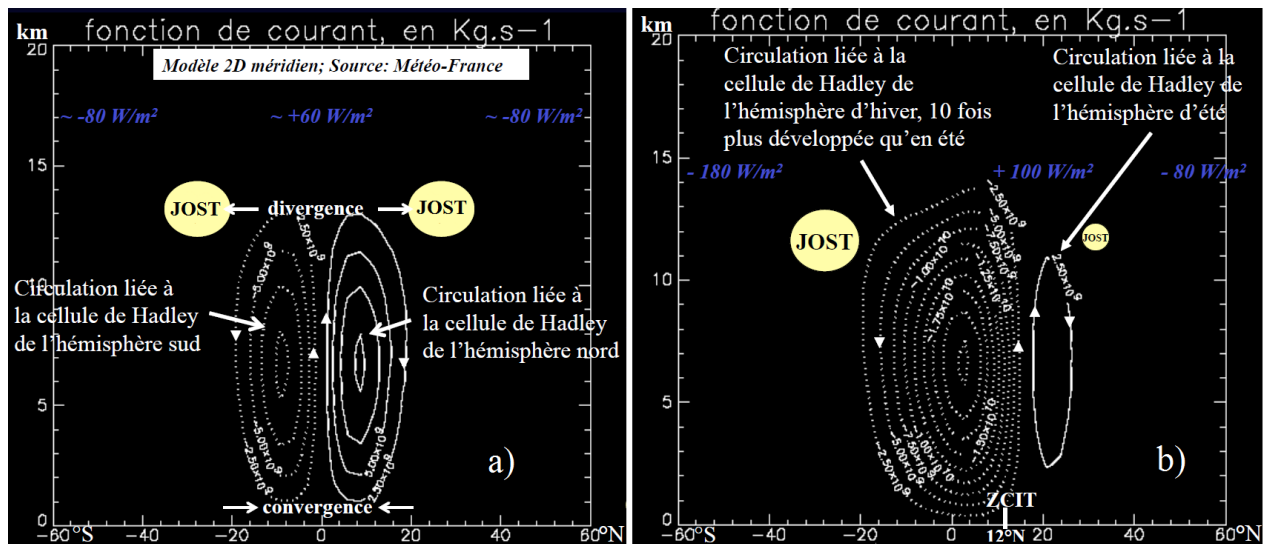


Figure III. 2 : Coupe latitudinale d'un modèle 2D, montrant l'évolution des cellules de Hadley nord et sud, ainsi que leur interaction avec les JOST. A gauche coupe lors de la transition hiver-été boréal, à droite en condition d'été boréal. Source Météo-France, Modèle 2D méridien.

En basse troposphère, la réunion des deux cellules de Hadley est marquée par une zone de convergence des vents Alizés, alors qu'en haute troposphère, se trouve une zone de divergence évacuant l'énergie de la région tropicale vers les régions subtropicales. Les cellules de Hadley sont à l'origine des JOST situés à 30° sud et 30° nord. La ZCIT marque la présence de l'équateur météorologique en fonction des saisons, elle est mise en évidence par une bande nuageuse composée de Cumulonimbus et de leur partie cirriforme faisant le tour de la terre. Dans l'océan Indien et l'ouest de l'océan Pacifique l'activité de la convection est modulé par les phase de l'oscillation de Madden and Julian (MJO ; Madden and Julian 1971; Madden and Julian 1994). La MJO peut-être décrite comme une combinaison des ondes de Rossby avec les ondes de Kelvin. La circulation de grande échelle produit un environnement favorable à la convection et la convection relâche de la chaleur latente qui renforce la circulation de grande échelle (Barnes and Houze 2013 ; Gill 1980 ; Lindzen 1974). La MJO se propage vers l'Est et est divisée en plusieurs phases : les phases humides favorisent la convection et les phases sèches empêchent le développement des cellules convectives. La campagne MT2011 se découpe en deux parties, la première où la convection était favorisée (phase humide de la MJO) permettant le développement de MCS, ainsi que la seconde où la formation des systèmes convectifs était plus difficile (phase sèche). Dans cette seconde partie les systèmes observés étaient des cellules convectives isolées les unes des autres.

3.1.3 Système convectif côtier de la mer méditerranée

A la fin de l'été, des épisodes de précipitation intense et de crues éclair font leur apparition aux alentours de la mer Méditerranée. C'est dans ce contexte que la campagne HyMeX s'est déroulée. En majorité, ces épisodes sont le résultat de systèmes convectifs quasi-stationnaires. Durant l'automne, la température de surface de la mer Méditerranée est encore chaude. Son taux d'évaporation reste important, et la quantité de vapeur d'eau produite contribue entre 40 à 60% à l'alimentation des MCS (Mariotti et al. 2002 ; Duffourg et Ducrocq 2011, 2013 ; Ducrocq et al. 2014). Le soulèvement orographique est l'un des moteurs principal de la convection qui alimente les MCS qui se forme dans cette région (Rotunno and Ferretti 2001 ; Bousquet and Smull 2006). Lorsque les flux marins de basse couche rencontrent les reliefs aux abords de la mer Méditerranée, la convection se déclenche par soulèvement de la masse d'air humide. Tant que le flux d'air humide est maintenu, le système convectif est entretenu. La forme typique de la partie stratiforme des MCS durant cette saison, est en forme de « V » et la régénération du système se trouve en pointe du « V ». La distribution spatiale de l'humidité et du taux de chauffage dans la couche limite dépend des forçages atmosphériques et de la circulation dans la couche de mélange océan-atmosphère. Cette distribution affecte les flux marins de basse couche, et finalement l'évolution des MCS.

La Figure III. 3 montre un exemple des systèmes convectifs observés durant la campagne HyMeX. Il s'agit des températures de brillance dans l'infrarouge, observées le 28 septembre 2012. On observe un MCS en forme de « V » avec une partie stratiforme qui recouvre quasiment l'intégralité de l'Espagne. Ce système se développe à partir d'une ligne de convergence entre deux flux de masse d'air de basse couche, dont le premier flux est chaud et humide provenant de l'Est ainsi qu'un second flux plus rapide provenant de l'ouest (entre l'Afrique du Nord et le sud de l'Espagne). La zone de convergence associée à une zone de dépression s'est déplacée vers l'Est, créant des maxima de taux de précipitations cumulées de 230 à 240 mm (Ducrocq et al. 2014).

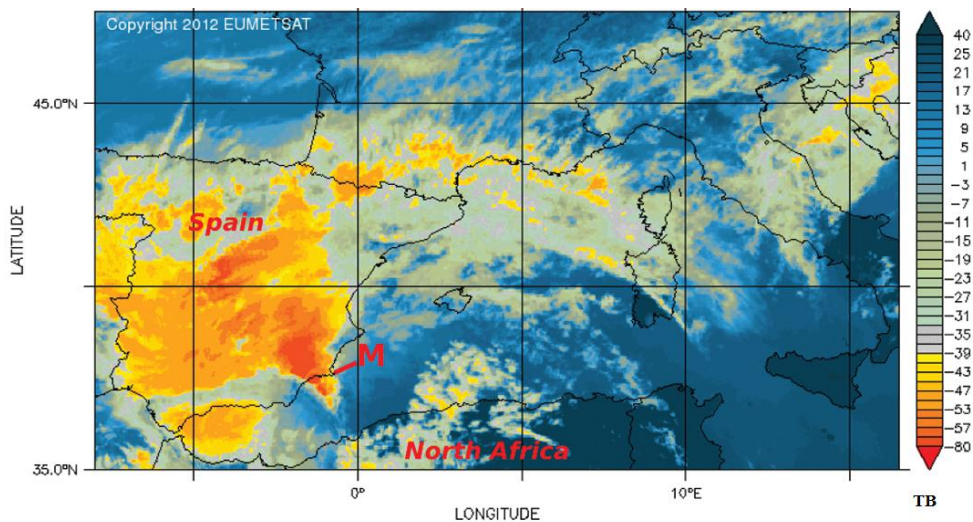


Figure III. 3 : Image satellite des Températures de Brillance dans l'infrarouge le 28 septembre à 12h00 UTC. D'après Ducrocq et al. (2014).

3.1.4 Système convectif tropical côtier de la mousson Nord-Australienne

La campagne HAIC-HIWC a été implémentée pour se dérouler durant la mousson Nord-Australienne, qui s'étend sur la période de Novembre au mois de Mars (été austral). Le front de mousson à 850, 700 et 200 hPa (Figure III. 4-a, b), apparait entre le flux de mousson venant de l'ouest et le flux d'est subtropical. De là, un creux barométrique s'installe en y faisant converger l'humidité. La mousson Nord-Australienne est caractérisée par de fortes interactions entre la circulation locale, et les flux de plus grande échelle.

Le forçage local diurne et le contraste terre-mer de la région impactent les circulations de grande échelle ayant comme conséquence des oscillations diurnes de différentes intensités. Le flux de la côte ouest Australienne atteint son maximum en début de matinée et le flux d'est tropical devient plus important entre le soir et le matin. D'autre part, les vents du flux de mousson observés près de côtes de Darwin atteignent leurs maxima durant la nuit. A 200 hPa, une accélération des vents d'est au dessus du nord de l'Australie durant l'après midi, coïncide avec la période du maximum de la convection continentale (Figure III. 4-c ; Protat et al. 2014 ; Keenan et al. 1989). Le développement et le renforcement des systèmes nuageux ont lieu principalement au-dessus de l'océan. Cependant, le cycle diurne influence la couverture nuageuse, où elle est maximale d'une part le matin au-dessus de l'océan et de l'autre part sur les côtes et les terres du nord de l'Australie en fin d'après-midi (Keenan et al 1989 ; Gunn et al. 1989 ; Franck and McBride 1989 ; Davidson 1995).

La formation des MCS de la mousson Nord-Australienne est aussi modulée par les régimes de grandes échelles tel que la MJO (paragraphe 3.1.2 ; Protat et.al 2014 ; Protat et al. 2011). La mousson peut être interrompue pendant quelques jours à cause d'un flux d'est très humide qui s'étend sur toute la troposphère. Dans ce cas, les dépressions se localisent principalement le long des côtes sur des surfaces limitées (May et al. 2008 ; Protat et al. 2014).

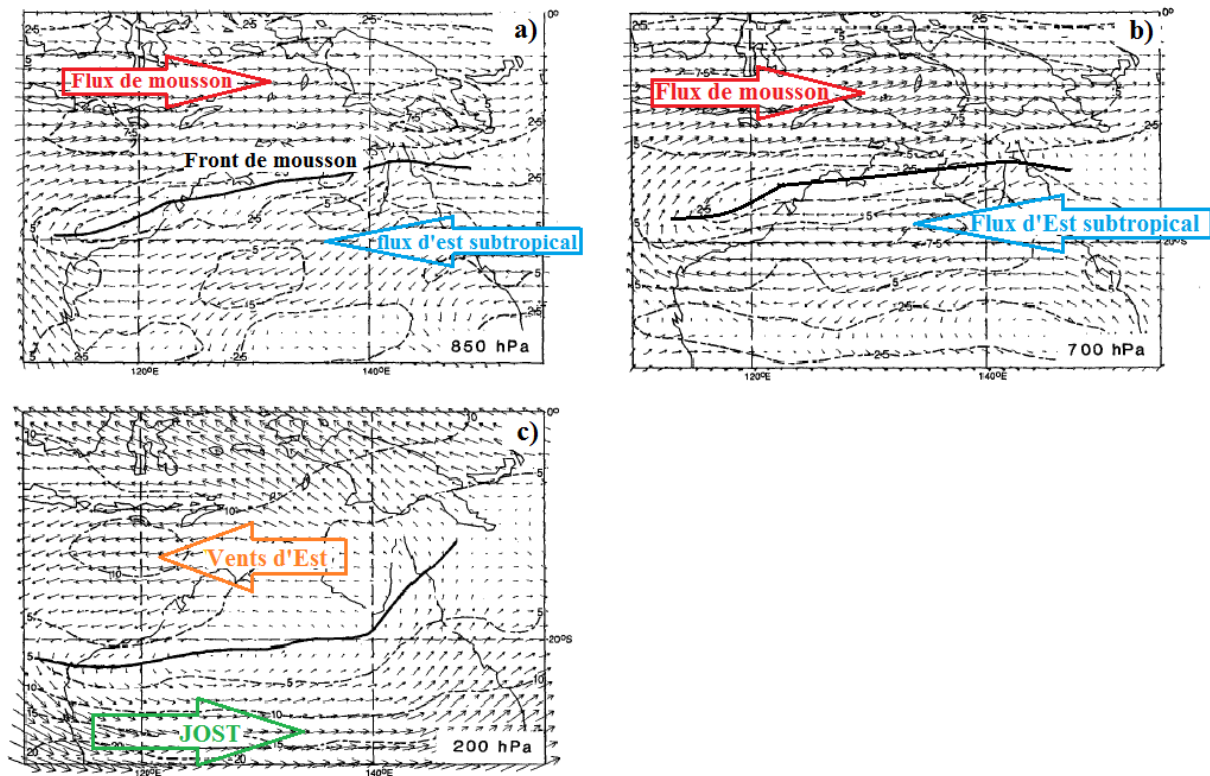


Figure III. 4 : Moyenne des champs de vents durant la campagne Australian Monsoon EXperiment, d'après Gunn et al. (1989). Moyenne sur la période du 10 janvier au 15 février 1987. a) à 850hPa. b) A 700 hPa. c) A 200 hPa.

3.2 La plateforme aéroportée pour les mesures des paramètres microphysiques des systèmes convectifs

3.2.1 La plateforme de mesure aéroportée : Falcon-20 et son instrumentation scientifique

Le Falcon-20 du Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement (SAFIRE) à servi de plateforme de mesure durant les campagnes MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC-HIWC. A bord du Falcon-20, un certain nombre d'instruments étaient embarqués, permettant la mesure de différents paramètres microphysiques des nuages convectifs. Cette étude s'intéresse principalement aux données acquises avec les sondes optiques à barrettes de diodes (OAP : *Optical Array Probe*) 2D-S de *Straton Park Engineering Company* (SPEC) Inc., et PIP (*Precipitation Imaging Probe*) de *Droplet Measurement Technologies* (DMT). Ces sondes permettent de calculer la concentration des hydrométéores, mais aussi les caractéristiques géométriques individuelles des hydrométéores. En plus, le Radar-Doppler RASTA (Radar Aéroporté et Sol de Télédétection des propriétés nuageuse ; Protat et al.2009) mesure les facteurs de réflectivités des nuages, et les vitesses de chutes des hydrométéores contenus dans le volume sondé. Finalement, lors de la campagne HAIC-HIWC, un instrument « *isokinetic evaporator probe* », a pu être embarqué pour mesurer la concentration massique de la glace présente dans les nuages. Le Falcon-20 mesure de façon continue la pression (P), la température (T) et l'humidité relative (Rh) par rapport à la position de l'avion (*latitude, longitude altitude*).

3.2.2 Les sondes optiques à barrettes de diodes 2D-S et PIP

Les OAP permettent d'enregistrer une image en noir et blanc des hydrométéores rencontrés durant les vols scientifiques. Ils fournissent un échantillon d'images caractérisant les nuages échantillonnés. Leur principe de mesure est exposé dans la Figure III.5. Une barrette de diode est éclairée par un laser, lorsqu'un hydrométéore passe entre le laser et les diodes, certaines de ces diodes ne sont plus éclairées. Au fur et à mesure du passage de la particule, les diodes non éclairées ont une valeur binaire de 0 tandis que les diodes éclairées ont une valeur binaire de 1. Les valeurs des diodes sont actualisées toutes les 500 nanosecondes pour

la PIP pour une vitesse d'échantillonnage de 200 m/s et 60 nanosecondes pour la 2DS pour une vitesse d'échantillonnage de 170 m/s, ce qui donne comme résultat une image en noir et blanc représentant l'ombre de la particule.

Durant les 4 campagnes, 2 sondes ont été utilisées afin de couvrir l'ensemble de la gamme de taille des hydrométéores présents dans l'atmosphère (nuage + précipitation). La première sonde est appelée 2D-S (Lawson et al. 2006). Elle est composée de 2 couples laser-barrette de diodes, placés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. Les barrettes sont composées de 128 diodes, dont la taille est de $10\mu\text{m}$ par $10\mu\text{m}$ (résolution de $10\mu\text{m}$). On peut ainsi mesurer les hydrométéores dont la taille varie entre $10\mu\text{m}$ et $1280\mu\text{m}$ ($\pm 5\mu\text{m}$).

La seconde sonde utilisée est la sonde PIP. Elle est composée d'un laser et d'une barrette de diodes qui comprend 64 diodes. Sa résolution est de $100\mu\text{m}$. Elle permet d'échantillonner des hydrométéores dont la gamme de taille est comprise entre $100\mu\text{m}$ et $6400\mu\text{m}$ ($\pm 50\mu\text{m}$).

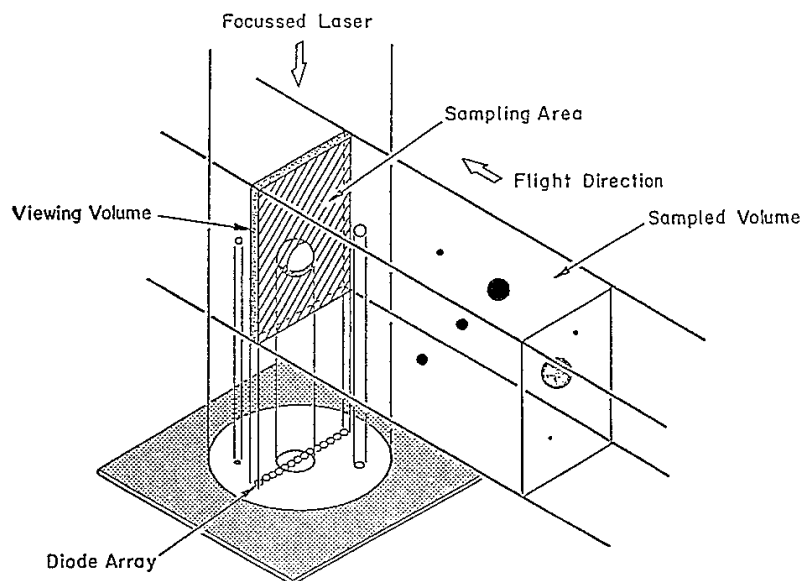


Figure III.5 : Schéma fonctionnel des imagers d'hydrométéores d'après Baumgardner and Korolev 1997.

En associant les 2 sondes, on couvre environ 3 ordres de grandeurs ; la taille des hydrométéores ainsi échantillonnés varie entre $10\mu\text{m}$ et $6400\mu\text{m}$. De plus, durant MT2010, une sonde supplémentaire *Cloud Imaging Probe* (CIP), également construite par DMT, équipait le Falcon-20. Son principe de fonctionnement est le même que la sonde PIP, à la différence que sa résolution est de $25\mu\text{m}$ et que sa gamme de mesure est comprise entre $25\mu\text{m}$ et $1600\mu\text{m}$ ($\pm 12,5\mu\text{m}$).

3.2.3 Le radar nuage RASTA

Le radar RASTA (Figure III. 6 ; Protat et al. 2007 ; Bouniol et al. 2010) a été construit par le Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales (LATMOS) où ses données y sont analysées. RASTA est un radar Doppler qui émet à la fréquence de 94 GHz (bande W). Pour un volume de nuage échantillonné, il restitue son facteur de réflectivité et sa vitesse de déplacement avec une résolution de 60 m le long de la visée. RASTA est constitué de 6 antennes, 3 visant vers le bas et 3 visant vers le haut (pour MT2010 seulement deux antennes visaient vers le haut). Cette configuration lui permet de restituer les champs de vent du nuage, ainsi que la vitesse de chute des hydrométéores.

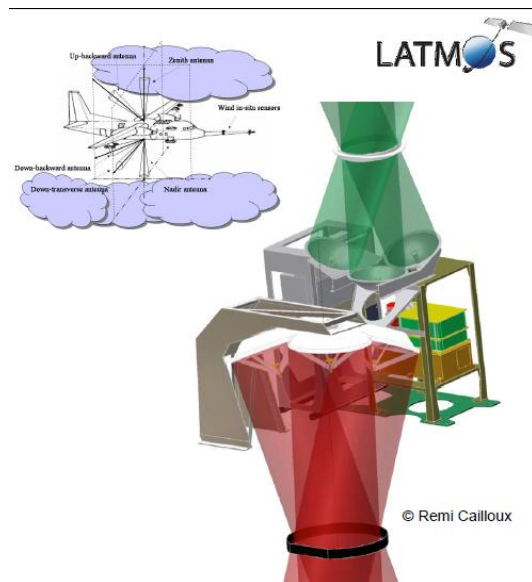


Figure III. 6 : Schéma du Radar RASTA embarqué dans le Falcon de SAFIRE.

3.2.4 La sonde “isokinetic evaporator probe (IKP)”

Cette sonde permet de mesurer directement les CWC des nuages observés. Elle a été construite en collaboration par *Science Engineering Associates (SEA)* et *National Research Council Canada (NRC)*, et a été financée par la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) et la *Federal Aviation Administration (FAA)*. La mesure est divisée en 2 étapes. D’abord le volume nuageux est prélevé au devant de la sonde et tous les hydrométéores (glace + liquide) sont évaporés à l’intérieur de l’instrument. Ensuite, un hygromètre mesure la quantité de vapeur d’eau totale obtenue. La sonde est iso-cinétique (les vitesses de l’air à

l'intérieur et à l'extérieur de la sonde sont égales), ce qui permet d'éviter l'enrichissement ou l'appauvrissement du contenu mesuré.

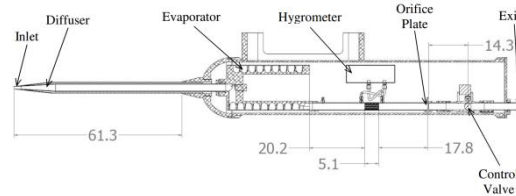


Figure III. 7 : Schéma de la sonde IKP.

3.3 Les paramètres microphysiques des systèmes convectifs

3.3.1 Concentration, taille, masse et géométrie des hydrométéores en phase glace

3.3.1.1 Les paramètres géométriques des images en noir et blanc des hydrométéores en phase glace

Comme il a été dit précédemment, les images enregistrées des hydrométéores sont des images en noir et blanc (images binaires composées de 0 et de 1). La Figure III. 8 schématise une image d'hydrométéores enregistrée par l'une des sondes. À partir de ces images, sont déduits des paramètres géométriques permettant de décrire chaque particule enregistrée. Ainsi le périmètre (P) d'un hydrométéore est la somme de tous les pixels qui forment le contour de l'image. La surface projetée de l'hydrométéore ($S_{i\perp}$) est la somme de tous les pixels qui constituent l'image. La longueur maximum (D_{max}) est le diamètre maximum des rayons qui partent du barycentre de l'image et joignent les pixels qui forment le périmètre de la particule. La largeur (W) est le rayon à 90° du rayon maximum.

Il existe des algorithmes de reconnaissance de forme pour classer les hydrométéores et ainsi appliquer les relations $m(D)$ qui leur sont appropriées (Thèse Lefèvre 2007 ; Thèse Mioche 2010). Cependant, ces algorithmes sont utilisés avec des images en nuances de gris et de résolutions plus grande (par exemples $2,5 \mu\text{m} \times 2,5 \mu\text{m}$) que celle de la 2D-S et de la PIP. Ces algorithmes permettent de répertorier une dizaine de classes d'hydrométéores. Korolev and Sussman (2000) ont développé une technique de classification pour les images en noir et blanc enregistrés par des sondes comme la 2D-S et la PIP, cependant elle permet de différen-

cier 4 types de forme : dendrites, aiguilles, sphériques et irrégulières. La technique de classification des hydrométéores ne sera pas appliquée dans cette étude, car le nombre de classes des hydrométéores est beaucoup trop restreint.

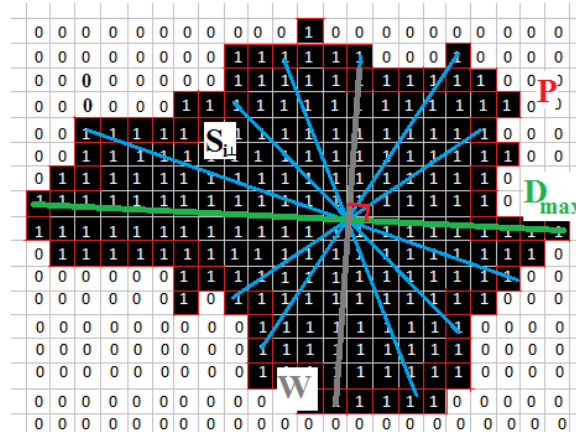


Figure III. 8 : Schématisation d'une image binaire enregistrée par les sondes 2DS, CIP et PIP. La valeur 0 définit un pixel ne constituant pas l'hydrométéore tandis que la valeur 1 définit un pixel représentant la particule nuageuse. Les pixels représentant le contour de la particule sont entourés de lignes rouges.

3.3.1.2 Calcul du volume d'échantillonnage et de la distribution en nombre en fonction de la taille des hydrométéores

Lors des vols, pour échantillonner les nuages, des milliers d'images d'hydrométéores sont enregistrées à la seconde, et des millions par vols. Afin d'analyser les caractéristiques des nuages et leurs propriétés microphysiques, des statistiques sont faites sur les propriétés des ces images. Premièrement, des histogrammes sont calculés en fonction de la taille des images (III. 1). Ces histogrammes expriment la concentration volumique des hydrométéores (N en $L^{-1} \mu m^{-1}$) dans le nuage, et seront appelés plus tard PSD (*Particle Size Distribution*). $n(D)$ désigne le nombre d'images de la même taille.

$$N(D) = \frac{\sum_D n(D)}{V(D_{\max}) \cdot \Delta D} \quad \text{III. 1}$$

Le volume V (en L) du nuage échantillonné (III. 2) se calcule à l'aide du temps d'échantillonnage Δt (en s), de la longueur de la barrette de diode qui est le produit de la réso-

lution de la sonde ΔD (en μm), du nombre de diodes NbD , de la vitesse de l'air par rapport à l'avion (TAS : *True Air Speed*) en m s^{-1} et de la profondeur de champ Dof (en μm).

$$V(D_{\max}) = 10^{-9} \cdot \Delta t \cdot Dof \cdot \Delta D \cdot NbD \cdot TAS \quad \text{III. 2}$$

La profondeur de champ (III. 3) est une fonction de la taille de l'hydrométéore D_{\max} et de la longueur d'onde du laser λ en μm ($0.660\mu\text{m}$ pour la CIP et la PIP). Les PSD sont normalisés par la résolution de la sonde pour laquelle ils sont calculés.

$$Dof = \frac{3 \cdot \left(\frac{D_{\max}}{2} \right)^2}{\lambda} \quad \text{III. 3}$$

Cependant les mesures sont biaisées par des processus non naturels. Afin de réduire la contribution des artefacts sur la valeur des concentrations des hydrométéores, des corrections doivent être apportées. La concentration des petites particules est influencée par les débris des grosses particules qui se fragmentent au contact de la sonde. Une analyse du temps d'arrivée entre chaque particule permet de différencier les hydrométéores naturels des morceaux de glace issue de la fragmentation des plus gros hydrométéores (Field, Heymsfield, and Bansemer 2006; A. Korolev and Isaac 2005). Le temps d'arrivée qui permet de séparer les particules naturelles des artefacts est déterminé toutes les 2000 particules afin de prendre en compte l'hétérogénéité des nuages. La concentration des grosses particules est aussi influencée par les explosions des particules. La différenciation de ces deux types de particules se fait en calculant le ratio entre S_{\perp} et la surface de la boîte qui inclue la particule. Pour la PIP (et la CIP) un ratio limite de 0.25 permet de démarquer les 2 types de population, les particules avec un ratio inférieur ne sont pas prises en compte pour le calcul de la concentration.

Lors de l'acquisition des données, la vitesse de l'avion est considérée constante pour les instruments optiques. En réalité la vitesse de l'avion par rapport à l'air n'est pas constante, elle fluctue à altitude constante du fait du vent réel et varie en fonction de l'altitude. Cela impacte la taille des pixels et donc la taille des images des hydrométéores mesurés. Il faut donc corriger les images par le rapport de la vitesse donnée aux instruments et la TAS (Baumgardner and Korolev 1997). Afin d'augmenter le nombre de particules échantillonnées, les particules tronquées sont prises en compte (Heymsfield and Parrish 1978). Ces images ont au moins un pixel qui constitue la particule nuageuse enregistrée par la première diode ou la dernière diode de la barrette, dans ce cas-ci, il est fort probable que la taille de la particule soit

sous-estimée. Plus une particule est grosse et plus elle a de chances d'être tronquée, ce qui entraîne un biais sur la mesure de la concentration réelle des particules et surtout des grosses particules.

La sonde PIP (et CIP) est sujette à un phénomène d'« overload » ; pour des concentrations volumiques importantes la sonde n'a pas le temps d'enregistrer les images de tous les hydrométéores. Lors de l'acquisition, les images sont compressées et enregistrées par paquets. Un paquet peut contenir plusieurs images de particules et chaque image de particule est précédée d'un entête comportant toutes les informations nécessaires, par exemple le temps d'arrivée. En même temps le logiciel PADS (logiciel fournis par DMT pour l'acquisition des données) compte le nombre d'hydrométéores qui ont croisé le laser de la sonde. La comparaison du nombre de headers (entêtes) enregistrés par seconde (décompression des images) avec le nombre de particules vues par le logiciel PADS concorde le plus souvent (Figure III. 9). Cependant dans certaines zones, les deux comptes diffèrent, c'est l'effet d'« overload ». Il apparaît à partir d'environ 11000 images par seconde quand l'enregistrement des images est saturé (moins de 10000 pour la CIP). Ce phénomène ne semble pas dépendant du diamètre des hydrométéores, car les images sont enregistrées au fur et à mesure de leur croisement avec le laser de la sonde, lorsque le phénomène d'« overload » se produit, ce sont certains paquets qui ne sont pas enregistrés. Cet effet entraîne la sous-estimation des concentrations volumiques calculées pour la sonde PIP (et CIP), comme il est montré par les PSD de la Figure III. 10a-c. Si la sonde PIP est la seule à connaître une situation d'overload (Figure III. 10a), les concentrations déduites de ses mesures sont sous-estimées par rapport à la 2D-S et la CIP. La Figure III. 10b montre que lorsque les sondes CIP et PIP ne sont pas en condition d'overload alors les concentrations entre les trois sondes sont cohérentes. La Figure III. 10c, montre qu'il faut apporter une correction au PSD individuel des sondes CIP et PIP pour que les concentrations calculées pour chaque sonde soient en accord les unes avec les autres. Les concentrations calculées pour la sonde PIP ($N_{PIP}(D_{max})$) (et $N_{CIP}(D_{max})$ pour la sonde CIP, respectivement) sont le résultat de la multiplication de la valeur des concentrations calculées initialement à partir des images $N_{i-PIP}(D_{max})$ par le rapport entre le nombre de particules vues par le logiciels PADS $N_{records-PADS}$ et le nombre de headers comptés $N_{records-2D}$.

$$N_{PIP}(D_{max}) = \frac{N_{records-PADS}}{N_{records-2D}} \cdot N_{i-PIP}(D_{max}) \quad \text{III. 4}$$

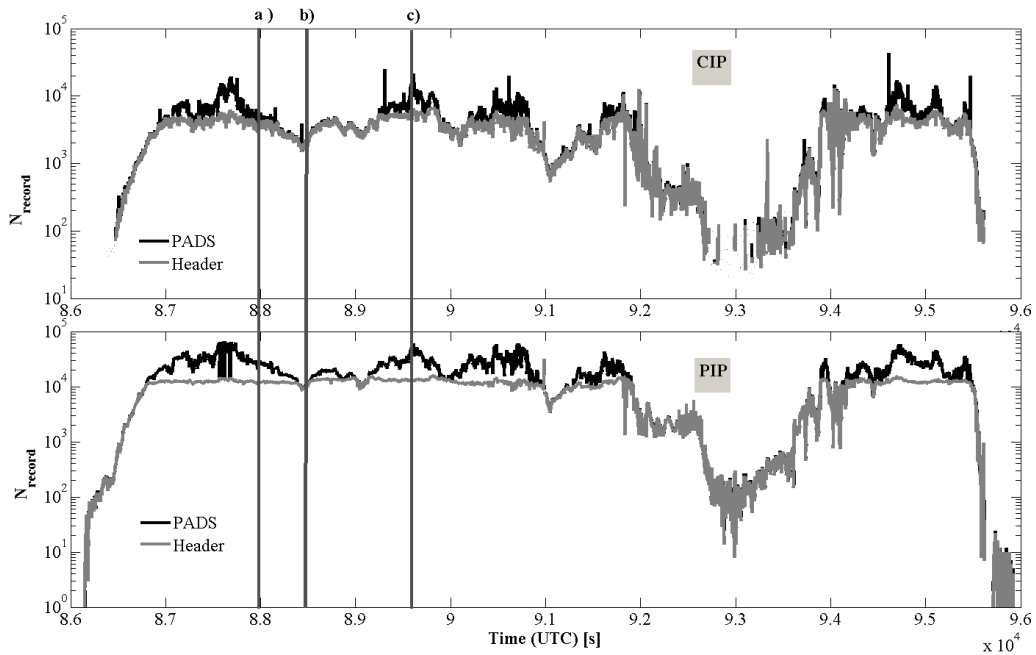


Figure III. 9 : Nombre de particules enregistrées par seconde sur l'axe des y, en fonction du temps de vol en secondes sur l'axe des x. En gris, est représenté le nombre d'images enregistrées par secondes. En noir, est représenté le nombre de particules comptées par le logiciel PADS. Les digrammes du haut et du bas concernent la sonde CIP et la sonde PIP respectivement.

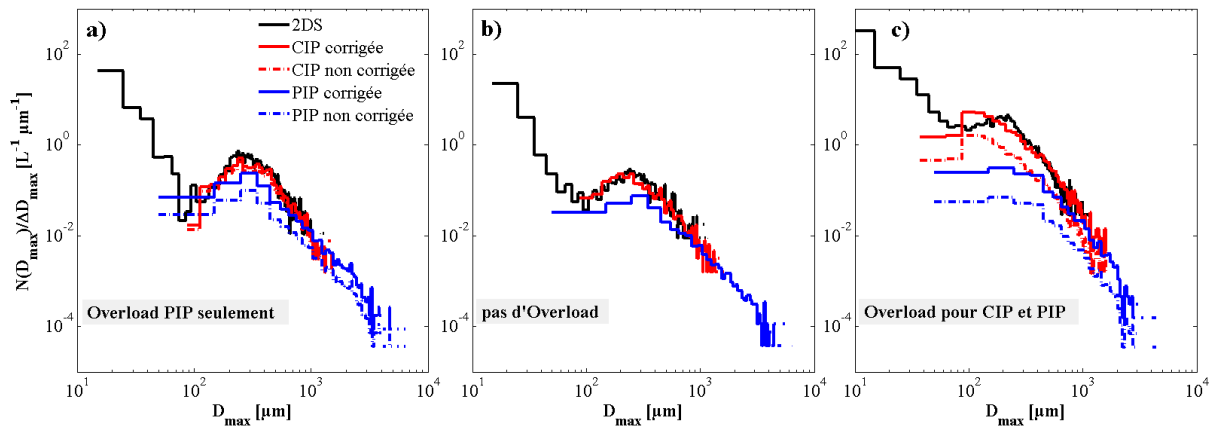


Figure III. 10 : Concentration des hydrométéores (en $L^{-1} \mu m^{-1}$) en fonction de leurs diamètres (PSD) (en μm). La courbe en noir représente les PSD calculées à partir des images vues par la 2D-S. La courbe rouge représente les PSD de la CIP après correction de l'overload. La courbe rouge discontinue désigne les PSD de la CIP avant correction de l'overload. La courbe bleue représente les PSD de la PIP après correction de l'overload. La courbe bleue discontinue désigne les PSD de la PIP avant la correction de l'overload. a) exemple lorsque la PIP est en condition d'overload. b) exemple lorsque la CIP et la PIP ne sont pas en condition d'overload. c) exemple lorsque les sondes CIP et PIP sont en condition d'overload. Les exemples a), b) et c) sont référencés dans la Figure III. 9.

3.3.1.3 Masse des hydrométéores à partir d'informations géométriques de leurs images en noir et blanc.

Heymsfield et al. (2002) ont établi des relations théoriques pour calculer la masse d'un hydrométéore à partir de son image. Elle est développée sur la base des informations géométriques d'images de cristaux de glace de types plaques, colonnes et bullet-rosettes. Ainsi la densité volumique effective du cristal ρ_e est calculée en fonction de $S_{i\perp}$ et de D_{max}

$$\rho_e = k \cdot A_r^n \quad \text{III. 5}$$

avec

$$A_r = \frac{S_{i\perp}}{\pi \cdot D_{max}^2} \quad \text{III. 6}$$

A_r est le ratio entre la surface de l'image projeté de l'hydrométéore et la surface du disque qui englobe l'image ; k et n sont calculés théoriquement pour chaque type de forme d'hydrométéores (Tableau III. 1). Ensuite ces relations ont été appliquées à un jeu de données échantillonnés dans des cirrus pour y calculer la concentration massique de la glace (ou CWC pour Condensed Water Content). Les CWC calculés théoriquement sont similaires aux CWC mesurés à l'aide de la sonde Counterflow Virtual Impactor (CVI ; Ogren et al. 1985). Bien que cette étude montre de bons résultats, elle nécessite une reconnaissance de forme des cristaux de glace, et des nuages composés essentiellement de plaques, colonnes et bullet-Rosette comme les cirrus (Figure II.15).

Habit	Two-parameter coefficients habit code	$\rho_e = \frac{k(A_r)^r}{k}$	n	r^2	A_r	Range
Columns (theory)	C1e-C1f	$0.97\rho_b$	2.10	1.00	0.05	0.64
Rosettes (theory)	C2a					
No. of bullets		$(\rho_b = 0.81 \text{ g cm}^{-3})$				
1		0.60	1.94	0.99	0.22	0.98
2		0.66	2.11	0.99	0.11	0.55
3		0.54	2.11	0.99	0.16	0.68
4		0.47	2.16	0.99	0.20	0.87
5		0.49	2.16	0.99	0.22	0.87
6		0.49	2.25	0.99	0.26	0.99
7		0.50	2.35	1.00	0.29	0.99
8		0.52	2.52	0.99	0.32	1.00
Side planes, S1-S3, (Observatory)		0.35	2.34	0.79	0.18	0.88
Planar crystals						
Wind tunnel (Takahashi et al. 1991)	P1a-P1b-P1d	0.084	2.38	0.97		<0.79
Sfc. observations (Heymsfield and Kajikawa 1987)	Many types	11.96	22.64	0.48		≥ 0.79
$A_r = 0.83$	Thick plates	0.102	3.29	0.86		<0.81
Aggregates		$\rho_e = 0.043 \text{ d}^{-0.529}$				
Magono and Nakamura (1965)	Planar crystals	0.010	1.50		0.28	1.0
Kajikawa (1982)	2-6 planar crystals	0.015	1.50		0.13	0.77
Agg. side planes (Sfc.)	S1-S3	0.18	1.52	0.97	0.21	0.65
CPI observations (ARM)	Rosettes	0.16	1.48	0.99	0.16	0.56
Aggregate ρ_e vs D relationships						
$\rho_e = \chi D^\alpha$						
Aggregate study		Component crystals	χ		α	
Magono and Nakamura (1965)		Planar crystals	0.0142		-1.43	
Kajikawa (1982)		2-6 planar crystals	0.00089		-1.23	
Side planes (Obs.)		S1-S3	0.0061		-0.92	
CPI rosettes		C2a	0.0035		-0.96	
Aggregate hybrid approach						
$\rho_e = kA_r^\alpha D^\alpha$						
k	n	α				
0.015	1.5	-1.0				

Tableau III. 1 : Relations densité volumique effective et ratio de surface, développée par Heymsfield and al. (2002).

Afin de s'affranchir de la reconnaissance de formes de cristaux pour calculer les CWC, Baker and Lawson (2006) et Lawson and Baker (2006) ont développé une méthode pour calculer la masse d'un cristal en fonction de données géométriques déduites de l'image du cristal. Cette méthode généralise les résultats de Heymsfield et al. (2002) pour une plus grande variété de cristaux de glace présents dans les nuages. Elle est basée sur 17 types de cristaux de glace précipitant et récoltés dans des boîtes de pétri au sols (Mitchell et al. 1990). La méthode permet de calculer une masse $m_{L\&B}$ en mg m^{-3} (III. 7) pour chaque image à partir de ses paramètres géométriques qui sont $S_{i\perp}$, D_{max} , W , et P en μm (III.8), où X est un paramètre de taille en mm^3 et $V(D_{max})$ est le volume d'échantillonnage en litre.

$$m_{L\&B}(D_{max}) = 10^3 \cdot \frac{0.135X^{0.793}}{V(D_{max})} \quad \text{III. 7}$$

$$X = \frac{2S_{i\perp} \cdot W \cdot (D_{\max} + W)}{P} \quad \text{III. 8}$$

La masse totale des hydrométéores pour un certain diamètre D_{\max} calculé à partir de la méthode de Baker and Lawson (2006) est calculée en sommant la masse des hydrométéores de même taille, où $M_{L\&B}$ est en $\text{mg m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$.

$$M_{L\&B}(D_{\max}) = \frac{\sum m_{L\&B}(D_{\max})}{\Delta D_{\max}} \quad \text{III. 9}$$

3.3.1.4 Regroupement des concentrations volumiques des paramètres microphysiques des sondes 2DS et PIP

A partir des distributions individuelles de la 2D-S et de la PIP, des distributions dites composites sont calculées. Pour garder un jeu de données équivalent pour les 4 campagnes de mesure, les données de la CIP ne sont pas utilisées pour créer les données composites. Elles ont cependant servi à détecter et corriger le phénomène d' « overload ». La distribution composite permet de réunir les deux distributions en une seule sur l'ensemble des mesures et ainsi de mieux définir les attributs globaux des nuages mesurés. L'équation (III. 10) décrit le calcul effectué pour la concentration des hydrométéores en fonction de D_{\max} . La concentration composite est notée N , tandis que celle de la 2D-S est notée N_{2D-S} et celle de la PIP est notée N_{PIP} . Les concentrations sont données en $\text{L}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$. Pour les distributions composites la résolution est $\Delta D_{\max} = 10\mu\text{m}$. Pour ce faire les distributions de la PIP avec une résolution de $100\mu\text{m}$ sont ramenées à une distribution ayant une résolution de $10\mu\text{m}$.

$$\begin{aligned} \sum_{D_{\max}=50}^{D_{\max}<6450} N(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} &= \sum_{D_{\max}=50}^{D_{\max}<450} N_{2D-S}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} + C_1(D_{\max}) \cdot \sum_{D_{\max}=450}^{D_{\max}<950} N_{2D-S}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} \\ &+ C_2(D_{\max}) \cdot \sum_{D_{\max}=450}^{D_{\max}<950} N_{PIP}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} + \sum_{D_{\max}=950}^{D_{\max}<6450} N_{PIP}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} \end{aligned} \quad \text{III. 10}$$

Les fonctions C_1 et C_2 sont sans dimensions, et sont tel que :

$$C_1(D_{max}) + C_2(D_{max}) = 1, \text{ avec : } C_2(D_{max}) = \frac{D_{max} - 450}{950 - 450} \quad \text{III. 11}$$

La Figure III. 11a montre un exemple de PSD composite en fonction de D_{max} avec les deux PSD originaux des sondes 2D-S et PIP. Dans les but de calculer une concentration volumique de la masse de glace avec la méthode de Baker and Lawson (2006), un composite de la masse totale en fonction de la taille est aussi produit selon le même schéma que la concentration en nombre (PSD ; III. 10 ; Figure III. 11b).

A partir des distributions composites, la concentration totale en nombre N_T (III. 12) en L^{-1} et en masse $CWC_{L\&B}$ en $g\ m^{-3}$ (III. 13) sont calculées tel que :

$$N_T = \sum_{D_{max}=50}^{D_{max}=6450} N(D_{max}) \cdot \Delta D_{max} \quad \text{III. 12}$$

$$CWC_{L\&B} = 10^{-3} \cdot \sum_{D_{max}=50}^{D_{max}=6450} M_{L\&B}(D_{max}) \cdot \Delta D_{max} \quad \text{III. 13}$$

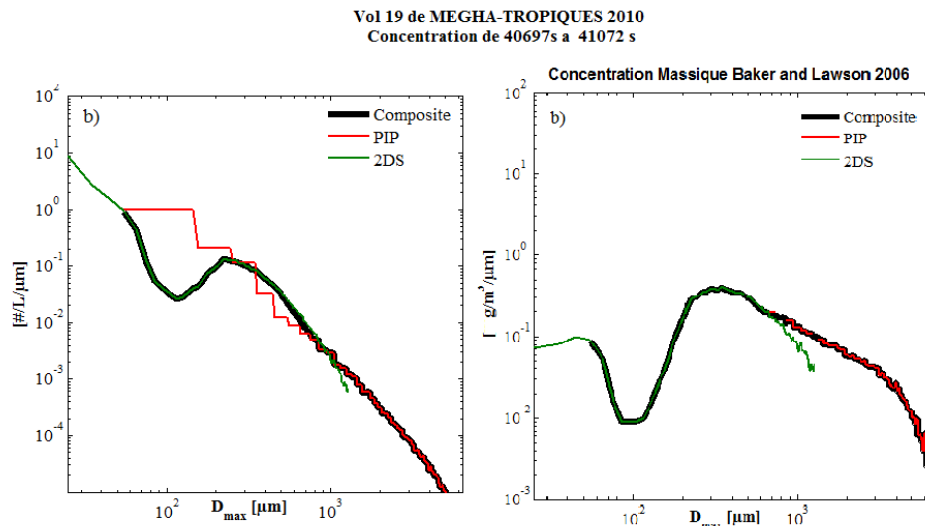


Figure III. 11 : a) Concentrations des hydrométéores en $L^{-1} \mu m^{-1}$ en fonction du D_{max} des hydrométéores. Est figuré en noir le PSD composite calculé à partir du PSD de la 2D-S (en vert) et du PSD de la PIP (en rouge). b) Exemple de distribution de la masse selon Baker and Lawson 2006 en $g\ L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores selon D_{max} en μm . En noir le PMD composite, en vert le PMD de la 2D-S et en rouge le PMD de la PIP.

L'aspect ratio des hydrométéores As est défini comme étant le ratio entre la largeur W et la longueur maximum de l'hydrométéore D_{max} . Pour chaque sonde un aspect ratio moyen est calculé pour chaque gamme de taille $As(D_{max})$. Un composite de ce paramètre est égale-

ment construit en analogie du schéma décrit par l'équation III. 10 (Figure III. 12). Cependant $As(D_{max})$ des hydrométéores de la 2DS et de la PIP est différent entre 500 μm et 1mm, ce qui est lié à la résolution différente de ces deux instruments. L' $As(D_{max})$ de la 2DS diminue trop rapidement, et la résolution de la PIP n'est pas suffisante en dessous de 1mm pour permettre une meilleure jonction des 2 distributions mesurées. Cependant la fonction de transition (III. 11) permettant de passer de la distribution de la 2D-S à celle de la PIP semble assez bien corriger cette discordance.

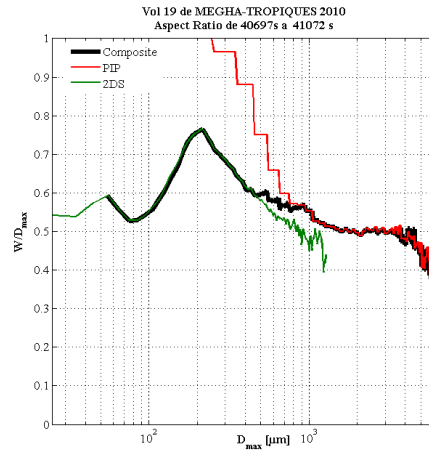


Figure III. 12 : Exemple de l'aspect ratio moyen $As(D_{max})$ des images 2D en fonction du diamètre des hydrométéores en μm . En noir $As(D_{max})$ composite, à partir de $As(D_{max})$ de la 2D-S en vert et de $As(D_{max})$ de la PIP en rouge.

3.3.1.5 Relation surface-diamètre des hydrométéores

La relation surface-diamètre (nommée plus tard $S(D)$), est une relation géométrique qui lie la surface moyenne des images des hydrométéores et leurs longueurs maximales (Figure III. 13). La surface moyenne $S(D_{max})$ est calculée par gamme de diamètre, afin de s'affranchir de l'influence de la concentration. Ce calcul est appliqué aux données de chaque sonde. Il s'avère que la relation entre $S(D_{max})$ et D_{max} se modélise par une loi de puissance pour chaque instrument:

$$S(D_{max}) = \gamma \cdot D_{max}^{\sigma} \quad \text{III. 14}$$

Afin de garder une homogénéité avec la relation $m(D)$ de forme similaire, $S(D_{max})$ est en cm^2 et D_{max} en cm. Les images des d'hydrométéores utilisées pour le calcul de la relation $S(D)$ sont les mêmes que celles pour calculer les PSD, à l'exception des particules tronquées. Ces images ne représentent qu'une vue partielle de l'hydrométéore et biaise la surface moyenne calculée par gamme de taille. Comme la relation $S(D)$ n'est pas calculée par unité de volume,

cela ne pose pas de problème. Ainsi les coefficients σ et γ sont calculés pour chaque pas de temps et varient durant le déplacement de l'avion dans le nuage.

La Figure III. 13 montre qu'en moyenne, les surfaces mesurées par les deux sondes entre 300 μm et 1mm sont similaires. La relation $S(D)$ pour la 2DS est calculée pour les images avec un $D_{max} > 250\mu\text{m}$ et pour la PIP pour des $D_{max} > 1500\mu\text{m}$. En dessous de 250 μm , les images de la 2DS sont sujettes à un effet qui minimise la surface projetée des hydrométéores par un effet de diffraction du laser par les petites particules (Lawson et al. 2006 ; Korolev2007). Il est observé une rupture de pente autour de 250 μm , qui semble séparer la population des images des hydrométéores fortement impactés par les effets de la diffraction et celle des hydrométéores qui sont peu ou pas impactés par cet effet. En-dessous de 250 μm la relation $S(D)$ varie peu et $\sigma > 2$. Par conséquent la relation $S(D)$ pour les images enregistrées par la 2D-S commence à partir de 250 μm .

Le calcul des relations $S(D)$ ne donne pas toujours des résultats pour les 2 sondes pour un même volume de nuage échantillonné. Cela dépend de la taille des hydrométéores qui composent le volume du nuage. De plus, dans l'exemple de la Figure III. 13, les deux relations surface-diamètre déduites pour les deux sondes sont différentes (pentes différentes entre le fit 2D-S et le fit de la PIP). Pour que la différence entre la relation $S(D)$ des petits hydrométéores et la relation $S(D)$ des gros hydrométéores apparaissent bien le calcul de la relation $S(D)$ pour les gros hydrométéores commence à partir de 1,5 mm.

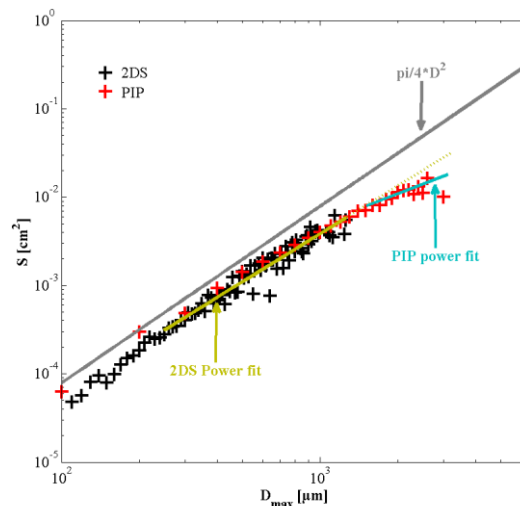


Figure III. 13 : Exemple de détermination de la relation surface-diamètre. La surface en cm^2 est tracée en fonction de la taille des hydrométéores. Les croix noires représentent la surface moyenne déduite en fonction de D_{max} pour la 2D-S. Les croix rouges représentent la surface moyenne en fonction de D_{max} de la PIP. La courbe grise désigne la relation surface-diamètre pour un disque. La courbe jaune représente le fit par une loi de puissance de la surface en fonction du diamètre pour la 2D-S. La courbe bleue indique le fit par une loi puissance de la surface en fonction du diamètre pour la PIP.

La Figure III. 14 montre l'ensemble des coefficients σ et γ calculés pour les 4 campagnes. A droite de la Figure III. 14 les coefficients de la relation S(D) pour les hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S et à gauche de la Figure III. 14 les coefficients de la relation S(D) pour les hydrométéores enregistrés par la sonde PIP. Pour les deux sondes les coefficients γ et σ sont corrélés l'un par rapport à l'autre (coefficient de corrélation = 0,81 pour la 2D-S et coefficient de corrélation = 0,91 pour la PIP). La différence de résolution entre les deux sondes (10 μ m pour la 2D-S et 100 μ m pour la PIP) impacte le calcul des coefficients γ (γ_{2D-S} et γ_{PIP}), c'est pour cela que les pentes dans l'espace semi-logarithmique sont différentes. La corrélation entre les deux coefficients σ et γ simplifie l'étude de la variation de la relation S(D), ainsi les variations des coefficients de la relation S(D) peuvent-être décrites par les variations d'un des deux coefficients. Etant donné que le coefficient σ n'est pas impacté par la résolution des sondes il sera utilisé pour décrire la relation S(D).

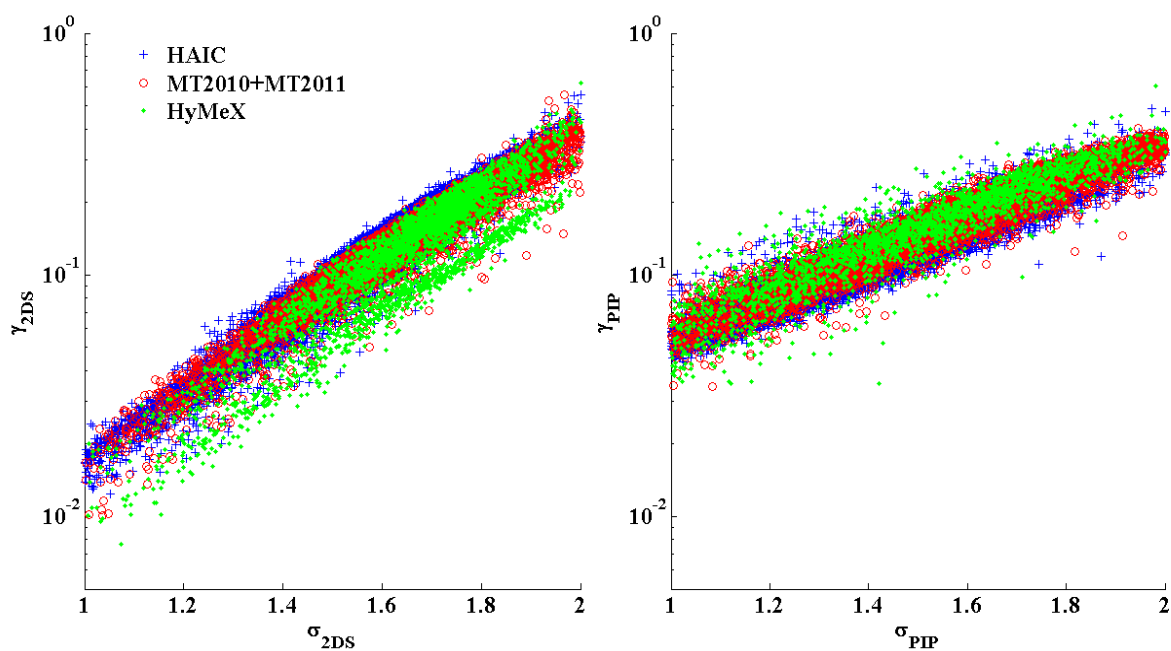


Figure III. 14 : Coefficients de la relation S(D) calculé pour les campagnes HAIC-HIWC (croix bleu), pour les campagnes MT2010 et MT2011 (cercles rouge) et pour la campagne HyMeX (points vert). A gauche : les coefficients calculés pour les hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S. A droite : les coefficients calculés pour les hydrométéores enregistrés par la sonde PIP. Le coefficient γ est sur l'axe des y et le coefficient σ est sur l'axe des x.

Pour illustrer les variations du coefficient σ de la relation S(D), deux extraits (Figure III. 15 et Figure III. 16) de vols d'observations des MCS ont été choisis. Les Figure III. 15-a et Figure III. 16-a montrent les PSD des hydrométéores en fonction de leurs tailles le long du

trajet du Falcon-20 dans les MCS. En plus, les Figure III. 15-b et Figure III. 16-b montrent les variations du coefficient σ_{2D-S} et σ_{PIP} . Pour les deux exemples les PSD et les coefficients σ sont calculés pour une résolution temporelle de 5 secondes. Les cadres en bas des deux figures montrent des exemples d'hydrométéores enregistrés par les sondes 2D-S et PIP associés aux segments noirs dans la Figure III. 15-a et la Figure III. 16-a. Pour ces deux exemples il a été observé des vitesses verticales importantes (*updraft*) associées à des variations des coefficients σ calculés pour les images des hydrométéores enregistrées par la sonde 2D-S et la sonde PIP. Les σ_{2D-S} oscillent autour d'une valeur moyenne entre 1,5 et 1,8 et les amplitudes des oscillations augmentent lors de la traversée des « *updrafts* ». Les σ_{PIP} connaissent des variations plus importantes avec tantôt des σ_{PIP} supérieurs au σ_{2D-S} et tantôt des σ_{PIP} inférieurs aux σ_{2D-S} . Dans les exemples choisis les « *updrafts* » montrent des augmentations importantes et discontinues de la concentration des hydrométéores de taille inférieure à $\sim 600\mu\text{m}$, en moyenne les concentrations atteignent $5 \text{ cristaux L}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$, avec des pics de concentrations supérieures à $10 \text{ L}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$.

Le premier exemple (Figure III. 15) montre un extrait du vol 17 de MT2010. Dans cet exemple, le premier « *updraft* » est observé vers 9h01 (UTC ; cadre 2) et le second vers 9h15 (UTC ; cadre 5) de la Figure III. 15). Concernant la 2D-S (voir les 5 cadres en bas de la Figure III. 15, colonne de gauche), les images d'hydrométéores avec une taille supérieure à $500\mu\text{m}$ montrent des hydrométéores compacts et arrondis avec ce qui semble ressembler à une « *crossed-plate* » (3^{ème} image en partant du haut dans le cadre 1). Les images des hydrométéores avec une taille inférieure à $500 \mu\text{m}$ représentent des hydrométéores de formes allongés (colonnes), des hydrométéores fins et transparents de forme ovale ou ronde (plaques ou gouttelettes d'eau surfondues) et des hydrométéores de formes irrégulières compactes aux angles arrondis (petits graupels ou autres). Concernant la PIP (voir les 5 cadres en bas de la Figure III. 15, colonne de droite) les images d'hydrométéores montrent principalement des hydrométéores de type agrégats (de plaques et ou colonnes ; cadre 1, 3 et 4 de la Figure III. 15) et des particules givrés et des graupels (cadre 2 et 5 de la Figure III. 15).

Pour la sonde 2DS les variations de σ_{2D-S} semblent dépendre de la proportion de chaque espèce d'hydrométéores, colonnes, plaques et formes irrégulières. On observe des variations de σ_{PIP} avec la forme des cristaux de types agrégats (surface plus ou moins grande pour une même taille) et lorsqu'il y a la présence de graupels et de grosse goutte d'eau surfondues.

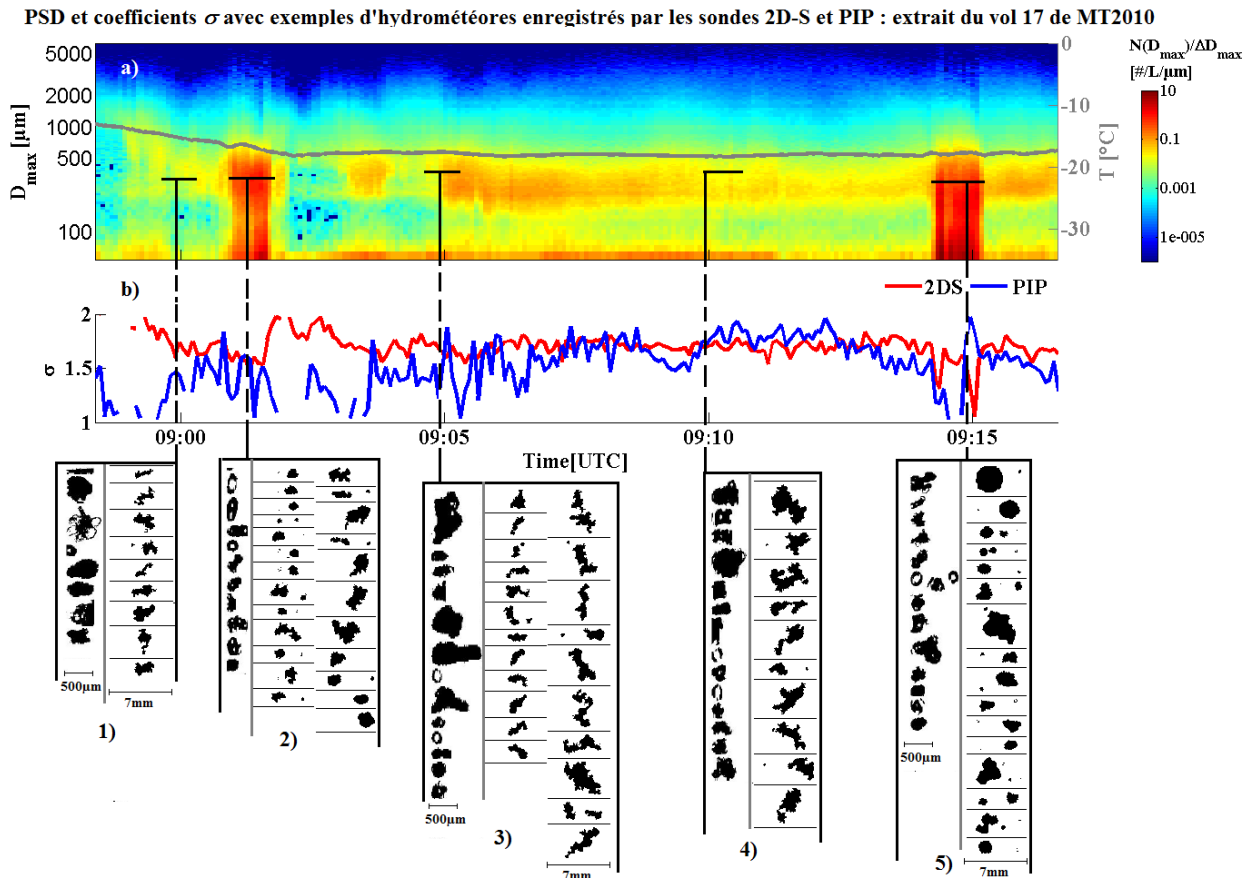


Figure III. 15 : a) Concentration en nombre des hydrométéores (PSD) en $\text{L}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores en μm sur l'axe y à gauche. La courbe grise représente la température *in-situ* en $^{\circ}\text{C}$. b) Coefficient σ de la relation S(D). En rouge les coefficients σ pour les hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S, en bleu les coefficients σ pour les hydrométéores enregistrés par la sonde PIP. Pour chaque cadre en bas les images de la sonde 2D-S et de la sonde PIP sont séparées par une ligne grise : à gauche exemples d'hydrométéores enregistrés par la sonde 2D-S, à droite exemples d'hydrométéores enregistrés par la sonde PIP.

Le second exemple est extrait du vol 23 de la campagne HAIC-HIWC (Figure III. 16) et montre la variation des exposants σ_{2D-S} et σ_{PIP} en fonction des images observées durant l'échantillonnage du MCS. Les images d'hydrométéores de la 2D-S (voir les 5 cadres en bas de la Figure III. 16, colonne de gauche) dont la taille est inférieure à 500 μm montrent des hydrométéores de types colonnes, des hydrométéores sphériques et quelques hydrométéores de formes irrégulières. En revanche, les images d'hydrométéores de taille supérieure à 500 μm sont principalement composées d'hydrométéores de formes irrégulières. Dans les cadres 1 et 4 de la Figure III. 16, des images d'hydrométéores de type colonnes sont aussi présentes avec une taille supérieure à 500 μm . Les images d'hydrométéores enregistrées par la sonde PIP montrent des hydrométéores de types agrégats de plaques.

Les variations de σ_{2D-S} sont liées aux proportions d'hydrométéores de types colonnes, de gouttes surfondues et d'hydrométéores de formes irrégulières, alors que les variations de σ_{PIP} sont essentiellement liées à l'aspect des agrégats.

PSD et coefficients σ avec exemples d'hydrométéores enregistrés par les sondes 2D-S et PIP : extrait du vol 23 de HAIC-HIWC

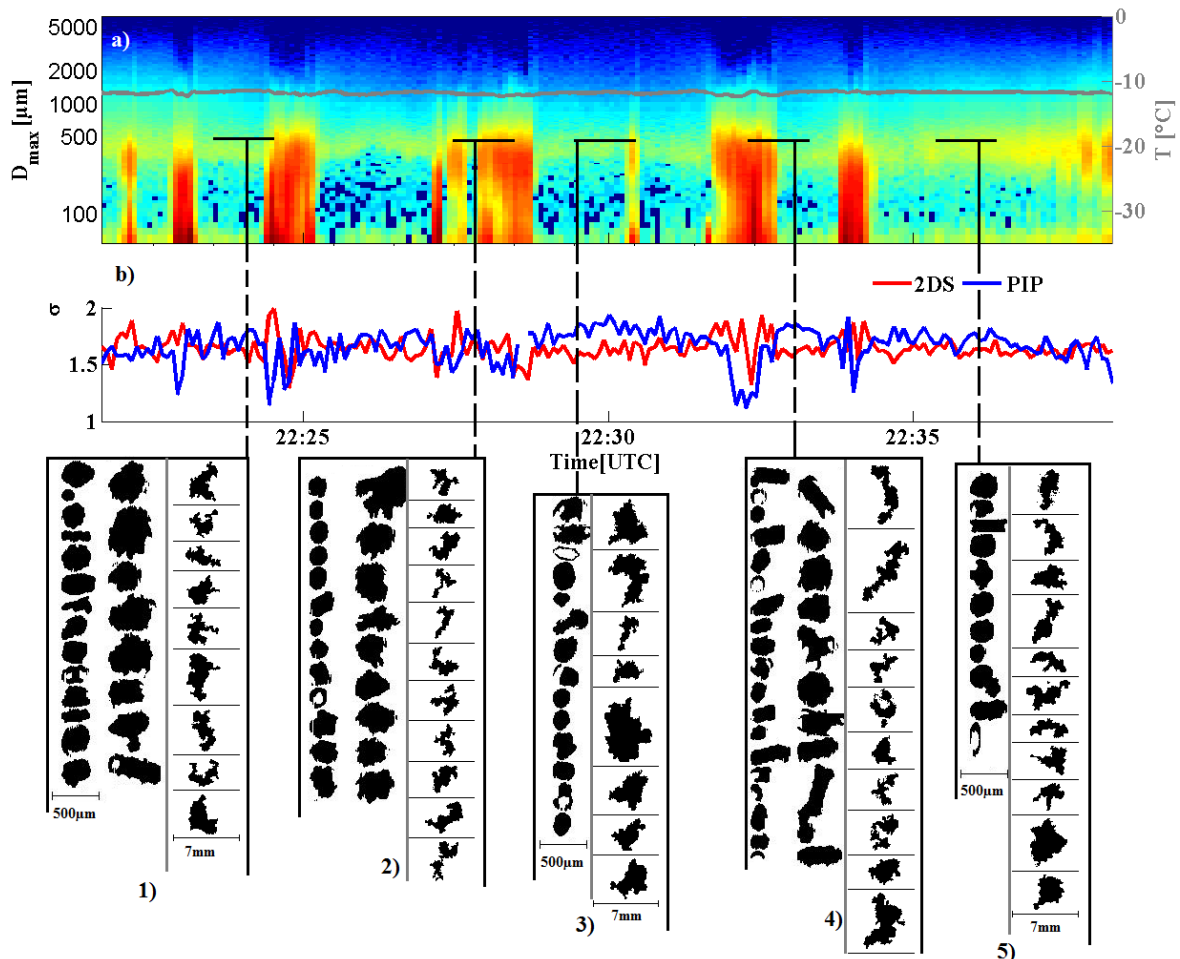


Figure III. 16 : De même que la Figure III. 15. Extrait du vol 23 de la campagne HAIC-HIWC.

Pour les deux figures (Figure III. 15 et Figure III. 16), les zones où $\sigma_{2D-S} < \sigma_{PIP}$, les agrégats montrent un aspect beaucoup plus massif (ou moins filandreux et rugueux). A priori, dans ces zones il existe un processus microphysique pour lequel les hydrométéores croissent plus vite quand ils sont plus grands. Le processus de givrage pourrait expliquer ce phénomène avec l'hypothèse que plus la surface du cristal est grande et plus la probabilité de collecter des gouttes d'eau surfondues est importante, le taux de croissance (surfacerique ou massique) augmente avec la taille des hydrométéores.

Les variations des exposants des relations $S(D)$ sont donc originaires des variations de la forme des hydrométéores dans les MCS. Ces variations ne permettent pas de décrire préci-

sément quel est le type d'hydrométéores qui sont présents dans une parcelle nuageuse échantillonnée. Néanmoins, ces variations illustrent la façon dont la surface d'une population (mélangée) d'hydrométéores croît en moyenne en fonction de la taille des hydrométéores.

3.3.2 Les facteurs de réflectivité Radar des hydrométéores en phase glace

Les radars (*R*ADIO *D*ETECTION *A*ND *R*ANGING) sont utilisés depuis la fin de la seconde guerre mondiale à l'observation des nuages et des précipitations : radar météorologique. Ce sont des instruments de télédétection active, conçus pour émettre une onde électromagnétique (OEM) et recevoir une OEM rétrodiffusée après l'interaction de l'OEM émise avec le milieu sondé. La mesure des variations de l'énergie, de la phase, et de la fréquence de l'onde reçue par rapport à l'OEM émise, permet de remonter à des informations qui caractérisent le milieu sondé. Le radar émet une impulsion d'OEM pendant une courte période, et lorsqu'il n'émet pas il récupère et amplifie les signaux qui lui reviennent.

$$P_r(r_n) = C_r \cdot \exp\left(-2 \int_0^{r_n} k_a \cdot dr\right) \cdot \frac{\eta}{r_n^2} \quad \text{III. 15}$$

avec

$$r_n = \frac{c \cdot \Delta t}{2} \quad \text{III. 16}$$

La puissance renvoyée P_r au radar est inversement proportionnelle au carré de la distance qui sépare la cible et le radar r_n , que multiplie la réflectivité radar moyenne de la cible η . Cette distance est déterminée par le temps d'aller-retour de l'OEM Δt en s et c en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ qui est la célérité de la lumière dans le milieu (III. 16). A cela s'ajoute les effets de l'atténuation k_a de l'OEM lorsqu'elle traverse un milieu qui n'est pas du vide, cette atténuation est comptée 2 fois lorsqu'on prend en compte l'aller et le retour de l'OEM. La constante du radar C_R prend en compte les caractéristiques intrinsèques du radar telles que : puissance émise, forme de l'antenne, période d'émission, gain de l'antenne, volume d'échantillonnage, etc.

⁸ $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$

Pour les radars météorologiques la cible est une portion volumique du nuage ou de la précipitation. Ainsi l'équation (III. 15) relie la puissance rétrodiffusée à une propriété physique du nuage ou de la précipitation qui est sa réflectivité radar moyenne η en $m^2 m^{-3}$. Cette réflectivité radar moyenne, est la somme de toutes les sections de rétro-diffusion radar des hydrométéores $Q_{back,j}$ en m^2 présents dans le volume V en m^3 .

$$\eta = \frac{1}{V} \sum_j Q_{back,j} \quad \text{III. 17}$$

Ensuite, le facteur de réflectivité radar Z pour une parcelle nuageuse par rapport à une OEM polarisée verticalement (v) ou horizontalement (h), est défini par :

$$Z_{h \text{ ou } v} = \frac{\lambda^4}{\pi^5 \cdot |K|^2} \cdot \eta_{h \text{ ou } v} \quad \text{III. 18}$$

$$\text{avec } K = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}, \quad \text{III. 19}$$

où λ est la longueur d'onde d'émission du radar, et m l'indice complexe de réfraction de la cible (eau liquide ou glace). De manière générale Z s'exprime en $mm^6 \cdot m^{-3}$, il est donc nécessaire d'exprimer λ en mm et $Q_{back,j}$ en mm^2 (unité plus représentative des gouttes et cristaux de glaces). Etant donné que le facteur de réflectivité radar se mesure sur plusieurs ordres de grandeur, il est pratique d'exprimer les facteurs de réflectivité radar en dBZ :

$$Z_{h \text{ ou } v} [dBZ] = 10 \cdot \log(Z_{h \text{ ou } v} [mm^6 m^{-3}]) \quad \text{III. 20}$$

Les facteurs de réflectivité radar, sont mesurés au-dessus et en-dessous de l'avion durant son vol et les premiers facteurs de réflectivité à environ 300 m. Une étude statistique a montré que la différence moyenne entre les facteurs de réflectivité mesurés au dessus et en dessous de l'avion est de l'ordre de 3 dBZ. Ramenée à l'altitude de vol de l'avion, cette différence s'évalue à 1,5 dBZ en moyenne entre le facteur de réflectivité mesuré au-dessus et en-dessous. De là, les facteurs de réflectivité mesurés par RASTA sont interpolés linéairement à l'altitude de vol de l'avion. Or il faut compter une incertitude de 2 dBZ sur les valeurs des facteurs de réflectivité radar mesurés qui comprend l'erreur sur la mesure et l'impact de la calibration de RASTA. Cette dernière étant plus grande, elle sera prise comme incertitude sur la mesure des facteurs de réflectivité.

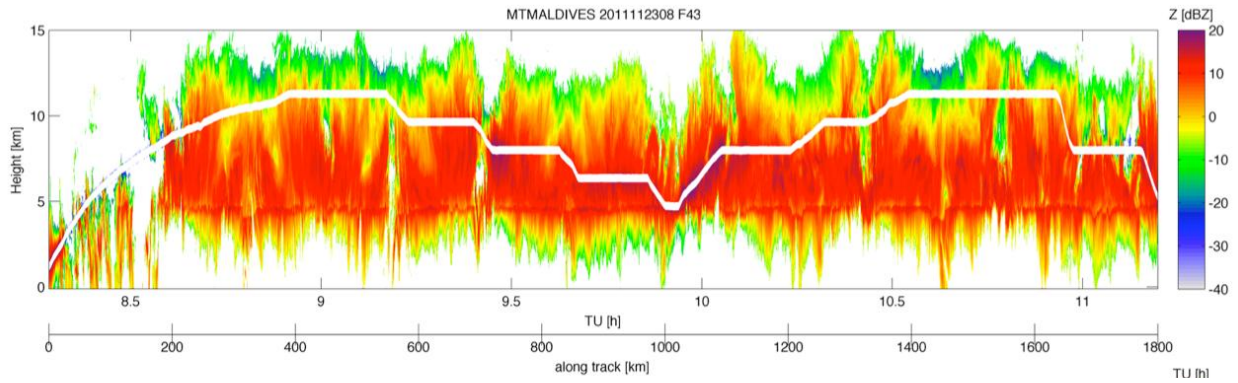


Figure III. 17 : Réflectivités mesurées en dBZ par RASTA durant le vol 43 de MT2011 (l'échelle de couleurs à droite). Sur l'axe des y l'altitude est donnée en km, et sur l'axe des x la distance parcourue par l'avion est donnée en km. La bande blanche représente l'altitude de vol de l'avion et à une épaisseur d'environ 600m (300m au dessus et au dessous de l'avion).

3.3.3 Concentration massique totale des hydrométéores depuis l'IKP

L'hygrométrie est mesurée suivant le principe de la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \cdot e^{-k \cdot m_w \cdot x} \quad \text{III. 21}$$

Le flux d'ondes électromagnétiques (OEM) monochromatiques de longueur d'onde λ et d'intensité I_0 , traverse une enceinte d'épaisseur x contenant une masse m_w de vapeur d'eau avec un coefficient d'absorption k (fonction de λ)⁹. A la sortie de l'enceinte, I est l'intensité finale du flux d'OEM émis. Connaissant I , I_0 , k et x , la quantité de vapeur d'eau ρ_w peut-être calculée. La longueur d'onde choisie est la raie de l'hydrogène Lyman- α ($\lambda=121.56\text{nm}$; ultra-violet), qui se produit facilement à l'aide de décharges électriques. La vapeur d'eau absorbe beaucoup à cette longueur d'onde, ce qui fait qu'une enceinte de quelques millimètres est suffisante pour quantifier la quantité de vapeur d'eau. Pour revenir à la quantité d'eau condensée (appelé plus tard CWC_{IKP}), il faut retrancher la quantité de vapeur d'eau qui ne provient pas de l'évaporation des hydrométéores (humidité relative).

⁹ Dans la nature le problème est plus complexe, l'OEM n'est pas monochromatique. De plus, il faut prendre en compte le fait que le dioxygène absorbe aussi à cette longueur. Et pour les mesures qui se rapprochent de la tropopause, l'ozone doit aussi être considéré dans l'équation.

Interlude :

Dans le deuxième chapitre, les hydrométéores en phase glace sont présentés ainsi que les systèmes convectifs dans lesquels ils se développent. Les systèmes convectifs mettent en jeu tous les processus de croissance que peuvent connaître les cristaux de glace. Les systèmes convectifs de moyenne échelle ont tendance à s'organiser avec d'une part une zone où la convection y est dominante et d'autre part une zone dite stratiforme qui est composée d'anciennes cellules et de particules dé-trainées par les flux d'air présents dans de tels systèmes nuageux. Les différentes relations établies pour décrire l'évolution de la masse des hydrométéores en fonction de leurs tailles sont souvent différentes selon les types de cristaux mais aussi selon les types de nuages observés.

Dans le Chapitre 3, il est fait mention des paramètres mesurés au sein des 4 types de systèmes nuageux qui sont la base de cette étude : concentration en nombre, en surface et en masse, aspect ratio des hydrométéores ainsi que la relation géométrique surface-diamètre. Les 4 systèmes sont présentés brièvement, pour souligner leurs différences.

Comme les CWC ne sont pas mesurés directement dans toutes les campagnes de mesure, il est nécessaire de le calculer à partir des images 2D et du facteur de réflectivité radar mesuré par RASTA (94GHz).

Chapitre 4 : Calcul de la masse des cristaux de glace ; méthodes

Introduction

Ce chapitre commence par décrire la méthode utilisée pour calculer les CWC à partir des facteurs de réflectivité radar. Pour ce faire, il faut simuler les facteurs de réflectivité pour une distribution d'hydrométéores connue par l'intermédiaire des mesures aéroportées. Dans un premier temps, les simulations de facteurs de réflectivités sont effectuées à partir de toutes les relations masse-diamètre qui permettent de calculer le même facteur de réflectivité mesuré. Cette étude ne s'intéresse pas seulement au contenu en glace, mais particulièrement à la variabilité des relations entre masse et diamètre des hydrométéores.

Par les mesures effectuées auparavant (Heymsfield et al. 2010, Mitchell 1996) et celles-ci (cette étude), il est montré que la relation masse-diamètre et la relation surface-diamètre se modélisent toutes les deux avec une loi puissance. Ainsi, à l'aide de simulations numériques 3D de forme de cristaux de glace, les deux types de relations sont étudiés pour chaque type de cristaux simulés. Cette étude de simulation 3D permet par la suite pour des données issues des OAP de type 2D-S et PIP de contraindre l'un des coefficients de la relation $m(D)$ et d'en déduire le second par une comparaison d'un paramètre intégré (facteur de réflectivité, CWC) mesuré et simulé en parallèle.

Pour finir, cette contrainte est utilisée sur les 4 jeux de données et les 2 méthodes de calcul des CWC (Baker and Lawson (2006) et T-matrice-image 2D-facteur de réflectivité) sont confrontées l'une à l'autre pour les 4 campagnes de mesures. A cela s'ajoute la comparaison des deux méthodes aux mesures directes du CWC effectuées uniquement durant la campagne HAIC-HIWC.

4.1 Calcul du CWC depuis les propriétés microphysiques des hydrométéores et de leur facteur de réflectivité radar

4.1.1 Simulations des facteurs de réflectivité radar à 94GHz

Le facteur de réflectivité d'une parcelle nuageuse est une information globale de tous les hydrométéores présents dans le volume sondé (III. 15 et III 17). Les hydrométéores sont composés de molécules d'eau, qui se comportent comme des dipôles. Lorsqu'une OEM rencontre un hydrométéore, elle impose son champ électrique aux dipôles de l'hydrométéore. Les dipôles réagissent au champ électrique et diffusent l'OEM dans tout l'espace. La quantité d'énergie renvoyée (vers le radar) est mesurée par le radar (III. 15), il s'agit de l'OEM rétrodiffusée. L'OEM rétrodiffusée dépend des sections de rétrodiffusion $Q_{back, j}$ des hydrométéores et donc des dipôles qui les composent. Les sections de rétrodiffusion de chaque hydrométéore contenu dans un volume vont principalement dépendre :

- ✓ de l'éloignement des dipôles les uns par rapport aux autres : taille et forme de l'hydrométéore et densité
- ✓ de leurs nombres : masse de l'hydrométéore
- ✓ de leurs hétérogénéités: corps pur ou non

Le paramètre de taille X (où D est le diamètre de la particule), permet de définir le type de diffusion de la particule face à la longueur d'onde (ou la fréquence ν) qui lui est imposée.

$$X = \frac{\pi D}{\lambda} = \frac{\nu \cdot \pi D}{c} \quad \text{IV. 1}$$

avec c vitesse de l'OEM dans l'air. Lorsque le paramètre de taille $X \ll 1$, on se pose dans un cas limite où la diffusion est élastique et elle peut être décrite par l'approximation de Rayleigh¹⁰. Dans le cas contraire, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell pour décrire les interactions entre les hydrométéores et l'OEM. A la fréquence d'émission de RASTA ($\nu = 94\text{GHz}$), on a $X = 0,2$ pour $D \approx 200 \mu\text{m}$, $X \approx 0,5$ pour $D = 500\mu\text{m}$ et $X \approx 1$ pour $D = 1\text{mm}$. Finalement cette étude ne se situe pas dans ce dernier cas de figure.

¹⁰ Voir Annexe A

Il existe plusieurs méthodes ou solutions proposées pour calculer la section de rétro-diffusion d'un objet soumis à une OEM (voir Annexe A). Hogan et al. (2011) ont simulé les facteurs de réflectivité des hydrométéores en phase glace à l'aide de la méthode de Rayleigh-Ganz (Bohren and Huffman 1983). Dans leur étude, les hydrométéores sont considérés comme des sphéroïdes oblates (Figure IV 1) dont l'aspect ratio est 0,6, et leurs masses sont calculées à l'aide de la relation $m(D)$ de Brown and Francis (1995). Les facteurs de réflectivité simulés dans leurs études sont similaires aux facteurs de réflectivité observés à 10 et 94 GHz. Dans leurs études les auteurs supposent en outre, que les différences entre les facteurs de réflectivité simulés et les facteurs de réflectivité mesurés sont dues à un aspect ratio non adéquat pour la simulation.

Dans la suite de cette étude, la réflectivité des hydrométéores est assimilée (approximée), à celle de sphéroïdes oblates (Figure IV 1). Ensuite la méthode de la T-matrice (Spurr et al. 2012 ; Mishchenko et al. 1996) est utilisée pour calculer leurs sections de rétrodiffusion.

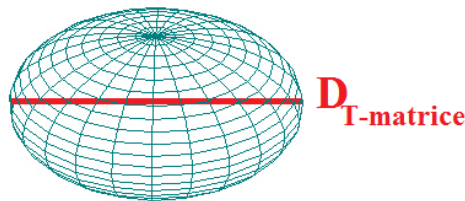


Figure IV 1 : Schéma d'un sphéroïde oblate.

De plus, le calcul de la réflectivité radar moyenne est simplifié. Ici les sections de rétrodiffusion pour un D_{max} donné sont considérées comme égales. De plus, elles dépendent de l'aplatissement du sphéroïde (défini par \overline{As}) et de sa masse (définie par la fraction de glace comprise dans son volume f_{ice}), ainsi l'équation III. 17 devient:

$$\eta = 1000 \cdot \sum_{D_{max}=55\mu m}^{D_{max}=640\mu m} N(D_{max}) \cdot Q_{back}(D_{max}, \overline{As}, f_{ice}) \cdot \Delta D_{max} \quad \text{IV. 2}$$

où Q_{back} en m^2 est calculé par l'intermédiaire de la méthode de la T-matrice pour des sphéroïdes oblates. Le facteur de réflectivité radar équivalent Ze en $mm^6 m^{-3}$ (III. 18) devient :

$$Ze(\overline{As}, f_{ice}) = 1000 \cdot \frac{\lambda^4}{\pi^5 \cdot |K_{w-ref}|} \cdot \sum_{D_{max}=55\mu m}^{D_{max}=640\mu m} N(D_{max}) \cdot Q_{back}(D_{max}, \overline{As}, f_{ice}) \cdot \Delta D_{max} \quad \text{IV. 3}$$

où $|K_{w-ref}|=0.93$, est utilisé pour normaliser la réflectivité radar simulée avec celle de l'eau liquide.

L'aplatissement des sphéroïdes oblates (petit axe divisé par le grand axe) est assimilé à l'aspect ratio des images des hydrométéores mesurées par l'instrumentation (OAP 2D-S et PIP). Pour des raisons de simplicité de calcul, lors du calcul de la réflectivité d'une parcelle nuageuse, il est considéré que tous les sphéroïdes oblates ont le même aplatissement (en fonction du temps). Ci-après dans ce chapitre, le calcul d'un aspect ratio moyen (\overline{As}) depuis la distribution de l'aspect ratio $As(D_{max})$ est présenté (équation IV. 5).

La Figure IV 2 montre les facteurs de réflectivité intégrés $Z_{accu}(D_{max})$ (Equation IV. 2) entre $55\mu m$ et un D_{max} donné et représenté par l'axe des x .

$$Z_{accu}(D_{max}, \overline{As}, f_{ice}) = 1000 \cdot \frac{\lambda^4}{\pi^5 \cdot |K_{w-ref}|} \cdot \sum_{D=55\mu m}^{D=D_{max}} N(D) \cdot Q_{back}(D, \overline{As}, f_{ice}) \cdot \Delta D \quad \text{IV. 4}$$

Z_{accu} est un facteur de réflectivité partielle pour lequel l'intégration ne se fait pas sur tout le PSD. Il est utilisé pour déterminer à partir de quel diamètre le facteur de réflectivité calculé n'augmente plus. Le résultat des simulations, pour des \overline{As} qui varie entre 0,5 et 1, est montré pour évaluer l'impact de \overline{As} sur les simulations des facteurs de réflectivité, en même temps que l'impact de la taille des hydrométéores.

Les courbes continues sont représentées par l'axe des y à gauche et donne la valeur des facteurs de réflectivité intégrés en dBZ. L'axe y à droite représente les facteurs de réflectivité par rapport au facteur de réflectivité intégré sur tout le spectre Z_e . Pour calculer les réflectivités présentées sur cette figure, un PSD et une relation $m(D)$ moyennée sur 1 minute sont utilisés. De là, il est montré que les particules en dessous de 2 mm contribuent à ~95% de la réflectivité totale qui est simulée quelque soit la valeur de l'aplatissement des sphéroïdes oblates appliqués pour le calcul de la réflectivité. La décroissance de la concentration des hydrométéores ($N(D_{max})$) au dessus de 2 mm est plus importante que l'augmentation de la section de rétrodiffusion $Q_{back}(D_{max}, \overline{As}, f_{ice})$. Il convient donc, de calculer l'aspect ratio moyen (par la suite \overline{As}) sur la gamme de taille des hydrométéores la plus représentative (<2000 μm) pour le facteur de réflectivité qui sera simulée par ma méthode de la T-matrice:

$$\overline{As} = \sum_{D_{\max}=55\mu\text{m}}^{D_{\max}=2000\mu\text{m}} Pi(D_{\max}) \cdot As(D_{\max}) \quad \text{IV. 5}$$

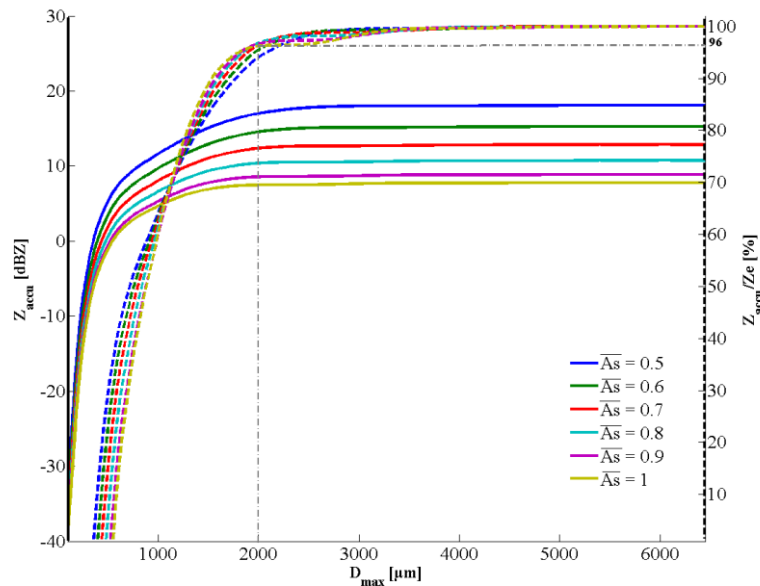


Figure IV 2: Les courbes continues sont représentées par l'axe des y à gauche qui donne la valeur de la réflectivité (Z_{accu}) en dBZ, intégrée jusqu'au D_{max} donné par l'axe des x en μm . Les courbes discontinues sont représentées par l'axe y à droite qui représente la réflectivité intégrée par rapport à la réflectivité intégrée sur tout le spectre (Z_{accu}/Z_e) en %. En bleu foncé les simulations avec la méthode de la T-matrice pour un $\overline{As}=0,5$, en vert pour un $\overline{As}=0,6$, en rouge pour un $\overline{As}=0,7$, en bleu clair pour un $\overline{As}=0,8$, en violet pour un $\overline{As}=0,9$ et en jaune des simulations utilisant la solution de Mie (sphère $As=1$).

Etant donné que \overline{As} doit décrire la représentation volumique des hydrométéores, et que \overline{As} est utilisé pour calculer le facteur de réflectivité contenu par un volume de nuage, la fonction de pondération Pi (IV. 6) est calculée en fonction de la proportion du volume qu'occupent les hydrométéores d'une taille donnée par rapport au volume total occupé par tous les hydrométéores dans le volume du nuage sondé.

$$Pi(D_{\max}) = \frac{N(D_{\max}) \cdot D_{\max}^3 \cdot \Delta D_{\max}}{\sum_{D_{\max}=55\mu\text{m}}^{2000\mu\text{m}} N(D_{\max}) \cdot D_{\max}^3 \cdot \Delta D_{\max}} \quad \text{IV. 6}$$

L'utilisation de sphéroïdes plus ou moins aplatis permet de moduler Q_{back} pour un même diamètre à l'aide des mesures effectuées, contrairement à l'utilisation de la solution de Mie qui ne s'applique que pour des sphères. Pour calculer Q_{back} à partir de \overline{As} , il faut calculer

le $D_{T-matrice}$ qui sera utilisé par le modèle de calcul des sections de rétrodiffusion qu'est la T-matrice.

$$D_{T-matrice} = D_{max} \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{As}} \quad \text{IV. 7}$$

La Figure IV 2, montre que pour une concentration d'hydrométéores donnée, le facteur de réflectivité va augmenter quand \overline{As} diminue. Ainsi des particules de même taille et même masse n'auront pas des sections de rétrodiffusion identiques si leurs \overline{As} est différent. Il faut noter que pour $\overline{As} = 1$, les oblates sphéroïdes deviennent des sphères, et cela revient à utiliser la solution de Mie pour calculer les facteurs de réflectivité des hydrométéores.

La masse du sphéroïde est aussi déterminante pour calculer son facteur de réflectivité. Pour faire varier la masse d'un sphéroïde pour une taille donnée, il faut faire varier sa densité de glace comprise dans son volume ou encore la fraction de glace que le volume contient par rapport à son volume total. Les oblates sphéroïdes ont des propriétés diélectriques qui varient en fonction de la fraction de glace qu'ils contiennent, l'autre fraction étant occupée par de l'air. L'indice de réfraction est calculé selon la méthode de Maxwell Garnet (1904), à partir de la fraction de glace f_{ice} :

$$f_{ice} = \min \left(1, \frac{\alpha \cdot D_{max}^{\beta}}{\frac{\pi}{6} \cdot \rho_{ice} \cdot D_{max}^3} \right) \quad \text{IV. 8}$$

f_{ice} est majorée de façon à ce que la fraction de glace ne dépasse pas 1. L'indice de réfraction est relié aux coefficients de la relation masse-diamètre α et β , et est donc fonction du diamètre. Cependant, les coefficients α et β qui caractérisent les hydrométéores pour lesquels il faut calculer la réflectivité, ne sont pas connus.

Il n'est pas possible de retrouver directement les coefficients α et β de la relation $m(D)$ depuis le facteur de réflectivité mesurée à 94GHz par RASTA.

Dans un premier temps, des simulations de facteur de réflectivité sont effectuées connaissant les PSD et les \overline{As} . L'inconnue β est définie dans l'intervalle [1 ; 3] par pas de 0,01, et la solution α est recherchée dans l'intervalle [α_{min} ; α_{max}] pour chaque valeur de β , où α_{min} est déterminé de façon à ce que les hydrométéores ne soient pas plus légers qu'une sphère consti-

tuée totalement d'air (IV. 9) et α_{max} est déterminé tel que l'hydrométéore ne soit pas plus lourd que des sphères de glace (IV. 10) :

$$\alpha_{min} = \rho_{air} \cdot \frac{\pi}{6} \quad \text{IV. 9}$$

&

$$\alpha_{max} = \rho_{ice} \cdot \frac{\pi}{6} \quad \text{IV. 10}$$

Soit $\beta_i = 1 + 0,01 \cdot i \mid \beta_i \in [1; 3]$, alors $\alpha_i \in [\alpha_{min}; \alpha_{max}]$ est la solution tel que le facteur de réflectivité simulé à un instant donné est égale au facteur de réflectivité mesurée à 94GHz. Pour déterminer α_i , des simulations de facteur de réflectivité sont effectuées en faisant varier α dans l'intervalle $[\alpha_{min}; \alpha_{max}]$. Ainsi pour un β_i donné, on obtient une fonction $Ze(\alpha)$ (Figure IV 3). Cette fonction $Ze(\alpha)$ est strictement croissante en fonction de α , et lorsque la solution α_i existe, elle est unique car les sections de rétrodiffusion $Q_{back}(D_{max})$ sont soit positives soit nulles.

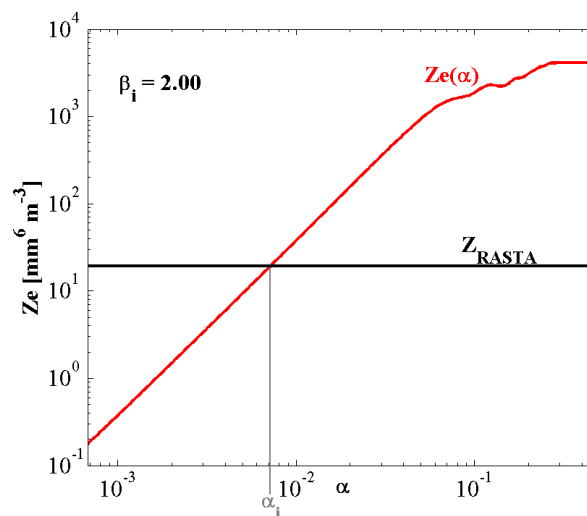


Figure IV 3 : Facteurs de réflectivité simulée Ze en dBZ en fonction de α . En rouge réflectivités simulées pour un $\beta_i=2,00$. En noir le facteur de réflectivité mesurée par RASTA. Le coefficient α_i correspond à la valeur de α où Ze égale le facteur de réflectivité simulée.

4.1.2 Calcul des CWC à partir des solutions des simulations de facteurs de réflectivité

Pour chaque parcelle de nuage échantillonnée, où il a été mesuré un facteur de réflectivité, un PSD, et un \overline{As} , des simulations de facteurs de réflectivité sont effectuées pour les

201 valeurs de β_i possibles, afin d'en déduire le α_i qui correspond. Pour chaque couple de solutions (α_i, β_i) , il est possible de calculer un CWC ($CWC(\alpha_i, \beta_i)$; IV. 11) et pour l'ensemble des couples un CWC moyen (\overline{CWC} ; IV. 12).

$$CWC(\alpha_i, \beta_i) = 10^3 \cdot \sum_{D_{\max}=50\mu m}^{D_{\max}=6400\mu m} N(D_{\max}) \cdot \alpha_i D_{\max}^{\beta_i} \cdot \Delta D_{\max} \quad \text{IV. 11}$$

$$\overline{CWC} = \frac{1}{N_{tot}} \sum_{\beta_i=1}^{\beta_i=3} CWC(\alpha_i, \beta_i) \quad \text{IV. 12}$$

où N_{tot} est le nombre de couples solutions disponibles à un instant donné, tel que $N_{tot} \leq 201$.

Pour les campagnes MT2010, MT2011 et HAIC-HIWC, PSD, \overline{As} et les facteurs de réflectivité sont calculés et synchronisés pour une résolution temporelle de 5 secondes. Pour HyMeX il est apparu des problèmes statistiques sur les PSD (discontinuité et bruit important), nous obligeant à doubler la résolution temporelle et de moyenniser les données sur 10 secondes.

La Figure IV 4, est un exemple des résultats calculés pour le vol 17 de MT2010. Il faut noter une forte variabilité des paramètres microphysiques (PSD, facteurs de réflectivité, \overline{As} et CWCs). Les valeurs des \overline{As} se situent principalement dans l'intervalle [0,5 ; 0,6] (Figure IV 4-b). Les \overline{As} augmentent lorsque la concentration des hydrométéores en dessous de 1mm augmente. La Figure IV 4-c montre l'ensemble des couples solutions (α_i, β_i) , ainsi pour un même β_i , le α_i varie au fur et à mesure que l'avion se déplace dans le MCS. Ceci montre la variabilité des relations $m(D)$ des hydrométéores au sein du MCS. Il est aussi montré que pour un temps donné, si β_i augmente alors α_i augmente. Si l'unité de D_{max} avait été en mètre l'augmentation de l'un aurait entraîné la diminution de l'autre pour un facteur de réflectivité simulé identique, cependant D_{max} est en cm et les diamètres des hydrométéores sont inférieurs à 1 cm. Dans la Figure IV 4-d) la bande bleu représente l'ensemble des $CWC(\alpha_i, \beta_i)$, la largeur de cette bande est variable et n'est pas reliée à la valeur du \overline{CWC} . Les CWCs restitués pour le vol 17 de MT2010 par la méthode de la T-matrice, présentent une variabilité qui s'étend sur trois ordres de grandeur, allant de 0,01 g m⁻³ à plus de 5 g m⁻³. Ce vol présente 2 types de fort CWC, le premier type est porté par 2 « updrafts » (le premier à ≈9h (UTC) et le second à 9h15 (UTC) avec un pic de la vitesse verticale à 11 m s⁻¹ pour le second). Le second type est apparenté à la présence de petits cristaux de glace (poche de formations d'hydrométéores) sur la période 10h45 (UTC) à 11h00 (UTC).

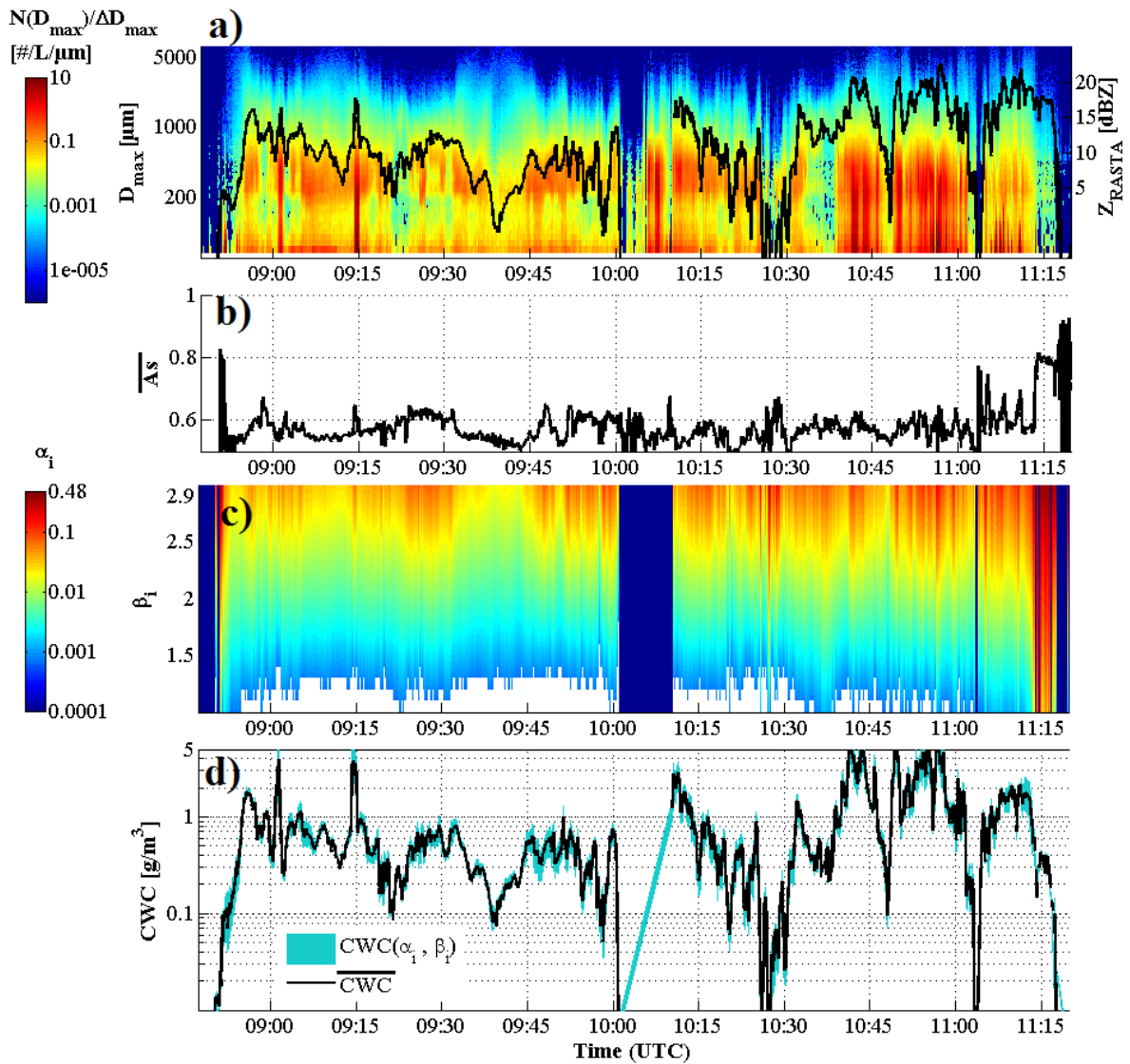


Figure IV 4 : a) Concentration des hydrométéores (PSD composites) données par le code couleur à gauche en $L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores représentées par l'axe des y à droite. La courbe noire représente la réflectivité radar mesurée par RASTA à 94GHz donnée en dBZ par l'axe des y à droite. b) $\overline{A_s}$ utilisé pour les simulations des réflectivités Z_e et la restitution de α_i . c) α_i donné par le code couleur à gauche en fonction de β_i sur l'axe des y. d) CWC en $g m^{-3}$ sur l'axe y. La bande bleue représente les valeurs de tous les $CWC(\alpha_i, \beta_i)$, et la courbe noire \overline{CWC} . L'axe des x, commun à toutes les sous-figures donne le temps UTC en secondes.

4.1.3 Incertitudes liées à la méthode et aux mesures

La section précédente montre que pour un même PSD, un même $\overline{A_s}$ et un même facteur de réflectivité, l'ensemble des $CWC(\alpha_i, \beta_i)$ calculés ne sont pas égaux. La méthode de restitution des CWCs à l'aide de la T-matrice possède donc une incertitude. Pour qualifier cette incertitude, la différence maximum entre les $CWC(\alpha_i, \beta_i)$ et le \overline{CWC} est calculée en pourcent par rapport au \overline{CWC} lui-même.

$$\frac{\Delta CWC_{\max}}{CWC} = 100. \frac{\text{MAX}(|CWC(\alpha_i, \beta_i) - \overline{CWC}|)}{\overline{CWC}} \quad \text{IV. 13}$$

Il s'agit en fait d'estimer la largeur moyenne de la bande bleue présentée par la Figure IV 4-d, pour l'ensemble des campagnes de mesure que sont MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC.

D'après le Tableau IV. 1 et la Figure IV 5, l'incertitude sur les valeurs des CWC restituées à l'aide de la Tmatrice est en moyenne de 27%, avec 9/10 du jeu de données qui a une incertitude inférieure à 43%.

	10 th	1 ^{er} quartile	médiane	3 ^{ème} quartile	90 th	moyenne	# points
$\frac{\Delta CWC_{\max}}{CWC}$	10%	17%	28%	37%	43%	27%	34784

Tableau IV. 1 : 10^{ème} percentile, 1^{er} quartile, médiane, 3^{ème} quartile et 90^{ème} percentile des incertitudes sur la restitution du CWC, ainsi que sa valeur moyenne. Statistique évaluée sur 34784 où un CWC a pu être calculé en utilisant une résolution temporelle de 5 secondes pour calculer les PSD, \overline{As} et le facteur de réflectivité radar de RASTA.

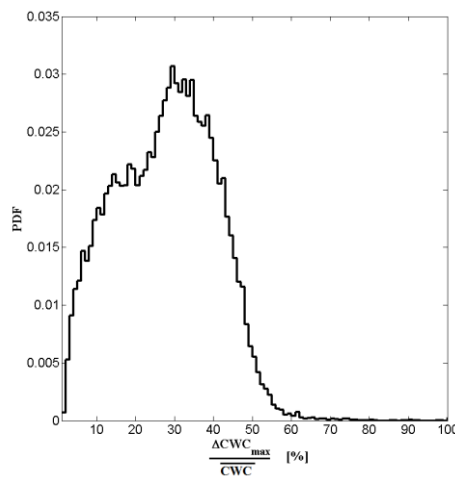


Figure IV 5: Fonction de distribution de probabilité (PDF) de l'incertitude en % sur la restitution du CWC à partir de la méthode de la T-matrice.

Cependant ces incertitude liées à la méthode de restitution de la T-matrice, ne prennent pas en compte les incertitudes liées aux mesures des paramètres qui sont à la base de cette méthode, c'est-à-dire celles qui sont liées à la mesure de la concentration des hydrométéores, à la mesure du facteur de réflectivité et au calcul de \overline{As} .

Par l'intermédiaire de simulations, en utilisant les facteurs de réflectivité radar diminués ou augmentés de 2dBZ, il a été calculé que pour un accroissement de 2dBZ de la réflectivité radar, le \overline{CWC} augmente de $\approx 21\%$, et qu'il diminue de $\approx 26\%$ pour une diminution de 2dBZ. L'impact sur CWC de l'incertitude liée à la concentration des cristaux mesurée par les OAP, peut être déterminé théoriquement. Sous l'hypothèse que le facteur de réflectivité radar représente la mesure du CWC, cette mesure est indépendante de la mesure de $N(D_{max})$. Donc si $N_1(D_{max})$ est la mesure avec son incertitude $\frac{\Delta N}{N}$ ($=0.2$) et $N_2(D_{max})$ la valeur réelle de la concentration, elles sont reliées toutes 2 à la même valeur du CWC tel que :

$$CWC = \int_0^{\infty} N_1(D_{max}) \cdot \alpha_{i1} D_{max}^{\beta_i} \cdot \Delta D_{max} = \int_0^{\infty} N_2(D_{max}) \cdot \alpha_{i2} D_{max}^{\beta_i} \cdot \Delta D_{max} , \quad \text{IV. 14}$$

avec :

$$N_1(D_{max}) = \left(1 \pm \frac{\Delta N}{N} \right) \cdot N_2(D_{max}) , \quad \text{IV. 15}$$

alors :

$$\alpha_{i1} = \left(1 \mp \frac{\Delta N}{N} \right) \cdot \alpha_{i2} . \quad \text{IV. 16}$$

Ainsi l'incertitude liée à la concentration n'impacte pas le CWC restitué en lui-même, mais la valeur des α_i déduits de la simulation des réflectivités mesurées pour un β_i donné.

Pour finir, l'aspect ratio est un élément important lors des simulations de la réflectivité avec la T-matrice. Il a été décidé que l'espace occupé par les hydrométéores devait pondérer le calcul de \overline{As} . Cependant il est possible, que cette hypothèse soit erronée. Pour estimer l'impact de cette hypothèse, l'aspect ratio moyen a été calculé lorsque la moyenne est faite sans fonction de pondération tel que :

$$\overline{As} = \sum_{i=1}^{N_{ice}} As_i \quad \text{IV. 17}$$

où N_{ice} est le nombre de cristaux dans l'intervalle de temps considérée et As_i l'aspect ratio de chaque image d'hydrométéores enregistrée. Comparée à la méthode de calcul présentée par l'équation IV. 5, en moyenne cette méthode augmente \overline{As} d'environ 20%, ce qui entraîne une augmentation moyenne des $CWC(\alpha_i, \beta_i)$ de 12%. De la même manière, l'aspect ratio moyen a été calculé en pondérant $As(D_{max})$ par la surface projetée des hydrométéores de taille donnée par rapport à la surface projetée totale de tous les hydrométéores avec :

$$Pi(D_{\max}) = \frac{S_{\perp}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}}{\sum_{D_{\max}=55\mu m}^{2000\mu m} S(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}} \quad \text{IV. 18}$$

Ceci implique une augmentation moyenne de 10% de \overline{As} , et donc une augmentation moyenne de 6% du \overline{CWC} .

4.1.4 Comparaison entre CWC calculés depuis les facteurs de réflectivité et les CWC calculés avec la méthode Baker and Lawson (2006), comparaison avec les mesures de la sonde IKP

Tout d'abord, les CWC moyens calculés à l'aide de la méthode de la Tmatrice et des images 2D sont confrontés aux mesures fournies par la sonde IKP pour la campagne HAIC-HIWC (Figure IV 6). La méthode de restitution des CWC à partir des facteurs de réflectivités mesurées présente des résultats satisfaisants. En effet 80% des données montrent un rapport entre les mesures de la sonde IKP (CWC de référence) et la méthode de restitution tel que : $0,55 < \overline{CWC}/CWC_{IKP} < 1,48$ (Tableau IV. 2) pour les $CWC > 0,001 \text{ g m}^{-3}$. Ceci peut se traduire par une majorité des erreurs inférieures à 50%, avec en moyenne, un rapport entre la mesure et l'estimation de 1,02 et une valeur médiane de ce rapport de 0,91. Les erreurs diminuent avec les CWC qui augmentent. Pour les $CWC > 0,1 \text{ g m}^{-3}$, 80% des données montrent un rapport entre les mesures de la sonde IKP et la méthode de restitution tel que : $0,66 < \overline{CWC}/CWC_{IKP} < 1,27$, et un rapport moyen de 0,95 et une valeur médiane de ce rapport de 0,91. Bien que la méthode de restitution des CWC à partir des facteurs de réflectivité tend à sous-estimer légèrement les CWC mesurés, la Figure IV 6-a montre que pour les grandes valeurs de CWC la méthode de restitution des CWC surestime les mesures de la sonde IKP.

En analogie avec la Figure IV 6-a, la Figure IV 6-b, présente la comparaison des CWC mesurés par l'IKP et les CWC d'après la méthode de calcul de Baker and Lawson (2006). Graphiquement, la méthode de Baker and Lawson (2006) montre une surestimation des CWC par rapport aux mesures de la sonde IKP. Cette tendance est confirmée statistiquement, avec un rapport moyen $CWC_{B\&L}/CWC_{IKP}=1.75$ et un rapport médian très différent de 1,26. Ce rapport moyen diminue lorsque la gamme des CWC augmente : $CWC_{B\&L}/CWC_{IKP}=1,21$ ($CWC > 0.1 \text{ g m}^{-3}$).

La diminution du rapport entre CWC calculé est plus prononcé pour le calcul du CWC selon la méthode de Baker and Lawson (2006 ; $CWC_{B\&L}$) que pour le calcul des CWC selon la restitution des CWC en fonction des facteurs de réflectivité (\overline{CWC}). La méthode de Baker and Lawson (2006) semble être moins adaptée pour les hydrométéores présents dans les MCS échantillonnés durant la campagne de mesure HAIC-HIWC.

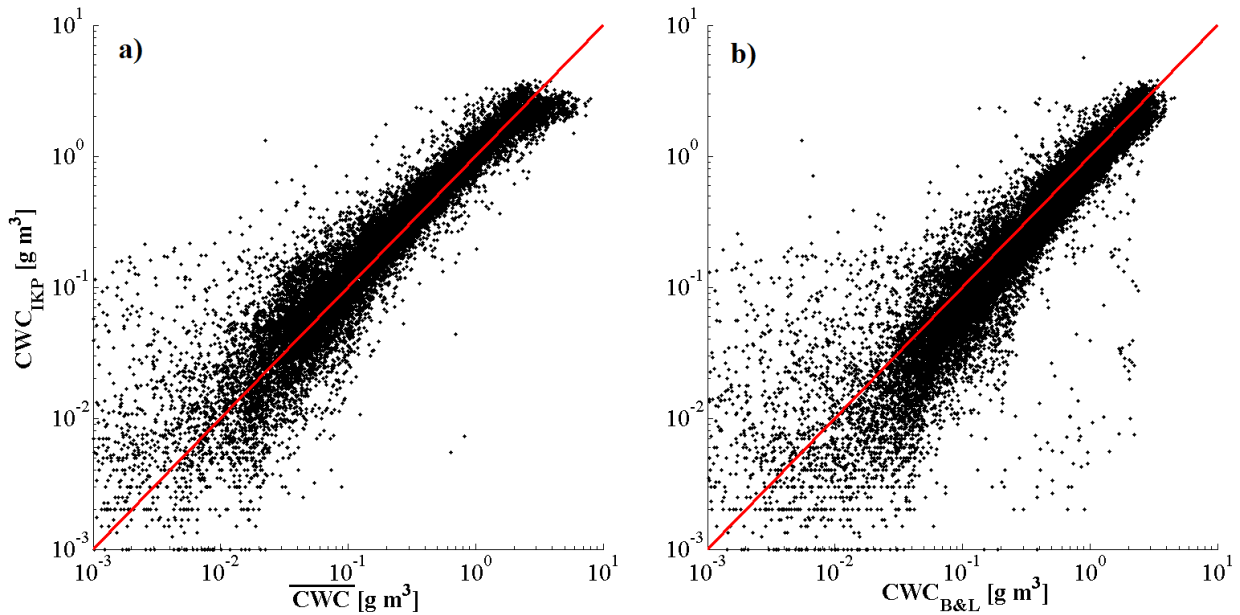


Figure IV 6: En noir les données HAIC calculées sur 5 secondes. La droite rouge représente la relation linéaire $y=x$. Sur l'axe y , le CWC mesuré par la sonde IKP. Sur l'axe x , a) le \overline{CWC} calculé à partir des réflectivités mesurées par RASTA et simulées avec la méthode de la T-matrice, b) le CWC calculé avec la méthode de Baker and Lawson (2006).

De la même façon, les \overline{CWC} sont comparés avec les $CWC_{B\&L}$ pour toutes les campagnes (Figure IV 7 et Tableau IV. 2). Pour les campagnes HAIC et HyMeX, les $CWC_{B\&L}$ sont plus grands que les \overline{CWC} : en moyenne $CWC_{B\&L}/\overline{CWC} = 1,45$ et $1,54$ (pour des CWC $> 0,01 \text{ g m}^{-3}$, Tableau IV. 2 et Figure IV 7-a et b, respectivement). Pour la campagne MT2011 (Figure IV 7-c et Tableau IV. 2) les $CWC_{L\&B}$ sont en moyenne plus grands que les \overline{CWC} : $CWC_{B\&L}/\overline{CWC} = 1,18$ avec un rapport médian de $1,02$ (CWC $> 0,01 \text{ g m}^{-3}$). La tendance est inversée pour la campagne MT2010 (Figure IV 7-d et Tableau IV. 2), avec des \overline{CWC} $\sim 5\%$ plus grands que les $CWC_{B\&L}$.

Gamme de comparaison	Rapport CWC	10 ^{ème} percentile	1 ^{er} quartile	médiane	3 ^{ème} quartile	90 ^{ème} percentile	moyenne	cc
CWC>0.001	HAIC : $\overline{CWC} / CWC_{IKP}$	0.55	0.73	0.91	1.11	1.48	1.02	0.90
	HAIC : $CWC_{B\&L} / CWC_{IKP}$	0.73	0.96	1.26	1.56	2.18	1.75	0.93
	HAIC : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.95	1.16	1.40	1.68	2.05	1.51	0.93
	HyMeX : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.84	1.03	1.32	1.92	2.63	1.62	0.94
	MT2011 : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.62	0.83	1.02	1.32	1.74	1.18	0.91
	MT2010 : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.60	0.78	0.92	1.09	1.29	0.98	0.90
CWC>0.01	HAIC : $\overline{CWC} / CWC_{IKP}$	0.58	0.74	0.91	1.10	1.41	0.98	0.89
	HAIC : $CWC_{B\&L} / CWC_{IKP}$	0.75	0.97	1.25	1.53	2.00	1.44	0.93
	HAIC : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.95	1.16	1.39	1.65	1.96	1.45	0.93
	HyMeX : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.85	1.03	1.29	1.79	2.43	1.54	0.93
	MT2011 : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.64	0.84	1.02	1.29	1.63	1.13	0.90
	MT2010 : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.60	0.78	0.92	1.09	1.28	0.96	0.90
CWC>0.1	HAIC : $\overline{CWC} / CWC_{IKP}$	0.66	0.77	0.91	1.06	1.27	0.95	0.87
	HAIC : $CWC_{B\&L} / CWC_{IKP}$	0.77	0.95	1.21	1.41	1.62	1.21	0.90
	HAIC : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.92	1.09	1.30	1.50	1.69	1.31	0.91
	HyMeX : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.83	0.97	1.16	1.44	1.94	1.29	0.89
	MT2011 : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.63	0.81	0.96	1.15	1.41	1.01	0.87
	MT2010 : $CWC_{B\&L} / \overline{CWC}$	0.61	0.78	0.92	1.07	1.23	0.93	0.89

Tableau IV. 2 : Percentile (10^{ème}, 1^{er} quartile, médiane, 3^{ème} quartile, 90^{ème}), moyenne et coefficients de corrélation (cc) des rapports entre les 2 différentes méthodes de calcul des CWCs (T-matrice et Baker and Lawson 2006) et les CWC mesurés par la sonde IKP.

Les résultats de la comparaison entre les CWC calculés avec la méthode de Baker and Lawson (2006) et les CWC calculés avec la méthode de restitution des CWC depuis les facteurs de réflectivité par la T-matrice, montrent des tendances différentes selon les campagnes, et donc selon le types de MCS. Selon le type de MCS les $CWC_{B\&L}$ et les \overline{CWC} sont plus ou moins en désaccord. Comme les $CWC_{B\&L}$ sont déduits seulement à partir des paramètres géométriques des images des hydrométéores, le désaccord entre les deux méthodes souligne le

fait, que globalement la réponse électromagnétique des hydrométéores est différente par rapport à leur caractéristiques géométriques dans les 4 types de systèmes convectifs observés.

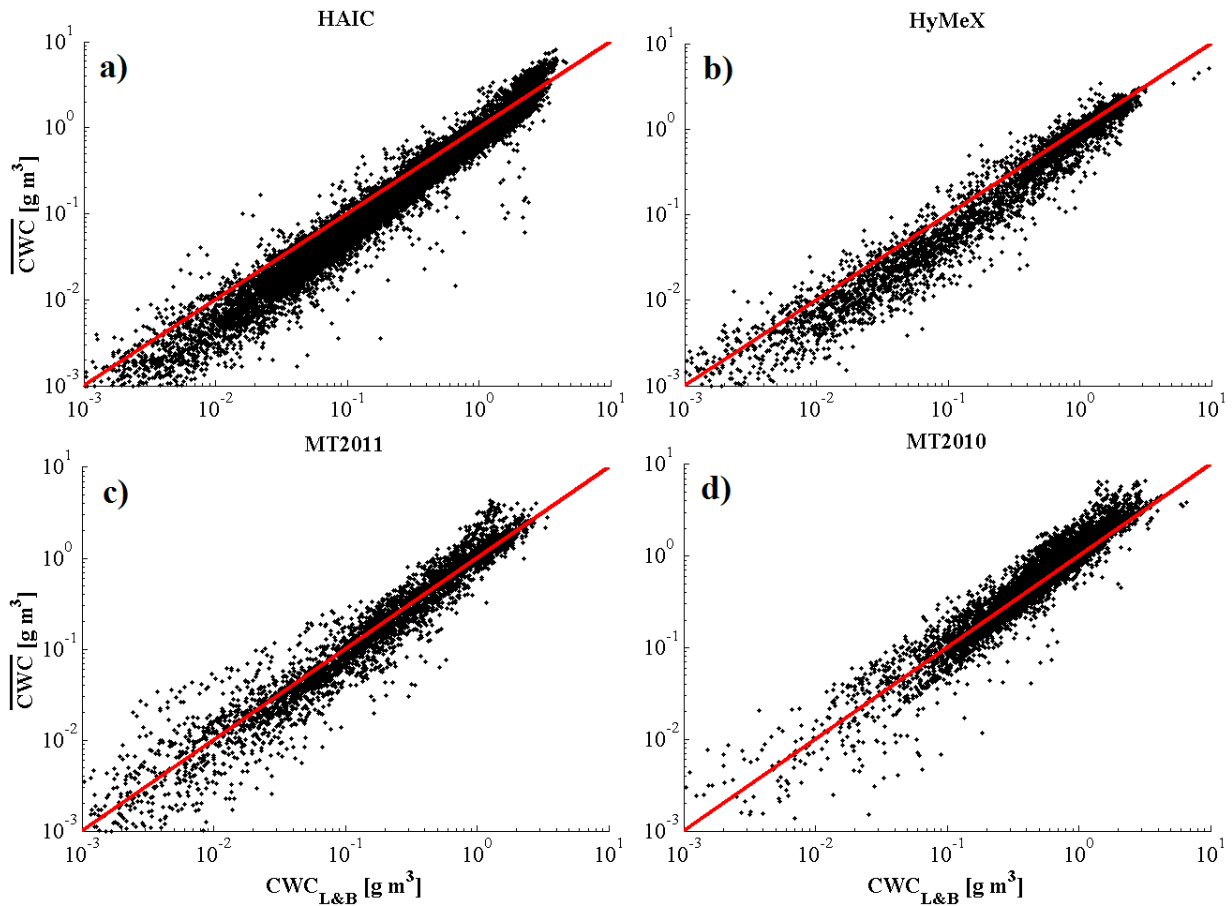


Figure IV 7: \overline{CWC} , sur l'axe y, calculé à partir des simulations des facteurs de réflectivité mesurés par RASTA et CWC calculé à partir de la méthode de Baker and Lawson 2006 sur l'axe x. Les points noirs représentent un calcul pour un pas de temps de 5 secondes. La droite rouge représente la relation linéaire $y=x$. a) comparaison sur les données de la campagne HAIC. b) comparaison sur les données de la campagne HyMeX. c) comparaison sur les données de la campagne MT2011 et d) comparaison sur les données de la campagne MT2010.

4.2 Calcul de l'exposant de la relation masse-diamètre

4.2.1 Modélisation 3D des formes de cristaux de glace

4.2.1.1 Principe

Afin de comprendre la mesure 2D des imageurs de photodiodes et les relations $m(D)$ déduites des images par la méthode de la T-matrice, un modèle 3D de simulation de formes d'hydrométéores proches de ceux que l'on peut rencontrer dans les nuages a été implémenté.

Dans ce modèle, le cristal est créé et orienté aléatoirement dans l'espace selon une loi uniforme pour ne pas privilégier d'orientation. Ensuite une image similaire à celles fournies par les imagers est déduite par projection orthogonale de l'objet 3D sur un plan 2D. Ce processus est répété autant de fois souhaité, en faisant varier la taille des objets. Cinq formes fondamentales sont étudiées dans ces simulations : les plaques (Figure IV 8), les colonnes (Figure IV 9), les dendrites (Figure IV 10), les capped columns (Figure IV 11) et les rosettes (Figure IV 12). Ces formes correspondent aux cristaux formés par le processus de diffusion de vapeur. Pour chaque forme il est possible d'appliquer différentes caractéristiques géométriques ou contraintes de formation. Ainsi chaque forme est étudiée plusieurs fois, avec à chaque fois 1000 simulations d'objets de taille différentes, avec des caractéristiques variables. Ces caractéristiques sont décrites dans les sections suivantes. Des agrégats de ces formes élémentaires, sont aussi construits dans l'espace 3D, afin d'étudier l'impact du processus d'agrégation des cristaux sur les relations surface projetée- D_{max} et masse- D_{max} . Faute de temps le processus de girvage n'est pas étudié.

4.2.1.2 Les plaques

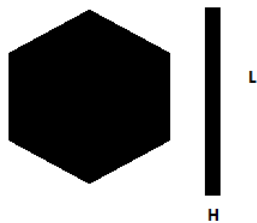


Figure IV 8: Schéma indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type plaque.

Propriétés géométriques	Intervalle de L en [μm]
$H = 0,2.L$ ⁽¹⁾	$200 < L < 2000$
$H = 0,1.L$ ⁽²⁾	$200 < L < 2000$
$H = 40\mu\text{m}$ ⁽³⁾	$200 < L < 2000$
$H = \sqrt{L}$ ⁽⁴⁾	$200 < L < 2000$

Tableau IV. 3: Les 4 types de simulation de plaques avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux.

4.2.1.3 Les colonnes

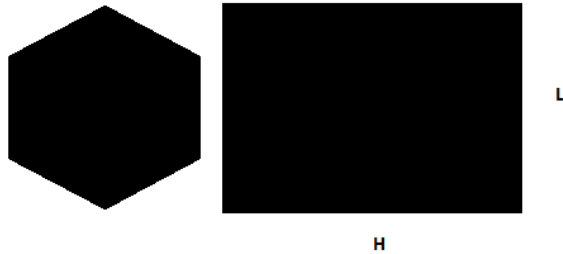


Figure IV 9 : Schéma indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type colonne.

Propriétés géométriques	Intervalle de L en $[\mu\text{m}]$
$H = 5.L$ ⁽¹⁾	$100 < L < 1000$
$H = 10.L$ ⁽²⁾	$100 < L < 1000$
$H = 160\mu\text{m}$ ⁽³⁾	$100 < L < 1000$
$L = \sqrt{H}$ ⁽⁴⁾	$100 < L < 1000$

Tableau IV. 4 : Les 4 types de simulation de colonnes avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés par types. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux.

4.2.1.4 Les étoiles (dendrites) à branches épaisses ou fines



Figure IV 10 : Schéma indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type étoiles à branches épaisses (en haut), et étoiles à branches fines (en bas).

Propriétés géométriques	Intervalle de L en $[\mu\text{m}]$
$H = 0,2.L$ ⁽¹⁾	$200 < L < 1200$ (1)
$H = 0,1.L$ ⁽²⁾	$200 < L < 1200$ (1)
$H = 40\mu\text{m}$ ⁽³⁾	$200 < L < 1200$ (1)
$H = \sqrt{L}$ ⁽⁴⁾	$200 < L < 1200$ (1)

Tableau IV. 5 : Les 4 types de simulation d'étoiles à branches épaisses et étoiles à branches fines avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés par types. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux.

4.2.1.5 Les capped-Columns (tables)

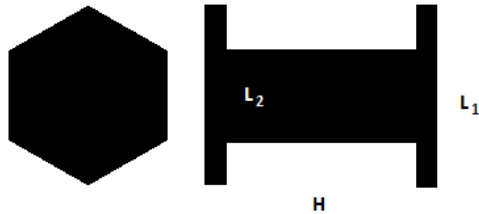


Figure IV 11: Schéma indiquant les paramètres L_1 , L_2 et H utilisés pour simuler les cristaux de type capped column, exemple avec une formation de 2 plaques aux extrémités.

Propriétés géométriques	Intervalle de L_1 en $[\mu\text{m}]$
2 étoiles à branches épaisses $L_2=2.5L_1$ et $H=L_1$ (1)	$150 < L_1 < 1400 \mu\text{m}$
2 plaques : $L_2=2.5L_1$ et $H=L_1$ (2)	$150 < L_1 < 1400 \mu\text{m}$

Tableau IV. 6 : Les 2 types de simulations capped column avec 2 étoiles à branches et capped column avec 2 plaques. Avec l'intervalle dans laquelle L_1 est imposé pour les 1000 cristaux simulés par types. Entre parenthèses la référence pour les graphiques et les tableaux.

4.2.1.6 Les rosettes



Figure IV 12 : Schémas indiquant les paramètres L et H utilisés pour simuler les cristaux de type Rosettes. Et N est le nombre de Bullet qui forment le cristal.

Propriétés géométriques	Intervalle en H en $[\mu\text{m}]$
Rosettes : $L=50\mu\text{m}$; $N=3$ (1)	$50 < H < 500 \mu\text{m}$
Rosettes : $L = \sqrt{H}$; $N=3$ (2)	$50 < H < 500 \mu\text{m}$
Rosettes : $L=100\mu\text{m}$; $N=4$ (3)	$100 < H < 1000 \mu\text{m}$
Rosettes : $L = \sqrt{H}$; $N=4$ (4)	$100 < H < 1000 \mu\text{m}$
Rosettes : $L=0.5H$; $N=5$ (5)	$500 < H < 2000 \mu\text{m}$
Rosettes : $L=0.25H$; $N=6$ (6)	$500 < H < 2500 \mu\text{m}$
Rosettes : $L=100\mu\text{m}$; $N=6$ (7)	$100 < H < 1000 \mu\text{m}$
Rosettes : $L = \sqrt{H}$; $N=6$ (8)	$100 < H < 1000 \mu\text{m}$

Tableau IV. 7 : Les 8 types de simulation de rosettes avec l'intervalle dans laquelle L est imposé pour les 1000 cristaux simulés par type et le nombre de N de bullet par rosettes.

4.2.1.7 Les agrégats de cristaux 3D

Enfin pour chaque type de simulation, des agrégats sont construits à partir de cristaux élémentaires présentés ci-dessus. Les agrégats sont formés de N_{agg} cristaux identiques (mêmes caractéristiques et de mêmes tailles). Orientés aléatoirement, ils sont ensuite collés les uns aux autres en minimisant le rayon qui les sépare jusqu'au contact. Pour limiter les temps de calculs du modèle, les processus physiques liés à l'agrégation ne sont pas intégrés dans le modèle 3D (tel que leur orientation durant leurs chutes ou encore le taux d'agrégation en fonction du nombre de contact entre cristaux ; Westbrook et al. 2004a,b). En effet ces processus étant complexes, les intégrer dans le modèle impliquerait une réduction de la taille du domaine de simulation et la taille des agrégats simulés. De plus, les agrégats ayant besoin de domaine de simulation assez grand, il a fallu trouver un compromis entre le nombre de cristaux par agrégats et la taille des cristaux qui les forment.

4.2.2 Masse contre surface projetée

Dans les simulations, les objets sont composés de voxels (volume unitaire dans l'espace discrétisé ; résolution $10\mu\text{m}\times 10\mu\text{m}\times 10\mu\text{m}$). Lorsque le voxel constitue une partie de l'objet, il prend la valeur 1 et dans le cas contraire la valeur 0. Ainsi dans l'espace 3D la masse des cristaux simulés se calcule en sommant tous les voxels qui ont la valeur 1. Le volume V_{vox} d'un voxel étant de $1000\mu\text{m}^3$ (soit 10^{-9}cm^3), sa masse m_{vox} est alors la suivante :

$$m_{vox} = \rho_{ice} \cdot V_{vox} = 0,917 \cdot 10^{-9} \text{ g} \quad \text{IV. 19}$$

Ainsi la masse totale du cristal simulé est :

$$m = N_v \cdot m_{vox} \quad \text{IV. 20}$$

où N_v est le nombre de voxels formant le cristal.

Les images obtenues par projection sur un plan des cristaux 3D sont analysées avec les mêmes algorithmes utilisés pour les images des hydrométéores mesurées avec les OAP, ceci afin de calculer les paramètres géométriques tels que la surface projetée et le D_{max} pour

chaque image de cristal obtenu. Ensuite pour des cristaux issus du même type de simulation les surfaces projetées des cristaux sont tracées en fonction des D_{max} (Figure IV 13-a) ainsi que les masses en fonction des D_{max} (Figure IV 13-b). Les relations entre surface projetée et D_{max} , ainsi que les relations entre la masse et D_{max} , sont modélisées par des lois puissance comme pour les cristaux de glace naturelle.

Il s'avère que l'orientation des cristaux durant leurs projections (de même que pour l'enregistrement de leurs ombres par les OAP) est un paramètre important pour estimer au mieux les relations qui modélisent la surface projetée en fonction de D_{max} , ainsi que la masse en fonction de D_{max} . Ainsi pour une même surface (ou même masse) l'orientation du cristal durant sa projection peut minimiser D_{max} (Figure IV 13-c) par rapport à la réalité, ou rendre le D_{max} proche de la réalité (Figure IV 13-d). Des études sur la chute des hydrométéores ont montré que les colonnes ont tendance à chuter avec un D_{max} maximisé perpendiculaire au flux de l'air et que les plaques tombent avec une surface maximisée contre le flux de l'air (Zikmunda and Vali 1972).

Les flux turbulents font osciller légèrement les orientations autour des positions d'équilibre, mais en moyenne ils ne changent pas l'orientation des cristaux lorsqu'elle est établie (Cho et al. 1981). A partir d'observations radar de systèmes orageux, Hendry and McCormick 1976 ont déterminé 2 types de position d'équilibre pour les cristaux. La première avec des cristaux de glace orientés verticalement sous l'effet du champ électrostatique, et le second où les cristaux sont orientés horizontalement en opposition aux flux de l'air.

Etant donné que l'orientation des cristaux est un sujet complexe et qu'elle n'est pas modélisée dans le modèle 3D pour prendre en compte l'effet de l'orientation des cristaux sur les lois de puissance qui modélisent les relations $S(D)$ (voir équation III. 14) et $m(D)$ (voir équation II.17), les lois de puissance sont modélisées en fonction des extrema (courbes rouges dans les Figure IV 13-a et b). Une relation moyenne (ligne noire en pointillés) est obtenue à partir des 2 lois de puissance qui englobent les nuages de points : en moyenne l'incertitude $\Delta\sigma = \pm 0,10$ et l'incertitude $\Delta\beta = \pm 0,21$.

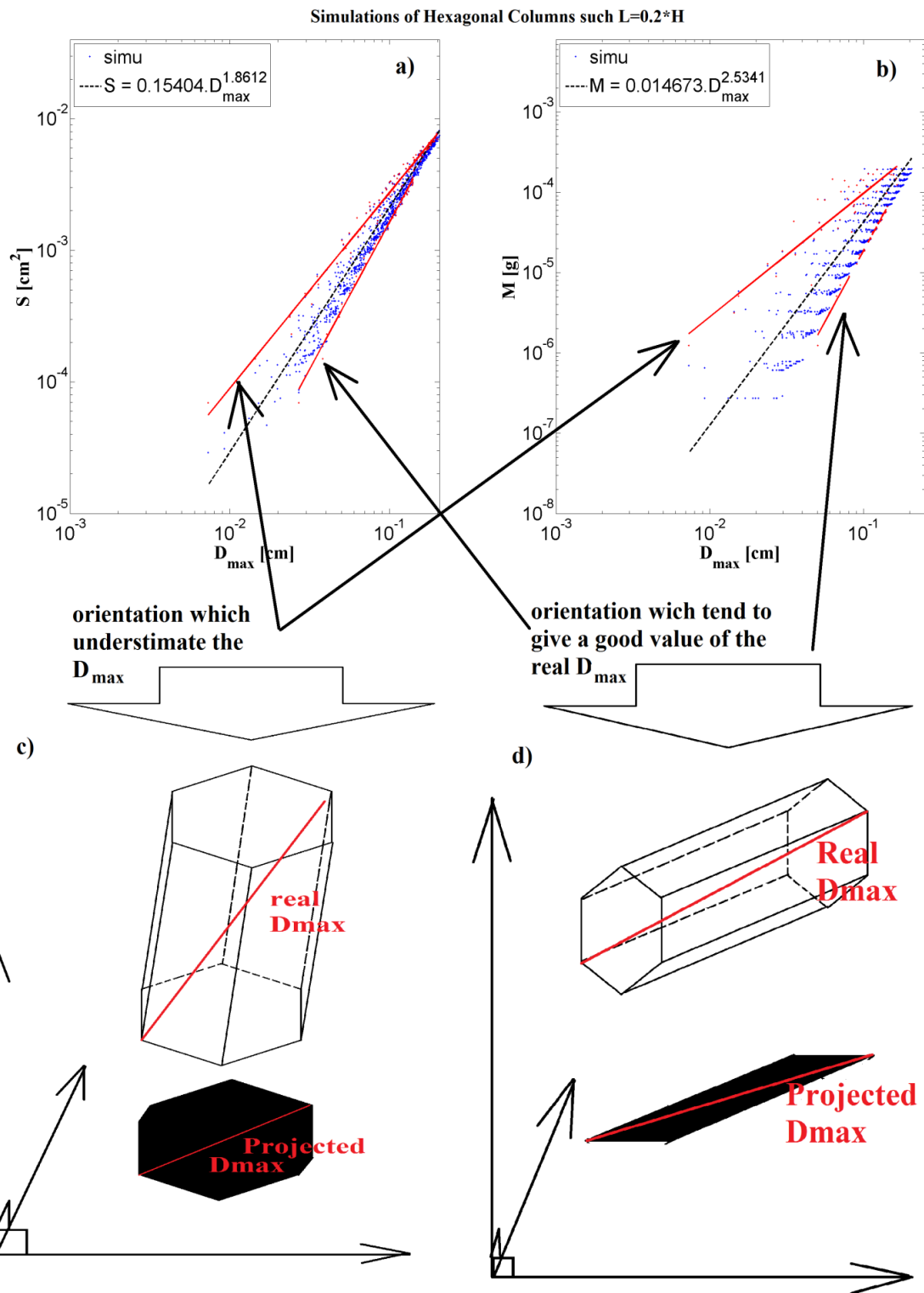


Figure IV 13 : a) Surface projetée sur l'axe des y, en fonction du D_{max} sur l'axe des x. b) Sur l'axe des y la masse des cristaux 3D, en fonction de leurs D_{max} sur l'axe des x. Les points bleus sont obtenus pour chaque simulation d'hydrométéores. Les courbes rouges montrent les lois puissance qui modélisent les relations $S(D)$ et $m(D)$ lorsque D_{max} est sous-estimé (c), ou lorsque D_{max} n'est pas sous-estimé (d). La courbe pointillée noire représente les lois puissance moyennes déduites des 2 orientations extrêmes.

La Figure IV 14 montre les exposants des lois de puissance (moyennes) modélisant les relations $S(D)$ et $m(D)$, avec σ en abscisse et β en ordonnée. Les symboles et les valeurs des

exposants sont rapportés dans le Tableau IV. 8, ainsi que les valeurs de σ et β fournies par Mitchell (1996) et leurs symboles correspondant qui se rapportent à la Figure IV 14. A partir du modèle 3D de formes de cristaux, une relation linéaire (nommée pour la suite : relation β - σ) entre les deux coefficients est déduite (droite noire) :

$$\beta_{\sigma}(\pm 0.16) = 1,93 \cdot \sigma - 1,02 \quad \text{IV. 21}$$

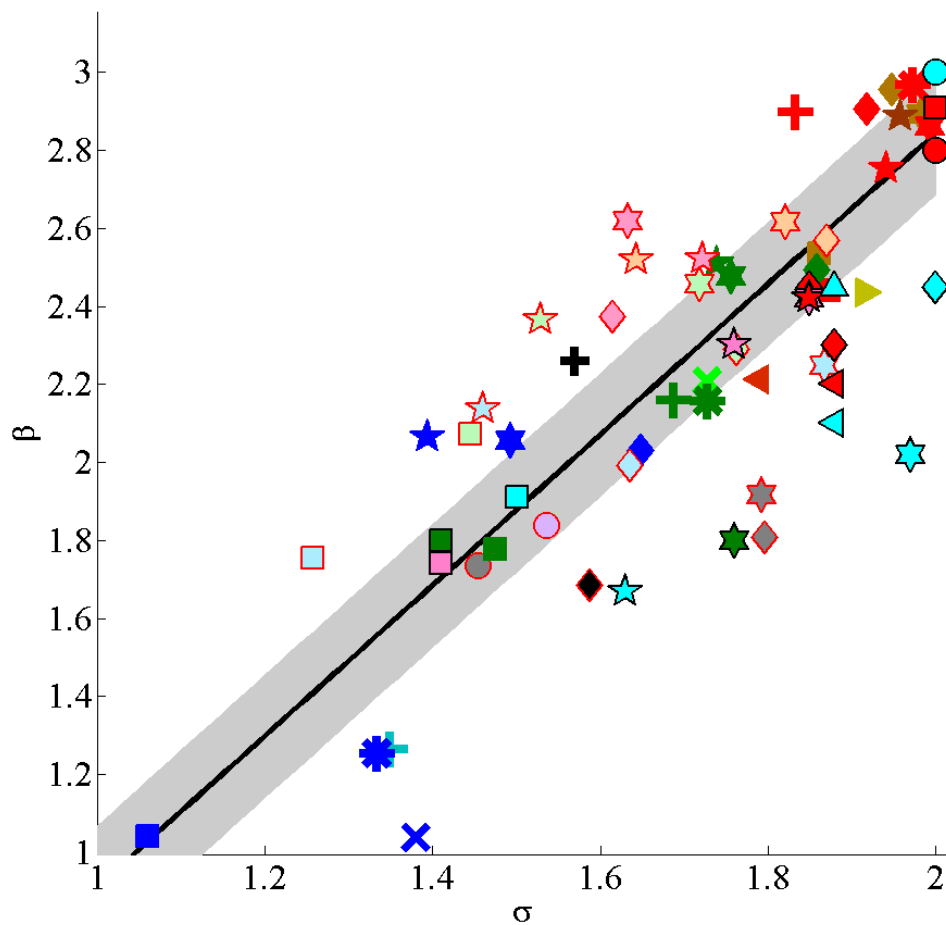


Figure IV 14 : Exposants des relations masse- D_{max} sur l'axe y , en fonction de l'exposant des relations surface- D_{max} sur l'axe x . Les symboles sans contours représentent des cristaux simples simulés en 3D. Les symboles avec contours rouges représentent les agrégats de cristaux simulés en 3D, et les symboles avec contours noirs représentent les valeurs fournies par Mitchell 1996. La légende des symboles est donnée par le Tableau IV. 8.

Les simulations 3D étudient 3 types de ratio entre les paramètres L et H : un ratio constant, un ratio en $1/\sqrt{L}$ et un ratio en $1/L$. Ces simulations montrent que plus le ratio diminue avec la taille des hydrométéores, plus les exposants σ et β diminuent et se rapprochent de 1, pour tout type de cristal étudié. Par exemple, les plaques avec un ratio constant donnent

un exposant $\sigma = 1,95$ et $\beta = 2,96$, lorsque le ratio est en $1/\sqrt{L}$, $\sigma = 1,86$ et $\beta = 2,49$, et finalement lorsque le ratio est en $1/L$ on trouve $\sigma = 1,65$ et $\beta = 2,03$.

Le processus d'agrégation des cristaux montre deux tendances : Pour les formes d'hydrométéore ayant un exposant $\sigma > 1,5$, le processus d'agrégation entraîne une diminution des exposants σ et β . Dans le cas contraire ($\sigma < 1,5$), le processus d'agrégation augmente les deux exposants σ et β . Il existe une exception avec les colonnes ayant un rapport en $1/\sqrt{L}$ où l'exposant σ diminue et l'exposant β augmente. De plus les simulations 3D de plaques hexagonales avec un ratio en $1/\sqrt{L}$ montrent des exposants σ et β proches des résultats montrés par Mitchell (1996) avec : $\sigma = 1,86$ et $\beta = 2,49$ pour les simulations et $\sigma = 1,85$ et $\beta = 2,45$ pour les résultats de Mitchell (1996). De même pour les colonnes hexagonales où les simulations donnent $\sigma = 1,48$ et $\beta = 1,78$, tandis que Mitchell (1996) obtient $\sigma = 1,41$ et $\beta = 1,74$. Parmi tous les résultats obtenus par Mitchell, plus de 50% (12 symboles sur 8) vérifient la relation β - σ de cette étude en prenant en compte son incertitude.

Les cristaux simulés en 3 dimensions ont pour objectif d'être similaires à ceux qui sont observés dans les campagnes de mesure, afin d'en déduire des relations valides pour les appliquer aux hydrométéores mesurés dans les 4 types de systèmes convectifs. La Figure IV 15 montre des exemples des cristaux simulés par le modèle 3D dans la colonne de gauche (forme individuelle) et la colonne centrale (agrégats de ces formes) et des exemples de cristaux de glace échantillonnés dans divers nuages dans la colonne de droite.

Cristaux élémentaires				Agréats de cristaux				Mitchell 1996			
légende	Cristal habits	σ	β	légende	Cristal habits	σ	β	légende	Cristal habits	σ	β
	columns (1)	1.86	2.53						hexagonal plates	1.85	2.45
	columns (2)	1.87	2.44						hexagonal plates	2	2.45
	columns (3)	1.06	1.04		$2 < N_{agg} < 4 ; 400 < H < 600 \mu m$	1.26	1.75		hexagonal columns	2	2.91
	columns (4)	1.48	1.78		$2 < N_{agg} < 4 ; 400 < H < 600 \mu m$	1.45	2.07		hexagonal columns	1.5	1.91
	thick star (1)	1.98	2.89		$2 < N_{agg} < 4 ; 400 < L < 600 \mu m$	1.82	2.62		hexagonal columns	1.41	1.74
	thick star (2)	1.99	2.86		$2 < N_{agg} < 4 ; 400 < L < 600 \mu m$	1.63	2.62		rimed long columns	1.41	1.8
	thick stars (3)	1.49	2.06		$2 < N_{agg} < 4 ; 400 < L < 600 \mu m$	1.87	2.25		crystals with sector-like branches (P1b)	1.85	2.42
	thick stars (4)	1.76	2.48		$2 < N_{agg} < 4 ; 400 < L < 600 \mu m$	1.72	2.46		crystals with sector-like branches (P1b)	1.97	2.02
	thin Stars (1)	1.96	2.89		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 600 \mu m$	1.64	2.52		broad-branched crystals (Plc)	1.85	2.42
	thin Stars (2)	1.94	2.75		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.72	2.52		broad-branched crystals (Plc)	1.76	1.8
	thin Stars (3)	1.39	2.06		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.46	2.14		stellar crystals with broad arms (P1d)	1.85	2.42
	thin Stars (4)	1.74	2.51		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.53	2.37		stellar crystals with broad arms (P1d)	1.63	1.67
	plates (1)	1.95	2.96		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.87	2.57		densely rimed dendrites (R2b)	1.76	2.3
	plates (2)	1.92	2.91		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.61	2.37		side planes (S1)	1.88	2.3
	plates (3)	1.65	2.03		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.64	1.99		bullet rosettes, 5 branches at -42°C	1.57	2.26
	plates (4)	1.86	2.49		$2 < N_{agg} < 4 ; 300 < L < 500 \mu m$	1.76	2.29		aggregates of side planes	1.88	2.2
	rosettes (1)	1.38	1.04						aggregates of side planes, columns & bullets (S3)	1.88	2.1
	rosettes (2)	1.73	2.21		$3 < N_{agg} < 20 ;$ spheres: $D = 60 \mu m ;$	1.45	1.74		assemblies of planar poly-crystals in cirrus clouds	1.88	2.45
	rosettes (3)	1.35	1.26		$3 < N_{agg} < 50 ;$ spheres : $D = 150 \mu m ;$	1.54	1.84		lump graupel (R4b)	2	2.8
	rosettes (4)	1.69	2.16		Etoiles épaisses (4) $8 < N_{agg} < 30 ; 300 < L < 400 \mu m$	1.79	1.92		hail	2	3
	rosettes (5)	1.83	2.9		Plaques (2) $8 < N_{agg} < 30 ; 200 < L < 300 \mu m$	1.8	1.81				
	rosettes (6)	1.97	2.97		Plaques (4) $8 < N_{agg} < 30 ; 200 < L < 300 \mu m$	1.59	1.69				
	rosettes (7)	1.33	1.25								
	rosettes (8)	1.73	2.16								
	capped columns (1)	1.79	2.21								
	capped columns (2)	1.92	2.43								

Tableau IV. 8 : Types de cristaux, ainsi que leurs exposants σ et β calculés pour les relations $S(D)$ et $m(D)$. Les symboles sont utilisés dans la Figure IV 14 et la Figure IV 15. A gauche, les résultats obtenus pour des simulations 3D de cristaux individuels. Au centre, les résultats obtenus pour des simulations de cristaux agrégés. A droite, les résultats montrés par Mitchell 1996. Les indices entre parenthèses correspondent aux types de paramètres utilisés pour les simulations : (1) et (2) rapport constant (3) rapport en $1/L$ ou $1/H$, et (4) rapport en $1/\sqrt{L}$ ou $1/\sqrt{H}$ (cf. 4.2.1).

4.3 Calcul de la relation masse-diamètre des hydrométéores au sein des systèmes convectifs

4.3.1 Exposant moyen de la relation Surface-Diamètre des hydrométéores

Dans le chapitre 3.3.1.5 il est montré que les exposants σ calculés pour les particules submillimétriques et les particules millimétriques peuvent différer et ne suivent pas les mêmes relations $S(D)$. Ceci amène à poser l'hypothèse que les coefficients de la relation $m(D)$ ne sont pas les mêmes pour les deux catégories d'hydrométéores. Pour calculer le CWC, il fallait donc appliquer une relation $m(D)$ aux hydrométéores submillimétriques, et une relation $m(D)$ pour les hydrométéores millimétriques.

$$CWC = \sum_{D_{\max}=55\mu m}^{D_{\max}=Dc} N(D_{\max}) \cdot \alpha_{2D-S} \cdot D_{\max}^{\beta_{2D-S}} \cdot \Delta D_{\max} + \sum_{D_{\max}=Dc}^{D_{\max}=6450} N(D_{\max}) \cdot \alpha_{PIP} \cdot D_{\max}^{\beta_{PIP}} \cdot \Delta D_{\max} \quad \text{IV. 22}$$

où Dc est le diamètre de croisement des deux relations $m(D)$. β_{2D-S} et β_{PIP} sont déduits depuis la relation β - σ (IV. 21). Il faut donc résoudre un système à 1 équation et 2 inconnues : α_{2D-S} et α_{PIP} .

La séparation entre les deux catégories de type hydrométéores vers 1mm est déterminée grossièrement au vue des graphiques et ne peut pas être appliquée quantitativement tel que $Dc = 1\text{mm}$. De plus, il est possible que la limite entre les deux types d'hydrométéores (autant pour la relation $m(D)$ que pour la relation $S(D)$) ne soit pas un point fixe et fluctue selon le stade d'évolution de la parcelle nuageuse, ainsi que des espèces d'hydrométéores qui y sont présentes, en lien avec des processus de croissance en jeu.

Pour simplifier le problème, cette étude se concentre sur la variabilité d'une relation $m(D)$ unique appliquée sur toute la gamme de taille des hydrométéores. Pour cela, un exposant σ moyen est calculé à partir des exposants mesurés à partir des 2 sondes, tel que :

$$\sigma = C_{2D-S} \cdot \sigma_{2D-S} + C_{PIP} \cdot \sigma_{PIP} , \quad \text{IV. 23}$$

avec :

- (i) C_{2D-S} qui représente le rapport entre la surface mesurée dans l'intervalle [250 1500 μm], utilisé pour déterminer le coefficient σ_{2DS} depuis la relation $S(D)$ de la sonde 2DS, et la surface totale mesurée des hydrométéores de taille supérieure à 250 μm :

$$C_{2D-S} = \frac{\sum_{D_{\max}=250\mu\text{m}}^{1500\mu\text{m}} S_{\perp}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}}{\sum_{D_{\max}=250\mu\text{m}}^{6450\mu\text{m}} S_{\perp}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}}, \quad \text{IV. 24}$$

- (ii) et C_{PIP} , qui représente le rapport entre la surface totale mesurée dans l'intervalle [950 ; 6450 μm], où est calculé le coefficient σ_{PIP} , et la surface totale mesurée des hydrométéores de taille supérieure à 250 μm :

$$C_{PIP} = \frac{\sum_{D_{\max}=1500\mu\text{m}}^{6450\mu\text{m}} S_{\perp}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}}{\sum_{D_{\max}=250\mu\text{m}}^{6450\mu\text{m}} S_{\perp}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}} \quad \text{IV. 25}$$

Ce σ moyen est considéré comme étant représentatif de la population d'hydrométéore présente à un instant donné, avec $C_{2D-S} + C_{PIP} = 1$.

4.3.2 Application de la relation β - σ

A partir de l'exposant σ moyen qui est calculé pour l'ensemble du domaine de mesure des hydrométéores et la relation β - σ (IV. 21), l'exposant β_{σ} de la relation $m(D)$ est calculé. Le pré-facteur α_{σ} est déduit de telle sorte que le facteur de réflectivité simulée par la méthode de la T-matrice soit égal au facteur de réflectivité mesurée par RASTA (pour la suite cette méthode est nommée Z-2D et concerne les restitutions des CWC à partir des simulations des facteurs de réflectivité où β est contraint par la relation $S(D)$). En fait, le couple $(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})$ est extrait des couples de solutions (α_i, β_i) calculés précédemment, tel que $\beta_i = \beta_{\sigma}$. La Figure IV 16 montre les résultats obtenus pour le vol 14 de la campagne HAIC-HIWC. La Figure IV 16-a) représente les concentrations et les facteurs de réflectivité mesurés pendant ce vol et la Figure IV 16-b) illustre l'aspect ratio moyen \overline{As} .

Les coefficients α_{σ} et β_{σ} de la relation $m(D)$ calculés à partir de la relation β - σ (IV. 21) sont présentés avec la Figure IV 16-c. Il y est montré que la variation des coefficients de la relation $m(D)$ durant ce vol (temps et espace confondus) est importante. Dans la Figure IV 16-d, la courbe noire décrit les $CWC(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})$ et la courbe rouge les CWC_{IKP} mesurés par la

sonde IKP. La courbe bleue montre les CWC calculés en utilisant une paramétrisation des coefficients de la relation $m(D)$ établis par Heymsfield et al. (2010a), tel que $\alpha = 0,0063$ et $\beta = 2,1$.

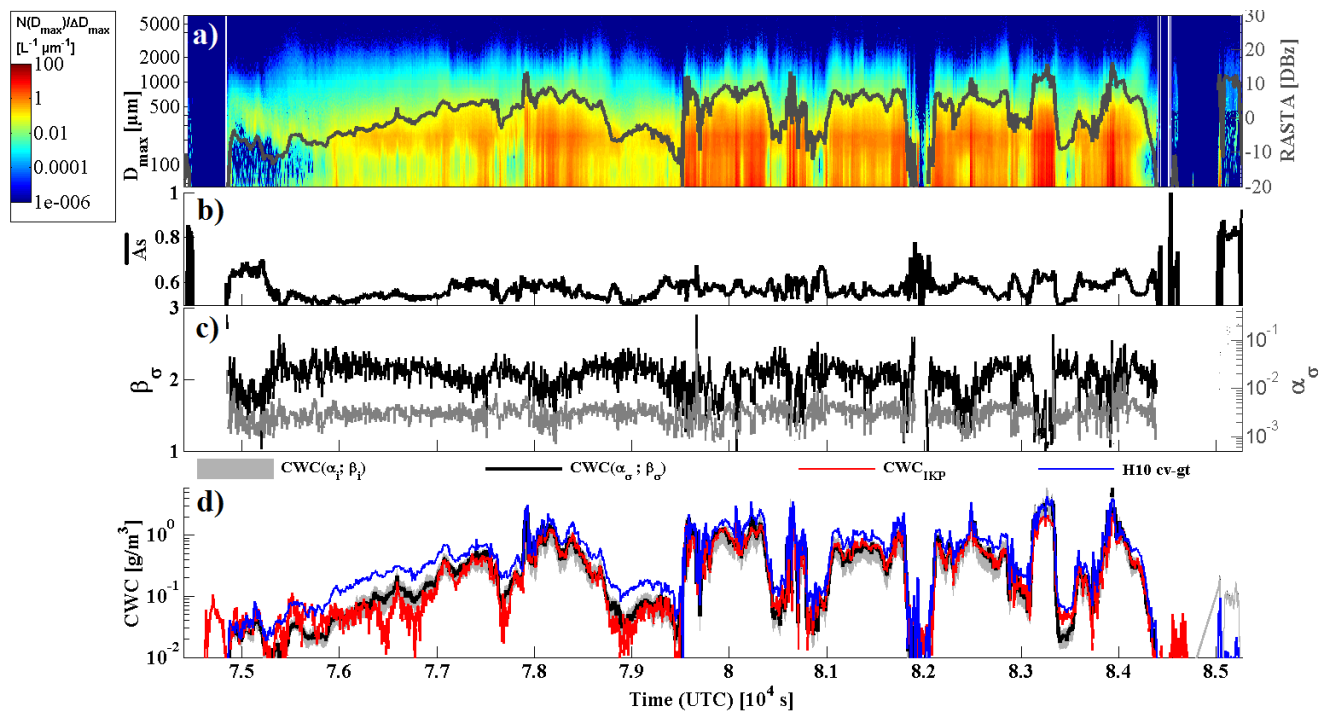


Figure IV 16 : a) Concentration des hydrométéores (PSD composites) données par le code couleur à gauche en $L^{-1} \mu m^{-1}$, en fonction de la taille des hydrométéores représentée par l'axe des y à droite. La courbe noire représente la réflectivité radar mesurée par RASTA à 94GHz donnée en dBZ par l'axe des y à droite. b) $\overline{A_s}$ utilisé pour les simulations des réflectivités Ze. c) Coefficients de la relation $m(D)$. En noir les exposants β_σ (axe des y à gauche). En gris les préfacteurs α_σ (axe des y à droite). d) La bande grise montre les $CWC(\alpha_i, \beta_i)$, la courbe noire le $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$, la courbe rouge les CWC mesurés par la sonde IKP, et la courbe bleue les CWC obtenus à partir de la paramétrisation de Heymsfield et al. 2010 pour des nuages formés par convection (cv-gt). L'axe des x, commun à toutes les sous-figures donne le temps UTC en secondes.

Cette paramétrisation est calculée pour des nuages de types convectifs formés près des cotes du Costa Rica et dans le sud de la Floride aux Etats-Unis à partir des jeux de données de CRYSTAL-FACE (Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers–Florida Area Cirrus Experiment ; Jensen et al. 2004) et de TC4 (Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling ; Toon et al. 2010 ; Heymsfield et al. 2010b). Les CWC calculés par la méthode Z-2D ($CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$) sont similaires au CWC mesuré par la sonde IKP (CWC_{IKP}) et suivent bien les variations de ce dernier. En revanche à un CWC calculé à partir d'une paramétrisation où les coefficients de la relation $m(D)$ sont constants ($CWC(0,0063 ; 2,1)$) a plus de difficulté à reproduire les résultats obtenus par la mesures directe (CWC_{IKP}). Cela montre que la variation du CWC dans les nuages tropicaux n'est pas seulement une fonction de la variabilité des PSD, mais est aussi une fonction de la variabilité de la relation $m(D)$ des hydrométéores.

Le Tableau IV. 9 montre que la relation $m(D)$ contrainte par σ ($CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$) change peu les résultats par rapport aux résultats obtenus avec les $CWC(\alpha_i, \beta_i)$. Pour la campagne HAIC le rapport moyen de $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) / CWC_{IKP} = 0.98$ (0,91 pour la médiane) est identique aux résultats montrés pour les rapports $\overline{CWC} / CWC_{IKP}$. Globalement, pour toutes les campagnes, 80% des rapports $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) / \overline{CWC}$ sont compris dans l'intervalle [0.95 ; 1.18] avec un rapport médian de 1,02 et un rapport moyen de 1,04.

	10 ^{ème} percentile	1 ^{er} quar- tile	mé- diane	3 ^{ème} quar- tile	90 ^{ème} percen- tile	moyenne	cc
HAIC : $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) / CWC_{IKP}$	0,58	0,74	0,91	1,10	1,41	0,98	0,89
Toutes campagnes confon- dues $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) / \overline{CWC}$	0,95	0,98	1,02	1,10	1,18	1,04	0,99

Tableau IV. 9 : Rapport entre CWC calculés depuis la méthode de la T-matrice ($CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) ; \overline{CWC}$) et les CWC_{IKP} mesurés par la sonde IKP.

Chapitre 5 : Variations des paramètres microphysiques des systèmes Convectifs

Introduction

Les images des hydrométéores et les facteurs de réflectivité ont permis de calculer les relations masse-diamètre des hydrométéores et les contenus massiques de glace des systèmes convectifs. Les relations masse diamètre sont donc variables dans le nuage et les contenus massiques qui en sont déduits sont proches des contenus massique mesurés lors de la campagne HAIC-HIWC par un instrument de référence (IKP). Dans ce chapitre la variabilité verticale des propriétés microphysiques est analysée et comparée entre les 4 catégories de systèmes convectifs observés : systèmes convectifs du continent Africain (MT2010), systèmes convectifs océaniques de l'océan Indien (MT2011), systèmes convectifs côtier de la mer Méditerranée (HyMeX) et les systèmes convectifs côtiers du Nord de l'Australie (HAIC-HIWC).

Dans une première partie de ce chapitre est réalisée une analyse sur la variation des coefficients des relations masse-diamètre calculés, ainsi qu'une comparaison mutuelle de leurs variabilités pour les 4 types de systèmes convectifs. Une seconde partie, s'intéresse à l'impact de la température sur la concentration des hydrométéores et les relations masse-diamètre dans les systèmes convectifs. Ensuite des paramétrisations de la relation masse-diamètre en fonction de la température sont déduites.

Enfin, une section est dédiée à l'étude des paramétrisations de type Z-CWC et Z-CWC-T, ainsi que l'impact de la méthode de calcul des contenu massique de glace sur ces relations Z-CWC et Z-CWC-T. Puis la variabilité de l'aspect ratio des hydrométéores en fonction de la température est comparée aux erreurs des relations Z-CWC et Z-CWC-T.

Ce chapitre se termine sur une synthèse des résultats présentés dans ce chapitre.

5.1 Coefficients des relations masse-diamètre calculés à partir des facteurs de réflectivité et des propriétés géométriques des images 2D

La méthode Z-2D permet de calculer les relations $m(D)$ et de calculer ainsi les CWC dans les systèmes convectifs. Les coefficients de cette relation montrent des variations telles que α_σ varie sur 3 ordres de grandeurs entre 2.10^{-4} et $0,1$ ($\text{g cm}^{-\beta_\sigma}$) et β_σ varie entre les valeurs 1 et 3. La Figure V. 1 compare les coefficients de la relation $m(D)$ obtenus pour les 4 types de systèmes observés. La variation du coefficient α_σ est corrélée à la variation du coefficient β_σ et peut être modélisé (ou paramétré) par une fonction exponentielle de β_σ . Les paramétrisations suivantes sont obtenues tel que α_β est paramétré en fonction de β_σ .

Pour la partie stratiforme des MCS continentales Africaines (MT2010 ; Figure V. 1a) :

$$\alpha_\beta = 7.10^{-5} \cdot e^{2,11\beta_\sigma} \quad \text{V. 1}$$

Pour les systèmes océaniques présents dans l'Océan Indien (MT2011 ; Figure V. 1b) :

$$\alpha_\beta = 2.10^{-5} \cdot e^{2,65\beta_\sigma} \quad \text{V. 2}$$

Pour les MCS de moyenne latitudes (HyMeX ; Figure V. 1c) :

$$\alpha_\beta = 2.10^{-5} \cdot e^{2,51\beta_\sigma} \quad \text{V. 3}$$

Et pour les MCS côtiers liés à la mousson Australienne (HAIC-HIWC ; Figure V. 1d):

$$\alpha_\beta = 2,5.10^{-5} e^{2,41\beta_\sigma} \quad \text{V. 4}$$

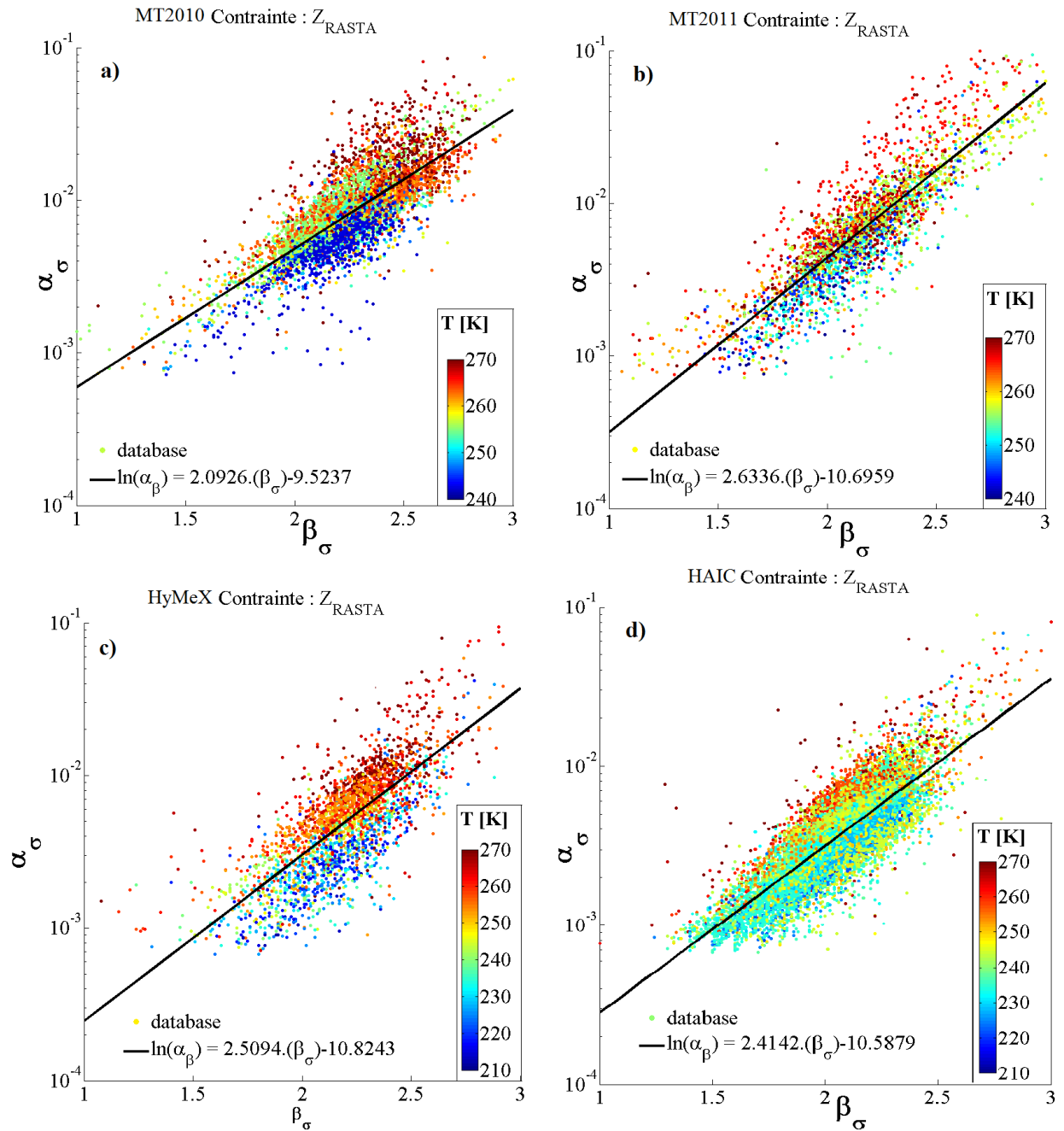


Figure V. 1 : Coefficients des relations $m(D)$ calculés pour les jeux de données : a) MT2010, b) MT2011, c) HyMeX et d) HAIC-HIWC. α_σ est sur l'axe des y et β_σ sur l'axe des x. Les courbes noires représentent les modèles logarithmiques. Les points sont colorés en fonction de la température T mesurée *in-situ*.

Une telle relation entre l'exposant et le pré-facteur de la relation $m(D)$ a été déjà observée pour d'autres types de nuages convectifs et stratiformes. Elle a été obtenue avec une approche différente par Heymsfield et al. (2010a). Dans l'étude de Heymsfield et al. (2010a), pour chaque vol, l'exposant de la relation $m(D)$ est constant et un pré-facteur moyen est calculé de telle sorte que l'erreur entre les CWC calculés (paramétrisation) et les CWC mesurés

simultanément soit minimale. Ils obtiennent 2 types de relations entre α et β , une pour les cirrus stratiformes (V. 5) et une pour les cirrus convectifs (V. 6).

$$\alpha = 1,31 \cdot 10^{-5} e^{2,750\beta} \quad \text{V. 5}$$

$$\alpha = 1,17 \cdot 10^{-5} e^{3,066\beta} \quad \text{V. 6}$$

La Figure V. 2, compare ainsi les relations obtenues pour les systèmes convectifs observés durant les 4 campagnes (MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC) et celles déterminées par Heymsfield et al. (2010a) pour les 2 types de cirrus : stratiformes et convectifs. Les MCS de HAIC et de HyMeX présentent des tendances similaires à celle de Heymsfield et al. (2010a) pour des cirrus stratiformes, alors que les MCS de MT2011 ont une pente plus forte (dans un espace semi-logarithmique) et restituent des pré-facteurs α_σ entre les deux tendances rapportées par Heymsfield et al. (2010a). La pente la plus faible est obtenue pour les MCS de MT2010. Les plus petites valeurs des pré-facteurs α_σ en fonction de β_σ sont restituées par les relations calculées pour les MCS de HAIC-HIWC et de HyMeX. Ces deux paramétrisations présentent des relations entre α_σ et β_σ similaires.

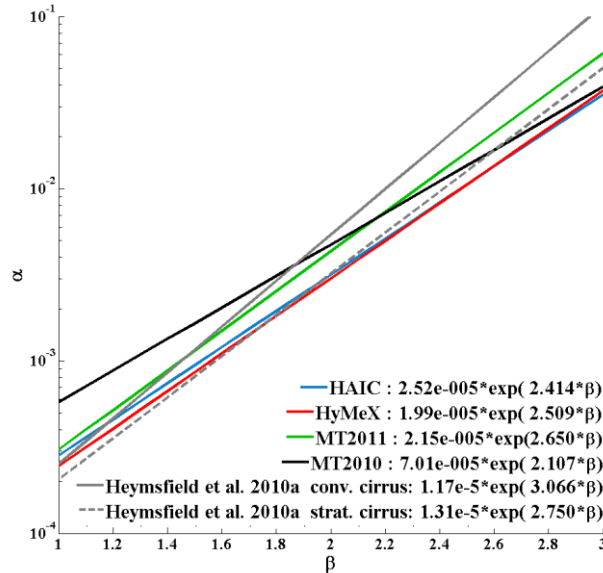


Figure V. 2 : Relations entre pré-facteur et exposant de la relation $m(D)$. Sur l'axe des x l'exposant de la relation $m(D)$ et sur l'axe des y le pré-facteur de la relation $m(D)$.

5.2 Influence de la température sur les paramétrisations des relations masse-diamètre, et les distributions en taille des hydrométéores en phase glace

5.2.1 Les relations masse-diamètre en fonction de la température

La Figure V. 1, montre que pour un β_σ donné, α_σ augmente avec la température. Ceci montre que la température impacte la relation $m(D)$. Les équations V. 1 à V. 4 peuvent être réécrites pour inclure l'effet de la température, où $\alpha_{\beta,T}$ est paramétré en fonction de β_σ et la température.

Pour la partie stratiforme des MCS continentales Africaines (MT2010):

$$\alpha_{\beta,T} = \frac{7 \cdot 10^{-5} \cdot e^{2,11\beta_\sigma} \cdot (0,05888 \cdot e^{0,0107T} + 6,4 \cdot 10^{-17} \cdot e^{0,1331T})}{-0,0042 \cdot T + 2,1669} \quad \text{V. 7}$$

Pour les systèmes océaniques présents dans l'Océan Indien (MT2011):

$$\alpha_{\beta,T} = \frac{2 \cdot 10^{-5} \cdot e^{2,65\beta_\sigma} \cdot 0,011834 \cdot e^{0,01535 \cdot T}}{0,0005 \cdot T + 2,1669} \quad \text{V. 8}$$

Pour les MCS de moyennes latitudes près des côtes de la mer Méditerranée (HyMeX):

$$\alpha_{\beta,T} = \frac{2 \cdot 10^{-5} \cdot e^{2,51\beta_\sigma} \cdot 0,009744 \cdot e^{0,01862 \cdot T}}{0,0022 \cdot T + 0,5569} \quad \text{V. 9}$$

Pour les MCS côtiers liés à la mousson Australienne (HAIC-HIWC):

$$\alpha_{\beta,T} = 2,47 \cdot 10^{-5} \cdot e^{2,41\beta_\sigma} \cdot (1,31 \cdot 10^{-5} \cdot e^{0,04187T} + 0,03881 \cdot e^{0,00223T}) \quad \text{V. 10}$$

Ensuite la Figure V. 3 montre la variabilité moyenne et médiane, en fonction de la température, de la concentration totale des hydrométéores¹¹ (N_T), des coefficients α_σ et β_σ de la relation $m(D)$ et de $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$. Les moyennes et les médianes sont calculées par tranche de 5 K, entre 212,5 K et 272,5 K. Les discussions qui vont suivre décriront le comportement des paramètres par rapport aux valeurs médianes dans des intervalles de température respectives :

¹¹ Concentration totales à partir de 50 μ m, cf. III. 12 du chapitre 3.3.1.4

par exemple par rapport à $T = 270$ K, la température est incluse dans $T \in [267,5 ; 272,5]$ K. La tranche au dessus de $272,5$ K ($T \in [272,5 ; 277,5[$ K) comprend la couche de fonte ($T = 273,15$ K) et n'est pas incluse dans les statistiques de cette étude. Les 1^{ers} percentiles et 99^{èmes} percentiles sont calculés sur les mêmes intervalles de température que les médianes et les moyennes et servent d'estimation de l'intervalle de variabilité de chaque paramètre.

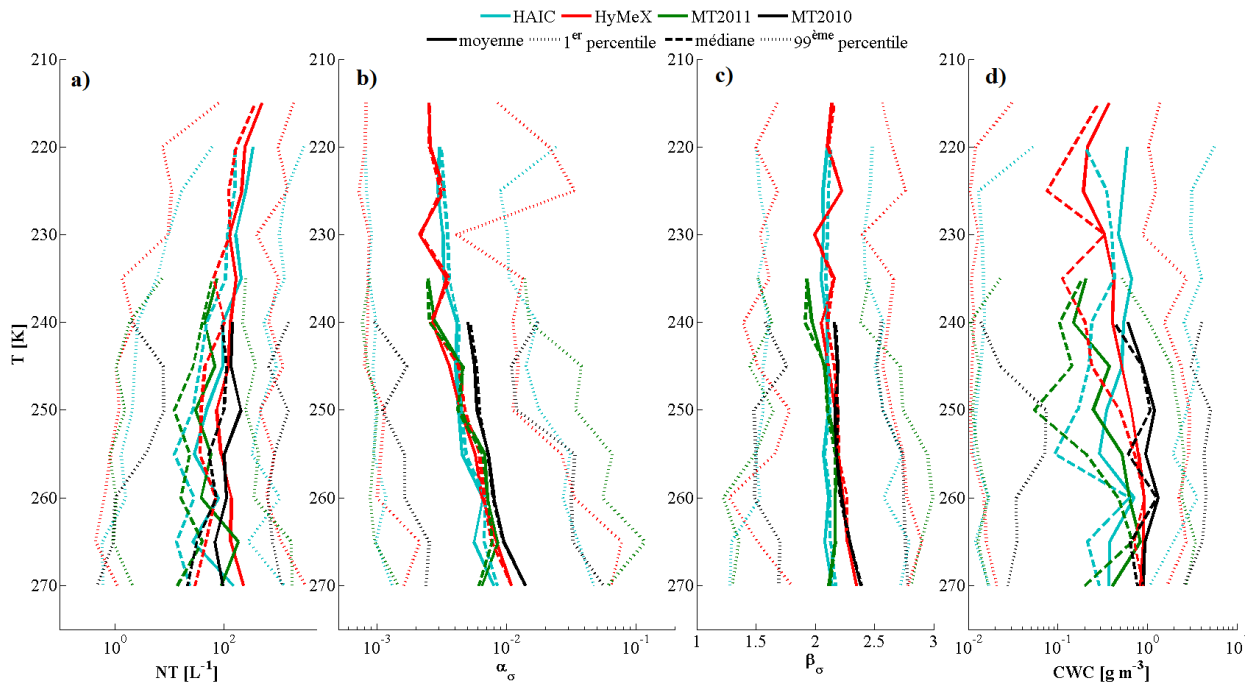


Figure V. 3 : Profils verticaux des paramètres microphysiques des hydrométéores en phase glace pour les 4 catégories de systèmes convectifs observés. Sur l'axe de x : a) la concentration totale des hydrométéores N_T , b) α_σ , c) β_σ et d) $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$. Sur l'axe des y la température T *in-situ*.

Les 1^{er} et 99^{èmes} percentiles de chaque paramètre sont similaires pour tous les types de systèmes convectifs, et montrent qu'en général ces paramètres (N_T , α_σ , β_σ , $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$) varient sur des intervalles respectivement identiques. Cependant il faut noter quelques exceptions. Pour les systèmes convectifs de MT2010, le 1^{er} percentile de N_T pour $T \in [242,5 ; 252,5[$ K, est supérieur à celui des 3 autres MCS (Figure V. 3a). De même pour le 1^{er} et le 99^{ème} percentile du $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ de MT2010 (Figure V. 3c) avec un 99^{ème} percentile compris entre 2 g m^{-3} et 4 g m^{-3} . Les MCS de HAIC ont le 99^{ème} percentile du $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ élevé : $2 \text{ g m}^{-3} < CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) < 4 \text{ g m}^{-3}$ pour $T < 240$ K. Enfin, pour les MCS de HyMeX, le 99^{ème} percentile atteint 2 g m^{-3} pour $T = 235$ K et est compris entre 1 g m^{-3} et 2 g m^{-3} pour des températures inférieures. Pour les systèmes convectifs de MT2011 les 99^{èmes} percentiles de α_σ et β_σ sont supérieurs aux 3 autres MCS observés (Figure V. 3b et c).

Les 1^{ers} percentiles de N_T augmentent avec la température (Figure V. 3a), cependant les moyennes et les médianes varient peu compte tenu de la variabilité horizontale décrite par les 1^{ers} et 99^{èmes} percentiles.

Pour toutes les campagnes, les moyennes de α_σ (ainsi que les médianes et les 99^{èmes} percentiles) décroissent avec la température (Figure V. 3b). Pour les MCS de MT2010 α_σ est supérieur aux trois autres. Les moyennes du coefficient β_σ varient peu en fonction de la température (Figure V. 3c) par rapport aux 1^{er} et 99^{ème} percentiles de chaque MCS. A basse altitude ($T > 260\text{K}$) les coefficients β_σ moyens obtenus pour les MCS de HyMeX et de MT2010 sont supérieurs à ceux obtenus pour les MCS de HAIC et de MT2011. Au dessus du niveau représenté par $T \approx 240\text{K}$, les β_σ de HAIC sont similaires à ceux de HyMeX et montrent une augmentation avec l'altitude.

Le profil moyen des $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ des MCS de MT2010 sont supérieurs aux $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ moyens des autres systèmes (MT2011, HYMEX, HAIC-HIWC), avec en moyenne un $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ compris entre $0,8 \text{ g m}^{-3}$ et $1,5 \text{ g m}^{-3}$ sur tout le profil (Figure V. 3d). Pour les MCS de MT2011 et les MCS de HyMeX les $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ moyens diminuent avec la température. Pour les MCS de MT2011 la moyenne du $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0,8 \text{ g m}^{-3}$ à $T = 265 \text{ K}$, et la moyenne du $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0,2 \text{ g m}^{-3}$ à $T = 235 \text{ K}$. Pour les MCS de HyMeX la moyenne du $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0,8 \text{ g m}^{-3}$ à $T = 270 \text{ K}$, et la moyenne du $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0,4 \text{ g m}^{-3}$ à $T = 215 \text{ K}$. Les $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ moyens calculés pour les MCS de HAIC varient peu avec la température et sont proches de $0,5 \text{ g m}^{-3}$ avec en moyenne $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0,4 \text{ g m}^{-3}$ à $T = 270 \text{ K}$, et $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0,6 \text{ g m}^{-3}$ à $T = 220 \text{ K}$.

Les équations V. 7 à V. 10 montrent comment α_σ peut être paramétré par une fonction de la température et de β_σ . Les Figure V. 3-b) et c), montrent l'évolution des coefficients de la relation m(D) en fonction de la température. A partir de ces profils une paramétrisation disjointe des 2 coefficients est possible en faisant seulement intervenir la température, bien que la moyenne de β_σ varie peu avec l'altitude. Toutefois, la modélisation des variations de la moyenne de β_σ en fonction de T permet de ne pas biaiser les calculs des CWC en fonction de T . Si les CWC sont calculés à partir d'un β constant (égal à la moyenne des β_σ par types de systèmes convectifs), il est nécessaire d'ajouter une fonction de la température pour corriger les CWC.

En moyenne, pour les MCS de MT2010 β_σ montre une nette décroissance en fonction de la température de 270 K jusqu'à 255K. Pour les MCS de HyMeX β_σ diminue avec la tem-

pérature de 270K jusqu'à 240K. Et pour les MCS de MT2011 β_σ diminue avec la température de 260K jusqu'à 235 K. En-dessous de la température de 240 K les systèmes convectifs de HAIC et les MCS de HyMeX montrent une légère augmentation moyenne de β_σ en fonction de l'altitude. Les paramétrisations (α_T et β_T) en fonction de la température sont les suivantes.

Pour les MCS de la mousson Africaine (MT2010) :

$$\begin{cases} \alpha_T = \frac{0,0020 \cdot e^{0,0037T} + 5 \cdot 10^{-17} \cdot e^{0,1213T}}{0,0011 \cdot T + 0,7533} \\ \beta_T = 7,13 \cdot e^{-0,0053T} + 5,4 \cdot 10^{-7} \cdot e^{0,0435T} \end{cases} \quad \text{V. 11}$$

Pour les MCS de l'Océan Indien relatif à la formation de l'ITCZ (MT2011) :

$$\begin{cases} \alpha_T = \frac{1,98 \cdot 10^{-6} \cdot e^{0,0310T}}{0,0059 \cdot T + 0,5722} \\ \beta_T = 1,81 \cdot e^{-0,000755T} - 1,027 \cdot 10^7 \cdot e^{-0,07454T} \end{cases} \quad \text{V. 12}$$

Pour les MCS côtiers du bassin méditerranéen (HyMeX) :

$$\begin{cases} \alpha_T = \frac{2190 \cdot e^{-0,06482T} + 6,7 \cdot 10^{-8} \cdot e^{0,0443T}}{0,0045 \cdot T + 2,1203} \\ \beta_T = 0,0001813 \cdot T^2 - 0,08444 \cdot T + 11,93 \end{cases} \quad \text{V. 13}$$

Pour les MCS côtiers formés au nord de l'Australie (HAIC-HIWC) :

$$\begin{cases} \alpha_T = \frac{0,0009685 \cdot e^{-0,004303T} + 5 \cdot 10^{-9} \cdot e^{0,05045T}}{-0,0048 \cdot T + 2,2427} \\ \beta_T = -6,5 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 + 0,000517 \cdot T^2 - 0,135 \cdot T + 13,69 \end{cases} \quad \text{V. 14}$$

5.2.2 Erreurs des paramétrisations de la relation masse-diamètre

Dans les sections précédentes, ont été présentées plusieurs possibilités de modéliser les coefficients de la relation $m(D)$:

- i. Le premier type de modèle, pour calculer les CWC ($CWC(\alpha_\beta; \beta_\sigma)$) des MCS avec les PSD mesurés, utilise les équations V. 1 à V. 4, où le coefficient α_β est une fonction du coefficient β_σ .

- ii. Le second type de modèle, pour calculer les CWC ($CWC(\alpha_{\beta,T}; \beta_{\sigma})$) des MCS avec les PSD mesurés, utilise les équations V. 7 à V. 10, où le coefficient $\alpha_{\beta,T}$ est une fonction du coefficient β_{σ} et de la température in-situ T en K.
- iii. Le troisième type de modèle, pour calculer les CWC ($CWC(\alpha_T; \beta_T)$) des MCS avec les PSD mesurés, utilise les équations V. 11 à V. 14, où α_T et β_T sont calculés seulement en fonction de la température in-situ.

Ces paramétrisations sont destinées à reproduire, le plus précisément possible, les variations observées des coefficients moyens de la relation $m(D)$ par tranche de 5K au sein des différents types de MCS observés et présentés dans cette étude. Cette section compare et évalue les différents modèles avec répartition des erreurs et erreurs moyennes (modèles par rapport à la méthode Z-2D). Afin de compléter les comparaisons, une relation $m(D)$ moyenne est calculée pour chaque type de MCS (Tableau V. 1). Ces relations $m(D)$ moyennes calculées pour les 4 systèmes convectifs seront considérées comme le quatrième type de modèle, dont les coefficients α et β restent constants tout le long du vol. Dans ce dernier modèle, la variabilité du CWC dans les MCS, dépend essentiellement de la variabilité des PSD mesurées pendant les 4 campagnes.

Types de MCS	$m(D)$
Stratiforme continentale : mousson Africaine	$m = 0,0078.D_{max}^{2,23}$
Tropicale Océanique : ITCZ	$m = 0,0064.D_{max}^{2,14}$
Tropicale côtier : mousson Australienne	$m = 0,0038.D_{max}^{2,08}$ (IKP : $m = 0,0041.D_{max}^{2,08}$)
Côtier de Moyenne latitude : Bassin méditerranéen	$m = 0,0049.D_{max}^{2,19}$

Tableau V. 1 : relations $m(D)$ moyennes en fonction du type de MCS observé.

L'erreur de chaque paramétrisation (ou modèle) est calculée en comparant les CWC donnés par les paramétrisations et les CWC depuis la méthode Z-2D. L'erreur relative en % entre le $CWC(\alpha_X; \beta_X)$ calculé depuis les 4 types de paramétrisations et le $CWC(\alpha_{\sigma}; \beta_{\sigma})$ de la méthode Z-2D est calculé de la façon suivant :

$$erreur = 100 \cdot \frac{CWC(\alpha_x, \beta_x) - CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)}{CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)} \quad \text{V. 15}$$

où les variables α_x et β_x représentent les différentes paramétrisations décrites précédemment (Tableau V. 1).

La Figure V. 4 présente les erreurs relatives moyennes en fonction de la température, pour les 4 types de MCS. Ces moyennes sont calculées sur des intervalles de température de 5K. Globalement deux tendances ressortent :

- (i) Lorsque les modèles ne prennent pas en compte l'influence de la température (soit α est calculé en fonction de β , soit α et β sont des constantes pour chaque campagne ; voir équations V. 1 à V. 4 et Tableau V. 1 pour relation m(D) moyenne par campagne), les erreurs relatives diminuent avec la température qui augmente. Pour les températures les plus froides les CWC modélisés sont plus grands que les $CWC(\alpha_\sigma ; \beta_\sigma)$. En revanche ces tendances entre CWC modélisés et $CWC(\alpha_\sigma ; \beta_\sigma)$ s'inversent pour les températures les plus chaudes. Les résultats calculés avec des coefficients non constants, où α est une fonction de β présente des résultats similaires à la paramétrisation où α et β sont constant.
- (ii) Les erreurs relatives qui correspondent aux CWC calculés depuis des paramétrisations qui intègrent la température ($CWC(\alpha_{\beta,T} ; \beta_\sigma)$ et $CWC(\alpha_T ; \beta_T)$) sont en moyennes proches de 0% et ne montrent pas de tendance significative avec la température. Les tendances moyennes pour ces deux modèles sont identiques. Alors que les $CWC(\alpha_{\beta,T} ; \beta_\sigma)$ sont censés être plus précis, car ils sont calculés avec des α et β qui varient à altitude constante (variation horizontale).

Les espaces entre les erreurs moyennes et les 1^{er} quartiles (et 3^{ème} quartile) sont plus grand pour les MCS des campagnes MT2011 et HyMeX comparé à ceux des MCS des campagnes MT2010 et HAIC. La variabilité des coefficients à altitude constante est moins bien appréhendée pour les MCS de MT2011 et HyMeX. Sur les 4 types de systèmes convectifs observés, la variabilité horizontale des coefficients α et β est encore mal comprise, cette variabilité horizontale semble être plus importante pour les systèmes convectifs de MT2011 et HyMeX. La relation entre α et β à altitude constante devrait être paramétrée par un autre paramètre (indicateur de région convective/stratiforme).

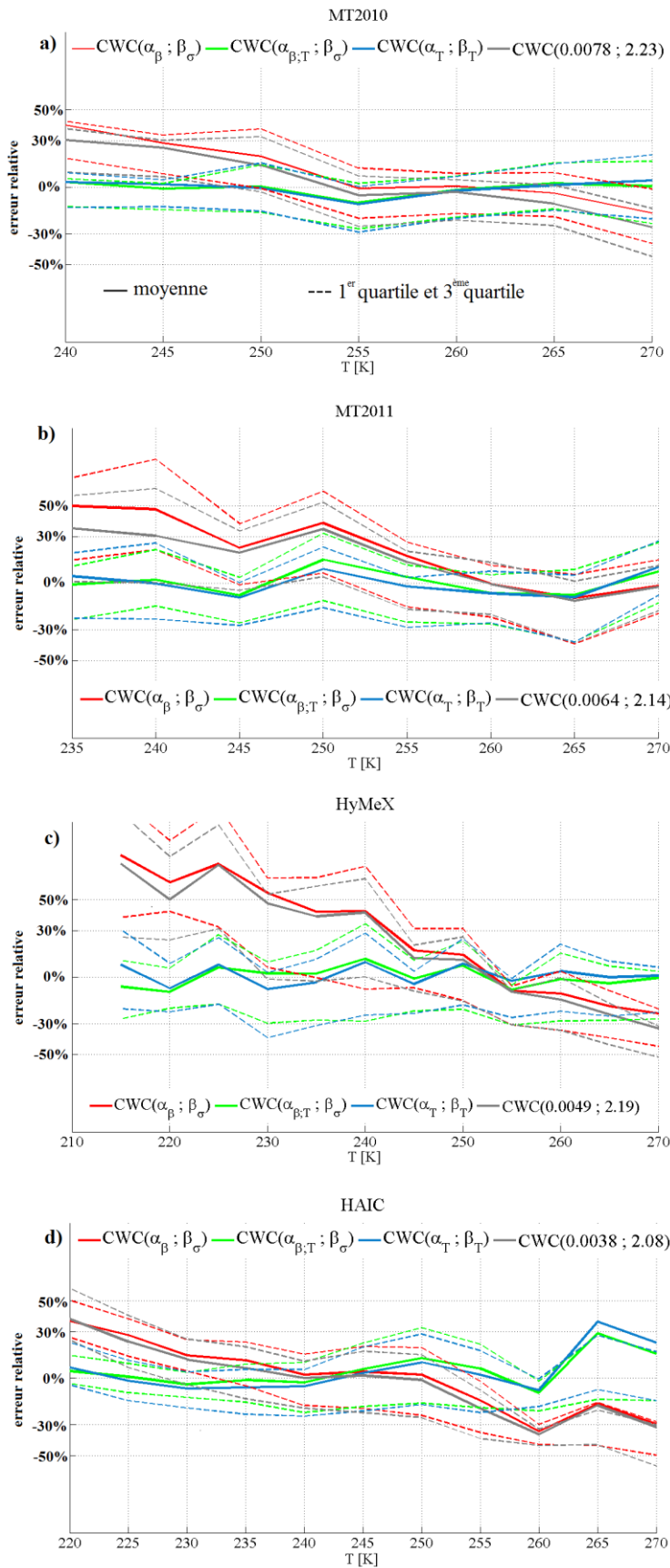


Figure V. 4 : Erreur relative sur l'axe des y en fonction de la température sur l'axe des x. Les lignes pleines représentent la moyenne des erreurs relatives sur un intervalle de température de 5K. Les lignes pointillées représentent le premier quartile et le 3^{eme} quartile sur le même intervalle de température. En rouge pour la paramétrisation de type $CWC(\alpha_\beta, \beta_\sigma)$. En vert pour la paramétrisation de type $CWC(\alpha_\beta, T; \beta_\sigma)$. En bleu pour la paramétrisation de type $CWC(\alpha_T; \beta_T)$. En gris pour une paramétrisation où α et β sont constants et déterminés pour chaque campagne. a) Campagne MT2010. b) Campagne MT2011. c) Campagne HyMeX. d) Campagne HAIC.

5.2.3 Les distributions en taille des hydrométéores (PSD) et la température

Cette section s'intéresse tout d'abord à l'impact de la température sur les PSD. Dans les Figure V. 5a-d, les PSD sont moyennées sur un intervalle de 5 K comme pour les profils présentés par la Figure V. 3. Tout d'abord, les PSD moyens montrent que les concentrations des hydrométéores au dessus de ~ 1 mm augmentent avec la température, cela pour les 4 types de MCS observés. La variation des PSD en fonction de la température est moins importante pour les MCS de MT2010 (Figure V. 5a) que pour les autres types de MCS. Cependant, la concentration des hydrométéores autour de $250\mu\text{m}$, est dix fois plus importante pour les courbes moyennes calculées à 240 K, 245 K et 250 K, que pour les PSD moyens calculées à 265 K et 270 K. Concernant les MCS de MT2011 (Figure V. 5b), les concentrations d'hydrométéores avec un $D_{max} > 2$ mm sont plus petites comparées aux concentrations des autres types de MCS pour les mêmes températures. Ceci peut être expliqué par un processus de croissance des hydrométéores par l'agrégation moins efficace pour les systèmes convectifs observés durant MT2011. De plus, les PSD moyennes calculées à 235 K et 240K ne montrent pas d'hydrométéores plus grands que 4 mm. Pour les MCS de HyMeX (Figure V. 5c) les concentrations des hydrométéores, avec un $D_{max} < \sim 700\mu\text{m}$, augmentent avec l'altitude. Les MCS de HAIC affichent les mêmes tendances que les MCS de HyMeX, cependant les PSD moyennes des hydrométéores observées autour de 220 K, 255 K et 250K sont inférieures en concentration à celles calculées pour les MCS de HyMeX. Une prospection sur les différences des concentrations des CCN et IN entre les deux régions (les côtes Méditerranéennes et les côtes du Nord de l'Australie) peut aider à expliquer les différences de concentrations des hydrométéores de petites tailles ($D_{max} < 700\mu\text{m}$).

Les Figure V. 5e-h montrent l'impact de la température sur les relations $m(D)$ déjà discutés dans les sections précédentes. Ici, la masse des hydrométéores est représentée en fonction du D_{max} . Pour les 4 catégories de MCS la température influence particulièrement la masse des gros ($D_{max} > \sim 700-800 \mu\text{m}$) hydrométéores, où leurs masses diminuent avec l'altitude. Pour les MCS de HyMeX (Figure V. 5g) et les MCS de HAIC (Figure V. 5h) la gamme des températures observées est plus importante. Pour ces deux derniers types de systèmes convectifs, il est aussi observé une décroissance de la masse des petits hydrométéores avec la température.

Les Figure V. 5i-l, affichent la masse cumulée (V. 16) des hydrométéores en dessous d'un D_{max} (sur l'axe des x) pour les différentes tranches de température étudiées.

$$ratio_{\text{masse cumulée}} = \frac{1}{CWC} \sum_{D_i=55\mu\text{m}}^{D_i=D_{max}} N(D_i) \cdot m(D_i) \cdot \Delta D_{max} \quad \text{V. 16}$$

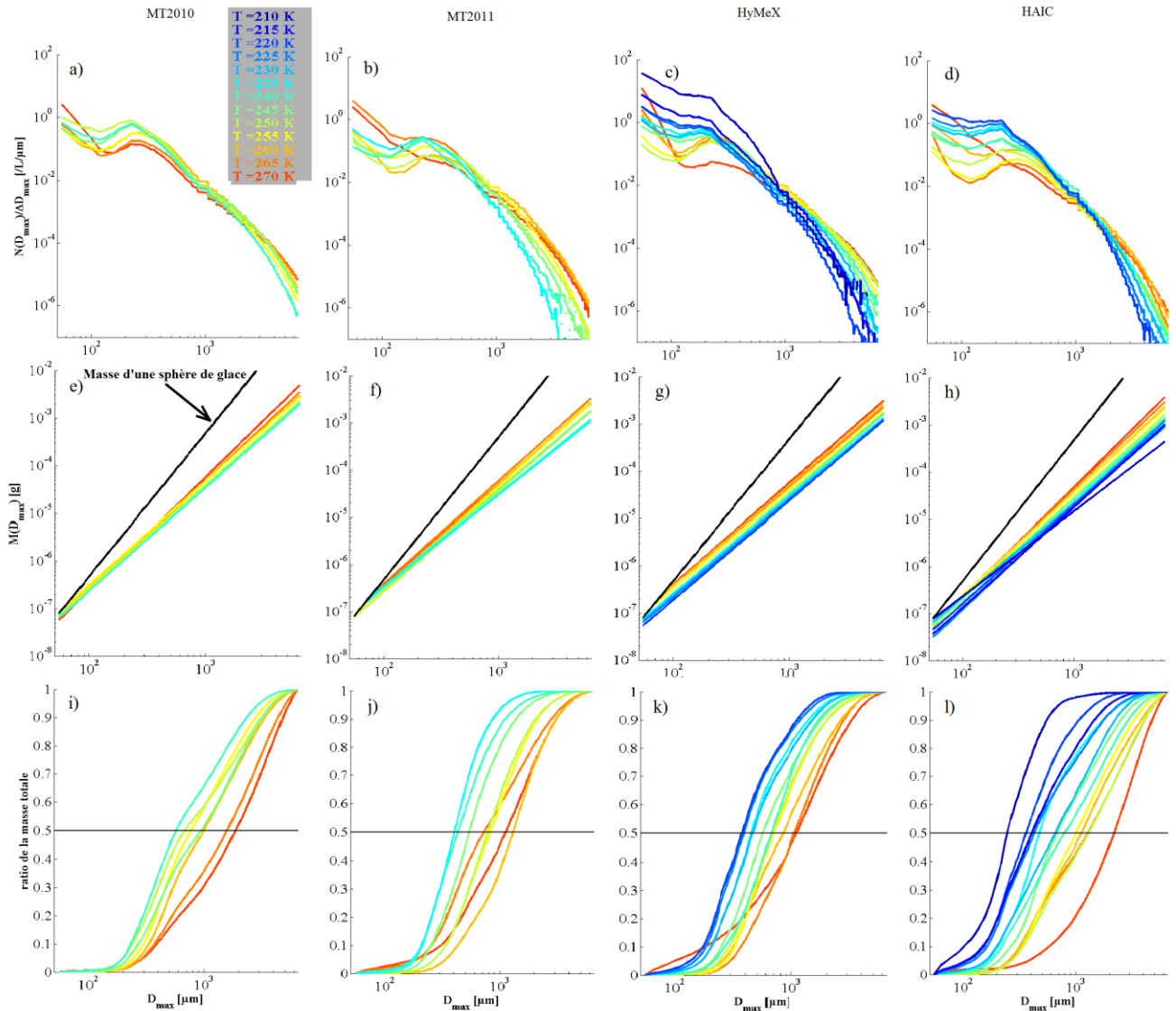


Figure V. 5 : a-d) Concentration des hydrométéores sur l'axe y en fonction de la taille des hydrométéores sur l'axe des x. e- h) Masse des hydrométéores sur l'axe y en fonction de la taille des hydrométéores sur l'axe x. i-l) Ratio de la masse cumulée sur la masse totale sur l'axe y en fonction de la taille des hydrométéores sur l'axe x. Les courbes sont moyennées sur un intervalle de température de 5K et colorées en fonction de la température. De gauche à droite : les campagnes MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC, respectivement.

La limite 0,5 (ligne noire) indique le diamètre massique médian D_{med} pour lequel 50% de la masse totale se situe au dessus et en dessous de ce diamètre. Globalement D_{med} aug-

mente avec la température. Pour les MCS de MT2010 (Figure V. 5i), 50% du CWC en moyenne est contenu par les hydrométéores dont la taille est inférieure à $\sim 500 \mu\text{m}$ pour $T = 240 \text{ K}$. A $T = 270 \text{ K}$, 50% de la masse totale est contenue par les hydrométéores dont la taille est inférieure à $1,5 \text{ mm}$. De plus, les hydrométéores avec une taille inférieure à $300 \mu\text{m}$ représentent moins de 10% des CWC calculés en moyenne.

Concernant les MCS de MT2011 (Figure V. 5j), à $T = 235 \text{ K}$, 50% de la masse totale est contenue par les hydrométéores dont la taille est inférieure à $\sim 300 \mu\text{m}$, alors qu'à $T = 270 \text{ K}$, 50% de la masse est contenue par les hydrométéores dont la taille est inférieure à $\sim 1 \text{ mm}$. Les hydrométéores avec une taille inférieure à $200 \mu\text{m}$ représentent moins de 10% des CWC calculés en moyenne. Et pour $T < 245 \text{ K}$, les hydrométéores de tailles inférieures à $\sim 800 \mu\text{m}$ détiennent plus de 90% de la masse totale.

Pour les MCS de HyMeX (Figure V. 5k), 50% de la masse totale est contenue dans les hydrométéores dont la taille est inférieure à $\sim 300 \mu\text{m}$ à $T = 210 \text{ K}$. Et 50% du CWC est contenu dans les hydrométéores dont la taille est inférieure à 1 mm pour $T \approx 270 \text{ K}$. Les hydrométéores avec une taille inférieure à $200 \mu\text{m}$ à $T = 235 \text{ K}$ et inférieure à $300 \mu\text{m}$ à $T = 270 \text{ K}$, représentent moins de 10% des CWC calculés en moyenne.

En ce qui concerne les MCS de HAIC, 50% de la masse est contenu par les hydrométéores dont la taille est inférieure à $\approx 250 \mu\text{m}$ et 90% pour les hydrométéores dont la taille est inférieure à $500 \mu\text{m}$ pour $T = 220 \text{ K}$. Et 50% de la masse totale est contenue par les hydrométéores dont la taille est inférieure à 2 mm à $T = 270 \text{ K}$.

5.3 Paramétrisation des CWC en fonction des facteurs de réflectivité

5.3.1 Relations Z-CWC et relations Z-CWC-T

Tout d'abord on s'intéresse au CWC calculé à partir de la méthode Z-2D ($CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$). Des paramétrisations par des lois puissances entre facteurs de réflectivité à 94 GHz et les CWC peuvent être calculées, pour permettre ainsi d'estimer un CWC à partir des facteurs de réflectivité mesurés, sans avoir recours à des méthodes de simulation tel que la T-matrice. Dans la littérature, plusieurs études s'intéressent à ce type de paramétrisations Z-CWC (Sassen 1987 ; Matrosov 1997 ; Liu and Illingworth 2000 ; Hogan et al. 2006 ; Protat et al. 2007 ;

Heymsfield et al. 2005). Les paramétrisations fournies dans ces études sont différentes, et dépendent du type de nuages observés et des méthodes utilisées pour estimer les CWC (mesures, paramétrisations de la relation $m(D)$).

La Figure V. 6 montre les paramétrisations Z-CWC déduites pour les 4 types de MCS observés. Habituellement, les paramétrisations sont établies pour des CWC en g m^{-3} et des facteurs de réflectivité en $\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$, cependant les graphiques affichent les facteurs de réflectivité en dBZ pour plus de commodités.

La fonction de distribution des probabilités (PDF ; *Probability Distribution Function*) montre que pour la campagne MT2010 (Figure V. 6a), les facteurs de réflectivité compris entre 10 dBZ et 15 dBZ ont été majoritairement mesurés et correspondent à $\sim 1 \text{ g m}^{-3} < \text{CWC} < \sim 2 \text{ g m}^{-3}$. De plus, très peu de mesures ont été effectuées dans des zones où les facteurs de réflectivité sont inférieurs à 0dBZ.

Pour la campagne MT2011 (Figure V. 6b), les mesures sont plus équitablement réparties, comparées à MT2010. Le plus souvent, les zones nuageuses échantillonnées ont des facteurs de réflectivité compris entre 5dBZ et 15dBZ, pour des CWC compris entre $0,1 \text{ g m}^{-3}$ et 2 g m^{-3} . Les zones inférieures à 0dBZ jusqu'à -10dBZ sont statistiquement mieux représentées par rapport à MT2010, même si leurs probabilités sont inférieures à celles des facteurs de réflectivité supérieures à 0dBZ.

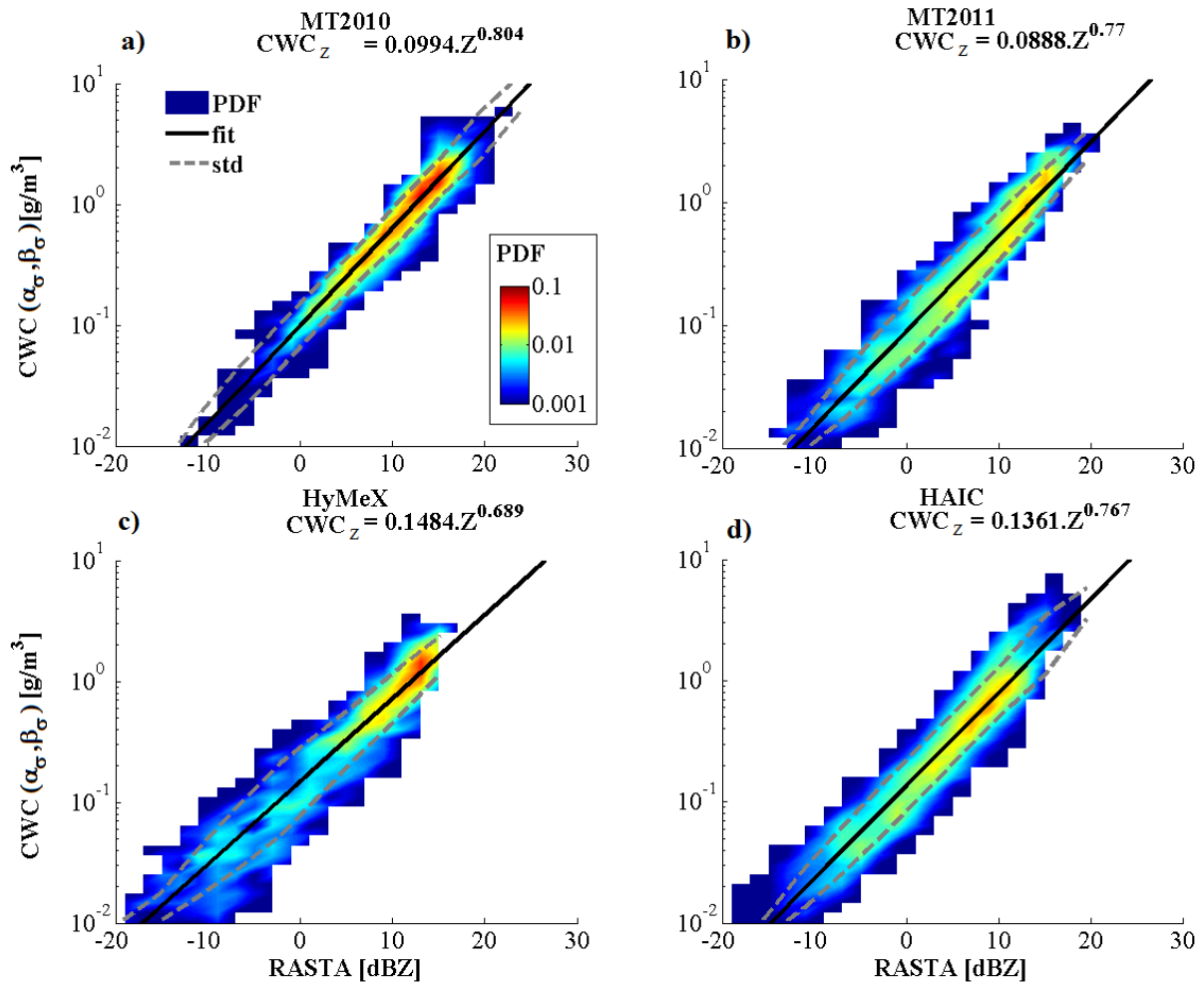


Figure V. 6 : Occurrence des $CWC(\alpha_\sigma; \beta_\sigma)$ sur l'axe des y en fonction du facteur de réflectivité sur l'axe des x. La fonction de distribution des probabilités est normalisée par rapport au nombre total de points contenus dans chaque base de données. La courbe noire, représente le fit par une loi puissance et les courbes grises en pointillées la déviation standard. a) MT2010. b) MT2011. c) HyMeX. d) HAIC.

Les mesures obtenues lors de la campagne HyMeX (Figure V. 6-c) montrent principalement des facteurs de réflectivité compris entre 5dBZ et 15dBZ, avec des CWC compris entre $0,4 \text{ g m}^{-3}$ et 2 g m^{-3} , avec une majorité des mesures autour de 10 dBZ ($CWC \approx 1,5 \text{ g m}^{-3}$). Le reste des mesures où les facteurs de réflectivité sont inférieurs à 5dBZ est équitablement répartis avec une déviation standard plus importante que pour le reste du jeu de données et comparés aux autres campagnes.

La campagne HAIC montre des données (Figure V. 6-d), où les facteurs de réflectivité sont principalement compris entre 0dBZ et ~ 12 dBZ, avec des CWC compris entre $0,1 \text{ g m}^{-3}$ et 2 g m^{-3} .

Les quatre relations Z-CWC montrées dans la Figure V. 6 sont comparées dans la Figure V. 7. En plus, les relations Z-CWC déterminés par Protat et al. (2007) sont ajoutées à la

comparaison. Protat et al. (2007) utilisent 2 types de base de données, l'une où les mesures sont effectuées dans les systèmes nuageux de moyennes latitudes, et l'autre où les mesures sont effectuées dans les systèmes nuageux tropicaux. De là, 3 types de relation Z-CWC sont déduites, une pour chaque type de régions (« tropics » et « mid latitude ») et une troisième relation qui réunit les 2 types de données récoltées (« global »). De plus dans cette étude le calcul des CWC s'effectue à l'aide de la paramétrisation de la relation $m(D)$ fournie par Brown and Francis (1995).

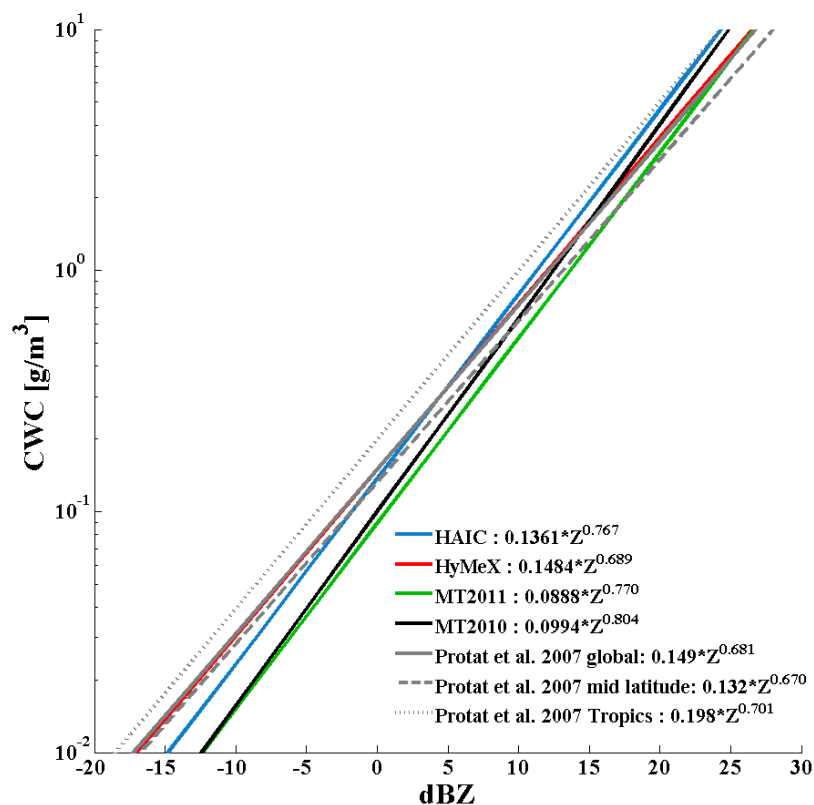


Figure V. 7 : Relations Z-CWC obtenues pour les jeux de données des quatre campagnes et relations Z-CWC restituée par Protat et al. (2007). Le CWC est sur l'axe y et le facteur de réflectivité en dBZ sur l'axe x.

Les relations Z-CWC obtenues pour les quatre types de MCS et celles fournies par Protat et al. (2007) diffèrent les unes des autres, à l'exception de la relation obtenue pour la campagne HyMeX (rouge) et de celle obtenue pour une base de donnée globale (gris) qui montrent des CWC proches (voir quasi-identiques) pour le même facteur de réflectivité.

Pour un facteur de réflectivité donné, les plus grands CWC sont obtenus avec la relation Z-CWC de Protat et al. (2007) pour des MCS formés dans les tropiques (côtes du Costa Rica et golf du Mexique + Nord de l'Australie). Et les plus petits CWC sont obtenus avec la

relation Z-CWC obtenue avec les MCS de MT2011. Le gradient le plus fort ($\Delta CWC/\Delta Z$) est obtenu pour les MCS de MT2010, et le plus faible est obtenu pour les MCS de MT2011.

Cependant, les études qui fournissent une paramétrisation des CWC en fonction du facteur de réflectivité avec une loi de puissance, montrent que le pré-facteur et l'exposant dépendent de la température (Hogan et al. 2006 ; Protat et al. 2007). De cette façon, les relations Z-CWC deviennent des relations Z-CWC-T, et améliorent les paramétrisations en diminuant les erreurs sur les CWC calculés depuis les facteurs de réflectivité par rapport aux CWC déduits directement depuis les PSD et les relations $m(D)$ utilisées. Pour cette étude, les relations Z-CWC-T sont calculées pour chaque type de MCS et sont présentées dans le Tableau V. 2.

campagne	Relation Z-CWC-T
MT2010	$CWC_{Z,T} = 0,79.e^{(-0,008216.T)} . Z^{(-0,0024352.T + 1,4518)}$
MT2011	$CWC_{Z,T} = 177,2575.e^{(-0,02973.T)} . Z^{(0,0053559.T - 0,57194)}$
HyMeX	$CWC_{Z,T} = 5,8034.e^{(-0,015208.T)} . Z^{(0,0043246T - 0,33283)}$
HAIC	$CWC_{Z,T} = 86,9117.e^{(-0,027068.T)} . Z^{(0,0017T + 0,37756)}$

Tableau V. 2 : Relations Z-CWC-T calculées pour les campagnes MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC.

L'erreur absolue par rapport aux CWC calculés depuis la méthode Z-2D se nomme $erreur_Z$ lorsque les CWC (CWC_Z) calculés proviennent de la paramétrisation de type Z-CWC et $erreur_{Z,T}$ lorsque les CWC ($CWC_{Z,T}$) calculés proviennent d'une paramétrisation de type Z-CWC-T.

$$erreur_Z = 100 \cdot \frac{|CWC_Z - CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)|}{CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)} \quad \text{V. 17}$$

&

$$erreur_{Z,T} = 100 \cdot \frac{|CWC_{Z,T} - CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)|}{CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)} \quad \text{V. 18}$$

Le Tableau V. 3 montre les coefficients de corrélations entre les CWC_Z (et $CWC_{Z,T}$ respectivement) et les $CWC(\alpha_\sigma; \beta_\sigma)$, ainsi que la moyenne des $erreur_Z$ (première partie du tableau) et $erreur_{Z,T}$ (seconde partie du tableau) avec leur premier quartile, médiane, troisième quartile et 90^{ème} percentile pour les quatre types de nuages observés. La troisième partie

du Tableau V. 3 montre la différence entre l'erreur avec l'intégration de la température dans la paramétrisation et l'erreur sans l'intégration de la température ($erreur_{Z,T} - erreur_Z$).

A l'exception des résultats obtenus pour les MCS de MT2010, les 1^{ers} quartiles, médianes et 3^{èmes} quartile des $erreur_Z$ et $erreur_{Z,T}$ sont similaires pour les MCS de HyMeX, de MT2011 et de HAIC. Il faut noter que l'intégration de la température, dans la paramétrisation du CWC en fonction du facteur de réflectivité, apporte peu d'améliorations aux moyennes, 1^{ers} quartiles, médianes et 3^{èmes} quartile des erreurs ($erreur_{Z,T} - erreur_Z$), avec une diminution maximale de l'erreur de 9% pour la moyenne et 10% pour le 3^{ème} quartile en ce qui concerne les MCS de HAIC. Ceci s'explique par le fait que la température est déjà implicitement prise en compte dans le calcul des $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$. Cependant les relations Z-CWC-T tendent à réduire les grosses erreurs avec une diminution de 16% des 90^{èmes} percentiles pour les MCS de HyMeX et HAIC.

Les MCS de MT2010 se démarquent des autres campagnes, car la température a un effet négligeable sur les paramétrisations de type Z-CWC-T, où les $erreur_Z$ et les $erreur_{Z,T}$ sont similaires et sont inférieures aux autres erreurs obtenues pour les trois autres MCS, avec un 3^{èmes} quartile de l'ordre de 28%. Cela peut se traduire par une homogénéité horizontale et verticale plus importantes des propriétés microphysiques (PSD, relation m(D) et types d'hydrométéores) dans les systèmes convectifs de MT2010.

Campagne	cc	moyenne	1 ^{er} quartile	médiane	3 ^{ème} quartile	90 ^{ème} percentile
erreur_Z (CWC_Z) en %						
MT2010	0,85	24	7	15	28	53
MT2011	0,92	39	14	29	48	71
HyMeX	0,87	43	13	27	50	96
HAIC	0,83	36	13	29	49	69
erreur_{Z,T} (CWC_{Z,T}) en %						
MT2010	0,90	22	7	14	25	47
MT2011	0,93	35	11	24	43	69
HyMeX	0,88	36	10	23	43	80
HAIC	0,88	28	11	23	39	54
erreur_{Z,T} - erreur_Z en %						
MT2010	+0,05	-2	0	-1	-3	-6
MT2011	+0,01	-4	-3	-5	-4	-2
HyMeX	+0,01	-8	-3	-3	-7	-16
HAIC	+0,05	-9	-3	-6	-10	-16

Tableau V. 3 : erreurs absolues : $erreur_Z$ et $erreur_{Z,T}$.

5.3.2 Impact de la paramétrisation des relations masse-diamètre sur les relations Z-CWC et Z-CWC-T

Hogan et al. (2006) ainsi que Protat et al. (2007) ont montré que les paramétrisations Z-CWC-T prédisent mieux les CWC que les relations Z-CWC. Cependant, en utilisant les $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ de la méthode Z-2D, la diminution de l'erreur moyenne avec l'ajout de la température varie en fonction du type de MCS observé avec -2% d'erreur moyenne pour les MCS de MT2010 à -9% pour les MCS de HAIC. Hogan et al. (2006) et Protat et al. (2007) utilisent la relation $m(D)$ de Brown and Francis (1995) pour calculer les CWC, où α et β sont constants.

Dans cette section, les 4 types de paramétrisation des relations $m(D)$, déduites dans cette thèse pour les 4 catégories de systèmes observés, sont utilisés pour calculer les CWC. A partir des différents CWC calculés des paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T sont déduites, ainsi que les $erreur_Z$ et les $erreur_{Z,T}$. Pour les $erreur_Z$ et les $erreur_{Z,T}$ le CWC de référence est toujours celui déduit depuis la paramétrisation de la relation $m(D)$ utilisée (méthode Z-2D). Les 4 types de paramétrisations de la relation $m(D)$ avec les CWC calculés sont : $CWC(\alpha_\beta, \beta_\sigma)$, $CWC(\alpha_{\beta,T}, \beta_\sigma)$, $CWC(\alpha_T, \beta_T)$, et les CWC à partir des valeurs moyenne de α_σ et β_σ (voir Tableau V. 1).

Le Tableau V. 4 montre les $erreur_Z$ et le Tableau V. 5 montre les $erreur_{Z,T}$ calculées pour les 4 types de MCS et les différentes paramétrisations. Le Tableau V. 6 montre la diminution des erreurs absolues quand la température est intégrée dans les paramétrisations du CWC en fonction du facteur de réflectivité mesuré ($erreur_{Z,T} - erreur_Z$).

Comparées aux $erreur_Z$ et $erreur_{Z,T}$ calculées pour les $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ de la méthode Z-2D, les $erreur_Z$ et $erreur_{Z,T}$ moyennes calculées avec les paramétrisations de la relation $m(D)$ ont quasiment doublées. Alors que l'augmentation des 1^{er} percentiles, médianes et 3^{ème} percentiles des $erreur_Z$ (et $erreur_{Z,T}$, respectivement) est de l'ordre de la dizaine de pourcent, les 90^{ème} percentiles des $erreur_Z$ (et $erreur_{Z,T}$, respectivement) montrent une augmentation d'environ 50% par rapport aux 90^{ème} percentiles des $erreur_Z$ (et $erreur_{Z,T}$ respectivement) calculés avec les $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ de la méthode Z-2D. En fait les moyennes des erreurs absolues sont toutes supérieures à leurs 3^{èmes} quartiles, ce qui montre que les plus grandes erreurs absolues ont fortement augmentées, ce qui fait augmenter les erreurs absolues moyennes. De manière générale, les dispersions des points autour des valeurs moyennes se sont élargies.

Les $erreur_z$ moyennes et médianes calculées pour les paramétrisations de la relation $m(D)$ qui intègrent une variation en fonction de la température, sont inférieures à celles calculées pour des paramétrisations indépendantes de la température, alors que les $erreur_{z,T}$ moyennes et médianes sont similaires quelque soit le type de paramétrisation de la relation $m(D)$ utilisée. Pour finir, les diminutions des erreurs absolues, en utilisant des relations de type Z-CWC-T par rapport à des relations Z-CWC, sont plus importantes lorsque les relations $m(D)$ ne sont pas modélisées en fonction de la température. Ainsi, le type de paramétrisation de la relation $m(D)$ (avec ou sans température) impacte les relations Z-CWC et les relations Z-CWC-T et notamment les différences entre ces deux relations qui peuvent être plus ou moins importantes.

paramétrisations	cc	$erreur_z$				
		moyenne	1 ^{er} quartile	médiane	3 ^{ème} quartile	90 ^{ème} quartile
MT2010						
$CWC(\alpha_\beta ; \beta_\sigma)$	0,64	49	13	27	46	103
$CWC(\alpha_{\beta,T} ; \beta_\sigma)$	0,70	42	11	22	40	88
$CWC(\alpha_T ; \beta_T)$	0,76	40	12	22	40	87
$CWC(0,0078 ; 2,23)$	0,70	49	15	29	48	103
MT2011						
$CWC(\alpha_\beta ; \beta_\sigma)$	0,78	80	20	42	64	117
$CWC(\alpha_{\beta,T} ; \beta_\sigma)$	0,80	75	18	38	61	112
$CWC(\alpha_T ; \beta_T)$	0,82	72	18	37	60	110
$CWC(0,0064 ; 2,14)$	0,80	75	20	41	62	110
HyMeX						
$CWC(\alpha_\beta ; \beta_\sigma)$	0,70	86	19	39	66	178
$CWC(\alpha_{\beta,T} ; \beta_\sigma)$	0,77	73	17	36	60	142
$CWC(\alpha_T ; \beta_T)$	0,79	69	16	35	58	140
$CWC(0,0049 ; 2,19)$	0,72	84	19	39	66	175
HAIC						
$CWC(\alpha_\beta ; \beta_\sigma)$	0,73	54	16	33	58	107
$CWC(\alpha_{\beta,T} ; \beta_\sigma)$	0,79	42	12	27	49	78
$CWC(\alpha_T ; \beta_T)$	0,86	39	12	26	44	72
$CWC(0,0038 ; 2,08)$	0,80	52	17	32	53	102

Tableau V. 4 : $erreur_z$ en fonction des paramétrisations de la relation $m(D)$.

paramétrisations	cc	<i>erreur_{Z,T}</i>				
		moyenne	1 ^{er} quartile	médiane	3 ^{ème} quartile	90 ^{ème} quartile
MT2010						
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	0,76	40	10	21	40	84
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	0,75	40	10	21	41	84
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	0,79	38	10	21	40	83
<i>CWC</i> (0,0078 ; 2,23)	0,81	39	10	22	40	83
MT2011						
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	0,82	73	16	35	62	114
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	0,81	73	16	35	62	114
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	0,83	72	17	35	62	122
<i>CWC</i> (0,0064 ; 2,14)	0,84	69	16	35	60	113
HyMeX						
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	0,74	69	16	34	60	133
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	0,77	69	16	34	60	133
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	0,79	65	15	33	58	130
<i>CWC</i> (0,0049 ; 2,19)	0,77	64	15	32	56	130
HAIC						
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	0,84	34	10	23	42	65
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	0,83	34	11	23	42	65
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	0,89	31	10	21	37	60
<i>CWC</i> (0,0038 ; 2,08)	0,89	31	10	21	37	58

Tableau V. 5 : *erreur_{Z,T}* en fonction des paramétrisations de la relation m(D).

paramétrisations	<i>erreur_{Z,T}-erreur_Z</i>				
	moyenne	1 ^{er} quartile	médiane	3 ^{ème} quartile	90 ^{ème} quartile
MT2010					
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	-9	-3	-5	-6	-18
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	-2	-1	-1	1	-5
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	-2	-2	-1	0	-3
<i>CWC</i> (0,0078 ; 2,23)	-11	-5	-7	-8	-20
MT2011					
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	-7	-3	-7	-2	-3
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	-2	-2	-2	1	3
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	0	-1	-1	2	12
<i>CWC</i> (0,0064 ; 2,14)	-6	-4	-6	-1	3
HyMeX					
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	-18	-3	-5	-7	-45
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	-4	-1	-2	0	-8
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	-4	-1	-2	0	-10
<i>CWC</i> (0,0049 ; 2,19)	-20	-4	-6	-10	-46
HAIC					
<i>CWC</i> (α_β ; β_σ)	-20	-6	-10	-16	-42
<i>CWC</i> ($\alpha_{\beta,T}$; β_σ)	-8	-1	-4	-7	-13
<i>CWC</i> (α_T ; β_T)	-8	-2	-5	-7	-13
<i>CWC</i> (0,0038 ; 2,08)	-21	-7	-12	-16	-44

Tableau V. 6 : différences entre *erreur_{Z,T}* et *erreur_Z* en fonction des paramétrisations des relations m(D).

5.3.3 Impact de l'aspect ratio moyen sur les relations Z-CWC et Z-CWC-T

Les résultats du Tableau V. 3 montrent que la prise en compte de la température dans des paramétrisations Z-CWC-T par rapport à Z-CWC génère des $erreur_{Z,T}$ - $erreur_Z$ différentes pour les 4 différents systèmes convectifs. La température diminue de 2% les erreurs sur les $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ pour les MCS de MT2010, de 4% pour les MCS de MT2011, de 8% pour les MCS de HyMeX et de 9% pour les MCS de HAIC.

Pour les MCS de MT2010 la tendance moyenne montre que pour un facteur de réflectivité mesuré, le CWC calculé varie peu ; ce qui se traduit par des $erreur_Z$ et des $erreur_{Z,T}$ moyennes similaires. Pour les MCS de MT2011 l'impact de la température est plus prononcé, mais reste faible. La température a plus d'effet sur les MCS de HyMeX et les MCS de HAIC.

Le chapitre 4.1.1 stipule que l'aspect ratio moyen \overline{As} des hydrométéores est utilisé pour contraindre la simulation des facteurs de réflectivité. La Figure V. 8a montre une statistique de l'aspect ratio moyen \overline{As} , qui a été utilisé pour calculer les CWC contenus dans les systèmes convectifs avec la méthode Z-2D. Le 1^{er} et 99^{ème} percentile décrivent les intervalles de variabilité de \overline{As} :

- Pour les MCS de MT2010 la moyenne de \overline{As} est constante en fonction de T ($\overline{As} \approx 0,55$), pour un intervalle de variabilité [0,5 ; 0,65].
- Pour les MT2011 la moyenne de \overline{As} augmente avec l'altitude : $\overline{As} \approx 0,55$ avec $\overline{As} \in [0,5 ; 0,75]$ à $T = 270$ K, et $\overline{As} \approx 0,6$ avec $\overline{As} \in [0,5 ; 0,65]$ à $T = 235$ K.
- Pour les MCS de HyMeX la moyenne de \overline{As} ainsi que son intervalle de variabilité (1^{er} et 99^{ème} percentiles) diminuent avec la température : $\overline{As} \approx 0,6$ et $\overline{As} \in [0,5 ; 0,8]$ à $T = 270$ K, $\overline{As} \approx 0,5$ et $\overline{As} \in [0,45 ; 0,6]$ à $T = 215$ K.
- Enfin pour les MCS de HAIC \overline{As} diminue avec l'altitude : $\overline{As} \approx 0,6$ avec $\overline{As} \in [0,45 ; 0,73]$ à $T = 265$ K, et $\overline{As} \approx 0,55$ avec $\overline{As} \in [0,55 ; 0,62]$ à $T = 220$ K

De plus, les fonctions de distribution de probabilité (PDF) de \overline{As} montrent des comportements différents selon les systèmes convectifs étudiés (Figure V. 8b). Pour les MCS de MT2010 la PDF de \overline{As} est resserrée sur sa probabilité maximum autour de $\overline{As} \approx 0,55$, un second mode plus négligeable est visible pour $\overline{As} = 0,8$. Pour les MCS de MT2011, les pro-

babilités de $\overline{A_s}$ sont équivalentes entre $\overline{A_s} \approx 0,54$ et $\overline{A_s} \approx 0,63$. La PDF obtenue pour les MCS de HyMeX montre 2 modes, le premier pour $\overline{A_s} = 0,5$ et le second pour $\overline{A_s} \approx 0,58$. La PDF de $\overline{A_s}$ pour les MCS de HAIC est similaire à celle des MCS de MT2010, avec un mode moins resserré sur le maximum de la PDF pour $\overline{A_s} \approx 0,54$.

L'amélioration de l'erreur sur $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ avec un CWC modélisé par une paramétrisation Z-CWC-T (comparée a une paramétrisation Z-CWC) semble liée aux variation de $\overline{A_s}$ avec la température.

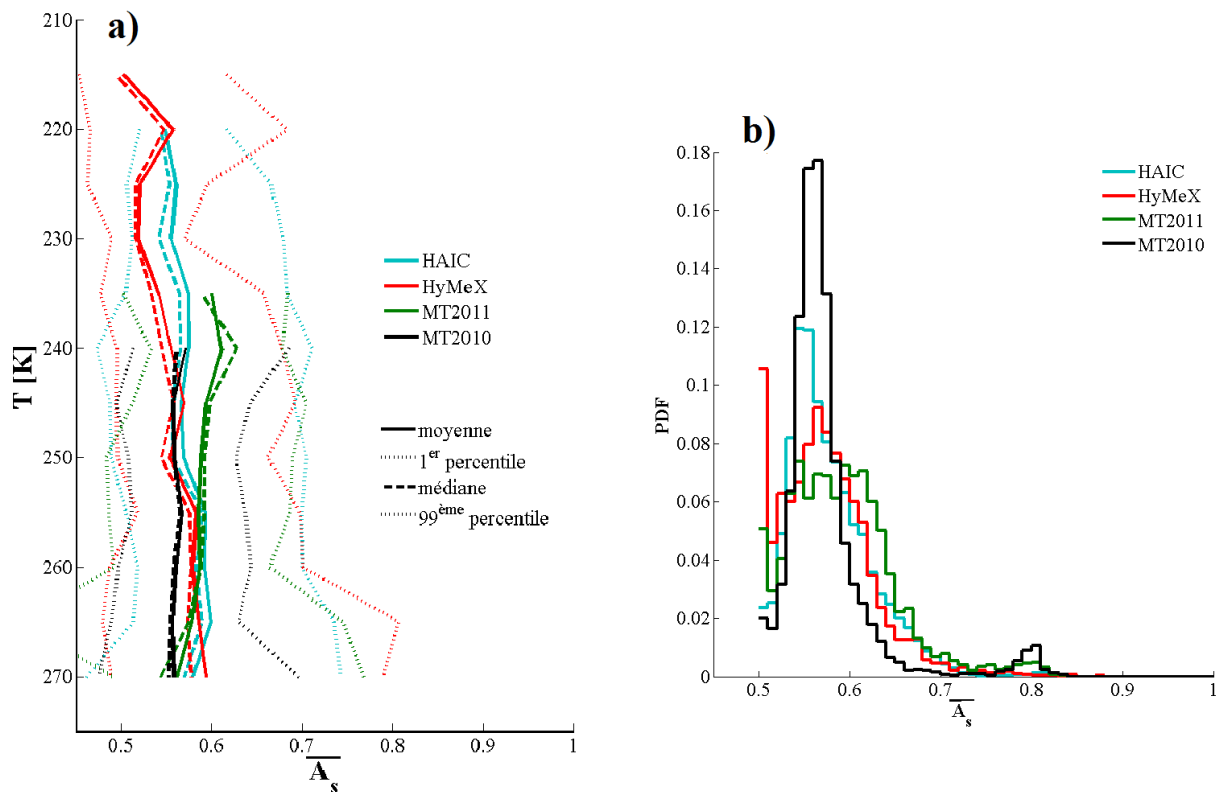


Figure V. 8: a) Aspect ratio moyen sur l'axe des x , en fonction de la température sur l'axe des y . b) PDF de l'aspect ratio moyen.

5.4 Synthèse des résultats

Cette section présente une synthèse des résultats obtenus à partir des données microphysiques calculées pour les systèmes convectifs observés, avec notamment l'observation d'une variabilité verticale prononcée et quantifiable, ainsi qu'une variabilité horizontale également importante mais moins clairement quantifiable concernant ses tendances des paramètres mi-

crophysiques dans les MCS étudiés dans le cadre de cette thèse. Pour les 4 catégories de MCS observés, la concentration totale du nombre d'hydrométéores N_T et l'exposant β de la relation $m(D)$ varient peu en moyenne verticalement par rapport à leurs variations horizontales. Cependant, il est observé une décroissance du pré-facteur α de la relation $m(D)$ en fonction de la température. En général, la variabilité verticale des coefficients de la relation $m(D)$ peut être reproduite en fonction de la température. Cependant la variabilité horizontale ne semble pas pouvoir être seulement modélisée par une fonction qui lie les deux coefficients α et β de la relation $m(D)$. Pour finir, il est observé une décroissance du diamètre médian massique avec la température pour les 4 catégories de MCS observés dans cette thèse.

Toutefois des différences ont été observées entre les différents profils des 4 types de système convectifs étudiés dans ce chapitre.

Pour le système convectif de la mousson Africaine (MT2010) :

- ✓ Sa fonction qui modélise α en fonction de β permet de calculer de plus grand α pour $\beta < 2,2$ et l'accroissement $\Delta\alpha/\Delta\beta$ est plus petit comparé à ceux des autres types de MCS.
- ✓ Ses concentrations moyennes du nombre d'hydrométéores entre $T = 240$ K et $T = 255$ K sont supérieures à celles des autres types de MCS.
- ✓ Son 1^{er} percentile de N_T est plus grand que pour les autres systèmes convectifs.
- ✓ Ses α et ses β moyens sont supérieurs à ceux des autres types de MCS entre $T \in [270 ; 240]$ K.
- ✓ Ses CWC sont supérieurs à ceux des autres types de MCS et varient peu entre $T \in [270 ; 240]$ K.
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T sont similaires en terme d'erreur moyenne, avec une erreur moyenne par rapport aux $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ inférieur à 25%.
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T calculées à partir des paramétrisations de la relation $m(D)$ sont similaires en termes d'erreur moyenne, avec une erreur moyenne inférieure à 40%.
- ✓ Son diamètre massique médian $D_{med} \approx 500\mu\text{m}$ à $T = 240$ K et $D_m \approx 1,5$ mm à $T = 270$ K.
- ✓ Sa moyenne de \overline{As} est constante en fonction de la température.

Pour le Système Convectif de l'Océan Indien (MT2011):

- ✓ Sa fonction qui modélise α en fonction de β permet de calculer de plus grand α pour $\beta > 2,2$.
- ✓ Sa moyenne de β décroît avec la température à partir de $T = 260\text{K}$.
- ✓ Ses CWC moyens diminuent avec la température avec une pente plus importante comparée aux MCS de HyMeX.
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T sont proche en terme d'erreur moyenne, avec des erreurs moyennes de 39% et 35% par rapport aux $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$.
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T calculées à partir des paramétrisations de la relation $m(D)$ sont similaires en termes d'erreur moyenne, avec une erreur moyenne qui atteint 70%, mais avec une erreur médiane de 37%.
- ✓ Son diamètre massique médian $D_{med} \approx 300\mu\text{m}$ à $T = 235\text{ K}$ et $D_m \approx 1\text{ mm}$ à $T = 270\text{ K}$.
- ✓ Sa moyenne de \overline{As} diminue en fonction de la température.

Pour le système convectif des côtes de la mer Méditerranée (HyMeX):

- ✓ Sa fonction qui modélise α en fonction de β fournit des α inférieurs à ceux observés pour les mêmes valeurs dans les MCS de MT2010 et MT2011.
- ✓ Ses moyennes N_T sont supérieurs à celles calculées pour les autres types de systèmes convectifs entre $T = 270\text{ K}$ et $T = 255\text{ K}$.
- ✓ Ses CWC moyens diminuent avec la température
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T sont différentes en termes d'erreur moyenne, avec des erreurs moyennes de 43% et 36% par rapport aux $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$.
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T calculées à partir des paramétrisations de la relation $m(D)$ sont différentes en termes d'erreur moyenne, avec une erreur moyenne qui atteint 65%, mais avec une erreur médiane de 35%.
- ✓ Son diamètre massique médian $D_{med} \approx 300\ \mu\text{m}$ à $T = 210\text{ K}$ et $D_m \approx 1\text{ mm}$ à $T = 270\text{ K}$.
- ✓ Sa moyenne de \overline{As} augmente en fonction de la température.

Pour le système convectif de la mousson Nord-Australienne (HAIC-HIWC):

- ✓ Sa fonction qui modélise α en fonction de β fournit des α inférieurs à ceux observés pour les mêmes valeurs dans les MCS de MT2010 et MT2011 (comme pour les MCS de HyMeX).

- ✓ Ses CWC moyens varient peu en fonction de la température, en moyenne $CWC \approx 0,5 \text{ g m}^{-3}$
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T sont différentes en termes d'erreur moyenne, avec des erreurs moyennes de 36% et 28% par rapport aux $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$.
- ✓ Ses paramétrisations Z-CWC et Z-CWC-T calculées à partir des paramétrisations de la relation $m(D)$ sont différentes en termes d'erreur moyenne, avec une erreur moyenne qui est $\approx 31\%$.
- ✓ Son diamètre massique médian $D_{med} \approx 250 \mu\text{m}$ à $T = 220 \text{ K}$ et $D_m \approx 2 \text{ mm}$ à $T = 270 \text{ K}$.
- ✓ Sa moyenne de \overline{As} augmente en fonction de la température.

Chapitre 6 : Conclusions et Perspectives

6.1 Conclusions

La masse des hydrométéores est un sujet d'étude récurrent dans la physique du nuage (Locatelli et Hobbs 1974 ; Mitchell 1996 ; Brown and Francis 1995 ; Heymsfield et al. 2002 ; Lawson and Baker 2006 ; McFarquhar et al. 2007 ; Heymsfield et al. 2010a ; Bouniol et al. 2010 ; Heymsfield et Westbrook 2010 ; pour n'en citer que quelques unes). Elle y est en générale décrite en fonction de la taille des hydrométéores glacés, et modélisée par une loi puissance : $m(D_{max}) = \alpha D_{max}^{\beta}$ (relation $m(D)$).

L'objectif de cette étude est aussi la modélisation de la masse des hydrométéores en fonction de leur taille, et plus spécifiquement dans les MCS à partir des données récoltées lors des campagnes MT2010, MT2011, HyMeX et HAIC-HIWC. Ces 4 campagnes concernent 4 catégories de système convectif, pour différentes locations sur le globe terrestre. La campagne MT2010 s'intéresse au MCS de la mousson Africaine durant les mois de juillet et aout 2010 (Système Convectifs Tropical Continental), tandis que la campagne MT2011 examine les systèmes convectifs de l'océan indien durant les mois de novembre et décembre 2011 (Système Convectifs Tropical Océanique). La campagne HyMeX analyse les systèmes convectifs qui se développent au nord ouest de la mer Méditerranée en début de l'automne 2012 (Système Convectifs Côtier de moyenne Latitude). Pour finir, la campagne HAIC-HIWC a exploré les systèmes convectifs qui se sont développés durant la mousson Nord-Australienne de janvier à mars 2014 (Système Convectifs Côtier Tropical).

Durant les 4 campagnes de mesures, des données microphysiques ont été mesurées à partir d'instruments embarquées sur le Falcon 20 de SAFIRE, tels que des instruments optiques pour enregistrer les images des hydrométéores et un radar nuage pour mesurer les facteurs de réflectivité au-dessus et en-dessous de l'avion. Après analyse, ces instruments ont permis de restituer les PSD et des paramètres statistique sur la forme des hydrométéores (relation surface-diamètre $S(D)$ et aspect-ratio moyen \overline{As}), ainsi que les facteurs de réflectivité à 94GHz à l'altitude de vol de l'avion.

Dans un premier temps, des simulations de facteur de réflectivité sont effectuées pour calculer un CWC moyen (\overline{CWC}) à partir des PSD, de \overline{As} et des facteurs de réflectivité mesurés. La méthode de la T-matrice est utilisée pour simuler les facteurs de réflectivité des hydrométéores, où les hydrométéores sont considérés comme des sphéroïdes oblates de même

aplatissement (égale à \overline{As}) mais de taille et de masse variable. La masse des hydrométéores est décrite par la relation $m(D)$ et leurs propriétés électromagnétiques découlent de cette relation. Les coefficients de la relation $m(D)$ étant inconnus, dans un premier temps, toutes les solutions possibles sont explorées. Pour de multiples couples de solution (α_i et β_i), permettant de simuler le facteur de réflectivité observé à un instant donné, les $CWC(\alpha_i, \beta_i)$ sont calculés. Ainsi, pour un même facteur de réflectivité plusieurs $CWC(\alpha_i, \beta_i)$ sont déduits, avec leur moyenne \overline{CWC} par pas de temps. Sur l'ensemble des campagnes, la déviation maximum par rapport au \overline{CWC} , est en moyenne de 27% (médiane de 28% et 90^{ème} percentile de 43%).

Durant la campagne HAIC-HIWC, les CWC ont pu être mesurés directement avec une veine de prélèvement iso-cinétique (IKP) liée à un hygromètre, ce qui a permis de comparer les résultats depuis les simulations avec une mesure directe. Environ 80% des différences entre les CWC mesurés par la IKP et les \overline{CWC} calculés à partir des simulations des facteurs de réflectivité sont inférieures ou égales à 50%, avec un rapport moyen entre les 2 CWC qui est proche de 1 (0,98). Une autre méthode de calcul des CWC est utilisée pour calculer les CWC des MCS à partir des données géométriques des images seulement (Lawson and Baker 2006). Pour cette méthode le rapport moyen entre les CWC mesurés et les CWC calculés est de 1,44 avec un biais important qui évolue en fonction des CWC.

Pour les autres campagnes, le rapport entre les CWC calculés à partir des 2 méthodes (T-matrice et Baker and Lawson 2006) varie d'une campagne à l'autre. Pour HyMeX la moyenne se situe autour de 1,54. Pour la campagne MT2011, la moyenne de ce rapport est de 1,13. Pour finir, le rapport moyen pour la campagne MT2010 est de 0,96.

A l'exception de la campagne MT2010, la méthode de Baker and Lawson (2006) fournit des CWC plus grands que les CWC obtenus avec les simulations des facteurs de réflectivité (méthode Z-2D). De plus, la méthode de Baker and Lawson (2006) surestime les CWC mesurés, donc ne semble pas adaptée pour calculer les CWC dans les systèmes convectifs des campagnes MT2011, HyMeX et HAIC. En effet cette méthode est une relation empirique déterminée à partir de cristaux de glace précipités au sol, qui se sont formés dans une tempête hivernale en Californie, Etats Unis. Il est donc possible, malgré la volonté des auteurs de prendre en compte un maximum de variétés d'hydrométéores différents, que cette méthode ne soit pas appropriée pour tous les types de cristaux de glace dans d'autres systèmes nuageux.

Cette étude a choisi d'abord de modéliser la surface projetée des hydrométéores en fonction de leurs tailles avec une loi puissance de $S(D_{max}) = \gamma D_{max}^{\sigma}$, à partir des images des hydrométéores enregistrées par les sondes optiques 2D-S et PIP. Les coefficients de la relation $S(D)$ varient au cours du déplacement de l'avion dans les MCS. Une étude théorique, dédiée aux relations $m(D)$ et $S(D)$ de cristaux obtenues avec des modélisation numériques en 3D, a ensuite permis d'établir une relation entre l'exposant σ et l'exposant β : relation β - σ . Cependant il existe une incertitude sur les valeurs des exposants σ (± 0.1) et β (± 0.21), liée à l'orientation naturelle des cristaux dans les nuages.

Schmitt and Heymsfield (2010) ont mené une étude similaire sur les agrégats de plaques, de colonnes et les rosettes. Leur étude est portée sur l'exposant fractal en 2 dimensions et en 3 dimensions (Tang and Marangoni 2006) des cristaux de glace de types agrégats. Contrairement aux relations $S(D)$ ou $m(D)$ qui sont calculées pour une population d'images ou de cristaux, un exposant fractal est calculé image par image et il peut varier selon le types de cristal et sa taille. Malheureusement, cette étude manque de précision sur la manière de moyenner les exposants fractals pour une population d'image d'hydrométéores différents. Pour autant, une relation linéaire entre l'exposant fractal 2D et l'exposant fractal 3D des hydrométéores est établie par Schmitt and Heymsfield (2010) pour des cristaux de types agrégats.

Pour les 4 campagnes de cette étude, les relations $S(D)$ sont calculées à partir des images enregistrées des hydrométéores. Ceci permet d'appliquer la relation β - σ déduite des simulations 3D de cristaux (et leurs projections 2D), donc de calculer l'exposant β de la relation $m(D)$. De là, le coefficient α est déduit des simulations des facteurs de réflectivités menées précédemment (méthode Z-2D). Ainsi la variabilité de la relation $m(D)$, dans les systèmes convectifs observés, est associée à la variabilité de la relation $S(D)$ des hydrométéores enregistrés. Les relations $m(D)$ calculées traduisent la variabilité des formes de cristaux de glace.

Uniquement pour la campagne HAIC-HIWC, les CWC déduits depuis les PSD et les relations $m(D)$ calculées à partir de la méthode Z-2D, sont comparés aux mesures directes des CWC. Les variations des CWC dans les MCS sont mieux représentées lorsque la variation des PSD est associée avec une relation $m(D)$ où les coefficients α et β varient, comparé à une relation $m(D)$ où les coefficients sont constant. Ce qui montre que la variation du contenu en glace dans les systèmes convectifs n'est pas seulement impactée par la variabilité des PSD,

mais aussi par la variabilité des formes des hydrométéores et de leurs masses en fonction de leurs tailles.

Une comparaison entre les coefficients α et β pour les 4 types de systèmes convectifs a montré que le coefficient α peut être modélisé en fonction de β . Ce résultat rejoint les résultats présentés par Heymsfield et al. (2010a) où α et β ont été calculés selon une autre méthode pour des cirrus de systèmes convectifs et des cirrus de type stratiforme. Les 6 relations entre pré-facteur α et β montrent toutes des tendances différentes, où pour un même β les α sont différents selon le type de MCS pour lesquels les coefficients α et β ont été calculés. Cependant pour les systèmes convectifs étudiés dans cette thèse, les coefficients de la relation $m(D)$ montrent que la température impacte la relation entre α et β . Notamment à β constant, α augmente avec la température.

A partir de leur étude sur les exposants fractals des hydrométéores, Schmitt and Heymsfield (2010) montrent une décroissance des paramètres α et β pour des systèmes convectifs observés au dessus de la Floride (sud des Etats-Unis) et au dessus du continent Nord Américain. Pour nos 4 catégories de systèmes convectifs, il est observé une décroissance de la moyenne avec l'altitude du coefficient α . Pourtant les variations de la moyenne de β sont peu prononcées en fonction de l'altitude et dépendent des types de MCS observés.

4 types de paramétrisation de la relation masse-diamètre ont été calculés pour chaque système convectif. Pour chacune des 4 paramétrisations développées, un CWC est calculé en utilisant en plus les PSD mesurés, pour garder notamment la variabilité des PSD.. La première paramétrisation (P1) de la relation $m(D)$ est une moyenne des coefficients α et β pour chaque campagne : relation $m(D)$ constante. Pour la deuxième paramétrisation (P2), α est calculé en fonction de β . Pour la troisième paramétrisation (P3) α est calculé en fonction de β et de la température. Enfin dans la quatrième paramétrisation (P4) α et β sont calculés en fonction de la température.

Les résultats fournis par les paramétrisations P1 et P2 sont équivalents, ils surestiment les CWC calculés depuis la méthode Z-2D pour les plus froides températures, et sous-estiment les CWC pour les plus chaudes températures. Les paramétrisations P3 et P4 sont aussi équivalentes et ne montrent pas de biais en fonction de la température par rapport aux CWC calculés depuis la méthode Z-2D, avec une erreur relative moyenne proche de 0% (1^{er} quartile $\geq -30\%$ et 3^{ème} quartile $\leq +30\%$). Cependant la surface entre les médianes de l'erreur relative et le 1^{er} quartile (et le 3^{ème} quartile respectivement) est plus grande pour les MCS de

MT2011 et les MCS de HyMeX, comparés à ceux observés pour les MCS de MT2010 et HAIC-HIWC. Le manque d'informations sur la variabilité horizontale de la relation $m(D)$ dans les MCS de MT2011 et HyMeX est responsable de l'augmentation des 1^{er} et 3^{ème} quartiles des erreurs relatives par rapport aux CWC calculés directement à partir de la méthode Z-2D.

P1 et P2 sont équivalentes alors que P1 est constante pour chaque type de MCS et que P2 varie en fonction des β qui sont calculés à partir des images des hydrométéores enregistrées. Bien que la P2 varie en fonction des images des hydrométéores, P2 n'améliore pas les résultats par rapport à P1, l'information de la relation entre α et β est inutile d'un point de vue statistique.

De même, les paramétrisations P3 (P2 améliorée avec la température) et P4 (P1 améliorée avec la température) sont équivalentes. A altitude constante P3 et P4 se différencient par le fait que P3 peut varier en fonction des images enregistrées des hydrométéores, alors que P4 reste constant. Les variations des coefficients en fonction de la température sont bien représentées, cependant à altitude constante les variations entre β et α sont encore mal définies. La contrainte entre α et β n'apporte pas plus de précisions sur les variations de α et β horizontalement, même lorsque β est connue. La relation entre α et β fait intervenir encore d'autres paramètres que la température (saturation par rapport à la glace, concentration des hydrométéores, noyaux glaçogènes, présence d'eau surfondue, présence d'un champ électrique, vitesse de chute...).

Ensuite ces paramétrisations P1, P2, P3 et P4 sont utilisées pour le calcul des relations Z-CWC. Dans la littérature ces relations sont souvent établies à partir de relations $m(D)$ paramétrées du même type que P1 (α et β constant). Pourtant, la variabilité spatio-temporelle des coefficients de la relation $m(D)$ doit être associée à la variabilité des hydrométéores (PSD, $m(D)$, forme en 3D/2D) pour décrire convenablement les CWC des MCS. Par conséquent, l'utilisation de paramétrisations différentes (plus ou moins adaptées pour différents systèmes nuageux) de la relation $m(D)$ pour établir des relations de types Z-CWC et Z-CWC-T peut donner des erreurs importantes d'interprétation. Les paramétrisations (de α et β) indépendantes de la température (P1 et P2) amènent à des erreurs importantes dans les paramétrisations Z-CWC. Pour P1 et P2 les relations Z-CWC-T réduisent les erreurs des relations Z-CWC de 10% à 20% sur les CWC déduit. Les paramétrisations (de α et β) qui sont fonction de la température (P3 et P4), ont des erreurs sur les CWC moins importantes comparées à

celles des relations Z-CWC pour les paramétrisations P1 et P2. Au-delà, pour P3 et P4 les paramétrisations Z-CWC-T réduisent les erreurs des relations Z-CWC de quelques pourcents à une dizaine de pourcents sur les CWC. L'usage des paramétrisations (de α et β) pour ensuite paramétrer Z-CWC-T (ou Z-CWC) génère des erreurs $erreur_{Z,T}$ (ou $erreur_Z$) considérables. En terme d'erreur $erreur_{Z,T}$, l'impact des paramétrisations $m(D)$ sur les calculs de CWC depuis les paramétrisations Z-CWC-T est plus importantes pour les MCS de MT2011 et de HyMeX, avec des $erreur_{Z,T}$ de 70% et 65%, respectivement. Pour les MCS de MT2010 et de HAIC cet erreur s'élève à 40% et 31%, respectivement. Dans tout les cas, les paramétrisations ont l'air de décrire insuffisamment les variations horizontales de la relation $m(D)$, alors que la variabilité verticale est mieux décrite soit par la paramétrisation de la relation $m(D)$, soit par la relation Z-CWC-T, ou les deux. Il semble que les MCS de HyMeX et de MT2011 ont des propriétés macro physiques et microphysiques différentes comparées à celles des MCS de MT2010 et HAIC. Surtout en ce qui concerne la variation horizontale (plus d'hétérogénéité liée à une plus petite échelle spatiale) des paramètres PSD et relation $m(D)$. La rupture du lien entre les coefficients α et β (même paramétré en fonction de la température) avec la température elle-même, due à une hétérogénéité horizontale trop importante désavantage plus les relations Z-CWC-T (et plus Z-CWC) des systèmes convectifs de MT2011 et HyMeX que les systèmes convectifs de MT2010 et HAIC.

Des relations Z-CWC et Z-CWC-T sont aussi calculées à partir des CWC calculés à partir de la méthode Z-2D (donc calcul direct en fonction du temps et non pas paramétrisation). Dans ce cas les erreurs des Z-CWC et Z-CWC-T sont largement inférieures aux erreurs des relations Z-CWC et Z-CWC-T calculées avec les paramétrisations des relations $m(D)$ (P1, P2, P3 et P4). Les CWC sont calculés à partir des facteurs de réflectivité mesurés ce qui augmente la corrélation entre les CWC et Z. Cependant, la réduction des erreurs avec les relations Z-CWC-T par rapport aux relations Z-CWC dépend des variations de \overline{As} des hydrométéores (\overline{As}) avec T. Les profils de \overline{As} en fonction de la température sont différents pour les 4 types de MCS, ce qui souligne que les hydrométéores ont des aspects ratios différents et sont distribués différemment selon les MCS. En moyennes les MCS de MT2010 ont des \overline{As} qui varient peu horizontalement et verticalement ($\overline{As} \approx 0,55$). Pour les MCS de MT2011 les \overline{As} moyens décroissent en fonction de la température, avec une gamme de valeurs possibles plus large que les autres systèmes ($0,54 < \overline{As} < 0,63$). Les MCS de HyMeX voient leurs \overline{As} augmenter en moyenne en fonction de la température, avec deux \overline{As} équiprobables : $\overline{As} \approx 0,5$ et $\overline{As} \approx 0,58$.

Pour les MCS de HAIC l' \overline{As} moyen augmente en fonction la température, avec une valeur moyenne observée de $\overline{As} \approx 0,54$.

Les profils moyens des concentrations totales du nombre d'hydrométéores (N_T), des coefficients α et β , ainsi que des CWC en fonction de la température ne sont pas identiques pour tout les MCS. Pour les MCS de MT2010 on observe des 1^{er} quartiles des CWC, α et N_T plus élevés que pour les autres types de MCS. Et les CWC moyens sont en moyenne proches de 1 g m^{-3} sur tout le profil vertical entre 272,5 K et 237,5 K. Pour les MCS de MT2011 et de HyMeX on observe une décroissance moyenne des CWC avec l'altitude, pour les MCS de MT2011 cette décroissance est encore plus prononcée. Pour HAIC la moyenne des CWC est approximativement constante en fonction de la température avec une valeur moyenne de $\sim 0,5 \text{ g m}^{-3}$. Les profils moyens de β varient peu en fonction de la température, cependant on observe une variation plus importante de β pour les MCS de MT2010 et de HyMeX entre 272,5K et 260K ($\sim 10\text{K}$ au dessus de la couche de fonte).

Les petits hydrométéores de tailles inférieures à $\sim 400 \mu\text{m}$ ont des concentrations (par μm et par litre) de 2 ordres de grandeurs supérieures aux hydrométéores de 1 mm. Les observations montrent une augmentation de la concentration des hydrométéores dont la taille est inférieure à $\sim 1 \text{ mm}$ avec l'altitude, alors que la concentration des hydrométéores dont la taille est supérieure à $\sim 1 \text{ mm}$ diminue avec l'altitude. Ceci rejoint les résultats de Heymsfield et al. (2002a) présentés pour d'autres systèmes convectifs tropicaux observés au-dessus du Brésil, de la Floride (Etats-Unis) et des Îles Marshall (Océan Pacifique).

Pour des intervalles de température comparables à tous les types de MCS les hydrométéores des MCS continentaux de MT2010 ont une masse supérieure à celle des hydrométéores de même taille par rapport aux autres MCS (en grande partie océaniques). De manière générale, la masse des hydrométéores de taille supérieurs à $\sim 1 \text{ mm}$ augmente avec la température. Pour les MCS de HyMeX et les MCS de HAIC-HIWC la gamme de température explorée est plus importante et la croissance de la masse des hydrométéores de taille inférieure à 1 mm est aussi remarquable. Les diamètres massique médian¹² diminuent avec l'altitude, de quelques centaines de micromètres à 240 K (et 220 K) à quelques millimètres à 270 K. Les gros hydrométéores sont plus lourds et tombent plus vite, ainsi les probabilités de les observer en plus grand nombre augmentent avec l'altitude qui diminue.

¹² Taille des hydrométéores pour laquelle 50% du CWC se situe en-dessous et au dessus.

Finale­ment, les parties stratiformes des MCS de la mousson Africaine ont des hydro­météores plus massiques comparés aux hydrométéores présents dans les autres MCS de cette étude. Comme pour les MCS de la mousson Africaine, les MCS de la mousson Nord-Australienne ont des propriétés microphysiques plus homogènes, comparés aux deux derniers systèmes convectifs qui sont les MCS de la mer Méditerranée et les MCS de l’océan Indien. Une paramétrisation des coefficients de la relation masse diamètre en fonction de la température semble suffisante pour représenter les MCS de la mousson Africaine et Nord-Australienne.

Dans les MCS de l’océan Indien, les gros cristaux de glace sont moins fréquents et il n’y a pas d’observation d’hydrométéores de tailles supérieures à 4 mm au dessus du niveau 245 K. Aussi, au dessus de 245 K, la diminution de la concentration des cristaux de glace de tailles supérieures à 700 μm est plus importante que dans les autres MCS. Pour ces systèmes convectifs de l’océan indien, le processus de croissance par agrégation semble moins efficace, avec au final des cristaux de glace de tailles moins importantes.

6.2 Perspectives

La méthode de restitution Z-2D et les données microphysiques récoltées au cours des 4 campagnes ont permis d’établir des profils moyens des propriétés microphysique des nuages convectifs dans différentes régions où peuvent se former des MCS. Cependant, les profils verticaux calculés dépendent des plans de vol du Falcon 20 dans les MCS, et des objectifs des missions scientifiques. Pour les missions scientifiques Megha-Tropiques et HyMeX les objectifs sont l’amélioration des connaissances des processus microphysiques dans les MCS qui sont liés aux rayonnements des hydrométéores dans les micro-ondes et les précipitations. Tandis que la mission HAIC-HIWC s’est concentrée sur les forts contenus en glace (en nombre et en masse), ce qui a dirigé les observations sur les zones les plus favorables à ce genre de phénomène.

Le radar nuage RASTA, est un atout pour l’extrapolation des résultats in-situ sur le profil vertical du nuage à chaque instant (Delanoë et al. 2014, 2005 ; Delanoë et Hogan 2008). Les paramètres tels que la concentration du nombre d’hydrométéores, la concentration massique de glace et les coefficients de la relation $m(D)$ calculés à l’altitude de vol du Falcon 20,

peuvent être mis en relation avec les facteurs de réflectivités et les vitesses de chutes des hydrométéores mesurés par RASTA. Ainsi les mesures des facteurs de réflectivité et des vitesses de chute des hydrométéores de la base du nuage jusqu'à son sommet permettent l'extrapolation des résultats microphysiques sur l'ensemble des MCS observés durant les 4 campagnes. Cela permettrait de confirmer ou d'infirmer les profils moyens (N_T , CWC, α , β et PSD) présentés dans cette études, afin d'apporter des conclusions plus générales sur les propriétés et les différences qui existent entre les 4 types de MCS étudiés.

La campagne HAIC-HIWC offre l'opportunité d'améliorer la méthode Z-2D. Les comparaisons entre les CWC mesurés par l'IKP et les CWC restitués par la méthode Z-2D doivent être poursuivies avec plus de précision. En effet, il est important d'évaluer l'efficacité de la méthode Z-2D pour les forts et les faibles contenus. Les faibles CWC ($<0,01 \text{ g m}^{-3}$) mesurés et restitués montrent un désaccord important, et les différences pour les hauts CWC ($>3 \text{ g m}^{-3}$) varient selon la concentration des plus petits hydrométéores présents.

L'étude présentée sur les propriétés microphysique de la glace dans les MCS, doit être prolongée par des études complémentaires sur la variabilité des différents paramètres observés et calculés (N_T , α , β , CWC, D_m , Z , T , P et les PSD). Il faut aussi explorer la paramétrisation de la relation $m(D)$ en séparant les zones convectives des zones stratiformes des MCS échantillonnés, ceci dans le but d'améliorer la compréhension des processus microphysique au sein des MCS. Les modèles de microphysique détaillés DESCAM 3D, et les modèles méso-échelle tels que WRF et Méso NH peuvent être des outils d'investigation afin de déterminer l'importance de certains paramètres pouvant décrire la variabilité des formes et de la masse des cristaux de glace dans les MCS. L'amélioration des modèles de transfert radiatifs tel que RTTOV et SHDOM 3D est aussi un axe d'investigation qui pourrait utiliser les résultats d'une étude plus aboutie sur les propriétés électromagnétiques des hydrométéores.

D'un point de vue plus technique, la modélisation 3D des cristaux de glace peut être utilisée pour approfondir les relations entre taille, surface et masse des hydrométéores à partir de leurs images et réduire les incertitudes sur les coefficients qui en sont déduis. L'ajout de principe physique tel que la chute des hydrométéores est à étudier. De plus la modélisation 3D peut aussi servir à évaluer et à améliorer les algorithmes de reconnaissance des formes des hydrométéores, ainsi que la classification des hydrométéores en fonction de leurs tailles.

Annexe A : Autres solutions pour le calcul des facteurs de réflectivité des hydrométéores

6.3 A.1. L'approximation de Rayleigh (diffusion élastique)

Tout d'abord on se place dans le cas le plus simple ; c'est-à-dire l'observation d'un spectre de gouttelettes d'eau liquide d'un diamètre médian de 1mm, observées par un Radar sol (5.5GHz). Les hypothèses se résument à observer des particules sphériques homogènes avec un paramètre de taille avoisinant $5,8 \cdot 10^{-2}$ ($X \ll 1$). Dans ces conditions, les gouttelettes sont approximées par un dipôle oscillant soumis à une OEM. Les sections de rétrodiffusion Radar sont décrites par la diffusion de Rayleigh de la manière suivante :

$$Q_{back} = \frac{\pi^5 \cdot |K_w|^2 \cdot D^6}{\lambda^4} \quad \text{A. 1}$$

Finalement, d'après l'équation III. 16, le facteur de réflectivité Radar d'une parcelle de nuage composée de gouttelettes de pluies peut-être simulé à partir de l'équation suivante connaissant la distribution des gouttelettes $N(D)$:

$$Z_{h \text{ ou } v} = 1000 \cdot \int_0^{\infty} N(D) \cdot D^6 dD \quad \text{A. 2}$$

6.4

6.5 A.2 Solution de Mie : diffusion d'OEM par des sphères

Dans le cas où les gouttelettes sont observées avec un radar nuage de type RASTA à ($\nu=94\text{GHz}$), les gouttelettes ont un paramètre de taille proche de 1 (0.98) ; ici l'approximation de Rayleigh n'est pas valable.

En 1908 Gustave Mie propose une solution aux équations de Maxwell pour décrire la variation des couleurs dues à la diffusion de la lumière par de petites particules d'or en suspension dans de l'eau. Cette solution permet de décrire la diffusion d'une onde plane électromagnétique par une sphère isotrope et homogène non magnétique. La démonstration de cette solution n'est pas faite ici, cependant il existe une démonstration rigoureuse dans Bohren and Huffman (1983, p. 13-123).

Soit \vec{S} le vecteur d'amplitude de diffusion, qui est une fonction de la taille, de la forme et de l'indice complexe de réfraction de la cible de manière générale. L'énergie renvoyée par cet objet est fonction de l'énergie qu'il reçoit I modulée par la valeur de \vec{S} à 180° (sens inverse de l'émission de l'OEM). Dans le cas d'un objet diffuseur isotrope (sphère), \vec{S} est indépendant du sens de la polarisation.

$$I \cdot Q_{back} = 4\pi \cdot \frac{I \cdot |\vec{S}(180^\circ)|^2}{k^2} \quad \text{A. 3}$$

La solution de Mie permet de calculer Q_{back} ¹³ pour une sphère, avec k le nombre d'onde. Le facteur 4π est une convention pour le calcul des sections de rétrodiffusion Radar égale à 4π fois la section de rétrodiffusion de la particule. Le code de Borhen et Huffman est le plus répandu pour le calcul de Q_{back} selon la solution de Mie, et est utilisé dans les travaux présentés ici lorsque l'aspect ratio moyen des hydrométéores est égal à 1.

¹³ Le Q_{back} calculée par le code de Borhen et Huffman est normalisée par la surface d'un disque de même diamètre, il convient de multiplier le Q_{back} par la surface du même disque en mm pour avoir une section de rétrodiffusion en mm^2

Cependant les hydrométéores en phase glace mesurés durant les campagnes étudiées, et en général présent dans les nuages, ne sont pas sphériques. Dans le chapitre II, on peut voir que les formes de cristaux possibles sont infinies, et qu'elles dépendent des modes de croissances successifs (diffusion de vapeur et/ou agrégation et/ou givrage) subit par les hydrométéores durant leurs vies. La solution de Mie ne semble pas la plus adaptée pour simuler le facteur de réflectivité des hydrométéores en phase glace.

6.6 A.3 L'approximation des dipôles discret

L'approximation des dipôles discret (DDA pour Discret-Dipôle Approximation ; Draine 1988 ; Draine and Flatau 1994), découpe les cibles en dipôles primaires de taille unique (Figure A. 1). La précision du modèle est fonction de la taille des dipôles primaires d , de leurs nombres N , de la longueur d'onde ($k=2\pi/\lambda$) sous laquelle la cible est étudiée et de l'indice de réfraction complexe m de la matière qui constitue la cible.

$$|m| \cdot k \cdot d \leq 1 \quad \text{A. 4}$$

Ceci implique que la taille des dipôles primaires doit être petite comparée à la longueur d'onde se propageant dans la cible. Si le rayon effectif a_{eff} de la particule de forme quelconque est définis tel que :

$$a_{eff} = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot V}{4 \cdot \pi}} \quad \text{A. 5}$$

Avec V le Volume réel de la particule étudiée, l'équation devient :

$$N > \frac{4\pi}{3} \cdot |m|^3 \cdot (k \cdot a_{eff})^3 \quad \text{A. 6}$$

Avec $N(=V/d)$, donc pour des grands $|m|$ il faut que N soit grand. Une fois la discrétisation de la cible effectuée, le modèle calcul pour chaque dipôle sa polarisation. Cette polarisation est la contribution de l'effet des autres dipôles influencé par le champ électrique présent dans la cible ajouté au champ électrique émis sur la cible. Le modèle DDA permet de calculer en tout point de l'espace le champ électrique résultant de l'interaction entre la particule et l'OEM, et par conséquent la section de rétrodiffusion Radar Q_{back} .

A partir du modèle DDA, Liu (2008) a calculé pour différentes formes de cristaux issues du mode de croissance par diffusion de vapeur (colonnes, plaques, Bullet-rosettes et dendrites) des tables de rétro-diffusion radars, pour plusieurs fréquences d'émission et diamètres d'hydrométéores. Cependant leur utilisation n'est possible que si les particules enregistrées par les sondes sont reconnaissables.

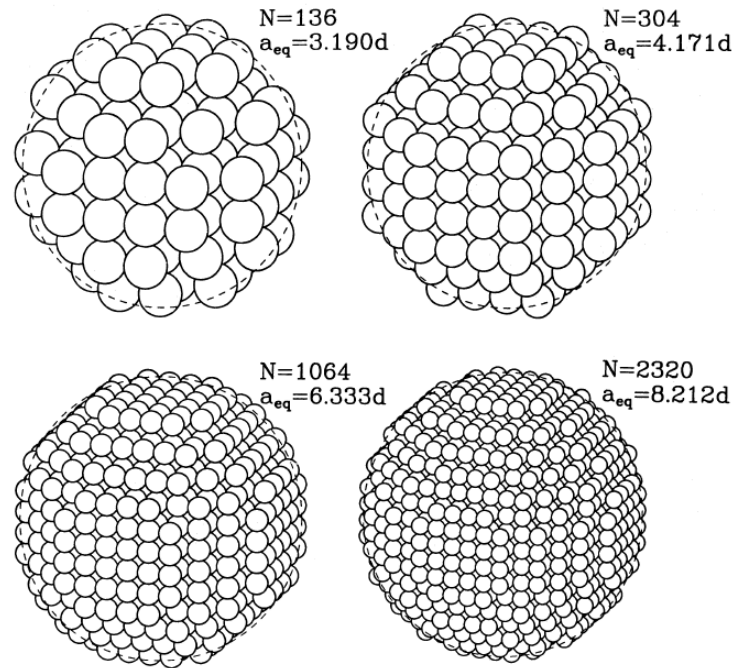


Figure A. 1 : exemple de 4 sphères discrétisées en plusieurs petits dipôles sphériques de tailles différentes.

6.7 A.4 Comparaison des modèles de simulations des facteurs de réflectivité Radar à 94 GHz

Cette section compare les résultats des simulations des sections de rétrodiffusion pour différents objets de glace. Les sections de rétrodiffusion calculées selon la méthode de la T-matrice pour des sphéroïdes oblates de différents aplatissements (ou l'Aspect ratio varie de 0,5 à 0,9), sont comparées à celles calculées pour des sphères selon l'approximation de Rayleigh et selon la solution de Mie et comparées aux calculs des sections de rétrodiffusion avec la DDA pour des colonnes hexagonales et des plaques hexagonales. Les simulations avec le modèle DDA sont faites sur moins de diamètres car elles sont plus gourmandes en temps de calcul. Dans la Figure A. 2 les sections de rétrodiffusion sont calculées en fonction du diamètre effectif a_{eff} (A. 5) de chaque type de formes. Jusqu'à $2a_{eff} \approx 1\text{mm}$ toutes les formes sui-

vent le modèle Q_{back} qui est proportionnel à D^6 . Passer ce seuil l'approximation de Rayleigh n'est visiblement pas adapté pour simuler le facteur de réflectivité des hydrométéores à 94GHz. Les simulations selon la solution de Mie et le modèle DDA pour une sphère sont en accord.

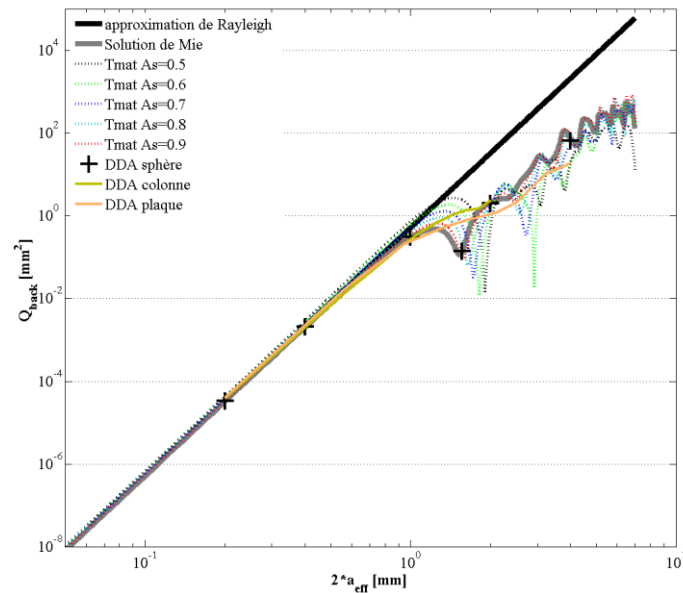


Figure A. 2 : sections de rétro-diffusion Q_{back} en mm^2 pour des hydrométéores de types sphériques, oblates sphéroïdes, colonnes et plaques, en phase glace en fonction de leurs diamètres effectif a_{eff} en mm.

La méthode de la T-matrice offre la possibilité de moduler la section-de rétrodiffusion en changeant l'aplatissement des sphéroïdes, alors que la solution de Mie ne le permet pas. Si on s'inspire de l'exemple d'une plaque et d'une colonne hexagonale de $a_{eff} = 2\text{mm}$ leurs Q_{back} sont différents, alors que leurs masses sont égales.

**Annexe B : Article publié dans *Atmospheric
Chemistry and Physics***



Constraining mass–diameter relations from hydrometeor images and cloud radar reflectivities in tropical continental and oceanic convective anvils

E. Fontaine¹, A. Schwarzenboeck¹, J. Delanoë², W. Wobrock¹, D. Leroy¹, R. Dupuy¹, C. Gourbeyre¹, and A. Protat^{2,*}

¹Université Blaise Pascal, Laboratoire de Météorologie Physique, Aubière, France

²Laboratoire Atmosphère, Milieux et Observations Spatiales, UVSQ, Guyancourt, France

*now at: Center for Australian Weather and Climate Research, Melbourne, Australia

Correspondence to: E. Fontaine (e.fontaine@opgc.univ-bpclermont.fr)

Received: 9 January 2014 – Published in Atmos. Chem. Phys. Discuss.: 28 January 2014

Revised: 13 September 2014 – Accepted: 15 September 2014 – Published: 29 October 2014

Abstract. In this study the density of ice hydrometeors in tropical clouds is derived from a combined analysis of particle images from 2-D-array probes and associated reflectivities measured with a Doppler cloud radar on the same research aircraft. Usually, the mass–diameter $m(D)$ relationship is formulated as a power law with two unknown coefficients (pre-factor, exponent) that need to be constrained from complementary information on hydrometeors, where absolute ice density measurement methods do not apply. Here, at first an extended theoretical study of numerous hydrometeor shapes simulated in 3-D and arbitrarily projected on a 2-D plan allowed to constrain the exponent β of the $m(D)$ relationship from the exponent σ of the surface–diameter $S(D)$ relationship, which is likewise written as a power law. Since $S(D)$ always can be determined for real data from 2-D optical array probes or other particle imagers, the evolution of the $m(D)$ exponent can be calculated. After that, the pre-factor α of $m(D)$ is constrained from theoretical simulations of the radar reflectivities matching the measured reflectivities along the aircraft trajectory.

The study was performed as part of the Megha-Tropiques satellite project, where two types of mesoscale convective systems (MCS) were investigated: (i) above the African continent and (ii) above the Indian Ocean. For the two data sets, two parameterizations are derived to calculate the vertical variability of $m(D)$ coefficients α and β as a function of the temperature. Originally calculated (with T-matrix) and also subsequently parameterized $m(D)$ relationships from this study are compared to other methods (from literature) of calculating $m(D)$ in tropical convection. The significant

benefit of using variable $m(D)$ relations instead of a single $m(D)$ relationship is demonstrated from the impact of all these $m(D)$ relations on Z-CWC (Condensed Water Content) and Z-CWC- T -fitted parameterizations.

1 Introduction

The French–Indian satellite Megha-Tropiques (MT), launched in 2011, is primarily devoted to improve our knowledge about the life cycle of tropical convective systems over ocean and continents, the environmental conditions for their formation and evolution, their water budget, and the associated water vapor transport. The most relevant instrument on the MT satellite for cloud studies is the MADRAS microwave imager having nine frequencies (18.7 GHz to 157 GHz). Similar satellite missions for tropical cloud studies were TRMM (Tropical Rainfall Measurement Mission, Huffman et al., 2007; Jensen and Del Genio, 2003) or SSM/I (Special Sensor Microwave/Imager, Spencer et al., 1989). To retrieve the surface rain rate from the brightness temperatures measured by above satellite missions, retrieval algorithms, as for example BRAIN (Viltard et al. 2006), are used, which have major sources of uncertainty due to the variability of the density of ice crystals in the tropical atmosphere.

With the overall objective to learn more about the variability of microphysical properties (in particular density) of ice crystals in tropical convective clouds, two aircraft campaigns

(detailed in Sect. 2) were conducted within the frame of the MT project.

The main focus of this study is to characterize the statistical relationship between the mass and the length (hereafter $m(D)$) of ice crystals by developing a retrieval technique that combines radar reflectivity and particle imagery, in order to produce reliable calculations of the condensed water content (CWC) as a function of time and along flight trajectory. This study focuses on the variability of the $m(D)$ power law relationship in tropical convective clouds. Several previous studies have shown significant variability in $m(D)$ including pre-factor and exponent of the power law for different flights within one and the same aircraft campaign (McFarquhar et al., 2007; Heymsfield et al., 2010a, hereafter denoted H10). Concerning the ice crystal growth by pure vapor diffusion it is well known that the crystal habit is primarily a function of temperature and supersaturation (Bailey and Hallett 2004, 2009; Kobayashi 1993). In addition, collision growth processes (aggregation and riming) in dynamically more active clouds tremendously complicate the resulting crystal habits and associated properties (crystal geometry, density, optical properties). Therefore, and to improve our understanding of microphysical processes in clouds in general, it is necessary to get a more realistic description of ice crystals and particularly a description of their mass as a function of their size (Schmitt and Heymsfield, 2010; hereafter SH2010).

Cloud observations are often related to radar measurements or satellite observations and associated inversion algorithms. Thus, the forward modeling of the remote sensing signal (active or passive) and the retrieval of cloud microphysics is linked to the model capacity to simulate the radiative transfer through a population of ice crystals of complex habits. Numerous previous studies already related cloud radar reflectivity (usually at a frequency of 94 or 35 GHz) and in situ measurements of cloud microphysical properties. For instance, Protat et al. (2007) and Hogan et al. (2006) calculated the total water content assuming a constant mass–size relationship for all clouds. Derived Z–CWC relationships often need to be corrected as a function of temperature. This somewhat translates the lack of knowledge of the temperature dependency of mass–size relationships.

The most usual empirical expression used to predict the mass for various types of ice crystal shapes is formulated as a power law (Locatelli and Hobbs 1974; Mitchell 1996, hereafter M96; Heymsfield and Westbrook, 2010; McFarquhar et al., 2007) which is usually a function of the maximum length (hereafter D_{\max}) or the mean diameter (average of the maximum length in the y axis and the maximum value of x axis; (Brown and Francis 1995, hereafter BF95) of the 2-D hydrometeor images.

In this paper the mass m (in gram) is presented as a power law relation of D_{\max} (in centimeters):

$$m(D_{\max}) = \alpha \cdot D_{\max}^{\beta}. \quad (1)$$

In other studies the mass (and thus density) of hydrometeors was determined following various principles. For example, ice crystals were collected on a sheet of plastic or a Petri dish. After taking microphotographs of the crystals, these were melted to deduce their mass from the resulting hemispherical drops (Locatelli and Hobbs 1974; Mitchell et al., 1990). Another method used is to classify hydrometeors according to their crystal habits associated to specific $m(D)$ relations for individual habits, following the scheme given by Magono and Lee (1966). Furthermore, when the CWC mass concentration is measured directly with simultaneously 2-D images of hydrometeors, $m(D)$ relationships are derived from integral CWC data and corresponding particle size distributions (hereafter PSD) extracted from the images. BF95 used a Lyman- α absorption hygrometer (Nicholls et al., 1990) and a 2-D optical array probe (OAP) simultaneously to determine coefficients α and β for cirrus clouds. Heymsfield et al. (2002) developed an expression of the crystal mass as a function of D_{\max} and the area ratio A_r (the projected area of an ice particle normalized by the area of a disc having the same D_{\max}) for bullet-rosettes present in cirrus clouds. This approach was confronted with real measurements of CWC measured with a counterflow virtual impactor (Ogren et al. 1985) and corresponding 2-D images (OAP 2DC and 2DP) in cirrus clouds from airborne measurements. A detailed description of the particle habits which is needed for the previous approach was provided by the high resolution 2-D images from the cloud particle imager (CPI) (Lawson et al., 1998). (Heymsfield et al., 2002 then used the retrieved $m(D)$ relationships to compute Ka-band radar equivalent reflectivities, which are in good agreement with measured reflectivities.

Baker and Lawson (2006; hereafter B&L) introduced a new scheme which is a combination of fundamentals geometric parameters (perimeter, width, D_{\max} and projected area) of the 2-D images to deduce the mass of individual particles. This method was validated against the data set of Mitchell et al. (1990) and has the advantage of not requiring particle habit assumptions.

McFarquhar et al. (2007) derived vertical profiles of $m(D)$ relationships in the stratiform part of mesoscale convective systems (hereafter MCS) above the North American continent within and below the melting layer. α and β coefficients were calculated from measured reflectivities and PSD deduced from the OAP 2DC and 2DP probes.

SH2010 have simulated the aggregation of plates or columns. Therein, fractal 2-D and 3-D analyses, calculated from the box counting method (Tang and Marangoni 2006), suggested that the fractal coefficient in the 3-D space is equal to β . This allowed deriving a relationship that calculates the exponent β from the 2-D fractal dimension of the 2-D images. Once β has been fixed, the pre-factor α is calculated from the area measurement with OAP of ice hydrometeors.

H10 have calculated $m(D)$ coefficients by minimizing the differences with measured CWC for different airborne

campaigns. They demonstrate that a strong relationship exists between α and β coefficients, which was mathematically demonstrated with a gamma distribution parameterizing the PSD. Furthermore, they argue that the BF95 relationship overestimates the prefactor α for stratiform clouds, whereas α is underestimated for convective clouds.

In our study, bulk CWC measurements were either not performed (MT2010) or of limited value for MT2011. A deep cone unattended version of the Nevzorov probe was installed under the fuselage, showing some enrichment due to ice crystals bouncing from the aircraft skin. In addition, a relatively high offset led to probe saturation at roughly 1 g m^{-3} .

In order to calculate CWC, cloud ice density of hydrometeors needs to be derived from joint analysis of the radar reflectivity measured by the 94 GHz cloud radar, RASTA (Protat et al. 2009), and cloud particle images measured simultaneously with 2-D array probes on the same aircraft. The α and β coefficients are constrained from particle imagery and from theoretical simulations of ice crystal images, combined with subsequent simulations of cloud reflectivities compared to measured ones. In the following Sect. 2 the MT aircraft campaigns and corresponding in situ microphysical measurements are described. The methodology to retrieve $m(D)$ coefficients for CWC calculations from the variability of the hydrometeor images and corresponding radar reflectivity measurements is presented in Sect. 3. Section 4 then presents results on the variability (every 5 s during flight) of calculated $m(D)$ coefficients. Then the coefficients are parameterized (as a function of temperature, also mean value) and compared with existing $m(D)$ relations. All these $m(D)$ relations are applied to data sets of the two MT flight campaigns, thus calculating CWC, in order to study their impact on Z-CWC and Z-CWC- T parameterizations fitted to corresponding measured reflectivity data.

2 Cloud data from the Megha-Tropiques flight campaigns

Two airborne measurement campaigns were conducted with the French Falcon 20 research aircraft from SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement). During the first campaign, The Falcon20 was flown out from Niamey (Niger) in August 2010 (hereafter MT2010) during the monsoon season above the West African continent. The second campaign was conducted above the Indian Ocean between November and December 2011 (hereafter MT2011) at Gan (Maldives).

While African continental MCS in the monsoon seasons are due to the convergence of wet colder air masses from the ocean with dry warmer air masses, the convection over the Indian Ocean is due to the buoyancy of wet air masses leading to weaker convection in our case. Further studies (Cetrone and Houze, 2009; Frey et al., 2011) have discussed differences in the intensity of tropical convection between

pure continental African MCS and more maritime MCS with some continental influence (for example South Asia for oceanic convection north of Australia). These studies conclude on deeper convective systems and strongest precipitation for African MCS as compared to oceanic convection. This means that growth processes of hydrometeors in oceanic convection were to a non-negligible extent due to vapor diffusion, which produced many dendrites and plates that were observed. In contrast, for West African MCS the hydrometeor growth is more influenced by riming and aggregation processes, thus leading to observations of abundant ice crystal aggregates and graupel-type particles.

A brief description of the research flights and sampled convective cloud systems selected for this study is presented in Table 1. Cloud systems observed during MT2010 were typically MCS, consisting of a convective and a trailing stratiform part (Houze 2004). Most of the flights were performed in the stratiform part of these MCS within the temperature range down to -35°C . During MT2011, two types of systems were observed: in the first part of the campaign two MCS systems were sampled, whereas in the second part the convection was much less organized and only more isolated smaller systems were encountered. In general, flights were performed in the anvil at various constant altitude levels as close as possible and parallel to the convective line for MT2010. For MT2011 flight pattern were performed downstream the convective cell, but not crossing the most active part.

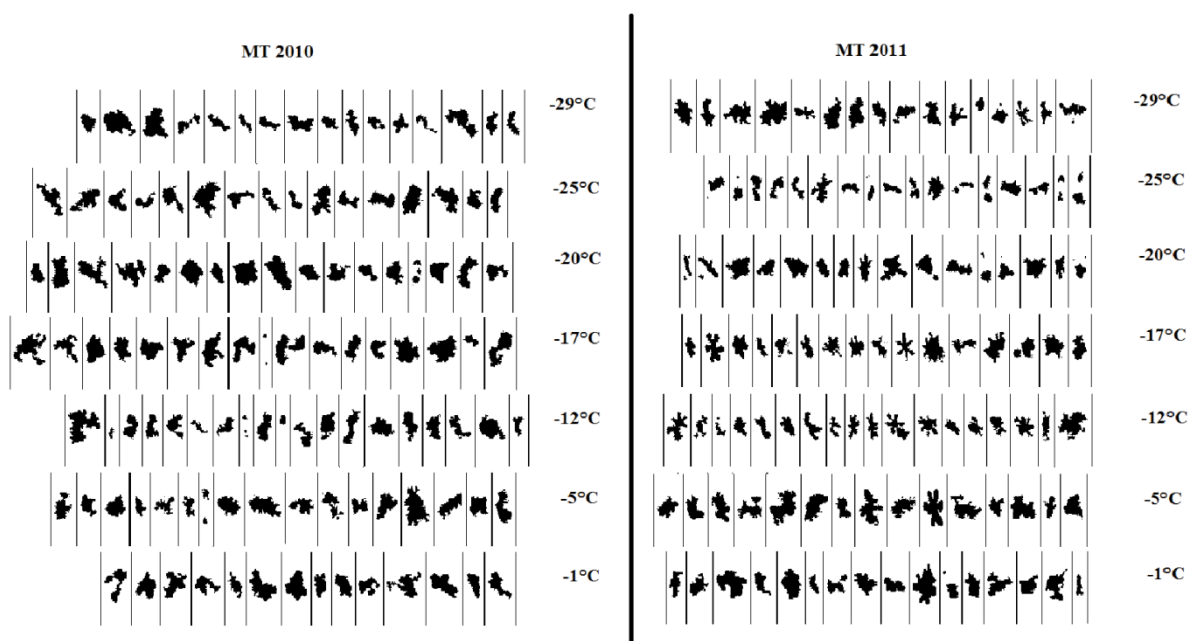
The Falcon 20 was equipped with active remote sensing and cloud-microphysics in situ instrumentation. Next to the Doppler cloud radar RASTA (Protat et al., 2009) in situ measurements of microphysical properties were performed using a new generation of optical array probes (OAPs): the 2-D stereo probe (2D-S) from Stratton Park Engineering Company (SPEC) Inc. which allows to monitor 2-D images in the size range $10\text{--}1280 \mu\text{m}$, and the precipitation imaging probe (PIP) from droplet measurement technologies (DMT) which measures hydrometeors in the size range of $100\text{--}6400 \mu\text{m}$.

Figure 1 presents exemplary 2-D images of ice crystals observed during the two campaigns. 2-D images are presented as a function of altitude. On the left side of Fig. 1 hydrometeors are shown that were observed in continental MCS, whereas on the right side hydrometeors observed in oceanic MCS are presented. In the two first levels (-1 and -5°C) hydrometeors are similar with one exception where at -5°C a dendrite shows up for MT2011. For other levels, ice crystal shapes are generally different. Besides aggregates, significant amounts of individual large pristine ice crystals such as dendrites (typically due to water vapor diffusion only) could be observed for MT2011, whereas 2-D images for MT2010 generally look more like aggregates (more or less rimed) and sometimes graupels.

In order to derive particle size distributions and aspect ratios from the 2-D images, standard corrections of the OAP data were performed. In particular, rejection of 2-D images

Table 1. List of Falcon 20 research flights used in this study.

Flight program	Flight number	Day	Hour (UTC)	Cloud type
MT2010 Continental	Flight 15	2010/08/06	16:10–19:00	MCS squall line
	Flight 17	2010/08/10	08:45–11:60	MCS squall line
	Flight 18	2010/08/13	13:20–16:25	MCS squall line
	Flight 19	2010/08/17	10:30–13:40	MCS squall line
	Flight 20	2010/08/17	23:35–02:40	MCS squall line
MT2011 Oceanic	Flight 45	2011/11/27	05:30–08:50	MCS ITCZ
	Flight 46	2011/11/27	15:15–18:25	MCS ITCZ
	Flight 49	2011/12/06	13:25–15:40	isolated convective system
	Flight 50	2011/12/08	06:00–09:00	isolated convective system

**Figure 1.** Examples of 2-D images recorded by the precipitation imaging probe PIP for MT2010 and MT2011. Selected hydrometeor images are presented as a function of temperature in °C and have sizes between 2 mm to 4 mm.

due to shattering (Field et al., 2006, Korolev and Isaac, 2005, Field et al., 2003) and also rejection of splashes were applied. The inter-arrival time based shattering analysis is performed continuously to packages of 2000 particles along the flight track and 2-D image data are corrected accordingly as a function of time. Moreover, reconstruction of truncated images which are only partially recorded was applied (Heymsfield and Parrish, 1978). Finally, the pixel resolution (10 μm for the 2D-S, 100 μm for the PIP) is corrected for the true air speed (Baumgardner and Korolev, 1997), in order to account for the fixed speed setting during data acquisition.

2-D images recorded with 2D-S and PIP probes were processed using the software developed at LaMP (Laboratoire

de Météorologie Physique) for CPI images (Lefèvre, 2007) and improved for black and white 2-D images in order to extract a large variety of geometrical parameters, such as maximum diameter D_{max} , width perpendicular to D_{max} direction, projected area (hereafter Sp), and perimeter. Then for each probe, the number particle size distribution (PSD) and the mean aspect ratio distribution (hereafter AsD) are calculated as a function of D_{max} . With these distributions we build composite distributions for PSD and AsD from both probes. The size range of these distributions spans from 50 to 6450 microns in D_{max} . Equations (2) and (3) describe the simple interpolation scheme used to build the composite number PSD, an analogue scheme is used to derive AsD composite

distributions.

$$\begin{aligned}
 \sum_{D_{\max}=50}^{D_{\max}<6450} N(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} &= \sum_{D_{\max}=50}^{D_{\max}<450} N_{2D-S}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} \\
 + C_1(D_{\max}) \cdot \sum_{D_{\max}=450}^{D_{\max}<950} N_{2D-S}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} \\
 + C_2(D_{\max}) \cdot \sum_{D_{\max}=450}^{D_{\max}<950} N_{PIP}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max} \\
 + \sum_{D_{\max}=950}^{D_{\max}<6450} N_{PIP}(D_{\max}) \cdot \Delta D_{\max}
 \end{aligned} \quad (2)$$

with

$$\begin{aligned}
 C_1(D_{\max}) + C_2(D_{\max}) &= 1; \\
 \text{and } C_2(D_{\max}) &= (D_{\max} - 450)/(950 - 450)
 \end{aligned} \quad (3)$$

These composite distributions are mainly composed of three parts. The first part, which comprises the size range of 50–450 microns, is made of pure 2D-S distributions (N_{2D-S}), whereas the third part between 950–6400 microns is purely taken from PIP (N_{PIP}) distributions. The intermediate second part is obtained by weighting the 2D-S and PIP distributions with a transfer function (Eq. 3) which increases the weight of the PIP and decreases the weight of the 2D-S data with increasing D_{\max} . The bin resolution of the composite distributions is given by ΔD_{\max} equal to 10 microns. Examples of PSD and AsD are presented in Fig. 2. Figure 2a shows the PSD composite distribution and the individual PSD of the individual probes. The AsD composite distribution is shown in Fig. 2b. It can be seen that the transfer function smoothes the transition from the 2D-S to the PIP. In the common size range [450 μm ; 950 μm] the two probes 2D-S and PIP are in rather good agreement. The 2D-S is most reliable and performing well up to particle sizes of 500 μm , beyond the 2D-S starts to be slowly affected by the truncation of the particles. This is why 2D-S images are taken into account with decreasing weight in the common size range [450 μm ; 950 μm]. In contrast, the PIP is rather reliable beyond 900 μm . Below 900 μm , the PIP particles are taken into account with increasing weight, in order to ensure the continuity of the composite PSD calculated from 2D-S and PIP probe images. PSD (also AsD) and RASTA reflectivities are synchronized and averaged over the same time step of 5 s (for better PSD statistics). RASTA reflectivities measured 300 m below (nadir) and 300 m above the aircraft (zenith) along the flight trajectory are linearly interpolated to estimate the radar reflectivity at flight level. The uncertainty of the radar reflectivity is about 2 dBZ, which takes into account measurement uncertainties and an eventual calibration error. For the MT data set it was calculated that the mean reflectivity difference between 300 m above and below the plane is in the order of 3 dBZ, which means a reflectivity difference between flight

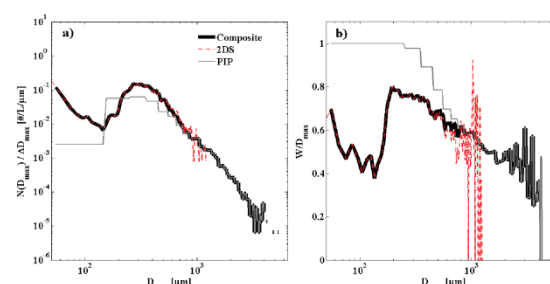


Figure 2. (a) Number size distributions (as a function of D_{\max}) of cloud particles. The dashed red line represents the 2D-S data, the grey line the PIP data, and the bold black line represents the composite particle number size distribution (PSD). (b) Aspect ratio of 2-D particles as a function of D_{\max} . Symbols for 2D-S and PIP as above. All curves (number size distributions and aspect ratios) represent an average over 5 seconds of measurements.

level and 300 m above or below of about 1.5 dBZ. This is less than the calibration and measurement error. Furthermore, the uncertainty in the measured concentrations of hydrometeors is estimated by the probe suppliers to be 20%. This uncertainty stems mainly from the calculations of the sampling volume.

3 Methodology of $m(D)$ retrieval: studying 2-D and 3-D aspects of hydrometeors

3.1 Simulations of artificial ice crystal shapes and associated $S(D)$ and $m(D)$

Optical array probes (OAPs) measure the shadow projection of 3-D cloud particles on a 2-D plan. Theoretical simulations of 3-D crystals were processed, and are described in more detail in Appendix A. The corresponding 2-D projections are based on the principle of randomly oriented 3-D particles projected on a 2-D plan. These 2-D images are processed with the same algorithm used for real particle images in order to deduce particle projected area S_p and maximum diameter D_{\max} of each random projection. Overall, 45 different kind of hydrometeors (or habits) were simulated and tested. Figure 3 shows some examples of arbitrarily oriented 3-D crystals (stellar, columns, plates, capped columns, rosettes, and aggregates thereof) that were projected onto a plan. For each habit type numerous simulations and orientations are performed, then the projected surface S_p is fitted as a function of D_{\max} (the relation is denoted $S(D)$; Eq. 4), and likewise the mass is fitted as a function of D_{\max} (see Eq. 1).

$$S(D_{\max}) = \gamma \times D_{\max}^\sigma \quad (4)$$

We assume random orientation, where each orientation has the same probability, and therefore not consider any possible effect of predominant orientation of hydrometeors during

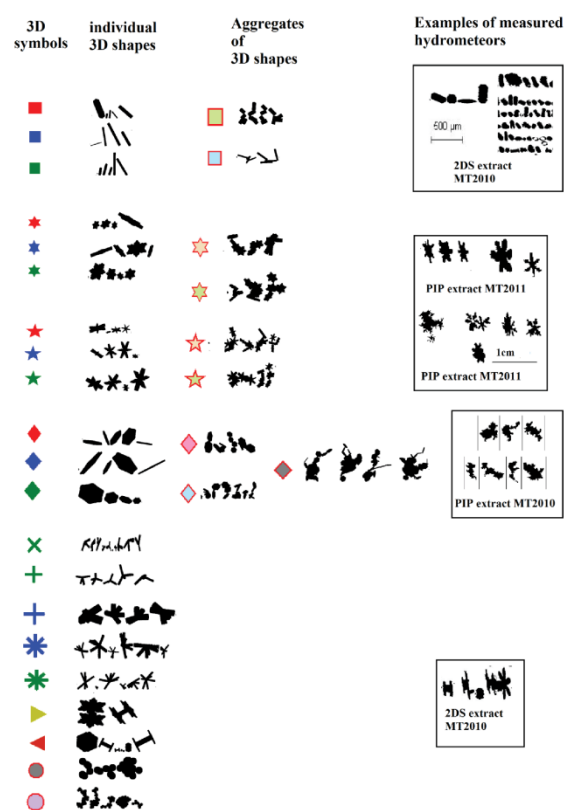


Figure 3. To the left are presented examples of 2-D projections of randomly oriented individual 3-D shapes (single hydrometeors) with their corresponding symbols as they are used in subsequent Fig. 4 and in Table 2. In the middle column are shown examples of aggregates composed of respective single individual shapes to the left. The right column shows examples of measured natural crystals resembling more or less the 3-D simulations with respective projections.

sampling. Probes are mounted under the wings at a distance of approximately 0.5 m, in addition, the probe tips exceed the wing leading edge. Deviations in exponents σ and β are further discussed in Appendix A. We assume extreme orientations for different habits, and analyze uncertainties of $S(D)$ and $m(D)$ relationships due to possible orientation of ice crystals.

Relationships $S(D)$ and $m(D)$ for each type of habit are fitted with power laws (Eqs. 1 and 4). The resulting exponents σ for $S(D)$ and β for $m(D)$ are shown in Fig. 4 and reported in Table 2. In order to compare with existing values of σ and β found in the literature, we have added the values given in M96. In addition, Table 2 summarizes the values and the associated symbols of each simulated particle habit. The linear relationship fitted for β related to σ for 45 simulated habits is presented in Eq. (5), which is valid for σ in the range

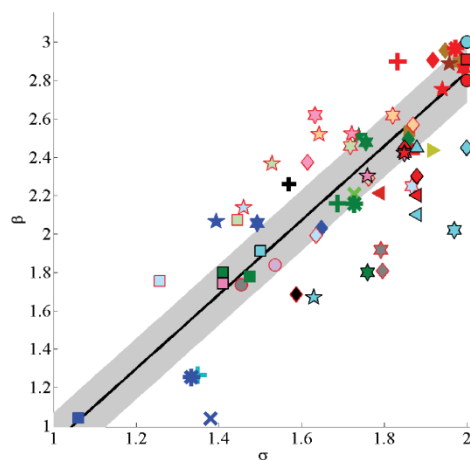


Figure 4. Exponent β of the $m(D)$ relationship as a function of the exponent σ of the $S(D)$ relationship. All data points either with red contours or without contours were deduced for a population of 1000 simulated 3-D shapes and corresponding projections. Symbols with red contours are deduced for 3-D aggregates of crystals of an elementary shape. Symbols with black contours stem from M96. The legend for symbols is given in Table 2. A linear fit of all simulated data is shown by the black line. The grey band represents the mean standard deviation (± 0.16).

[1.05;2], yielding values for β in the range [1;2.94].

$$\beta_{\sigma} (\pm 0.16) = 1.93 \cdot \sigma - 1.02 \quad (5)$$

There is no evidence of such a fit, neither in literature, nor in theory. From the obtained results one can notice that varying the linear ratio between H and L for plates (also valid for slender stellars, solid stellars, and rosettes) does not impact significantly σ and β , whereas a nonlinear ratio $H = \sqrt{L}$ has more impact on both exponents. The latter case produces results closer to measurements presented by M96 (Tab. 2), with simulations from our study resulting in $\sigma = 1.86$ and $\beta = 2.49$ and M96 measurements resulting in $\sigma = 1.85$ (for $D_{\max} < 100 \mu\text{m}$) and $\beta = 2.45$, respectively. For $D_{\max} > 100 \mu\text{m}$, results are not readily comparable with the M96 results as in their study random orientation is not assumed. Regarding columns, an increase of the ratio H/L has more impact on σ and β . As stated for hexagonal plates, also for columns the nonlinear ratio $L = \sqrt{H}$ brings the simulations closer to the M96 measurements, with $\sigma = 1.48$ and $\beta = 1.78$ for simulations (this study) and $\sigma = 1.41$ and $\beta = 1.74$ for the M96 measurements. Other habits from the M96 measurements are not comparable to our simulations.

In view of the results produced by the 3-D simulations, it seems that β (and also σ) does not relate much to the sphericity of the crystal shape, but more to how a population of ice crystals is growing in the 3-D space (axis x, y, z) as a function of its evolution in direction of its maximum length. The

Table 2. Ice crystal types and corresponding exponents σ and β of $S(D)$ and $m(D)$ relations. The symbols in the left column are subsequently used in Fig. 4 for individual ice crystal shapes. The first part of the table stems from Mitchell (1996) where random orientation is assumed for particles with $D_{\max} < 100 \mu\text{m}$ and horizontal orientation is assumed for particles beyond $100 \mu\text{m}$. The second part of the table stems from simulations.


































































symbol	Description	Range	σ	β
Ice crystal shapes from Mitchell (1996)				
	hexagonal plates	$15 \mu\text{m} < D_{\max} < 100 \mu\text{m}$	1.85	2.45
	hexagonal plates	$100 < D_{\max} < 3000 \mu\text{m}$	2	2.45
	hexagonal columns	$30 < D_{\max} < 100 \mu\text{m}$	2	2.91
	hexagonal columns	$100 < D_{\max} < 300 \mu\text{m}$	1.5	1.91
	hexagonal columns	$D_{\max} > 300 \mu\text{m}$	1.41	1.74
	rimed long columns	$200 < D_{\max} < 2400 \mu\text{m}$	1.41	1.8
	crystals with sector-like branches (P1b)	$10 < D_{\max} < 40 \mu\text{m}$	1.85	2.42
	crystals with sector-like branches (P1b)	$40 < D_{\max} < 2000 \mu\text{m}$	1.97	2.02
	broad-branched crystals (P1c)	$10 < D_{\max} < 100 \mu\text{m}$	1.85	2.42
	broad-branched crystals (P1c)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.76	1.8
	stellar crystals with broad arms (P1d)	$10 < D_{\max} < 90 \mu\text{m}$	1.85	2.42
	stellar crystals with broad arms (P1d)	$90 < D_{\max} < 1500 \mu\text{m}$	1.63	1.67
	densely rimed dendrites (R2b)	$1800 < D_{\max} < 4000 \mu\text{m}$	1.76	2.3
	side planes (S1)	$300 < D_{\max} < 2500 \mu\text{m}$	1.88	2.3
	bullet rosettes, five branches at -42°C	$200 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.57	2.26
	aggregates of side planes	$600 < D_{\max} < 4100 \mu\text{m}$	1.88	2.2
	aggregates of side planes, columns & bullets (S3)	$800 < D_{\max} < 4500 \mu\text{m}$	1.88	2.1
	assemblies of planar poly-crystals in cirrus clouds	$20 < D_{\max} < 450 \mu\text{m}$	1.88	2.45
	lump graupel (R4b)	$500 < D_{\max} < 3000 \mu\text{m}$	2	2.8
	hail	$5000 < D_{\max} < 25000 \mu\text{m}$	2	3
Simulations of ice crystal shapes				
	columns ($H = 5 * L$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.86	2.53
	columns ($H = 10 * L$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.87	2.44
	columns ($L = 160 \mu\text{m}$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.06	1.04
	columns ($L = \sqrt{H}$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.48	1.78
	thick star ($H = 0.2 * L$)	$200 < D_{\max} < 1200 \mu\text{m}$	1.98	2.89
	thick star ($H = 0.1 * L$)	$200 < D_{\max} < 1200 \mu\text{m}$	1.99	2.86
	thick stars ($H = 40 \mu\text{m}$)	$200 < D_{\max} < 1200 \mu\text{m}$	1.49	2.06
	thick stars ($H = \sqrt{L}$)	$200 < D_{\max} < 1200 \mu\text{m}$	1.76	2.48
	thin stars ($H = 0.2 * L$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.96	2.89
	thin stars ($H = 0.1 * L$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.94	2.75
	thin stars ($H = 40 \mu\text{m}$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.39	2.06
	thin stars ($H = \sqrt{L}$)	$100 < D_{\max} < 1000 \mu\text{m}$	1.74	2.51
	plates ($H = 0.2 * L$)	$200 < D_{\max} < 2000 \mu\text{m}$	1.95	2.96
	plates ($H = 0.1 * L$)	$200 < D_{\max} < 2000 \mu\text{m}$	1.92	2.91
	plates ($H = 40 \mu\text{m}$)	$200 < D_{\max} < 2000 \mu\text{m}$	1.65	2.03
	plates ($H = \sqrt{L}$)	$200 < D_{\max} < 2000 \mu\text{m}$	1.86	2.49
	rosettes ($L = 50 \mu\text{m}$; $N_{\max} = 3$)	$50 < D_{\max} < 500 \mu\text{m}$	1.37	1.04
	rosettes ($L = \sqrt{H}$; $N_{\max} = 3$)	$50 < D_{\max} < 500 \mu\text{m}$	1.69	2.21

Table 2. Continued.

	rosettes ($L = 100\mu\text{m}$; $N_{\text{max}} = 4$)	$100 < D_{\text{max}} < 1000\mu\text{m}$	1.39	1.26
	rosettes ($L = \sqrt{H}$; $N_{\text{max}} = 4$)	$100 < D_{\text{max}} < 1000\mu\text{m}$	1.65	2.16
	rosettes ($L = 0.5H$; $N_{\text{max}} = 5$)	$500 < D_{\text{max}} < 2000\mu\text{m}$	1.83	2.9
	rosettes ($L = 0.25H$; $N_{\text{max}} = 6$)	$500 < D_{\text{max}} < 2500\mu\text{m}$	1.78	2.97
	rosettes ($L = 100\mu\text{m}$; $N_{\text{max}} = 6$)	$100 < D_{\text{max}} < 1000\mu\text{m}$	1.42	1.25
	rosettes ($L = \sqrt{H}$; $N_{\text{max}} = 6$)	$100 < D_{\text{max}} < 1000\mu\text{m}$	1.66	2.16
	capped columns (2 thick stars: $L_2=2.5L_1$; $H=L_1$)	$150 < D_{\text{max}} < 1400\mu\text{m}$	1.79	2.21
	capped columns (2 plates: $L_2=2.5L_1$; $H=L_1$)	$150 < D_{\text{max}} < 1400\mu\text{m}$	1.92	2.43
	$8 < N_{\text{agg}} < 30$ thick stars ($H = \sqrt{L}$) individual diameter such : $300 < L < 400\mu\text{m}$	$1000 < D_{\text{max}} < 4000$	1.79	1.92
	$8 < N_{\text{agg}} < 30$ plates ($H = 0.1*L$) individual diameter such : $200 < L < 300\mu\text{m}$	$600 < D_{\text{max}} < 2000$	1.8	1.81
	$8 < N_{\text{agg}} < 30$ plates ($H = \sqrt{L}$) individual diameter such : $200 < L < 300\mu\text{m}$	$600 < D_{\text{max}} < 2500$	1.59	1.69
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; columns ($L = 160\mu\text{m}$) individual diameter such : $400 < H < 600$	$400 < D_{\text{max}} < 1500$	1.26	1.75
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; columns ($L = \sqrt{H}$) individual diameter such : $400 < H < 600$	$200 < D_{\text{max}} < 1000$	1.45	2.07
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thick stars ($H = 0.2*L$) individual diameter such : $400 < L < 600\mu\text{m}$	$400 < D_{\text{max}} < 3000$	1.82	2.62
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thick stars ($H = 0.1*L$) individual diameter such : $400 < L < 600\mu\text{m}$	$400 < D_{\text{max}} < 3000$	1.63	2.62
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thick stars ($H = 40\mu\text{m}$) individual diameter such : $400 < L < 600\mu\text{m}$	$400 < D_{\text{max}} < 3000$	1.87	2.25
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thick stars ($H = \sqrt{L}$) individual diameter such : $400 < L < 600\mu\text{m}$	$400 < D_{\text{max}} < 3000$	1.72	2.46
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thin stars ($H = 0.2*L$) individual diameter such : $300 < L < 600\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 2000$	1.64	2.52
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thin stars ($H = 0.1*L$) individual diameter such : $300 < L < 500\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 1500$	1.72	2.52
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thin stars ($H = 40\mu\text{m}$) individual diameter such : $300 < L < 500\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 1500$	1.46	2.14
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; thin stars ($H = \sqrt{L}$) individual diameter such : $300 < L < 500\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 2000$	1.53	2.37
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; plates ($H = 0.2*L$) individual diameter such : $300 < L < 500\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 2000$	1.87	2.57
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; plates ($H = 0.1*L$) individual diameter such : $300 < L < 500\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 1500$	1.61	2.37
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; plates ($H = 40\mu\text{m}$) individual diameter such : $300 < L < 500\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 1500$	1.64	1.99
	$2 < N_{\text{agg}} < 4$; plates ($H = \sqrt{L}$) individual diameter such : $300 < L < 600\mu\text{m}$	$300 < D_{\text{max}} < 1500$	1.76	2.29
	$3 < N_{\text{agg}} < 20$; spheres individual diameter such : $D = 60\mu\text{m}$;	$200 < D_{\text{max}} < 2000\mu\text{m}$	1.45	1.74
	$3 < N_{\text{agg}} < 50$; spheres individual diameter such : $D = 150\mu\text{m}$;	$100 < D_{\text{max}} < 1000\mu\text{m}$	1.54	1.84

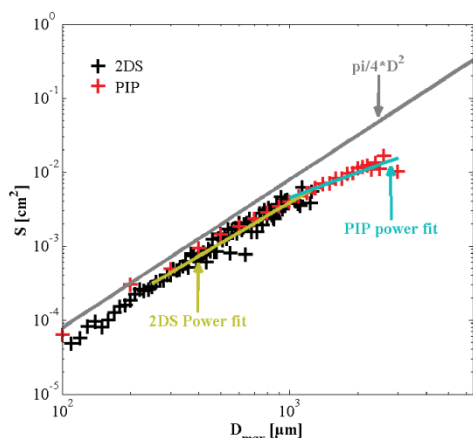


Figure 5. Mean projected surface versus D_{\max} . Black symbols represent the 2D-S image data and red symbols the PIP data. The grey line would be the power law fit for spherical particles. The golden line is the power law which fits the 2D-S data for D_{\max} larger than 250 μm and the blue line fits the PIP data with a power law for D_{\max} larger than 950 μm .

behavior of the exponent β for plates and stellars but also for rosettes shows that, if the crystal height grows at the same speed as the length (which is a combination of the growth on two axes), then β is close to 3. In contrast, if the growth in length is 2 times larger than the height, then β is closer to 2.5. Finally, if the height remains constant while the length is growing, then β gets close to 2.

3.2 Surface–diameter relationships of natural hydrometeors

This section focuses on the $S(D)$ relationship (see Eq. 4) and also on the correlation which exists between D_{\max} , S_p , and the mass of hydrometeors. Since ice crystals have complex and varied shapes, the description of their volume (or mass) and their projected area S_p as a function of the particle diameter cannot be described unambiguously with constant σ exponents (for $S(D)$) or β (for $m(D)$). In this study, $S(D)$ power law relations are calculated for 5 s steps and are synchronized with PSD and RASTA reflectivity. To calculate $S(D)$, we plot the mean S_p of the particles vs. their D_{\max} (Fig. 5) for the two probes. S_p are averaged by bins in order to get $S(D)$ independently of the ice crystals concentration. $S(D)$ relations are then fitted by a power law described by γ and σ , for both probes, respectively. On a log–log scale, $\ln(\gamma)$ represents the y-axis intercept and σ the slope of the linear relationship such that $\log(S) = \sigma \cdot \ln(D) + \ln(\gamma)$. $S(D)$ relationships for the 2D-S and PIP probes are calculated using particles larger than 250 and 950 μm , respectively. As shown in Fig. 5 S–D relationships calculated for submillimetric (2D-S) and millimetric particles (PIP) can deviate.

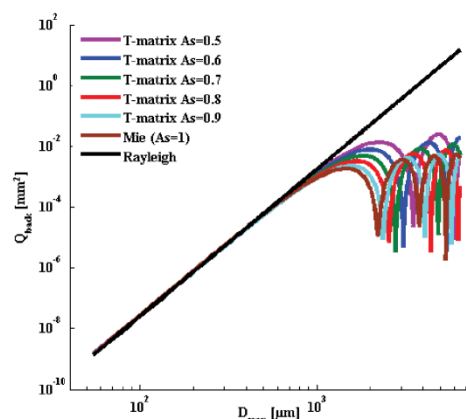


Figure 6. Calculated backscattering cross section as a function of the maximum particle diameter D_{\max} . Pink, blue, green, red and cyan curves are calculated for different Aspect ratios by the T-matrix method, whereas the brown curve is based on the Mie theory calculation for a spherical particle. The black curve represents the Rayleigh approximation.

One can suppose that when $S(D)$ of 2D-S and PIP are different, this implies to use σ deduced from the 2D-S images (σ_{2D-S}) to calculate the β exponent for sub millimetric particles (β_{2D-S}) and σ deduced from the PIP images (σ_{PIP}) to calculate the β exponent for the super-millimetric particles (β_{PIP}). Then CWC would be calculated as follows:

$$\begin{aligned} \text{CWC} = & \sum_{D_{\max}=55 \mu\text{m}}^{D_{\max}=D_c} N(D_{\max}) \cdot \alpha_{2D-S} \cdot D_{\max}^{\beta_{2D-S}} \cdot \Delta D_{\max} \quad (6) \\ & + \sum_{D_{\max}=D_c}^{D_{\max}=6450} N(D_{\max}) \cdot \alpha_{PIP} \cdot D_{\max}^{\beta_{PIP}} \cdot \Delta D_{\max}. \end{aligned}$$

Having fixed β_{2D-S} and β_{PIP} would still mean that when constraining the pre-factor of the $m(D)$ relation, one needs to solve one equation with two unknowns for the two probes: α_{2D-S} and α_{PIP} . Therefore, we introduce here a single σ exponent taking into account images from 2D-S and PIP probes, in order to calculate the variability of the $m(D)$ coefficients from the variability of $S(D)$ relationships.

$$\sigma = \frac{\sum_{D_{\max}=250\ \mu\text{m}}^{950\ \mu\text{m}} N(D_{\max}) \cdot S(D_{\max})}{\sum_{D_{\max}=250\ \mu\text{m}}^{6450\ \mu\text{m}} N(D_{\max}) \cdot S(D_{\max})} \cdot \sigma_{2\text{D-S}} \quad (7)$$

$$+ \frac{\sum_{D_{\max}=950\ \mu\text{m}}^{6450\ \mu\text{m}} N(D_{\max}) \cdot S(D_{\max})}{\sum_{D_{\max}=250\ \mu\text{m}}^{6450\ \mu\text{m}} N(D_{\max}) \cdot S(D_{\max})} \cdot \sigma_{\text{PIP}}$$

This particular σ of Eq. (7) is calculated by weighting the exponent σ of each probe ($\sigma_{2\text{D-S}}$, σ_{PIP}) with the ratio of the surface of ice crystals contained in the size range of the individual probe (size range where individual $S(D)$ relationship is calculated) over the entire surface within the total size range covered by both probes.

3.3 Mass-diameter coefficients and CWC retrieval

In order to better understand the importance of coefficients α and β in Eq. (1) and their impact on the retrieved CWC, reflectivity simulations at 94 GHz were performed and compared with corresponding measured reflectivities along the flight trajectory. Simulations of radar reflectivities are complex when considering non-spherical ice crystals. Hogan et al. (2011), have used the Rayleigh–Gans approximation to simulate the reflectivity of ice hydrometeors interpreted as oblate spheroids (at 10 and 94 GHz). Therein a constant aspect ratio of 0.6 was assumed to describe the flattening of the spheroids. Applying the BF95 parameterization to calculate CWC, a good agreement was achieved between simulated and measured reflectivities.

In this study, backscatter properties of the hydrometeors were simulated with the T-matrix method (Mishchenko et al., 1996) for crystals and/or with Mie solution for spherical particles. In order to model the scattering properties of the ice particles, these particles are assumed to be oblate spheroids with a flattening that equals the mean aspect ratio \overline{As} of the hydrometeors with $D_{\max} < 2$ mm, which impact most the simulated reflectivity:

$$\overline{As} = \frac{\sum_{D_{\max}=55\ \mu\text{m}}^{2000\ \mu\text{m}} \text{Pi}(D_{\max}) \cdot As(D_{\max})}{\sum_{D_{\max}=55\ \mu\text{m}}^{2000\ \mu\text{m}} \text{Pi}(D_{\max}) \cdot As(D_{\max})}, \quad (8)$$

where the $\text{Pi}(D_{\max})$ is the weighting function and is calculated as follows:

$$\text{Pi}(D_{\max}) = \frac{N(D_{\max}) \cdot D_{\max}^3 \cdot \Delta D_{\max}}{\sum_{D_{\max}=55\ \mu\text{m}}^{2000\ \mu\text{m}} N(D_{\max}) \cdot D_{\max}^3 \cdot \Delta D_{\max}}. \quad (9)$$

$N(D_{\max})$ is the concentration of the hydrometeors in Liter per micrometer and $As(D_{\max})$ their aspect ratio, both functions of D_{\max} . \overline{As} is calculated every 5 s as is done for the

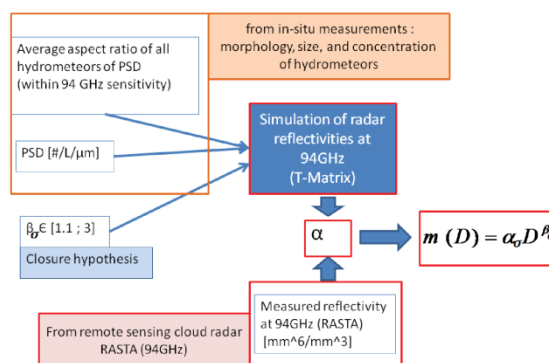


Figure 7. Implemented method to retrieve the coefficients (pre-factor and exponent) of the mass–diameter relationship from the combination of radar reflectivity and 2-D hydrometeor images. Measured radar reflectivity and hydrometeor particle-size distributions and average aspect ratios serve as input for the T-matrix method used for reflectivity simulations for variable β_{σ} exponents. Closure hypothesis between measured and simulated reflectivities then yield the pre-factor α_{σ} .

composite PSD, σ , and radar reflectivity. Indeed at 94 GHz the hydrometeors with $D_{\max} > 2$ mm are not invisible, but the increase of their backscattering cross section (Q_{back} ; Fig. 6) as a function of their size is not sufficient taking into account the very small crystal concentrations beyond a few millimeters. Thus, they do not impact the simulated reflectivity. Figure 6 also shows the impact of \overline{As} on the effective reflectivity for 94 GHz, for \overline{As} varying between 0.5 and 1. For $\overline{As} = 1$ particles are spherical and therefore the Mie solution of the Maxwell’s equation can be used. For diameters less than 600–900 μm simulated radar reflectivities agree well with those calculated using the Rayleigh approximation. As it can be seen in this figure, the so-called “Mie effects” appear only for larger diameters and decreasing aspect ratio \overline{As} . The $\text{Pi}(D_{\max})$ weighting function impacts the mean aspect ratio \overline{As} which will be subsequently used to constrain the T-matrix simulations of the radar reflectivity. In $\text{Pi}(D_{\max})$ the maximum length of hydrometeors is taken at its third order, to take into account the impact of the hydrometeors in the sampling volume. This choice is a compromise to accomplish for the lack of knowledge to constrain the variability of Q_{back} for natural ice crystals and previous approximations using the Mie solution to model Q_{back} . Instead of the third order of D_{\max} , we could have chosen the number concentration $N(D_{\max})$ or $N(D_{\max}) \cdot S(D_{\max})$, both may overestimate the smallest ice crystals, while D_{\max}^3 (Rayleigh approximation) does not seem to be the best choice either in this context.

In general, we consider hydrometeors as a homogeneous mixture of ice and/or air. In order to identify cases where the mixed phase (ice and water) was present, signals of the Rosemount ice detector (RICE) were analyzed. The RICE probe is in fact a supercooled water detector. Few and extremely

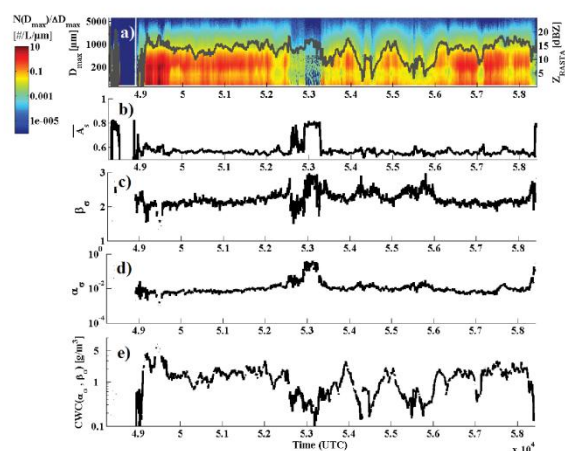


Figure 8. (a) Contour plot of the time series of the number PSD (as a function of D_{\max}) color coded with the number concentration, the grey line shows the simultaneously measured radar reflectivity (secondary y axis). (b) Mean aspect ratio along the flight. (c) β_{σ} exponent calculated from σ according to Eqs. (5) and (7). (d) Pre-factor α_{σ} , subsequently deduced with the T-matrix method. (e) CWC calculated with α_{σ} and β_{σ} presented above.

short cases were identified where the RICE probe showed supercooled water. Data containing possible supercooled water were excluded from $m(D)$ calculations for ice.

The dielectric properties of ice particles are linked to the mass–diameter relationship characterized by the fraction of ice f_{ice} (Eq. 10) in the hydrometeors. Equation (10) explains how the ice fraction of the solid hydrometeors are calculated, with $\rho_{\text{ice}} = 0.917 \text{ g cm}^{-3}$. The ice fraction f_{ice} cannot exceed 1.

$$f_{\text{ice}} = \min \left(1, \frac{\alpha \cdot D_{\max}^{\beta}}{\frac{\pi}{6} \cdot \rho_{\text{ice}} \cdot D_{\max}^3} \right). \quad (10)$$

Once f_{ice} is determined, the refractive index is calculated using the approximation of Maxwell Garnet (1904). The mass of the spheroid does not depend on the aspect ratio \bar{A}_s , but the backscattering properties do. By means of the T-matrix method the backscattering coefficient of a particle is calculated assuming the particle volume as an oblate spheroid with a diameter $D_{\text{T-matrix}}$:

$$D_{\text{T-matrix}} = D_{\max} \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\bar{A}_s}}. \quad (11)$$

In order to calculate the 94 GHz radar reflectivity, the particle number distribution $N(D_{\max})$, the mean aspect ratio \bar{A}_s , the ice fraction f_{ice} of the hydrometeors, and both the β and α coefficients of the mass–diameter relation (Eq. 1) must be known or assumed. Figure 7 gives an outline of the technique developed to retrieve the $m(D)$ coefficients. After fixing β_{σ}

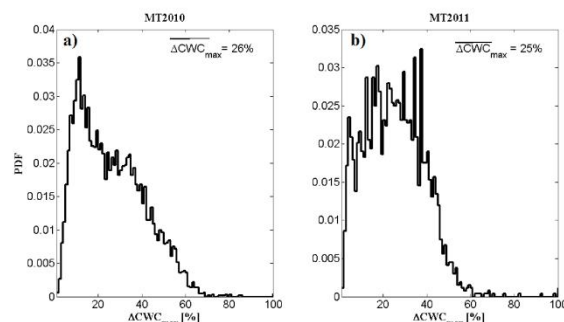


Figure 9. Histograms of the maximum deviation (ΔCWC_{\max}) on the retrieved CWC for (a) MT2010 and (b) MT2011.

from Eq. (5), then the prefactor α_{σ} is determined by minimizing the difference between the simulated and measured reflectivities. Then the corresponding CWC in g m^{-3} is calculated from the PSD and the mass–diameter coefficients:

$$\text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma}) = 10^3 \cdot \sum_{D_{\max}=50 \mu\text{m}}^{D_{\max}=6400 \mu\text{m}} N(D_{\max}) \quad (12)$$

$$: \alpha_{\sigma} D_{\max}^{\beta_{\sigma}} \cdot \Delta D_{\max}.$$

Figure 8 shows the temporal evolution of the PSD, mean aspect ratio \bar{A}_s , exponent β_{σ} , derived α_{σ} , and calculated $\text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})$ for a cloud sequence of flight 18 during MT2010. The temporal variabilities of the PSD, \bar{A}_s , the exponent β_{σ} , constrained pre-factor α_{σ} , and CWC are considerable.

The uncertainty of this method is evaluated in systematically varying β in the interval [1;3], while for each β the pre-factor α is deduced accordingly by minimizing the difference between the simulated and measured reflectivities. Then the corresponding CWC values are calculated. For a given time step of 5 s the calculated minimum and maximum values of CWC (CWC_{\min} and CWC_{\max} , respectively) are used to estimate the maximum uncertainty (ΔCWC_{\max}) of the retrieved CWC. ΔCWC_{\max} is defined as the maximum difference between $\text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})$ and the largest or smallest value of CWC. This maximum uncertainty can be also calculated in terms of the relative error in percent:

$$100 \cdot \frac{\Delta \text{CWC}_{\max}}{\text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})} = 100 \times \quad (13)$$

$$\frac{\text{MAX}([|\text{CWC}_{\min} - \text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})|; |\text{CWC}_{\max} - \text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})|])}{\text{CWC}(\alpha_{\sigma}, \beta_{\sigma})}.$$

For both measurement campaigns MT2010 and MT2011, Fig. 9 shows the distribution of ΔCWC_{\max} in percent. For most of the calculated CWC values the maximum errors remain below 30%. Average values of the maximum deviations in CWC are 26% for MT2010 and 25% for MT2011, respectively.

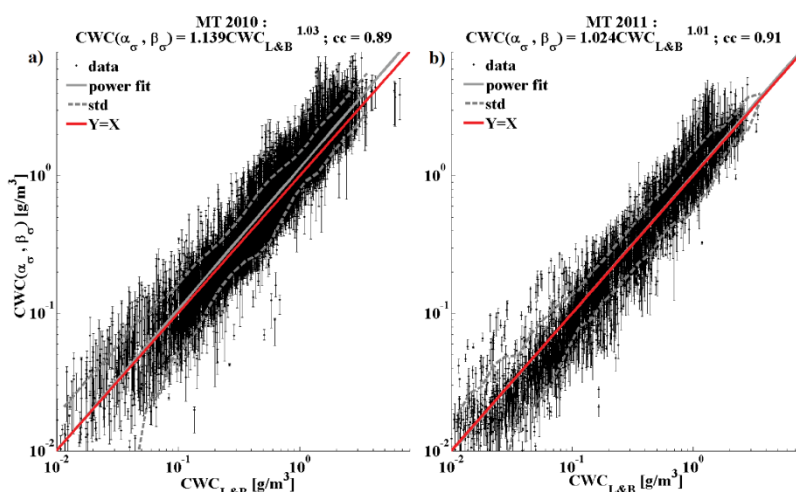


Figure 10. CWC ($\alpha_\sigma, \beta_\sigma$) retrieved with T-matrix method including error bars versus $CWC_{L\&B}$ calculated from Baker and Lawson (2006) for (a) MT2010 and (b) MT2011. Error bars represent the minimum and the maximum of all possible CWC values, when β varies between [1; 3]. The solid grey line represents a power law fit relating the two calculations. The dashed grey lines represent the standard deviation and the red line represents a 1 : 1 relation between $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ and $CWC_{L\&B}$.

$CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ is compared with the B&L scheme computing $CWC_{B\&L}$ from the 2-D images. This method was chosen among others because it does not require any assumption on particle habit and calculates the condensed mass particle by particle. Figure 10 shows calculated $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ vs. $CWC_{B\&L}$. The two CWC estimates are fitted using a power law. The exponent found is close to 1 which indicates that we are close to linearity between the two calculations for the two campaigns: 1.03 for MT2010 (Fig. 10a) and 1.01 for MT2011 (Fig. 10b). For MT2010 $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ is 14 % larger than $CWC_{B\&L}$, whereas for MT2011 $CWC(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ are close to $CWC_{B\&L}$. The data set of hydrometeors establishing the above B&L scheme stems from winter storms in the central Sierra Nevada in the western part of the North American continent. The crystals were collected at the ground, and subsequently fitted to build the B&L scheme. The B&L scheme seems more appropriated to the MT2011 data set than the MT2010 data set. Comparisons between the two CWC retrieval methods also exhibit good correlation coefficients of 0.89 for MT2010 and 0.91 for MT2011, respectively. In addition, error bars for all analyzed CWC are given in Fig. 10 representing their minimum and maximum values which were determined using Eq. (13).

3.4 Impact of measurement uncertainties on $m(D)$ and CWC retrieval

This section quantifies the impact of the measurement uncertainties in radar reflectivity, A_s , β , PSD and also the probe shattering effect on the calculation of α and CWC. In order to quantify the impact of various measurement errors,

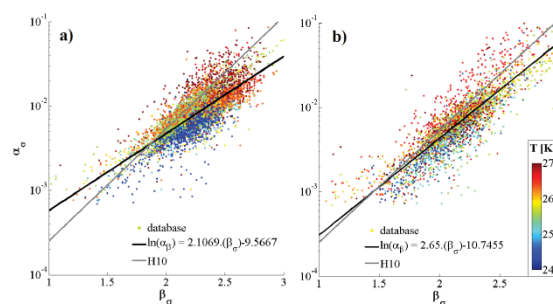


Figure 11. Scatter plot of exponent β_σ as a function of α_σ . Data points are color coded as a function of temperature; black lines represent power law fits. The grey lines represent added $m(D)$ power law fits for CRYSTAL-FACE data from H10. (a) MT2010 and (b) MT2011.

Table 3. Uncertainty of retrieved α and CWC as a function of the uncertainty of the measured reflectivity.

ΔZ [dBZ]	$\Delta \alpha$ (%)	ΔCWC (%)
-2	-26	-26
-1	-12	-12
+1	+11	+11
+2	+21	+21

the retrieval of α and subsequent calculation of CWC were performed in shifting measured values by the amount of the respective measurement error.

Table 4. Uncertainty of retrieved α and CWC as a function of the uncertainty of the average aspect ratio of 2-D images.

$\Delta \overline{As}$ (%)	$\Delta \alpha$ (%)	ΔCWC (%)
−20	−12	−12
−10	−6	−6
+10	+6	+6
+20	+13	+13

Table 5. Ratios of fitted α_β and $\alpha_{\beta,T}$ over retrieved α_σ from T-matrix calculations. Average ratios are given in column E. Quartile, median, third quartile, are given in 1/4, 1/2, and 3/4 columns.

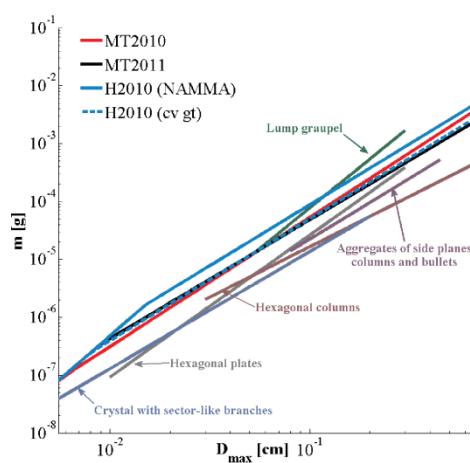
	E	1/4	1/2	3/4
MT2010: $\alpha_\beta/\alpha_\sigma$	1.07	0.66	1.03	1.47
MT2011: $\alpha_\beta/\alpha_\sigma$	1.03	0.54	0.95	1.53
MT2010: $\alpha_{\beta,T}/\alpha_\sigma$	1.08	0.91	1.03	1.20
MT2011: $\alpha_{\beta,T}/\alpha_\sigma$	0.99	0.74	0.92	1.13

First, if reflectivity measured with the radar RASTA is shifted by +2 dBZ, then CWC increases by about 21 % (Table 3). Second, if the mean aspect ratio \overline{As} increases by 20 % (due to a different calculation of the weighting function Π , for example as a function of $N(D_{\max})$), then CWC increases by about 12 % (Table 4). Likewise, if $\Pi(D_{\max})$ is calculated from $N(D_{\max}) \cdot S(D_{\max})$, then \overline{As} increases by about 10 % and CWC by about 6 %. Third, a decrease in β_σ of -0.16 , leads to a decrease in α_σ of about 28 % on average, whereas an increase in β_σ of $+0.16$ increases the value of α_σ by about 42 % on average. Fourth, in order to quantify the impact of particle shattering, α and CWC were calculated once without applying the removal algorithm. In this case the $S(D_{\max})$ relationship is little impacted on average and the exponent β_σ of $m(D_{\max})$ increases slightly by approximately $+0.5$ %. The retrieved prefactor α_σ is impacted by about $+4$ % and CWC increases by about $+5$ %.

With respect to the concentration uncertainty ΔN when assuming an uncertainty in sampling volume of roughly 20 % (uncertainty equally distributed over all sizes) we can estimate an uncertainty of 20 % in α_σ . While the reflectivity is not impacted by the measurement uncertainty on the PSD, the CWC which corresponds to this reflectivity is not impacted to. Then, the CWC calculation from two concentrations N_1 and N_2 which gives the same CWC can be expressed as it follows:

$$\text{CWC} = \int_0^\infty N_1(D) \cdot \alpha_1 \cdot D^\beta \cdot dD = \int_0^\infty N_2(D) \cdot \alpha_2 \cdot D^\beta \cdot dD. \quad (14)$$

Furthermore, assuming that β here is not impacted because the concentration uncertainty is assumed to be equally distributed over all diameters, then with $N_1(D) = (1 \pm \frac{\Delta N}{N}) \cdot N_2(D)$ we can derive $\alpha_1 = (1 \mp \frac{\Delta N}{N}) \cdot \alpha_2$, from where we con-

**Figure 12.** Mass of individual ice crystals in gram as a function of their D_{\max} . The red line represents mean values of $m(D)$ coefficients for MT2010 (Eq. 19). Likewise, the black dashed line represents $m(D)$ coefficients for MT2011 (Eq. 20). The blue line represents $m(D)$ coefficients taken from H10 for the NAMMA campaign and the dashed blue line also stems from H10, but for convectively generated. Finally, various $m(D)$ relationships are taken from M96, as there are the blue-grey line for crystals with sector-like branches, the grey line for hexagonal plates, the brown-grey line for hexagonal columns, the purple-grey line for aggregates of side planes columns and bullets, and the green line for lump graupel.

clude on an uncertainty for α_σ and CWC of roughly 20 %. The concentration uncertainties associated to the shattering are nevertheless mainly impacting the smaller sizes, the uncertainty of α_σ and CWC is then considered significantly smaller.

PSD used in this study solely take into account hydrometeors of D_{\max} larger than $50 \mu\text{m}$, even though the 2D-S starts recording particles at $10 \mu\text{m}$. However, due to significant measurement uncertainties (shattering effects, out of focus particle sizes and related sampling volume) of the concentration of small particles of only a few pixels in size the composite PSD used and presented in this study do not take into account particle diameters below $50 \mu\text{m}$. The impact on CWC of 10 – $50 \mu\text{m}$ size particles (not taken into account in this study) was estimated, comparing CWC values calculated in parallel for PSD starting at $10 \mu\text{m}$ and starting at $50 \mu\text{m}$. These comparisons illustrate that for more than 95 % of the overall data set, the small hydrometeors with diameters below $50 \mu\text{m}$ would have increased CWC values presented in this study by less than 1 %.

Table 6. Ratio of fitted α_T over retrieved α_σ , and of $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)$ calculated from fitted α_T and β_T over $\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ calculated with T-matrix retrieved α_σ and β_σ . In addition, differences between β_T and β_σ are shown. Expected values of ratios and differences are given in column E. first quartile, median, and third quartile are given in 1/4, 1/2, and 3/4 columns.

	E	1/4	1/2	3/4
MT2010: α_T/α_σ	1.12	0.77	0.98	1.23
MT2010: $\beta_T-\beta_\sigma$	-0.02	-0.14	-0.03	+0.08
MT2010: $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$	1.03	0.86	0.98	1.15
MT2011: α_T/α_σ	1.35	0.61	1.01	1.60
MT2011: $\beta_T-\beta_\sigma$	+0.03	-0.13	+0.03	+0.21
MT2011: $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$	0.94	0.70	0.90	1.09

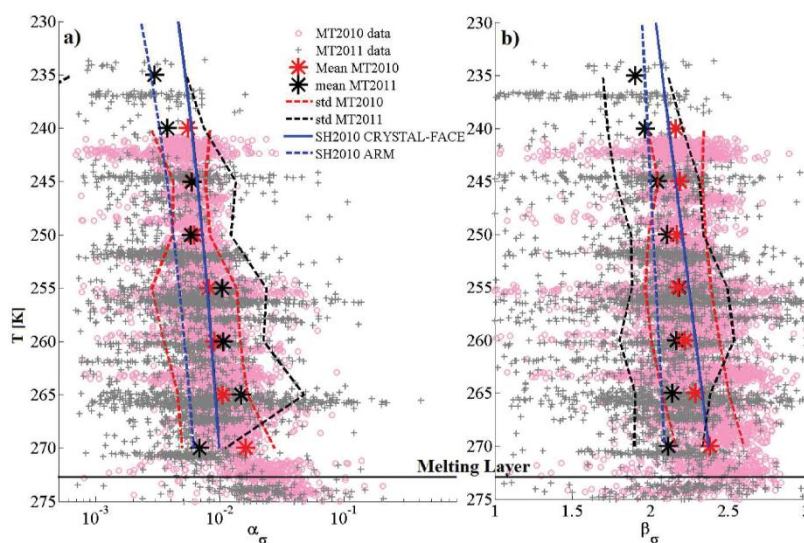


Figure 13. Vertical variability of $m(D)$ coefficients α_σ and β_σ . **(a)** α_σ versus the temperature in K. **(b)** β_σ versus the temperature in K. Small symbols of pink circles show data points (5 s time step) of MT2010, whereas grey crosses show MT2011 data. Large symbols of red and black stars present mean values of $m(D)$ coefficients in 5 K temperature intervals for MT2010 and MT2011, respectively. Dashed red and black lines show standard deviations from the mean value for MT2010 and MT2011, respectively. Blue solid and dashed lines show vertical profiles of SH2010 obtained for CRYSTAL-FACE and for ARM campaigns, respectively.

4 $m(D)$ relationship and impact on Z-CWC calculation

4.1 $m(D)$ variability

In the previous section, it was demonstrated how β_σ is derived from $S(D)$ power laws that are fitted separately for 2D-S and PIP image data with final calculation of one single exponent σ , yielding then β_σ based on the theoretical work presented in Sect. 3.1. Then α_σ is constrained by reflectivities of RASTA, including subsequent calculation of CWC.

The two $m(D)$ coefficients ($\alpha_\sigma, \beta_\sigma$) appear to be strongly correlated with each other, with a correlation coefficient (cc) that equals 0.81 for MT2010 (Fig. 11a) and 0.92 for MT2011 (Fig. 11b). This result was observed and discussed in H10. In H10, $m(D)$ coefficients were found by minimizing the differences between CWC estimated from particle imagery and

measured bulk CWC. This was performed flight-by-flight for different airborne campaigns. Their data set was divided into two types of cirrus: convective cirrus and stratiform cirrus. H10 obtained trends for each type of cirrus by fitting the mean of the prefactor (here α) as a function of the exponent (here β). In Fig. 11, the power law fit obtained for convective cirrus by H10 is added as a black line. We note in the semi-log representations of Fig. 11, that the slope derived by H10 is exceeding the slopes calculated for MT2010 and MT2011, respectively. This may be explained by the fact that β coefficients in H10 were calculated differently as compared to this study. However, both studies show that α (hereafter α_β) can be fitted as an exponential function of β (Eqs. 15 and 16 for

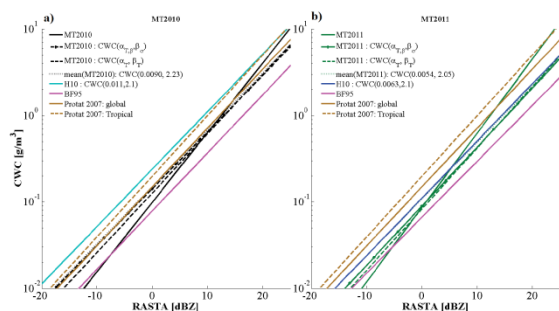


Figure 14. Z-CWC-fitted relationships between calculated CWC and measured radar reflectivities for MT2010 and MT2011 data sets. Z is given in dBZ on the x axis and CWC in g m^{-3} on the y axis. **(a)** Power law fits for MT2010. **(b)** Power law fits for MT2011.

MT2010 and MT2011, respectively).

$$\text{MT2010: } \alpha_{\beta} = 7.10^{-5} \cdot e^{2.11 \cdot \beta_{\sigma}} \quad (15)$$

$$\text{MT2011: } \alpha_{\beta} = 2.10^{-5} \cdot e^{2.65 \cdot \beta_{\sigma}} \quad (16)$$

Furthermore, Fig. 11 reveals that temperature has an impact on the relationship between α_{σ} and β_{σ} , which was not discussed in H10. In particular, for a given exponent β_{σ} , the prefactor α_{σ} increases with temperature. Equations (17) and (18) take into account the temperature dependency of the α - β relation, where the temperature is given in K and the resulting prefactor is denoted $\alpha_{\beta,T}$.

$$\text{MT2010: } \alpha_{\beta,T} = 7.10^{-5} \cdot e^{2.11 \cdot \beta_{\sigma}} \cdot \left(0.05888 \cdot e^{0.01071 \cdot T} + 6.4 \cdot 10^{-17} \cdot e^{0.1331 \cdot T} \right), \quad (17)$$

$$\text{MT2011: } \alpha_{\beta,T} = 2.10^{-5} \cdot e^{2.65 \cdot \beta_{\sigma}} \cdot 0.011834 \cdot e^{0.01535 \cdot T}. \quad (18)$$

Table 5 shows ratios of α_{β} and $\alpha_{\beta,T}$ (calculated according to Eqs. 15, 16, 17, and 18) over α_{σ} (constrained by T-matrix simulations). Average and median values of these ratios are particularly close to 1. The first and third quartiles illustrate the narrowing around the median ratio when parameterizing the α s as a function of β and the temperature for the two campaigns.

For the two MT campaigns the following mean coefficients of $m(D)$ were deduced:

$$\text{MT2010: } m(D_{\max}) = 0.0090 \cdot D_{\max}^{2.23} \quad (19)$$

$$\text{MT2011: } m(D_{\max}) = 0.0054 \cdot D_{\max}^{2.05}. \quad (20)$$

In Fig. 12 these relationships are compared against $m(D)$ deduced in H10 on the hand for the NAMMA (NASA African Monsoon Multidisciplinary Analyses; Zipser et al. 2009) campaign and on the other hand for clouds which were convectively generated (hereafter cv-gt) during CRYSTAL-FACE (Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers–Florida Area Cirrus Experiment; (Jensen et al.,

2004) and TC4 (Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling; (Toon et al., 2010; Heymsfield et al., 2010b). NAMMA was performed above the African continent. CRYSTAL-FACE took place in the southern part of Florida, whereas TC4 includes convective systems close to the Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ) and other strong convection developed along the coast of Costa Rica. H10 fixed $m(D)$ coefficients for NAMMA such that $\alpha = 0.011$ and $\beta = 2.1$ and for cv-gt (CRYSTAL-FACE+TC4) $\alpha = 0.0063$ and $\beta = 2.1$. Furthermore, some $m(D)$ findings from M96 are also included in the figure. $m(D)$ relations of MT2011 and H10 for clouds convectively generated are very similar. The mean $m(D)$ derived for MT2010 yields crystal masses that are a factor of 2 smaller than those given by H10 for NAMMA. Still, mean $m(D)$ derived for MT2010, MT2011 and H10(cv-gt) reveal higher masses than those given by M96 (for different crystal species) with the exception for the lump graupel. The fact that H10 (NAMMA) found largest mass for ice hydrometeors below 1 mm in size may suppose that ice crystals were more rimed particles in the vicinity of the convective part of MCS (NAMMA campaign) as compared to their stratiform part (MT2010).

Figure 13 presents trends of $m(D)$ coefficients α_{σ} and β_{σ} with cloud altitude in terms of temperature. The variability of $m(D)$ coefficient at a given temperature is important. Average $m(D)$ coefficients (large stars in Fig. 13) were calculated for temperature intervals of 5 K (in Fig. 13 large stars represent median values for 5 K temperature intervals). The calculated profiles for MT2011 data include solely flights 45 and 46 with a well developed stratiform region of an extended convective system. Mean values of α_{σ} and β_{σ} are not calculated beyond 272.5 K temperature level, since the T-matrix retrieval method does not take into account the liquid water at the surface of melting ice crystals. This should have an effect of increased reflectivity of ice crystals, leading to an underestimation of $m(D)$ coefficients. On average, mean β_{σ} coefficients (Fig. 13a) are larger for MT2010 than for MT2011, whereas mean α_{σ} coefficients (Fig. 13b) are more similar and in the same order between the level 260–245 K. The mean profiles show a decrease of mean α_{σ} and β_{σ} coefficients with decreasing temperature described by Eqs. (21) and (22):

$$\text{MT2010: } \begin{cases} \alpha_T = 0.0020 \cdot e^{0.0037 \cdot T} + 5.10^{-17} \cdot e^{0.1213 \cdot T} \\ \beta_T = 7.13 \cdot e^{-0.0053 \cdot T} + 5.4 \cdot 10^{-7} \cdot e^{0.0435 \cdot T} \end{cases} \quad (21)$$

$$\text{MT2011: } \begin{cases} \alpha_T = 1.98 \cdot 10^{-6} \cdot e^{0.0310 \cdot T} \\ \beta_T = 1.81 \cdot e^{-0.000755 \cdot T} - 1.027 \cdot 10^7 \cdot e^{-0.07454 \cdot T} \end{cases} \quad (22)$$

In addition, α and β profiles given by SH2010 for CRYSTAL-FACE and ARM (Atmospheric Radiation Measurement) campaigns are added to Fig. 13. This latter data set includes midlatitude cirrus clouds generated from large

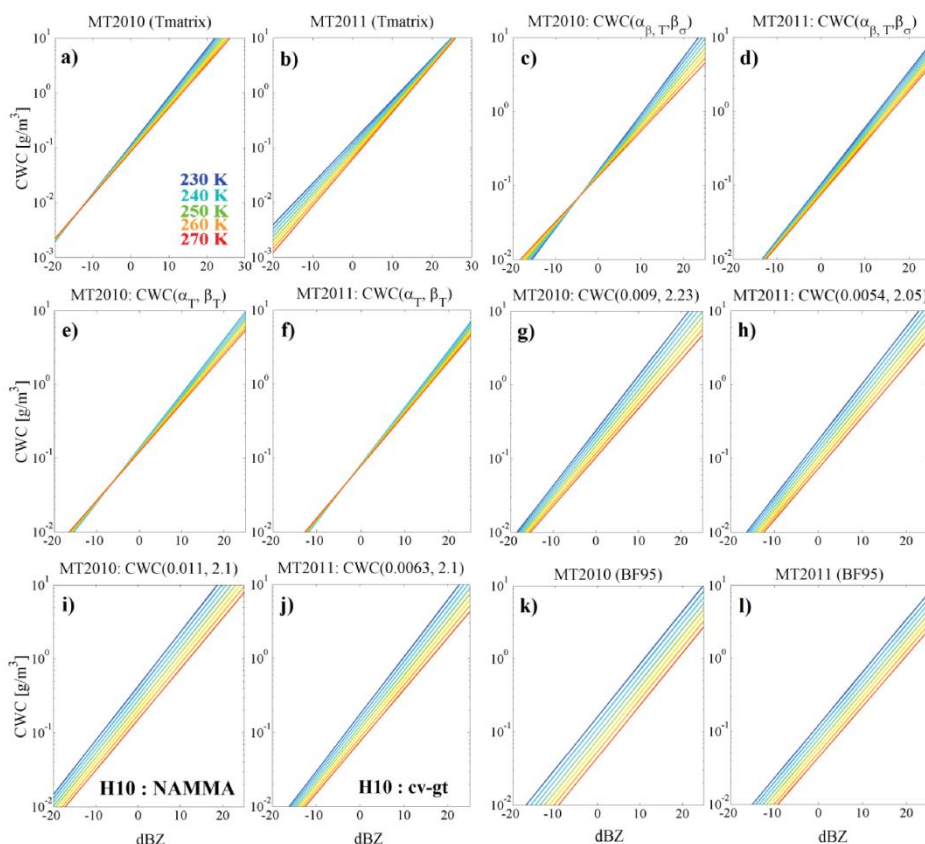


Figure 15. Z-CWC- T -fitted relationships between calculated CWC and measured radar reflectivities and temperatures for MT2010 and MT2011 data sets. Z is given in dBS on the x axis and CWC in g m^{-3} on the y axis. **(a)** CWC are calculated from α_σ and β_σ for MT2010 data set. **(b)** as for **(a)** but for MT2011 **(c)** CWC are calculated using $\alpha_{\beta, T}$ and β_σ for MT2010 data set. **(d)** as for **(c)** but for MT2011. **(e)** CWC are calculated as a function of α_T and β_T for MT2010 (Eq. 21). **(f)** as for **(e)** but for MT2011 (Eq. 22). **(g)** CWC are calculated from average coefficient of MT2010 (Eq. 19). **(h)** as for **(g)** but for MT2011 (Eq. 20). **(i)** CWC are calculated using H10 $m(D)$ coefficients of NAMMA for MT2010. **(j)** CWC are calculated using H10 $m(D)$ coefficients of clouds convectively generated for MT2011. **(k)** CWC are calculated using the BF95 parameterization for MT2010 data set. **(l)** as for **(k)** but for MT2011.

scale uplift above the North American continent. Globally, β_σ of MT2010 are similar to β of CRYSTAL-FACE, and β_σ of MT2011 are similar to β of ARM given in SH2010.

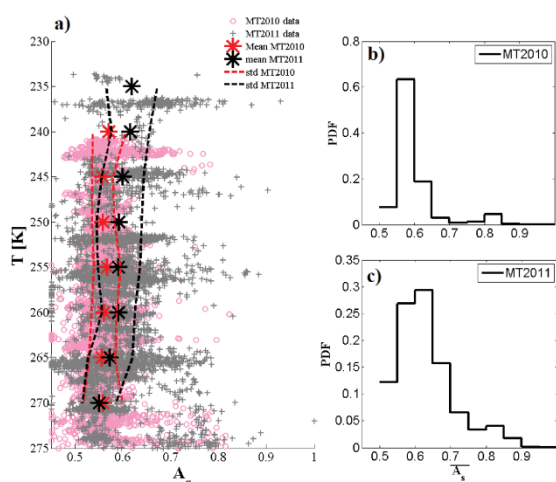
Table 6 shows ratios of α_T over α_σ and $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)$ over $\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$, as well as differences between β_T and β_σ . In general, α_σ for MT 2010 and MT2011 are overestimated by the fitted α_T , whereas β_σ is underestimated for MT2010 and overestimated for MT2011 by the fitted β_T . Finally, the resulting CWC calculations lead to average ratios of $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 1.03$ (median value ≈ 1.01) for MT2010 and $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0.94$ (median value ≈ 0.90) for MT2011.

4.2 $m(D)$ impact on Z-CWC and Z-CWC- T

In the past, numerous studies were dedicated to relating CWC to radar reflectivity (Liu and Illingworth, 2000; Hogan et al., 2006; Protat et al., 2007). These studies illustrate that CWC can be estimated from the radar reflectivity at 94 or 35 GHz using solely Z-CWC relationships, but also when adding a temperature dependency (Z-CWC- T relationship). In the following, CWC(α, β) has been calculated for MT2010 and MT2011 data sets according to seven different methods: (1) T-matrix ($\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$), (2) equations 17–18 ($\text{CWC}(\alpha_{\beta, T}, \beta_\sigma)$), (3) Eqs. (21–22) ($\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)$), (4) mean coefficients of Eqs. (19–20) ($\text{CWC}(\alpha = 0.0090, \beta = 2.23)$ for MT2010) and $\text{CWC}(\alpha = 0.0054, \beta = 2.05)$ for MT2010), (5) BF95 parameterization, (6) and (7) from H10

Table 7. Fitted Z –CWC and Z –CWC– T relationships according to CWC (α, β) calculations with different methods for MT2010 and MT2011 data sets.

	CWC(Z)	CWC(Z, T)
T-matrix(MT2010)	$CWC = 0.0981 * Z^{0.805}$	$CWC = 0.7183 * e^{-0.0078913 * T} * Z^{(-0.002549 * T + 1.4813)}$
T-matrix (MT2011)	$CWC = 0.0869 * Z^{0.775}$	$CWC = 18.4392 * e^{-0.02115 * T} * Z^{(0.002659 * T + 0.13467)}$
MT2010(Eq. 17)	$CWC = 0.1421 * Z^{0.655}$	$CWC = 0.44974 * e^{-0.004527 * T} * Z^{(-0.0044794 * T + 1.8224)}$
MT2011(Eq. 18)	$CWC = 0.0893 * Z^{0.682}$	$CWC = 0.93632 * e^{-0.0093472 * T} * Z^{(-0.0017635 * T + 1.1748)}$
Mean(MT2010)(Eq. 19)	$CWC = 0.1490 * Z^{0.659}$	$CWC = 62.9368 * e^{-0.023757 * T} * Z^{(-0.002388 * T + 1.3059)}$
Mean(MT2011)(Eq. 20)	$CWC = 0.1084 * Z^{0.656}$	$CWC = 65.3563 * e^{-0.025176 * T} * Z^{(-0.0019304 * T + 1.2195)}$
MT2010(Eq. 21)	$CWC = 0.1261 * Z^{0.686}$	$CWC = 0.3365 * e^{-0.0037815 * T} * Z^{(-0.0026268 * T + 1.3679)}$
MT2011(Eq. 22)	$CWC = 0.0826 * Z^{0.708}$	$CWC = 0.12055 * e^{-0.0016174 * T} * Z^{(-0.0021477 * T + 1.2853)}$
H10(NAMMA)	$CWC = 0.2397 * Z^{0.664}$	$CWC = 446.6519 * e^{-0.029602 * T} * Z^{(-0.0012781 * T + 1.0319)}$
H10(cv-gt)	$CWC = 0.1101 * Z^{0.662}$	$CWC = 52.153 * e^{-0.024225 * T} * Z^{(-0.0020589 * T + 1.2569)}$
BF95 (MT2010)	$CWC = 0.0797 * Z^{0.668}$	$CWC = 856.8913 * e^{-0.036509 * T} * Z^{(-0.0001986 * T + 0.76656)}$
BF95 (MT2011)	$CWC = 0.0694 * Z^{0.635}$	$CWC = 112.1674 * e^{-0.02908 * T} * Z^{(-0.00076668 * T + 0.90401)}$

**Figure 16.** (a) Vertical profiles of the average aspect ratio \bar{A}_s as a function of temperature. Small symbols of pink circles show data points (5 s time step) of MT2010, whereas grey crosses show MT2011 data. Large symbols of red and black stars present mean values of \bar{A}_s in 5 K temperature intervals for MT2010 and MT2011, respectively. Dashed red and black lines show standard deviations for MT2010 and MT2011, respectively, from the average value. (b) Probability distribution functions of \bar{A}_s for MT2010. (c) Probability distribution functions of \bar{A}_s for MT2011.

for NAMMA and cv-gt parameterizations, respectively. In order to use the BF95– $m(D)$ relationship, PSD were calculated for both MT campaigns such that the particle diameter is $D = (L_x + L_y)/2$. H10 (NAMMA) parameterization is used solely for the MT2010 PSD data, whereas H10 (cv-gt) parameterization is used for the MT2011 PSD data. Table 7 gives an overview of Z –CWC and Z –CWC– T fitted relationships between different CWC($\alpha\beta$) calculated with above

methods and measured radar reflectivities (RASTA). The fitted Z –CWC relations are presented in Fig. 14, whereas fitted Z –CWC– T relations are presented in Fig. 15, with Z given in $\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$, CWC in g m^{-3} , and T in K. In Figs. 14 and 15, Z is expressed in dBZ for convenience. Two further relationships given by Protat et al. (2007), hereafter denoted P2007 are added in Fig. 14. Relationships given by P2007 are based on cloud in situ observations using a tropical data set (Eq. 23a) and from a global data set (Eq. 23b) which includes also mid-latitude and tropical clouds. Note that the BF95– $m(D)$ relationship has been assumed for all clouds in P2007 calculations.

$$CWC(Z) = 0.149 Z^{0.681} \text{Global P2007} \quad (23a)$$

$$CWC(Z) = 0.198 Z^{0.701} \text{Tropics P2007} \quad (23b)$$

Applying P2007 parameterizations for calculating CWC results in significantly larger CWC values, as compared to estimated CWC of this study for the Megha-Tropiques data set, which is particularly true for small reflectivities and most pronounced for MT2011 oceanic convection. This might be due to the fact that the in situ database used in P2007 encompasses a much larger variety of ice clouds, including low CWC cirrus clouds.

For MT2010, largest CWC are found when CWC are calculated with the H10 parameterization for the NAMMA data. BF95 parameterization calculates relatively low CWC values for all reflectivities which is also the case for CWC calculated with the T-matrix method for reflectivities below 0 dBZ. The other parameterizations from this study and the P2007 parameterization for the global data set are similar and also close to T-matrix calculated CWC in the range 5 to 15 dBZ.

For MT2011, lowest CWC are calculated again with the BF95 parameterization. CWC calculations with H10 parameterization for convectively generated clouds and most of the parameterizations from this study are rather similar.

In general, for both campaigns CWC increases more significantly with the reflectivity when calculated with the **T**-matrix method, as compared to CWC calculations from most $m(D)$ parameterizations (this study, H10, BF95).

In principal, Z –CWC– T relationships allow improving the calculation of more realistic CWC as compared to simpler Z –CWC relationships. In Table 8, for the two subsets of fitted relationships ($CWC(Z)$ and $CWC(Z, T)$), correlation coefficients (cc) are calculated between $CWC(\alpha, \beta)$ and $CWC(Z)$ or $CWC(Z, T)$ -fitted parameterizations, respectively. In addition, an error calculation (Eq. 24) is performed with $error_Z$ and $error_{Z,T}$ defined as follows:

$$error_Z = 100 \cdot \frac{|CWC(Z) - CWC(\alpha, \beta)|}{CWC(\alpha, \beta)} \text{ or} \quad (24)$$

$$error_{Z,T} = 100 \cdot \frac{|CWC(Z, T) - CWC(\alpha, \beta)|}{CWC(\alpha, \beta)}.$$

Table 8 presents expected values (E), median values, first quartiles, third quartiles, and the 90th percentiles for $error_{Z,T}$ and $error_Z$. The lower part of this table presents the calculation of $error_{Z,T} - error_Z$ to demonstrate how CWC calculation from reflectivities is improved when the temperature is parameterized in the fitted relationships between Z and $CWC(\alpha, \beta)$.

Since the $m(D)$ coefficients within this study were constrained by the RASTA radar reflectivity, it is not surprising that $error_Z$, $error_{Z,T}$, and also the difference between these two errors ($error_{Z,T} - error_Z$) are comparably small for CWC derived from **T**-matrix method.

The fitted CWC– Z relationships for the other methods all produce significantly larger values for $error_Z$ with maximum average $error_Z$ found for methods when $CWC(\alpha, \beta)$ has been calculated from constant $m(D)$ coefficients. Furthermore, $error_Z$ for all methods is generally larger for MT2011 than for MT2010 data set. When fitting CWC– Z – T , this does not improve significantly correlations as compared to CWC– Z -fitted relations, neither for the time resolved **T**-matrix method nor for $CWC(\alpha_T, \beta, \beta_\sigma)$ (Eqs. 17 and 18) nor for $CWC(\alpha_T, \beta_T)$ (Eqs. 21 and 22) methods, since therein the temperature has been implicitly taken into account for $CWC(\alpha, \beta)$ calculation. In contrast, for the other methods applied to MT2010 and/or MT2011 data sets, as there are mean **T**-matrix, H10 (NAMMA), H10 (cv-gt), and BF95 the improvement is significant when the temperature is taken into account. Moreover the improvement is more efficient for these other methods for the MT2010 data set ($error_Z - error_{Z,T}$ improvement $> 10\%$) as compared to the MT2011 data set ($error_Z - error_{Z,T}$ improvement $\leq 10\%$).

Without considering here the original **T**-matrix method to calculate CWC, it can be clearly seen from Table 8 that the average $error_{Z,T}$ ($error_Z$, respectively) of all six remaining methods is smaller for MT2010 $\approx 38\%$ (40%) than for MT2011 $\approx 63\%$ (71%).

The differences in the performance of $m(D)$ parameterizations and respective impact on $CWC(Z)$ and $CWC(Z, T)$

relationships for MT2010 and MT2011 can be explained by the fact that the mean aspect ratio \overline{As} (Fig. 16) for MT2010 cloud particles shows rather constant values with altitude including small standard deviations (Fig. 16a) and even a very small standard deviation around the global average value (Fig. 16b). For MT2011 \overline{As} shows a broader distribution around the global average value and larger standard deviations with altitude (Fig. 16c and a). On average \overline{As} increases with altitude for MT2011, whereas \overline{As} for MT2010 remains more constant with altitude. Over 80% of the time \overline{As} for MT2010 is in the range $[0.55; 0.65]$ (Fig. 16b), whereas the broad \overline{As} spectrum for MT2011 tends to larger values (up to 0.8), as compared to MT2010, which means that MT2011 contains significant amounts of particles with a more spherical aspect ratio.

5 Discussion and conclusion

This study presents a method to calculate CWC from particle imagery and radar reflectivity at 94 GHz. Cloud particles are represented by oblate spheroids used for reflectivity calculations with the **T**-matrix method. The flattening of the spheroid is constrained by the average aspect ratio \overline{As} of the 2-D images recorded by the 2D-S and the PIP probes. An estimation of the β exponent of the $m(D)$ relationship is derived from the measurements of the projected surface of 2-D images from 2D-S and PIP optical array probes. Then the prefactor α is calculated from simulated radar reflectivities matching the corresponding measured reflectivities at 94 GHz. The method was applied to two different data sets basically sampled in tropical stratiform anvils; the first one was sampled over the African continent (MT2010) and the second one was collected over the Indian Ocean (MT2011).

An important variability of the $m(D)$ coefficients has been found, especially for the MT2011 campaign. This result illustrates the main inconvenience to use a single $m(D)$ relationships in tropical clouds. In this study two different parameterizations were fitted to all constrained $m(D)$ coefficients (5s time resolution) for continental (MT2010) and oceanic (MT2011) data sets in tropical convection. The first parameterization allows us to calculate the $m(D)$ prefactor as a function of the temperature and the $m(D)$ exponent, showing that for a given exponent the prefactor increases with temperature for both campaigns. The second parameterization allows us to deduce both $m(D)$ coefficients (prefactor and exponent) as a function of the temperature. The latter result is in agreement with results shown in SH2010 for two different data set of convective clouds in tropical and midlatitude conditions.

Furthermore, this study demonstrates how Z –CWC and Z –CWC– T relationships are impacted by different methods used to retrieve CWC from the measured PSD during MT2010 and MT2011. In general, the use of a single temperature independent $m(D)$ relationship for all clouds is not appropriate, because it excludes the large natural variability

Table 8. For seven different methods calculating $CWC(\alpha, \beta)$, for MT2010 and MT2011 data sets, correlation coefficients (cc) between $CWC(\alpha, \beta)$ and fitted $CWC(Z)$ and $CWC(Z, T)$, respectively, are shown in the left column. In addition, expected value E, 1st quartile, median, 3rd quartile and 90th percentile of $error_Z$ and $error_{Z, T}$ are presented. Also calculated below: $error_{Z, T} - error_Z$.

CWC(Z) versus CWC(α, β); $error_Z$: E, 1/4, 1/2, 3/4, 9/10						
	cc	E	1/4	1/2	3/4	9/10
T-matrix(MT2010)	0.96	24	7	15	28	52
T-matrix (MT2011)	0.95	39	14	29	48	70
MT2010(Eq. 17)	0.86	43	12	23	41	91
MT2011(Eq. 18)	0.86	75	18	37	62	112
Mean(MT2010)(Eq. 19)	0.85	49	15	29	48	103
Mean(MT2011)(Eq. 20)	0.85	75	20	41	63	111
MT2010(Eq. 21)	0.89	40	11	22	40	86
MT2011(Eq. 22)	0.87	71	17	35	60	111
H10(NAMMA)	0.84	51	15	30	49	105
H10(cv-gt)	0.85	75	20	41	62	110
BF95(MT2010)	0.83	54	16	32	53	113
BF95(MT2011)	0.84	72	20	43	65	118
CWC(Z, T) versus CWC(α, β); $error_{Z, T}$: E, 1/4, 1/2, 3/4, 9/10						
	cc	E	1/4	1/2	3/4	9/10
T-matrix(MT2010)	0.90	22	7	14	25	47
T-matrix (MT2011)	0.93	34	11	24	42	66
MT2010(Eq. 17)	0.75	40	10	21	40	84
MT2011(Eq. 18)	0.82	71	17	35	60	106
Mean(MT2010)(Eq. 19)	0.81	39	10	22	40	83
Mean(MT2011)(Eq. 20)	0.84	66	16	34	59	102
MT2010(Eq. 21)	0.79	38	10	21	40	83
MT2011(Eq. 22)	0.83	69	17	35	59	106
H10(NAMMA)	0.81	38	10	21	39	79
H10(cv-gt)	0.84	66	16	34	59	102
BF95(MT2010)	0.81	38	10	21	39	76
BF95(MT2011)	0.84	63	16	35	60	104
$error_{Z, T} - error_Z$						
		E	1/4	1/2	3/4	9/10
T-matrix(MT2010)		-2	0	-1	-3	-5
T-matrix (MT2011)		-5	-3	-5	-6	-4
MT2010(Eq. 17)		-3	-1	-1	0	-7
MT2011(Eq. 18)		-4	-1	-2	-1	-6
mean(MT2010)(Eq. 19)		-11	-5	-7	-8	-20
mean(MT2011)(Eq. 20)		-9	-4	-8	-3	-10
MT2010(Eq. 21)		-1	-1	-1	0	-3
MT2011(Eq. 22)		-2	0	-1	0	-5
H10(NAMMA)		-13	-5	-9	-11	-26
H10(cv-gt)		-9	-4	-7	-3	-9
BF95(MT2010)		-16	-6	-11	-14	-36
BF95(MT2011)		-10	-4	-9	-5	-14

of $m(D)$ (as was also highlighted in (Protat and Williams, 2011)).

For a series of different methods calculating $CWC(\alpha, \beta)$ (T-matrix calculation and three parameterizations presented in this study and also taken from literature such as H10 and BF95) Z–CWC and Z–CWC–T relationships were derived between $CWC(\alpha, \beta)$ and measured radar reflectivities

for MT2010 and MT2011 data sets. Subsequently, CWC derived from Z–CWC and Z–CWC–T relations were confronted with $CWC(\alpha, \beta)$ originally calculated with the corresponding method.

The main result is shown with the improvement of decreasing error comparing Z–CWC–T ($error_{Z, T}$) with Z–CWC-fitted parameterizations ($error_Z$). For $CWC(\alpha, \beta)$

methods using constant $m(D)$ coefficients (mean **T**-matrix, H10(NAMMA), H10(cv-gt), BF95), the error improvement ($\text{error}_{Z,T} - \text{error}_Z$) is significant, with an average of -12% for MT2010 and -9% for MT2011 data sets. In contrast, for CWC(α, β) methods which take into account the variability of $m(D)$ coefficients (CWC(α, β)) as a function of temperature and more precisely as a function of 2-D images in original **T**-matrix) the error improvement on average is merely -2% for MT2010 and -4% for MT2011.

The fact that errors from Z-CWC- T (or Z-CWC) relations are larger for MT2011 than for MT2010 data set can be explained by the strong variability of the mean aspect ratio \overline{As} of cloud particles observed during MT2011, whereas cloud particles for MT2010 show a narrower distribution of \overline{As} , meaning that crystals aspect ratios are more uniform.

For MT2010 the parameterization of $m(D)$ coefficients with temperature (or altitude) seems to perform well in order to describe the $m(D)$ coefficients with on average $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 1.03$ and $\text{CWC}(\alpha_{\beta,T}, \beta_\sigma)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 1.08$. Likewise, values for MT2011 are $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0.94$ and $\text{CWC}(\alpha_{\beta,T}, \beta_\sigma)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma) \approx 0.99$ respectively. Despite a good consistency for the both campaigns, the significant variability for example of α_T/α_σ , $\beta_T - \beta_\sigma$, and $\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)/\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$ has to be mentioned. The variability can be illustrated by 1st and 3rd quartiles and is significantly higher for MT2011 than MT2010. This is due to the fact that the MT2011 data set covers more variable microphysical properties and/or processes of hydrometeors (significant contribution of water vapor diffusional growth) compared to MT2010 and even temperature corrected parameterizations would need to be further refined. An explanation could be that during MT2010 over the African continent the Falcon 20 research aircraft was flying in stratiform parts of the MCS, and despite the attempt to get close to the convective cells, they were too vigorous to be entered. Therefore the microphysical properties of ice crystals in MCS systems sampled during MT2010 were relatively similar. In contrast, during MT2011 the less vigorous oceanic convection may have been sampled partly during an earlier stage of convective activity and also crystal growth regimes may have been different, leading to an increased variety of microphysical properties.

Appendix A: Description of 3-D simulations

Simulations of 3-D particle habits were performed with the overall objective to study the $S(D)$ and $m(D)$ relations including correlations between the two exponents of the power laws. The simulated shapes aim to be realistic or at least comparable to the variety of hydrometeors found in natural clouds. All crystal shapes considered have 3-D characteristics with known volume or mass and crystal orientations in the 3-D space are fairly distributed. Zikmunda and Vali (1972) show that rimed columns tends to be oriented in a way that the maximum length is perpendicular to the fall velocity and rimed plates are oriented such that the maximum surface is perpendicular to the motion. To quantify the uncertainty related to a possible predominant crystal orientation during sampling, the crystal mass is calculated on the one hand from a minimum D_{\max} (which will be an underestimation with respect to its real value) and on the other hand from a maximum D_{\max} (Fig. A1). By modeling both types of projected D_{\max} according to the crystal mass and doing this for all simulated shapes, we obtain the maximum uncertainty related to the projection of possibly oriented 3-D hydrometeors projected on a 2-D plane. On average it is found for all simulated habits that $\Delta\sigma = \pm 0.15$ and $\Delta\beta = \pm 0.31$.

A1 Plates

The schematic of a plate type crystal is presented in Fig. A2. The geometric parameters used are the thickness H and the height L between two opposed corners of the hexagon. The simulations distinguish four types of plates, in order to explore the influence of the ratio between H and L on the fitted power laws. Two simulations have a ratio of H/L equal to 0.1 and 0.2, whereas in the third simulation H is equal to the square root of L and in the fourth H is constant and equal to four pixels. In all these simulations, L is chosen randomly out of the interval from 20 to 200 pixels with 1000 thousands simulations of plates in each of the four cases.

A2 Columns

Figure A3, shows the principal schematic of a column with geometric parameters of height H and thickness L between two corners of the hexagon. As performed for the plates, four sets of simulations were performed for columns: two with a linear ratio between H and L , with H/L equal to 10 and 5, whereas in the third simulation L is equal to the square root of H and in the fourth L is constant and equal to 16 pixels. H was chosen out of the size range of [10;100] pixels with 1000 simulations for columns in each of the four cases.

A3 Slender stellars and more solid stellars

Two types of stellar crystals were simulated with a significant difference in the width of their branches (Fig. A4). We call these two types slender stellars (lower picture) and solid stellars (upper picture). For both types of stellars, four sets of 1000 simulations were performed. Two simulations have a ratio of H/L equal to 0.1 and 0.2, whereas in the third simulation H is equal to the square root of L and in the fourth simulation H is constant and equal to four pixels.

A4 Capped columns

One type of capped columns was simulated and processed, where the column is capped by two plates. The schematic description of a capped column is shown in Fig. A5. L_1 is the height of the two plates (and large stellars) at the top of the column, $L_2 (= 2.5L_1)$ is the thickness of the column, and $H (= L_1)$ is its height. For the two simulations L_1 varied between 10 and 100 pixels and the width of the plates (or stellars) was set to four pixels. In total 1000 simulations of capped columns were performed.

A5 Rosettes

A rosette with six branches randomly oriented is shown in Fig. A6. To simplify the scheme of the bullets that constitute the rosette, the bullets are assimilated as hexagonal columns. All the bullets belonging to the same rosette have identical size parameters, where H is the bullet's height, L its thickness, and N the maximum number of bullets building the rosette.

In total, eight series of simulations were performed, varying N between three and six bullets. Two simulation series were performed with N equal to 3, and where the bullets are described either by L equal to the square root of H or L equal to 5 pixels. H was chosen out of the size range of 5 to 50 pixels.

Two sets of simulations followed where N is equal to 4 and where the bullets are described by L equal to the square root of H or L equal to 10 pixels. H has been chosen out of the size range of 10 to 100 pixels.

One set of simulations was performed where N is equal to 5 and where the bullets are described by the ratio L/H equal to 0.5. H has been chosen out of the size range of 10 to 100 pixels.

Finally, three additional sets of simulations were performed where N is equal to 6 and where the bullets are described either by L equal to the square root of H or by L equal to 10 pixels or where the ratio L/H equal to 0.25. H has been chosen out of the size range of 10 to 100 pixels. All series were studied with 1000 simulations of rosettes.

A6 Aggregates of individual crystal shapes

Furthermore, aggregates of the individual shapes presented above were also simulated. Without going into some details of crystal aggregation processes (Westbrook et al., 2004), here we solely study the phenomenon of 3-D ice crystal aggregates projected on a 2-D plane. The number of individual crystals (N_{agg}) used to form an aggregate has been varied. Individual crystals are randomly oriented in the 3-D space, before they stick together forming the aggregate. An example of an aggregate of spheres is shown in Fig. A7. N is the random number of spheres, ranging between 3 and 50, which are aggregated, and D is the diameter of one sphere which is set constant and equals six pixels. In total 1000 simulations of aggregated spheres were performed.

Table A1. List of symbols.

2D-S	2-D stereographic optical array probe with a resolution of $10 \mu\text{m bin}^{-1}$
2D-C	2-D cloud particle optical array probe with a resolution of $25 \mu\text{m bin}^{-1}$
2D-P	2-D precipitation particle optical array probe with a resolution of $200 \mu\text{m bin}^{-1}$
α	Pre-factor of mass–diameter relationship in general
α_σ	Pre-factor of mass–diameter relationship calculated from the T-matrix method when β is calculated from Eq. (5)
α_β	Pre-factor of mass–diameter relationship calculated as a function of β_σ (Eq. 15 and 16)
α_T	Pre-factor of mass–diameter relationship calculated as a function of the temperature (Eqs. 21 and 22)
$\alpha_{\beta,T}$	Pre-factor of mass–diameter relationship calculated as a function of the temperature and β_σ (Eqs. 17 and 18)
β	Exponent of mass–diameter relationship in general
β_T	Exponent of mass–diameter relationship calculated in function of the temperature (Eqs. 21 and 22)
β_σ	Exponent of mass–diameter relationship calculated from Eq. (5)
A_r	Area ratio: projected surface divided by $(\pi/4 * D_{\text{max}}^2)$
As	Mean aspect ratio for a given D_{max} (=width/ D_{max})
As	Aspect ratio distribution
$\overline{\text{As}}$	Mean aspect ratio of all valid 2-D images recorded during a 5s time period
BRAIN	Bayesian rain rate retrieval algorithm including neural network
CPI	Cloud particle imager, SPEC, Inc.
CWC	Condensed water content (in general)
$\text{CWC}_{\text{B\&L}}$	CWC deduced from the Baker and Lawson scheme
$\text{CWC}(\alpha_\sigma, \beta_\sigma)$	CWC calculated with α_σ and β_σ
$\text{CWC}(\alpha_T, \beta_T)$	CWC calculated with α_T and β_T
$\text{CWC}(\alpha_{\beta,T}, \beta_\sigma)$	CWC calculated with $\alpha_{\beta,T}$ and β_σ
D_{max}	Maximum length of the 2-D images of the hydrometeors
ΔD_{max}	Bin resolution of the size distribution
$D_{\text{T-matrix}}$	Diameter of an oblate spheroid used by the T-matrix method
$\Delta \text{CWC}_{\text{max}}$	Uncertainty of the retrieved CWC from RASTA reflectivity and 2-D imagery of OAP
error _Z	Absolute error using Z-CWC power fit and the retrieved CWC
error _{Z,T}	Absolute error using Z-CWC-T power fit and the retrieved CWC
f_{ice}	Ice fraction used for the calculation of the backscattering properties of the hydrometeors
MADRAS	Microwave analysis & detection of rain & atmospheric systems
$m(D)$	Mass–diameter relationship
MT2010	Megha-Tropiques Falcon 20 measurement campaign (Niger, August 2010)
MT2011	Megha-Tropiques Falcon 20 measurement campaign (Gan, November–December 2011)
$N_{2\text{D-S}}$	Number concentration of hydrometeors counted by the 2D-S
N_{PIP}	Number concentration of hydrometeors counted by the PIP
N	Number concentration of hydrometeors
N_t	Total number concentration of hydrometeors
OAP	Optical array probe
Pi	Probability distribution function used to calculate the average aspect ratio
PIP	Precipitation imaging probe
PSD	Particle size distribution
RASTA	French acronym for Radar Aéroporté et Sol de Télédétection des propriétés nuAgeuse
ρ_{ice}	Ice density: 0.917 g cm^{-3}
$S(D)$	Surface–diameter relationship or area–diameter relationship
σ	Exponent of surface–diameter relationship in general
$\sigma_{2\text{D-S}}$	Exponent of surface–diameter relationship from the 2D-S 2-D images
σ_{PIP}	Exponent of surface–diameter relationship from the PIP 2-D images
Sp	Projected surface of a hydrometeor recorded by an OAP
T	Temperature in Kelvin
Q_{back}	Total backscattering coefficient as a function of D_{max} per bin
Z	RASTA reflectivity at 94 GHz
Z-CWC	Fitted power law between reflectivity and CWC
Z-CWC-T	Fitted power law between reflectivity and CWC, adding a temperature dependency parameterization

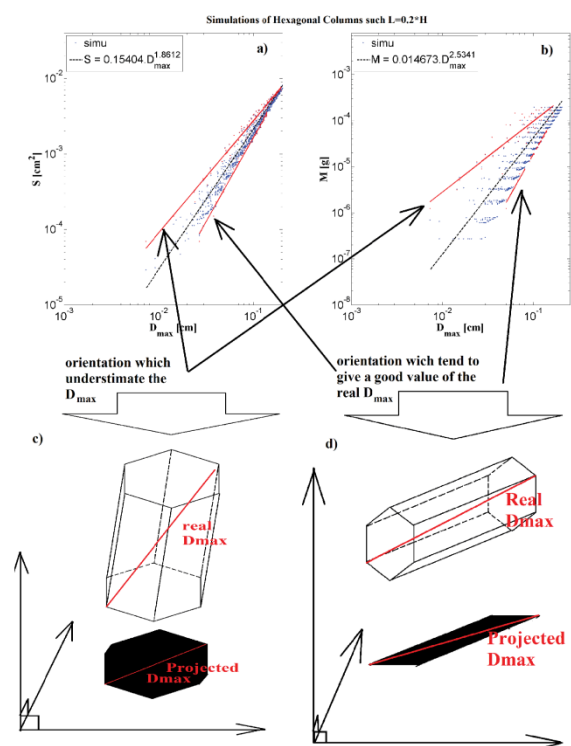


Figure A1. Exemplary results obtained for a 3-D simulation of columns characterized by length = 0.2° height. **(a)** $S(D)$ plot: blue points are the simulated data for the column, red lines are power law fits enclosing most of the data points for all possible orientations. The dashed black line is the mean of the two power laws (= the mean between two red lines when the orientation underestimates D_{\max} and when the orientation is close to the real D_{\max}). **(b)** $m(D)$ plot: same as for **(a)** but with the mass of the simulated columns which is now on the y axis; **(c)** Schematic of a 3-D shape oriented in the 3-D space when its orientation gives an underestimated value of the real D_{\max} of the ice crystals. **(d)** Schematic of a 3-D shape oriented in the 3-D space when its orientation gives a close value of the real D_{\max} of the ice crystals.

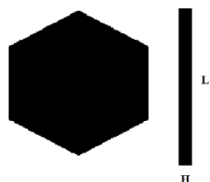


Figure A2. Schematic description of hydrometeor shapes for subsequent simulations of plates.

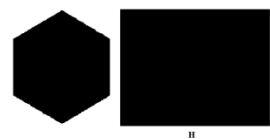


Figure A3. Schematic description of hydrometeor shapes for subsequent simulations of columns.



Figure A4. Schematic description of hydrometeor shapes for subsequent simulations of slender and solid stellars.

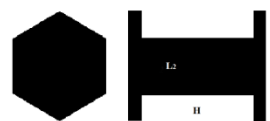


Figure A5. Schematic description of hydrometeor shapes for subsequent simulations of capped columns.



Figure A6. Schematic description of hydrometeor shapes for subsequent simulations of bullet rosettes.



Figure A7. Schematic description of hydrometeor shapes for subsequent simulations of aggregates of spheres.

Acknowledgements. The authors are particularly grateful to CNES for funding the aircraft measurement campaigns within the Megha-Tropiques project. Furthermore, we would like to thank SAFIRE for operating the French Falcon 20 research aircraft during the two campaigns.

Edited by: T. Garrett

References

- Bailey, M. and Hallett, J.: Growth Rates and Habits of Ice Crystals between -20° and -70°C , *J. Atmos. Sci.*, 61, 514–544, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<0514:GRAHOI>2.0.CO;2, 2004.
- Bailey, M. P. and Hallett, J.: A Comprehensive Habit Diagram for Atmospheric Ice Crystals: Confirmation from the Laboratory, AIRS II, and Other Field Studies, *J. Atmos. Sci.*, 66, 2888–2899, doi:10.1175/2009JAS2883.1, 2009.
- Baker, B. and Lawson, R. P.: Improvement in Determination of Ice Water Content from Two-Dimensional Particle Imagery. Part I: Image-to-Mass Relationships, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, 45, 1282–1290, doi:10.1175/JAM2398.1, 2006.
- Baumgardner, D. and Korolev, A.: Airspeed Corrections for Optical Array Probe Sample Volumes, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 14, 1224–1229, doi:10.1175/1520-0426(1997)014<1224:ACFOAP>2.0.CO;2, 1997.
- Brown, P. R. A. and Francis, P. N.: Improved Measurements of the Ice Water Content in Cirrus Using a Total-Water Probe, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 12, 410–414, doi:10.1175/1520-0426(1995)012<0410:IMOTIW>2.0.CO;2, 1995.
- Cetrone, J. and Houze, R. A.: Anvil clouds of tropical mesoscale convective systems in monsoon regions, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 135, 305–317, doi:10.1002/qj.389, 2009.
- Field, P. R., Wood, R., Brown, P. R. A., Kaye, P. H., Hirst, E., Greenaway, R., and Smith, J. A.: Ice Particle Interarrival Times Measured with a Fast FSSP, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 20, 249–261, doi:10.1175/1520-0426(2003)020<0249:IPITMW>2.0.CO;2, 2003.
- Field, P. R., Heymsfield, A. J., and Bansemer, A.: Shattering and Particle Interarrival Times Measured by Optical Array Probes in Ice Clouds, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 23, 1357–1371, doi:10.1175/JTECH1922.1, 2006.
- Frey, W., Borrmann, S., Kunkel, D., Weigel, R., de Reus, M., Schlager, H., Roiger, A., Voigt, C., Hoor, P., Curtius, J., Krämer, M., Schiller, C., Volk, C. M., Homan, C. D., Fierli, F., Di Donfrancesco, G., Ulanovsky, A., Ravegnani, F., Sitnikov, N. M., Viciani, S., D’Amato, F., Shur, G. N., Belyaev, G. V., Law, K. S., and Cairo, F.: In situ measurements of tropical cloud properties in the West African Monsoon: upper tropospheric ice clouds, Mesoscale Convective System outflow, and subvisual cirrus, *Atmos. Chem. Phys.*, 11, 5569–5590, doi:10.5194/acp-11-5569-2011, 2011.
- Heymsfield, A. J. and Parrish, J. L.: A Computational Technique for Increasing the Effective Sampling Volume of the PMS Two-Dimensional Particle Size Spectrometer, *J. Appl. Meteorol.*, 17, 1566–1572, doi:10.1175/1520-0450(1978)017<1566:ACTFIT>2.0.CO;2, 1978.
- Heymsfield, A. J. and Westbrook, C. D.: Advances in the Estimation of Ice Particle Fall Speeds Using Laboratory and Field Measurements, *J. Atmos. Sci.*, 67, 2469–2482, doi:10.1175/2010JAS3379.1, 2010.
- Heymsfield, A. J., Lewis, S., Bansemer, A., Iaquinta, J., Miloshevich, L. M., Kajikawa, M., Twohy, C., and Poellot, M. R.: A General Approach for Deriving the Properties of Cirrus and Stratiform Ice Cloud Particles, *J. Atmos. Sci.*, 59, 3–29, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<0003:AGAFDT>2.0.CO;2, 2002.
- Heymsfield, A. J., Wang, Z., and Matrosov, S.: Improved Radar Ice Water Content Retrieval Algorithms Using Coincident Microphysical and Radar Measurements, *J. Appl. Meteorol.*, 44, 1391–1412, doi:10.1175/JAM2282.1, 2005.
- Heymsfield, A. J., Schmitt, C., Bansemer, A., and Twohy, C. H.: Improved Representation of Ice Particle Masses Based on Observations in Natural Clouds, *J. Atmos. Sci.*, 67, 3303–3318, doi:10.1175/2010JAS3507.1, 2010a.
- Heymsfield, G. M., Tian, L., Heymsfield, A. J., Li, L., and Guimond, S.: Characteristics of Deep Tropical and Subtropical Convection from Nadir-Viewing High-Altitude Airborne Doppler Radar, *J. Atmos. Sci.*, 67, 285–308, doi:10.1175/2009JAS3132.1, 2010b.
- Hogan, R. J., Mittermaier, M. P., and Illingworth, A. J.: The Retrieval of Ice Water Content from Radar Reflectivity Factor and Temperature and Its Use in Evaluating a Mesoscale Model, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, 45, 301–317, doi:10.1175/JAM2340.1, 2006.
- Hogan, R. J., Tian, L., Brown, P. R. A., Westbrook, C. D., Heymsfield, A. J., and Eastment, J. D.: Radar Scattering from Ice Aggregates Using the Horizontally Aligned Oblate Spheroid Approximation, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, 51, 655–671, doi:10.1175/JAMC-D-11-074.1, 2011.
- Houze, R. A.: Mesoscale convective systems, *Rev. Geophys.*, 42, 1–43, doi:10.1029/2004RG000150, 2004.
- Huffman, G. J., Adler, R. F., Bolvin, D. T., Gu, G., Nelkin, E. J., Bowman, K. P., Hong, Y., Stocker, E. F., and Wolff, D. B.: The TRMM Multisatellite Precipitation Analysis (TMPA): Quasi-Global, Multiyear, Combined-Sensor Precipitation Estimates at Fine Scales, *J. Hydrol.*, 8, 38–55, doi:10.1175/JHM560.1, 2007.
- Jensen, E., Starr, D., and Toon, O. B.: Mission investigates tropical cirrus clouds, *Eos Trans. AGU*, 85, 45–50, doi:10.1029/2004EO050002, 2004.
- Jensen, M. P. and Del Genio, A. D.: Radiative and Microphysical Characteristics of Deep Convective Systems in the Tropical Western Pacific, *J. Appl. Meteorol.*, 42, 1234–1254, doi:10.1175/1520-0450(2003)042<1234:RAMCOD>2.0.CO;2, 2003.
- Kobayashi, R.: Modeling and numerical simulations of dendritic crystal growth, *Physica D*, 63, 410–423, doi:10.1016/0167-2789(93)90120-P, 1993.
- Liu, C.-L. and Illingworth, A. J.: Toward More Accurate Retrievals of Ice Water Content from Radar Measurements of Clouds, *J. Appl. Meteorol.*, 39, 1130–1146, doi:10.1175/1520-0450(2000)039<1130:TMAROI>2.0.CO;2, 2000.
- Locatelli, J. D. and Hobbs, P. V.: Fall speeds and masses of solid precipitation particles, *J. Geophys. Res.*, 79, 2185–2197, doi:10.1029/JC079i015p02185, 1974.

- Maxwell Garnet, J. C.: Colours in Metal Glasses and in Metallic Films, *Philos. T. Roy. Soc.*, 203, 385–420, doi:10.1098/rsta.1904.0024, 1904.
- McFarquhar, G. M., Timlin, M. S., Rauber, R. M., Jewett, B. F., Grim, J. A., and Jorgensen, D. P.: Vertical Variability of Cloud Hydrometeors in the Stratiform Region of Mesoscale Convective Systems and Bow Echoes, *Mon. Weather Rev.*, 135, 3405–3428, doi:10.1175/MWR3444.1, 2007.
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., and Mackowski, D. W.: T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review, *J. Quant. Spectrosc. Ra.*, 55, 535–575, doi:10.1016/0022-4073(96)00002-7, 1996.
- Mitchell, D. L.: Use of Mass- and Area-Dimensional Power Laws for Determining Precipitation Particle Terminal Velocities, *J. Atmos. Sci.*, 53, 1710–1723, doi:10.1175/1520-0469(1996)053<1710:UOMAAD>2.0.CO;2, 1996.
- Mitchell, D. L., Zhang, R., and Pitter, R. L.: Mass–dimensional relationships for ice particles and the influence of riming on snowfall rates, *J. Appl. Meteorol.*, 29, 153–163, doi:10.1175/1520-0450(1990)029<0153:MDRFIP>2.0.CO;2, 1990.
- Nicholls, S., Leighton, J., and Barker, R.: A new fast response instrument for measuring total water content from aircraft, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 7, 706–718, doi:10.1175/1520-0426(1990)007<0706:ANFRIF>2.0.CO;2, 1990.
- Ogren, J. A., Heintzenberg, J., and Charlson, R. J.: In-situ sampling of clouds with a droplet to aerosol converter, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 121–124, doi:10.1029/GL012i003p00121, 1985.
- Protat, A. and Williams, C. R.: The Accuracy of Radar Estimates of Ice Terminal Fall Speed from Vertically Pointing Doppler Radar Measurements, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, 50, 2120–2138, doi:10.1175/JAMC-D-10-05031.1, 2011.
- Protat, A., Delanoë, J., Bouniol, D., Heymsfield, A. J., Bansemer, A., and Brown, P.: Evaluation of ice water content retrievals from cloud radar reflectivity and temperature using a large airborne in situ microphysical database, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, 46, 557–572, doi:10.1175/JAM2488.1, 2007.
- Protat, A., Bouniol, D., Delnoë, J., May, P. T., Plana-Fattori, A., Hasson, A., O’Connor, E., Görsdorf, U., and Heymsfield, A. J.: Assessment of cloudsat reflectivity measurements and ice cloud properties using ground-based and airborne cloud radar observations, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 26, 1717–1741, doi:10.1175/2009JTECHA1246.1, 2009.
- Schmitt, C. G. and Heymsfield, A. J.: The dimensional characteristics of ice crystal aggregates from fractal geometry, *J. Atmos. Sci.*, 67, 1605–1616, doi:10.1175/2009JAS3187.1, 2010.
- Spencer, R. W., Goodman, H. M., and Hood, R. E.: Precipitation retrieval over land and ocean with the SSM/I: identification and characteristics of the scattering signal, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 6, 254–273, doi:10.1175/1520-0426(1989)006<0254:PROLAO>2.0.CO;2, 1989.
- Tang, D. and Marangoni, A. G.: 3D fractal dimension of fat crystal networks, *Chem. Phys. Lett.*, 433, 248–252, doi:10.1016/j.cplett.2006.11.057, 2006.
- Toon, O. B., Star, D. O., Jensen, E. J., Newman, P. A., Platnick, S., Schoeberl, M. R., Wennberg, P. O., Wofsy, S. C., Kurylo, M. J., Maring, H., Jucks, K. W., Craig, M. S., Vasques, M. F., Pfister, L., Rosenlof, K. H., Selkirk, H. B., Colarco, P. R., Kawa, S. R., Mace, G. G., Minnis, P., and Pickering, K. E.: Planning, implementation, and first results of the Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling Experiment (TC4), *J. Geophys. Res. Atmos.*, 115, n/a–n/a, doi:10.1029/2009JD013073, 2010.
- Viltard, N., Burlaud, C., and Kummerow, C. D.: Rain Retrieval from TMI Brightness Temperature Measurements Using a TRMM PR–Based Database, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, 45, 455–466, doi:10.1175/JAM2346.1, 2006.
- Westbrook, C. D., Ball, R. C., Field, P. R., and Heymsfield, A. J.: Theory of growth by differential sedimentation, with application to snowflake formation, *Phys. Rev. E.*, 70, 021403, doi:10.1103/PhysRevE.70.021403, 2004.
- Zikmunda, J. and Vali, G.: Fall Patterns and Fall Velocities of Rimed Ice Crystals, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1334–1347, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<1334:FPAFVO>2.0.CO;2, 1972.
- Zipser, E. J., Twohy, C. H., Tsay, S.-C., Hsu, N. C., Heymsfield, G. M., Thornhill, K. L., Taneli, S., Robert, R., Krishnamurti, T. N., Ji, Q., Jenkins, G., Ismail, S., Ferrare, R., Chen, G., Browell, E. V., Anderson, B., Hood, R., Goodman, H. M., Heymsfield, A. J., Halverson, J., Dunion, J. P., Douglas, M., and Cifelli, R.: The Saharan Air Layer and the Fate of African Easterly Waves—NASA’s AMMA Field Study of Tropical Cyclogenesis, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 90, 1137–1156, doi:10.1175/2009BAMS2728.1, 2009.

Index

2

2D-S · 50, 51

A

AEJ · 44

Alyzés · 45

A_r · 58

As · 61

C

c · 68, 74

C_1 · 60

C_2 · 60

C_{2D-S} · 98

CAPE · 37

CCN · 21

CIN · 37

CIP · 51

C_p · 25

CPI · 32

C_{PIP} · 99

C_R · 68

CRYSTAL-FACE · 100

CVI · 58

CWC · 14

$CWC(\alpha_i, \beta_j)$ · 80

$CWC(\alpha_T; \beta_T)$ · 111

$CWC(\alpha_\beta; \beta_\alpha)$ · 110

$CWC(\alpha_{\beta,T}; \beta_\alpha)$ · 111

CWC_{IKP} · 70

$CWC_{L\&B}$ · 61

D

D_c · 98

D_{max} · 32, 53

D_{med} · 115

DMT · 50

Dof · 55

DPL · 37

$D_{T-matrice}$ · 78

D_v · 23

E

erreur · 111

$erreur_z$ · 120

$erreur_{z,T}$ · 120

ETL · 37

F

f_{ice} · 75, 78

FIT · 44

G

g · 37

$G_{1/5}$ · 20

G_v · 20

H

HAIC-HIWC · 16, 48

HyMeX · 15, 47

I

IKP · 52

IN · 22

J

JOST · 44

K

k · 25

k_α · 68

L

L · 21

LATMOS · 52

LCL · 37

LFC · 37

M

m · 32, 69

$m(D)$ · 14, 33

MCS · 13

MJO · 46

$m_{L\&B}$ · 59

$M_{L\&B}$ · 60

MT2010 · 15, 44

MT2011 · 15, 45

m_{vox} · 91

m_w · 70

N

N · 54

N_{2DS} · 60

NbD · 55

N_{ice} · 83

N_{I-PIP} · 56

N_{PIP} · 56, 60

$N_{records-2D}$ · 56

$N_{records-PADS}$ · 56

N_T · 61

N_{tot} · 80

n_v · 23

N_v · 91

O

OAP · 50

OEM · 68

P

P · 53

P_i · 77

PIP · 50, 51

P_r · 68

$P_{sat, \text{vapeur glace}}$ · 20

$P_{sat, \text{vapeur-liquide}}$ · 20

PSD · 54

ρ_v · 21

Q

Q_{back} · 75

$Q_{back,j}$ · 69

R

radar · 68

RASTA · 50, 52

relation β - σ · 94

Rh · 20

Rhi · 20

S

$S(D)$ · 62

$S(D_{max})$ · 62

SAFIRE · 50

s_i · 26

SPEC · 50

T

T · 50

TAS · 55

TC4 · 100

TEJ · 44

T-matrice · 75

V

V · 54

v_e · 24

V_{vox} · 91

W

W · 53

X

X · 59

Z

Z · 69

Z-2D · 99

Z_{accu} · 76

Z-CWC · 116

Z-CWC-T · 116

Ze · 75

$Ze(\alpha)$ · 79

A

α · 33

α_{2D-S} · 98

α_j · 79

α_{max} · 78

α_{min} · 78

α_{PIP} · 98

α_T · 110

α_θ · 104

$\alpha_{\theta,T}$ · 107

α_σ · 99

B

β · 33

β_{2D-S} · 98

β_i · 79

β_{PIP} · 98

β_T · 110

β_σ · 99

Γ

γ · 63

γ_{2D-S} · 64

γ_{PIP} · 64

Δ

ΔD · 55

ΔD_{max} · 60

Δt · 54

$\Delta \beta$ · 92

$\Delta \sigma$ · 92

H

η · 69

Λ

λ · 55, 69

 ρ

$\rho \cdot 25$

$\rho_e \cdot 58$

 Σ

$\sigma \cdot 63, 98$

$\sigma_{2D-S} \cdot 65$

$\sigma_{PIP} \cdot 65$

 Φ

$\varphi \cdot 26$

Références

- Bailey, M., and J. Hallett, 2004: Growth Rates and Habits of Ice Crystals between -20° and -70°C . *J. Atmos. Sci.*, **61**, 514–544, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<0514:GRAHOI>2.0.CO;2.
- , and ———, 2011: Ice Crystal Linear Growth Rates from -20° to -70°C : Confirmation from Wave Cloud Studies. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 390–402, doi:10.1175/JAS-D-11-035.1.
- Bailey, M. P., and J. Hallett, 2009: A Comprehensive Habit Diagram for Atmospheric Ice Crystals: Confirmation from the Laboratory, AIRS II, and Other Field Studies. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 2888–2899, doi:10.1175/2009JAS2883.1.
- Baker, B., and R. P. Lawson, 2006: Improvement in Determination of Ice Water Content from Two-Dimensional Particle Imagery. Part I: Image-to-Mass Relationships. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **45**, 1282–1290, doi:10.1175/JAM2398.1.
- Barnes, H. C., and R. A. Houze, 2013: The precipitating cloud population of the Madden-Julian Oscillation over the Indian and west Pacific Oceans. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **118**, 6996–7023, doi:10.1002/jgrd.50375.
- Baumgardner, D., and A. Korolev, 1997: Airspeed Corrections for Optical Array Probe Sample Volumes. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **14**, 1224–1229, doi:10.1175/1520-0426(1997)014<1224:ACFOAP>2.0.CO;2.
- De Beauville, C. A., Precipitation rate of tropical maritime convective clouds as related to the coldest cloud top temperatures. *Atmospheric Research*, **47-48**, 405–413.
- Biggerstaff, M. I., and R. A. Houze, 1991: Kinematic and Precipitation Structure of the 10–11 June 1985 Squall Line. *Monthly Weather Review*, **119**, 3034–3065, doi:10.1175/1520-0493(1991)119<3034:KAPSOT>2.0.CO;2.
- Black, R. A., G. M. Heymsfield, and J. Hallett, 2003: Extra large particle images at 12 km in a hurricane eyewall: Evidence of high-altitude supercooled water? *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 4 PP., doi:200310.1029/2003GL017864.
- Bohren, C. F., and D. R. Huffman, 1983: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*.
- Boudala, F. S., and G. A. Isaac, 2006: Bulk microphysics parametrization of ice fraction for application in climate models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **132**, 2377–2392, doi:10.1256/qj.05.04.
- Boudala, F. S., G. A. Isaac, and D. Hudak, 2006: Ice water content and precipitation rate as a function of equivalent radar reflectivity and temperature based on in situ observations. *J. Geophys. Res.*, **111**, 13 PP., doi:200610.1029/2005JD006499.

Références

- Bouniol, D., J. Delanoë, C. Duroure, A. Protat, V. Giraud, and G. Penide, 2010: Microphysical characterisation of West African MCS anvils. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136**, 323–344, doi:10.1002/qj.557.
- Bousquet, O., and B. F. Smull, 2006: Observed mass transports accompanying upstream orographic blocking during MAP IOP8. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **132**, 2393–2413, doi:10.1256/qj.05.103.
- Bovalo, C., 2013: Activité électrique et changements d'intensité des systèmes convectifs tropicaux dans le sud-ouest de l'océan Indien : Observations et modélisation. Université de la Réunion, .
- Brandes, E. A., J. Vivekanandan, J. D. Tuttle, and C. J. Kessinger, 1995: A Study of Thunderstorm Microphysics with Multiparameter Radar and Aircraft Observations. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 3129–3143, doi:10.1175/1520-0493(1995)123<3129:ASOTMW>2.0.CO;2.
- Brasil, A. M., T. L. Farias, and M. G. Carvalho, 1999: A RECIPE FOR IMAGE CHARACTERIZATION OF FRACTAL-LIKE AGGREGATES. *Journal of Aerosol Science*, **30**, 1379–1389, doi:http://dx.doi.org/10.1016/S0021-8502(99)00026-9.
- Browning, K. A., and Coauthors, 1976: Structure of an Evolving Hailstorm Part V: Synthesis and implications for Hail Growth and Hail Suppression. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 603–610, doi:10.1175/1520-0493(1976)104<0603:SOAHP>2.0.CO;2.
- Brown, P. R. A., and P. N. Francis, 1995: Improved Measurements of the Ice Water Content in Cirrus Using a Total-Water Probe. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12**, 410–414, doi:10.1175/1520-0426(1995)012<0410:IMOTIW>2.0.CO;2.
- B, S. S., and B. C. F., 1993: Scattering of unpolarized and polarized light by particle aggregates of different size and fractal dimension. *Langmuir*, **9**, 1431–1435.
- Buck, A. L., 1976: The Variable-Path Lyman-Alpha Hygrometer and Its Operating Characteristics. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **57**, 1113–1118, doi:10.1175/1520-0477(1976)057<1113:TVPLAH>2.0.CO;2.
- Burton, W. K., N. Cabrera, and F. C. Frank, 1951: The Growth of Crystals and the Equilibrium Structure of their Surfaces. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **243**, 299–358, doi:10.1098/rsta.1951.0006.
- Cetrone, J., and R. A. Houze, 2009: Anvil clouds of tropical mesoscale convective systems in monsoon regions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **135**, 305–317, doi:10.1002/qj.389.
- Chidyagwai, P., and C. A. Reiter, 2005: A local cellular model for growth on quasicrystals. *Chaos, Solitons & Fractals*, **24**, 803–812, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.chaos.2004.09.092.
- Cho, H.-R., J. V. Iribarne, and W. G. Richards, 1981: On the Orientation of Ice Crystals in a Cumulonimbus Cloud. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1111–1114, doi:10.1175/1520-0469(1981)038<1111:OTOOIC>2.0.CO;2.
- Colby, F. P., 1984: Convective Inhibition as a Predictor of Convection during AVE-SESAME II. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2239–2252, doi:10.1175/1520-0493(1984)112<2239:CIAAPO>2.0.CO;2.

Références

- Cole, B., P. Yang, B. A. Baum, J. Riedi, and L. C.-Labonnote, 2013: Ice particle habit and surface roughness derived from PARASOL polarization measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **13**, 29483–29519, doi:10.5194/acpd-13-29483-2013.
- Davidson, N. E., 1995: Vorticity Budget for AMEX. Part I: Diagnostics. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 1620–1635, doi:10.1175/1520-0493(1995)123<1620:VBFAPI>2.0.CO;2.
- Davis, S., and Coauthors, 2010: In situ and lidar observations of tropopause subvisible cirrus clouds during TC4. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **115**, n/a – n/a, doi:10.1029/2009JD013093.
- Delanoë, J., and R. J. Hogan, 2008: A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **113**, n/a – n/a, doi:10.1029/2007JD009000.
- , A. Protat, J. Testud, D. Bouniol, A. J. Heymsfield, A. Bansemmer, P. R. A. Brown, and R. M. Forbes, 2005: Statistical properties of the normalized ice particle size distribution. *J. Geophys. Res.*, **110**, 21 PP., doi:200510.1029/2004JD005405.
- , A. Protat, D. Bouniol, A. Heymsfield, A. Bansemmer, and P. Brown, 2007: The Characterization of Ice Cloud Properties from Doppler Radar Measurements. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **46**, 1682–1698, doi:10.1175/JAM2543.1.
- Delanoë, J. M. E., A. J. Heymsfield, A. Protat, A. Bansemmer, and R. J. Hogan, 2014: Normalized particle size distribution for remote sensing application. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **119**, 4204–4227, doi:10.1002/2013JD020700.
- Delrieu, G., and Coauthors, 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**, 34–52, doi:10.1175/JHM-400.1.
- Draine, B. T., 1988: The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophysical Journal*, 848–872.
- Draine, B. T., and P. J. Flatau, 1994: Discrete-dipole approximation for scattering calculations. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 1491–1499, doi:10.1364/JOSAA.11.001491.
- Drobinski, P., and Coauthors, 2013: HyMeX: A 10-Year Multidisciplinary Program on the Mediterranean Water Cycle. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **95**, 1063–1082, doi:10.1175/BAMS-D-12-00242.1.
- Ducrocq, V., O. Nuissier, D. Ricard, C. Lebeaupin, and T. Thouvenin, 2008: A numerical study of three catastrophic precipitating events over southern France. II: Mesoscale triggering and stationarity factors. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **134**, 131–145, doi:10.1002/qj.199.
- Ducrocq, V., and Coauthors, 2013: HyMeX-SOP1: The Field Campaign Dedicated to Heavy Precipitation and Flash Flooding in the Northwestern Mediterranean. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **95**, 1083–1100, doi:10.1175/BAMS-D-12-00244.1.
- Duffourg, F., and V. Ducrocq, 2011: Origin of the moisture feeding the Heavy Precipitating Systems over Southeastern France. *Natural Hazards and Earth System Science*, **11**, 1163–1178, doi:10.5194/nhess-11-1163-2011.

Références

- , and ——, 2013: Assessment of the water supply to Mediterranean heavy precipitation: a method based on finely designed water budgets. *Atmospheric Science Letters*, **14**, 133–138, doi:10.1002/asl2.429.
- Durooure, C., H. R. Larsen, H. Isaka, and P. Personne, 1994: 2D image population analysis. *Atmospheric Research*, **34**, 195–205, doi:10.1016/0169-8095(94)90091-4.
- Eltahir, E. A. B., and C. Gong, 1996: Dynamics of Wet and Dry Years in West Africa. *J. Climate*, **9**, 1030–1042, doi:10.1175/1520-0442(1996)009<1030:DOWADY>2.0.CO;2.
- Field, P. R., and A. J. Heymsfield, 2003: Aggregation and Scaling of Ice Crystal Size Distributions. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 544–560, doi:10.1175/1520-0469(2003)060<0544:AASOIC>2.0.CO;2.
- Field, P. R., R. Wood, P. R. A. Brown, P. H. Kaye, E. Hirst, R. Greenaway, and J. A. Smith, 2003: Ice Particle Interarrival Times Measured with a Fast FSSP. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 249–261, doi:10.1175/1520-0426(2003)020<0249:IPITMW>2.0.CO;2.
- , A. J. Heymsfield, and A. Bansemmer, 2006: Shattering and Particle Interarrival Times Measured by Optical Array Probes in Ice Clouds. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **23**, 1357–1371, doi:10.1175/JTECH1922.1.
- Fink, A. H., and A. Reiner, 2003: Spatiotemporal variability of the relation between African Easterly Waves and West African Squall Lines in 1998 and 1999. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **108**, n/a – n/a, doi:10.1029/2002JD002816.
- Flury, T., D. L. Wu, and W. G. Read, 2012: Correlation among cirrus ice content, water vapor and temperature in the TTL as observed by CALIPSO and Aura/MLS. *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 683–691, doi:10.5194/acp-12-683-2012.
- Fontaine, E., A. Schwarzenboeck, J. Delanoë, W. Wobrock, D. Leroy, R. Dupuy, and A. Protat, 2014: Constraining mass–diameter relations from hydrometeor images and cloud radar reflectivities in tropical continental and oceanic convective anvils. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **14**, 2983–3041, doi:10.5194/acpd-14-2983-2014.
- Frank, W. M., and J. L. McBride, 1989a: The Vertical Distribution of Heating in AMEX and GATE Cloud Clusters. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3464–3478, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<3464:TVDOHI>2.0.CO;2.
- , and ——, 1989b: The Vertical Distribution of Heating in AMEX and GATE Cloud Clusters. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3464–3478, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<3464:TVDOHI>2.0.CO;2.
- Frey, W., 2011: Airborne in situ measurements of ice particles in the tropical tropopause layer. Johannes Gutenberg, Mainz, .
- Frey, W., and Coauthors, 2011: In situ measurements of tropical cloud properties in the West African Monsoon: upper tropospheric ice clouds, Mesoscale Convective System outflow, and subvisual cirrus. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **11**, 5569–5590, doi:10.5194/acp-11-5569-2011.
- Gamache, J. F., and R. A. Houze, 1983: Water Budget of a Mesoscale Convective System in the Tropics. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1835–1850, doi:10.1175/1520-0469(1983)040<1835:WBOAMC>2.0.CO;2.

- Gayet, J.-F., and Coauthors, 2012: On the observation of unusual high concentration of small chain-like aggregate ice crystals and large ice water contents near the top of a deep convective cloud during the CIRCLE-2 experiment. *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 727–744, doi:10.5194/acp-12-727-2012.
- , V. Shcherbakov, L. Bugliaro, A. Protat, J. Delanoë, J. Pelon, and A. Garnier, 2013: Microphysical properties and high ice water content in continental and oceanic Mesoscale Convective Systems and potential implications for commercial aircraft at flight altitude. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **13**, 22535–22574, doi:10.5194/acpd-13-22535-2013.
- Gibou, F., R. Fedkiw, R. Caflisch, and S. Osher, 2003: A Level Set Approach for the Numerical Simulation of Dendritic Growth. *Journal of Scientific Computing*, **19**, 183–199, doi:10.1023/A:1025399807998.
- Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **106**, 447–462, doi:10.1002/qj.49710644905.
- Gosset, M., E.-P. Zahiri, and S. Moumouni, 2010: Rain drop size distribution variability and impact on X-band polarimetric radar retrieval: Results from the AMMA campaign in Benin. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136**, 243–256, doi:10.1002/qj.556.
- Gravner, J., and D. Griffeath, 2008: Modeling snow crystal growth II: A mesoscopic lattice map with plausible dynamics. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **237**, 385–404, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.physd.2007.09.008.
- Grim, J. A., G. M. McFarquhar, R. M. Rauber, A. M. Smith, and B. F. Jewett, 2009a: Microphysical and Thermodynamic Structure and Evolution of the Trailing Stratiform Regions of Mesoscale Convective Systems during BAMEX. Part II: Column Model Simulations. *Monthly Weather Review*, **137**, 1186–1205, doi:10.1175/2008MWR2505.1.
- , ———, ———, ———, and ———, 2009b: Microphysical and Thermodynamic Structure and Evolution of the Trailing Stratiform Regions of Mesoscale Convective Systems during BAMEX. Part II: Column Model Simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 1186–1205, doi:10.1175/2008MWR2505.1.
- Grosvenor, D. P., R. Wood, and F. Burnet, 2014: The effect of solar zenith angle on MODIS cloud optical and microphysical retrievals. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **14**, 303–375, doi:10.5194/acpd-14-303-2014.
- Gunn, B. W., J. L. McBride, G. J. Holland, T. D. Keenan, N. E. Davidson, and H. H. Hendon, 1989: The Australian Summer Monsoon Circulation during AMEX Phase II. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2554–2574, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<2554:TASMCD>2.0.CO;2.
- Hall, W. D., and H. R. Pruppacher, 1976: The Survival of Ice Particles Falling from Cirrus Clouds in Subsaturated Air. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1995–2006, doi:10.1175/1520-0469(1976)033<1995:TSOIPF>2.0.CO;2.
- Harimaya, T., 1975: The Riming Properties of Snow Crystals. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, **53**, 384–392.
- Hartmann, D. L., H. H. Hendon, and R. A. Houze, 1984: Some Implications of the Mesoscale Circulations in Tropical Cloud Clusters for Large-Scale Dynamics and Climate. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 113–121, doi:10.1175/1520-0469(1984)041<0113:SIOTMC>2.0.CO;2.

Références

- Hashino, T., and G. J. Tripoli, 2007: The Spectral Ice Habit Prediction System (SHIPS). Part I: Model Description and Simulation of the Vapor Deposition Process. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2210–2237, doi:10.1175/JAS3963.1.
- Hashino, T., and G. J. Tripoli, 2011: The Spectral Ice Habit Prediction System (SHIPS). Part III: Description of the Ice Particle Model and the Habit-Dependent Aggregation Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68**, 1125–1141, doi:10.1175/2011JAS3666.1.
- Hendry, A., and G. C. McCormick, 1976: Radar observations of the alignment of precipitation particles by electrostatic fields in thunderstorms. *Journal of Geophysical Research*, **81**, 5353–5357, doi:10.1029/JC081i030p05353.
- Heymsfield, A. J., and J. L. Parrish, 1978: A Computational Technique for Increasing the Effective Sampling Volume of the PMS Two-Dimensional Particle Size Spectrometer. *J. Appl. Meteor.*, **17**, 1566–1572, doi:10.1175/1520-0450(1978)017<1566:ACTFIT>2.0.CO;2.
- , and L. M. Miloshevich, 2003: Parameterizations for the Cross-Sectional Area and Extinction of Cirrus and Stratiform Ice Cloud Particles. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **60**, 936–956, doi:10.1175/1520-0469(2003)060<0936:PFTCSA>2.0.CO;2.
- Heymsfield, A. J., and C. D. Westbrook, 2010: Advances in the Estimation of Ice Particle Fall Speeds Using Laboratory and Field Measurements. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67**, 2469–2482, doi:10.1175/2010JAS3379.1.
- Heymsfield, A. J., A. Bansemer, P. R. Field, S. L. Durden, J. L. Stith, J. E. Dye, W. Hall, and C. A. Grainger, 2002a: Observations and Parameterizations of Particle Size Distributions in Deep Tropical Cirrus and Stratiform Precipitating Clouds: Results from In Situ Observations in TRMM Field Campaigns. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3457–3491, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<3457:OAPOPS>2.0.CO;2.
- , S. Lewis, A. Bansemer, J. Iaquinta, L. M. Miloshevich, M. Kajikawa, C. Twohy, and M. R. Poellot, 2002b: A General Approach for Deriving the Properties of Cirrus and Stratiform Ice Cloud Particles. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**, 3–29, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<0003:AGAFDT>2.0.CO;2.
- , Z. Wang, and S. Matrosov, 2005: Improved Radar Ice Water Content Retrieval Algorithms Using Coincident Microphysical and Radar Measurements. *J. Appl. Meteor.*, **44**, 1391–1412, doi:10.1175/JAM2282.1.
- , A. Bansemer, G. Heymsfield, and A. O. Fierro, 2009: Microphysics of Maritime Tropical Convective Updrafts at Temperatures from -20° to -60° . *Journal of the Atmospheric Sciences*, **66**, 3530–3562, doi:10.1175/2009JAS3107.1.
- , C. Schmitt, A. Bansemer, and C. H. Twohy, 2010a: Improved Representation of Ice Particle Masses Based on Observations in Natural Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67**, 3303–3318, doi:10.1175/2010JAS3507.1.
- Heymsfield, G. M., L. Tian, A. J. Heymsfield, L. Li, and S. Guimond, 2010b: Characteristics of Deep Tropical and Subtropical Convection from Nadir-Viewing High-Altitude Airborne Doppler Radar. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67**, 285–308, doi:10.1175/2009JAS3132.1.

Références

- Hogan, R. J., M. P. Mittermaier, and A. J. Illingworth, 2006: The Retrieval of Ice Water Content from Radar Reflectivity Factor and Temperature and Its Use in Evaluating a Mesoscale Model. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **45**, 301–317, doi:10.1175/JAM2340.1.
- , L. Tian, P. R. A. Brown, C. D. Westbrook, A. J. Heymsfield, and J. D. Eastment, 2011: Radar Scattering from Ice Aggregates Using the Horizontally Aligned Oblate Spheroid Approximation. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **51**, 655–671, doi:10.1175/JAMC-D-11-074.1.
- Houze, R. A., 2004: Mesoscale convective systems. *Reviews of Geophysics*, **42**, n/a – n/a, doi:10.1029/2004RG000150.
- , and D. D. Churchill, 1987: Mesoscale Organization and Cloud Microphysics in a Bay of Bengal Depression. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1845–1868, doi:10.1175/1520-0469(1987)044<1845:MOACMI>2.0.CO;2.
- Huffman, G. J., and Coauthors, 2007: The TRMM Multisatellite Precipitation Analysis (TMPA): Quasi-Global, Multiyear, Combined-Sensor Precipitation Estimates at Fine Scales. *J. Hydro-meteor.*, **8**, 38–55, doi:10.1175/JHM560.1.
- Hufford, G., 1991: A model for the complex permittivity of ice at frequencies below 1 THz. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **12**, 677–682, doi:10.1007/BF01008898.
- Iacobellis, S. F., G. M. McFarquhar, D. L. Mitchell, and R. C. J. Somerville, 2003: The Sensitivity of Radiative Fluxes to Parameterized Cloud Microphysics. *J. Climate*, **16**, 2979–2996, doi:10.1175/1520-0442(2003)016<2979:TSORFT>2.0.CO;2.
- Jacobson, M., 1998: H. R. Pruppacher and J. D. Klett, Microphysics of Clouds and Precipitation, Second Revised and Enlarged Edition with an Introduction to Cloud Chemistry and Cloud Electricity. *Climatic Change*, **38**, 497–499, doi:10.1023/A:1005304329379.
- Janicot, S., and B. Sultan, 2001: Intra-seasonal modulation of convection in the West African Monsoon. *Geophysical Research Letters*, **28**, 523–526, doi:10.1029/2000GL012424.
- Jenkner, J., W. W. Hsieh, and A. J. Cannon, 2011: Seasonal Modulations of the Active MJO Cycle Characterized by Nonlinear Principal Component Analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 2259–2275, doi:10.1175/2010MWR3562.1.
- Jensen, E., D. Starr, and O. B. Toon, 2004: Mission investigates tropical cirrus clouds. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, **85**, 45–50, doi:10.1029/2004EO050002.
- Jensen, E. J., and Coauthors, 2009: On the importance of small ice crystals in tropical anvil cirrus. *Atmos. Chem. Phys.*, **9**, 5519–5537, doi:10.5194/acp-9-5519-2009.
- Jensen, M. P., and A. D. Del Genio, 2003: Radiative and Microphysical Characteristics of Deep Convective Systems in the Tropical Western Pacific. *Journal of Applied Meteorology*, **42**, 1234–1254, doi:10.1175/1520-0450(2003)042<1234:RAMCOD>2.0.CO;2.
- Jiang, J. H., and D. L. Wu, 2004: Ice and water permittivities for millimeter and sub-millimeter remote sensing applications. *Atmospheric Science Letters*, **5**, 146–151, doi:10.1002/asl.77.
- Johnson, D. A., and J. Hallett, 1968: Freezing and shattering of supercooled water drops. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **94**, 468–482, doi:10.1002/qj.49709440204.

Références

- Keenan, T. D., J. McBride, G. Holland, N. Davidson, and B. Gunn, 1989: Diurnal Variations during the Australian Monsoon Experiment (AMEX) Phase II. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2535–2553, doi:10.1175/1520-0493(1989)117<2535:DVDTAM>2.0.CO;2.
- Kobayashi, R., 1993: Modeling and numerical simulations of dendritic crystal growth. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **63**, 410–423, doi:10.1016/0167-2789(93)90120-P.
- Korolev, A., and B. Sussman, 2000: A Technique for Habit Classification of Cloud Particles. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**, 1048–1057, doi:10.1175/1520-0426(2000)017<1048:ATFHCO>2.0.CO;2.
- Korolev, A., and G. Isaac, 2003: Roundness and Aspect Ratio of Particles in Ice Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1795–1808, doi:10.1175/1520-0469(2003)060<1795:RAAROP>2.0.CO;2.
- , and G. A. Isaac, 2005: Shattering during Sampling by OAPs and HVPS. Part I: Snow Particles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **22**, 528–542, doi:10.1175/JTECH1720.1.
- Korolev, A. V., and I. P. Mazin, 2003: Supersaturation of Water Vapor in Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2957–2974, doi:10.1175/1520-0469(2003)060<2957:SOWVIC>2.0.CO;2.
- Korolev, A. V., J. W. Strapp, and G. A. Isaac, 1998a: Evaluation of the Accuracy of PMS Optical Array Probes. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 708–720, doi:10.1175/1520-0426(1998)015<0708:EOTAOP>2.0.CO;2.
- , ———, ———, and A. N. Nevzorov, 1998b: The Nevzorov Airborne Hot-Wire LWC–TWC Probe: Principle of Operation and Performance Characteristics. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 1495–1510, doi:10.1175/1520-0426(1998)015<1495:TNAHWL>2.0.CO;2.
- Krämer, M., and Coauthors, 2009: Ice supersaturations and cirrus cloud crystal numbers. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **9**, 3505–3522, doi:10.5194/acp-9-3505-2009.
- Kumar, V. V., A. Protat, P. T. May, C. Jakob, G. Penide, S. Kumar, and L. Davies, 2012: On the Effects of Large-Scale Environment and Surface Types on Convective Cloud Characteristics over Darwin, Australia. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 1358–1374, doi:10.1175/MWR-D-12-00160.1.
- Lafore, J.-P., and M. W. Moncrieff, 1989: A Numerical Investigation of the Organization and Interaction of the Convective and Stratiform Regions of Tropical Squall Lines. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 521–544, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<0521:ANIOTO>2.0.CO;2.
- Laing, A. G., R. E. Carbone, and V. Levizzani, 2011: Cycles and Propagation of Deep Convection over Equatorial Africa. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 2832–2853, doi:10.1175/2011MWR3500.1.
- LAMRANI, N., 2008: Dynamique Et Microphysique Des Systemes Convectifs De L’afrique De L’ouest : Une Analyse D’une Ligne De Grains Par Radar Doppler Polarimetrique. Paul Sabatier, Toulouse III, .
- Lawson, R. P., and B. A. Baker, 2006: Improvement in Determination of Ice Water Content from Two-Dimensional Particle Imagery. Part II: Applications to Collected Data. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **45**, 1291–1303, doi:10.1175/JAM2399.1.
- , and P. Zuidema, 2009: Aircraft Microphysical and Surface-Based Radar Observations of Summertime Arctic Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3505–3529, doi:10.1175/2009JAS3177.1.

Références

- , B. A. Baker, C. G. Schmitt, and T. L. Jensen, 2001: An overview of microphysical properties of Arctic clouds observed in May and July 1998 during FIRE ACE. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **106**, 14989–15014, doi:10.1029/2000JD900789.
- , D. O'Connor, P. Zmarzly, K. Weaver, B. Baker, Q. Mo, and H. Jonsson, 2006: The 2D-S (Stereo) Probe: Design and Preliminary Tests of a New Airborne, High-Speed, High-Resolution Particle Imaging Probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **23**, 1462–1477, doi:10.1175/JTECH1927.1.
- , E. Jensen, D. L. Mitchell, B. Baker, Q. Mo, and B. Pilon, 2010: Microphysical and radiative properties of tropical clouds investigated in TC4 and NAMMA. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **115**, n/a – n/a, doi:10.1029/2009JD013017.
- Lebeaupin, C., V. Ducrocq, and H. Giordani, 2006: Sensitivity of torrential rain events to the sea surface temperature based on high-resolution numerical forecasts. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **111**, n/a – n/a, doi:10.1029/2005JD006541.
- Leroy, D., 2007: Développement d'un modèle de nuage tridimensionnel à microphysique détaillée - Application à la simulation de cas de convection moyenne et profonde. Blaise Pascal, .
- Van Lier-Walqui, M., T. Vukicevic, and D. J. Posselt, 2012: Quantification of Cloud Microphysical Parameterization Uncertainty Using Radar Reflectivity. *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 3442–3466, doi:10.1175/MWR-D-11-00216.1.
- Lindzen, R. S., 1974: Wave-CISK in the Tropics. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 156–179, doi:10.1175/1520-0469(1974)031<0156:WCITT>2.0.CO;2.
- Liu, C.-L., and A. J. Illingworth, 2000: Toward More Accurate Retrievals of Ice Water Content from Radar Measurements of Clouds. *J. Appl. Meteor.*, **39**, 1130–1146, doi:10.1175/1520-0450(2000)039<1130:TMAROI>2.0.CO;2.
- Liu, G., 2008: A Database of Microwave Single-Scattering Properties for Nonspherical Ice Particles. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **89**, 1563–1570, doi:10.1175/2008BAMS2486.1.
- Locatelli, J. D., and P. V. Hobbs, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *Journal of Geophysical Research*, **79**, 2185–2197, doi:10.1029/JC079i015p02185.
- Luebke, A. E., L. M. Avallone, C. Schiller, J. Meyer, C. Rolf, and M. Krämer, 2013: Ice water content of Arctic, midlatitude, and tropical cirrus – Part 2: Extension of the database and new statistical analysis. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **13**, 6447–6459, doi:10.5194/acp-13-6447-2013.
- Madden, R. A., and P. R. Julian, 1971: Detection of a 40–50 Day Oscillation in the Zonal Wind in the Tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702–708, doi:10.1175/1520-0469(1971)028<0702:DOADOI>2.0.CO;2.
- , and ——, 1994: Observations of the 40–50-Day Tropical Oscillation—A Review. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 814–837, doi:10.1175/1520-0493(1994)122<0814:OOTDTO>2.0.CO;2.
- Mapes, B. E., and R. A. Houze, 1993: Cloud Clusters and Superclusters over the Oceanic Warm Pool. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1398–1416, doi:10.1175/1520-0493(1993)121<1398:CCASOT>2.0.CO;2.

Références

- Mariotti, A., M. V. Struglia, N. Zeng, and K.-M. Lau, 2002: The Hydrological Cycle in the Mediterranean Region and Implications for the Water Budget of the Mediterranean Sea. *J. Climate*, **15**, 1674–1690, doi:10.1175/1520-0442(2002)015<1674:THCITM>2.0.CO;2.
- Mas, C., 2003: Modélisation Physique du procédé de Découpe de Métaux par Laser. Université Pierre et Marie Curie Paris 6, .
- Mathon, V., H. Laurent, and T. Lebel, 2002: Mesoscale Convective System Rainfall in the Sahel. *J. Appl. Meteor.*, **41**, 1081–1092, doi:10.1175/1520-0450(2002)041<1081:MCSRIT>2.0.CO;2.
- Maxwell Garnet, J. C., 1904: Colours in Metal Glasses and in Metallic Films. *Philosophical Transactions of The Royal Society*, 385–420, doi:10.1098/rsta.1904.0024.
- McFarquhar, G. M., and R. A. Black, 2004: Observations of Particle Size and Phase in Tropical Cyclones: Implications for Mesoscale Modeling of Microphysical Processes. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 422–439, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<0422:OOPSAP>2.0.CO;2.
- , M. S. Timlin, R. M. Rauber, B. F. Jewett, J. A. Grim, and D. P. Jorgensen, 2007: Vertical Variability of Cloud Hydrometeors in the Stratiform Region of Mesoscale Convective Systems and Bow Echoes. *Monthly Weather Review*, **135**, 3405–3428, doi:10.1175/MWR3444.1.
- Mioche, G., Validation des produits d’inversion des observations CALIPSO/CloudSat pour la caractérisation des propriétés optiques et microphysiques des nuages de glace et en phase mixte. Université Blaise Pascal, .
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis, and D. W. Mackowski, 1996: T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **55**, 535–575, doi:10.1016/0022-4073(96)00002-7.
- Mitchell, D. L., 1996: Use of Mass- and Area-Dimensional Power Laws for Determining Precipitation Particle Terminal Velocities. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1710–1723, doi:10.1175/1520-0469(1996)053<1710:UOMAAD>2.0.CO;2.
- , R. Zhang, and R. L. Pitter, 1990: Mass-Dimensional Relationships for Ice Particles and the Influence of Riming on Snowfall Rates. *Journal of Applied Meteorology*, **29**, 153–163, doi:10.1175/1520-0450(1990)029<0153:MDRFIP>2.0.CO;2.
- Moncrieff, M., and M. Miller, 1976: The dynamics and simulation of tropical cumulonimbus and squall lines. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **102**, 373–394.
- Mossop, S. C., and A. Ono, 1969: Measurements of Ice Crystal Concentration in Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 130–137, doi:10.1175/1520-0469(1969)026<0130:MOICCI>2.0.CO;2.
- Nicholls, S., J. Leighton, and R. Barker, 1990: A New Fast Response Instrument for Measuring Total Water Content from Aircraft. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **7**, 706–718, doi:10.1175/1520-0426(1990)007<0706:ANFRIF>2.0.CO;2.
- Ning, C., and C. A. Reiter, 2007: A cellular model for three-dimensional snow crystallization. *Computers & Graphics*, **31**, 668–677, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.cag.2007.02.015.
- Noel, T., 2010: Interactions entre microphysique et dynamique dans les lignes de grains d’Afrique de l’ouest. Versailles Saint Quentin en Yvelines, .

Références

- Ogren, J. A., J. Heintzenberg, and R. J. Charlson, 1985: In-situ sampling of clouds with a droplet to aerosol converter. *Geophysical Research Letters*, **12**, 121–124, doi:10.1029/GL012i003p00121.
- Ono, A., 1969: The Shape and Riming Properties of Ice Crystals in Natural Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 138–147, doi:10.1175/1520-0469(1969)026<0138:TSARPO>2.0.CO;2.
- Parameswaran, K., S. V. SunilKumar, B. V. Krishna Murthy, K. Satheesan, Y. Bhavani Kumar, M. Krishnaiah, and P. R. Nair, 2003: Lidar observations of cirrus cloud near the tropical tropopause: temporal variations and association with tropospheric turbulence. *Atmospheric Research*, **69**, 29–49.
- Penide, G., 2010: Mise en place de simulateurs d'instruments de télédétection dans un modèle méso-échelle (BRAMS) : Application à l'étude d'un système convectif observé pendant la campagne AMMA. Blaise Pascal, .
- Penide, G., V. V. Kumar, A. Protat, and P. T. May, 2013: Statistics of Drop Size Distribution Parameters and Rain Rates for Stratiform and Convective Precipitation during the North Australian Wet Season. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 3222–3237, doi:10.1175/MWR-D-12-00262.1.
- Peter, B., 2001: Including a melting layer in microwave radiative transfer simulation for clouds. *Atmospheric Research*, **57**, 9–30, doi:10.1016/S0169-8095(00)00072-7.
- Ping, F., and Z. Luo, 2009: Microphysical and radiative effects of ice clouds on diurnal variations of tropical convective and stratiform rainfall. *Atmospheric Research*, **93**, 862–873, doi:10.1016/j.atmosres.2009.04.007.
- , ———, and X. Li, 2008: Kinematics, cloud microphysics and spatial structures of tropical cloud clusters: A two-dimensional cloud-resolving modeling study. *Atmospheric Research*, **88**, 323–336, doi:10.1016/j.atmosres.2007.11.027.
- Pitter, R. L., 1977a: A Reexamination of Riming on Thin Ice Plates. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 684–685, doi:10.1175/1520-0469(1977)034<0684:AROROT>2.0.CO;2.
- , 1977b: Scavenging Efficiency of Electrostatically Charged Thin Ice Plates and Spherical Aerosol Particles. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1797–1800, doi:10.1175/1520-0469(1977)034<1797:SEOECT>2.0.CO;2.
- Planche, C., 2011: Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage mixte à microphysique détaillée : Application aux précipitations orographiques. Blaise Pascal, .
- Plank, V. G., R. O. Berthel, and A. A. Barnes, 1980: An Improved Method for Obtaining the Water Content Values of Ice Hydrometeors from Aircraft and Radar Data. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 1293–1299, doi:10.1175/1520-0450(1980)019<1293:AIMFOT>2.0.CO;2.
- Pokharel, B., and G. Vali, 2011: Evaluation of Collocated Measurements of Radar Reflectivity and Particle Sizes in Ice Clouds. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **50**, 2104–2119, doi:10.1175/JAMC-D-10-05010.1.
- Pook, M. J., J. S. Risbey, P. C. McIntosh, C. C. Ummenhofer, A. G. Marshall, and G. A. Meyers, 2013: The Seasonal Cycle of Blocking and Associated Physical Mechanisms in the Australian Region and Relationship with Rainfall. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 4534–4553, doi:10.1175/MWR-D-13-00040.1.

- Protat, A., and C. R. Williams, 2011: The Accuracy of Radar Estimates of Ice Terminal Fall Speed from Vertically Pointing Doppler Radar Measurements. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **50**, 2120–2138, doi:10.1175/JAMC-D-10-05031.1.
- Protat, A., J. Delanoë, D. Bouniol, A. J. Heymsfield, A. Bansemer, and P. Brown, 2007: Evaluation of Ice Water Content Retrievals from Cloud Radar Reflectivity and Temperature Using a Large Airborne In Situ Microphysical Database. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **46**, 557–572, doi:10.1175/JAM2488.1.
- , and Coauthors, 2009: Assessment of Cloudsat Reflectivity Measurements and Ice Cloud Properties Using Ground-Based and Airborne Cloud Radar Observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **26**, 1717–1741, doi:10.1175/2009JTECHA1246.1.
- , G. M. McFarquhar, J. Um, and J. Delanoë, 2010: Obtaining Best Estimates for the Microphysical and Radiative Properties of Tropical Ice Clouds from TWP-ICE In Situ Microphysical Observations. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **50**, 895–915, doi:10.1175/2010JAMC2401.1.
- , J. Delanoë, P. T. May, J. Haynes, C. Jakob, E. O’Connor, M. Pope, and M. C. Wheeler, 2011: The variability of tropical ice cloud properties as a function of the large-scale context from ground-based radar-lidar observations over Darwin, Australia. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **11**, 8363–8384, doi:10.5194/acp-11-8363-2011.
- , S. Rauniyar, V. V. Kumar, and J. W. Strapp, 2014: Optimizing the probability of flying in high ice water content conditions in the Tropics using a regional-scale climatology of convective cell properties. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, doi:10.1175/JAMC-D-14-0002.1. <http://dx.doi.org/10.1175/JAMC-D-14-0002.1> (Accessed October 3, 2014).
- Pruppacher, H. R., J. D. Klett, and P. K. Wang, 1998: Microphysics of Clouds and Precipitation. *Aerosol Science and Technology*, **28**, 381–382, doi:10.1080/02786829808965531.
- Pujol, O., 2006: Étude Microphysique Des Nuages Et Des Précipitations Par Radar Polarimétrique Et Simulation Numérique. Influence Du Milieu De Propagation Sur La Mesure De La Réflectivité. Paul Sabatier, Toulouse III, .
- Radulovic, V., 2009: *The enigmatic snow flake*. University of Ljubljana.
- RAMAGE, C. S., 1968: Role Of A Tropical “Maritime Continent” In The Atmospheric Circulation1. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 365–370, doi:10.1175/1520-0493(1968)096<0365:ROATMC>2.0.CO;2.
- Rebelo, L. P. N., P. G. Debenedetti, and S. Sastry, 1998: Singularity-free interpretation of the thermodynamics of supercooled water. II. Thermal and volumetric behavior. *The Journal of Chemical Physics*, **109**, 626–633, doi:doi:10.1063/1.476600.
- Reiter, C. A., 2005: A local cellular model for snow crystal growth. *Chaos, Solitons & Fractals*, **23**, 1111–1119, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.chaos.2004.06.071.
- De Reus, M., and Coauthors, 2009: Evidence for ice particles in the tropical stratosphere from in-situ measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **9**, 6775–6792, doi:10.5194/acp-9-6775-2009.
- Roca, R., J.-P. Lafore, C. Piriou, and J.-L. Redelsperger, 2005: Extratropical Dry-Air Intrusions into the West African Monsoon Midtroposphere: An Important Factor for the Convective Activity over the Sahel. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 390–407, doi:10.1175/JAS-3366.1.

Références

- Rotunno, R., and R. Ferretti, 2001: Mechanisms of Intense Alpine Rainfall. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1732–1749, doi:10.1175/1520-0469(2001)058<1732:MOIAR>2.0.CO;2.
- Sastry, S., P. G. Debenedetti, F. Sciortino, and H. E. Stanley, 1996: Singularity-free interpretation of the thermodynamics of supercooled water. *Phys. Rev. E*, **53**, 6144–6154, doi:10.1103/PhysRevE.53.6144.
- Schmitt, C. G., and A. J. Heymsfield, 2005: Total Surface Area Estimates for Individual Ice Particles and Particle Populations. *J. Appl. Meteor.*, **44**, 467–474, doi:10.1175/JAM2209.1.
- , and ———, 2010: The Dimensional Characteristics of Ice Crystal Aggregates from Fractal Geometry. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67**, 1605–1616, doi:10.1175/2009JAS3187.1.
- Sen, A. K., A. Mitra, S. K. Datta, R. Bera, and S. Swarup, 1992: Shift of millimeterwave window frequencies in relation to tropospheric radio meteorological parameters. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1183–1203, doi:10.1007/BF01009060.
- Smith, A. M., G. M. McFarquhar, R. M. Rauber, J. A. Grim, M. S. Timlin, B. F. Jewett, and D. P. Jorgensen, 2009a: Microphysical and Thermodynamic Structure and Evolution of the Trailing Stratiform Regions of Mesoscale Convective Systems during BAMEX. Part I: Observations. *Monthly Weather Review*, **137**, 1165–1185, doi:10.1175/2008MWR2504.1.
- , ———, ———, ———, ———, ———, and ———, 2009b: Microphysical and Thermodynamic Structure and Evolution of the Trailing Stratiform Regions of Mesoscale Convective Systems during BAMEX. Part I: Observations. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 1165–1185, doi:10.1175/2008MWR2504.1.
- Sourdeval, O., L. C. Labonnote, G. Brogniez, O. Jourdan, J. Pelon, and A. Garnier, 2013: A variational approach for retrieving ice cloud properties from infrared measurements: application in the context of two IIR validation campaigns. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **13**, 8229–8244, doi:10.5194/acp-13-8229-2013.
- Spencer, R. W., H. M. Goodman, and R. E. Hood, 1989: Precipitation Retrieval over Land and Ocean with the SSM/I: Identification and Characteristics of the Scattering Signal. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **6**, 254–273, doi:10.1175/1520-0426(1989)006<0254:PROLAO>2.0.CO;2.
- Spurr, R., J. Wang, J. Zeng, and M. I. Mishchenko, 2012: Linearized T-matrix and Mie scattering computations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **113**, 425–439, doi:10.1016/j.jqsrt.2011.11.014.
- Stith, J. L., J. E. Dye, A. Bansemer, A. J. Heymsfield, C. A. Grainger, W. A. Petersen, and R. Cifelli, 2002: Microphysical Observations of Tropical Clouds. *Journal of Applied Meteorology*, **41**, 97–117, doi:10.1175/1520-0450(2002)041<0097:MOOTC>2.0.CO;2.
- Stith, J. L., and Coauthors, 2014: Ice particles in the upper anvil regions of midlatitude continental thunderstorms: the case for frozen-drop aggregates. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **14**, 1973–1985, doi:10.5194/acp-14-1973-2014.
- Tang, D., and A. G. Marangoni, 2006: 3D fractal dimension of fat crystal networks. *Chemical Physics Letters*, **433**, 248–252, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.cplett.2006.11.057.

Références

- Toon, O. B., and Coauthors, 2010: Planning, implementation, and first results of the Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling Experiment (TC4). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **115**, n/a – n/a, doi:10.1029/2009JD013073.
- Vardiman, L., 1978. The Generation of Secondary Ice Particles in Clouds by Crystal–Crystal Collision. *J. Atmos. Sci.* **35**, 2168–2180. doi:10.1175/1520-0469(1978)035<2168:TGOSIP>2.0.CO;2
- Viltard, N., C. Burlaud, and C. D. Kummerow, 2006: Rain Retrieval from TMI Brightness Temperature Measurements Using a TRMM PR–Based Database. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **45**, 455–466, doi:10.1175/JAM2346.1.
- Wang, D., X. Li, and W.-K. Tao, 2010: Cloud radiative effects on responses of rainfall to large-scale forcing during a landfall of severe tropical storm Bilis (2006). *Atmospheric Research*, **98**, 512–525, doi:10.1016/j.atmosres.2010.08.020.
- Warren, S. G., and R. E. Brandt, 2008: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **113**, n/a – n/a, doi:10.1029/2007JD009744.
- Webster, P. J., and R. A. Houze, 1991a: The Equatorial Mesoscale Experiment (EMEX): An Overview. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 1481–1505, doi:10.1175/1520-0477(1991)072<1481:TEMEAO>2.0.CO;2.
- , and ———, 1991b: The Equatorial Mesoscale Experiment (EMEX): An Overview. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 1481–1505, doi:10.1175/1520-0477(1991)072<1481:TEMEAO>2.0.CO;2.
- Weigel, R., and Coauthors, 2011: In situ observations of new particle formation in the tropical upper troposphere: the role of clouds and the nucleation mechanism. *Atmos. Chem. Phys.*, **11**, 9983–10010, doi:10.5194/acp-11-9983-2011.
- Westbrook, C. D., and A. J. Heymsfield, 2011: Ice Crystals Growing from Vapor in Supercooled Clouds between -2.5° and -22°C : Testing Current Parameterization Methods Using Laboratory Data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68**, 2416–2429, doi:10.1175/JAS-D-11-017.1.
- , and A. J. Illingworth, 2013: The formation of ice in a long-lived supercooled layer cloud. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139**, 2209–2221, doi:10.1002/qj.2096.
- , R. C. Ball, P. R. Field, and A. J. Heymsfield, 2004a: Universality in snowflake aggregation. *Geophysical Research Letters*, **31**, n/a – n/a, doi:10.1029/2004GL020363.
- , ———, ———, and ———, 2004b: Theory of growth by differential sedimentation, with application to snowflake formation. *Phys. Rev. E*, **70**, 021403, doi:10.1103/PhysRevE.70.021403.
- , R. J. Hogan, and A. J. Illingworth, 2006: The capacitance of pristine ice crystals and aggregate snowflakes. *ArXiv Physics e-prints*,.
- Witten, T. A., and L. M. Sander, 1981: Diffusion-Limited Aggregation, a Kinetic Critical Phenomenon. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1400–1403, doi:10.1103/PhysRevLett.47.1400.

Références

- Yano, J.-I., Phillips, V.T.J., 2011. Ice–Ice Collisions: An Ice Multiplication Process in Atmospheric Clouds. *J. Atmos. Sci.* **68**, 322–333. doi:10.1175/2010JAS3607.1
- Yokoyama, E., and T. Kuroda, 1990: Pattern formation in growth of snow crystals occurring in the surface kinetic process and the diffusion process. *Phys. Rev. A*, **41**, 2038–2049, doi:10.1103/PhysRevA.41.2038.
- Youk, H., R. List, and T. Ola, 2006: The Growth of Ice Crystals by Molecular Diffusion. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1650–1657, doi:10.1175/JAS3712.1.
- Zikmunda, J., and G. Vali, 1972: Fall Patterns and Fall Velocities of Rimed Ice Crystals. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1334–1347, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<1334:FPAFVO>2.0.CO;2.
- Zipser, E. J., and Coauthors, 2009: The Saharan Air Layer and the Fate of African Easterly Waves—NASA’s AMMA Field Study of Tropical Cyclogenesis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **90**, 1137–1156, doi:10.1175/2009BAMS2728.1.
- Zong, R., L. Liu, and Y. Yin, 2013: Relationship between cloud characteristics and radar reflectivity based on aircraft and cloud radar co-observations. *Advances in Atmospheric Sciences*, **30**, 1275–1286, doi:10.1007/s00376-013-2090-7.

Résumé :

Cette thèse s'intéresse à la variabilité de la relation mass-diamètre ($m(D)$) des hydrométéores en phase glace présents dans les systèmes convectif de moyenne échelle (MCS). Elle s'appuie sur une base de données acquise pour 4 types de MCS différents durant 4 campagnes de mesure aéroportée : (i) MCS de la mousson Africaine (Continent ; MT2010), (ii) MCS de l'océan Indien (MT2011), (iii) MCS de la Méditerranée (côtes ; HyMeX), (iv) MCS de la mousson Nord-Australienne (côtes ; HAIC-HIWC). La relation $m(D)$ est calculée à partir de l'analyse combinée des images des hydrométéores enregistrées par les sondes optiques et les facteurs de réflectivité mesurés à l'aide d'un radar Doppler embarqués sur le même avion de recherche. Il est d'usage que la relation $m(D)$ des hydrométéores soit représentée par une loi puissance (avec un pré-facteur et un exposant), qui doit être contrainte par des informations supplémentaires sur les hydrométéores. Une étude théorique sur les formes des hydrométéores à l'aide de simulations en 3 dimensions dans lesquelles les hydrométéores sont orientés aléatoirement et projeté sur un plan, permet de contraindre l'exposant β de la relation $m(D)$ en fonction de l'exposant σ de la relation surface-diamètre ($S(D)$). La relation $S(D)$ est aussi représentée par une loi puissance, et elle peut-être calculée pour une population d'images d'hydrométéores enregistrés par les sondes optiques. La variabilité de l'exposant est finalement calculée à partir de la variabilité de l'exposant σ déduis des images des hydrométéores. Ensuite le pré-facteur α est calculé à partir de simulations des facteurs de réflectivité, de sorte que les facteurs de réflectivité simulés soient égaux aux facteurs de réflectivité mesurés par le radar nuage le long de la trajectoire de l'avion dans les MCS. Des profils moyens en fonction de la température sont calculés pour les coefficients de la relation $m(D)$, les distributions en tailles des hydrométéores et les contenus massiques de glace dans les MCS (CWC). Les profils moyens pour les quatre types de MCS sont différents les uns des autres. Pour les quatre types de MCS, il est montré que les variations des coefficients de la relation $m(D)$ sont corrélées avec les variations de la température. Four types de paramétrisations de la relation $m(D)$ sont calculées depuis l'analyses des variations des coefficients de la relation $m(D)$. Le bénéfice apporté par l'utilisation de relation $m(D)$ non constante contrairement à l'utilisation de relation $m(D)$ avec α et β constant, est démontré en étudiant l'impact de toutes les paramétrisations de la relation $m(D)$ sur le calcul des relations Z-CWC et Z-CWC-T.

Mots clés : hydrométéores en phase glace, relation masse-diamètre, CWC, facteur de réflectivité, MCS, mesure aéroportée, 2D-S, PIP, RASTA, Megha-Tropiques, HyMeX, HAIC-HIWC.

Abstract :

This study focuses on the variability of mass-diameter relationships ($m(D)$) and shape of ice hydrometeors in Mesoscale Convective Systems (MCS). It bases on data base which were recorded during four airborne measurement campaigns: (i) African monsoon's MCS (continent; MT2010), (ii) Indian Ocean's MCS (MT2011), (iii) Mediterranean's MCS (costs; HyMeX), (iv) North-Australian monsoon's MCS (costs; HAIC-HIWC). $m(D)$ of ice hydrometeors are derived from a combined analysis of particle images from 2D-array probes and associated reflectivity factors measured with a Doppler cloud radar on the same research aircraft. Usually, $m(D)$ is formulated as a power law (with one pre-factor and one exponent) that need to be constrained from complementary information on hydrometeors. A theoretical study of numerous hydrometeor shapes simulated in 3D and arbitrarily projected on a 2D plan allowed to constrain the exponent β of the $m(D)$ relationship from the exponent σ of the surface-diameter $S(D)$ relationship, which is likewise written as a power law. Since $S(D)$ always can be determined for real data from 2D optical array probes or other particle imagers, the evolution of the $m(D)$ exponent can be calculated. After that, the pre-factor α of $m(D)$ is constrained from theoretical simulations of the radar reflectivity factor matching the measured reflectivity factor along the aircraft trajectory. Mean profiles of $m(D)$ coefficients, particles size distributions and Condensed Water Content (CWC) are calculated in functions of the temperature, and are different for each type of MCS. For the four types of MCS, it is shown that the variability of $m(D)$ coefficients is correlated with the variability of the temperature. Four types of $m(D)$ parametrisations are calculated since the analysis of the variability of the $m(D)$ coefficients. The significant benefit of using variable $m(D)$ relations instead of a single $m(D)$ relationship is demonstrated from the impact of all these $m(D)$ relations on Z-CWC and Z-CWC-T fitted parametrisations.

Keywords : Ice hydrometeors, mass-diameter relationship, CWC, reflectivity factor, MCS, Airborne research aircraft, 2D-S, PIP, RASTA, Megha-Tropiques, HyMeX, HAIC-HIWC.