



**HAL**  
open science

# Analyse des propriétés dimensionnelles et massiques des cristaux de glace pour l'étude des processus microphysiques dans les systèmes convectifs à méso-échelle

Pierre Coutris

## ► To cite this version:

Pierre Coutris. Analyse des propriétés dimensionnelles et massiques des cristaux de glace pour l'étude des processus microphysiques dans les systèmes convectifs à méso-échelle. Sciences de la Terre. Université Clermont Auvergne, 2019. Français. NNT : 2019CLFAC007 . tel-02275192v1

**HAL Id: tel-02275192**

**<https://theses.hal.science/tel-02275192v1>**

Submitted on 30 Aug 2019 (v1), last revised 2 Sep 2019 (v2)

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

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

UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE  
ÉCOLE DOCTORALE  
DES SCIENCES FONDAMENTALES

# THÈSE

pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE  
dans la spécialité  
« PHYSIQUE DE L'ATMOSPÈRE »

présentée par  
Pierre Coutris

Analyse des propriétés dimensionnelles et massiques des cristaux de  
glace pour l'étude des processus microphysiques dans les systèmes  
convectifs à méso-échelle

Thèse soutenue le 18 janvier 2019 devant le jury composé de :

<i>Mme</i>	CHRISTELLE BARTHE	Chargée de Recherche, CNRS/LACY	Examinatrice
<i>M.</i>	SYLVAIN COQUILLAT	Professeur, UPS/LA	<b>Rapporteur</b>
<i>M.</i>	JULIEN DELANOË	Maître de conférence, UVSQ/LATMOS	Examineur
<i>M.</i>	FABIEN DEZITTER	Ingénieur, Airbus Helicopter	Invité
<i>Mme</i>	VÉRONIQUE DUCROCQ	Chercheur Météo-France, CNRM	<b>Rapporteur</b>
<i>Mme</i>	DELPHINE LEROY	Ingénieur de Recherche, CNRS/LaMP	Encadrante
<i>M.</i>	ALFONS SCHWARZENBOECK	Professeur, UCA/LaMP	Directeur
<i>M.</i>	WOLFRAM WOBROCK	Professeur, UCA/LaMP	Président



## Remerciements

D'où viennent les idées ? Je ne sais pas. Ce que je sais, c'est qu'elles germent et se révèlent dans le terreau du dialogue. Les idées présentées dans cette thèse ne m'appartiennent pas : elles sont le fruit d'une réflexion collective. Si l'obtention d'une thèse valide les capacités d'une personne à mettre en œuvre et défendre une démarche scientifique originale et impose une certaine personnalisation du travail, alors qu'il me soit ici permis de redonner à cette thèse la dimension collaborative et humaine qu'elle a toujours eue.

Un immense merci à Alfons, mon directeur de thèse, qui m'a offert l'un des cadres professionnels les plus épanouissants que j'ai connus jusqu'à présent ! Merci pour la qualité du sujet de thèse, les conditions matérielles et les nombreuses opportunités que tu m'as données : combien de thésards ont eu la chance de pouvoir se choisir un ordinateur avant d'arriver au labo, de participer à une campagne à l'autre bout du monde et d'aller à de multiples reprises présenter leurs travaux lors de conférences internationales ? Merci pour la confiance et l'écoute que tu m'as accordées dès nos premiers échanges en mars 2015 : elles m'ont vraiment porté tout au cours de cette thèse. Merci pour les précieuses connaissances que tu m'as apportées et l'encadrement scientifique sans faille que tu as prodigué : laisser libre cours à la créativité sans imposer de démarche préconçue, accompagner sur un chemin très exploratoire tout en restant capable d'expliquer et de redonner du sens face aux nombreuses difficultés rencontrées, le tout avec une humilité déconcertante : c'est la science dans ce qu'elle a de meilleur et c'est vraiment admirable ! Merci également pour ta bienveillance à l'égard de mes ambitions professionnelles, pour tes encouragements et ton aide lorsque je prenais des initiatives sortant très largement du cadre académique de cette thèse.

La réussite d'un projet se joue dès le départ, surtout si de nombreux éléments doivent être transmis et intégrés rapidement. Un très grand merci à Delphine pour la transmission super efficace et claire de l'état de l'art, du « fait » et du « à faire », pour le partage de données traitées avec rigueur et de codes accompagnés d'explications quant à leur utilisation. Merci Delphine pour l'aide précieuse et déterminante que tu m'as apportée : je me rappelle la préparation de l'EGU au mois de février 2016 quand j'ai voulu générer des cristaux synthétiques à l'aide des programmes IDL légués par Emmanuel. Quel effroi lorsque je me rends compte qu'il me faudra des mois pour m'approprier ce code à la syntaxe et aux fonctions absconses ! Je me tourne alors vers toi et en quelques minutes, tu me fais gagner des mois... Puis tu retournes à tes analyses et à la préparation des rapports pour le projet HAIC. Une petite anecdote parmi d'autres pour illustrer l'efficacité productive hors du commun qui te caractérise. Quelle chance j'ai eu de t'avoir à mes côtés ! Merci mille fois.

Mille tendres mercis à Violaine, qui dans cette thèse a joué un rôle d'« encadrante officieuse » tant j'ai usé et bénéficié de son expérience de thèse et de ses conseils. De nos discussions est issue la démarche méthodologique que j'ai mise en œuvre pour développer la méthode de restitution par une approche problème inverse et je ne compte pas le nombre de fois où je suis rentré à la maison le soir tourmenté par un problème, et retourné au travail le lendemain avec des idées pour le solutionner. Famille toujours, je remercie Claire et Benoit pour leur relecture minutieuse du manuscrit.

Remerciements groupés à tous ceux qui, au laboratoire (Wolfram, Guy, Valery, Christophe D.) et en conférence (D. Baumgardner, C. Schmitt, A. Bansemer, A. Heymsfield, J. Delanoë, P.E. Kirstetter), m'ont apporté des connaissances pertinentes et des points de vue utiles pour ma thèse. Un grand merci collectif aux nombreuses personnes qui ont œuvré

à l'obtention du super jeu de données HAIC-HIWC, depuis l'organisation de la collaboration internationale jusqu'à l'accès aux données traitées (J. Walter Strapp, J. Delanoë, K. Bedka, Delphine) en passant par la réalisation des mesures en campagne (Christophe G., Régis, Delphine, ...). Je remercie Edouard et Sandra pour les moyens informatiques et les logiciels qui m'ont permis de travailler de la maison lorsque la santé des enfants l'imposait et de ne perdre aucune donnée malgré les « mises à jour » WIN\*\*WS. Un grand merci à Thibault pour le template et l'aide décisive avec l'édition du manuscrit en LaTeX. Je remercie également Florence, Françoise et Mme Hernandez qui m'ont assisté dans les démarches administratives. Clin d'œil citoyen aux contribuables français grâce auxquels j'ai pu bénéficier d'une bourse ministérielle. Puisse mon travail être en retour utile à la communauté.

Je remercie l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail et particulièrement V. Ducrocq et S. Coquillat pour l'examen attentif du manuscrit, malgré les fêtes de fin d'année, et pour l'appréciation, les remarques et suggestions précieuses qu'ils ont consignées dans leur rapport.

Ma motivation à réaliser cette thèse, je la dois aussi à tous ceux qui ont contribué et contribuent à porter au laboratoire l'activité de « développement instrumental » sans quoi je n'aurais pas cliqué sur l'onglet « thèse » du site internet du LaMP en mars 2015. Merci à Jean-François F. et à Christophe G. pour tout ce que vous m'avez montré et expliqué durant la campagne HAIC-2016. Un grand merci à Jean-François pour les nombreuses explications techniques sur tes développements instrumentaux, pour ta bienveillance et tes encouragements amicaux lorsque je te parlais de mes projets. J'espère bien pouvoir apporter ma pierre à l'édifice maintenant.

Évidemment, le cadre social et affectif dans lequel se déroule une thèse ne peut être ignoré, tant il est déterminant. Par expérience, s'intégrer avec un profil atypique au sein d'une structure bureaucratique existante, caractérisée par des codes et des petites habitudes, est un exercice difficile et j'avais quelques craintes. Alors je remercie sincèrement celles et ceux, nombreux au LaMP, qui ont fait l'effort de me considérer pour ce que je suis sans accorder trop d'importance à mon statut de "non permanent", "étudiant" de surcroît. Merci donc pour cette intelligence humaine qui vous honore. Je suis en particulier très reconnaissant envers Evelyn, Céline et Aurélie qui m'ont gentiment invité à la table des "habitués", dans les sessions de course à pied et associé aux nombreuses activités extraprofessionnelles du labo dès mon arrivée. Ces petits coups de pouce amicaux m'ont permis de trouver rapidement la place à laquelle j'aspirais dans les groupes et discussions du labo. Merci à Mickael et David pour les sorties sportives qui ont ponctué les semaines et week-ends. Dédicace bien sûr à mes acolytes du 8020, dit « le bureau des légendes » ou « le hangar à bestiaux » au choix, parmi lesquels : José, Aurélien, Brice, Kevin, Tony, Paolo, Clémence, Alessia, Miao, Manon, Maher, Maia qui ont favorisé une ambiance conviviale, faite d'entraide et d'amitié, au quotidien.

Pour conclure ces remerciements, je remercie du fond du coeur Violaine qui m'a permis de m'évader dans les nuages le temps d'une thèse malgré nos engagements financiers. Plus encore, un immense merci pour avoir « tenu la baraque » alors que j'étais en campagne « sous les Tropiques » ou tout simplement « sous l'eau », totalement obnubilé par la finalisation de cette thèse. Je remercie ma famille qui m'a soutenu dans le choix de faire une thèse et nous a aussi bien aidés à faire face à nos diverses responsabilités durant cette période. Et les plus mignons pour la fin : merci au petit Edmond, dont la naissance fut un déclic pour redéfinir notre projet de vie, et à la petite Élisabeth qui s'est pointée tambour battant pour me rappeler les essentiels de la vie.

*À Violaine, partenaire d'élite sous l'influence  
de qui j'ai pris goût à l'effort académique.*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte</b>	<b>9</b>
1.1 Les systèmes convectifs à méso-échelle . . . . .	9
1.2 Processus microphysiques et propriétés des cristaux de glace . . . . .	15
1.3 Contexte scientifique : paramétrisation microphysique dans les modèles et en télédétection . . . . .	26
1.4 Contexte industriel : un nouveau type de givrage en aéronautique . . . . .	33
<b>2 Présentation des données : observations in situ réalisées dans le cadre du projet HAIC-HIWC</b>	<b>39</b>
2.1 Présentation du projet HAIC-HIWC . . . . .	39
2.2 Traitement des données des sondes OAP . . . . .	51
2.3 Traitement des données d'hygrométrie . . . . .	58
2.4 Données radar in situ et données satellite . . . . .	65
<b>3 Développement d'une méthode de restitution de la masse des cristaux à partir de mesures in situ</b>	<b>71</b>
3.1 État de l'art sur le calcul de la masse des cristaux à partir de mesures in situ . . . . .	72
3.2 Une nouvelle approche des relations masse-diamètre : formulation d'un problème inverse . . . . .	78
3.3 Validation de la méthode et évaluation de ses performances . . . . .	84
3.4 Application de la méthode à des données réelles et comparaison avec l'approche loi puissance . . . . .	92
<b>4 De la convection profonde à l'enclume cirriforme : étude des processus gouvernant l'évolution de la phase glace par l'analyse des propriétés physiques et microphysiques des cristaux</b>	<b>97</b>
4.1 Étude des distributions de tailles des cristaux observées entre $-30^{\circ}\text{C}$ et $-50^{\circ}\text{C}$ . . . . .	98
4.2 Restitution des relations $\rho_{eff} - D$ des particules de glace : étude de l'influence du processus de croissance dominant . . . . .	119
4.3 Vers une paramétrisation de la masse volumique de la glace en fonction des conditions environnementales . . . . .	155
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>177</b>
<b>Annexes</b>	<b>183</b>
<b>A Publication I : An Inverse Problem Approach for the Retrieval of Ice Particle Mass from In Situ Measurements dans <i>Journal of Atmospheric and Oceanic Technology</i></b>	<b>185</b>

<b>B Publication II : <i>Comparison of Two Retrieval Techniques for Ice Particle Mass from in-situ Measurements : Implication for Particle Effective Density and Median Mass Diameter</i></b> dans <i>9th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference</i>	<b>203</b>
<b>Liste des abréviations</b>	<b>215</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>225</b>

# Introduction

L'existence de nuages dans le ciel est la manifestation la plus visible de la présence de l'eau dans l'atmosphère. En fonction des conditions thermodynamiques (pression, température et quantité de vapeur d'eau principalement) et de la présence de particules servant de noyaux de condensation ou de noyaux glaçogènes, l'eau se condense pour former des gouttes d'eau liquide ou des particules de glace que l'on appelle des hydrométéores. À chaque instant, on compte environ  $10^{25}$  hydrométéores dans l'atmosphère, la plupart étant en phase liquide (CANTRELL et HEYMSFIELD, 2005). Selon l'Organisation Mondiale de la Météorologie (OMM), un nuage est défini comme un ensemble de petits hydrométéores en suspension dans l'air ne touchant pas le sol, pouvant également comprendre des hydrométéores plus grands ainsi que d'autres particules non-aqueuses.

Les mécanismes atmosphériques conduisant à la formation des nuages sont multiples et la physique des nuages couvre plusieurs échelles, allant de l'échelle microscopique ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) qui caractérise les hydrométéores constitutifs d'un nuage à l'échelle synoptique ( $\sim 1000 \text{ km}$ ), caractéristique de la circulation des masses d'air à l'échelle du globe. De ces différents mécanismes découlent différents types de nuages. Dix genres de nuages sont identifiés dans l'Atlas International des Nuages publié par l'OMM (*International Cloud Atlas 2017*). Ils sont présentés sur la figure 1 classés par étages, c'est-à-dire par rapport à leur position verticale dans la troposphère.

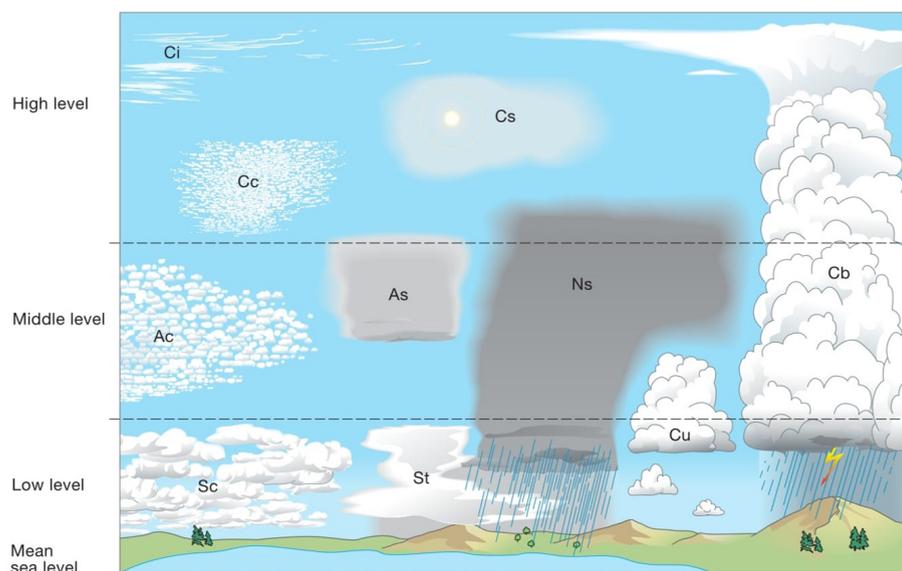


FIGURE 1 : Illustration des 10 genres de nuages identifiés dans l'Atlas International des Nuages publié par l'Organisation Mondiale de la Météorologie. Ac : Alto cumulus, As : Altostratus, Cb : Cumulonimbus, Cc : cirrocumulus, Ci : Cirrus, Cu : Cumulus, Cs : Cirrostratus, Ns : Nimbostratus, Sc : Stratocumulus, St : Stratus.

Le mécanisme atmosphérique à l'origine d'un **système convectif à méso-échelle**, système nuageux dont il sera question dans cette thèse, est la **convection atmosphérique profonde** par laquelle une masse d'air instable s'élève dans l'épaisseur de la troposphère en donnant naissance à des nuages à forte extension verticale, à l'instar du cumulonimbus présenté sur la figure 1 qui s'étend de l'étage inférieur (de la surface à 2 km) à l'étage supérieur (de 6 km à 18 km dans les **régions tropicales** auxquelles nous nous intéresserons dans cette thèse). Un système convectif à méso-échelle (nous utiliserons l'acronyme MCS, de l'anglais *Mesoscale Convective System*, pour désigner ce type de système nuageux dans la suite de cette thèse) est défini de manière générique comme un ensemble de cumulonimbus produisant une zone de précipitation dont la dimension caractéristique est d'environ cent kilomètres dans au moins une direction (HOUZE, 2004). L'appellation MCS regroupe des systèmes nuageux formés par la convection profonde qui sous l'influence des circulations atmosphériques méso-échelles et synoptiques, de la surface sur laquelle ils se forment (océans, continents, présence de relief) et d'autres paramètres, peuvent avoir différents degrés d'organisation, allant du large cumulonimbus aux cyclones tropicaux en passant par la ligne de grains (HOUZE, 2018).

Les nuages font partie intégrante du système Terre et assument plusieurs rôles au sein de l'atmosphère. Ils contribuent fortement au bilan radiatif en modulant l'énergie que nous recevons du soleil sous forme de rayonnement dans le visible et l'énergie émise par la Terre sous forme de rayonnement dans l'infrarouge. De part leur forte extension horizontale, les MCS tropicaux contribuent significativement au bilan énergétique de l'atmosphère terrestre. Des simulations réalisées à partir de modèles de circulation générale et de données satellitaires montrent que les cirrus interagissent fortement avec le rayonnement solaire et contribuent significativement au réchauffement de la haute troposphère (RAMASWAMY et RAMANATHAN, 1988). L'étude indique que les MCS interagissent également avec le rayonnement terrestre mais que cette interaction dépend fortement de la structure verticale du système, la partie du système où l'extension verticale est grande (zone entourant la convection profonde) ayant une contribution négative (refroidissement) alors que les parties à faible extension verticale (zones périphériques de l'enclume) auraient une contribution positive (réchauffement). STEPHENS et al. (1989) s'intéressent à l'influence des nuages cirriformes sur le climat mais se heurtent au manque de connaissance concernant le lien entre les propriétés microphysiques (taille et forme des cristaux principalement) et les propriétés radiatives de ces nuages, soulignant la nécessité d'étudier la microphysique glacée dans les systèmes nuageux.

Les nuages sont le siège de mécanismes physiques conduisant à la formation de particules nuageuses et précipitantes à partir de l'eau vapeur qui s'est échappée de la surface du globe par évaporation. Ils sont donc un maillon essentiel du cycle hydrologique puisqu'une partie de l'eau qui se condense se retrouve redistribuée sur Terre sous forme de précipitations pluvieuses (liquide) ou neigeuses (solide) après transport au gré des mouvements de masses d'air. Les MCS tropicaux en particulier aspirent l'air chaud et humide de la couche limite terrestre et le transportent vers les hautes couches de la troposphère, voyage durant lequel des hydrométéores (gouttes d'eau, cristaux, agrégats, grêle, grêlons) se forment puis précipitent. Les MCS tropicaux sont source d'une grande partie des précipitations intenses dans les régions tropicales (ROCA et al., 2014) et sont parfois décrits de façon imagée comme des « *supertankers* » atmosphériques en raison de la quantité d'eau qu'ils transportent sur plusieurs centaines de kilomètres. Les sommets protubérants des MCS tropicaux continentaux injectent dans la basse stratosphère de l'air troposphérique (DANIELSEN, 1993). A partir

d'observations in situ et de mesures satellites, POMMEREAU (2010) montre que ce mécanisme d'injection joue un rôle important, si ce n'est dominant, dans l'échange entre troposphère et stratosphère d'air « refroidi par détente adiabatique, nettoyé par lessivage et riche en espèces chimiques, en gaz à effet de serre » et de cristaux de glace.

Dans la phase aqueuse des nuages se déroulent également de nombreux processus chimiques et biologiques durant lesquels les composés chimiques (gaz, composés organiques volatiles, particules d'aérosol) et biologiques (bactéries, pollens) entraînés dans l'atmosphère subissent des transformations. L'étude de ces processus physiques, chimiques et biologiques se produisant au sein des nuages sont des thématiques scientifiques sur lesquelles le Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP) est reconnu en France comme un acteur majeur. En particulier, l'étude des **processus physiques gouvernant la formation et le devenir des particules nuageuses et précipitantes**, que l'on appelle la **microphysique** en raison de l'échelle des objets étudiés, constitue le cadre scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse.

Composantes historiques des sciences de l'atmosphère, l'observation et la mesure in situ ont permis d'appréhender, de comprendre et de décrire la complexité du système atmosphérique terrestre en général et des nuages en particulier. Les exigences humaines et les capacités scientifiques évoluant, l'heure n'est plus à décrire mais à anticiper. Prévoir le temps de demain pour l'organisation des activités humaines (agriculture, transport aérien) d'abord, et par suite de la prise de conscience de l'impact de l'activité anthropique sur le système climatique, anticiper le climat futur. Le réchauffement climatique, enjeu sociétal majeur de notre époque, a considérablement déplacé le centre d'intérêt de la communauté scientifique vers la modélisation et l'observation à l'échelle du globe. Le rôle décisif des modèles numériques dans l'anticipation du climat futur justifie l'effort considérable que porte la communauté des sciences de l'atmosphère à leur amélioration. La capacité d'observer à l'échelle du globe (télédétection spatiale) et de suivre pour anticiper à court terme l'évolution d'un système atmosphérique à partir d'installations au sol a également mis en exergue le potentiel des moyens de télédétections. Pour autant, l'observation in situ et la caractérisation expérimentale de l'atmosphère et de ses constituants, incluant les nuages et les hydrométéores qu'ils contiennent, demeurent les piliers sur lesquels s'appuient le développement et la validation de ces nouveaux outils et techniques utilisés en météorologie. La **caractérisation expérimentale des propriétés microphysiques des nuages** est une expertise scientifique portée en France par le LaMP qui à ce titre assure depuis deux décennies le développement et l'exploitation d'une suite d'instruments microphysiques aéroportés, appelée Plateforme de Mesure Aéroportée (PMA).

Les particules de glace atmosphériques sont des objets complexes dont l'étude fait appel à plusieurs disciplines scientifiques. La détermination du rôle des particules de glace dans le bilan radiatif des nuages nécessite de caractériser l'interaction entre ces particules et le rayonnement à différentes longueurs d'onde et donc les propriétés optiques et radiatives des cristaux (OGUCHI, 1983; FU, 2007). Ces hydrométéores sont également des porteurs de charge contribuant à l'électrification des nuages : leurs propriétés électriques sont essentielles à la compréhension des phénomènes atmosphériques comme les éclairs (MACGORMAN et RUST, 1998). Enfin, les cristaux ont des propriétés physiques fondamentales telles leur forme, leur taille, leur masse, leur concentration, qui contrôlent bon nombre de processus tels que précipitation et cycle hydrologique, durée de vie du nuage et impact radiatif.

La taille et la masse des particules de glace sont souvent décrites comme paramètres « clés » dans ces applications, comme nous le détaillerons dans le chapitre 1.

En ce qui concerne leur forme, il n'existe pas à ce jour de classification universellement acceptée des formes géométriques des hydrométéores glacés. L'une des classifications la plus communément utilisée est celle de MAGONO et LEE (1966) dans laquelle pas moins de 80 classes morphologiques de cristaux sont identifiées ! Cette classification est reproduite à la figure 2.

Cette variabilité des formes est due aux différentes conditions dynamiques (mouvement des masses d'air) et thermodynamiques (pression, température, teneur en vapeur d'eau) dans lesquelles croissent les particules selon trois principaux mécanismes : la déposition de vapeur, l'agrégation et le givrage. Dans les MCS, nous verrons dans le chapitre suivant que ces trois mécanismes peuvent coexister. Il n'y a donc pas de manière simple de décrire la variabilité géométrique des cristaux de glace, si ce n'est de dire qu'ils sont principalement très irréguliers et qu'ils couvrent une gamme de tailles allant de quelques micromètres à quelques centimètres. Comme nous le détaillerons au chapitre 2, les sondes optoélectroniques utilisées de nos jours pour échantillonner les particules de glace dans les nuages permettent d'estimer la concentration et la taille individuelle des particules à partir d'images projetées, à défaut de pouvoir mesurer leur volume.

Face à l'impossibilité matérielle d'intégrer l'ensemble des propriétés des particules de glace dans les modèles numériques et algorithmes de télédétection, à commencer par la diversité des formes, il est nécessaire d'identifier un nombre réduit de propriétés qui sont ensuite paramétrées les unes par rapport aux autres à partir d'observations de manière à simplifier la représentation des populations de cristaux atmosphériques. En ce qui concerne les propriétés massiques, la diversité des propriétés morphologiques des cristaux de glace impose alors de calculer des propriétés moyennes, c'est-à-dire déterminées à partir d'un ensemble de particules, qui sont généralement exprimées sous forme de lois reliant la masse des particules à leur taille. La nécessité d'utiliser des caractérisations empiriques entre la masse et la taille des particules s'illustre par exemple dans l'usage qui est fait de l'une des caractérisations masse-diamètre les plus populaires (BROWN et FRANCIS, 1995) : depuis sa publication jusqu'à fin 2009, HEYMSFIELD et al. (2010) comptabilisent pas moins de 104 études publiées utilisant cette paramétrisation, dont 55 articles traitant d'algorithmes d'inversion en télédétection (active (Lidar/Radar) ou passive, au sol ou spatiale), 28 articles traitant de la restitution du contenu en glace à partir de mesures de distribution de taille, 15 articles de modélisation (développement de paramétrisations microphysiques) et 6 articles relatifs aux propriétés radiatives des nuages et à l'albedo. Ces lois, dites **relations « masse-diamètre »** et notées  $m - D$  dans la suite, ont fait l'objet de nombreuses études depuis le début du XXe siècle : de NAKAYA et TERADA (1935) à FINLON et al. (2018), un inventaire non exhaustif de la littérature scientifique permet de dénombrer une cinquantaine d'études traitant de la question des relations  $m - D$  et proposant au moins une relation  $m - D$  à partir d'observations spécifiques. Si cette pléthore s'explique en partie par la variabilité naturelle des propriétés massiques et l'évolution des techniques d'observation, elle dénote aussi l'absence de consensus sur la caractérisation des propriétés massiques des particules de glace au sein de la communauté scientifique. La caractérisation des propriétés massiques des particules de glace est la question centrale de cette thèse : nous aurons l'occasion de revenir au cours des chapitres suivants sur la nécessité d'utiliser des relations  $m - D$  empiriques et sur les techniques de restitution développées pour les établir à partir de mesures in situ. Nous utiliserons dans la suite la masse volumique effective, définie à partir de la masse estimée d'une particule (notée  $m$  dans l'équation 1) et d'un volume de référence. Comme dans

**Magono and Lee Snowflake Classification System**

	N1a Elementary needle		C1f Hollow column		P2b Stellar crystal with sectorlike ends
	N1b Bundle of elementary needles		C1g Solid thick plate		P2c Dendritic crystal with plates at ends
	N1c Elementary sheath		C1h Thick plate of skeleton form		P2d Dendritic crystal with sectorlike ends
	N1d Bundle of elementary sheaths		C1i Scroll		P2e Plate with simple extensions
	N1e Long solid column		C2a Combination of bullets		P2f Plate with sectorlike extensions
	N2a Combination of needles		C2b Combination of columns		P2g Plate with dendritic extensions
	N2b Combination of sheaths		P1a Hexagonal plate		P3a Two-branched crystal
	N2c Combination of long solid columns		P1b Crystal with sectorlike branches		P3b Three-branched crystal
	C1a Pyramid		P1c Crystal with broad branches		P3c Four-branched crystal
	C1b Cup		P1d Stellar crystal		P4a Broad branch crystal with 12 branches
	C1c Solid bullet		P1e Ordinary dendritic crystal		P4b Dendritic crystal with 12 branches
	C1d Hollow bullet		P1f Ferrolike crystal		P5 Malformed crystal
	C1e Solid column		P2a Stellar crystal with plates at ends		P6a Plate with spatial plates
	R3c Grape-like snow with nonrimed extensions		CP3d Plate with scrolls at ends		R2c Stellar crystal with rimmed spiral branches
	R4a Hexagonal graupel		S1 Side planes		R3a Group-like snow of hexagonal type
	R4b Lump graupel		S2 Scalelike side planes		R2a Rimmed stellar crystal
	R4c Conelike graupel		S3 Combination of side planes, bullets, and columns		R2a Densely rimmed plate or sector
	I1 Ice particle		R1a Rimmed needle crystal		R2b Densely rimmed stellar crystal
	I2 Rimmed particle		R1b Rimmed columnar crystal		R2c Stellar crystal with rimmed spiral branches
	I3a Broken branch		R1c Rimmed plate or sector		R3a Group-like snow of hexagonal type
	I3b Rimmed broken branch		R1d Rimmed stellar crystal		R3b Rimmed stellar snow of lump type
	I4 Miscellaneous		CP1c Multiple capped column		CP3a Stellar crystal with needles
	G1 Minute column		CP2a Bullet with plates		CP3b Stellar crystal with columns
	G2 Germ of skeleton form		CP2b Stellar crystal with dendrites		CP3c Stellar crystal with scrolls at ends
	G3 Minute hexagonal plate		CP3a Stellar crystal with needles		
	G4 Minute stellar crystal		CP3b Stellar crystal with columns		
	G5 Minute assemblage of plates		CP3c Stellar crystal with scrolls at ends		
	G6 Irregular germ				

and Lee. This scheme permits much more detailed classification than the International one. It also applies to falling snow.

5. The meteorological classification of snow crystals according to the scheme of Magono

**FIGURE 2 :** Classification des types morphologiques de cristaux de glace (MAGONO et LEE, 1966)

bon nombre d'études (HEYMSFIELD et al., 2004, 2007, 2010; COTTON et al., 2013), le volume de référence utilisé est celui d'une sphère dont le diamètre est égal au diamètre mesuré in situ à partir des instruments de la PMA. L'équation 1 indique comment la masse volumique effective ( $\rho_{eff}$ ) d'une particule est déterminée à partir de sa taille et de sa masse.

$$\rho_{eff} = \frac{m}{\frac{\pi}{6}D^3} \quad (1)$$

Ce travail s'inscrit donc dans une lignée d'études scientifiques qui depuis plusieurs décennies proposent des relations  $m - D$  établies à partir de mesures in situ et répond à la nécessité de développer des techniques de traitement numérique alternatives permettant de calculer la masse volumique des particules de glace à partir de mesures in situ réalisées à l'aide de la PMA, telles que les distributions de tailles et la mesure du contenu en glace.

En 2011, les compétences du LaMP ont été sollicitées dans le cadre d'une collaboration internationale regroupant différents acteurs œuvrant pour que le transport aérien soit plus efficient et plus sûr, parmi lesquels les industriels (avionneurs, motoristes et équipementiers), les autorités de certification comme la *Federal Aviation Agency* (FAA) aux États-Unis et l'*European Aviation Safety Agency* (EASA) en Europe et les organismes de recherche (la NASA, l'ONERA, le CNRS). Cette collaboration est née du rapprochement de deux projets aux objectifs similaires : le projet nord américain/australien *High Ice Water Content* (HIWC; STRAPP et al., 2016b) et le projet européen *High Altitude Ice Crystals* (HAIC; DEZITTER et al., 2013). L'accroissement du trafic aérien et la pression financière liée aux coûts d'exploitation d'un avion poussent les équipages à voler le plus rapidement et le plus directement possible. Compte tenu du surcoût engendré par un déroutement, cette contrainte opérationnelle impose de voler quelles que soient les conditions atmosphériques, parfois à proximité de phénomènes météorologiques dangereux. Cela expose les aéronefs à certains risques particuliers, parmi lesquels le givrage. Comme nous le détaillerons ensuite, les caractéristiques microphysiques des particules de glace constituant l'enclume des MCS tropicaux intéressent l'industrie aéronautique qui cherche à résoudre le problème du givrage moteur des avions de ligne. Malgré un socle théorique solide quant aux différents mécanismes de croissance de la phase glace dans l'atmosphère et les nombreuses études portant sur la dynamique dans les MCS, les connaissances actuelles concernant les processus dominant la microphysique dans ces systèmes nuageux et les propriétés des particules de glace qui les composent restent encore lacunaires. Dans ce contexte, les MCS tropicaux et plus particulièrement les zones à fort contenu en glace ont fait l'objet d'un échantillonnage méthodique durant deux campagnes aéroportées de la collaboration HAIC-HIWC. L'étude des propriétés et processus microphysiques de la phase glace dans les MCS tropicaux développée dans cette thèse s'appuie sur les observations in situ réalisées lors de ces deux campagnes.

Ce travail a donc pour objectif général de décrire et documenter les processus microphysiques gouvernant la phase glace et de caractériser expérimentalement les propriétés microphysiques de la phase glace dans les systèmes convectifs à méso-échelle se formant dans les Tropiques. Compte tenu des besoins scientifiques concernant la phase glace et du contexte industriel qui sous-tend ce travail, cette thèse porte principalement sur la caractérisation des propriétés massiques des hydrométéores, et de façon subsidiaire sur les distributions de tailles, dans les régions à fort contenu en glace produites par la convection profonde tropicale.

Cette thèse est organisée en quatre chapitres. Le contexte de cette étude portant sur la caractérisation microphysique de la phase glace dans les MCS tropicaux est présenté dans

le premier chapitre. Dans ce chapitre, **nous donnerons quelques définitions et propriétés générales** concernant les **MCS** et **les particules de glace** et nous introduirons les **processus microphysiques** contrôlant la phase glace nuageuse. Nous détaillerons aussi le **contexte scientifique et industriel** dans lequel se positionnent ces travaux. Nous ferons notamment ressortir le besoin d'une meilleure caractérisation des propriétés massiques des hydrométéores glacés 1) en physique de l'atmosphère dans les modèles atmosphériques et en télédétection d'une part et 2) dans la définition d'outils d'étude et de conception utilisés dans l'industrie aéronautique (modèles numériques et dispositifs expérimentaux) d'autre part.

Le chapitre 2 présente succinctement la collaboration HAIC-HIWC et **décrit les moyens mis en œuvre** (instrumentation microphysique, télédétection in situ et spatiale) ainsi que **les conditions météorologiques rencontrées** durant les deux campagnes. Ce chapitre détaille également **le traitement de données appliqué** aux mesures microphysiques qui sont utilisées dans le cadre de cette thèse.

Compte tenu de l'importance des propriétés massiques, **la question des relations masse-diamètre restituées à partir d'observations in situ est revisitée dans le chapitre 3**. Ce travail se démarque des nombreuses études antérieures qui utilisent invariablement une hypothèse simplificatrice forte imposant à la masse des particules d'augmenter avec leur taille mesurée selon une loi puissance. Nous montrons les limites d'une telle hypothèse et proposons **une approche novatrice basée sur la résolution d'un problème inverse** qui permet de s'en affranchir. Le développement de cette méthode de restitution, qui fait l'objet d'une publication scientifique dans le *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* donnée à l'annexe A, constitue à ce titre l'originalité scientifique majeure de ce travail.

La richesse des conditions rencontrées durant les deux campagnes aéroportées ainsi que la diversité des mesures et observations disponibles dans la base de données HAIC-HIWC rend possible **l'étude des processus microphysiques gouvernant la phase glace dans l'enclume des MCS tropicaux**. Cette étude est présentée dans le chapitre 4. Elle s'appuie principalement sur **l'analyse des distributions de tailles et des propriétés massiques des particules de glace**. Profitant de la synergie entre les mesures microphysiques, ponctuelles et locales, et données de télédétection in situ et satellites, nous proposerons ainsi **une caractérisation microphysique du processus de vieillissement de la phase glace de la convection profonde à l'enclume cirriforme** en soulignant le rôle du processus de croissance par agrégation dans les zones stratiformes. **L'influence du processus de croissance dominant sur les propriétés massiques est discutée au travers de l'analyse de la variabilité des relations  $\rho_{eff} - D$  restituées pour différentes conditions dynamiques et thermodynamiques au sein des MCS**. Nous démontrerons que la méthode présentée dans le chapitre 3 permet d'estimer la masse volumique effective d'hydrométéores glacées à partir de mesures in situ en discernant l'expression différenciée des trois processus de croissance sur des gammes de tailles particulières. Enfin, nous discuterons de la **stratification apparente des propriétés massiques**, curiosité observée en réalisant une analyse systématique du jeu de données HAIC-HIWC. Les différentes relations  $\rho_{eff} - D$  obtenues à partir de l'ensemble des données à quatre niveaux de température différents pourraient trouver une application dans les modèles ou algorithmes dans lesquels la microphysique est très peu détaillée.



# Chapitre **1**

## Contexte

### Sommaire

1.1	Les systèmes convectifs à méso-échelle . . . . .	9
1.1.1	La convection atmosphérique . . . . .	10
1.1.2	Structure dynamique d'un MCS . . . . .	11
1.2	Processus microphysiques et propriétés des cristaux de glace . . . . .	15
1.2.1	Approches expérimentales : observations en environnement contrôlé et observations in situ . . . . .	15
1.2.2	Nucléation de la glace . . . . .	15
1.2.3	Mécanismes de croissance . . . . .	16
1.2.4	Autres processus contrôlant le devenir des cristaux dans les nuages . . . . .	22
1.2.5	La microphysique glacée dans les MCS : revue des travaux antérieurs . . . . .	23
1.3	Contexte scientifique : paramétrisation microphysique dans les modèles et en télédétection . . . . .	26
1.3.1	Représentation de la phase glace dans les modèles . . . . .	26
1.3.2	Utilisation des propriétés microphysiques en télédétection . . . . .	30
1.4	Contexte industriel : un nouveau type de givrage en aéronautique . . . . .	33
1.4.1	Le givrage classique . . . . .	33
1.4.2	Incidents réacteurs et mise en évidence de conditions givrantes particulières . . . . .	33
1.4.3	Contexte météorologique propice au givrage par cristaux de glace . . . . .	35
1.4.4	Besoins et attentes de l'industrie concernant la caractérisation de la phase glace dans les MCS . . . . .	37

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord préciser l'environnement atmosphérique dans lequel les cristaux de glace, principaux objets de cette étude, sont observés. Quelques notions et caractéristiques propres aux systèmes convectifs à méso-échelle (sect. 1.1) et aux cristaux de glace (sect. 1.2) sont tout d'abord introduites. Nous préciserons ensuite le contexte scientifique (sect. 1.3) et industriel (sect. 1.4) dans lesquels s'inscrivent ces travaux ainsi que les raisons qui nous amènent à étudier les propriétés dimensionnelles et massiques de ces microcristaux de glace.

### 1.1 Les systèmes convectifs à méso-échelle

Un système convectif à méso-échelle (MCS) est un ensemble de cumulonimbus produisant une zone de précipitation dont la dimension caractéristique est d'environ cent kilomètres dans au moins une direction (HOUZE, 2004). Le mécanisme de la convection qui

donne naissance aux cumulonimbus est décrit dans la section 1.1.1 avant de présenter quelques notions sur la structure dynamique d'un MCS (sect.1.1.2).

### 1.1.1 La convection atmosphérique

Lorsque l'atmosphère est instable, une parcelle d'air humide peut être amenée à s'élever en réponse à un forçage dynamique (passage d'un front froid, soulèvement orographique) ou thermique (réchauffement à proximité du sol). En réponse à cette sollicitation, la parcelle s'élève, se détend, se refroidit et l'humidité relative augmente jusqu'à atteindre la saturation de l'air par rapport à la vapeur d'eau. Si la parcelle atteint le niveau de condensation, alors le refroidissement résultant de la détente provoque la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air sous forme de goutte d'eau d'abord, puis de particule de glace ensuite. L'enthalpie de changement d'état libérée réchauffe la masse d'air et entretient le moteur thermique jusqu'au niveau d'équilibre convectif où la poussée ascensionnelle s'arrête. C'est ainsi que se forment les nuages convectifs qu'on appelle les *Cumulus*. On dit que la **convection** est **profonde** lorsque le mouvement d'air vertical dépasse le niveau 500 hPa. Le cumulonimbus, genre de nuage présentant la plus grande extension verticale, est typique de la convection profonde. La figure 1.1 montre un *cumulonimbus capillatus incus*, étape ultime du développement d'un *cumulonimbus*.

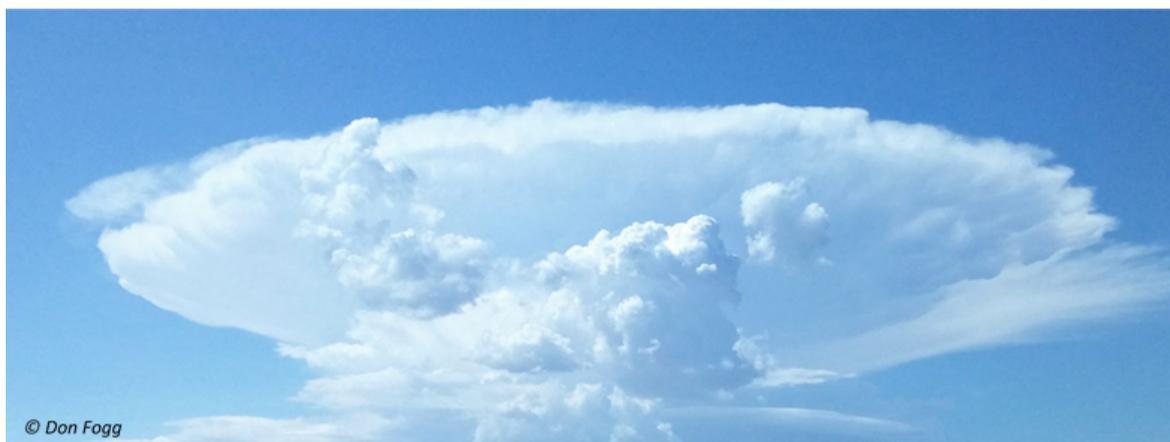


FIGURE 1.1 : Photographie d'un *cumulonimbus capillatus incus* (avec la permission de Don Fogg)

Sur l'image, on distingue nettement une zone centrale qui monte depuis le sol : c'est le coeur convectif du nuage. Lorsque la convection est très puissante, ce coeur convectif peut dépasser le sommet de l'enclume. On parle alors de sommet protubérant (ou *overshooting top* en anglais). L'image montre aussi une zone périphérique qui a un sommet aplati et une forte extension horizontale. Cette dernière partie s'appelle l'enclume.

Lorsque plusieurs *cumulonimbus* sont proches, leurs enclumes peuvent s'interpénétrer et créer ainsi un large système nuageux soudé que l'on appelle système convectif à méso-échelle. La figure 1.2 présente une photographie prise d'un MCS observé en Afrique de l'Ouest depuis la station spatiale internationale (ISS, de l'anglais *International Space Station*) sur laquelle on peut apercevoir l'extension horizontale de l'enclume qui est alimentée par plusieurs nuages cumuliformes situés à droite sur l'image. Les trois différentes zones identifiées (convective, stratiforme et cirriforme) sont décrites dans la section 1.1.2. Dans la suite de cette thèse, nous utiliserons l'appellation « cellule convective » pour désigner le coeur convectif des *cumulonimbus* constitutifs d'un MCS.

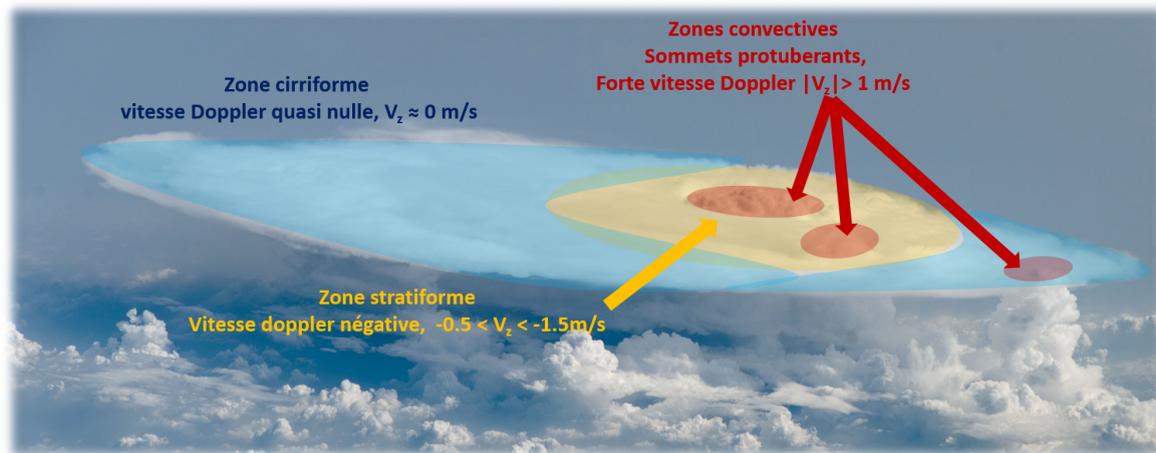


FIGURE 1.2 : MCS photographié au dessus de l’Afrique de l’Ouest depuis la station ISS.

### 1.1.2 Structure dynamique d’un MCS

Les MCS ont fait l’objet de nombreuses études depuis les années 1970 et leurs caractéristiques, dynamiques principalement, sont synthétisées dans plusieurs ouvrages (p. ex. COTTON et al., 2011 ; HOUZE, 1993, 2018). Présenté simplement, un MCS est une superposition spatio-temporelle de cellules convectives. On en dénombre au moins trois sur la figure 1.2 (voir les flèches rouges) : la cellule en haut à gauche qui présente un sommet protubérant bien marqué indiquant une zone convective active et intense, celle du milieu présente un sommet protubérant qui s’effondre indiquant que la convection a faibli (la cellule est en déclin), et on aperçoit grâce à la vue oblique une tour convective en croissance qui commence à percer l’enclume à droite sur la figure. Cette agglomération de cellules convectives induit des circulations à méso-échelle qui vont grandement influencer la structure dynamique interne du MCS. Les phénomènes structurant un MCS s’étalent sur trois échelles différentes : l’échelle convective (de l’ordre de la dizaine de kilomètres) qui caractérise les cellules convectives, la méso-échelle (de l’ordre de quelques centaines de kilomètres) qui caractérise la structure interne du MCS, et parfois l’échelle synoptique (de l’ordre du millier de kilomètres) qui caractérise les circulations atmosphériques au sein desquelles se forment les MCS et qui influencent leur structure.

L’appellation MCS regroupe des systèmes nuageux qui sous l’influence des circulations méso-échelles et synoptiques, peuvent avoir différents degrés d’organisation, allant de la ligne de grains aux cyclones tropicaux en passant par le complexe convectif à méso-échelle (MCC), défini par MADDIX (1980) comme « un système perdurant longtemps (au moins 6 heures, plus de 12 heures généralement), de forme quasi circulaire (excentricité  $\geq 0.7$ ) et dont la température du sommet est extrêmement froide (comprenant une zone d’au moins 50 000 km<sup>2</sup> où la température de brillance dans l’infrarouge est inférieure à  $-52\text{ °C}$ ) ». Il est donc difficile de décrire simplement la complexité de la structure dynamique interne d’un MCS. Nous allons mentionner ici quelques éléments caractéristiques d’un MCS, issus d’un article de revue (HOUZE, 2004) qui fournit une description plus détaillée.

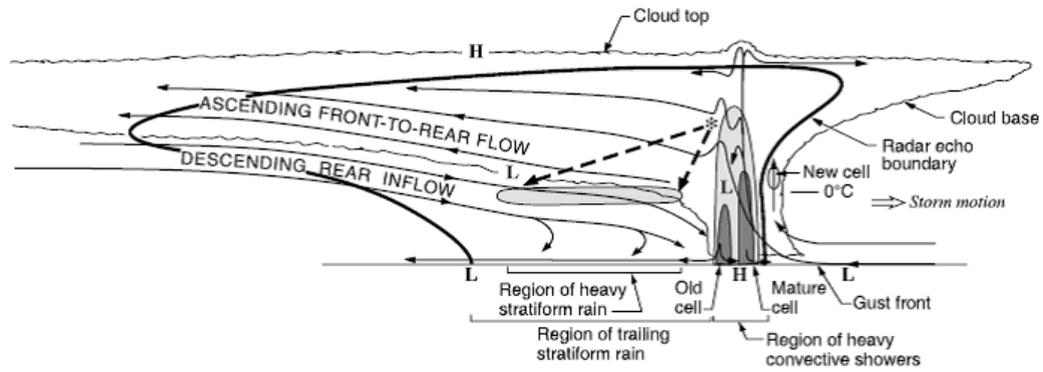
Observées à l’aide d’un radar, deux parties distinctes sont identifiables, comme le montre la figure 1.3a. Sur ce diagramme, qui représente en coupe verticale un MCS de type front convectif (à droite) - traîne stratiforme (à gauche), on identifie la **zone convective**, où l’écho radar est fort (zone ombrée claire) et qui est principalement constituée de cellules convectives à forte extension verticale (zones ombrées sombres) surplombées de sommets

protubérants. Dans la **zone stratiforme**, délimitée par le contour en trait fin ondulé, l'écho radar est modéré bien qu'il existe dans la partie stratiforme une zone où l'écho radar est fort : c'est la couche de fonte, située autour de 0 °C dans laquelle les particules de glace précipitantes fondent pour former des gouttes de pluie (la zone de précipitation située sous la partie stratiforme de l'enclume est généralement très bien détectée par le radar). Une troisième partie constitutive de l'enclume, parfois appelée **zone cirriforme** (BOUNIOU et al., 2010), n'est pas détectée par les radars de précipitations (voir la limite de détection radar en trait gras noir qui exclut les bords de l'enclume). Représentant souvent une fraction surfacique importante de l'enclume comme sur la figure 1.2, elle est située en périphérie du système et éloignée des zones convectives.

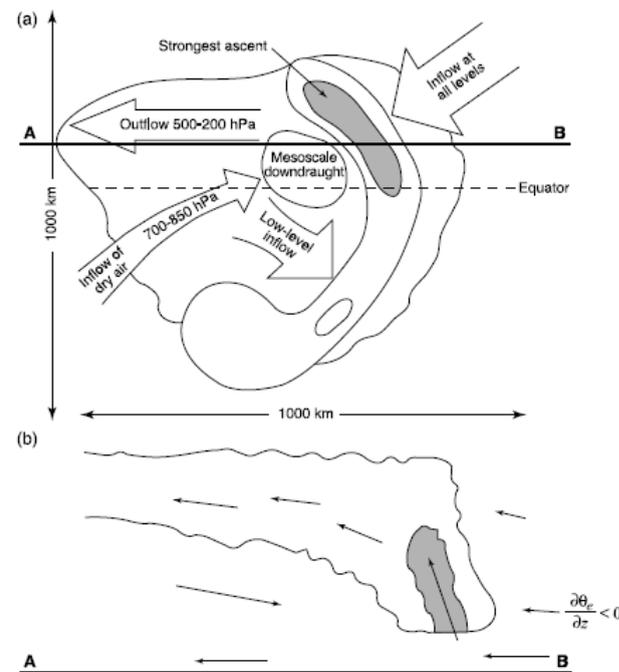
La texture dans la partie cirriforme, et stratiforme dans une moindre mesure, est généralement plus homogène avec des concentrations en hydrométéores moindres que celles des zones convectives. Comme indiqué sur la figure 1.2, la vitesse Doppler verticale mesurée (qui comprend la vitesse verticale de l'air et la vitesse de chute des hydrométéores) est en générale très faible dans les zones cirriformes qui sont non précipitantes. À l'inverse, la vitesse Doppler est dominée par la vitesse de chute des hydrométéores dans la partie stratiforme. Pour finir, la figure 1.3c décrit la structure dynamique dans les zones convectives où la vitesse verticale est en valeur absolue très importante (supérieure à 20 m s<sup>-1</sup>). Si le modèle de bulle permet de décrire la dynamique à l'échelle d'une cellule convective, la structure interne d'un MCS est généralement mieux décrite à méso-échelle par l'ascension oblique d'une couche d'air instable (couche d'air épaisse d'environ 0,5 à 4,5 km, noté  $\frac{\partial\theta_e}{\partial z} < 0$  sur la figure 1.3c). Cette ascension en couche permet d'expliquer l'épaisseur de l'enclume par l'advection des cellules convectives et de leur contenu vers l'aval du front.

La figure 1.3b montre l'organisation interne d'un MCS de type *supercluster* obtenu par simulation numérique (MONCRIEFF et KLINKER, 1997). On retrouve sur la coupe verticale (en bas) les éléments mentionnés dans la figure 1.3a, notamment la subsidence de méso-échelle qui se crée sous l'enclume. La coupe horizontale (en haut) révèle l'organisation interne et les mouvements des masses d'air à différentes altitudes : sur cette figure, une masse d'air instable arrive du Nord-Est (à gauche sur la figure) et s'élève en donnant naissance à une zone fortement convective. Les hydrométéores formés dans la convection sont transportés par convection/advection à haute altitude vers l'arrière du nuage (noté « *outflow* » sur la figure) alors qu'un courant méso-échelle d'air sec et froid se propage progressivement sous l'enclume (noté « *inflow* » of dry air) jusqu'à proximité du front où il plonge brutalement pour créer une zone de subsidence (noté « *downdraft* ») en aval de la zone convective. Cette organisation est typique des MCS observés durant la campagne HAIC-HIWC Darwin 2014, comme nous le verrons dans les chapitres 2 et 4. La géométrie de la structure (ligne de grains, arc, MCC, tempête et cyclones tropicaux) est principalement déterminée par la symétrie des mouvements synoptiques mais peut également être influencée par la formation d'un vortex convectif à méso-échelle se formant à la base de l'enclume dans la région stratiforme en réponse à l'hétérogénéité thermique du système.

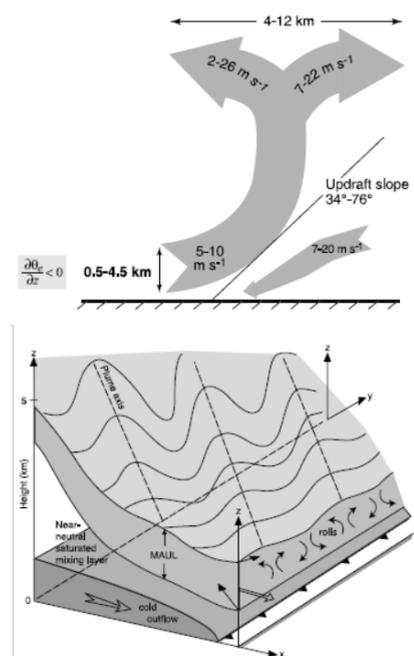
La convection qui entretient ces systèmes dure plusieurs heures (jusqu'à un jour dans certains cas). Cette durée dépend principalement de la disponibilité d'air instable humide permettant de déclencher les cellules convectives et du nombre de cellules alimentant l'enclume. En utilisant le modèle conceptuel présenté dans YUTER et HOUZE (1995) qui décrit une cellule convective comme une fontaine à hydrométéores, on peut décrire schématiquement le cycle de vie du système selon trois étapes principales. Tout d'abord, une **étape de croissance** durant laquelle les enclumes de plusieurs cellules contiguës se rejoignent pour former une enclume dont la couverture horizontale augmente et durant laquelle se forment



(a) Structure interne d'un MCS de type front convectif-traine stratiforme : vue en coupe verticale perpendiculaire à l'axe frontal



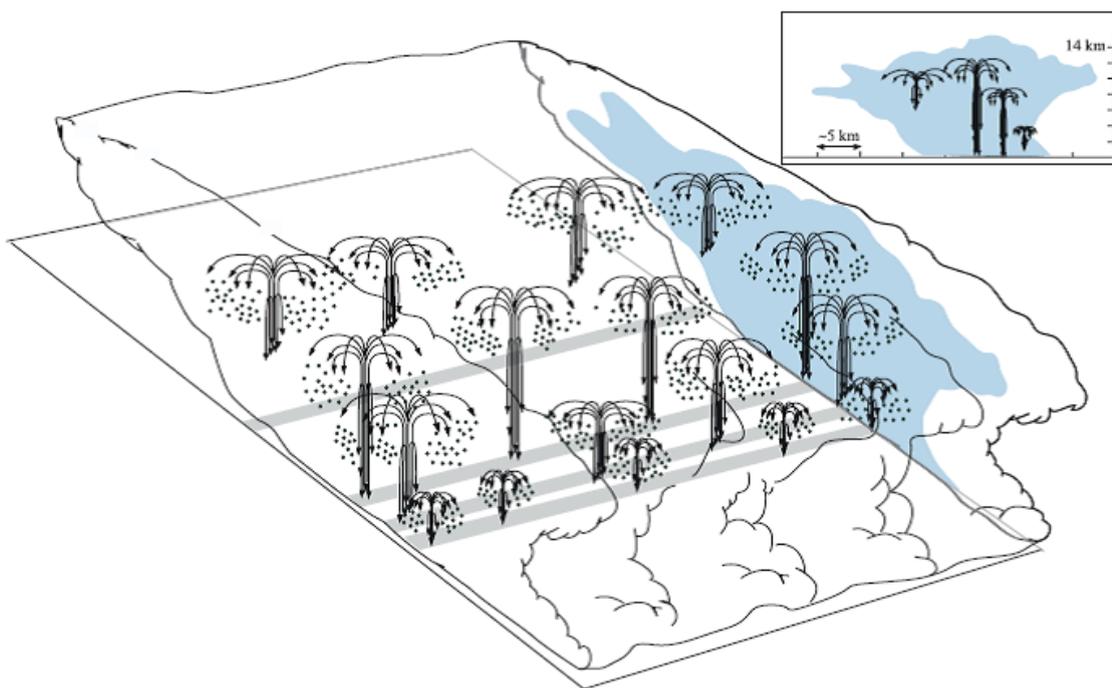
(b) Organisation horizontale et verticale à méso-échelle d'un MCS de type supercluster, typique des MCS tropicaux observés dans le Pacifique de l'Ouest



(c) Ascension en couche d'une masse d'air instable (en bas) et ordre de grandeur des vitesses d'ascension typiquement observées dans les MCS tropicaux du Pacifique de l'Ouest (en haut)

FIGURE 1.3 : Structure interne d'un MCS : zones convectives/stratiformes, organisation méso-échelle et principe de l'ascension en couche d'une masse d'air instable (extrait de HOUZE, 2004)

les circulations méso-échelle qui structurent le système. La dimension verticale de l'enclume augmente par l'effet de l'advection de vieilles cellules vers l'aval et par la sédimentation puis la précipitation de particules contenues dans le panache convectif. À ce stade, le taux de dissipation (sublimation, précipitation) de la glace est inférieur au taux de production. Vient ensuite une **étape d'équilibre** où le système est dit mature : l'effondrement de certaines cellules est compensé par de nouvelles cellules qui se forment et alimentent l'enclume en glace. L'extension horizontale et verticale de l'enclume ne varie pas significativement. Lorsqu'il n'y a plus de nouvelle cellule, la dynamique convective s'arrête : c'est l'**étape de déclin**. L'enclume n'étant plus alimentée en glace, elle se dissipe alors lentement et peut persister bien après que la convection a cessé. La durée de vie d'une enclume est de l'ordre de 3 à 12 heures mais elle peut dans certains cas persister plusieurs jours.



**FIGURE 1.4 :** Modèle conceptuel d'un MCS multicellulaire dans lequel les cellules convectives sont vues comme des fontaines à particules. La formation des particules se fait au sein de la cellule convective : les particules les plus grosses (e.g. grêlons) précipitent à l'intérieur de la cellule alors que les particules les plus légères (cristaux faiblement givrés, agrégats) sont transportées hors de la cellule dans l'enclume (extrait de YUTER et HOUZE, 1995)

On qualifie parfois les systèmes en fonction de la provenance des masses d'air convectives : continentaux lorsque l'air provient des terres et océaniques lorsque le système se forme au dessus des océans.

## 1.2 Processus microphysiques et propriétés des cristaux de glace

Diverses approches expérimentales (sect. 1.2.1) permettent d'étudier les processus microphysiques qui gouvernent la présence des hydrométéores de glace dans l'atmosphère en général et dans les MCS en particulier (sect. 1.2.2-1.2.4). Dans cette section, nous synthétisons également les connaissances actuelles concernant la microphysique glacée propres aux MCS en présentant quelques propriétés générales (sect. 1.2.5).

### 1.2.1 Approches expérimentales : observations en environnement contrôlé et observations in situ

Les propriétés des cristaux sont généralement étudiées à l'aide de deux approches complémentaires : l'**observation en environnement contrôlé** de cristaux « de laboratoire » et l'**observation in situ** de cristaux naturels. La première approche permet une quantification détaillée des propriétés et processus (*e.g.* vitesse de croissance, efficacité de collection). Les processus microphysiques étant rarement gouvernés par une seule variable, les études paramétriques en chambre climatique permettent de décomposer un processus complexe en isolant les paramètres d'influence et de proposer un modèle physique du processus ou, à défaut, de définir des paramétrisations très précises. On peut ainsi étudier les propriétés glaciogènes de particules d'aérosol de différentes compositions (DEMOTT et al., 2011), la vitesse et direction de croissance pour le mécanisme de déposition de vapeur à température ( $T$ ), pression ( $P$ ) et sursaturation ( $s$ ) fixées (BAILEY et HALLETT, 2002, 2004), ou encore mesurer les propriétés hydrodynamiques (vitesse et mouvement de chute) de cristaux de formes et de tailles particulières (p. ex. HEYMSFIELD et WESTBROOK, 2010; HEYMSFIELD, 2018; WEITZEL, 2018).

L'**observation in situ** des particules de glace permet de caractériser des propriétés d'ensemble (concentration, distribution de taille et de formes, contenu total en glace) ou des propriétés individuelles en conditions réelles. Pour être exhaustif, il conviendrait de rajouter la **simulation numérique** qui est de plus en plus utilisée notamment pour déterminer les propriétés hydrodynamiques (CHUEH et al., 2018).

### 1.2.2 Nucléation de la glace

La première étape de la formation d'un cristal est la phase de nucléation dans laquelle un embryon de cristal se forme à partir de goutte d'eau (**nucléation homogène**) ou à partir d'un noyau glaçogène (**nucléation hétérogène**). Le terme nucléation hétérogène regroupe en fait quatre mécanismes distincts (déposition hétérogène, congélation par immersion, condensation suivie de congélation, et congélation par contact). Le schéma de la figure 1.5 précise les conditions environnementales dans lesquelles ces mécanismes de nucléation se produisent (extrait de HEYMSFIELD et al., 2016).

La nucléation n'est pas le seul mécanisme de production de petites particules de glace et d'autres mécanismes susceptibles d'expliquer le paradoxe du surnombre de cristaux de glace comparé au nombre de noyaux glaçogènes disponibles pour leur nucléation ont été identifiés, comme l'illustre la figure 1.6. On parle de mécanismes de production de glace « secondaire » puisque les embryons de glace (morceaux de glace de toute petite taille) sont des débris de cristaux existants. On peut se référer à FIELD et al. (2016) pour une présentation de la recherche sur les mécanismes de production de glace secondaire qui est un sujet de recherche très actif. LAWSON et al. (2015) proposent une explication microphysique de la formation des hydrométéores dans la convection, à partir d'observations in situ réalisées

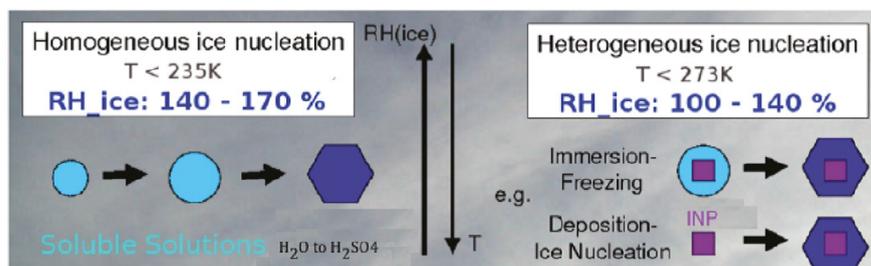


FIGURE 1.5 : Nucléation homogène et hétérogène : principes physiques (extrait de HEYMSFIELD et al., 2016)

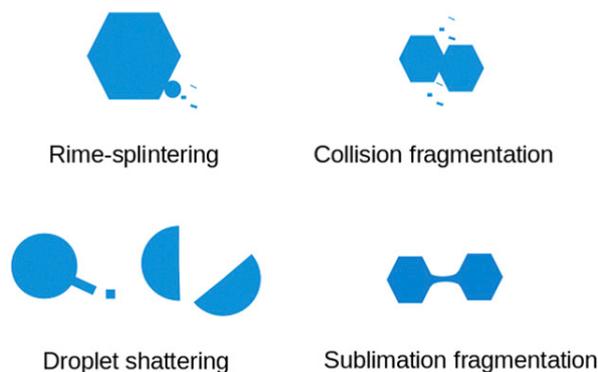


FIGURE 1.6 : Mécanismes de production de glace secondaire (extrait de FIELD et al., 2016)

dans les cumulus tropicaux à différentes altitudes. Leur étude met notamment en exergue le rôle probable d'un mécanisme de production de glace secondaire (éjection de débris de glace lors de la congélation d'une goutte d'eau surfondue) dans la glaciation rapide observée dans les cumulus vigoureux entre  $-8^\circ\text{C}$  et  $-15^\circ\text{C}$ . Une fois créés, les germes de cristaux peuvent croître selon trois mécanismes.

### 1.2.3 Mécanismes de croissance

#### Croissance par déposition de vapeur

Dans un **environnement sursaturé par rapport à la glace**, c'est-à-dire quand l'air contient plus de molécules de vapeur d'eau que ne le permet l'équilibre thermodynamique des phases gazeuse/solide de l'eau, **les molécules de vapeur d'eau migrent et viennent se fixer à la surface du cristal**. Le processus inverse se produit lorsque le cristal entre dans une zone sous saturée par rapport à la glace : le cristal perd de la matière en libérant des molécules de vapeur d'eau par sublimation. Ce mode de croissance tend à produire des cristaux de formes géométriques régulières dans certaines conditions atmosphériques (nous relativiserons ce propos dans la suite). Pour le plaisir des yeux, on peut citer le travail de K. Libbrecht qui photographie de manière artistique des cristaux de glace produits en laboratoire. Les quelques exemplaires données dans la figure 1.7 illustrent bien la diversité des formes produites par ce mécanisme.

Les propriétés morphologiques des cristaux formés par déposition de vapeur ont fait l'objet de nombreuses études (voir PRUPPACHER et KLETT, 2010, pour une synthèse des études menées à ce sujet). **Il est établi que les cristaux grandissent selon des directions qui dépendent de la température  $T$  au premier ordre, et de la sursaturation  $s$** . Les récents travaux menés au Desert Research Institute (BAILEY et HALLETT, 2002, 2004, 2009) décrivent

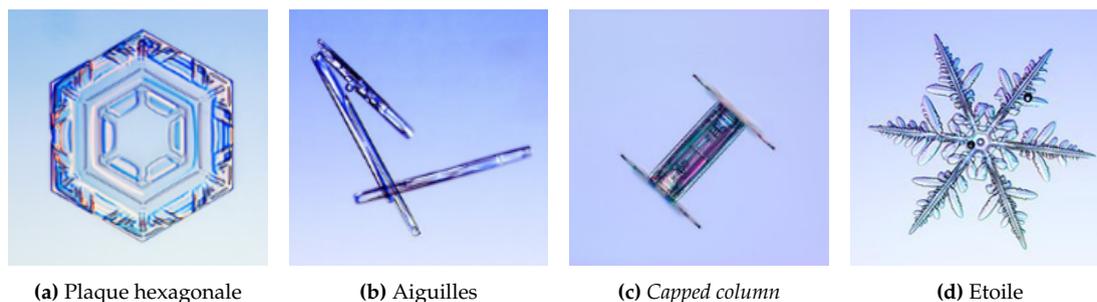


FIGURE 1.7 : Photographies de cristaux produits par déposition de vapeur en laboratoire sous différentes conditions thermodynamiques (avec la permission de K. Libbrecht *Snow Crystal*)

schématiquement les propriétés morphologiques des cristaux en fonction des conditions de croissance, comme reporté dans la figure 1.8. En résumé, les cristaux croissent en plaque entre  $0^{\circ}\text{C}$  et  $-4^{\circ}\text{C}$ , la croissance en colonne est privilégiée entre  $-4^{\circ}\text{C}$  et  $-8^{\circ}\text{C}$ , puis la forme de plaque est à nouveau favorisée entre  $-8^{\circ}\text{C}$  et  $-22^{\circ}\text{C}$ . Les cristaux qui se forment entre  $-20^{\circ}\text{C}$  et  $-40^{\circ}\text{C}$  sont dominés par la forme polycristalline en plaque et aux températures inférieures à  $-40^{\circ}\text{C}$ , la déposition de vapeur tend à produire des polycristaux en colonne typiquement. Ils indiquent aussi que la majorité des petits cristaux croissent sous forme de cristaux compacts présentant de multiples faces, et ne sont pas sphériques.

Ces travaux permettent d'expliquer une partie de la multiplicité des formes observées dans les nuages naturels. Ainsi la présence de nombreux polycristaux à colonne (voir colonne de gauche dans la figure 1.8 que nous appellerons *bullet rosettes* dans la suite) souvent reportée dans les cirrus synoptiques à des températures inférieures à  $-40^{\circ}\text{C}$  s'explique par la glaciation de gouttelettes polycristallines qui croissent ensuite par déposition de vapeur dans un régime où la croissance en colonne est privilégiée. Les deux régimes de croissance identifiés pour les températures inférieures à  $-20^{\circ}\text{C}$  (notés « *columnar* » et « *plate-like* » sur le diagramme de la figure 1.9) expliquent la transition couramment observée dans les cirrus synoptiques à différents niveaux de température : les *bullet rosettes* présentes se transforment en polycristaux mixtes (*bullet rosettes* avec des éléments de type plaque) alors qu'ils précipitent vers des températures plus chaudes que  $-40^{\circ}\text{C}$ .

La colonne avec plaques aux extrémités montrée sur l'image 1.7c, que nous appellerons *capped column* dans la suite, est un autre exemple de cristal qui s'est formé à différentes conditions pour lesquelles la direction de croissance privilégiée change. Les conditions initiales favorisent une croissance en colonne et les conditions finales favorisent la croissance en plaque. Ce type de cristal est fréquemment observé dans les nuages convectifs (voir chapitre 4) dont les ascendances portent les cristaux à travers différents niveaux de température. La similitude de forme entre les cristaux produits en laboratoire et ceux observés in situ (plus d'un million d'images détaillées produites par un imageur *Cloud Particle Imager* (CPI, Spec Inc.) dans différentes conditions atmosphériques) est remarquable. L'une des conclusions principales de cette étude est que la forme des cristaux atmosphériques est très complexe, généralement imparfaite (défauts ou absence de symétrie la plupart du temps) et qu'en dessous de  $-20^{\circ}\text{C}$  les cristaux sont si irréguliers qu'ils sont parfois confondus avec des agrégats, ce qui confirme des études antérieures (e.g. BENTLEY et HUMPHREYS, 1931 ; KOROLEV et al., 1999 ; KOROLEV et SUSSMAN, 2000).

En conditions naturelles, ce régime de croissance produit des cristaux dont la taille va de quelques centaines de nanomètres (taille des embryons cristallins) à quelques millimètres.

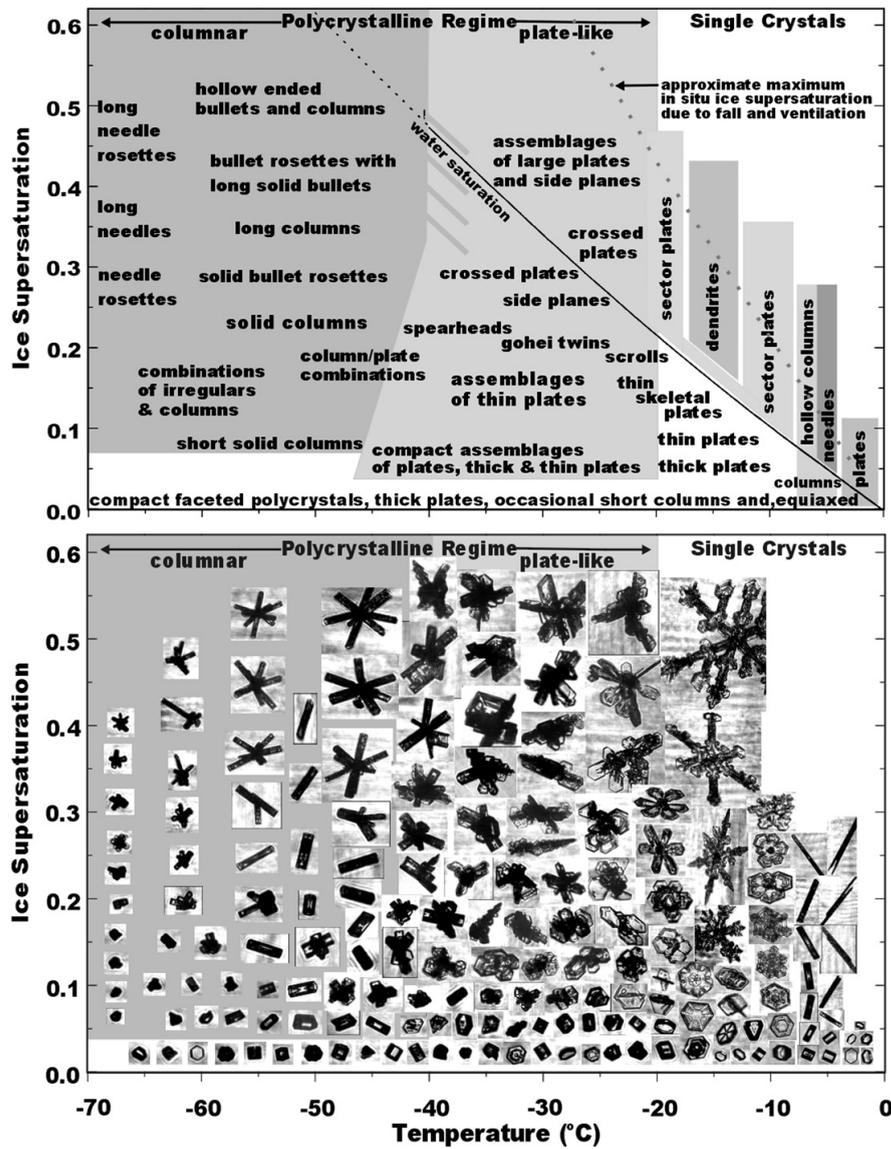


FIGURE 1.8 : Croissance par déposition de vapeur : diagramme des types morphologiques en fonction de la température et de la sursaturation (extrait de BAILEY et HALLETT, 2009)

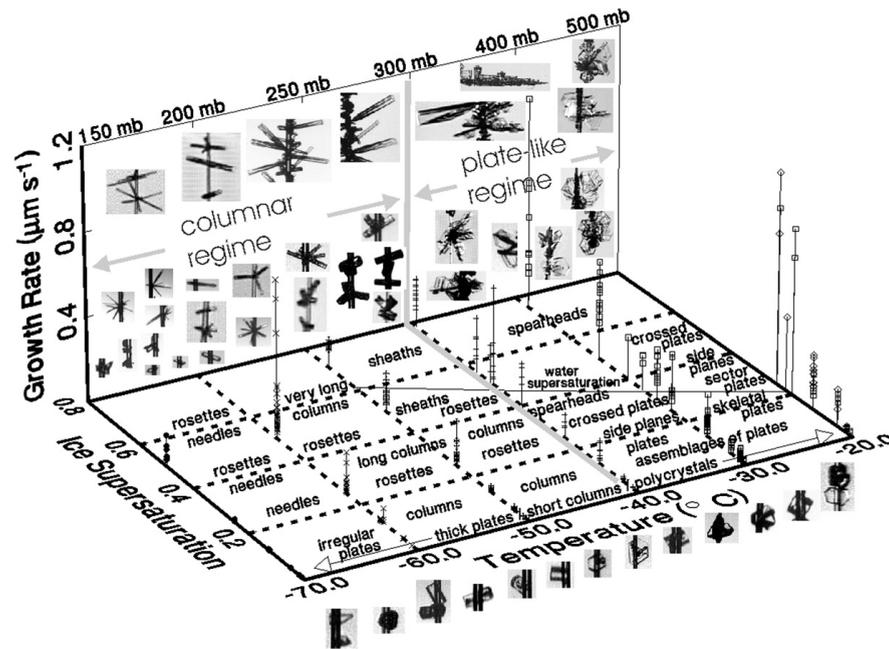


FIGURE 1.9 : Régimes de croissance des particules polycristallines en dessous de  $-20^{\circ}\text{C}$  (extrait de BAILEY et HALLETT, 2009)

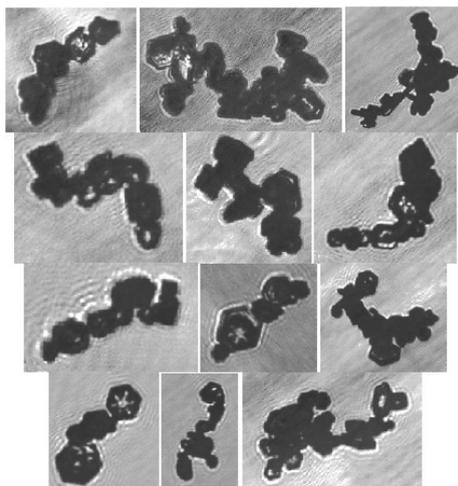
### Croissance par agrégation

L'agrégation est le terme générique désignant le processus selon lequel deux cristaux entrant en contact se solidarisent pour former un agrégat. Les agrégats atmosphériques, pouvant compter plusieurs dizaines de cristaux, sont généralement de grande taille, allant de quelques centaines de microns à quelques centimètres. En ce qui concerne la distribution de taille des particules, l'agrégation engendre un appauvrissement sur la gamme des petits cristaux et un enrichissement sur la gamme des grosses particules. Leur forme est très irrégulière et la géométrie fractale est parfois utilisée pour la caractériser (SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010). Les gros flocons de neige sont un exemple typique de particules formées par agrégation. On trouve dans la littérature trois mécanismes pouvant expliquer l'agrégation de deux particules :

1. **l'adhésion/frittage** due à une couche liquide présente à la surface des particules qui se touchent et collent l'une à l'autre avant qu'un pont mécanique se forme par frittage (ce mécanisme dépend donc de la température des cristaux),
2. **l'enchevêtrement** par lequel deux particules s'enclenchent et se bloquent mécaniquement l'une dans l'autre (la géométrie des dendrites favorise ce type de solidarisation typiquement), et
3. **l'interaction électrostatique/frittage** où un champ électrique intense favorise la durée du contact entre deux cristaux laissant suffisamment de temps pour qu'un pont se forme par frittage (ce mécanisme suppose un environnement fortement électrifié).

Les agrégats montrés dans la figure 1.10 ont été observés à l'aide d'un CPI dans l'enclume fortement électrifiée du MCS Hector durant la campagne EMERALD-II (CONNOLLY et al., 2006).

Quel que soit le mécanisme impliqué, l'agrégation suppose le contact, donc une vitesse relative entre les cristaux. Elle est donc typique des environnements convectifs ou précipitants dans lesquels les particules ont des vitesses d'ascension ou de sédimentation



**FIGURE 1.10 :** Agrégation en chaîne, observée dans l'enclume fortement électriée du MCS « Hector ». L'échelle n'est pas constante : le plus petit agrégat mesure 335  $\mu\text{m}$  (à gauche sur la ligne du bas) et le plus grand mesure 721  $\mu\text{m}$  (à droite sur la première ligne) (extrait de CONNOLLY et al., 2006)

différentes, compte tenu de la diversité des propriétés hydrodynamiques des cristaux. La probabilité que deux cristaux forment un agrégat après collision est caractérisée par une efficacité qui dépend de la température et de la forme des cristaux. Cette efficacité reste encore mal caractérisée. Une des premières études du processus d'agrégation en chambre climatique impliquant des particules de glace très simples (sphères, plaques et colonnes hexagonales) avait montré que la température et la sursaturation contrôlent l'efficacité du processus d'agrégation (HOSLER et al., 1957) et que l'agrégation n'était plus opérante à des températures inférieures à  $-25^\circ\text{C}$  à saturation par rapport à la glace. Ces résultats, qui ne prennent en compte que le mécanisme d'adhésion/frittage, expliquent peut-être pourquoi l'agrégation est généralement sous estimée dans les modèles pour les températures inférieures à  $-30^\circ\text{C}$ , voire tout simplement ignorée. Pourtant, HOBBS et al. (1974) reportent que les agrégats portent plus de la moitié de la masse des particules de glace précipitant au sol, démontrant ainsi l'importance du mécanisme d'agrégation dans le développement de particules précipitantes. Le modèle de croissance de la neige par déposition de vapeur et agrégation développé dans MITCHELL (1988) montre que l'efficacité d'agrégation dépend plus de la forme des cristaux que de la température de surface, suggérant que le mécanisme d'enchevêtrement domine la formation de flocons de neige agrégés. Si le modèle développé reproduit correctement les distributions de taille observées in situ dans un système cyclonique, l'auteur de cette étude pointe l'impact de l'incertitude concernant la masse et la vitesse de chute des hydrométéores ainsi que le manque d'études en laboratoire permettant de distinguer la contribution relative des mécanismes 1) et 2) à l'efficacité d'agrégation. De nouveaux travaux de caractérisation expérimentale du processus d'agrégation ont depuis été menés, comme ceux conduits à l'Université de Manchester dans la chambre MICC (Manchester Ice Cloud Chamber, CONNOLLY et al., 2012).

Dans ces travaux, la forme des cristaux (dendritique, entre autres) permet de prendre en compte le mécanisme d'enchevêtrement dans la détermination de l'efficacité d'agrégation. La figure 1.11 présente l'efficacité déduite de leurs travaux expérimentaux (notée MLE dans cette figure), comparée à celle estimée dans une étude antérieure. En 2012, des mesures in situ ont été réalisées dans l'enclume d'Hector, un MCS qui se forme régulièrement au dessus des îles Tiwi en Australie, dans le but de caractériser l'efficacité du processus d'agrégation à des températures de l'ordre de  $-60^\circ\text{C}$  (GALLAGHER et al., 2012). Les résultats confirment

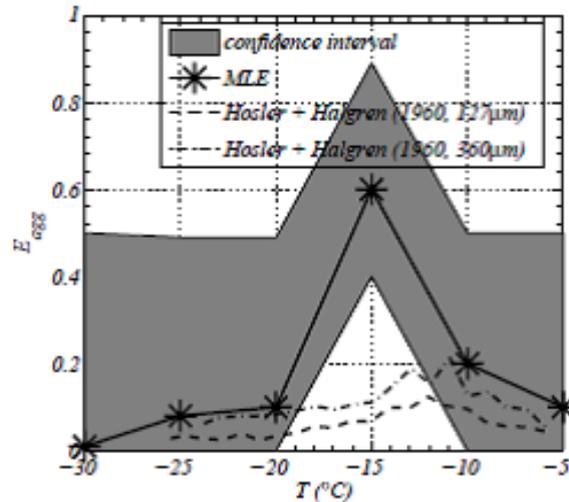


FIGURE 1.11 : Efficacité d'agrégation mesurée en laboratoire pour  $-30^{\circ}\text{C} < T < -5^{\circ}\text{C}$  (extrait de CONNOLLY et al., 2012)

que le processus d'agrégation est actif à cette température et suggèrent une efficacité d'au moins 0.5, très largement supérieure à la valeur typiquement utilisée dans les modèles à fine échelle de type Cloud Resolving Model (CRM) à cette température ( $E_{agg} = 0.0016$ ). Les auteurs de cette étude justifient une valeur aussi élevée, également reportée dans d'autres études (MITCHELL et al., 1996), en observant que la forme des cristaux présents dans les cirrus issus de la convection est propice à l'enchevêtrement et en s'appuyant sur les conclusions de CONNOLLY et al., 2012 quant à l'importance du mécanisme d'enchevêtrement. Ils concluent que l'agrégation, loin d'être négligeable, est l'un des deux processus (avec la sédimentation) responsables de l'élimination des cristaux dans les nuages de glace. Dans une étude expérimentale visant à caractériser la vitesse de chute des particules de glace, HEYMSFIELD et WESTBROOK (2010) concluent que de meilleures mesures et caractérisations des relations surface-diamètre et masse-diamètre sont « vitales » pour la compréhension du processus d'agrégation dans les systèmes nuageux à forte extension verticale (MCS typiquement).

### Croissance par givrage

**Le givrage est un mécanisme de croissance impliquant la collision entre une goutte d'eau surfondue et une particule de glace** : au contact de la particule, la goutte d'eau se solidifie et la particule grossit par accréation d'une fraction de la goutte à sa surface. La figure 1.12 montre un cristal hexagonal à large branche sur lequel on distingue des gouttelettes qui ont givré. Dans l'atmosphère, la phase liquide est capable de persister en état de surfusion, état thermodynamique métastable dû à la barrière d'énergie qu'il faut franchir pour que le changement de phase se produise, jusqu'à des températures très négatives ( $-40^{\circ}\text{C}$  dans des nuages d'onde orographique) et des études en laboratoire synthétisées dans CANTRELL et HEYMSFIELD (2005) ont montré que des gouttelettes d'eau liquide de quelques nanomètres peuvent perdurer jusqu'à  $-70^{\circ}\text{C}$ . Au coeur des cellules convectives, les deux phases de l'eau, liquide et solide, peuvent coexister jusqu'à  $T \geq -38$  celsius environ (ROSENFIELD et WOODLEY, 2000), température au dessous de laquelle nous considérerons dans cette thèse que seule la phase glace subsiste. Le givrage est donc typiquement rencontré au coeur des cellules convectives où coexistent des cristaux et des gouttes d'eau surfondue dans un environnement dynamique particulièrement propice à leur collision. Neige

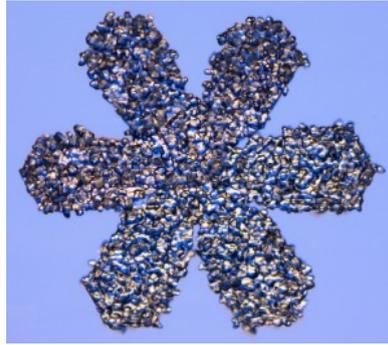


FIGURE 1.12 : Accrétion de glace à la surface d'un cristal hexagonal à large branche

en grain, neige roulée (nous utiliserons le terme allemand *graupel* dans la suite) et grêlon sont des hydrométéores typiquement formés par ce mécanisme. HEYMSFIELD (1982) étudie différentes hypothèses de formation de la grêle et propose un modèle en deux étapes : 1) remplissage des espaces interstitiels, ce qui provoque une augmentation de la masse sans augmentation du diamètre, et 2) accrétion de glace à la surface du cristal avec augmentation de la masse et de la taille de la particule. Ce modèle théorique est utilisé dans des modèles microphysiques numériques comme celui présenté à la section 1.3.1.

#### 1.2.4 Autres processus contrôlant le devenir des cristaux dans les nuages

Nous avons décrit les trois principaux mécanismes de formation des particules de glace, chacun produisant des formes très singulières (voir la figure 2 de l'introduction). En plus des mécanismes microphysiques présentés ci-dessus, MITCHELL (1988) identifie deux autres processus physiques influençant le nombre de cristaux contenus dans une parcelle de nuage :

- l'**advection** : transport de particules entraînées par l'air en mouvement. Ce mécanisme peut de manière sélective appauvrir ou enrichir la population de cristaux sur certaines gammes de taille,
- la **sédimentation** : transport vertical de particules de glace soumises à la pesanteur et à la résistance de l'air.

Ces mécanismes sont particulièrement importants dans les MCS. L'advection, verticale dans la convection puis horizontale à cause de circulations à méso-échelle, disperse dans les hautes couches de la troposphère les particules formées dans la cellule et contribue à l'extension horizontale de l'enclume cirriforme. L'advection horizontale de cellule convectives vieillissantes conduit aussi à l'élargissement des zones stratiformes autour des zones convectives (HOUBE, 2004). La sédimentation des particules favorise l'épaisseur de l'enclume, c'est-à-dire son extension verticale.

Un autre mécanisme est parfois cité pour décrire la croissance des cristaux en phase mixte : c'est l'effet Wegener-Bergeron-Findeisen, un mécanisme de transfert net de matière de la phase liquide vers la phase solide, lié à la différence de pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide et à la glace. Dans la convection profonde, où l'humidité de l'air est très forte, PRUPPACHER et KLETT (2010) signalent que cet effet est négligeable, la croissance par déposition de vapeur se faisant à partir des molécules de vapeur présentes en abondance plus qu'au détriment des gouttes d'eau. Ceci est confirmé dans KOROLEV (2008)

qui montre par une approche théorique de l'équilibre des phases aqueuses en environnement nuageux que ce mécanisme a une efficacité maximale lorsque la vitesse verticale est nulle. La disparition des gouttelettes d'eau surfondues dans les cellules convectives serait donc dominée par le processus de givrage et non pas par l'évaporation de celles-ci.

### 1.2.5 La microphysique glacée dans les MCS : revue des travaux antérieurs

Nous terminons cette introduction à la microphysique glacée au sein des MCS par la brève synthèse d'une étude conduite dans les MCS pour caractériser les propriétés microphysiques de la phase glace. LAWSON et al. (2010) présentent les propriétés radiatives et microphysiques des nuages tropicaux (MCS et cirrus synoptiques) observées durant les campagnes *NASA African Monsoon Multidisciplinary Analyses* (NAMMA, 2006, Cap Vert) et *Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling* (TC4, 2007, Costa Rica). Sur la forme des particules d'abord, cette étude reporte que les cirrus synoptiques (nuages peu épais ( $\approx 1$  km) se formant dans la haute troposphère par ascendance à l'échelle synoptique de masse d'air) sont composés en grande partie de cristaux de type rosette (plus de 40 % des particules de taille supérieure à  $50 \mu\text{m}$  sont des rosettes dans les cirrus entre  $-30^\circ\text{C}$  et  $-61^\circ\text{C}$ ). La glace convective des enclumes « fraîches » (la partie cumuliforme d'un MCS contiguë aux cellules convectives, encore alimentée par celles-ci) est avant tout constituée de cristaux irréguliers, de plaques, de colonnes et d'agrégats et l'absence de rosettes est notable. Dans les enclumes vieilles (définie dans leur étude comme des zones stratiformes détachées des zones convectives d'où elles sont issues, existant depuis au moins 2 heures, et qui gardent néanmoins leur épaisseur caractéristique de l'ordre de plusieurs km), LAWSON et al. (2010) relèvent la présence de rosettes, ce qui suggère que l'environnement est potentiellement favorable à la nucléation et à la croissance de nouvelles particules de glace (sursaturation par rapport à la glace). Cette hypothèse est également mentionnée dans une étude décrivant les données microphysiques mesurées dans l'enclume du MCS Hector à environ  $-60^\circ\text{C}$  (CONNOLLY et al., 2006; GALLAGHER et al., 2012).

En ce qui concerne les concentrations (nombre total de cristaux par litre d'air, toutes tailles confondues, noté  $N_T$ ), ils indiquent ensuite que les concentrations moyennes typiques des cirrus synoptiques sont comprises entre 37 et  $198 \text{L}^{-1}$  et de l'ordre de  $100 \text{L}^{-1}$  pour les enclumes âgées. La concentration dans les enclumes fraîches augmente d'un ordre de grandeur, entre 630 et  $1540 \text{L}^{-1}$ , et la concentration atteint  $7\text{-}11 \text{cm}^{-3}$  dans les cellules convectives (avec un pic à  $32 \text{cm}^{-3}$  reporté durant la campagne TC4). On trouve dans cet environnement des particules de plus de 1 mm mais surtout une très forte concentration de petites particules qui, portées par les ascendances, croissent avec l'altitude pour atteindre quelques centaines de microns au sommet des cellules.

Les valeurs de contenu total en glace (noté IWC dans la suite, de l'anglais *Ice Water Content*), qui représente la concentration massique de glace par volume d'air, sont estimées à partir d'images projetées des hydrométéores (images produites par la 2D-S, voir section 2.2) et d'une loi empirique reliant la masse des cristaux à un paramètre de taille (BAKER et LAWSON, 2006, voir section 3.1 pour plus d'informations). Les valeurs moyennes reportées dans LAWSON et al. (2010) vont de  $5\text{-}36 \text{mg m}^{-3}$  pour les cirrus synoptiques et les enclumes vieilles à  $1,36\text{-}1,65 \text{mg m}^{-3}$  dans les tours convectives. GALLAGHER et al. (2012) reportent des valeurs très similaires ainsi que la tendance qu'a l'IWC à décroître avec la distance à la convection pour l'enclume du MCS Hector. LAWSON et al. (2010) mentionnent que les particules de taille comprise entre 100 et  $400 \mu\text{m}$  portent la majeure partie de la masse de glace. Nous discuterons dans la section 1.4 le problème que pose cette concentration massique très élevée pour l'aviation. Nous aurons par la suite l'occasion de comparer ces valeurs, qui dans

les deux études précitées sont estimées à partir des distributions de tailles et d'une relation masse-diamètre, avec les valeurs d'IWC directement mesurées par une sonde de référence durant les campagnes HAIC-HIWC, un projet collaboratif mené par un consortium d'industriels et de scientifiques pour étudier les zones à fort contenu en glace incluses dans les MCS (voir section 2).

Pour finir, le coefficient d'extinction, calculé à partir de la surface projetée des particules, est donné pour chaque catégorie de nuage de glace. Les valeurs moyennes mesurées durant les campagnes TC4 et NAMMA, qui varient entre 0,5 et 0,67 km<sup>-1</sup> pour les cirrus synoptiques, dépassent 50 km<sup>-1</sup> dans les cellules convectives. Les valeurs mesurées dans l'enclume des MCS varient de 1,24 km<sup>-1</sup> pour les enclumes vieillies à 11-16,4 km<sup>-1</sup> pour les zones stratiformes proches de la convection.

Forts de ces observations, LAWSON et al. (2010) proposent d'expliquer la production de glace dans la convection profonde par des processus physiques et microphysiques synthétisés ci-après. La glace se forme et croît au sein des cellules convectives à la faveur d'ascendances qui portent et maintiennent les particules en environnement sursaturé par rapport à l'eau liquide d'abord puis par rapport à la glace seulement ensuite. A la base de la cellule convective, quelques gouttes se forment et congèlent assez rapidement (à  $T < -10$  °C). Elles grossissent par déposition de vapeur jusqu'à un seuil de taille ( $\approx 150-300$  μm) à partir duquel le givrage devient opérant. Dans le premier tiers de la cellule convective, le contenu en eau liquide (LWC, de l'anglais *Liquid Water Content*) est significatif, et le givrage contribue ainsi à la croissance rapide de petites particules de *graupel*. Ces particules, portées par les mouvements ascendants, continuent leur croissance jusqu'à devenir trop lourdes pour être portées par l'air et retomber dans la colonne en collectant au passage encore plus de gouttelettes par accréation (ce qui donne les précipitations intenses et la grêle). Entre  $-10$  °C et  $-12$  °C le LWC décroît et devient négligeable au delà de  $-12$  °C (STITH et al., 2002; LAWSON et al., 2015). Cette glaciation rapide peut s'expliquer par la nucléation hétérogène de la majorité des gouttes d'eau restantes (LAWSON et al., 2010) ou par l'effet Wegener-Bergeron-Findeisen (hypothèse que ne mentionnent pas LAWSON et al., 2010 mais qui ne peut pas être totalement écartée). Dans la seconde moitié de la colonne, la sursaturation disponible permet de faire croître ces cristaux par déposition de vapeur jusqu'à quelques centaines de microns, la production de grosses particules résultant du processus d'agrégation plutôt que du processus de givrage que le faible LWC rémanent rend improbable (la présence de *graupel* est toutefois possible au delà de 8 km, mais il s'agit probablement de particules formées aux étages inférieurs qui sont transportées par une ascendance vigoureuse). La convection transporte toutes ces particules vers la tropopause et passé le niveau  $-40$  °C, les gouttes d'eau éventuellement restantes se congèlent par nucléation homogène. La précipitation convective, provenant de la sédimentation des particules fortement givrées formées dans l'étage inférieur de la tour convective (*graupel* et grêlons typiquement) explique en partie pourquoi le contenu en glace mesuré au sommet des tours convectives est significativement inférieur à la masse de glace que produirait la détente adiabatique de masse d'air tropicale (l'entraînement dynamique explique également une part non négligeable de cette différence). Ces explications microphysiques rejoignent les conclusions de STITH et al. (2004) et cadrent bien avec le modèle dynamique proposé par YUTER et HOUZE (1995) où les cellules convectives sont vues comme des fontaines à particules (voir figure 1.4).

La glace présente dans l'enclume fraîche, celle qui se trouve à proximité de la convection, est composée de particules entraînées ou advectées depuis la convection, c'est-à-dire d'une faible quantité d'agrégats, des particules de quelques centaines de microns formées par déposition de vapeur et éventuellement par givrage mais dans une moindre mesure, et

de petites particules quasi sphériques formées lors de la nucléation homogène des gouttes d'eau surfondue encore présentes à ce niveau. LAWSON et al. (2010), mais aussi STITH et al. (2004), proposent une explication physique et microphysique aux devenir des particules dans l'enclume stratiforme mais nous réservons cette discussion pour le chapitre 4 où seront présentées les observations réalisées dans le cadre du projet HAIC-HIWC. Dans ce modèle conceptuel, les potentielles différences résultant de l'origine des masses d'air ne sont pas commentées. A partir de l'étude des taux de précipitation restitués par la mission TRMM, HOUZE (2004) fait l'hypothèse que les particules de glace contenues dans les MCS océaniques et continentaux sont de nature différente. Dans la convection continentale, réputée plus vigoureuse, les particules croissant par givrage seraient plus nombreuses et transportées plus haut dans la troposphère. Dans la convection océanique en revanche, où le gradient vertical est plus proche du gradient adiabatique humide, les ascendances moins vigoureuses tendraient à défavoriser le transport de particules givrées dans la haute troposphère. En émettant ces hypothèses, HOUZE (2004) signale aussi la nécessité de réaliser des études indépendantes pour vérifier l'existence de ces différences et approfondir notre compréhension des mécanismes impliqués.

La masse des cristaux, grandeur sur laquelle ces travaux de recherche se concentrent, fait l'objet d'un traitement particulier : l'importance des propriétés massiques dans de nombreuses applications scientifiques et industrielles est présentée dans les sections 1.3 et 1.4 suivantes. La section 3.1 du chapitre 3 fournit un état de l'art des mesures et techniques employées dans les études antérieures pour déterminer cette grandeur à partir d'observations in situ.

## 1.3 Contexte scientifique : paramétrisation microphysique dans les modèles et en télédétection

Nous avons souligné le rôle décisif des modèles dans la compréhension du fonctionnement du système climatique et l'anticipation du climat futur ainsi que le formidable potentiel des moyens de télédétection au sol et spatiaux qui permettent de suivre pour anticiper à court terme l'évolution d'un système atmosphérique ou de réaliser des observations à l'échelle du globe. Pour autant, le développement et la validation de ces nouveaux outils et techniques utilisés en météorologie s'appuie sur les données d'observation. Nous allons maintenant détailler pourquoi la caractérisation expérimentale de la masse des particules est nécessaire et comment elle est concrètement utilisée dans les modèles (sect. 1.3.1) et en télédétection (sect. 1.3.2).

### 1.3.1 Représentation de la phase glace dans les modèles

L'atmosphère est un système complexe tant par le nombre de constituants (gaz, aérosols, hydrométéores) que par le nombre de processus physiques, chimiques et biologiques qui contrôlent les propriétés de ces constituants et leurs interactions. Les différents processus à l'œuvre dans l'atmosphère ont des échelles temporelles et spatiales qui ne sont pas conciliables en un seul modèle avec les moyens de calculs actuels. Différents types de modèles sont donc développés en fonction des objectifs de modélisation. Dans les modèles climatiques globaux (notés GCM pour *Global Climate Model* ou *General Circulation Models*) qui servent à anticiper le climat futur (dans 100 ans typiquement), très peu de processus microphysiques sont pris en compte, compte tenu de leur résolution spatiale (maille horizontale de 250 à 600 km typiquement, 10 à 20 couches verticales). Le modèle à méso-échelle de prévisions météorologiques américain Weather Research and Forecasting (WRF; SKAMAROCK et al., 2008) a une résolution adaptée à l'échelle des MCS (maille horizontale de 2 à 15 km, 25 à 37 couches verticales typiquement) et permet donc une prise en compte plus détaillée des processus microphysiques. Des schémas microphysiques sont donc développés pour modéliser la microphysique à plus fine échelle mais comme nous le détaillerons au travers d'exemples de schémas microphysiques « *bulk* » récents, des paramétrisations restent nécessaires.

### Vitesse de chute des particules de glace dans les modèles de circulation générale

Les *Cirrus* (terme qui englobe ici tous les nuages de glace, y compris ceux issus de la convection profonde) couvrent environ 20% de la surface terrestre (HEYMSFIELD et al., 2016). L'impact significatif de ces nuages sur le bilan radiatif (rayonnement solaire et infrarouge) est reconnu, mais des études ont montré que cet impact dépend de leurs propriétés optiques et microphysiques (comme leur épaisseur optique, le contenu total en glace), et des propriétés physiques des cristaux qu'ils contiennent (concentration, tailles et formes caractéristiques) (ACKERMAN et al., 1988; MACKE et al., 1996; FU, 2007). Par exemple, SANDERSON et al. (2008) ont réalisé une étude paramétrique à partir d'un modèle GCM pour déterminer à quels paramètres les résultats de simulation sont le plus sensibles. L'expérience consiste à faire tourner plus de 1000 versions du modèle HADSM3 développé au *Hadley Center* dans lesquelles les valeurs d'une quinzaine de paramètres sont modifiées, puis une décomposition orthogonale aux valeurs propres est réalisée pour identifier quels paramètres sont les plus influents. Ils montrent que **la vitesse de chute des particules de glace a une influence majeure sur la réponse du modèle à une variation du climat** (deuxième par ordre d'importance, derrière le coefficient d'entraînement qui sert à modéliser les processus de mélanges

d'air dans la convection (entraînement/déentraînement)). La vitesse de chute est un des paramètres qui sert à modéliser la microphysique nuageuse dans les GCM. Ce résultat démontre l'importance de l'observation microphysique en général pour réduire l'incertitude sur cette quantité qui détermine la durée de vie du nuage, la taille des particules et donc les précipitations, grandeurs qui à leur tour contrôlent les propriétés radiatives de l'atmosphère. L'importance de ce paramètre microphysique est également soulignée dans HEYMSFIELD et WESTBROOK (2010) qui signalent que les vitesses de chute estimées pour les particules à géométrie très ouverte (étoiles, dendrites, aiguilles, *bullet rosette* et agrégats) sont toutes surestimées.

### Paramétrisation de la masse des cristaux dans les schémas microphysiques « bulk »

Les modèles méso-échelle, tels que le modèle WRF, ont la possibilité de simuler de manière plus détaillée les processus microphysiques atmosphériques en incluant des schémas microphysiques. Deux approches sont utilisées pour modéliser la microphysique : les modèles à un ou plusieurs moments (approche « bulk ») et les modèles à microphysique détaillée (approche spectrale ou « bin »). Le modèle DESCAM (DEtailed SCAvenging Model; FLOSSMANN et WOBROCK, 2010) opéré au LaMP est un modèle à microphysique détaillée dans lequel la masse des particules de glace est déterminée à partir d'une équation décrivant le taux de croissance ( $\frac{dm}{dt}$ ) en fonction de variables thermodynamiques telles que température et sursaturation (équation (13-76) dans PRUPPACHER et KLETT, 2010). On peut se référer à LEROY (2007) et PLANCHE (2011) pour plus de détails sur la prise en compte de la phase glace par cette approche. Nous allons ici nous intéresser à la modélisation de la microphysique glacée dans les schémas de type « bulk » dans lesquels les propriétés des particules sont généralement déterminées à partir de paramétrisations.

Dans les schémas bulk, la phase glace est traditionnellement représentée en utilisant plusieurs catégories de particules dans lesquelles les propriétés (la forme, la masse volumique et la vitesse de chute terminale) sont imposées/préscrites. Cette approche par catégorie est inspirée de la modélisation de la phase liquide qui est représentée par deux catégories (gouttelettes nuageuses et précipitations). Par analogie avec l'eau liquide, les premiers modèles utilisaient deux catégories de glace, glace nuageuse et glace précipitante (neige) (e.g. RUTLEDGE et HOBBS, 1983). Le nombre de catégories a progressivement augmenté afin de mieux prendre en compte les propriétés de certaines particules et les schémas actuels comme le modèle 10-ICE (STRAKA et MANSELL, 2005) comptent jusqu'à 10 catégories de glace. Dans ce schéma, la masse volumique est une des trois quantités physiques choisies pour représenter les propriétés microphysiques des particules dans chacune des dix catégories, avec la vitesse de chute et un paramètre définissant la distribution de taille. Les valeurs de masse volumique effective utilisées dans ce modèle sont reproduites dans le tableau 1.1.

Cette approche a plusieurs limites, au premier rang desquelles la définition des catégories et le choix de valeurs représentatives pour les propriétés caractéristiques qui doivent être choisies judicieusement. Contrairement aux particules d'eau liquide qui sont assez bien modélisées par des sphères de masse volumique égale à  $1 \text{ g/cm}^3$ , nous avons vu que les particules de glace ont des propriétés morphologiques et donc massiques très variables. Compte tenu de l'importance de ces propriétés dans les modèles *bulk* classiques, la caractérisation des propriétés physiques des cristaux est très utile pour pouvoir assurer que les valeurs retenues pour chaque catégorie sont judicieuses. Par ailleurs, l'utilisation de catégories dans lesquelles les particules ont des propriétés fixées impose d'utiliser des processus de conversion pour modéliser les transitions microphysiques qui modifient la répartition des cristaux au sein des catégories. La définition des taux de conversion est quelque peu

Catégorie	masse volumique effective ( $\text{g cm}^{-3}$ )
Colonne	0,9
Plaque	0,9
Particule givrée	0,3
Agrégats/neige	0,1
Graupel (petit)	0,3
Graupel (moyen)	0,5
Graupel (gros)	0,7
Goutte gelée	0,8
Grêlon (petit)	0,8
Grêlon (gros)	0,9

TABLE 1.1: Valeurs de masse volumique effective retenues pour chacune des 10 catégories du schéma 10-ICE (adapté de STRAKA et MANSELL, 2005)

arbitraire car ils ne reposent souvent sur aucun mécanisme physique et sont donc rarement comparables à des observations in situ.

Plutôt que d'utiliser des modèles à catégories fixes, de récents efforts en modélisation cherchent à calculer les propriétés des cristaux à partir de paramétrisations. C'est par exemple l'approche suivie dans le schéma *Predicted Particle Properties* (P3) (MORRISON et MILBRANDT, 2014). Dans ce schéma, la phase glace est regroupée en une seule catégorie dans laquelle les propriétés des cristaux sont libres d'évoluer. Les propriétés des particules, masse volumique effective entre autres, sont calculées à l'aide de paramétrisations à partir de quatre grandeurs (contenu total en glace ( $q_i$ ), nombre total de cristaux, masse totale de glace givrée ( $q_{rim}$ ) et volume de glace givrée ( $B_{rim}$ )) que le modèle calcule en chaque point de la grille et à chaque pas de temps à partir d'une équation de conservation prenant en compte les processus dynamiques et microphysiques (voir l'équation 1 dans MORRISON et MILBRANDT, 2014). Cette équation de conservation fait appel à deux termes : la vitesse de chute et un terme de sources/puits au travers duquel sont modélisés les processus microphysiques mis en jeu. Pour la phase glace, ces processus sont : nucléation de cristaux, déposition/sublimation, collision goutte/cristal, congélation hétérogène et homogène, fonte et sédimentation. Plusieurs propriétés sont calculées à partir de paramétrisations issues d'observations, comme les distributions de tailles, la relation entre la surface projetée des particules et leur diamètre, la relation entre masse et diamètre ou encore la vitesse de chute. Nous allons ici détailler le calcul de la masse. **La masse des cristaux est calculée en fonction de leur taille à partir de 4 relations  $m - D$  de type « loi puissance ».** Les cristaux de petite taille sont modélisés par des sphères de masse volumique  $\rho = 0,917 \text{ g/cm}^3$ . La masse des grandes particules non givrées est calculée à partir de la relation de BROWN et FRANCIS (1995). Pour les particules givrées, deux étapes sont distinguées, comme proposé dans le modèle conceptuel de givrage de HEYMSFIELD (1982) : 1) l'accrétion se fait d'abord dans les sites interstitiels et la masse des cristaux augmente sans augmentation de leur taille, et 2) lorsque tous les sites sont remplis par le givre, les particules sont considérées comme des *graupel* (appellation qui dans le contexte de leur étude comprend également les grêlons) dont la taille augmente avec l'accroissement de la masse. Les relations  $m - D$  utilisées pour caractériser la masse des cristaux partiellement givrés et des graupels sont deux lois puissance dont les coefficients sont exprimés à partir de ceux proposés par BROWN et FRANCIS (1995) et de variables (fraction massique de cristaux givrés ( $F_r = q_{rim}/(q_i)$ ) et masse volumique du givre ( $\rho_r = q_{rim}/(B_{rim})$ )) déduites des grandeurs calculées par le modèle à partir

des équations de conservation.

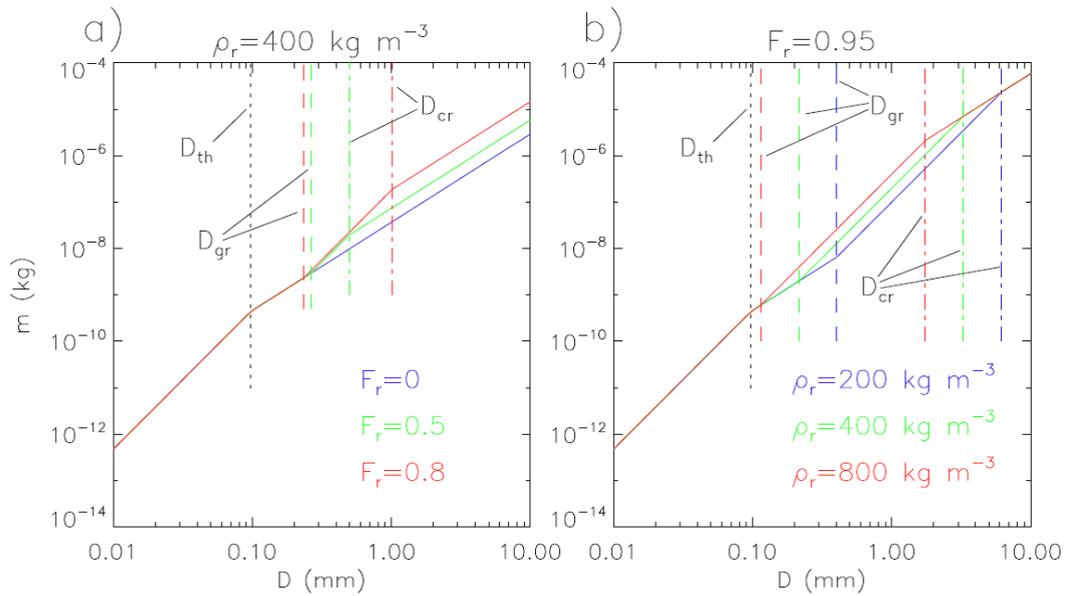


FIGURE 1.13 : Relations  $m - D$  utilisées dans le modèle P3. Se référer au texte pour l'explication des abréviations. (extrait de MORRISON et MILBRANDT, 2014)

Ces différentes expressions de la masse en fonction de la taille sont représentées sur la figure 1.13 extraite de MORRISON et MILBRANDT (2014). Sur la figure de gauche, la relation  $m - D$  composite est tracée pour différentes valeurs de  $F_r$  à masse volumique de givrage fixée ( $\rho_r = 0,4 \text{ g/cm}^3$ ). Lorsque qu'il n'y a pas de givrage ( $F_r = 0$ ), on retrouve l'expression de BROWN et FRANCIS (1995). La figure de droite présente la relation  $m - D$  composite pour différentes valeurs de  $\rho_r$  en condition où le mécanisme de givrage est très marqué ( $F_r = 0,95$ ).

La non linéarité de la relation  $m - D$  composite est notable et plusieurs segments de droite se distinguent en fonction des conditions choisies. Ce résultat montre l'effort produit pour intégrer dans la paramétrisation de la masse des cristaux en fonction de leur taille les mécanismes microphysiques de croissance, le givrage notamment, que nous avons détaillés dans la section 1.2.3. Le choix de la relation empirique n'est pas fermement justifié par les auteurs qui indiquent que d'autres relations  $m - D$  pourraient être utilisées et signalent que les simulations sont influencées par le choix de la relation  $m - D$  (MORRISON et GRABOWSKI, 2008). En l'absence de givrage, le changement de masse volumique associé au mode de croissance par déposition de vapeur ou par agrégation est, selon les auteurs du modèle, intégré dans la loi  $m - D$  empirique puisque l'exposant calculé par BROWN et FRANCIS (1995) est de 1,9. Nous verrons ce que vaut cette affirmation à la lumière des résultats produits dans le chapitre 4 (voir discussion relative à la figure 4.27, p139).

Au travers de l'analyse du schéma microphysique P3, nous voyons l'usage qui est fait des paramétrisations empiriques en modélisation : ce modèle combine une paramétrisation empirique (BROWN et FRANCIS, 1995) et des considérations théoriques traduites par quatre équations qu'il faut résoudre itérativement à chaque pas de calcul. Dans ce type de modèle, une paramétrisation détaillée de la masse volumique effective des cristaux en fonction de leur taille et de conditions atmosphériques (sous forme de *look-up table* par exemple) pourrait alléger le modèle en diminuant le nombre de calculs à réaliser ou simplement servir à valider les valeurs prédites par le schéma (J. Milbrandt, communication personnelle).

### 1.3.2 Utilisation des propriétés microphysiques en télédétection

La télédétection active (radar, lidar) et passive (radiomètre infrarouge et imageur) sont des techniques d'observation couramment employées pour la prévision météorologique et l'étude du climat (PROTAT et al., 2007; DELANOE et al., 2013; DELANOE et al., 2014). Le principe de la télédétection active par exemple consiste à obtenir indirectement des informations physiques pertinentes sur un milieu échantillonné à distance à partir d'informations contenues dans l'onde rétrodiffusée (typiquement amplitude, phase et polarisation). À différentes étapes de ce problème d'inversion, les algorithmes nécessitent de connaître certaines propriétés physiques du milieu traversé. DELANOE et al. (2014) indiquent que la plupart des algorithmes d'inversion de données issues de capteurs actifs ou passifs font appel à des hypothèses « critiques » pour estimer les propriétés microphysiques nuageuses à partir des données radar mesurées (tables de conversion, relations empiriques). Voyons comment, au travers de deux exemples de mise en œuvre de radars, des propriétés comme la taille et la masse volumique des particules de glaces sont utilisées dans les algorithmes de restitution.

#### Estimation de la réflectivité radar à partir de distribution de taille

Pour étudier l'interaction entre nuage et climat, le satellite américain CloudSat embarque un radar météorologique à 94 GHz afin de mesurer la hauteur et les caractéristiques des nuages depuis l'espace. Dans un article préparatoire à cette mission spatiale, PROTAT et al. (2007) comparent différentes paramétrisations entre le contenu en glace (IWC) et la réflectivité radar ( $Z_e$ ) à partir d'un jeu de données d'observations microphysiques in situ. Ce faisant, ils utilisent une relation permettant de déterminer la réflectivité en fonction de la longueur d'onde d'émission ( $\lambda$ ) et des propriétés microphysiques des cristaux (distribution de taille  $N(D)$ , coefficient de rétrodiffusion  $\sigma_b(\rho, D, \lambda)$ ),  $K_w$  étant une constante non détaillée ici :

$$Z_e = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|} 10^{18} \int N(D) \sigma_b(\rho, D, \lambda) dD \quad (1.1)$$

Les coefficients de rétrodiffusion sont calculés à partir de l'approximation de Mie. Dans ce calcul, les particules sont supposées sphériques et leur masse volumique est déterminée à partir de la relation de BROWN et FRANCIS, 1995 :  $\rho(D) = 0,07D^{-1,1}$  avec D en mm. Cette hypothèse faite sur la masse des cristaux est selon cette étude couramment employée pour ce type d'application (p. ex. WANG et SASSEN, 2002; HOGAN et al., 2006; DELANOE et HOGAN, 2010). L'indice de réfraction utilisé dans le calcul de Mie est celui de la glace corrigé selon l'approche de OGUCHI (1983) par un facteur  $f = \rho(D)/\rho_{ice}$  pour prendre en compte le fait que la masse volumique effective des cristaux est plus faible que celle de la glace. Une approche similaire est suivie dans FONTAINE et al. (2014) pour tenir compte de la masse volumique des hydrométéores dans le calcul des coefficients de rétrodiffusion par la méthode de la T-matrice.

La validation des produits CloudSat (base, sommet et épaisseur des nuages) est réalisée par comparaison avec des mesures de radars « sol » et aéroporté dans PROTAT et al. (2009). Dans cette étude, trois des cinq radars « sol » utilisent une longueur d'onde différente de celle de CloudSat et leurs mesures doivent être converties pour permettre la comparaison avec celles de CloudSat. Comme dans PROTAT et al. (2007), l'approche simplifiée, basée sur le calcul de Mie corrigé pour tenir compte de la masse volumique effective des hydrométéores est suivie mais c'est la paramétrisation  $m(D, T)$  publiée dans HEYMSFIELD et al. (2007) qui est ici utilisée. Les auteurs justifient la pertinence d'une telle approche en remarquant

que les incertitudes concernant les propriétés caractéristiques des cristaux (distributions de tailles, la masse volumique des particules ou la forme caractéristique des cristaux) réduit le bénéfice d'utiliser des approches plus complexes, telle que l'approximation en dipôles discrets. Notons au passage l'une des conclusions de l'étude concernant la fiabilité des profils CloudSat restitués sur une bande de 4 km au dessus de la couche de fonte pour les systèmes convectifs tropicaux : l'une des causes probables mentionnée pour expliquer cette limitation est l'atténuation liée à la présence de gouttes d'eau surfondue, de graupels et de gros agrégats qui n'est pas correctement caractérisée.

Au travers de ces exemples, nous voyons bien comment des caractérisations empiriques des propriétés massiques des cristaux sont utilisées pour déterminer les propriétés optiques (coefficient de rétrodiffusion) des hydrométéores en télédétection. Ce constat est généralisé par DELANOE et HOGAN (2010) qui affirment que les algorithmes de restitution des propriétés physiques des nuages utilisés en télédétection dépendent fortement des hypothèses faites pour caractériser les particules observées, et notamment des relations  $m - D$  et surface-diamètre choisies. Nous allons maintenant détailler comment ces hypothèses microphysiques sont utilisées pour restituer le taux de précipitation à partir de mesures de télédétection spatiale.

### Usage des propriétés massiques des cristaux en télédétection spatiale

L'étude des précipitations à l'échelle du globe se fait à partir de moyens de télédétection spatiale, tels que le radar précipitation à bande Ku de la mission *Tropical Rainfall Measuring Mission* (TRMM) ou le radar précipitation à double bande Ka/Ku (DPR) des satellites de la mission *Global Precipitation Measurement* (GPM). Prenons l'exemple des radars à double bande Ka/Ku de la mission spatiale GPM, plus sensibles à la phase glace que le radar simple bande de la mission TRMM : comme détaillé dans le document *Algorithm Theoretical Basis Document* (ATBD, IGUCHI et al., 2016), la restitution du taux de précipitation ( $R$ ) à partir de la puissance de l'écho radar mesuré fait appel à de nombreuses propriétés microphysiques à différentes étapes du processus de restitution. L'ATBD détaille les trois étapes du processus de restitution de  $R$  : 1) la réflectivité apparente mesurée ( $Z_m$ ) est calculée à partir de la puissance mesurée de l'écho radar, 2) la réflectivité effective  $Z_e$  est calculée à partir de la réflectivité apparente, corrigée des atténuations dans la colonne par un **facteur d'atténuation**, et 3) une estimation de la distribution de tailles (notée  $N_{D^*,N^*}(D)$  et définie à l'aide de deux paramètres notés  $D^*, N^*$ ) est déduite de la mesure. L'utilisation de deux longueurs d'onde bien choisies (celles utilisées par les radars Ku/Ka par exemple) permet de déterminer les paramètres  $D^*, N^*$  caractéristiques de la distribution de tailles à partir de l'équation 1.2 écrite pour chaque longueur d'onde. Cette équation relie la réflectivité effective à la distribution des sections de rétrodiffusion ( $\sigma_b$ ) et la distribution de tailles ( $N_{D^*,N^*}(D)$ ) des particules échantillonnées, ainsi que d'autres constantes non détaillées ici.

$$Z_e = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K|} \int \sigma_b(D) N_{D^*,N^*}(D) dD \quad (1.2)$$

Enfin, le taux de précipitation  $R$  se calcule selon l'équation 1.3 à partir de  $N_{D^*,N^*}(D)$  et de deux autres propriétés microphysiques : la distribution des volumes  $V(D)$  et des vitesses de chute ( $v(D)$ ) des particules.

$$R = \int V(D) v(D) N_{D^*,N^*}(D) dD \quad (1.3)$$

La détermination du facteur d'atténuation est une des étapes les plus importantes du processus. Elle fait appel à plusieurs propriétés microphysiques. Parmi les différentes sources d'atténuation du signal (atténuation liée aux particules nuageuses non-précipitantes, aux gaz tels que vapeur d'eau et oxygène), les particules précipitantes représentent la plus grande part du facteur d'atténuation. Leur présence doit donc être prise en compte correctement. Les propriétés de la distribution de particules sont définies dans deux modules : le module *Classification* qui détermine si la précipitation dans la colonne est de type stratiforme, convective ou intermédiaire et le module *DSD* (de l'anglais *Droplet Size Distribution*). Ce module nous intéresse particulièrement : c'est ici que sont identifiées les différentes phases (liquide, mixte liquide/solide et solide) dans la colonne et que sont définies les propriétés microphysiques des particules comme la masse volumique  $\rho_b$  et la vitesse de chute  $V_b$ . Un hydrométéore y est modélisé comme une sphère de diamètre  $D_b$  composée d'un mélange d'eau liquide (fraction volumique  $P_w$ , masse volumique constante  $\rho_w = 1,0g/cm^3$ ), de glace (fraction volumique  $P_i$ ,  $\rho_i = 0,92g/cm^3$  constante) et d'air (fraction volumique  $P_a$ , de masse volumique  $\rho_a$  considérée nulle dans la particule) en proportions variables :  $P_w + P_i + P_a = 1$ . Dans la phase liquide du nuage la masse volumique effective de la particule vaut celle de l'eau liquide ( $\rho_b = 1g/cm^3$ ) et en phase glace la masse volumique effective de la particule est fixée arbitrairement (le document ne fournit pas suffisamment d'explication sur la détermination de la masse volumique choisie). En phase mixte liquide/solide, c'est la fraction volumique d'eau liquide ( $P_w$ ) qui est fixée (valeur issue du modèle d'Awaka et/ou extrapolée depuis les mesures TRMM/PR) et la densité de la particule est calculée à partir d'une relation empirique  $\rho_b = \sqrt[3]{P_w}$ . Par la suite, les formules pour calculer **la constante diélectrique et la vitesse de chute** ( $V_b$ ) des particules **dépendent de la valeur**  $\rho_b$ . Par exemple, le calcul de ( $V_b$ ) distingue trois cas :

$$V_b = \begin{cases} 3,3 \times \sqrt{\rho_b - \rho_a} & \text{si } \rho_b \leq 0,05g/cm^3 \\ 8,8 \times \sqrt{0,1D_b(\rho_b - \rho_a)} & \text{si } 0,05g/cm^3 < \rho_b \leq 0,3g/cm^3 \\ \frac{\rho_b^{1/3} - 0,3^{1/3}}{1,0 - 0,3^{1/3}} (V_R - V_{b0,3}) + V_{b0,3} & \text{si } 0,3g/cm^3 < \rho_b \leq 1g/cm^3 \end{cases} \quad (1.4)$$

où :

- $D_m$  est le diamètre de la particule fondue, défini par  $D_b = D_m \rho_b^{-1/3}$
- $V_{b0,3}$  est la vitesse de chute calculée pour  $\rho_b = 0,3g/cm^3$
- $V_R$  est la vitesse de chute d'une goutte de pluie.

Il en va de même pour le calcul des constantes diélectriques qui sont déterminées en fonction de la proportion d'eau liquide et de glace à partir d'une loi de mélange qui distingue deux cas : 1)  $\rho_b \leq 0,09g/cm^3$  et 2)  $\rho_b > 0,09g/cm^3$ . On voit donc comment **le taux de précipitation** (qui dépend de  $V_b$ , voir équation 1.3) **restitué à partir des données des DPR de la mission GPM dépend d'hypothèses sur la masse volumique des hydrométéores.**

Ceci achève d'illustrer l'utilisation qui est faite des propriétés microphysiques des particules de glace dans les algorithmes de restitution radar et souligne l'importance de bien quantifier ces propriétés, la masse volumique notamment, puisqu'elles conditionnent la qualité des restitutions de télédétection au sol et spatiale.

## 1.4 Contexte industriel : un nouveau type de givrage en aéronautique

Pour finir la contextualisation de ce travail de thèse, nous allons maintenant discuter du givrage, un risque particulier en aéronautique, et expliciter pourquoi les caractéristiques microphysiques de l'enclume des MCS ainsi que les propriétés physiques des particules de glace qu'ils contiennent intéressent l'industrie aéronautique.

### 1.4.1 Le givrage classique

Le givrage est un phénomène extrêmement dangereux en aéronautique qui se manifeste par l'accrétion de glace sur les parties d'un aéronef en contact avec l'environnement extérieur. Les diverses conséquences de cette accumulation de glace sont l'alourdissement de l'avion, la déformation des profils aérodynamiques (diminution de la portance et augmentation de la traînée), l'obstruction et la mise en défaut des sondes pitot ou encore le blocage d'une gouverne. Pour pouvoir voler en conditions givrantes, les avions sont équipés de systèmes de dégivrage/antigivrage et l'avionneur doit faire la démonstration que ces dispositifs se conforment aux directives de conception et de certification définies par les autorités de certification, telle que la Certification Specification Part 25 (CS-25) pour les avions de transport commerciaux et Part E pour les moteurs (CS-E) en Europe. Ces règlements de certification s'appuient sur les travaux du groupe de travail *Ice Protection Harmonization Working Group* et du sous-groupe *Engine Harmonization Working Group* pour la partie givrage moteur et précisent les conditions atmosphériques dans lesquelles les conditions givrantes sont possibles. Jusque très récemment, l'industrie aéronautique considérait que le givre était exclusivement lié à la présence de gouttes d'eau surfondue et les mécanismes d'accrétion du givre découlant de l'impact de ces gouttes d'eau surfondue sur l'avion sont généralement bien pris en compte dans la conception d'aéronefs (voir l'*Aircraft Icing Handbook* : HEINRICH et al., 1991) et modélisé (CHAUVIN, 2015). En conséquence, les conditions atmosphériques dans lesquelles le risque de givrage était à prendre en compte étaient décrites jusqu'en 2014 au travers de deux enveloppes altitude-température, l'enveloppe « conditions givrantes continues » propre aux nuages stratiformes et « conditions givrantes intermittentes » propre aux nuages cumuliformes, dans les textes réglementaires (voir par exemple l'annexe C de la CS-25 amendement 15, en vigueur en juillet 2014).

### 1.4.2 Incidents réacteurs et mise en évidence de conditions givrantes particulières

L'identification de conditions givrantes à l'altitude de croisière des avions de ligne est très récente. Ce nouveau type de givrage est mis en évidence dans LAWSON et al. (1998) qui fait état d'une dizaine d'incidents durant lesquels des avions régionaux ont subi une réduction soudaine et non commandée de poussée, parfois précédée par un dysfonctionnement des sondes anémométriques conduisant à une mesure anormalement élevée de la température totale (cumul des températures statique et dynamique, notée TAT dans la suite). L'analyse des conditions météorologiques montre que ces incidents se déroulent à proximité de systèmes orageux. L'article postule que les incidents observés sur ces deux systèmes (moteurs et sondes) sont en fait la conséquence d'un même phénomène : le givrage causé par la présence de cristaux de glace en forte concentration massique, éventuellement associée à des gouttes d'eau surfondue. Une accumulation de givre au sein des étages de compression basse pression (sur les parties statiques non spécifiquement dégivrées) entraînerait une perturbation du flux d'air et de l'équilibre des pressions à l'intérieur de la turbomachine, ce qui

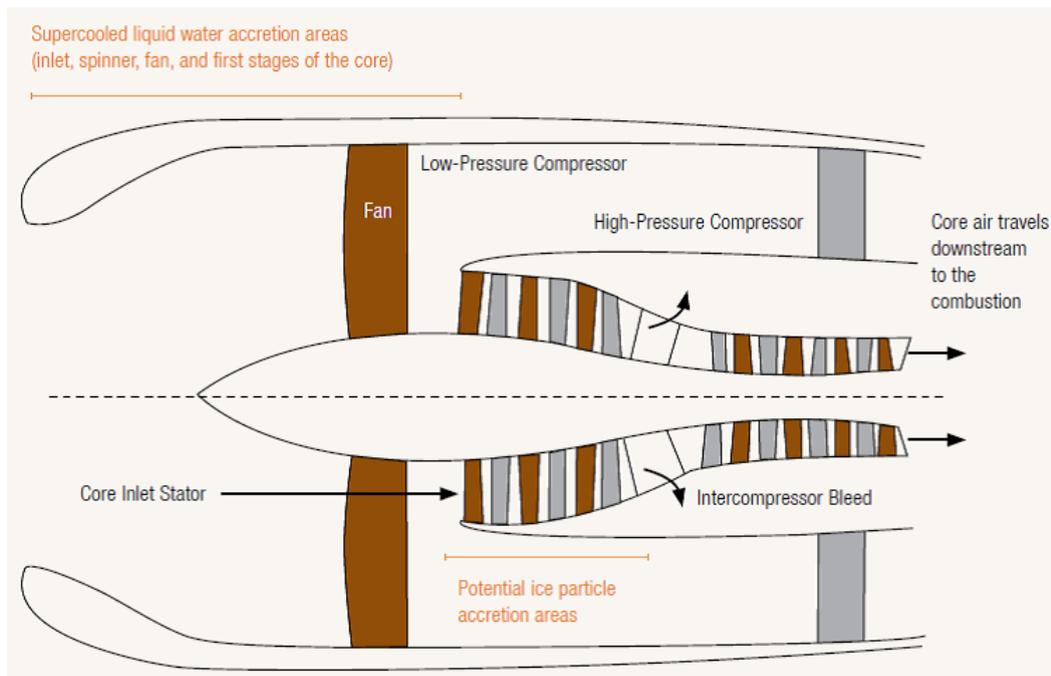


FIGURE 1.14 : Sites préférés d'accrétion du givre à l'intérieur d'un turboréacteur (MASON, 2007)

conduirait in fine aux pertes de puissance observées affectant potentiellement tous les moteurs de l'avion (l'article mentionne deux cas durant lesquels un quadriréacteur a dû réaliser une descente en urgence suite à la perte de puissance sur ses quatre moteurs). L'anomalie TAT résulterait d'une obstruction de la sonde par ces mêmes cristaux.

L'hypothèse d'une accrétion de givre dans le flux primaire à l'intérieur du module de compression basse pression (voir le schéma donné en figure 1.14) est confirmé dans MASON et al. (2006) qui se basent sur les données mesurées lors d'un vol d'essai sur un avion dont les moteurs avaient été instrumentés.

Les mécanismes physiques conduisant à l'accrétion de glace à l'intérieur d'une turbomachine sont synthétisés dans une circulaire publiée par la FAA (SMITH, 2014) : lorsque l'avion traverse une zone à fort contenu en glace, les cristaux sont continuellement ingérés à l'intérieur du moteur par l'entrée d'air et atteignent les premiers étages de compression. Dans ce module où règne une température généralement située autour de 49 °C hors conditions givrantes, l'apparition de givre est surprenante. Deux phénomènes physiques provoquent un abaissement de la température jusqu'à des conditions propices à la formation du givre. D'une part, les cristaux transportés dans l'écoulement d'air subissent des changements d'état endothermiques provoquant le refroidissement du flux, qui par convection contribue à l'abaissement de température des pièces mécaniques de la zone, rotor et stators principalement. D'autre part, une fraction des cristaux impactent sur les aubes et fondent au contact de la surface chaude en la refroidissant. Lorsque la température est suffisamment basse pour qu'une couche liquide se forme, d'autres cristaux peuvent venir se fixer provoquant par conduction thermique un abaissement de la surface jusqu'à 0 °C. Une douzaine de types de turboréacteurs, basés sur des technologies et architectures différentes, présentent une susceptibilité à ce type de givrage et les différents types d'appareil impliqués, long-courriers comme avions régionaux, montrent que toute l'aviation commerciale est potentiellement concernée. Ces incidents peuvent se produire en montée (rarement toutefois), en croisière et en descente, cette dernière étant la phase du vol la plus propice au givrage. Les

conséquences de ce type de givrage sur les moteurs incluent le pompage moteur (instabilité dynamique provoquée par le décollement local ou généralisé du flux sur les aubes) et l'extinction de la chambre de combustion conduisant à une perte de poussée, ainsi que l'endommagement mécanique des ailettes de compresseur, heurtées par des plaques de glace entraînées dans le flux. Dans la suite, on regroupe sous le terme « incidents réacteurs » ces différentes situations.

Depuis 2003, les incidents ainsi que les circonstances dans lesquelles ils surviennent sont répertoriés par Boeing dans la base de données *Ice Crystal Icing* (ICI). Les rapports d'équipage mentionnent souvent un faible écho du radar météorologique de bord, des turbulences faibles à modérées et des précipitations (« de la pluie ») parfois intenses sur le pare brise du cockpit, à des températures extérieures parfois incompatibles avec la présence d'eau liquide. La pluie réfléchissant bien les ondes utilisées par les radars de bord, (bande X, 10 GHz typiquement) MASON et al. (2006) analysent cette contradiction en considérant que 1) les cristaux sont des objets qui par leur taille et les propriétés optiques réfléchissent très peu les ondes radar en bande X et 2) que les gouttes de pluie reportées pourraient en réalité être des cristaux qui fondent au contact du pare brise dégivré. Ces nouvelles conditions givrantes sont particulièrement surnoises puisqu'il est très difficile pour les pilotes de se rendre compte qu'ils pénètrent dans une zone de risque : les cristaux de glace sont quasiment indétectables par les moyens de bord habituels (radar météorologique bande X et détecteurs de givre usuels de type Rosemount Ice Detector) et le givre se forme à des endroits hors de la vue des pilotes, par opposition au givrage classique (par gouttes d'eau surfondue) se formant sur les bords d'attaque des ailes et sur des appendices mécaniques (bras des balais essuie-glace) visibles par le pilote. Les analyses de la base ICI confirment le lien entre forte concentration massique de cristaux et givrage moteur, sans nécessité de présence d'eau surfondue. Les enveloppes altitude-température définies dans l'annexe C de la CS-25 ne couvrent donc pas toutes les conditions atmosphériques propices au givrage puisqu'elles se limitent à la présence d'eau surfondue.

### 1.4.3 Contexte météorologique propice au givrage par cristaux de glace

Les analyses successives de la base de donnée ICI (MASON et al., 2006; MASON et GRZYCH, 2011; GRZYCH et al., 2015; BRAVIN et al., 2015) indiquent que ces incidents se produisent exclusivement à proximité de nuages convectifs, à haute altitude la plupart du temps. En combinant les paramètres de vol enregistrés, les rapports de pilotes, les images satellite des zones d'incident et des simulations numériques, ces auteurs cherchent à caractériser l'environnement météorologique propice au givrage par cristaux de glace. En utilisant les données satellite disponibles, GRZYCH et MASON (2010) proposent une classification des nuages convectifs propices au givrage par cristaux de glace en 4 catégories (voir figure 1.15) et montrent à partir des données collectées avant 2010 que **60% des incidents se produisent dans l'enclume de MCS**, 22% à l'intérieur de système multicellulaires, 11% dans des systèmes tropicaux (tempête ou cyclone) et 7% dans des cumulonimbus isolés.

En 2015, 162 incidents étaient recensés et la figure 1.16, extraite de BRAVIN et al., 2015, montre leur répartition sur la surface du globe : **92% des incidents ont lieu dans les régions tropicales et subtropicales**, entre 38 deg S et 38 deg N. Les trois étoiles jaunes reportées sur la carte indiquent les sites où se sont déroulées des campagnes de mesure aéroportées réalisées dans le cadre de la collaboration HAIC-HIWC (Darwin-2014, Cayenne-2015 et Floride-2018) dont deux seront présentées au chapitre suivant.

A l'aide d'images satellite disponibles (voir GRZYCH et al. (2015) pour la technique d'analyse et les définitions), BRAVIN et al. (2015) montrent que les incidents se produisent

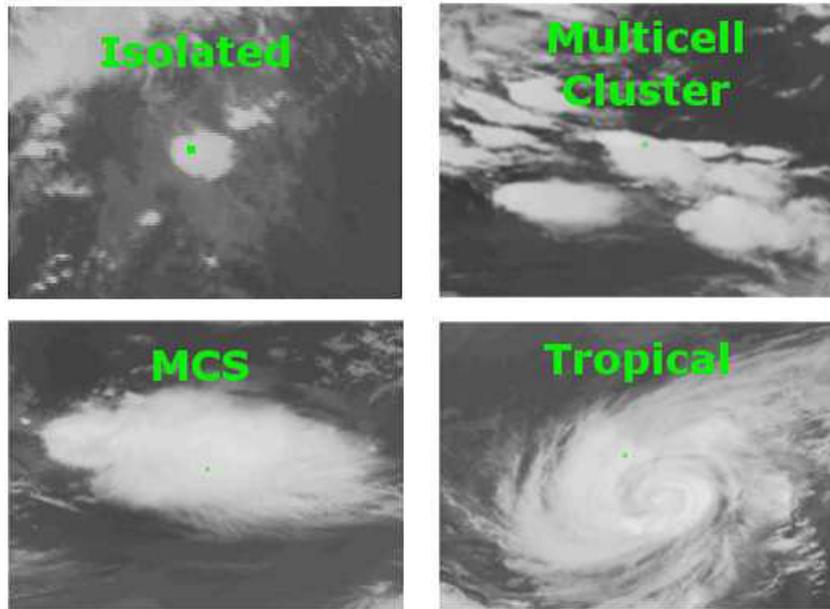


FIGURE 1.15 : Classification des systèmes convectifs propices aux incidents réacteurs selon quatre catégories : cellule isolée, orage multicellulaire, MCS et système tropical (extrait de GRZYCH et MASON, 2010)

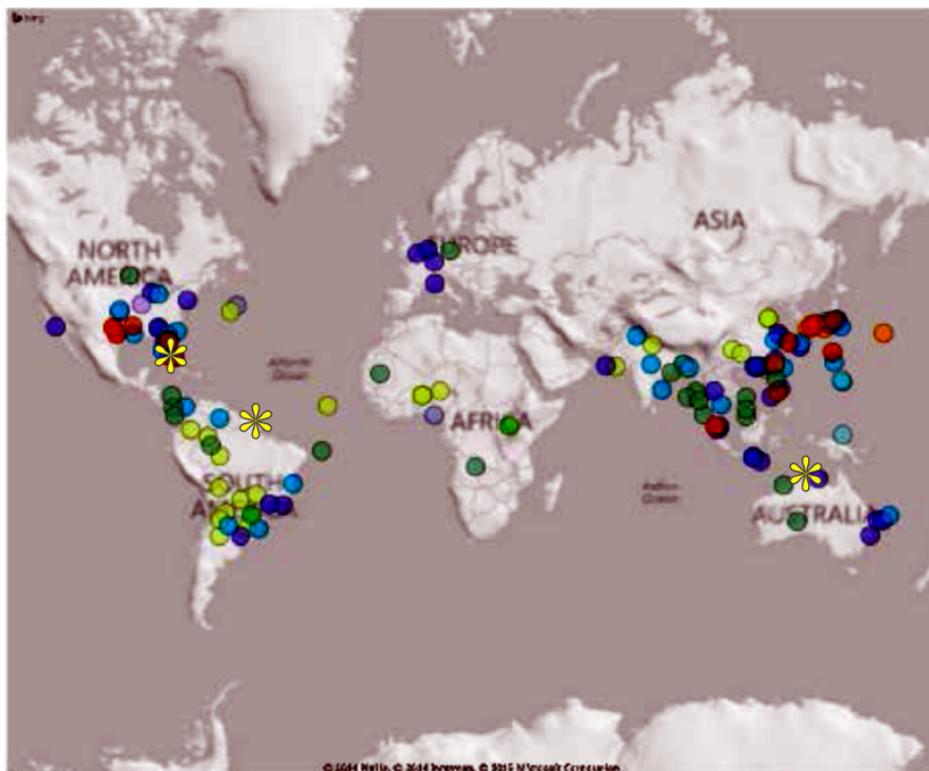


FIGURE 1.16 : Localisation des 162 incidents répertoriés dans la base Boeing sur le globe. Les cercles colorés indiquent les lieux d'incidents et les trois étoiles montrent les sites de bases des campagnes aéroportées réalisées dans le cadre de la collaboration HAIC-HIWC (extrait de BRAVIN et al., 2015)

dans l'enclume de MCS dont la taille caractéristique est de l'ordre de 250 km (diamètre équivalent de la surface notée *enhanced IR* sur la figure 1.17, correspondant à la surface du système dont la température de brillance est inférieure ou égale à la température du niveau

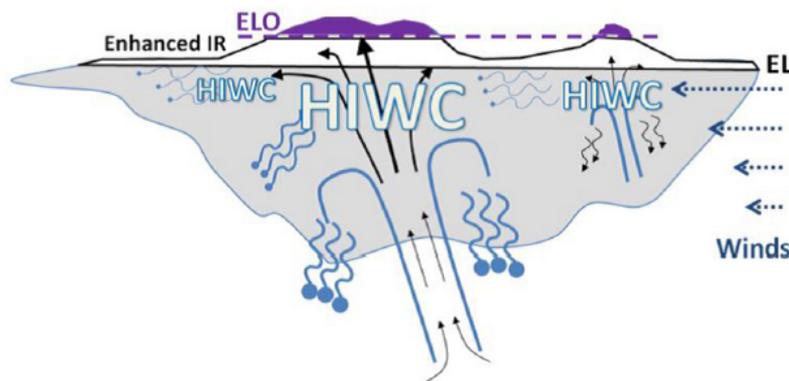


FIGURE 1.17 : Identification des zones particulières d'un MCS à partir d'images satellite. *EL* note le niveau d'équilibre convectif (extrait de GRZYCH et al., 2015)

d'équilibre convectif) et à proximité spatio-temporelle d'une cellule convective (zone notée *ELO* sur la figure 1.17 et désignant les sommets protubérants dont la température de brillance est inférieure d'au moins 8 °C à la température du niveau d'équilibre convectif) : la trajectoire de l'avion passe en moyenne à 41 km du centre de la zone *ELO* moins d'une heure après le pic de surface de cette zone, assimilable au pic d'activité convective locale. L'article précise que la température extérieure médiane à laquelle se produisent ces incidents est de -36 °C, la gamme de température allant de -3 °C à -58 °C.

#### 1.4.4 Besoins et attentes de l'industrie concernant la caractérisation de la phase glace dans les MCS

En 2005, un groupe de travail fédérant industriels et entités gouvernementales a mis en place une feuille de route pour répondre au problème du givrage par cristaux de manière concertée. La caractérisation de l'environnement météorologique et notamment des propriétés microphysiques des MCS (nature des cristaux, distribution du contenu total en glace, distribution en taille des particules) est identifiée comme une étape primordiale de ce plan d'action. En effet, les connaissances scientifiques disponibles à cette époque reposent sur une étude expérimentale datant de 1959 proposant des mesures d'IWC réalisées dans des systèmes convectifs tropicaux (MCNAUGHTON, 1959) et sur des données d'imagerie OAP collectées au cours d'une cinquantaine de vols scientifiques réalisés sur le continent américain entre 1977 et 1985 synthétisées par la FAA (JECK, 1998). Toutes ces données sont entachées d'une incertitude non quantifiable et incompatible avec les exigences du groupe de travail. L'article de LAWSON et al., 1998 est basé sur l'analyse de mesures réalisées dans deux projets scientifiques - le projet Cooperative Convective Precipitation Experiment (1981) et le projet Central Equatorial Pacific Experiment (1993), au cours desquels l'instrumentation disponible ne permettait pas d'obtenir des mesures statistiquement fiables du contenu total en glace dans les zones incriminées des MCS, c'est-à-dire les zones à fort contenu en glace. La circulaire FAA précise les ordres de grandeur caractéristiques des conditions givrantes en phase mixte ou glacée : un contenu total en glace jusqu'à 5 g/m<sup>3</sup> porté essentiellement par des cristaux de glace de taille pouvant mesurer jusqu'à 10 mm bien que l'essentiel de la masse totale soit dû à des cristaux de l'ordre de 200 µm.

Des mesures statistiquement robustes sont donc nécessaires. D'abord pour la certification concernant le givrage que les agences doivent faire évoluer (FAA Docket No. FAA-2010-0636 et EASA Notice of Proposed Amendment NPA-2011-03) : ces mesures doivent servir

à définir avec confiance la nouvelle enveloppe altitude-température incluant les zones de givrage par cristaux de glace dans les Appendix D (FAA) et P (EASA). Ensuite pour assurer que les moyens requis pour prouver la compatibilité d'un équipement ou système aéronautique (calculs, essais en soufflerie) sont représentatifs de la réalité. La circulaire FAA AC20/147A (SMITH, 2014) introduit une enveloppe altitude-température intérimaire pour les conditions givrantes « mixtes et glacées » à laquelle doivent se référer motoristes et fabricants de sondes aéronautiques. La circulaire précise que dans l'attente de données (contenu en glace et tailles caractéristiques des particules) mesurées en conditions réelles à l'aide de moyens modernes, les valeurs fournies sont basées sur des considérations théoriques. En ce qui concerne les essais en soufflerie par exemple, la note précise que la représentativité des chambres climatiques et souffleries actuellement utilisées n'est pas démontrée et qu'il n'y a aujourd'hui aucune procédure standard pour évaluer la conformité d'un système propulsif aux règlements concernant le givrage en phase mixte et glacée.

Pour permettre la collection de ces données scientifiques et la caractérisation de l'environnement convectif identifié par l'analyse des multiples incidents réacteurs, des collaborations entre industriels et scientifiques ont donc été mises en place. Cet effort s'est structuré en Europe et en Amérique du Nord autour de deux projets d'envergure qui seront discutés en détails dans le chapitre 2.

## Chapitre 2

# Présentation des données : observations in situ réalisées dans le cadre du projet HAIC-HIWC

### Sommaire

2.1	Présentation du projet HAIC-HIWC . . . . .	39
2.1.1	Les deux campagnes de mesure . . . . .	41
2.1.2	L'instrumentation aéroportée . . . . .	48
2.2	Traitement des données des sondes OAP . . . . .	51
2.2.1	Estimation de la taille des particules . . . . .	51
2.2.2	Correction des artefacts . . . . .	53
2.2.3	Calcul du volume d'échantillonnage . . . . .	56
2.2.4	Composition des PSD . . . . .	57
2.3	Traitement des données d'hygrométrie . . . . .	58
2.3.1	Mesure de l'humidité de l'air . . . . .	58
2.3.2	Mesure du contenu en glace . . . . .	59
2.3.3	Limites et incertitudes dans la mesure d'IWC . . . . .	62
2.4	Données radar in situ et données satellite . . . . .	65
2.4.1	Données RASTA . . . . .	65
2.4.2	Données satellite . . . . .	67

L'étude des propriétés et processus microphysiques au sein des MCS tropicaux proposée dans cette thèse est basée sur l'analyse d'observations in situ réalisées dans le cadre d'une collaboration internationale. Les deux campagnes et les instruments qui ont été déployés dans le cadre de cette collaboration sont présentés dans la section 2.1. Les données utilisées ainsi que les traitements appliqués sont décrits dans les sections 2.2 à 2.4.

## 2.1 Présentation du projet HAIC-HIWC

La collaboration internationale HAIC-HIWC a regroupé deux projets aux objectifs industriels et scientifiques similaires : le projet nord américain/australien *High Ice Water Content* (HIWC; STRAPP et al., 2016b) et le projet européen *High Altitude Ice Crystals* (HAIC;

DEZITTER et al., 2013). Pour ce qui est du seul projet européen HAIC<sup>1</sup> par exemple, il a regroupé pendant plus de quatre ans 34 partenaires internationaux (avionneurs, équipementiers aéronautiques, organismes publics et laboratoires de recherche) dont le Laboratoire de Météorologie Physique avec pour objectif principal d'améliorer la sécurité aérienne face aux conditions givrantes rencontrées dans les nuages mixtes et glacés. Cette ambition a été déclinée en sous-objectifs techniques et scientifiques, incluant entre autres **la caractérisation de l'environnement atmosphérique propice aux conditions givrantes par cristaux de glace**, environnement que nous avons décrit dans la section 1.4.

Plusieurs campagnes aéroportées antérieures à la collaboration HAIC-HIWC ont été réalisées pour étudier la phase glace dans des systèmes convectifs en différents endroits du globe (voir tableau 2.1). Les données issues de ces campagnes, définies à partir d'objectifs scientifiques différents de ceux visés par la collaboration HAIC-HIWC, ne permettaient pas de répondre aux besoins du projet HAIC-HIWC du fait de stratégies d'échantillonnage inadaptées (spirale lagrangienne dans l'épaisseur de l'enclume stratiforme, parfois dans des zones éloignées de la convection et donc peu propices à la présence de forts contenus en glace) ou d'instruments aux performances incompatibles avec les exigences du projet HAIC-HIWC (mesures d'IWC typiquement).

Projet	Année	Zone géographique	Publication
Cooperative Convective Precipitation Experiment (CCOPE)	1981	Miles City, Montana, USA	KNIGHT, 1982, HEYMSFIELD, 1986
Central Equatorial Pacific Experiment (CEPEX)	1993	Nadi, Fidji	MCFARQUHAR et HEYMSFIELD, 1996
Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM)	1998 & 1999	Texas/Floride, USA & Brésil & Kwajalein, Marshall Islands	HEYMSFIELD et al., 2002b
Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers–Florida–Area Cirrus Experiment (CRYSTAL-FACE)	2002	Key West, Floride, USA	JENSEN et al., 2004
Bow Echo and Mesoscale Convective Vortex Experiment (BAMEX)	2003	Illinois & Missouri, USA	DAVIS et al., 2004, MCFARQUHAR et al., 2007
NASA African Monsoon Multidisciplinary Analyses (NAMMA)	2006	Afrique de l'Ouest (Cap Vert et Sénégal)	LAWSON et al., 2010
African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA)	2006	Afrique de l'Ouest	BOUNIOL et al., 2010
SCOUT-AMMA	2006	Burkina Faso, Afrique de l'Ouest	CAIRO et al., 2010, FREY et al., 2011
Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling (TC4)	2007	Amérique Centrale (Costa Rica)	LAWSON et al., 2010
Megha-Tropiques	2010 & 2011	Afrique continentale (Niger) & Océan Indien (Maldives)	FONTAINE et al., 2014
Hydrological Cycle in the Mediterranean Experiment	2012	Bassin méditerranéen	DUCROCQ et al., 2014

TABLE 2.1: Campagnes aéroportées ciblant la phase glace en environnement convectif antérieures à la collaboration HAIC-HIWC (liste non exhaustive)

Pour palier le manque de données spécifiques aux zones des MCS propices aux incidents moteur, **deux campagnes de mesures aéroportées visant à échantillonner méthodiquement les zones à fort contenu en glace à l'aide d'une instrumentation à la pointe de la technologie actuelle** ont été réalisées. Les données produites lors de ces deux campagnes

1. On peut retrouver plus d'information sur les partenaires et les objectifs techniques et scientifiques du projet sur le site du projet HAIC (<http://www.haic.eu/>).

sont analysées dans cette thèse. Commanditées par les autorités de certification Américaines (*Federal Aviation Administration*) et Européennes (*European Aviation and Safety Agency*), ces campagnes ont été amplement décrites dans deux rapports (STRAPP et al., 2018; SCHWARZENBOECK et al., 2018b). Les informations contenues dans ces rapports sont synthétisées ici afin de fournir quelques éléments de contexte sur les mesures à l'origine des résultats présentés dans le chapitre 4.

### 2.1.1 Les deux campagnes de mesure

Les campagnes Darwin-2014 et Cayenne-2015 ont eu pour but premier de collecter des mesures microphysiques in situ (valeurs de contenu en glace, taille caractéristique des particules) de qualité et en quantité suffisante pour supporter la définition de l'enveloppe température/altitude et de grandeurs statistiques utiles à la certification aéronautique (*CFR Part 33 Appendix D* et *CS-25 Appendix P*). En accord avec l'analyse du contexte météorologique des incidents répertoriés dans la base ICI de Boeing, les vols scientifiques ont ciblé des MCS se formant dans une atmosphère tropicale chaude et humide et présentant une enclume dont la taille caractéristique est supérieure à 180 km (estimée à partir de la surface de l'enclume de température inférieure ou égale à  $-50^{\circ}\text{C}$ )<sup>2</sup>. Quatre niveaux de température ont été ciblés :  $-10^{\circ}\text{C}$ ,  $-30^{\circ}\text{C}$ ,  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$  ( $\pm 5^{\circ}\text{C}$  à chaque fois).

#### Stratégie d'échantillonnage

Une stratégie d'échantillonnage spécifique a été définie en concertation avec le consortium industriel *Engine Harmonization Working Group* afin que l'**échantillonnage soit représentatif des conditions que rencontrent normalement les avions de ligne lorsqu'ils traversent l'enclume des MCS**. Elle est décrite en détail dans STRAPP et al., 2016b et présentée succinctement ci-dessous.

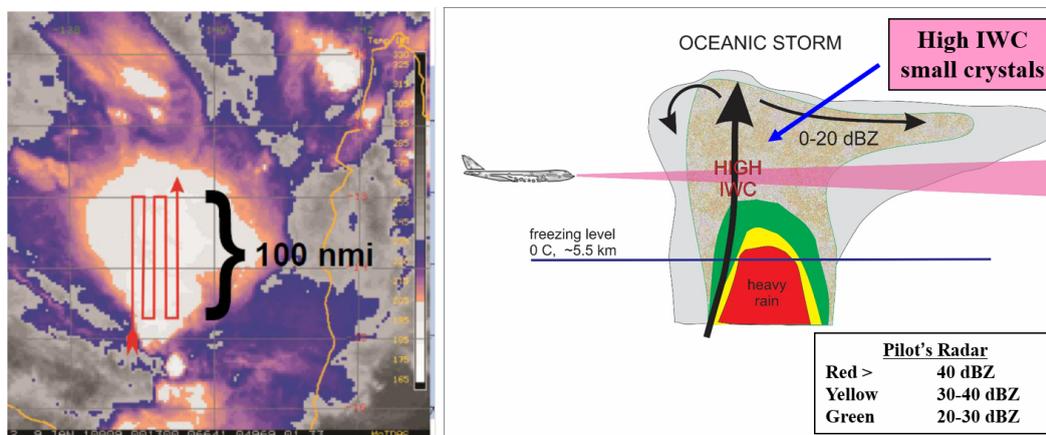
La règle générale dictant la conduite des vols est d'échantillonner l'enclume en réalisant des **paliers à température constante, traversant le système à proximité de cellules convectives tout en évitant la pénétration intentionnelle des zones caractérisées par un écho rouge ou orange sur le radar de bord** (radar bande X,  $Z > 30\text{dBZ}$ ), une activité électrique intense (présence d'éclairs) et un niveau de turbulence élevé. Ciblant particulièrement les zones à fort contenu en glace, **les segments sont arrêtés dès que le contenu en glace passe sous le seuil des  $0,1\text{ g/m}^3$** . Pour des raisons de sécurité, les vols ont tous eu lieu de jour. La stratégie d'échantillonnage, définie préalablement aux campagnes, était matérialisée par deux plans de vols idéaux présentés à la figure 2.1. Elle reposait sur l'existence supposée de deux catégories de MCS que l'on pensait trouver durant les campagnes :

- la « convection océanique peu vigoureuse » d'une part où les cellules convectives actives caractérisées par de réflectivité radar  $> 30\text{dBZ}$  sont cantonnées aux étages inférieurs du système et n'atteignent pas le niveau de croisière des avions,
- la « convection tropicale vigoureuse » d'autre part où les cellules actives formées au dessus des terres principalement atteignent, voire dépassent, l'altitude de croisière des avions.

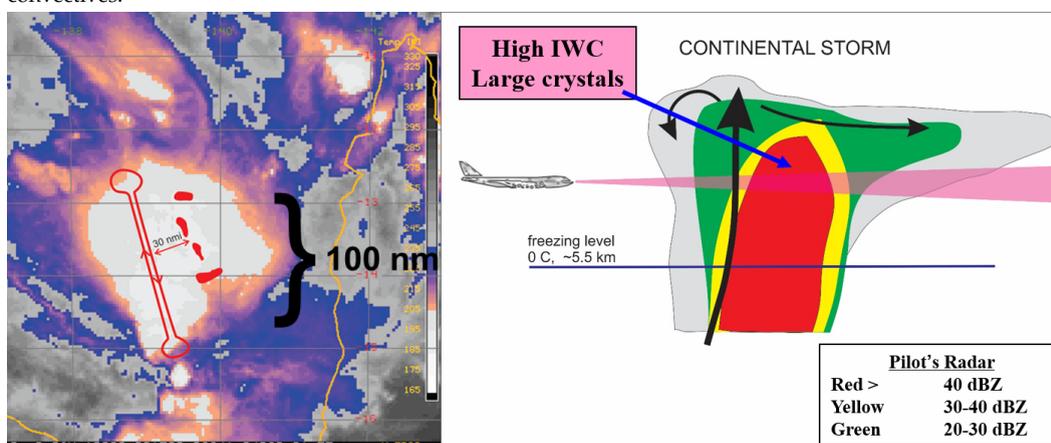
Le plan de vol de la figure 2.1a, adapté à l'échantillonnage de systèmes peu vigoureux, montre le ratissage méthodique de l'enclume sous forme de longs segments qui quadrillent la zone d'intérêt située au dessus des cellules convectives. La figure 2.1b montre le plan de vol idéal au sein d'un système vigoureux dans lequel des zones à fort écho radar sont visibles à l'altitude de vol : dans ce cas, les segments sont réalisés à proximité des zones

2. Dans ce document, la température est utilisée comme variable caractéristique de la dimension verticale

actives, de préférence sous le vent de manière à échantillonner la glace transportée par advection qu'elles produisent tout en restant à bonne distance (30 Nm sur l'image).



(a) Systèmes "océaniques peu vigoureux" : échantillonnage systématique de l'enclume en survolant les cellules convectives.



(b) systèmes "tropicaux vigoureux de type convection continentale" : échantillonnage tangentiel aux zones convectives, réalisé si possible sous le vent pour observer la glace produite par la convection

**FIGURE 2.1** : Stratégies d'échantillonnage définies pour les campagnes HAIC-HIWC. Sur les images satellite (à gauche) la température de brillance infrarouge du MCS est coloriée selon GRZYCH et al. (2015) (voir discussion relative à la figure 1.17). La trajectoire idéale est tracée en rouge. La figure de droite est une coupe verticale idéalisée montrant le positionnement de l'avion par rapport aux cellules (zones oranges et rouges) (adapté de STRAPP et al., 2016b)).

En réalité, la distinction présumée entre les deux types de système n'a pas été observée, la plupart des systèmes océaniques présentant les caractéristiques dynamiques de la convection vigoureuse attribuées initialement aux systèmes continentaux. Les vols ont donc été conduits de manière adaptative en mélangeant les plans de vol des figures 2.1a et 2.1b en fonction des conditions rencontrées et de l'évolution du système au cours de l'échantillonnage. Certains segments ont été conduits à plus courte distance de cellules convectives actives (à plus de 10 Nm néanmoins) et des segments plus courts ont été réalisés dans certains vols pour cibler une cellule convective active en particulier (vol Darwin #13 par exemple). Les plan de vols idéaux permettent néanmoins de se faire une bonne idée de la manière dont les MCS tropicaux ont été échantillonnés durant les campagnes.

Un bilan détaillé des vols effectués et des conditions rencontrées durant ces deux campagnes est réalisé dans le rapport STRAPP et al., 2018. Quelques éléments sont repris ici afin de contextualiser les résultats qui seront présentés dans le chapitre 4. La classification des

MCS par type, telle que proposée dans les tableaux 2.2 (Darwin-2014) et 2.3 (Cayenne-2015) repose sur la position du système au moment de l'échantillonnage. Elle est cohérente avec la classification proposée dans STRAPP et al. (2018) et SCHWARZENBOECK et al. (2018b) mais peut différer des classifications que l'on trouve parfois dans la littérature où l'origine des masses d'air est prise en compte.

#### Darwin-2014 :

La première campagne s'est déroulée du 16/01/2014 au 18/02/2014 à Darwin en Australie durant laquelle le Falcon 20 (F20) du Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement (SAFIRE) a été mis en oeuvre. La localisation et la période ont été choisies de manière à maximiser les chances de trouver les systèmes convectifs ciblés. La période de la campagne est incluse dans la période de mousson australienne et correspond au mois où les précipitations sont les plus intenses. La localisation a été choisie entre autres pour sa proximité au bassin tropical où la température de surface de l'océan est la plus chaude du monde (*Tropical Warm Pool*). L'humidité spécifique des masses d'air en surface est donc très élevée, ce qui est favorable au développement de la convection profonde. La majeure partie des vols de la campagne Darwin-2014 ont été réalisés dans la convection profonde océanique tropicale à moins de 200 Nm des côtes Australiennes, comme le montre la carte de la figure 2.2a et le tableau 2.2.

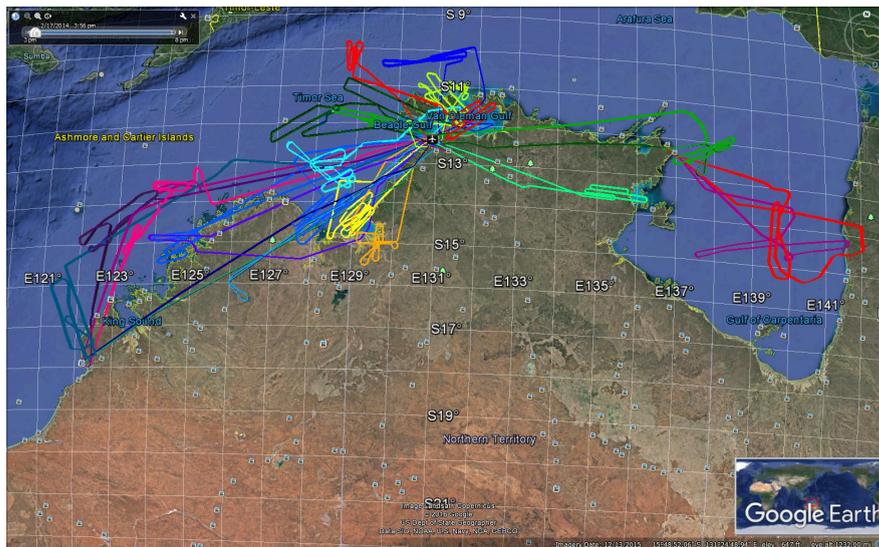
Une climatologie des précipitations tropicales menée sur 14 ans a montré que le pic d'activité de la convection océanique se situe entre 03h et 06h (heure locale = UTC +9h30) dans la région de Darwin (PROTAT et al., 2014). Ce pic d'activité convective échappe donc à l'échantillonnage, compte tenu de la contrainte de sécurité qui interdit les vols de nuit. Une analyse des données satellite, présentées dans la section 2.4, indique que la durée de vie des systèmes est supérieure à 10 h (LEROY et al., 2016a). Bien que la majorité des vols aient été conduits dès les premières heures du jour, une analyse du cycle de vie des systèmes réalisée dans STRAPP et al. (2018) à partir de données satellite montre que l'échantillonnage a eu lieu en moyenne 2,6 heures après ce que les scientifiques en charge de ces campagnes considèrent comme le pic d'activité convective, période optimale pour l'échantillonnage des forts contenus en glace. Les conditions environnementales rencontrées durant la campagne Darwin-2014 ont été jugées représentatives de l'environnement propice aux incidents de givrage moteur répertoriés dans la base ICI de Boeing (GRZYCH et al., 2015).

#### Cayenne-2015

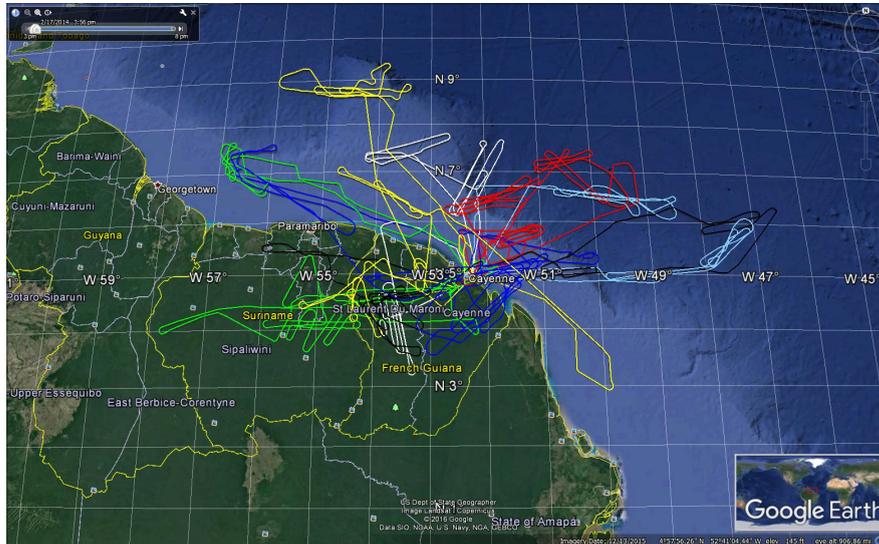
La seconde campagne s'est déroulée du 5/05/2015 au 29/05/2015 en Guyane Française, durant une période où la précipitation est maximale. Basés à Cayenne, plusieurs avions instrumentés ont échantillonné des MCS océaniques et continentaux de manière coordonnée à différentes altitudes. Les avions mis en oeuvre sont le F20 de SAFIRE, le Convair-580 exploité par le *Canadian Research Council*, et le Boeing 757 d'Honeywell. L'analyse menée dans cette thèse se limite aux données collectées par le F20. Les trajectoires des vols de la campagne Cayenne-2015 sont superposées dans la figure 2.2b et le tableau 2.3 synthétise les caractéristiques des vols effectués par cet avion durant la campagne Cayenne-2015.

Les MCS échantillonnés durant la campagne Cayenne-2015 étaient en général moins étendus que ceux de la campagne Darwin-2014. En prenant la surface des systèmes où la température du sommet est inférieure à  $-50^{\circ}\text{C}$  comme surface de référence, STRAPP et al. (2018) indiquent que la taille médiane des MCS de la campagne Darwin-2014 est estimée à 210 Nm contre 100 Nm pour celle des MCS de Cayenne-2015. La hauteur moyenne du

sommet de l'enclume, calculée pour chaque vol à partir des données RASTA est indiquée dans la dernière colonne des tableaux 2.2 et 2.3 : la moyenne des hauteurs mesurées le long de la trajectoire est notée  $\mu$  et  $\sigma$  indique l'écart-type associé. Les valeurs montrent que la hauteur moyenne ( $h$ ) des systèmes de la campagne Darwin ( $h = 14,5$  km) est supérieure à celle des systèmes de la campagne Cayenne ( $h = 12,55$  km), en accord avec les conclusions de l'étude faite dans STRAPP et al. (2018) à partir de la température de brillance. Dans la suite nous désignerons parfois le MCS échantillonné durant un vol par l'identifiant du vol (ex. : D16 pour Darwin #16).



(a) Campagne Darwin-2014 (extrait de STRAPP et al., 2018)



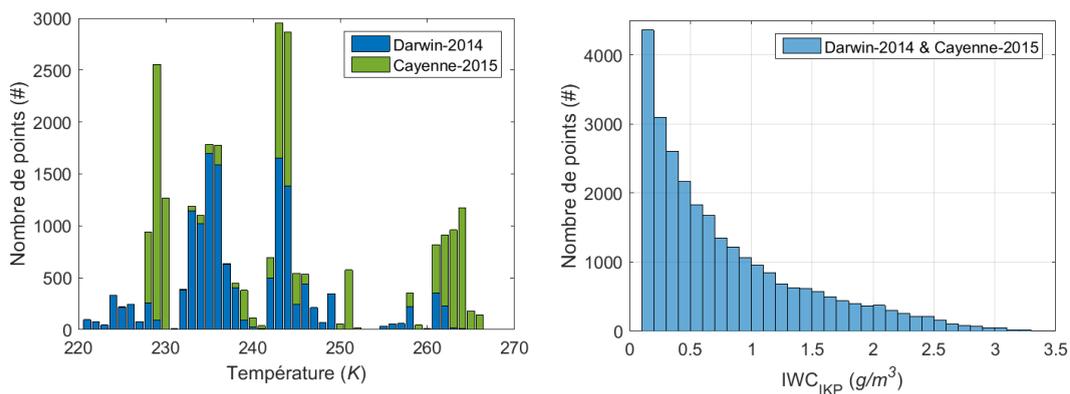
(b) Campagne Cayenne-2015 (extrait de STRAPP et al., 2018)

**FIGURE 2.2 :** Trajectoires de vol du Falcon F20 durant les campagnes du projet HAIC-HIWC montrant la prédominance de l'échantillonnage de systèmes se formant au dessus des océans. (courtesy of Steve Harrah, NASA Langley Research Center)

Les graphiques de la figure 2.3 résument le nombre de points contenus dans le jeu de données HAIC-HIWC triés par palier de température (figure 2.3a), ainsi que la distribution statistique de contenu en glace (figure 2.3b, voir section 2.3.2 pour plus de détails sur cette

mesure). Sur la figure 2.3a, on note que toutes les mesures à  $-50^{\circ}\text{C}$  proviennent exclusivement de la campagne Darwin alors que la plupart des mesures à  $-10^{\circ}\text{C}$  ont été échantillonnées durant la campagne Cayenne-2015, et que très peu de points sont disponibles au niveau  $-20^{\circ}\text{C}$ , ce palier ne faisant pas parti des niveaux ciblés par le projet HAIC-HIWC. Les distributions d'IWC étant très similaires d'une campagne à l'autre, la distribution de l'ensemble des points du jeu de données HAIC-HIWC est tracée sur la figure 2.3b. On peut noter que le contenu en glace est supérieur à  $1,5\text{ g/m}^3$  dans 15,4% (4210 points sur 27324) des points de mesure seulement, bien que le projet vise à documenter les zones à fort contenu en glace. Cela s'explique par la stratégie d'échantillonnage qui favorise les longs segments rectilignes plus que l'échantillonnage sur de courtes distances centrées sur les zones convectives.

Concernant la fraction de nuage en phase mixte, où des gouttes d'eau liquide coexistent avec des cristaux de glace, la présence d'eau liquide a été recherchée en analysant les données de plusieurs instruments tels que la sonde Goodrich RICE ou le spectromètre optique CDP-2 (SCHWARZENBOECK et al., 2018b; STRAPP et al., 2018). De manière générale, **le nombre de points échantillonnés en phase mixte est négligeable devant le nombre de points échantillonnés en phase glace** : cette proportion décroît de 2,8% à  $-10^{\circ}\text{C}$  à 0,20% à  $-35^{\circ}\text{C}$  en considérant les données de Darwin-2014 et Cayenne-2015 cumulées et aucune zone de phase mixte n'a été identifiée au delà de  $-35^{\circ}\text{C}$  (STRAPP et al., 2018). Les données utilisées dans cette thèse sont donc caractéristiques d'environnements nuageux où la phase glace domine clairement.



(a) Distribution cumulée des points de mesure HAIC en fonction de la température d'échantillonnage.

(b) Distribution statistique du contenu en glace mesuré durant les campagnes Darwin-2014 et Cayenne-2015

FIGURE 2.3 : Distribution statistique du jeu de données HAIC en fonction de la température et du contenu en glace

Enfin, deux biais caractéristiques du jeu de données sont identifiés (STRAPP et al., 2018). D'une part les systèmes convectifs considérés dans cette étude se sont formés dans des régions où l'air est relativement peu pollué. Les conséquences de ce biais sont difficiles à décrire tant l'influence de la concentration et la composition chimique des particules d'aérosol sur la microphysique glacée dans la convection est de nos jours peu connue. Le second biais identifié est l'absence d'échantillonnage dans les grands MCS continentaux comme ceux qui se forment au dessus de l'Amérique du Nord et de l'Afrique continentale.

Vol #	Date	Zone d'opération	Type de MCS	Paliers de température					Hauteur du sommet $\mu(\sigma)$ - max. (en km)
				-50 °C	-40 °C	-30 °C	-20 °C	-10 °C	
D2	16/01	Kimberley Coast	Océanique		X				15,8 (0,60) - 17,6
D3	17/01	Kimberley Coast	Océanique			X			13,1 (0,72) - 14,6
D4	18/01	Kimberley Coast	Côtier		X				14,6 (0,76) - 15,8
D6	23/01	Joseph Bonaparte Gulf	Côtier	X	X	X			14,4 (0,68) - 15,9
D7	24/01	Kimberley Plateau	Continental		X	X			13,6 (0,56) - 15,0
D8	27/01	Joseph Bonaparte Gulf (Nord)	Océanique	X	X				15,4 (0,91) - 17,0
D9	28/01	Dans la région de Gove	Continental			X	X		14,2 (0,73) - 15,7
D10	29/01	Carpentaria Gulf	Océanique	X	X	X			15,4 (0,94) - 17,4
D12	02/02	Joseph Bonaparte Gulf	Tempête tropicale		X	X			15,7 (1,04) - 17,7
D13	03/02	Joseph Bonaparte Gulf	Tempête tropicale		X	X			14,8 (0,80) - 16,5
D14	04/02	Carpentaria Gulf	Océanique			X			15,1 (0,67) - 16,9
D15	05/02	Carpentaria Gulf	Océanique			X			13,5 (0,72) - 15,9
D16	07/02	Nord/Nord-Est de Broome	Océanique		X				14,9 (0,76) - 16,3
D18	08/02	Kimberley Coast	Océanique			X			non disponible
D19	09/02	Nord/Nord-Ouest de Broome	Océanique	X	X				14,5 (0,63) - 16,0
D22	17/02	Ouest de Darwin	Océanique		X	X			15,2 (0,69) - 16,4
D23	18/02	Nord de Darwin	Océanique				X	X	12,3 (0,66) - 14,3

TABLE 2.2: Caractéristiques des systèmes nuageux échantillonnés durant la campagne Darwin-2014. Dernière colonne :  $\mu, \sigma$  : moyenne et écart-type des hauteurs du sommet évaluées à chaque point du vol

Vol #	Date	Zone d'opération	Type de MCS	Paliers de température					Hauteur du sommet $\mu(\sigma)$ - max. (en km)
				-50 °C	-40 °C	-30 °C	-20 °C	-10 °C	
C10	10/05	Ouest de la Guyane Française	Continental		X				13,4 (0,51) - 15,0
C11	12/05	Guyane Française et Suriname	Continental		X	X			12,9 (0,69) - 14,1
C12	14/05	Nord Est de Cayenne	Côtier			X			10,9 (0,34) - 11,6
C13	15/05	Nord Est de Cayenne	Océanique		X	X		X	12,0 (1,19) - 14,6
C14	16/05	Est/Nord Est de Cayenne	Océanique			X		X	11,7 (1,32) - 14,4
C15	16/05	Ouest de la Guyane Française	Continental			X	X	X	12,4 (1,26) - 15,4
C16	18/05	Nord Est de Cayenne	Océanique		X	X		X	12,1 (1,19) - 14,5
C17	19/05	Nord des côtes du Brésil puis Nord Ouest de Cayenne	Océanique		X	X			13,0 (0,61) - 14,4
C18	23/05	Nord des côtes du Suriname	Côtier			X	X		12,5 (0,72) - 14,3
C19	23/05	Nord des côtes du Suriname, puis au dessus de la Guyane	Océanique, puis continental		X	X		X	12,7 (0,77) - 14,4
C20	24/05	Est/Nord Est de Cayenne	Océanique		X	X		X	12,4 (1,21) - 14,2
C21	25/05	Guyane Française et Suriname	Continental		X	X			13,3 (0,90) - 16,1
C22	26/05	Nord/Nord Ouest de Cayenne	Océanique		X	X		X	12,9 (0,99) - 15,3
C23	26/05	Nord/Nord Est de Cayenne	Océanique	X				X	11,1 (1,06) - 13,7
C24	27/05	au nord du Suriname	Océanique		X	X		X	13,0 (0,78) - 14,7
C25	28/05	Suriname et Guyane	Continental		X	X		X	13,4 (1,24) - 15,9
C26	29/05	Zones côtières et littoral des côtes Est de la Guyane	Côtier		X	X		X	13,6 (0,71) - 15,7

TABLE 2.3: Caractéristiques des systèmes nuageux échantillonnés durant la campagne Cayenne-2015. Dernière colonne :  $\mu, \sigma$  : moyenne et écart-type des hauteurs du sommet évaluées à chaque point du vol

### 2.1.2 L'instrumentation aéroportée

Le F20 a été le vecteur principal pour la réalisation des mesures aéroportées durant les campagnes Darwin-2014 et Cayenne-2015. Ses performances sont adaptées à l'étude de la moyenne et haute troposphère et comme le montrent les figures 2.4 et 2.17, l'avion a été modifié pour permettre l'emport de sondes microphysiques sous ailes et l'installation d'un radar de recherche dans le fuselage. Sur la figure 2.4, prise sur le tarmac de l'aéroport de Darwin avant un vol, on aperçoit les quatre pods instrumentés sur lesquels sont montées (de gauche à droite) : la *2D Stereo probe* (2D-S; LAWSON et al., 2006, voir figure 2.5), la *Precipitation Imaging Probe* (PIP; BAUMGARDNER et al., 2011), l'*IsoKinetic TWC evaporator Probe* (IKP-2; DAVISON et al., 2008; STRAPP et al., 2016a) et la *Cloud Droplet Probe* (CDP-2; BAUMGARDNER et al., 2011).



FIGURE 2.4 : Configuration instrumentale du F20. Les abréviations sont définies dans le texte. (extrait de STRAPP et al., 2018, courtesy of Tom Ratoasky, NASA Glenn Research Center)

Les principaux instruments utilisés pour produire les données microphysiques utilisées dans cette thèse sont détaillés dans le tableau 2.4. La configuration instrumentale complète est détaillée dans STRAPP et al. (2018).

La 2D-S et la PIP sont des sondes optoélectroniques à barrette de photodiodes, appelées sondes OAP (de l'anglais *Optical Array Probe*) dans la suite. Le principe de fonctionnement de ces imageurs est schématisé dans la figure 2.6 : en traversant la zone d'échantillonnage située entre les deux bras, les particules de glace coupent la nappe laser illuminant la barrette de diodes et occultent certaines photodiodes durant leur passage. Pour chaque particule, une image de son volume projeté dans le plan défini par l'axe de la barrette de diodes ( $y$ ) et la trajectoire de l'avion ( $x$ ) est donc enregistrée.

Comme le montre la figure 2.5, la 2D-S compte deux paires de bras autorisant la vue d'une particule selon deux angles orthogonaux. Cette capacité stéréo de la sonde n'est cependant pas exploitée quantitativement en raison du trop faible volume d'échantillonnage délimité par l'intersection des volumes d'échantillonnage de chaque bras. La 2D-S est donc utilisée comme une sonde OAP classique et les distributions de taille sont calculées à partir des données d'une seule des deux voies. Chaque voie compte 128 photodiodes d'environ

Sondes microphysiques	
CDP-2 (DMT)	2-50 $\mu\text{m}$
2D-S (SPEC)	10-1280 $\mu\text{m}$
PIP (DMT)	100-6400 $\mu\text{m}$
IKP-2 (SEA)	0,1-10 $\text{g m}^{-3}$
Rosemount Icing Detector 871LM5	détection du givre
Téledétection	
RASTA	Band W (95 GHz), multi-faisceaux, Doppler
Primus 660 radar météo de bord	9343.85 MHz
Paramètres thermodynamiques	
Rosemount 858	pression statique/dynamique, TAS, champ de vent 3D
Rosemount 102 BW	Températures de l'air
Hygromètres (voir tableau 2.5, p58)	point de rosée, rapport de mélange
Navigation	
Litton 90-100 Inertial Reference System	coordonnées GPS
Trimble Global Positioning System	
Rockwell Collins ADC-80 Air Data Computer	
Divers	
caméra GoPro	vue au travers du pare-brise
Système de communication et guidage PLANET (Atmosphere)	

TABLE 2.4: Liste des instruments embarqués sur le Falcon 20 durant les campagnes HAIC-HIWC

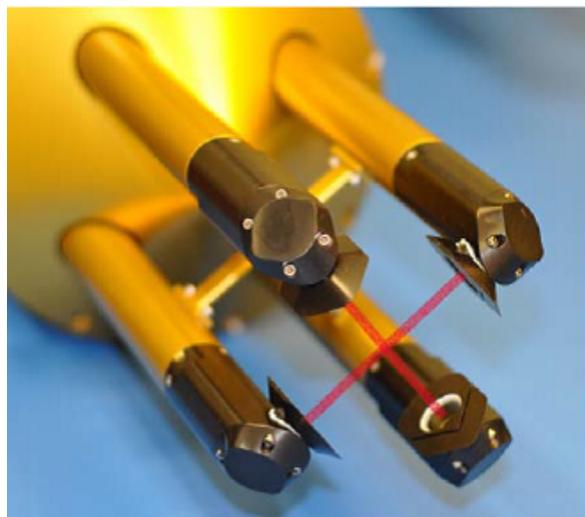


FIGURE 2.5 : 2D-S : détail des bras orthogonaux équipés d'embout anti-fragmentation (extrait de LAWSON, 2011)

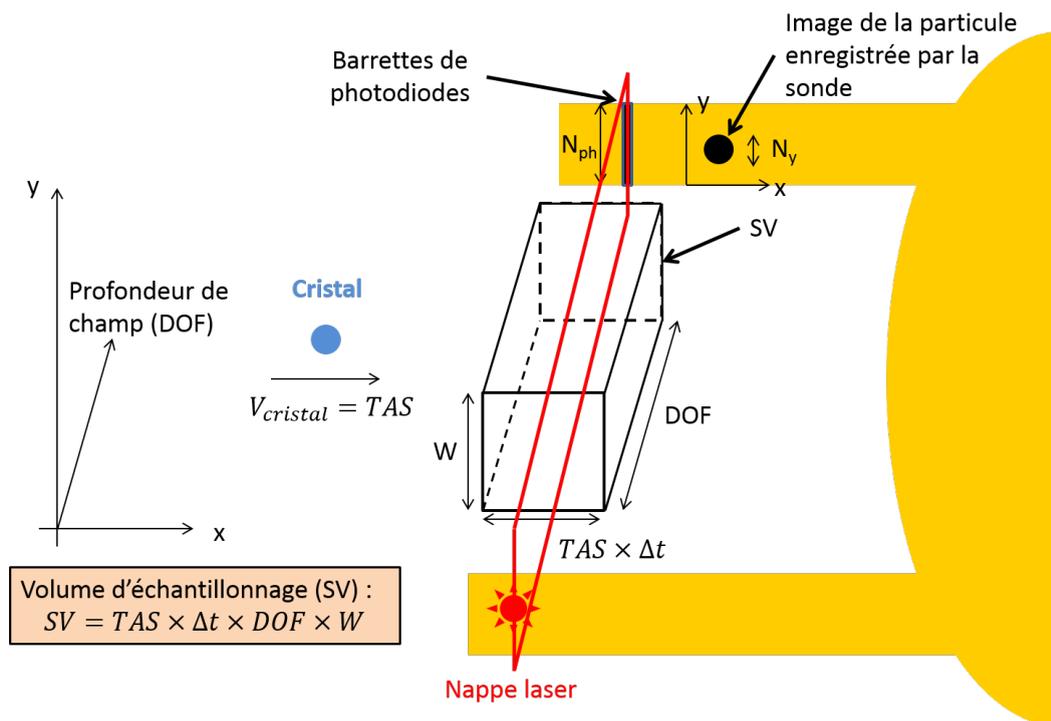


FIGURE 2.6 : Principe de fonction d'une sonde OAP. Les notations sont expliquées dans le texte

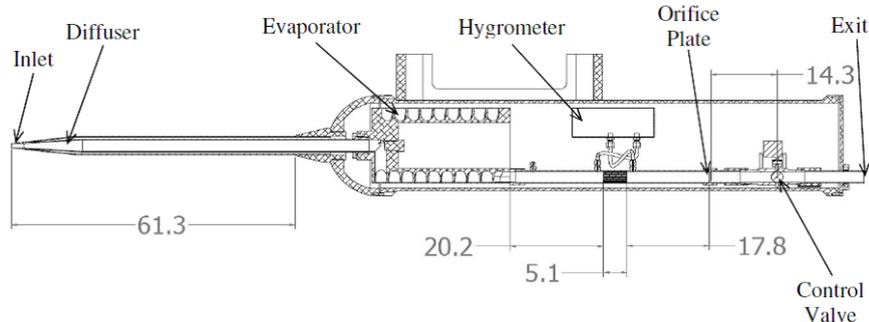
10  $\mu\text{m}$  et couvre une gamme de taille nominale allant de 10  $\mu\text{m}$  à 1280  $\mu\text{m}$  avec une résolution de 10  $\mu\text{m}$ . La rangée de diodes de la PIP compte 64 éléments d'environ 100  $\mu\text{m}$  et couvre une gamme de taille nominale allant de 100  $\mu\text{m}$  à 6,4 mm avec une résolution de 100  $\mu\text{m}$ . Ces deux sondes sont utilisées conjointement pour couvrir la gamme de taille des particules observées dans les nuages, comme décrit dans la section 2.2.

Les mesures de contenu en glace sont faites avec l'IKP-2 (voir figure 2.7), développée par *Science Engineering Associates Inc.* Il s'agit d'une version adaptée à l'emport sur le F20 d'un instrument initialement développé par *Environnement Canada* et *National Research Council of Canada* pour les besoins du projet HAIC-HIWC. Cet instrument est actuellement considéré comme la référence en sciences de l'atmosphère pour la mesure de contenus en glace supérieurs à 1  $\text{g}/\text{m}^3$ .

Les paramètres météorologiques (pression et température) et les données de navigation (position GPS, vitesse) sont des données standards enregistrées à chaque vol. Ces données ont été traitées par l'unité mixte de service SAFIRE.



(a) Détail de l'IKP-2 installée sur F20 (extrait de STRAPP et al., 2018)



(b) Schéma de l'IKP-2 (dimensions en cm, extrait de DAVISON et al., 2008)

FIGURE 2.7 : IKP-2 : instrument utilisé pour la mesure du contenu en glace

## 2.2 Traitement des données des sondes OAP

Bien qu'une communauté d'utilisateurs des sondes OAP travaille actuellement à l'harmonisation des pratiques en ce qui concerne le traitement des données produites par ces sondes (MCFARQUHAR et al., 2018), il n'y a actuellement aucune procédure standard pour calculer des grandeurs microphysiques telles que la concentration en particules, le coefficient d'extinction ou l'IWC à partir d'images 2D produites par les sondes optoélectroniques (LAWSON et al., 2010). Le traitement des données produites par les sondes OAP a été réalisé au LaMP à partir de programmes développés par l'équipe d'ingénieurs du LaMP et de programmes fournis par les fabricants de sonde. Le processus de traitement de données est décrit dans une note technique interne au laboratoire (LEROY, 2017) ainsi que dans le rapport EASA (SCHWARZENBOECK et al., 2018a).

### 2.2.1 Estimation de la taille des particules

#### Définition de la taille d'une particule

Nous avons vu dans le chapitre 1 l'importance fondamentale de caractériser la taille des particules de glace nuageuses. Compte tenu de la diversité morphologique des cristaux atmosphériques, représenter simplement la géométrie des cristaux naturels nécessite bien souvent plusieurs paramètres ainsi que la possibilité de trier les cristaux à partir de critères morphologiques. L'utilisation d'images produites par les sondes OAP condamne

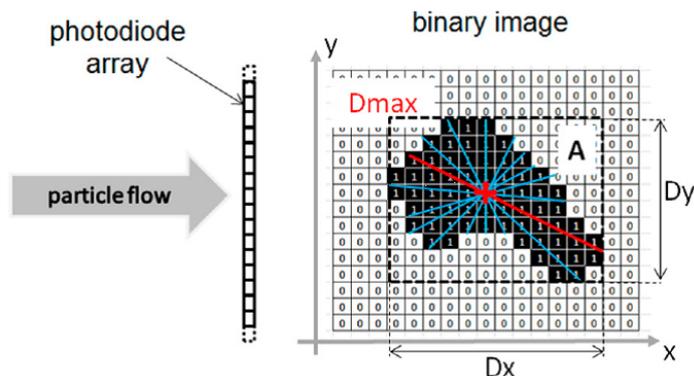


FIGURE 2.8 : Calcul de paramètres géométriques à partir de l'image 2D d'une sonde OAP (extrait de LEROY et al., 2016b)

tout espoir de pouvoir correctement décrire le volume d'un cristal pour plusieurs raisons : 1) à l'exception des hydrométéores sphériques ou quasi-sphériques qui sont correctement décrits par un paramètre unidimensionnel invariant par projection (le diamètre), la dimension caractéristique d'un volume 3D quelconque dans la direction orthogonale au plan de projection n'est pas conservée dans la projection 2D, et 2) à cette limitation fondamentale liée au principe de mesure s'ajoutent des limitations instrumentales optiques (diffraction sur les bords de la particule, profondeur de champs, reconstruction de particules tronquées et traitement des particules coïncidentes) et électroniques (dysfonctionnement de diodes, bruit électronique, temps de réponse, fréquence d'échantillonnage) principalement. Malgré ces limitations fortes, les sondes OAP restent le moyen le plus couramment employé pour caractériser la taille des hydrométéores in situ, à défaut d'instruments plus adaptés.

La figure 2.8 montre comment sont déterminés trois paramètres de taille différents à partir d'une même image proposée : la dimension maximale ( $D_{max}$ ) présentée est celle calculée selon la définition utilisée par le LaMP (d'autres définitions de la dimension maximale sont possibles comme le diamètre du cercle circonscrit) et  $D_x$ ,  $D_y$  sont deux diamètres de Feret calculés selon la trajectoire de l'avion et selon l'axe de la barrette de diodes, respectivement. On peut se référer à LEROY et al. (2016b) et WU et MCFARQUHAR (2016) pour plus de détails sur l'impact de ces différentes définitions sur le calcul de grandeurs telles que la distribution de taille ou le diamètre massique médian. Le paramètre de taille utilisé dans cette thèse est calculé à partir de la surface projetée de la particule (proportionnelle au nombre de pixels noirs sur l'image 2.8) : la taille attribuée à la particule de surface projetée  $A$  est le diamètre, noté  $D_{eq}$ , qu'aurait un disque de surface équivalente  $D_{eq} = \sqrt{\frac{4A}{\pi}}$ . Ce diamètre est appelé diamètre équivalent dans la suite.

### Considérations sur le choix du paramètre de taille

L'estimation de la taille d'une particule à partir d'une image projetée est sujet de débat : plusieurs définitions sont aujourd'hui utilisées au sein de la communauté (dimensions maximales, diamètre équivalent, diamètres de Feret), sans qu'aucune ne fasse réellement l'unanimité. Une préférence semble se dégager pour deux définitions : la dimension maximale, notée  $D_{max}$  et le diamètre équivalent (le choix fait dans cette thèse). On trouve dans la littérature plusieurs méthodes possibles pour déterminer  $D_{max}$  à partir d'une image 2D et WU et MCFARQUHAR, 2016 montre que les concentrations calculées dans les classes inférieures à 200  $\mu\text{m}$  et supérieures à 2 mm de PSD peuvent varier d'un facteur 6 en fonction

de la définition de  $D_{max}$  choisie. La définition de  $D_{eq}$  est unique, ce qui facilite la comparaison avec d'autres études. Comme présenté dans la section 3.1.1, BAKER et LAWSON (2006) montrent que l'utilisation de la surface projetée, et donc du  $D_{eq}$ , pour estimer la masse de cristaux à partir d'images 2D donne de meilleurs résultats qu'une longueur telle que  $D_{max}$ .

A l'inverse, en faisant l'hypothèse que les cristaux n'ont pas d'orientation privilégiée lorsqu'ils sont échantillonnés par une sonde OAP, on peut argumenter que la longueur  $D_{max}$  mesurée à partir de l'image 2D est plus proche de la longueur  $D_{max,3D}$  que l'on mesurerait à partir du volume 3D de la particule originale, rendant  $D_{max}$  plus représentatif de leur taille réelle et donc plus apte à trier les particules par classe de taille. Ce point est illustré par l'exemple suivant basé sur l'étude d'une population de cristaux synthétiques. Ces cristaux sont simulés à partir d'un programme IDL développé au laboratoire (FONTAINE, 2014; FONTAINE et al., 2014). Ce programme crée un volume 3D de forme spécifiée par l'utilisateur : des formes typiques des cristaux naturels, telles que plaques et colonnes hexagonales, aiguilles, ou même *capped Columns* sont disponibles. Une image 2D est ensuite obtenue par projection sur un plan du volume orienté aléatoirement dans l'espace, afin de simuler le passage d'une particule naturelle dans le volume d'échantillonnage d'une sonde OAP. Les propriétés géométriques (forme et taille) des cristaux synthétiques utilisées dans cette thèse sont présentées dans la publication donnée dans l'annexe A. Les cristaux considérés ici sont des plaques hexagonales (*PHx\_r5*) : les modèles 3D ont une longueur  $a$  qui varie de 10  $\mu\text{m}$  à 1000  $\mu\text{m}$  et une épaisseur  $c$  définie par  $c/a = 0,2$  qui varie donc de 2  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$ . La longueur maximale 3D que l'on peut obtenir pour cette population est celle calculée pour le plus grand modèle :  $D_{max,3D} = \sqrt{1000^2 + 200^2} \approx 1020 \mu\text{m}$ . Chaque modèle est aléatoirement orienté et projeté 100 fois de manière à obtenir des images 2D telles que produites par les sondes OAP. Les particules sont ensuite classées par gamme de taille de largeur 10  $\mu\text{m}$  en fonction de  $D_{eq}$  et  $D_{max}$ . Pour chaque gamme de taille, la masse maximale, moyenne et minimale des cristaux est calculée. Les résultats sont reportés sur les figures 2.9a et 2.9b.

On remarque tout d'abord que la distribution de taille en  $D_{eq}$  couvre la gamme 10-940  $\mu\text{m}$  alors qu'elle s'étend jusqu'à 1030  $\mu\text{m}$  en  $D_{max}$ , atteignant la valeur de  $D_{max,3D}$  (aux erreurs d'arrondi près). En conséquence, les masses réparties dans chaque gamme de taille sont moins dispersées en  $D_{max}$ , comme le montrent les figures 2.9c et 2.9d : le coefficient de variation, rapport entre l'écart-type et la moyenne calculé dans chaque bin, est nettement plus faible pour le cas  $D_{max}$ . Cela semble suggérer que  $D_{max}$  est plus approprié aux problèmes impliquant les propriétés volumiques des cristaux, telles que la restitution de masse par exemple. Cependant, les particules de l'exemple choisi ont une géométrie telle que  $D_x \approx D_y \gg D_z$  où  $D_i$  dénote la dimension caractéristique de la particule selon la  $i^{\text{me}}$  dimension de l'espace. Ceci n'est pas forcément le cas pour des particules telles que  $D_x \approx D_y \ll D_z$  (colonnes, aiguilles par exemple) où  $D_{eq}$  serait plus à même de réduire la dispersion des masses dans chaque bin.

En synthèse, il convient de souligner que le choix du paramètre de taille influence les distributions de taille et que la pertinence d'une définition par rapport à une autre n'est pas évidente. Nous faisons dans cette thèse le choix d'utiliser  $D_{eq}$  dont la définition non ambiguë facilite la comparaison avec d'autres études. L'influence de l'utilisation du  $D_{max}$  sur les résultats présentés dans le chapitre 4 est une perspective technique qui pourrait faire l'objet d'études ultérieures.

### 2.2.2 Correction des artéfacts

Les données brutes produites par les sondes OAP sont empruntées d'erreurs et doivent être correctement filtrées et corrigées afin d'éliminer le plus d'artéfacts possible avant d'être

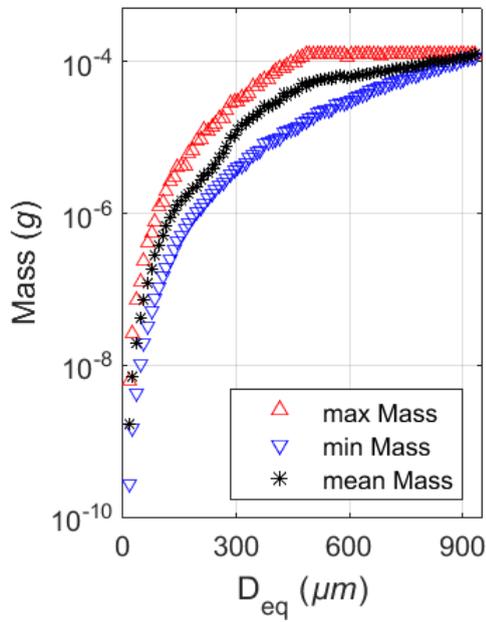
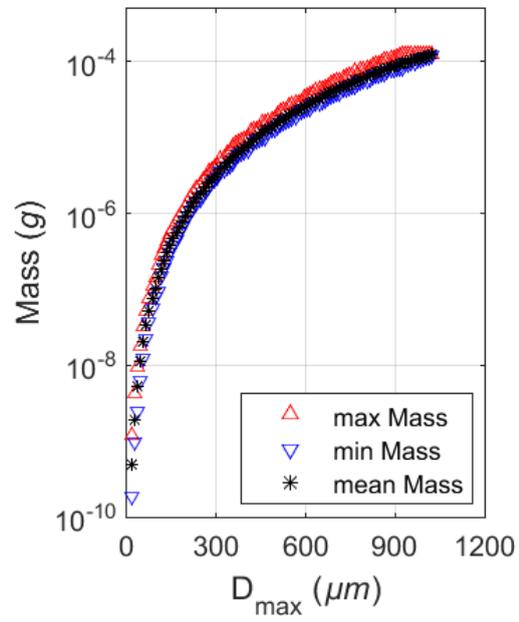
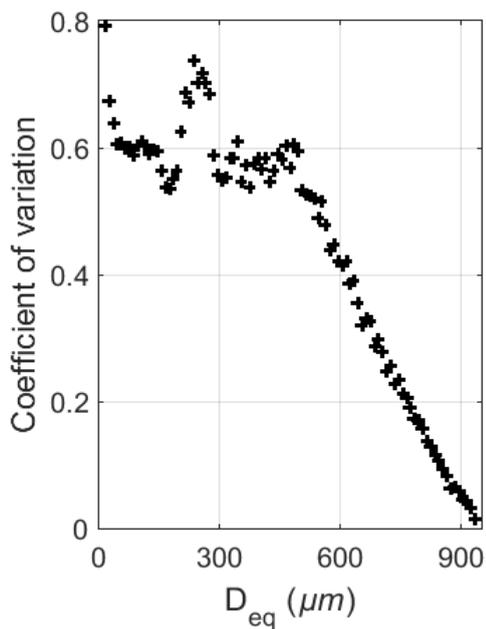
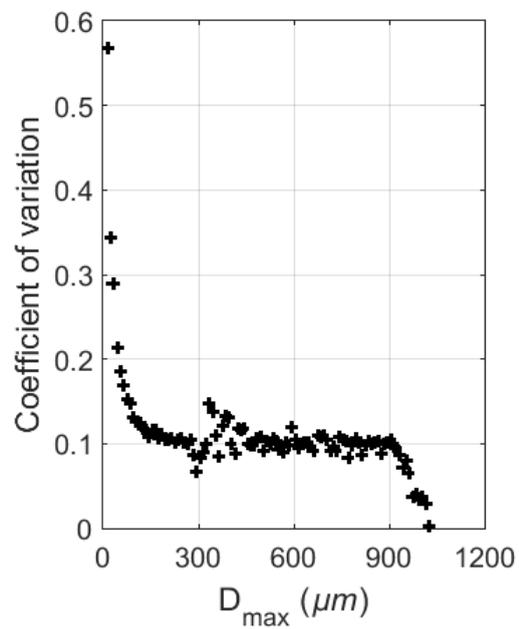
(a) Distribution de la masse en fonction  $D_{eq}$ (b) Distribution de la masse en fonction  $D_{max}$ (c) Coefficient de variation des masses triées en  $D_{eq}$ (d) Coefficient de variation des masses triées en  $D_{max}$ 

FIGURE 2.9 : Comparaison entre  $D_{eq}$  et  $D_{max}$  sur une population de cristaux synthétiques (plaques hexagonales de rapport  $c/a = 0.2$ )

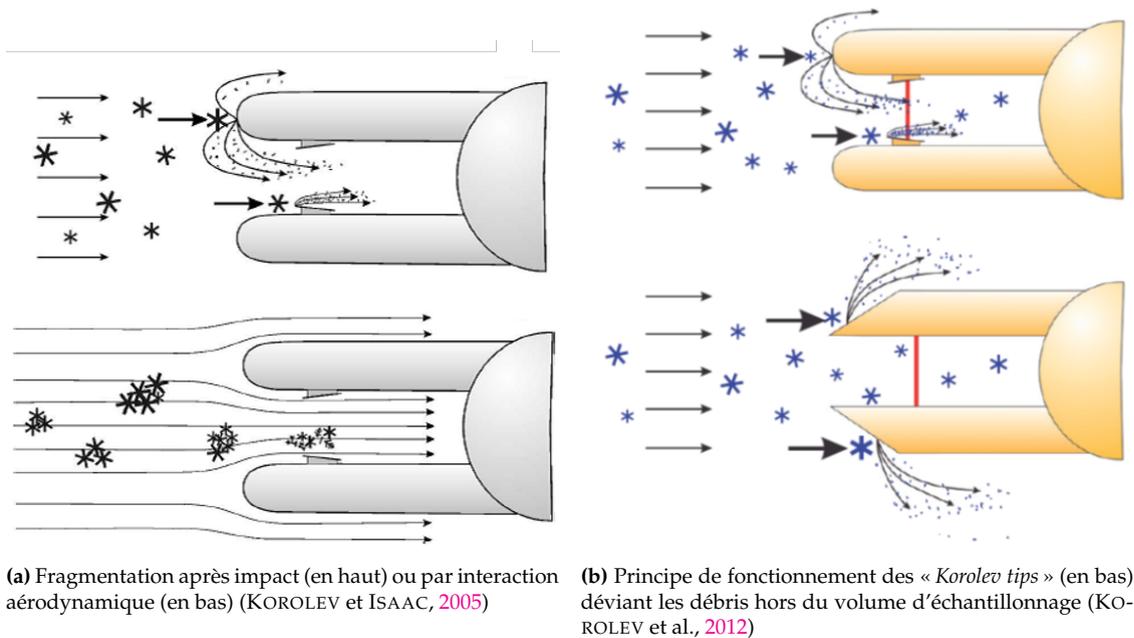


FIGURE 2.10 : Fragmentation des hydrométéores à proximité d'une OAP

utilisées pour calculer les distributions de taille.

**Fragmentation et détection de particules coïncidentes** Comme le montre la figure 2.10a, la géométrie des sondes OAP rend probable qu'un hydrométéore heurtant les bras d'une sonde en amont du volume d'échantillonnage se fragmente en plusieurs hydrométéores de taille inférieure et que certains de ces fragments passent à travers le volume d'échantillonnage. Le nombre de petits hydrométéores est artificiellement gonflé par la présence de ces débris et les distributions de taille sont alors contaminées par un phénomène qui n'est en rien naturel (JENSEN et al., 2009). Ce problème a conduit au développement de filtres numériques basés sur les temps d'arrivée inter particules et à la conception d'embouts spéciaux (appelés Korolev tips) rétroajustables sur sondes OAP (voir figure 2.10b) afin de limiter l'impact de ce phénomène. LAWSON (2011) présente une étude sur l'effet de la fragmentation pour la sonde 2D-S. Les sondes utilisées pendant les campagnes HAIC-HIWC sont toutes équipées d'embouts anti-fragmentation (montrés sur la figure 2.5) et le traitement LaMP inclus un programme de détection et d'élimination d'images résultant de la fragmentation (LEROY et al., 2016a, pour une revue des articles proposant ce type d'algorithmes) : la distribution statistique, souvent bimodale, des temps d'arrivée inter particules est calculée toutes les secondes. À partir de cette distribution, un seuil est identifié pour séparer les particules naturelles des fragments.

De plus, sur certaines images on note la présence de particules coïncidentes, c'est-à-dire suffisamment proches spatialement pour être enregistrées sur la même image par une sonde OAP. Favorisées par les fortes concentrations de cristaux typiquement mesurées en environnement à forte concentration en glace, ces images sont détectées et seule la particule de plus grande dimension est conservée pour le calcul des distributions de taille.

**Particules hors plan focal objet** Par construction optique, le plan focal objet d'une sonde OAP se trouve à mi-distance entre les deux bras de la sonde. Or les particules traversant

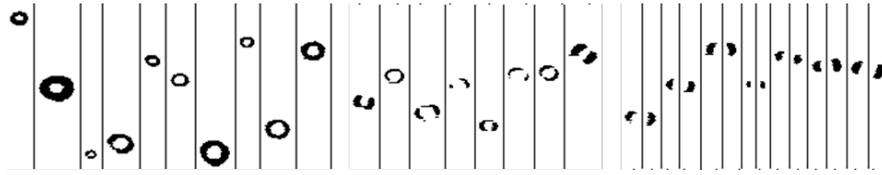


FIGURE 2.11 : Images 2D-S de particules passant hors du plan focal objet (extrait de LEROY, 2017)

le volume d'échantillonnage hors de ce plan focal peuvent être détectées par la sonde, jusqu'à une certaine distance de part et d'autre de ce plan focal qui définit la profondeur de champ de la sonde (notée  $DOF$ ). La profondeur de champ d'une sonde est déterminée par le constructeur. Elle dépend de la taille de la particule et de la résolution de la sonde (voir LEROY, 2017, pour plus de détails). En utilisant la diffraction de Fresnel, KOROLEV (2007) étudie la réponse théorique d'une sonde OAP au passage d'une particule sphérique située hors du plan focal objet de la sonde : il en résulte une image présentant une tâche de Fresnel et des anneaux d'interférence qui après traitement électronique (binarisation par application d'un seuil d'intensité et discrétisation spatiale liée au nombre fini de diodes) a la forme caractéristique d'un tore dont la dimension extérieure est supérieure à la taille de la particule réelle (voir figure 2.11). Ce problème concerne principalement la sonde 2D-S. Le traitement LaMP inclus un module de détection des particules sphériques hors focus : la technique et les tables de correction publiées dans KOROLEV (2007) sont utilisées pour calculer le diamètre corrigé. Des travaux en cours au LaMP portent sur la caractérisation des images hors focus produites par des particules non sphériques (GUÉLIS et al., 2018) mais les résultats de ces études ne sont pour l'instant pas inclus dans le traitement.

**Traitement des diodes défaillantes** Un dépôt de saleté sur les fenêtres optiques ou la défaillance d'une ou plusieurs photodiodes peut entraîner ces diodes à être allumées ou éteintes en permanence, contaminant les mesures par de fausses images. Le traitement LaMP inclus un module de détection et de correction basé sur la technique publiée dans LAWSON (2011) ainsi qu'un module développé et implémenté au laboratoire qui se base sur des propriétés statistiques des images pour identifier les diodes défaillantes (par exemple : histogramme des pixels éteints dans les images successives).

**Reconstruction des images tronquées** Certaines particules sont échantillonnées partiellement : elles ne sont pas entièrement incluses dans le volume d'échantillonnage parce que leur dimension selon l'axe est supérieure à la largeur effective  $W$  et/ou parce qu'elles sont décentrées par rapport au milieu de la barrette de diodes. Il résulte qu'une fraction inconnue de leur surface n'est pas enregistrée dans l'image prise par la sonde : le traitement LaMP inclus un programme de reconstruction d'images tronquées basé sur l'approche proposée par KOROLEV et SUSSMAN (2000). Dans cette approche, les bords tronqués sont complétés par des demi-disques de diamètre égal à la longueur du bord tronqué. Le travail de composition des PSD issues de la 2D-S et de la PIP présenté dans la section 2.2.4 montre que les spectres tracés en  $D_{eq}$  se recoupent mieux que ceux tracés en  $D_{max}$  sur la plage de recouvrement, ce qui donne une raison de plus de choisir le diamètre équivalent comme paramètre de taille dans cette étude.

### 2.2.3 Calcul du volume d'échantillonnage

Le calcul des concentrations nécessite de déterminer le volume d'échantillonnage, noté  $SV$  sur la figure 2.6. Ce volume est défini à partir de la surface d'échantillonnage  $SA$  et de

la distance d'échantillonnage  $SD$ , dont nous allons détailler le calcul ci-après, par  $SV = SA \times SD$ .

**Surface d'échantillonnage** La surface d'échantillonnage est le produit de la profondeur de champ  $DOF$  par la largeur effective  $W$ . La profondeur de champ est calculée à partir d'une formule donnée par le constructeur pour chaque sonde. Pour la 2D-S par exemple, SPEC Inc. donne :

$$DOF(\mu m) = 5.13 \times \Delta pix \times D^2 \quad (2.1)$$

Cette profondeur de champ dépend de la définition du paramètre de taille choisie (ex. :  $D = D_{max}$  ou  $D_{eq}$ ). La  $DOF$  est constante sur une classe de taille ( $D$  est arrondi au pixel entier) et varie d'une classe de taille à une autre. À partir d'une certaine taille de particule, la  $DOF$  devient supérieure à la distance entre les deux bras de la sonde et cette dernière longueur est alors prise comme étant la profondeur de champ. La largeur effective est calculée à partir de la taille de la barette de diodes (nombre de diodes  $N_{ph}$  multiplié par la résolution nominale d'une diode ( $\Delta pix$ ) et du nombre maximal de diodes éteintes (noté  $N_y$ ) selon la formule  $W = (N_{ph} + N_y - 1) \times \Delta pix$ .

**Distance d'échantillonnage** La distance d'échantillonnage est le produit de la vitesse de la particule  $TAS$  par la durée effective d'échantillonnage  $\Delta t$ . La durée effective d'échantillonnage est la durée d'échantillonnage corrigée des temps morts électroniques durant lesquels les sondes ne peuvent pas enregistrer d'images.

## 2.2.4 Composition des PSD

### Fusion des données 2D-S et PIP

Une distribution de taille est calculée à chaque seconde à partir des données de la 2D-S et celles de la PIP en prenant en compte les images complètes et les images tronquées reconstruites et en utilisant  $D_{eq}$  comme paramètre de taille. Dans chaque classe de taille, la concentration est calculée à partir du nombre de particules comptées et du volume d'échantillonnage calculé pour les particules de cette taille. La PSD de la 2D-S et celle de la PIP sont ensuite combinées pour former une distribution de taille composite allant de  $10 \mu m$  à plus de  $1 \text{ cm}$  selon la technique décrite dans LEROY (2017) avec quelques modifications :

- le recouplement (interpolation linéaire des concentrations 2D-S et PIP) est fait sur l'intervalle de taille  $800\text{-}1250 \mu m$
- la largeur des bins sur la gamme de taille  $1250\text{-}12850 \mu m$  est maintenue à la valeur originale de  $100 \mu m$  (résolution de la PIP).

Il en résulte que les PSD composées comprennent 240 bins : les 124 premiers ont une largeur de  $10 \mu m$  et sont centrés sur  $15, 25, \dots, 1245 \mu m$  et les 116 bins suivants ont une largeur de  $100 \mu m$  et sont centrés sur  $1300, 1400, \dots, 12800 \mu m$ . Pour augmenter le volume d'échantillonnage et améliorer les statistiques de comptage pour les grandes particules, les PSD sont cumulées sur  $5 \text{ s}$ , ce qui fixe la résolution temporelle de cette mesure in situ à  $5 \text{ s}$ .

Un exercice d'intercomparaison, réalisé avec d'autres équipes impliquées dans le projet HAIC-HIWC, a montré que le traitement appliqué au LaMP produisait des résultats très similaires à ceux obtenus par les équipes d'Environnement Canada et d'University of Illinois.

## 2.3 Traitement des données d'hygrométrie

### 2.3.1 Mesure de l'humidité de l'air

La quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air ambiant est une donnée fondamentale pour l'étude des mécanismes de production et de croissance des hydrométéores. À pression et température fixées, cette quantité permet de calculer le degré de saturation de l'air par rapport à l'eau et donc de déterminer la propension des hydrométéores à croître par condensation (gouttelettes) ou déposition de vapeur (cristaux) en cas de sursaturation ou à décroître par évaporation et sublimation si l'environnement est sous saturé. Le F20 embarque trois dispositifs indépendants permettant la mesure du rapport de mélange qui donne la proportion de vapeur d'eau contenue dans l'air, auxquels il faut rajouter le Licor 840A fourni par la NASA pour mesurer le contenu ambiant en vapeur d'eau de l'air pour les mesures d'IWC (voir section 2.3.2). Leurs caractéristiques sont données dans le tableau 2.5.

Désignation	Fabricant	Principe de mesure
Aerodata	Michell Instruments	Capteur capacitif à couche mince
CR2-mirror	Buck Research Instruments, LLC	miroir refroidi
WVSS-II	Spectra Sensors Inc.	Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy
Licor 840A	Li-COR	non-dispersive infrared (NDIR) gas analyzer

TABLE 2.5: Hygromètres utilisés pour la mesure de l'humidité de l'air

La mesure de l'humidité de l'air s'est révélée plus compliquée à mettre en œuvre que prévue. L'analyse des données d'hygrométrie montre des incohérences, comme l'illustre la série temporelle donnée à la figure 2.12. Cette figure illustre les variations temporelles du rapport de mélange calculé à partir des mesures des trois instruments du F20 lors du palier à  $-37^{\circ}\text{C}$  du vol Darwin #16.

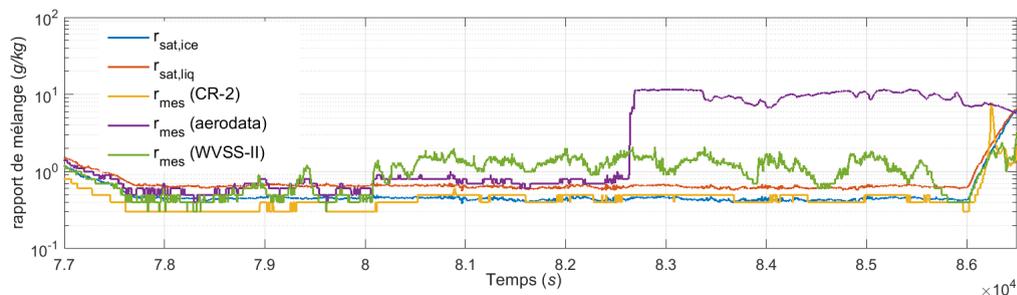


FIGURE 2.12 : Rapport de mélange mesuré par les trois hygromètres du F20 durant le vol Darwin #16 : mise en évidence d'un problème instrumental

Les valeurs de rapport de mélange disponibles sont données à  $0,1 \text{ g kg}^{-1}$  près, ce qui ne facilite pas l'interprétation de l'hygrométrie à cette température où la différence entre saturation par rapport à la glace (courbe bleue) et saturation par rapport à l'eau liquide (courbe rouge) est d'environ  $0,2 \text{ g kg}^{-1}$ . La série temporelle permet d'identifier deux périodes. Sur la première partie du palier (pour  $t < 80000\text{s}$ ), le CR-2 (courbe jaune) indique une légère sous saturation par rapport à la glace, ce que suggèrent également les mesures du WVSS-II (courbe verte) avant qu'elles ne se mettent à osciller entre saturation par rapport à la glace et saturation par rapport à l'eau liquide (à partir de  $t = 78500\text{s}$ ) dépassant parfois la valeur de saturation par rapport à l'eau liquide. Des oscillations de même amplitude sont également observées sur le signal du capteur aérodats (courbe violette). Sur la deuxième période

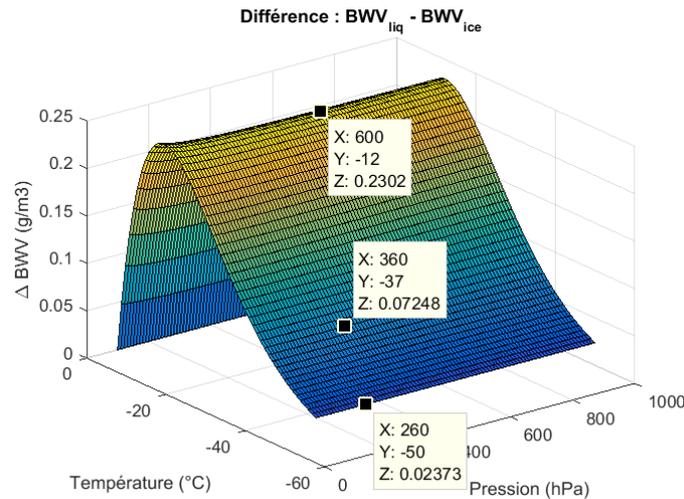


FIGURE 2.13 : Différence entre le contenu en vapeur d'eau de l'air saturé par rapport à l'eau liquide et de l'air saturé par rapport à la glace

(après  $t = 80000s$ ), la teneur en vapeur d'eau mesurée par les capteurs WVSS-II et aérodata augmente pour dépasser la valeur de saturation par rapport à l'eau liquide pour le reste du palier alors que la mesure du CR-2 suggère un environnement saturé par rapport à la glace. Les valeurs mesurées par le capteur WVSS-II et le capteur aérodata atteignent un niveau anormalement élevé : les données du WVSS-II oscillent par exemple entre 1 et  $2 \text{ g kg}^{-1}$  alors que dans ces conditions thermodynamiques, la teneur en vapeur à saturation par rapport à l'eau liquide est de l'ordre de  $0,65 \text{ g kg}^{-1}$ , ce qui signifie une sursaturation de 50% ou plus. Si des valeurs de sursaturation de l'ordre de quelques pourcents ont été mesurées dans les cumulus (PRUPPACHER et KLETT, 2010), des valeurs de sursaturation telles que présentées dans cette figure illustrent bien un problème instrumental. On peut dans certains cas suspecter une contamination par la pluie avant le décollage ou une contamination liée à l'ingestion de cristaux de glace durant la traversée de zones à fort contenu en glace. Par ailleurs, hormis le CR-2 qui utilise le principe du miroir refroidi pour faire une mesure absolue du point de rosée, les autres instruments sont sujets à des phénomènes de dérive. La mesure d'humidité n'ayant pas été spécifiquement suivie durant les vols, les mesures de ces instruments atteignent parfois des niveaux anormalement hauts en l'absence de conditions environnementales hostiles. En conséquence, les mesures d'humidité réalisées durant les campagnes Darwin-2014 et Cayenne-2015 ne peuvent pas être considérées fiables et ne sont pas utilisées de façon systématique dans cette thèse. Nous verrons ce que cela implique quantitativement pour la mesure du contenu en glace présenté dans la sous-section suivante. Qualitativement, les données sont utilisées au cas par cas et après analyse visuelle de la cohérence physique du signal. Les conclusions qui s'appuient sur ces données restent cependant très incertaines.

### 2.3.2 Mesure du contenu en glace

Comme nous le verrons dans le chapitre 3, le contenu en glace (IWC) est une mesure in situ de première importance dans le calcul de la masse des cristaux présenté dans cette thèse. L'IKP-2 est un instrument qui mesure la quantité totale de vapeur d'eau contenue dans une parcelle d'air ( $TWC = BWV + LWC + IWC$ ) après évaporation des phases condensées (contenu en eau liquide ( $LWC$ ) et contenu en glace ( $IWC$ )) à l'aide d'un hygromètre interne (LI-COR LI-840A CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O Analyzer). En l'absence d'eau liquide (ce qui est généralement le cas dans le jeu de données HAIC-HIWC) déduire l'IWC de la mesure IKP-2 suppose donc

de connaître le contenu en vapeur de l'air ambiant ( $BWV$ ) :  $IWC_m = TWC - BWV$ . Or la mesure indépendante de  $BWV$  souffre du même problème de contamination de ligne par les cristaux de glace soulevé pour les hygromètres de l'avion et ne peut donc pas être utilisée pour déterminer  $IWC_m$ . En conséquence, le choix a été fait d'estimer la quantité de vapeur contenue dans l'air à partir des mesures pression et température ambiantes en faisant une hypothèse sur le degré de saturation de l'air par rapport à l'eau liquide et à la glace. L'équation 2.2 présente les formules utilisées pour calculer le rapport de mélange de l'air à partir des mesures de pression  $P$  et température  $T$  réalisées par le F20.

$$r_{sat,x}(P, T) = 0,622 \times \frac{e_{sat,x}}{P - e_{sat,x}}$$

$$e_{sat,i} = 6,112 \times \exp\left(\frac{22,46T}{272,62+T}\right)$$

$$e_{sat,l} = 6,112 \times \exp\left(\frac{17,62T}{243,12+T}\right)$$
(2.2)

où :

- $x = l$  ou  $i$  désigne la saturation par rapport à l'eau liquide ou à la glace, respectivement
- $P$  est la pression ambiante (hPa)
- $T$  est la température ambiante (°C)
- les formules donnant  $e_{sat,i}$  et  $e_{sat,l}$  proviennent de OMM (2008)

La quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air saturé par rapport à la glace ( $BWV_i$ ) est ensuite obtenue en multipliant le rapport de mélange  $r_{sat,i}$  par la masse volumique de l'air sec. En faisant l'hypothèse d'un environnement à saturation par rapport à l'eau liquide, on calcule de manière similaire  $BWV_l$  à partir de  $r_{sat,l}$ .

Comme le montre la figure 2.13, la différence  $\Delta BWV = BWV_l - BWV_i$  est fonction de la température et de la pression (dans une moindre mesure) : en atmosphère standard,  $\Delta BWV$  passe de  $0,024 \text{ g/m}^3$  à  $-50^\circ\text{C}$  (10 km d'altitude) à  $0,23 \text{ g/m}^3$  à  $-12^\circ\text{C}$  (4,18 km d'altitude environ). L'hypothèse quant au degré de saturation de l'air a des conséquences pour les paliers chauds ( $T > -30^\circ\text{C}$  par exemple), et hors des zones HIWC : la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air peut être du même ordre de grandeur que le  $TWC$  mesuré par l'IKP-2 si la parcelle échantillonnée est sous saturée par rapport à la glace. A contrario, l'incertitude liée à cette hypothèse peut être considérée négligeable pour les paliers plus froids, à  $-40^\circ\text{C}$  et  $-50^\circ\text{C}$  par exemple, et dans les zones HIWC où  $TWC$  est supérieur à  $1 \text{ g/m}^3$ . Les mesures avion ne permettant pas de déterminer le niveau de saturation de l'air par rapport à l'eau liquide et à la glace, une hypothèse doit être faite. Cette hypothèse quant à la saturation de l'air induit une incertitude parfois non négligeable qu'il faut prendre en compte. Les mesures de l'IKP-2 ont été initialement traitées par Walter Strapp (Met Analytics Inc., Ontario, Canada) qui a fourni pour les deux campagnes une valeur d'IWC toutes les 5 secondes en supposant que l'air est saturé par rapport à la glace : le rapport de mélange  $r$  est calculé à partir de l'équation 2.2 :  $r = r_{sat,i}$ . L'hypothèse est discutée dans STRAPP et al., 2018 à la lumière de considérations théoriques produites dans KOROLEV, 2008 : en phase mixte (dans les cellules convectives typiquement), la quantité de vapeur d'eau tend rapidement vers le niveau de saturation par rapport à l'eau liquide et en phase glace,  $BWV \rightarrow BWV_i$  mais le temps nécessaire à l'atteinte de cet état d'équilibre thermodynamique est de l'ordre de quelques minutes à quelques dizaines de minutes, temps durant lequel la quantité de vapeur d'eau peut être supérieure ou inférieure à  $BWV_i$ . Dans le cadre de cette thèse, les données d'IKP-2 ont été retraitées en considérant que l'air est sursaturé par rapport à la glace et sous-saturé par rapport à l'eau, à mi-chemin entre les deux. La valeur d'IWC mesurée finale est donc corrigée par rapport à celle fournie initialement comme

suit :  $IWC_{m,fin} = IWC_{m,ini} - \Delta BWV/2$ . Dans la suite, nous notons  $IWC_{IKP}$  la valeur de contenu en glace déduite de la mesure de l'IKP-2 et de l'hypothèse énoncée.

Cette hypothèse de travail, rendue nécessaire par les nombreuses incohérences remarquées dans les mesures des trois hygromètres du F20, peut dans certains cas introduire un biais systématique comme nous allons le discuter à l'aide de l'exemple du palier à  $-10^\circ\text{C}$  du vol Cayenne #19 présentée dans la figure 2.14.

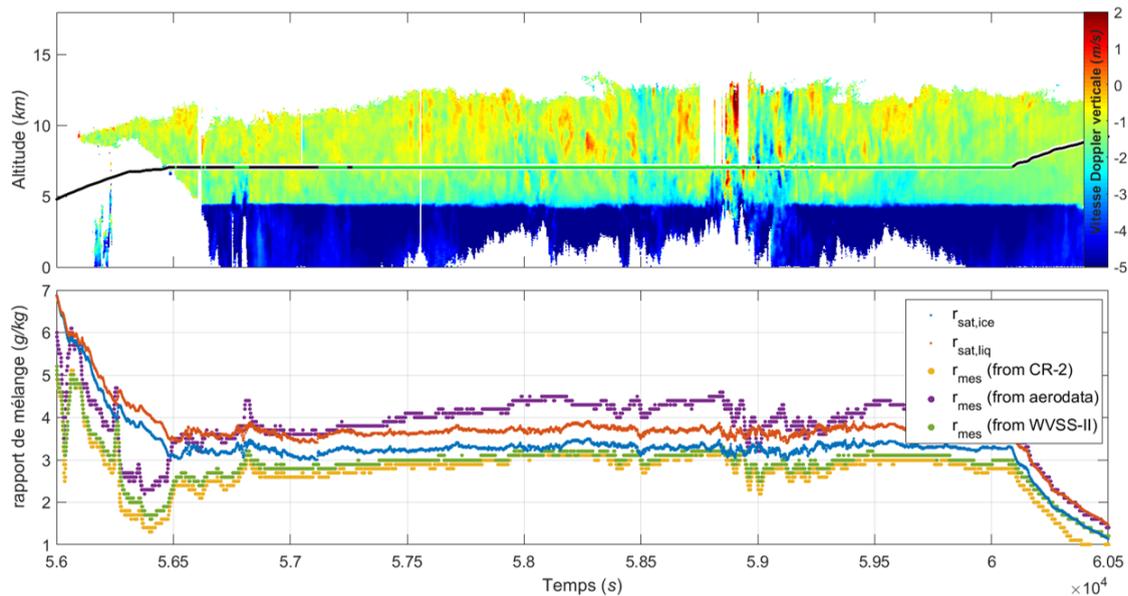


FIGURE 2.14 : Exemple de biais dans la détermination de la valeur d' $IWC_{IKP}$  lié à l'hypothèse faite sur le degré de saturation de l'air. Les données présentées sont celles du palier à  $-10^\circ\text{C}$  du vol Cayenne #19

Cette figure présente dans le bandeau supérieur le profil de vitesse Doppler verticale mesuré par le radar RASTA<sup>3</sup> au cours du palier à  $-10^\circ\text{C}$ . A la trajectoire du F20 tracée en noir sont superposés les points où la mesure microphysique est valide (points vert) Le profil est caractéristique d'un environnement stratiforme, avec une incursion dans ce qui pourrait être une zone convective peu avant  $t = 59000\text{s}$ . Le bandeau inférieur présente les séries temporelles du rapport de mélange mesuré à l'aide des trois hygromètres, ainsi que les valeurs calculées à partir de  $P, T$  à saturation par rapport à l'eau liquide et à la glace. Les valeurs moyennes calculées à partir des mesures du CR-2 et du WVSS-II (pour les points du palier où la mesure microphysique est valide) sont concordantes et valent  $2,84\text{ g kg}^{-1}$  et  $2,97\text{ g kg}^{-1}$ . Sur cette même plage de temps,  $r_{sat,i}$  et  $r_{sat,l}$  valent en moyenne  $3,27\text{ g kg}^{-1}$  et  $3,67\text{ g kg}^{-1}$ . En prenant une masse volumique de l'air sec à  $0,617\text{ kg/m}^3$ , on obtient pour ces quatre cas un contenu en vapeur d'eau moyen  $BWV = 1,75\text{ g/m}^3$ ,  $1,83\text{ g/m}^3$ ,  $2,02\text{ g/m}^3$  et  $2,27\text{ g/m}^3$  respectivement. En l'absence de valeurs aberrantes et compte tenu de la cohérence des valeurs mesurées indépendamment par les deux hygromètres, on peut penser que l'environnement échantillonné est réellement sous saturé. En considérant que  $BWV = 1,8\text{ g/m}^3$  est une valeur représentative du contenu réel en vapeur d'eau, on peut conclure que l'hypothèse faite sur le degré de saturation de l'air (entre saturation par rapport à l'eau liquide et par rapport à la glace donc  $BWV = 2,14\text{ g/m}^3$ ) mène à une sous estimation de l'IWC de  $0,34\text{ g/m}^3$  environ. Nous aurons l'occasion de rediscuter ce biais dans la section 4.3.1 du chapitre 4.

3. voir la sous-section 2.4 pour plus de détails sur l'analyse cette figure

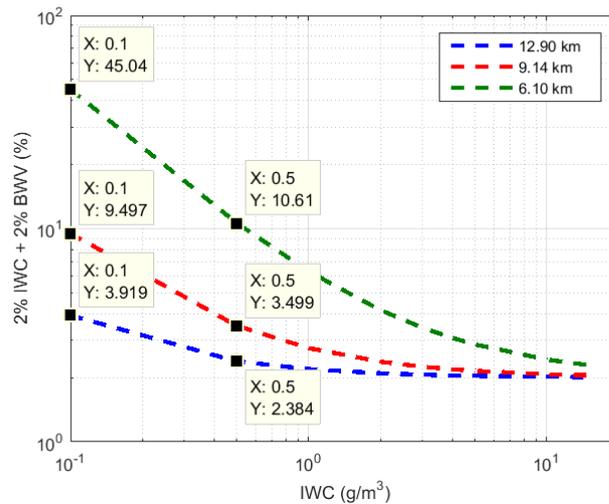


FIGURE 2.15 : Incertitude instrumentale sur la mesure d'IWC par l'IKP-2 (adapté depuis DAVISON et al., 2016)

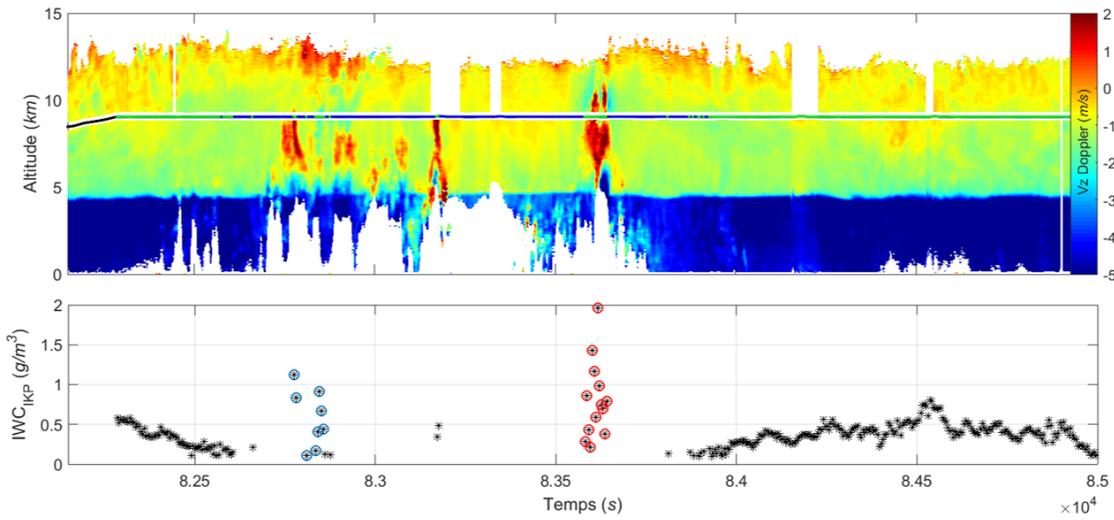
### 2.3.3 Limites et incertitudes dans la mesure d'IWC

On trouve dans la littérature une analyse détaillée de l'incertitude de mesure de IWC par l'IKP-2 (DAVISON et al., 2016) mais cette analyse repose sur la détermination de l'IWC à partir de mesures de TWC et de BWV indépendantes. L'analyse est simplifiée dans STRAPP et al. (2018) où l'incertitude associée à  $IWC_{IKP}$  (la valeur d'IWC déduite des mesures de TWC et BWV) est approximée par une formule plus simple :  $u_{IWC} = 2\%IWC + 2\%BWV$ . Cette incertitude instrumentale est calculée dans trois conditions environnementales différentes et tracée sur la figure 2.15.

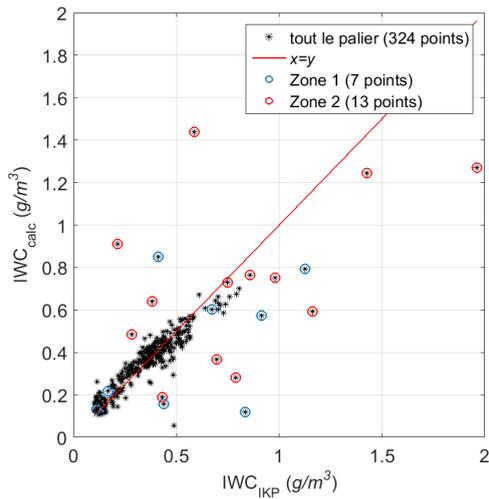
La technique de restitution de la masse des particules à partir des PSD et de l'IWC présentée dans le chapitre 3 a dans un premier temps été formulée afin de prendre en compte cette incertitude, comme le montre la discussion associée à l'utilisation d'une matrice de covariance dans la publication donnée à l'annexe A (les valeurs  $IWC_{IKP}$  utilisées dans cette publication étaient calculées à partir de l'hypothèse de W. Strapp d'un air saturé par rapport à la glace). Au cours de la thèse, il a été décidé de modifier l'hypothèse sur le degré de saturation de l'air utilisée dans le calcul du BWV, comme présenté plus haut. En conséquence, un troisième terme a été ajouté pour traduire l'indétermination du niveau de saturation de l'air et l'incertitude associée à la mesure d'IKP-2 est donc exprimée selon l'équation 2.3.

$$u_{IWC} = 2\%IWC + 2\%BWV + \frac{1}{2} \frac{\Delta BWV}{IWC} \quad (2.3)$$

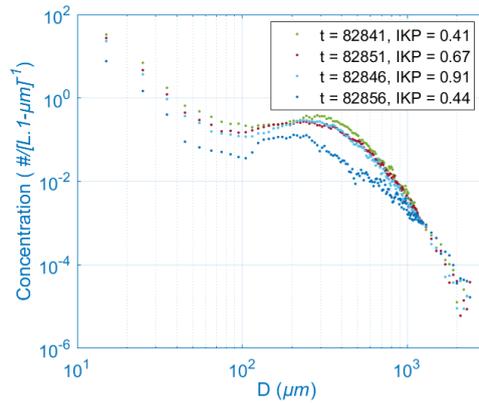
Cependant, l'application de la méthode de restitution des masses à l'ensemble du jeu de données HAIC-HIWC a mis en exergue l'existence de points pour lesquels la mesure d'IKP-2 est bien plus incertaine que ce que prévoit l'équation 2.3 : pour quelques points, échantillonnés en environnement convectif principalement, les valeurs d' $IWC_{IKP}$  semblent totalement décorréliées du nombre de cristaux présents comme nous allons le voir. Cette discussion fait appel à des mesures et concepts qui n'ont pas encore été présentés. Nous avons choisi de la mener ici puisqu'elle concerne les données produites par l'IKP-2. Un exemple est présenté dans la planche 2.16 pour illustrer le propos : il s'agit du palier à  $-24^\circ\text{C}$  du vol Darwin #23.



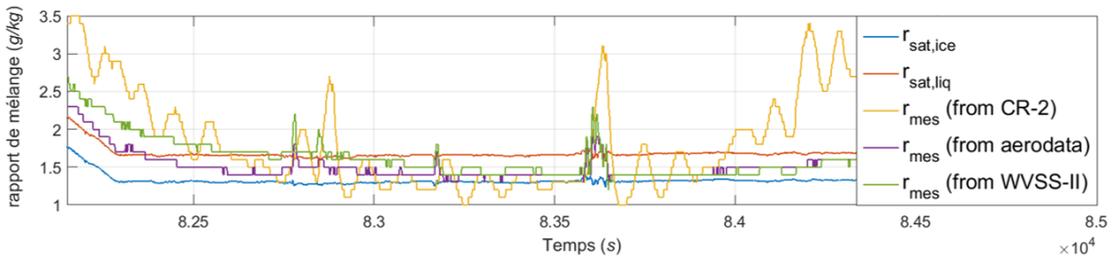
(a) Structure dynamique verticale (bandeau supérieur) et IWC mesuré (bandeau inférieur) le long de la trajectoire



(b) Comparaison entre IWC mesuré (abscisse) et IWC restitué (ordonnée)



(c) Exemple de PSD mesurées dans la zone 1



(d) Rapports de mélange calculés ( $r_{sat,i}$  et  $r_{sat,l}$ ) et mesurés par les trois hygromètres du F20

FIGURE 2.16 : Mise en évidence des mesures d'IWC aberrantes : exemple du palier à  $-24^{\circ}\text{C}$  du vol Darwin #23

Le bandeau radar<sup>4</sup> donné dans la figure 2.16a indique que l'environnement échantillonné durant ce palier est essentiellement stratiforme, sauf en quelques endroits où l'avion écrête des cellules convectives (par exemple  $t \approx 82850s$ , appelée zone 1, repérée en bleu sur la série temporelle d' $IWC_{IKP}$ ) ou en traverse ( $t \approx 83500s$ , appelée zone 2, repérée en rouge sur la série temporelle d' $IWC_{IKP}$ ). Cette série temporelle montre que  $IWC_{IKP}$  augmente dans ces zones, ce qui est attendu. La méthode de restitution des masses présentée dans le chapitre 3 est appliquée aux 324 points de mesure de ce palier. Les masses restituées sont utilisées pour calculer l'IWC à partir des PSD ( $IWC_{calc}$ ) et ces valeurs sont comparées à l'IWC mesuré ( $IWC_{IKP}$ ) sur la figure 2.16b. Sur cette figure on note que l'IWC est bien reconstruite pour la majorité des points (les points sont alignés le long de la droite  $x = y$ ) mais que la qualité de la reconstruction est dégradée pour une vingtaine de points qui présentent une forte dispersion. Ces points correspondent à des mesures réalisées alors que le F20 échantillonne les deux zones convectives identifiées précédemment. Quelques PSD mesurées dans la zone 1 sont présentées dans les figures 2.16c. Sur la figure 2.16c, la PSD mesurée à  $t = 82841s$  indique que les concentrations mesurées dans tous les bins sont supérieures à celles mesurées à  $t = 82846s$  alors que la valeur  $IWC_{IKP}$  est divisée par 2 ( $0,41 \text{ g/m}^3$  contre  $0,91 \text{ g/m}^3$ ). Autre incohérence,  $IWC_{IKP}$  mesurée à  $t = 82856s$  est du même ordre de grandeur que celle mesurée à  $t = 82841s$  alors que les deux PSD sont très nettement différentes (la concentration en particules de  $300 \mu\text{m}$  est 7 fois plus élevée à  $t = 82841s$ ). Ces données sont physiquement aberrantes car comme nous le détaillerons dans les chapitres suivants, 1) le contenu en glace est ni plus ni moins la somme de la masse des particules contenues dans un volume d'air et 2) la variabilité des propriétés massiques des particules ne peut expliquer un tel écart. Des incohérences similaires sont identifiées dans les points de mesure collectés dans la zone 2 (non présentés). La série temporelle des rapports de mélange mesurés par les trois hygromètres du F20 est donnée à la figure 2.16d. Compte tenu des limites impactant la mesure d'hygrométrie citées précédemment, les mesures sont interprétées qualitativement. Indépendamment de la valeur absolue indiquée, on peut observer à chaque fois que l'avion traverse une cellule que le rapport de mélange mesuré par les capteurs WVSS-II et Aerodoata augmente (et du CR-2, quoique les oscillations quasi-périodiques visibles dans le signal du CR-2 traduisent un dysfonctionnement disqualifiant cette mesure), suggérant un environnement sursaturé par rapport à la glace, voire par rapport à l'eau liquide. En conséquence, il est permis de penser qu'une partie des incohérences identifiées dans les valeurs d' $IWC_{IKP}$  pourraient être liées à la mauvaise estimation du  $BWV$  (les points où  $IWC_{calc} \leq IWC_{IKP}$ ) mais dans l'ensemble, ces anomalies de mesure demeurent inexpliquées.

Ces anomalies dans les valeurs  $IWC_{IKP}$  fournies par l'IKP-2 ne sont pas spécifiques au palier du vol Darwin #23 pris pour exemple ici : on les retrouve généralement lorsque l'avion traverse un environnement très convectif où le degré de saturation de l'air peut varier fortement en l'espace de quelques kilomètres (quelques points de mesure donc). Les causes exactes de ces anomalies de mesure n'étant pas identifiées, il n'y a pour l'instant pas de moyen de corriger ces valeurs. Le modèle d'incertitude présenté dans l'équation 2.3 indique que l'erreur systématique diminue lorsque le  $IWC$  augmente et l'usage d'une matrice de covariance, tel qu'initialement projeté, aurait pour conséquence de favoriser l'expression des points à fort contenu en glace. Or nous venons de montrer que les valeurs d'IWC élevées, typiques de l'environnement convectif, sont sujettes à des erreurs de mesure sporadiques impactant l'IKP-2 (probablement contamination des lignes d'échantillonnage et/ou de l'hygromètre LICOR de la IKP-2) intrinsèquement liées à la mesure en environnement

4. se reporter à la section 2.4 pour plus d'informations sur les données utilisées dans le bandeau

convectif. Face à ces contraintes antagonistes et en l'absence d'études supplémentaires, l'incertitude systématique décrite dans l'équation 2.3 n'est pas prise en compte dans les calculs de masse réalisés dans cette thèse pour ne pas risquer de favoriser l'expression de points aberrants et ces points sont écartés manuellement des inversions, lorsqu'ils sont identifiés. Un travail d'analyse et de validation des données d'hygrométrie et d'IKP-2 reste donc à fournir afin de purger le jeu de données HAIC-HIWC de ces points.

## 2.4 Données radar in situ et données satellite

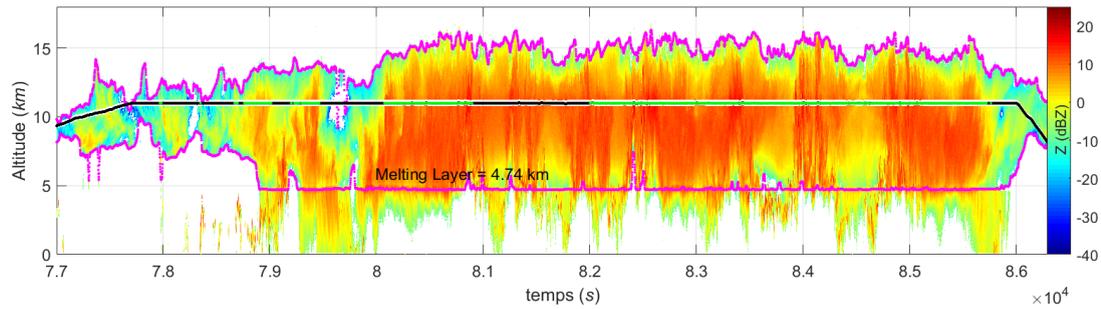
La caractérisation des propriétés et processus microphysiques au sein des MCS tropicaux fait également appel à des mesures non microphysiques qui apportent des renseignements sur la dynamique et permettent de contextualiser les mesures au sein du système et faciliter leur interprétation.

### 2.4.1 Données RASTA

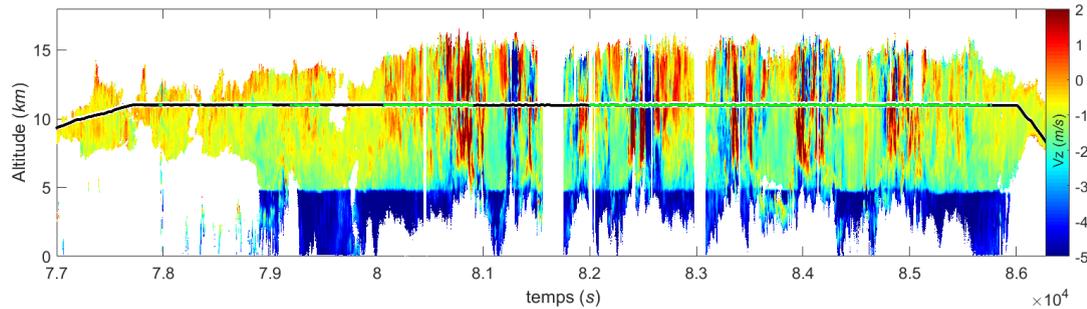


FIGURE 2.17 : Installation du radar RASTA à bord du F20. On distingue dans la carlingue au premier plan les trois antennes orientées vers le bas (avec la permission de Julien Delanoë)

Comme illustré sur la figure 2.17, le F20 embarque un radar nuage aéroporté RASTA (PROTAT et al., 2009; DELANOË et al., 2013). C'est un radar Doppler utilisant 5 antennes, qui fonctionne à la fréquence de 95 GHz. Les données brutes ont été traitées au Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales (LATMOS) et mises à disposition sous forme de fichiers netcdf. La version v5 est utilisée dans cette thèse. Ces fichiers contiennent une centaine de variables. Certaines sont des produits radar purs, tels que la réflectivité ( $Z$ , exprimée en  $dBZ$ ) et le champ de vitesses Doppler 3D ( $V_x$ ,  $V_y$  et  $V_z$ , en  $m/s$ ). D'autres sont dérivées des mesures radar, comme les produits microphysiques qui sont calculés à l'aide de la technique RadOnvar (DELANOË et al., 2007; DELANOË et HOGAN, 2008) mais ces grandeurs ne sont pas utilisées ici. Dans cette thèse, nous utiliserons principalement la réflectivité ( $Z$ ) et la vitesse Doppler verticale ( $V_z$ ) pour décrire la structure verticale et le



(a) Épaisseur de l'enclume : distribution de la réflectivité dans la colonne verticale et détection du sommet et de la couche de fonte (courbes roses).



(b) Structure dynamique verticale : profil de vitesse Doppler verticale ( $V_z$ ) et identification des zones très dynamiques

**FIGURE 2.18** : Utilisation des données RASTA pour la caractérisation de la dynamique locale : exemple du vol Darwin #16. Les points de mesure microphysiques apparaissent en vert sur la trajectoire du F20 (courbe noire)

contexte dynamique local des systèmes dans lesquels sont réalisées les mesures microphysiques in situ. Les valeurs de  $Z$  sont filtrées à partir de la variable *attenuation\_phase\_flag* : les points où cette variable vaut 0, 4, 5 ou 6 sont exclus. La vitesse Doppler verticale comprend la vitesse de l'air à laquelle s'ajoute la vitesse de chute des hydrométéores. Les valeurs de  $V_z$  sont filtrées en éliminant les points où  $Mask_{Vz} \neq 1$  et en lissant le signal horizontalement à l'aide d'une moyenne glissante sur 5 points.

La figure 2.18 présente deux profils décrivant les variations de  $Z$  et  $V_z$  dans le plan sagittal au cours du vol Darwin #16. Sur ces bandeaux, l'abscisse représente le temps (en seconde après minuit) et l'ordonnée représente l'altitude. La résolution verticale est de 60 m et la résolution horizontale est d'environ 200 m (1 s de vol). La trajectoire du F20 (courbe noire) et les points où les mesures microphysiques sont valides (vol en palier,  $IWC_{IKP} \geq 0,1 \text{ g/m}^3$ ) (couleur verte) sont superposés aux profils.

Comme le montre la figure 2.18a, l'altitude du sommet et de la « base » de l'enclume glacée est déterminée à partir du profil vertical de  $Z$  (courbes de couleur rose). Le sommet est défini par l'altitude de la plus haute porte radar telle que  $Z \neq 0$ . Cette thèse portant sur l'étude des propriétés microphysiques en phase glace, nous nous focaliserons ici sur l'enclume glacée qui s'étend du sommet jusqu'à la couche de fonte. La base de l'enclume glacée est définie par la plus haute des deux altitudes suivantes : altitude de la couche de fonte ou altitude de la porte la plus basse telle que  $Z \neq 0$ . L'épaisseur de l'enclume glacée est calculée en faisant la différence entre l'altitude du sommet de l'enclume et l'altitude de la base.

L'altitude de la couche de fonte est facilement identifiable sur le profil  $V_z = f(\text{temps}, \text{altitude})$  de la figure 2.18b grâce à la discontinuité apparente dans la vitesse de

chute des hydrométéores que l'on observe vers 4,74 km. Elle est calculée automatiquement le long de la trajectoire à partir de  $V_z$  et de la variable *temperature\_field* ( $T_{field}$ ) : il s'agit de la valeur moyenne des altitudes respectant le double critère présenté dans l'équation 2.4. En dessous de cette couche de fonte se distingue nettement le rideau de pluie (bandeau couleur bleu foncé).

$$\begin{cases} -4^\circ\text{C} \leq T_{field} \leq 10^\circ\text{C} \\ \frac{\partial V_z}{\partial z} > 3 \end{cases} \quad (2.4)$$

À l'aide des deux bandeaux radar de la figure 2.18, il est possible d'identifier plusieurs zones auxquelles nous ferons référence dans la suite et que nous allons décrire par quelques caractéristiques. Après le décollage de Darwin et la montée initiale, le F20 pénètre l'enclume du MCS ciblé par une zone cirriforme : elle est peu épaisse, caractérisée par une faible réflectivité ( $-40 \leq Z_{dB} \leq 0$  dBZ) et non précipitante. Entre 79 000 s et 80 000 s, l'avion traverse des zones stratiformes où 1) la réflectivité est modérée ( $-10 \leq Z_{dB} \leq 10$  dBZ, avec potentiellement quelques inclusions où elle est plus importante), 2) la vitesse Doppler verticale est assez homogène et faible ( $-2 \leq V_z \leq 0$  m s<sup>-1</sup>) et 3) le rideau de pluie s'étend bien en dessous de la couche de fonte. À partir de 80 000 s, l'avion est toujours dans une région stratiforme mais s'approche d'une zone convective située peu avant 81 000 s. Dans cette zone de transition stratiforme-convective, on note premièrement que le sommet du nuage s'élève jusqu'à dépasser 15 km, et deuxièmement que la réflectivité augmente nettement ( $Z_{dB} \geq 10$  dBZ sur presque toute l'épaisseur du nuage). L'atténuation du signal, provoqué par la présence d'un fort contenu en glace dans l'épaisseur de l'enclume, est particulièrement visible au niveau du rideau de pluie qui semble ne plus atteindre le sol. Puis l'avion entre dans une zone convective où il traverse plusieurs colonnes caractérisées par une vitesse Doppler verticale de norme importante ( $|V_z| > 2$  m s<sup>-1</sup>) pouvant être positives (ascendances) ou négatives (subsides ou zones où les particules chutent rapidement). Dans ces zones convectives où le contenu en glace est le plus fort, le signal est très rapidement atténué par les hydrométéores présents en forte concentration (particules fortement givrées, graupel, grêle, gouttes d'eau surfondues) et ne perce pas jusqu'à la couche de fonte, d'où l'apparente absence de précipitation malgré des précipitations en réalité très intenses. C'est également dans ces zones que le sommet du système atteint généralement son maximum (16,2 km dans le vol Darwin #16).

Pour caractériser l'environnement dynamique local de la mesure, dans la section 4.1 surtout (voir figure ??), nous aurons recours à la vitesse Doppler verticale moyennée verticalement sur une colonne de 4 km d'épaisseur centrée sur l'altitude de vol de l'avion et horizontalement sur 5 s, soit environ 1 km le long de la trajectoire. Il faut faire attention à ne pas confondre cette grandeur dérivée de la mesure de la vitesse Doppler verticale, réalisée par le radar RASTA et qui inclut la vitesse de chute des hydrométéores, avec la vitesse verticale de la masse d'air mesurée à l'altitude de vol par le F20.

### 2.4.2 Données satellite

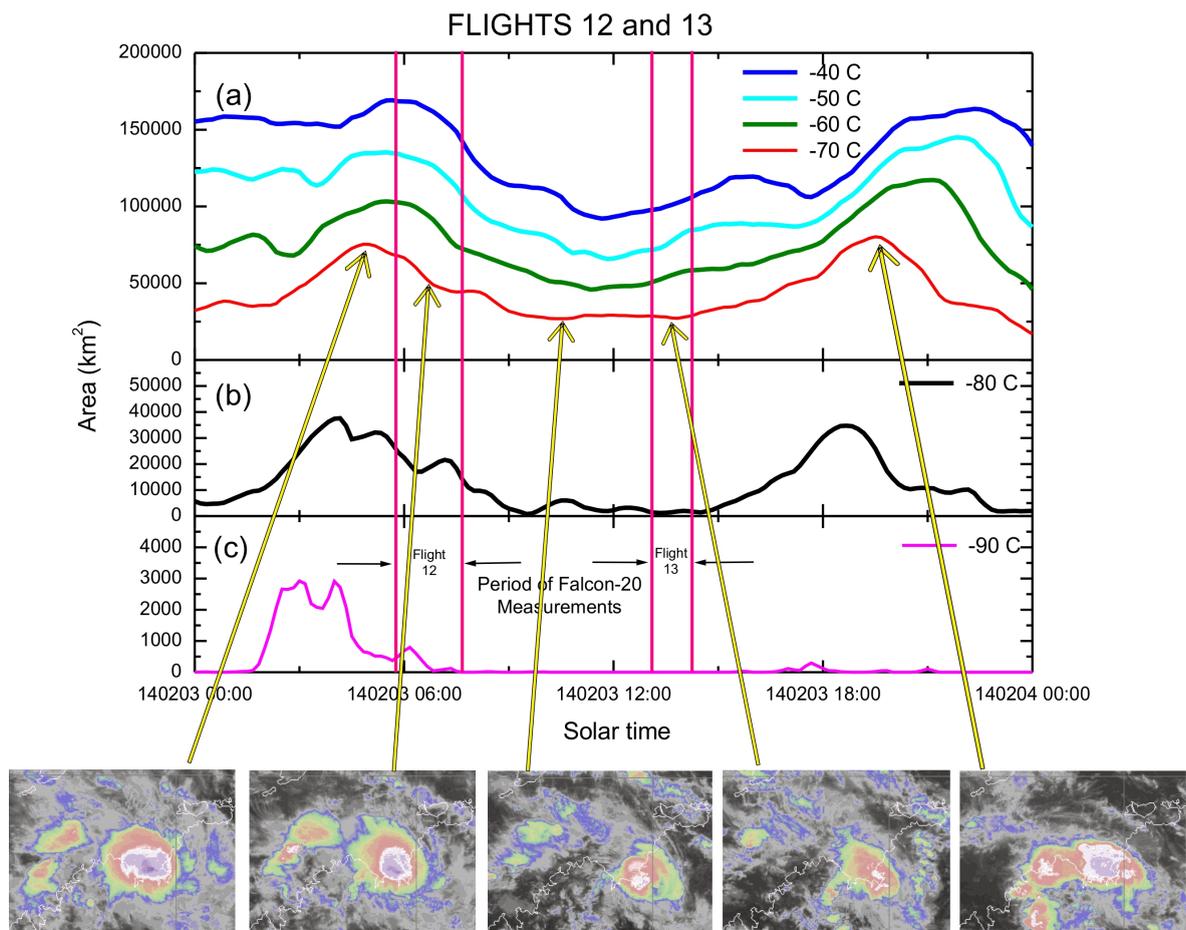
Des données satellite (images de la température de brillance infrarouge (10,7 μm) et dans le visible (0,65 μm) principalement) ont été disponibles durant chaque campagne, à la fois pour identifier dans la zone de campagne des MCS remplissant les critères de sélection définis par la collaboration HAIC-HIWC avant le déclenchement d'un vol et également pendant le vol pour (re)diriger le F20 vers des zones à fort contenu en glace à l'intérieur d'un système.

Ces données sont également très utiles a posteriori pour repositionner les mesures in situ dans le contexte dynamique horizontal des systèmes échantillonnés puisqu'elles donnent des informations sur la température et la taille du sommet des systèmes. Les données de deux satellites géostationnaires sont utilisées : celles du satellite MTSAT-1R (disponibles toutes les 10 minutes) durant la campagne Darwin-2014 et celles du satellite GOES13 (disponibles toutes les demi-heures) durant la campagne Cayenne-2015. Les données ont été traitées au centre LaRC de la NASA (Langley Research Center). Dans ce manuscrit, nous utiliserons principalement les images de température de brillance infrarouge ( $10,7 \mu\text{m}$ ) auxquelles nous ferons référence par l'acronyme IRBT (de l'anglais Infra Red Brightness Temperature). Ces images IRBT ainsi que la position des sommets protubérants, détectée automatiquement selon une méthode développée au LaRC (BEDKA et KHLOPENKOV, 2016) ont permis de construire des vidéos montrant de manière dynamique l'évolution spatio-temporelle du système, la position de l'avion au sein du système et par rapport aux zones de convection active, ainsi que les quantités microphysiques (PSD et IWC) mesurées in situ. Ces vidéos ont grandement aidé à identifier les relations entre propriétés microphysiques et contexte dynamique à la base des résultats présentés dans la section 4.1.

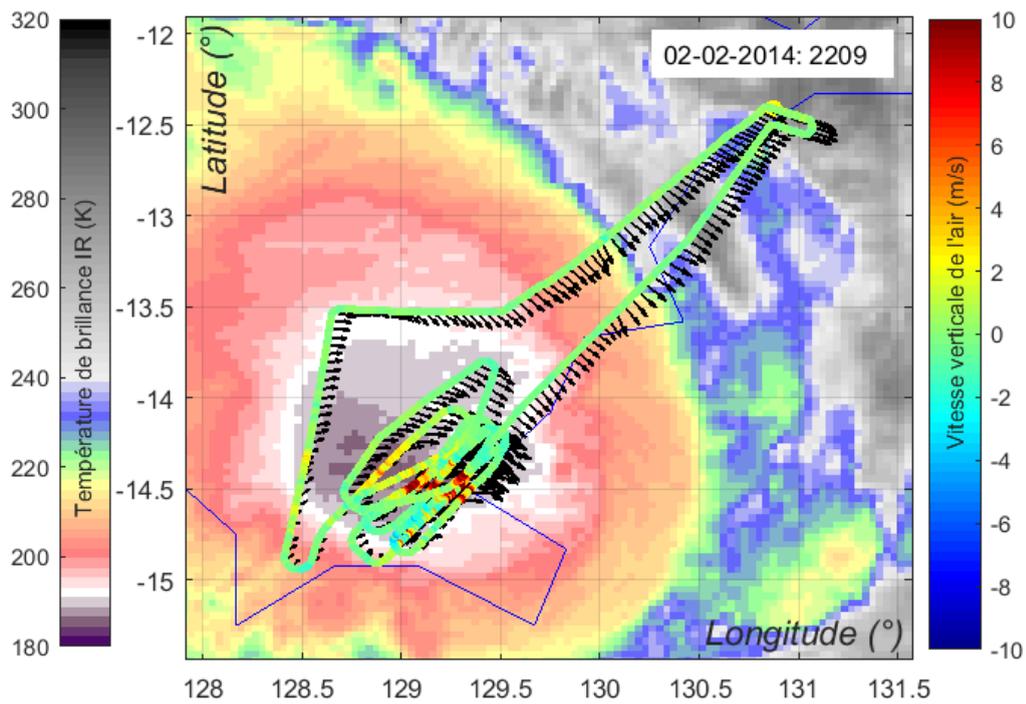
Nous allons illustrer l'utilisation faite de ces données pour contextualiser les mesures réalisées durant les vols Darwin #12 et #13 dans une tempête tropicale. Ces vols ont été conduits à environ 7 heures d'intervalle dans un système qui a persisté plus de 24 heures, comme le montre la figure 2.19 (préparée par J.Walter Strapp et Patrick King).

Cette image présente l'évolution temporelle des fractions surfaciques de l'enclume caractérisées par une température de brillance IR inférieure à certains seuils, allant de  $-40^\circ\text{C}$  à  $-90^\circ\text{C}$ . Deux pics d'activité convective séparés d'environ 15h sont facilement identifiables (augmentation de la surface de l'enclume de température de brillance inférieure à  $-80^\circ\text{C}$  par exemple) : le deuxième traduit la régénération du système. L'activité convective est encore très soutenue au cours du vol Darwin #12, comme en témoigne l'augmentation de la surface  $S_{<80,90}$  entre 06 et 07 h (heure solaire) suggérant un regain d'intensité à mi-vol caractéristique d'un système mature. Le vol Darwin #13 se produit dans le creux de l'activité convective, environ 4 heures avant que le système ne se régénère. La durée de vie de ce système est assez exceptionnelle comparée à celle des autres MCS échantillonnés durant la campagne Darwin-2014 (allant de 6 à 12 heures d'après (LEROY et al., 2016a) qui rentrent dans le schéma des systèmes convectifs typiques de la région de Darwin décrits dans PROTAT et al. (2014)).

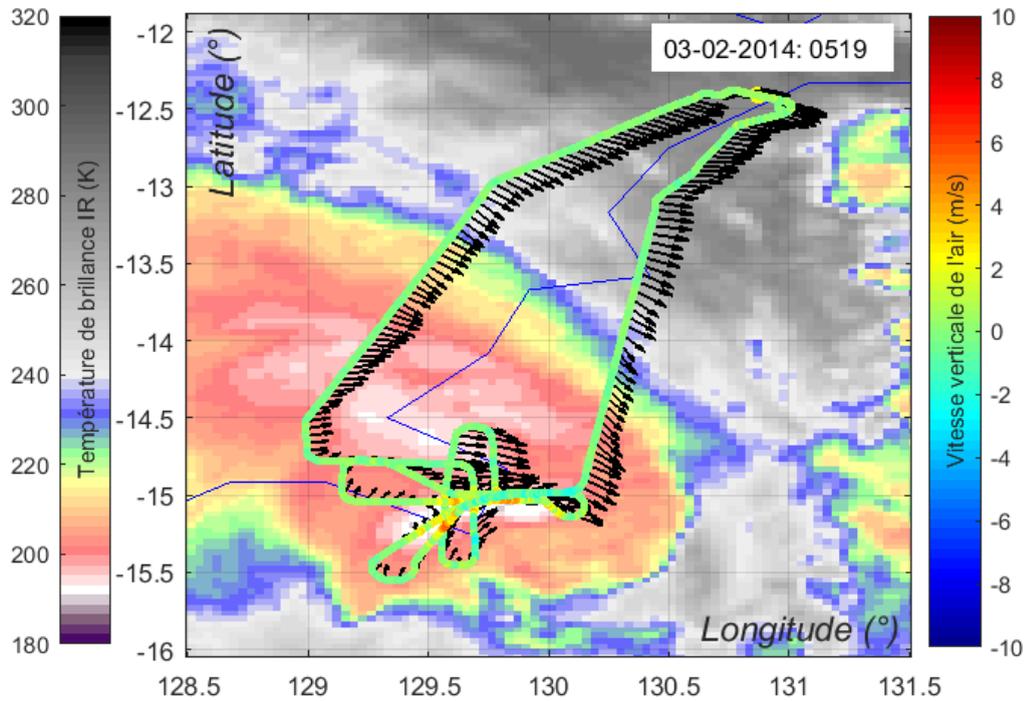
Pour finir, les figures 2.20a et 2.20b montrent l'utilisation faite des données satellite pour construire des cartes sur lesquelles sont superposées des grandeurs mesurées in situ par le F20 : ici par exemple la vitesse et la direction du vent horizontal (flèches noires) et vertical (couleurs des points selon l'échelle présentée à droite) ou la distribution du contenu en glace (voir figures 4.15 et 4.16 du chapitre 4). Ces cartes sont utiles pour identifier rapidement les zones convectives et discriminer les zones convectives alimentant un secteur échantillonné en fonction du vent.



**FIGURE 2.19 :** Positionnement des vols Darwin #12 et #13 dans le cycle de vie de la tempête tropicale. Sur les bandeaux (a-c) : Évolution temporelle des surfaces d'enclume caractérisées par une température de brillance inférieure à un des six seuils différents (entre  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  et  $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). Frise du bas : cinq images MTSAT montrant la température de brillance au sommet du nuage pour illustrer l'évolution spatio-temporelle du système. L'échelle de temps est en heure solaire locale. (adaptée de STRAPP et al., 2016b)



(a) Vent horizontal (flèches noires) et vertical (échelle de couleur) mesuré le long de la trajectoire durant le vol. L'image satellite (22h09 UTC) représente l'état du MCS à la moitié du vol



(b) Vent horizontal (flèches noires) et vertical (échelle de couleur) mesuré le long de la trajectoire durant le vol. L'image satellite (05h19 UTC) représente l'état du MCS à la moitié du vol

**FIGURE 2.20 :** Images satellite de la tempête tropicale échantillonnée durant les vols Darwin #12 et #13

## Chapitre 3

# Développement d'une méthode de restitution de la masse des cristaux à partir de mesures in situ \*

### Sommaire

3.1	État de l'art sur le calcul de la masse des cristaux à partir de mesures in situ	72
3.1.1	Approche classique : recherche de relation $m - D$ de type loi puissance . . . . .	72
3.1.2	Les lois masse-diamètre : limitations et opportunités d'amélioration	77
3.2	Une nouvelle approche des relations masse-diamètre : formulation d'un problème inverse . . . . .	78
3.2.1	Modèle conceptuel . . . . .	78
3.2.2	Résolution du problème inverse . . . . .	81
3.3	Validation de la méthode et évaluation de ses performances . . . . .	84
3.3.1	Génération d'un cas synthétique . . . . .	84
3.3.2	Études des performances et limitations de la méthode . . . . .	86
3.4	Application de la méthode à des données réelles et comparaison avec l'approche loi puissance . . . . .	92
3.4.1	Restitution de la masse et de la masse volumique effective . . . . .	92
3.4.2	Restitution des diamètres médians massiques . . . . .	94

\*. Ce chapitre reprend l'article suivant : COUTRIS, P., D. LEROY, E. FONTAINE et A. SCHWARZENBOECK (2017). « An Inverse Problem Approach for the Retrieval of Ice Particle Mass from In Situ Measurements ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 34, p. 2457–2473. textscdoi : 10.1175/JTECH-D-17-0013.1. (voir annexe A).

L'objet de ce chapitre est de présenter une nouvelle méthode développée pour calculer les masses des cristaux de glace à partir de mesures in situ. L'approche suivie dans le cadre de cette thèse se distingue significativement de l'approche classique qui prévaut depuis plus de 30 ans dans la communauté scientifique et qui se base essentiellement sur l'hypothèse d'une relation de type « loi puissance » (sect. 3.1). Nous détaillerons les bases théoriques conduisant à la **formulation d'un problème inverse** ainsi que les algorithmes utilisés pour résoudre ce problème (sect. 3.2). La **validation de la méthode de restitution** est faite à partir d'un jeu de données synthétiques qui permet d'évaluer les algorithmes utilisés et identifier les limitations de la méthode : nous présenterons les résultats de la validation dans la section 3.3. Nous terminerons cette section méthodologie sur l'**application** de cette méthode de restitution **à des données réelles** et la **comparaison des résultats obtenus à ceux produits par une approche classique** basée sur l'hypothèse d'une relation de type « loi puissance » (sect. 3.4).

### 3.1 État de l'art sur le calcul de la masse des cristaux à partir de mesures in situ

Nous avons fait ressortir dans le chapitre 1 l'importance qu'ont les propriétés massiques dans plusieurs applications en sciences de l'atmosphère et la nécessité de caractériser expérimentalement ces propriétés à partir d'observations in situ. Cette question essentielle occupe la communauté scientifique depuis plusieurs dizaines d'années et donne lieu à une littérature fournie. Une revue synthétique des différentes techniques de restitution publiées dans la littérature est présentée ici afin de retracer les évolutions instrumentales et méthodologiques qui ont marqué l'étude de la masse des cristaux de glace et identifier les limitations.

#### 3.1.1 Approche classique : recherche de relation $m - D$ de type loi puissance

##### Mesures au sol

Les premières études ont porté sur la masse de particules de glace précipitant au sol (NAKAYA et TERADA, 1935, ZIKMUNDA et VALI, 1972, KAJIKAWA, 1972, LOCATELLI et HOBBS, 1974 et plus récemment MITCHELL et al., 1990 par exemple). Ces **particules de taille comprise entre quelques centaines de microns et quelques millimètres étaient collectées manuellement à proximité du sol**, photographiées et classées en fonction de leur forme. Chaque particule était ensuite fondue et sa masse était estimée à partir du volume de la goutte résultante. **La masse et la taille de particules d'un même type étaient alors reportées sur un graphique à échelle logarithmique et une relation empirique était établie par régression linéaire**. Cette méthode de restitution produit naturellement des relations  $m - D$  sous forme de loi puissance :  $m = a \cdot D^b$ , où le pré-facteur  $a$  et l'exposant  $b$  sont des constantes déterminées spécifiquement pour différents types de particules et pour un **intervalle de taille limité**. Cette approche offre l'avantage de pouvoir estimer la masse individuelle des particules de manière relativement précise puisque la description du volume d'une goutte d'eau est assez bien maîtrisée et que la densité de l'eau liquide est également bien déterminée. Elle est toujours utilisée de nos jours avec des techniques quelque peu modernisées. WEITZEL (2018) par exemple utilise un dispositif expérimental permettant la croissance de cristaux en environnement contrôlé pour mesurer la vitesse de chute et la masse des cristaux de petite taille ( $D < 150 \mu\text{m}$  typiquement). La mesure de la vitesse de chute fait appel à un dispositif holographique dont le développement est assez récent mais la masse reste mesurée de manière classique : les cristaux formés dans la chambre de simulation sont collectés sur une surface hydrophobe et photographiés sous microscope avant d'être recouverts d'un

film d'huile (pour limiter l'évaporation) et fondus pour déterminer la masse via le diamètre de la goutte (voir la figure 3.1).

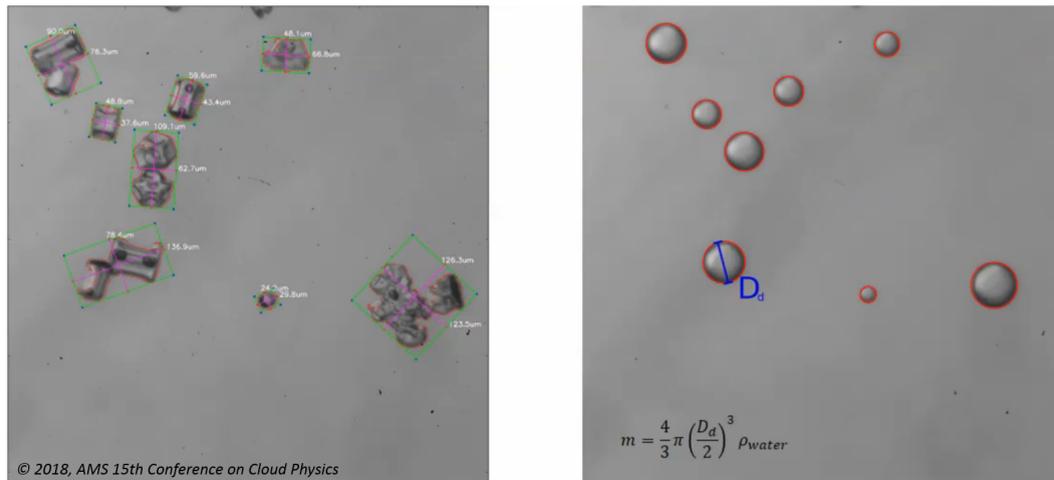


FIGURE 3.1 : Détermination de la masse de cristaux à partir du diamètre de la goutte après fusion (extrait de WEITZEL, 2018)

Compte tenu de la multiplicité des relations  $m - D$  obtenues pour chaque type de cristaux, ces études s'accordent à démontrer que la relation  $m - D$  dépend fortement du type morphologique, ce dernier résultat de l'expression des différents mécanismes ayant contribué à la croissance de la particule. Or nous avons vu dans la section 1.2.3 que l'expression de ces processus microphysiques est très hétérogène dans la troposphère et dépend des conditions thermodynamiques, dynamiques et microphysiques rencontrées par le cristal durant sa croissance. Dès lors il n'existe aucune garantie que les observations relatives aux particules précipitantes obtenues à partir de mesures au sol puissent caractériser les cristaux que l'on trouve en altitude, notamment ceux qui ne précipitent pas. Par ailleurs, ces relations sont établies pour des familles de cristaux triés par type morphologique. Leur utilisation pour déterminer les masses de populations mixtes suppose donc d'être capable de déterminer la proportion de chacun des types, ce qui limite leur utilisation dans la pratique.

### Mesures aéroportées

L'utilisation de vecteurs aéroportés (ballons, avions et drones) a progressivement ouvert le champ d'observation à tous les nuages présents dans la troposphère. **Dans un premier temps, le principe de la mesure au sol a été transposé à bord d'un avion dont la carlingue était ouverte pour permettre l'échantillonnage manuel de cristaux** (voir figure 3.2) : ainsi la caractérisation expérimentale des propriétés physiques (vitesse de chute, masse volumique) publiée dans HEYMSFIELD (1972) est basée sur des échantillons de cristaux collectés in situ sur des bandes revêtues d'un film adhésif par l'intermédiaire d'un tube passé au travers d'un hublot alors que l'avion volait à des températures de l'ordre de  $-30^{\circ}\text{C}$ .

La comparaison avec les dispositifs expérimentaux présentés dans le chapitre 2 illustre les progrès instrumentaux considérables réalisés en quelques dizaines d'années! **L'apparition de systèmes optoélectroniques** (KNOLLENBERG, 1970; KNOLLENBERG, 1976), les sondes optiques à barrette de diodes (*Optical Array Probes*, OAP) typiquement, **et le développement concomitant d'algorithmes de traitement du signal de plus en plus performants ont permis d'échantillonner les cristaux atmosphériques avec une représentativité statistique satisfaisante**. Le développement de sondes de mesure du contenu total en glace



FIGURE 3.2 : Vue de l'ouverture dans la carlingue du DC-3 instrumenté de l'Université de Chicago pour l'échantillonnage des cristaux (avec la permission de A. Heymsfield)

et de radars nuage aéroportés ont facilité l'accès à des grandeurs d'ensemble telles que le contenu en glace ( $IWC$ ) et la réflectivité radar ( $Z$ ). Les techniques de restitution de la masse des cristaux ont donc été adaptées pour tirer profit de la mesure de ces nouvelles propriétés d'ensemble : la plupart des méthodes de restitution publiées depuis utilisent les valeurs de  $PSD$  et d' $IWC$  (BROWN et FRANCIS, 1995; HEYMSFIELD et al., 2004, 2010; COTTON et al., 2013; LEROY et al., 2016b) ou de  $PSD$  et de  $Z$  (MCFARQUHAR et al., 2007; BOUNIOL et al., 2010; FONTAINE et al., 2014) comme données d'entrée.

L'une des relations  $m - D$  les plus utilisées est celle décrite dans BROWN et FRANCIS (1995) à partir de données issues de deux vols réalisés dans le cadre de la campagne International Cirrus Experiment en 1989 et des relations  $m - D$  données dans LOCATELLI et HOBBS (1974) pour chaque type de cristaux. La méthodologie est assez simple puisque pour 2650 points de mesures représentant chacun 5 secondes de vol, ils comparent la valeur d' $IWC$  calculée en intégrant les différentes lois sur les  $PSD$ <sup>1</sup> avec les valeurs d' $IWC$  mesurées directement de manière indépendante. Ils trouvent que la relation présentée dans LOCATELLI et HOBBS (1974) pour une population d'« agrégats de bullets non givrés, de colonnes et de side-planes » donne le meilleur résultat et concluent que les coefficients  $a = 7,38 \cdot 10^{-11} g \cdot \mu m^{-1,9}$  et  $b = 1.9$  déterminés par Locatelli et Hobbs sont les plus adaptés pour déterminer la masse de populations de cristaux irréguliers quasi-sphériques observés dans les cirrus de moyennes latitudes à des températures comprises entre  $-20^\circ C$  et  $-30^\circ C$  principalement. Selon HEYMSFIELD et al. (2010), cette relation était en 2009 citée plus de 104 fois dans des articles scientifiques couvrant plusieurs domaines de la météorologie. Populaire, cette relation est également très critiquée pour son inaptitude à prendre en compte la variabilité microphysique des particules de glace (HEYMSFIELD et al., 2010) et la méthodologie simpliste avec laquelle elle est établie.

Pour mieux prendre en compte la variabilité microphysique sur une large gamme de taille, JACKSON et al., 2012 proposent **une technique de restitution basée sur la classification préalable des cristaux selon leur type morphologique**. Ils proposent d'utiliser une loi  $m - D$  composite : la masse retenue pour caractériser les particules de chaque bin (triées en

1. Dans BROWN et FRANCIS (1995), la taille des particules est définie par  $D = (L_x + L_y)/2$  avec  $L_x, L_y$  les diamètres de Feret décrits dans la sous section 2.2, et  $D$  exprimé en  $\mu m$

fonction de leur dimension maximale  $D_{max}$ ) est la moyenne des masses établies par MITCHELL, 1996 pour différents types de cristaux et par BROWN et FRANCIS, 1995, pondérée par la fraction de cristaux contenus dans chaque catégorie. Cette technique de restitution est appliquée à des mesures réalisées dans des stratus arctiques avec un imageur CPI et deux instruments de mesure d'IWC (cône Nevzorov profond et Cloud Spectrometer and Impactor). La comparaison entre les valeurs d'IWC calculées à partir de masses restituées par leur technique et les mesures indépendantes conduit à un meilleur résultat que celui obtenu avec la technique de BAKER et LAWSON, 2006, bien que cette dernière soit parmi les plus abouties en ce qui concerne la prise en compte de détails morphologiques des cristaux comme nous le verrons ensuite. En faisant abstraction de la très forte incertitude sur les valeurs d'IWC mesurées par les deux sondes mentionnées, ce résultat peut s'expliquer par le fait que dans les nuages arctiques, les cristaux se forment principalement par diffusion de vapeur. Ils ont donc des formes géométriques bien définies et propices à une classification par type. En anticipation de la suite de cette synthèse bibliographique, soulignons ici l'originalité de cette méthode dans laquelle la masse est autorisée à varier d'un bin à l'autre en fonction de la proportion de cristaux classés par catégorie morphologique. Parmi les **nombreuses relations masse-diamètre établies à partir d'observations aéroportées** (p.ex. HEYMSFIELD et al., 2002a, 2004; BAKER et LAWSON, 2006; HEYMSFIELD et al., 2007; SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010; HEYMSFIELD et al., 2010; COTTON et al., 2013; WOOD et al., 2013; HEYMSFIELD et al., 2013; FONTAINE et al., 2014; LEROY et al., 2016b, pour n'en citer que quelques unes), nous allons nous intéresser à trois d'entre elles, choisies pour leur **capacité à exploiter des informations géométriques contenues dans les images des cristaux fournies par les imageurs microphysiques**.

L'approche proposée dans BAKER et LAWSON (2006) part du constat que les techniques basées sur la recherche de relation entre la masse des particules et un paramètre de taille unidimensionnel issu des images projetées (voir section 2.2) se privent d'informations géométriques contenues dans l'image telles que le périmètre ou l'aire de la particule. Pour mieux **prendre en compte les propriétés morphologiques des cristaux sans avoir à les classer par type**, opération qu'ils estiment en pratique très incertaine voire irréalisable à partir des images de sondes OAP, ils construisent un paramètre noté  $CSP$  combinant aire ( $A$ ), périmètre ( $P$ ), longueur ( $L$ , définie comme la longueur de corde maximale) et largeur ( $l$ , définie comme la longueur de corde maximale dans la direction perpendiculaire à  $L$ ) déduits depuis chaque image,  $CSP = \frac{Al(2L+2l)}{P}$ . Ils utilisent un jeu de données contenant 864 photographies de cristaux ainsi que leur masse associée (ré-analyse des échantillons collectés dans MITCHELL et al., 1990) pour déterminer par régression linéaire la relation  $m(CSP) = 0,135CSP^{0,793}$  avec  $m$  en mg et  $CSP$  en  $\text{mm}^3$ . Ils montrent que la corrélation entre  $CSP$  et masse trouvée pour les 864 points est meilleure que la corrélation obtenue entre un paramètre de taille unidimensionnel (longueur maximale ou largeur) et masse : l'erreur quadratique moyenne entre la masse mesurée du cristal et la masse estimée à partir de l'image 2D est réduite de 50% (la même réduction de l'erreur quadratique moyenne est atteinte en utilisant l'aire  $A$  comme paramètre de taille, d'après l'étude). L'étude montre aussi que l'utilisation de cette loi masse-diamètre exprimée en fonction de  $CSP$  produit de meilleurs résultats sur un sous-jeu de données trié en fonction d'un type particulier qu'une loi spécifiquement développée pour ce type de cristaux.

SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010 propose une méthode pour déterminer  $a$  et  $b$  à partir des images 2D seulement pour des populations de cristaux à forte concentration d'**agrégats** en tirant profit de leur **nature fractale**. A l'aide de modèles d'agrégats synthétiques ils montrent

que pour des particules fortement agrégées (composées de 25 à 100 cristaux de forme hexagonale) l'exposant  $b$ , identifié à la dimension fractale 3D, est proportionnelle à la dimension fractale 2D et peut se déduire des images 2D produites par les sondes OAP. Le coefficient  $a$  est déterminé à partir de la relation entre rapport de surface et diamètre ( $A_r - D$ , loi puissance déduite elle aussi des images 2D) en faisant l'hypothèse que : 1) les particules contenues dans la classe de taille pour laquelle le rapport de surface est égal à 1 sont sphériques et de masse volumique  $0,91 \text{ g cm}^{-3}$ , et 2) le paramètre  $a$  calculé pour cette taille particulière peut être utilisé sur tout le spectre dimensionnel. En appliquant la technique de restitution à des populations de cristaux triés par température d'échantillonnage, ils montrent que  $a$  et  $b$  dépendent de la température et proposent pour les jeux de données CRYSTAL-FACE et ARM deux paramétrisations de la masse en fonction du diamètre (dimension maximale  $D_{max}$ ) et de la température telles que données par les équations de 3.1 :

$$\begin{aligned} m(D, T) &= (0,0102 + 0,00013T)D^{2,4+0,0085T} \\ m(D, T) &= (0,0064 + 0,000095T)D^{2,1+0,0036T} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Pour valider cette restitution fondée uniquement sur les propriétés géométriques des cristaux échantillonnés, ils comparent pour chaque point de mesure des jeux de données CRYSTAL-FACE et ARM la valeur d'IWC estimée à partir des lois  $m(D, T)$  et des PSD à l'IWC mesuré directement par un dispositif de mesure à impaction virtuelle (CVI, de l'anglais Counterflow Virtual Impactor (TWOHY et al., 1997)) et mettent en avant la bonne concordance entre les valeurs pour valider la méthode.

Une approche similaire, basée sur l'identification de relations entre différents paramètres géométriques à partir de populations de cristaux synthétiques, a été développée au Laboratoire de Météorologie Physique (FONTAINE et al., 2014; LEROY et al., 2016b). LEROY et al. (2016b) s'intéressent aussi à l'influence qu'ont différentes définitions du diamètre sur la valeur de  $b$  et sur le diamètre massique médian (noté MMD). Une relation entre  $b$  et  $\sigma$  et  $\tau$ , exposants respectifs des lois surface-diamètre et périmètre-diamètre de type loi puissance, est proposée pour chacune des différentes définitions du diamètre ( $b = 1.956\sigma - 1.038\tau$  pour  $D_{eq}$  par exemple). La démarche est appliquée au jeu de données HAIC/HIWC pour restituer de manière dynamique les propriétés massiques des cristaux échantillonnés à chaque point de mesure (5 secondes de vol) : la valeur de  $b$  est calculée à partir des images 2D des cristaux échantillonnés puis le préfacteur  $a$  est déterminé de manière itérative en cherchant la valeur qui minimise la différence entre  $IWC_{calc}$  et  $IWC_{mes}$ , la valeur mesurée de manière indépendante par la sonde IKP-2. Très similaire à SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010 dans l'approche, cette méthode offre l'avantage de n'être pas limitée aux seules populations à forte concentration d'agrégats et s'adapte à différentes définitions de diamètre.

Les trois méthodes présentées ci-dessus illustrent le degré de sophistication atteint dans la recherche de loi masse-diamètre : appliquées à chaque point de mesure (5 secondes de vol typiquement), elles permettent de déterminer dynamiquement le couple de scalaires ( $a, b$ ) définissant la relation  $m - D$  qui caractérise le mieux les populations de cristaux échantillonnés au cours du vol en différents endroits du nuage. Elles offrent l'avantage de pouvoir capturer la variabilité spatio-temporelle des propriétés de masse des cristaux qui résulte entre autres de la variabilité naturelle du type morphologique dominant que l'on peut observer en différents endroits d'un même nuage à partir des images 2D. Elles partagent cependant une faiblesse inhérente à l'hypothèse de loi puissance sur laquelle elles sont bâties que nous présentons dans la section suivante.

### 3.1.2 Les lois masse-diamètre : limitations et opportunités d'amélioration

Comme discuté dans la section 1.2.3, l'expression des mécanismes de croissance de la glace dépend des conditions dynamiques et thermodynamiques prévalentes dans le nuage et nous avons vu que ces mécanismes déterminent grandement les caractéristiques physiques des cristaux. Le givrage par exemple tend à densifier les cristaux en remplissant les espaces internes (sites interstitiels, pores, creux) des particules. L'agrégation à l'inverse tend à produire des cristaux à forte extension spatiale mais à faible densité et la diversité des formes de cristaux grossissant par déposition de vapeur fait que leur masse ne saurait être représentée par un seul couple de paramètres (a,b) (e.g. MITCHELL et al., 1990). La prépondérance d'un mécanisme par rapport aux autres est donc très variable selon la gamme de taille et le type de nuage considérés.

Or, à l'exception de JACKSON et al. (2012), **les études mentionnées dans la section 3.1.1 utilisant des mesures aéroportées font implicitement l'hypothèse qu'un seul couple de paramètres (a,b) indépendant de la taille permet de décrire la variation de la masse des particules de forme diverses en fonction de leur taille sur une gamme de taille étendue**, allant d'une centaine de microns à plusieurs millimètres<sup>2</sup>. ERFANI et MITCHELL (2016) soutiennent que **cette hypothèse est en contradiction avec les observations recensées dans MITCHELL (1996)** qui pour un type de cristaux donné trouve parfois jusqu'à trois lois différentes pour décrire la relation  $m - D$  sur une gamme de taille étendue. Ils montrent que tracées en échelle logarithmique, les différentes relations proposées dans les études citées précédemment suggèrent une dépendance non linéaire de la masse en fonction de la taille sur une gamme de taille étendue et concluent qu'une seule relation de type  $m = aD^b$  ne peut correctement représenter les variations de masse sur la gamme de taille couverte par les cristaux atmosphériques. Pour prendre en compte ces inflexions, ils proposent de modéliser la relation  $m - D$  par une équation du type  $\ln m = a_0 + a_1 \cdot \ln D + a_2(\ln D)^2$ , où  $D = D_{max}$ . Les coefficients sont déterminés à partir des données de la campagne Small Particles in Cirrus (SPARTICUS) (MACE et al., 2009) à l'aide d'une régression polynomiale de degré deux. La méthode de restitution combine les mesures de masse publiées dans MITCHELL et al. (1990), la technique de restitution de BAKER et LAWSON (2006) et une technique pour restituer les masses des petits cristaux ( $D < 100 \mu m$ ) à partir d'images CPI. Six relations  $m - D$  sont développées pour trois gammes de température et deux types de nuages (cirrus synoptique et cirrus issus de systèmes convectifs) et les résultats obtenus se comparent bien aux expressions développées dans COTTON et al. (2013) et HEYMSFIELD et al. (2010). L'amélioration apportée par ces nouvelles expressions, si elle semble justifiée conceptuellement, n'est malheureusement pas validée par une comparaison directe entre grandeurs calculées à l'aide de ces expressions (IWC par exemple) et des grandeurs mesurées de manière indépendante.

Cette synthèse bibliographique illustre le fait que l'approche suivie pour traiter la question des relations m-D s'est adaptée aux moyens d'observation qui ont considérablement évolué depuis les premières études menées sur la glace précipitante au début du XXe siècle et montre en revanche que **l'usage d'une hypothèse forte selon laquelle les variations masse-diamètre suivent une loi puissance** a perduré dans le temps. Cette hypothèse est un héritage des régressions linéaires utilisées pour décrire un ensemble de cristaux dont la masse et la taille, mesurées individuellement, étaient reportées sur échelle logarithmique pour des gammes de taille limitées et des types de cristaux définis. Elle est devenue un standard en raison de la simplification qu'elle apporte (la recherche d'une relation  $m - D$

2. Certaines études considèrent cependant qu'en dessous d'un certain diamètre pour lequel la relation établie produit une masse volumique effective supérieure à celle de la glace, les cristaux sont sphériques de masse volumique effective  $0,917 \text{ g cm}^{-3}$

se réduit au calcul de deux scalaires), se justifiant souvent implicitement par le simple fait qu'elle conduit au calcul de grandeurs intégrées (contenu total en glace ou réflectivité radar) se comparant raisonnablement bien à des mesures indépendantes. **La littérature offre peu d'arguments théoriques permettant de justifier l'usage d'une telle hypothèse pour représenter des populations de cristaux morphologiquement hétérogènes sur des gammes de taille étendues et fournit au contraire bon nombre d'arguments montrant qu'elle est injustifiée.**

L'utilisation de relations basées sur la mesure individuelle de la masse de cristaux pour estimer des grandeurs intégrées à partir de distributions en taille suppose de pouvoir correctement décrire la géométrie des particules (taille et type morphologique) ce qui n'est actuellement pas possible techniquement. En conséquence, **il ressort de cette étude bibliographique un fort besoin de développer des méthodes de restitution basées sur des approches alternatives.**

## 3.2 Une nouvelle approche des relations masse-diamètre : formulation d'un problème inverse

Dans cette section, nous présentons une nouvelle façon de considérer le problème du calcul de relations  $m - D$  à partir de mesures in situ. **Cette approche revendique une meilleure prise en compte de la taille des cristaux dans le calcul de leur masse en introduisant le concept de masses discrétisées indépendantes**, caractérisant chacune la masse de particules observées dans une classe de taille particulière. Des mesures co-localisées de *PSD* et de *IWC* sont utilisées comme données d'entrée, comme dans la majorité des méthodes de restitution décrites précédemment, mais pour s'affranchir de la nécessité d'imposer une forme particulière à la relation  $m-D$  et donner plus de flexibilité à la relation  $m - D$ , un système d'équations linéaires est formé pour permettre le calcul de ces masses discrétisées en tirant profit du nombre de points de mesure disponibles. Nous détaillerons dans un premier temps les hypothèses sur lesquelles se base le **modèle conceptuel** (sect. 3.2.1), **formalisé comme un système d'équations linéaires, reliant ces masses discrétisées aux *PSD* et *IWC*** et nous verrons ensuite les **algorithmes d'optimisation numérique mis en oeuvre pour résoudre le problème inverse** (sect. 3.2.2).

### 3.2.1 Modèle conceptuel

#### Données d'entrée et hypothèses

Le modèle s'appuie sur deux mesures coïncidentes et co-localisées :

- *PSD* : distribution de taille de particules, exprimée en nombre de particules par classe de taille et par volume d'air ( $\# \text{bin}^{-1} \text{m}^{-3}$ ). Ces spectres dimensionnels sont obtenus en combinant les données de la 2D-S et de la PIP, comme présenté à la section 2.2.4. Notons que contrairement à l'usage qui consiste à normaliser le nombre de particules comptées dans un bin par la largeur du bin, nous gardons ici la dimension du comptage par bin de largeur variable. Pour rappel, les bins de la 2D-S ont une largeur de  $10 \mu\text{m}$  et ceux de la PIP ont une largeur de  $100 \mu\text{m}$
- *IWC* : contenu total en glace ou masse de glace par volume d'air, exprimé en  $\text{g}/\text{m}^3$

Par l'utilisation de distributions de tailles calculées à partir des images des sondes OAP comme données d'entrée, ce travail s'inscrit donc dans la lignée des travaux antérieurs qui

tentent d'estimer une grandeur intrinsèquement tridimensionnelle, la masse des particules, à partir de propriétés déduites d'images 2D projetées. Dans la suite de ce chapitre, nous appellerons point de mesure un couple de valeur (PSD, IWC) mesuré à un temps donné d'un vol. La valeur d'IWC d'une parcelle d'air est la somme des masses de tous les cristaux qu'elle contient. La masse  $M$  d'un cristal est l'intégrale de la masse volumique  $\rho(x, y, z)$  sur le volume  $V(x, y, z)$  de la particule (nous utilisons la notion d'enveloppe convexe pour définir le volume de la particule). Les dimensions de la particule sont donc de première importance dans le calcul de sa masse. La masse volumique n'est pas uniforme au sein du volume d'une particule : la répartition de la masse dépend de la présence de capillaires internes, de bulles d'air ou simplement du volume d'air englobant les éléments individuels d'un agrégat. En conséquence, la masse volumique dite apparente ou effective d'une particule (« *bulk* » en anglais) est généralement plus faible que la masse volumique de la glace (PRUPPACHER et KLETT, 2010). La présence de ces singularités et la répartition non homogène de la masse dans l'enveloppe du cristal traduisent les interactions complexes entre les différents processus de croissance impliqués dans la formation du cristal. Il existe des observables, telles que la température, la présence dominante de certains types morphologiques de cristaux ou encore le type de nuage, qui renseignent sur les processus microphysiques dominant au sein d'une population de cristaux et donc potentiellement sur leurs propriétés massiques. Dans ERFANI et MITCHELL, 2016 par exemple, les cristaux sont classés selon deux observables : la température et le type de nuage. L'équation 3.2 formalise cette dépendance de la masse d'une particule à son volume et à un certain nombre d'observables physiques notées  $P_1, P_2, \dots, P_n$  :

$$M = M(V, P_1, \dots, P_n) \quad (3.2)$$

Dans la suite deux hypothèses simplificatrices sont faites pour former le modèle direct.

**Observables physiques :** Nous faisons l'hypothèse qu'à l'échelle du point de mesure, les cristaux sont caractérisés par une série d'observables qui peuvent servir de critères pour trier un jeu de données a priori hétérogène en sous-ensembles de points de mesure relativement homogènes du point de vue de la masse. Concrètement, en considérant l'ensemble des observations réalisées dans un MCS, nous faisons l'hypothèse qu'il est possible d'identifier à partir de mesures microphysiques et dynamiques des zones dans lesquelles les cristaux ont des propriétés similaires (zones convectives, zone stratiformes, différents paliers de température). Pour les cristaux d'un de ces sous-ensembles où les observables sont fixées, la masse ne dépend que du volume et l'équation 3.2 devient :

$$M = M_{|T, P_1, \dots, P_n}(V, T, P_1, \dots, P_n) = M(V) \quad (3.3)$$

**Volume :** Par construction la dispersion des tailles ( $D_{eq}$ ) des particules d'un bin dépend de la largeur du bin qui est souvent faible. Les particules contenues dans une classe de taille sont bien caractérisées par une taille de référence qui est le diamètre moyen du bin (noté  $D_i$  pour le bin n° i). Nous postulons que la variabilité du volume des particules contenues dans un bin est également raisonnablement faible. Cette hypothèse implique que les classes de tailles de PSD triées selon l'hypothèse précédente sont des sous-ensembles dans lesquels la masse de cristaux est assez homogène. On peut dès lors définir pour chaque bin une masse de référence qui soit statistiquement représentative des cristaux qu'il contient  $M_{|V}(V) = M_{ref}$ . Nous notons  $m_i$  la masse représentant les particules contenues dans le bin n° i d'une PSD. Il existe alors autant de masses de référence qu'il y a de bins dans une PSD et la

masse réelle des particules d'un bin ne doit pas être très éloignée de la masse de référence que nous calculerions pour ce bin.

### Mise en équation

Avec ces deux hypothèses, nous pouvons maintenant formaliser sous forme d'équation mathématique la relation qui relie les masses discrétisées sur la gamme de taille aux valeurs de  $PSD$  et  $IWC$  mesurées. Pour une population de cristaux échantillonnée à  $t = t_1$ , nous écrivons que le contenu total en glace ( $IWC(t_1)$ ) est égal à la somme sur tous les bins d'une  $PSD$  (on note  $N$  le nombre de bins) du nombre de cristaux contenus dans chaque bin ( $PSD(t_1, D_i)$ ) multiplié par la masse de référence du bin ( $m_i$ ) :

$$PSD(t_1, D_1) \cdot m_1 + PSD(t_1, D_2) \cdot m_2 + \dots + PSD(t_1, D_N) \cdot m_N = IWC(t_1) \quad (3.4)$$

Si l'on trie les points de mesure de manière à obtenir un groupe de points pour lequel la première hypothèse est vérifiée, alors l'équation 3.4 peut être écrite autant de fois qu'il y a de points dans le groupe, disons  $P$  points dans notre cas. Il en résulte un système d'équations linéaires avec  $N$  inconnues et  $P$  équations :

$$\begin{cases} PSD(t_1, D_1) \cdot m_1 + PSD(t_1, D_2) \cdot m_2 + \dots + PSD(t_1, D_N) \cdot m_N = IWC(t_1) \\ PSD(t_2, D_1) \cdot m_1 + PSD(t_2, D_2) \cdot m_2 + \dots + PSD(t_2, D_N) \cdot m_N = IWC(t_2) \\ \vdots \\ PSD(t_P, D_1) \cdot m_1 + PSD(t_P, D_2) \cdot m_2 + \dots + PSD(t_P, D_N) \cdot m_N = IWC(t_P) \end{cases} \quad (3.5)$$

Ce système peut être écrit sous forme matricielle :

$$PSD \cdot \mathbf{m} = \mathbf{iwc} \quad (3.6)$$

où

- $PSD \in \mathbb{R}^{P \times N}$  est une matrice de  $PSD$ s concaténés verticalement.
- $\mathbf{iwc} \in \mathbb{R}^P$  est le vecteur des valeurs d' $IWC$  correspondant à chaque ligne de la matrice  $PSD$
- $\mathbf{m} = (m_1 \ m_2 \ \dots \ m_N)^T$  est le vecteur des masses discrétisées classées par ordre croissant de taille :  $m_1, m_N$  sont les masses de référence du premier bin (contenant les plus petites particules observées, caractérisées par  $D_{eq} \approx D_1$ ) et du dernier bin (contenant les plus grandes particules avec  $D_{eq} \approx D_N$ ), respectivement.

Le modèle direct est donc formalisé par une équation matricielle reliant les mesures in situ aux masses discrétisées que nous cherchons à calculer. Comme dans toutes les méthodes utilisant des distributions de taille issues d'images 2D produites par les sondes OAP, il faut garder à l'esprit que la « taille » est inextricablement impactée par le problème de la projection d'un volume 3D sur un plan 2D. **Les valeurs de masse, que l'on peut qualifier de « pseudo-masse » ou « masse statistique », et la masse volumique effective restituées sont donc dépendantes de la définition du paramètre de taille choisi** (voir discussion dans la section 2.2). À ce stade, notons que le modèle postule l'existence d'un nombre fini d'observables  $P_1, P_2, \dots, P_n$  mais ne requiert pas leur connaissance *a priori*. Ces paramètres de tri peuvent être déterminés *a posteriori* par soit à partir de connaissances théoriques, soit par une approche expérimentale basée sur des études de sensibilité.

### 3.2.2 Résolution du problème inverse

Le vecteur des masses discrétisées  $\mathbf{m}$  est obtenu en résolvant le problème inverse. Le calcul du conditionnement, défini par  $c = \sqrt{\lambda_{max}/\lambda_{min}}$  où  $\lambda_{max}$ ,  $\lambda_{min}$  sont respectivement la plus grande et la plus petite valeur singulière de la matrice  $PSD$ , montre que **le problème est très mal conditionné**. Par exemple,  $c$  vaut  $7,155 \times 10^5$  dans le cas présenté dans la section 3.3.2 et de l'ordre de  $1,16 \times 10^4$  dans le cas du vol Darwin #16 présenté dans la section 4.3.1. Dans ce dernier cas, les  $PSD$  sont tronquées à 8 mm (les bins vides, c'est-à-dire dans lesquels aucune particule n'est comptée, sont ainsi éliminés car  $c \rightarrow +\infty$  sinon, puisque la matrice n'est pas inversible) et un changement de variable est réalisé afin d'améliorer le conditionnement (voir section 3.2.2,  $c = 4,83 \times 10^7$  sinon). Le problème ainsi posé est donc numériquement instable : la solution numérique  $\mathbf{m}$  du problème 3.6 est très sensible aux erreurs de mesure et bruit inhérents aux données d'entrée. Sans précaution, les solutions numériques du problème de type « inverse généralisé » (ou pseudo-inverse) seraient dominées par l'amplification du bruit et donc inexploitable physiquement.

Une régularisation du problème est donc nécessaire. L'approche retenue ici est la minimisation d'un critère composite qui permet de rajouter dans l'équation des propriétés connues a priori que la solution doit satisfaire pour être considérée acceptable (on peut se référer à DEMOMENT et IDIER, 2010 pour une présentation des différentes approches de régularisation). La fonction coût à minimiser, notée  $J(\mathbf{m})$ , est alors composée de deux termes :

$$J(\mathbf{m}) \stackrel{\text{def}}{=} \|PSD \cdot \mathbf{m} - \mathbf{iwc}\|^2 + \lambda \cdot R(\mathbf{m}) \quad (3.7)$$

Le premier terme est appelé terme de moindres carrés et porte l'information contenue dans les données d'entrée. Minimiser ce terme ( $\lambda = 0$ ) revient à trouver une solution fidèle aux données expérimentales avec les risques d'amplification du bruit associés. Le second terme est le terme de régularisation : sa définition est subjective et dépend des propriétés supposées de la solution que l'on cherche à promouvoir. Le poids donné à chaque terme dans la minimisation est ajusté par la valeur du paramètre de régularisation  $\lambda \in \mathbb{R}^{+*}$ . La solution retenue est donc un compromis entre fidélité aux données expérimentales d'une part et respect de certaines propriétés physiques d'autre part.

#### Définition du terme de régularisation

Dans cette étude, nous utilisons l'approche suggérée dans HUCKLE et SEDLACEK, 2012 qui combine l'approche classique de Tikhonov et avec la possibilité de pondérer à l'aide d'une solution de référence :  $R(m) = \|L_k \Delta^{-1} \mathbf{m}\|^2$ , où  $L_k$  est l'approximation discrétisée d'un opérateur de dérivation d'ordre  $k$  et  $\Delta$  est une matrice de pondération diagonale. La régularisation est construite de manière à promouvoir deux propriétés :

- Courbe lissée : la matrice de Tikhonov choisie est l'approximation discrétisée du gradient de la courbe ( $L_k = L_1$  comme définie dans HUCKLE et SEDLACEK, 2012).
- Augmentation de la masse avec la taille : la matrice de pondération  $\Delta$  est définie de manière à équilibrer les effets de la régularisation sur les éléments du vecteur de masse discrétisée en tenant compte d'une augmentation non linéaire de la masse avec la taille.

Le processus de régularisation itérative exposé dans HUCKLE et SEDLACEK, 2012, par lequel les éléments de  $\Delta$  sont mis à jour à chaque optimisation par la masse obtenue au calcul précédent n'est pas utilisé ici, les essais montrant que la solution calculée ne varie pas de manière significative d'une optimisation à l'autre. Les éléments de  $\Delta$  sont définis à partir de la masse de particules sphériques avec  $\rho = 0,917 \text{ g cm}^{-3}$  :  $\Delta = \text{diag}(m_{sph}(D_1 +$

5), ...,  $m_{sph}(D_N + 5)$ ), où  $D_1, \dots, D_N$  sont les centres des bins. Notons qu'un décalage de  $5 \mu\text{m}$  est ajouté au diamètre du bin pour réduire l'effet de la régularisation sur les petits bins. Introduite dans l'article donné dans l'annexe A, cette constante a été déterminée empiriquement comme produisant les meilleurs résultats à partir de tests préliminaires sur des populations de cristaux synthétiques. Nous conservons cette définition de la matrice de régularisation par souci d'homogénéité. Nous montrerons l'influence et le caractère arbitraire de ce choix dans le cas d'étude présenté dans la section 3.3.

Avec une telle définition pour le terme de régularisation, la fonction coût est convexe, quadratique et au moins deux fois différentiable. Ces propriétés facilitent la recherche d'un minimum, comme détaillé dans NOCEDAL et WRIGHT, 2006.

### Minimisation par recherche linéaire

Les algorithmes utilisés ici sont tous tirés de l'ouvrage de référence NOCEDAL et WRIGHT, 2006 qui présente les fondamentaux de l'optimisation numérique. Le problème énoncé est abordé comme un problème d'optimisation sans contrainte et la valeur  $m^* \in \mathbb{R}^N$  qui minimise la fonction coût est identifiée à l'aide d'une approche de type « recherche linéaire ». Succinctement, cette solution minimisante est trouvée en créant une suite convergente d'itérés  $\{\mathbf{m}^{(k)}\}_k$  telle que  $\{J(\mathbf{m}^{(k)})\}_k$  décroît. A chaque itération, le nouvel itéré est calculé à l'aide de l'équation 3.8 :

$$m^{(k+1)} = m^{(k)} + \alpha_k \cdot d_k \quad (3.8)$$

où

- $d_k$  est la direction de recherche
- $\alpha_k$  est le pas

### Algorithmes

À la  $k^{\text{ième}}$  itération,  $d_k$  est calculée à partir du gradient et de la matrice hessienne de la fonction coût (équation 3.9) selon la méthode de Newton. Compte tenu de la taille raisonnable du problème, le calcul de la matrice hessienne n'est pas problématique et cette méthode a été choisie en raison de sa convergence rapide et de sa relative insensibilité aux problèmes d'échelle (situation dans laquelle les grandeurs d'entrée couvrent plusieurs ordres de grandeur).

$$d_k = -\nabla^2 J(\mathbf{m}^{(k)})^{-1} \cdot \nabla J(\mathbf{m}^{(k)}) \quad (3.9)$$

Le pas  $\alpha_k$  est calculé soit de manière itérative à l'aide d'un algorithme de retour sur trace donné dans NOCEDAL et WRIGHT, 2006 (utilisé par exemple dans les applications sur données réelles HAIC/HIWC présentées dans le chapitre 4), soit explicitement à partir de l'équation 3.10 (appliqué dans la résolution du cas synthétique présenté ci-après)

$$\alpha_k = -\frac{\nabla J(\mathbf{m}^{(k)})^T d_k}{d_k^T \nabla^2 J(\mathbf{m}^{(k)}) d_k} \quad (3.10)$$

Le nouvel itéré  $\mathbf{m}^{(k+1)}$  est calculé à partir de l'équation 3.8 et le processus est répété jusqu'à convergence de la suite  $\{J(\mathbf{m}^{(k)})\}_k$ ,  $\epsilon = 2,2204 \times 10^{-16}$  étant utilisé comme critère d'arrêt.

Le paramètre de régularisation  $\lambda$  permet de contrôler le degré de régularisation appliqué au problème. Parmi les différentes techniques permettant d'identifier la valeur optimale de  $\lambda$ , *i.e.* la valeur produisant le meilleur compromis entre les deux termes de la fonction coût, nous utiliserons la technique de la *courbe en L* (HANSEN, 1992). La norme du terme de moindre carré est tracée en fonction de la norme du terme de régularisation. La courbe obtenue a généralement une forme caractéristique de L, d'où son nom, et  $\lambda_{opt}$  est déterminé graphiquement comme le coin de cette courbe. Un exemple de courbe est présenté sur la figure 3.6a de la section 3.3.2.

### Problème d'échelle

En première approximation, la masse d'une particule est proportionnelle à son volume qui lui croît en fonction du diamètre selon une loi puissance. Lorsque la gamme de taille des particules observées couvre plusieurs ordres de grandeurs, on peut s'attendre à ce que les masses de référence couvrent elles aussi plusieurs ordres de grandeur, ce qui crée un problème d'échelle où certaines masses sont très négligeables devant d'autres. On peut améliorer la formulation et le conditionnement du problème en réalisant un changement de variable : le nouveau problème d'optimisation est exprimé en fonction de la variable  $\mathbf{m}'$  définie par  $\mathbf{m} = \Delta' \cdot \mathbf{m}'$  où  $\Delta'$  est une matrice diagonale définie par l'équation 3.11 :

$$\Delta'_{i,j} = \begin{cases} (\pi/6 \cdot \rho_{ice} \cdot D_i^3)^{-1} & \text{si } i = j \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.11)$$

Cette opération est appliquée lors des restitutions faites à partir de données réelles. Une étude de sensibilité sur cas synthétiques montre que les valeurs des masses restituées ne changent pas avec ou sans application de cette opération algébrique.

### 3.3 Validation de la méthode et évaluation de ses performances

Cette méthode de restitution de la masse des particules de glace par classes de tailles est basée sur une approche inédite et fait usage d'algorithmes d'inversion complexes : ses performances et limitations doivent donc être évaluées. Cette validation est faite en deux étapes. La méthode est d'abord testée sur un jeu de données synthétiques dans lequel les propriétés des cristaux sont parfaitement maîtrisées. Cette étape est cruciale puisqu'elle permet 1) de valider le bon fonctionnement des algorithmes d'inversion en augmentant graduellement la complexité des problèmes à résoudre, 2) d'évaluer la sensibilité des résultats aux données d'entrée, et 3) d'identifier les limitations de la méthode. La méthode est ensuite appliquée à un jeu de données réelles et les masses restituées sont comparées aux résultats produits par méthode standard afin d'illustrer les potentialités offertes par cette nouvelle approche.

#### 3.3.1 Génération d'un cas synthétique

Un catalogue de cristaux synthétiques a été construit à partir du programme de génération de cristaux disponible au laboratoire (FONTAINE et al., 2014). Ce programme, développé sous IDL, comprend plusieurs routines permettant de générer des cristaux de différentes tailles et formes afin de reproduire la variabilité naturelle des cristaux observés dans les nuages. Schématiquement, le programme crée un volume 3D en fonction de paramètres géométriques définis par l'utilisateur. Ce volume 3D est ensuite aléatoirement orienté dans l'espace puis projeté sur un plan de manière à produire une image 2D à la manière des sondes OAP. Un traitement numérique est ensuite appliqué pour calculer les paramètres géométriques (diamètres, surface, périmètre, dimension fractale, ...) à partir de l'image 2D. Exceptée pour les cristaux sphériques dont la surface projetée est invariante quelle que soit l'orientation du volume 3D dans l'espace, l'opération de rotation/projection est répétée 100 fois : un modèle de cristal, c'est-à-dire un volume particulier, donne donc potentiellement 100 images projetées différentes. Le catalogue de cristaux synthétiques généré dans le cadre

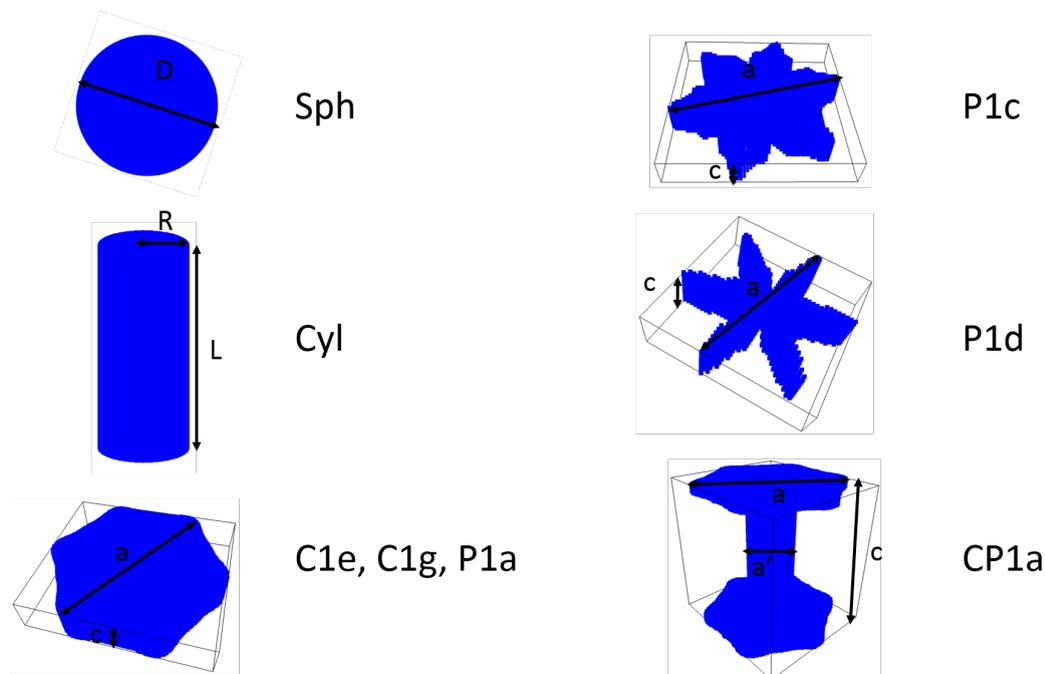


FIGURE 3.3 : Cristaux synthétiques : morphologie et dimensions caractéristiques. Les codes utilisés pour désigner les type morphologiques sont inspirés de MAGONO et LEE (1966)

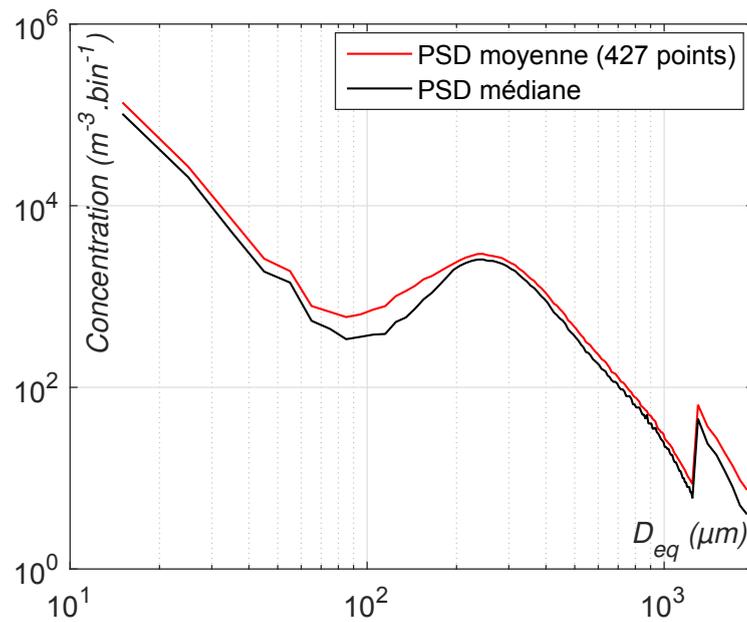


FIGURE 3.4 : Distributions en taille moyenne et médiane utilisées pour générer le cas synthétique

de cette thèse est présenté dans la publication donnée dans le chapitre A. La figure 3.3, extraite de cet article, montre les formes générées ainsi que les codes utilisés dans le tableau 3.1. Les codes sont inspirés de la classification de MAGONO et LEE (1966) reproduite figure 2 : le code *C1e* par exemple désigne les colonnes à base hexagonale ( $c/a = 1$ ) et le code *C1g* désigne les plaques hexagonales épaisses ( $c/a = 0.2$ ). La notation *Cyl\_R90* désigne par exemple des cristaux à base cylindrique dont le rayon vaut  $90\ \mu\text{m}$ . Deux types de *capped columns* sont générés en utilisant différents rapports  $a/a'$  et  $c/a$ . Plus d'informations sur la géométrie des cristaux sont fournies dans le tableau 1 de la publication de l'annexe A.

Le cas synthétique est composé de 427 points de mesure, c'est-à-dire de 427 PSD et IWC correspondants, fabriqués à partir d'éléments du catalogue de cristaux synthétiques. Les PSD mesurées durant le palier à  $-30\ ^\circ\text{C}$  du vol Darwin 9 sont utilisées pour prescrire la distribution en taille des 427 populations de cristaux synthétiques. La figure 3.4 illustre l'allure des distributions en taille moyenne et médiane calculées à partir des 427 PSD. La discontinuité du nombre de cristaux entre le bin  $1245\ \mu\text{m}$  et  $1300\ \mu\text{m}$  est due au fait que l'on passe d'un bin de  $10\ \mu\text{m}$  de large (résolution de la 2D-S) à un bin de  $100\ \mu\text{m}$  de large (résolution de la PIP). Ce phénomène, représentatif des données réelles, est conservé ici pour étudier l'impact du format des données d'entrée sur la restitution. Les PSD sont tronquées à  $2000\ \mu\text{m}$  qui est la limite supérieure de la taille disponible dans le catalogue de cristaux synthétiques. Les PSD réelles contiennent des cristaux de taille supérieure mais leur concentration est généralement trop faible pour être statistiquement fiable. En ce qui concerne les distributions de tailles, le cas synthétique présenté est donc représentatif de mesures réalisées à  $-30\ ^\circ\text{C}$  dans la partie stratiforme d'un MCS en déclin, comme nous le détaillerons dans la section 4.1.2. Chaque population est composée de cristaux de morphologies et de densités différentes, variant en fonction de la taille comme décrit dans le tableau 3.1. Lorsque plusieurs types de cristaux sont mentionnés, les bins sont remplis à parts égales de cristaux de chaque type : par exemple, il y a 50% de cylindres de rayon  $R = 30\ \mu\text{m}$  et 50% de cylindres de rayon  $R = 60\ \mu\text{m}$  dans le bin  $75 \pm 5\ \mu\text{m}$ . Pour chaque point de mesure, on associe à une PSD une

valeur de contenu total en glace, notée  $IWC_{th}$ , qui est calculée en sommant la masse théorique des cristaux utilisés pour remplir les bins de la PSD. La masse théorique de chaque cristal est calculée en multipliant le volume du cristal par la masse volumique de la glace ( $\rho_{ice}$ ) indiquée dans le tableau 3.1.

Gamme de taille $\mu\text{m}$	$\rho_{ice}$ $\text{g cm}^{-3}$	Type morphologique
10 – 55	0,917	P1c, P1d, C1e, C1g, P1a, Sph
65 – 75		Cyl_R30, Cyl_R60
85 – 305		Cyl_R30, Cyl_R60, Cyl_R90
315 – 935	0,45	C1g, P1a, Sph, $CP1a_1$ , $CP1a_2$
945 – 2000	0,001	Sph

TABLE 3.1: Cas synthétique : loi de composition des cristaux. Les codes utilisés sont présentés à la figure 3.3 et décrits dans le texte

Le choix des types de cristaux par gamme de taille est contraint par les modèles disponibles dans le catalogue de cristaux et n'est pas nécessairement représentatif des cristaux naturels en terme de morphologie. Pour ce qui est des cristaux supra-millimétriques par exemple, ni la forme sphérique ni la valeur de masse volumique de la glace ( $0,001 \text{ g/cm}^3$ ) ne sont réalistes : le choix de la forme est contraint par le fait qu'il n'y a que des sphères disponibles dans cette gamme de taille et la masse volumique anormalement faible est choisie de manière à créer des particules très légères. Comme l'indique la figure 3.5, la masse cumulée des particules de la gamme 945-1245  $\mu\text{m}$  représente en moyenne moins de 0,004% de l'IWC. La masse artificiellement faible de ces particules combinée à leur nombre faible permet ainsi de tester les limites de la méthode à restituer la masse de particules contribuant de manière négligeable au contenu total en glace. La part d'IWC portée par le bin 1300  $\mu\text{m}$  (0,015 %) est environ 10 fois supérieure à celle du bin 1245  $\mu\text{m}$  (0,0017%) du fait du changement de résolution qui augmente mécaniquement le nombre de cristaux comptés dans le bin 1300  $\mu\text{m}$  puisque sa largeur est 10 fois supérieure à celle du bin précédent. Enfin, les transitions abruptes de morphologie et de densité d'une gamme de taille à une autre ne sont probablement pas représentatives de conditions naturelles. Elles conduisent à des discontinuités franches dans la variation de la masse en fonction de la taille, comme le montre la figure 3.6c sur laquelle la masse moyenne théorique des cristaux de chaque bin (moyenne des masses théoriques des cristaux contenus dans chaque bin) est représentée avec des symboles  $\blacklozenge$ . Ce choix est fait pour évaluer la capacité de la méthode de restitution à capturer ces discontinuités malgré la fonction de régularisation qui favorise une courbe lissée.

### 3.3.2 Études des performances et limitations de la méthode

La restitution des masses discrétisées est faite en inversant le problème formé à partir de la matrice des PSD (427 lignes, 131 colonnes) et du vecteur d' $IWC_{th}$  correspondant pour des valeurs de  $\lambda$  comprises entre  $10^{-9}$  (problème faiblement régularisé) et 10 (problème fortement régularisé). Les résultats sont présentés sur la figure 3.6. La valeur optimale du paramètre de régularisation ( $\lambda_{opt} = 10^{-3}$ ) est obtenue par lecture graphique à partir de la courbe en L donnée dans la figure 3.6a. La relation  $m - D$  restituée pour  $\lambda = \lambda_{opt}$  (symboles +), superposée aux valeurs théoriques (symboles  $\blacklozenge$ ), est donnée à la figure 3.6c. On notera au passage que l'échelle logarithmique utilisée ne fait pas apparaître les masses de valeurs

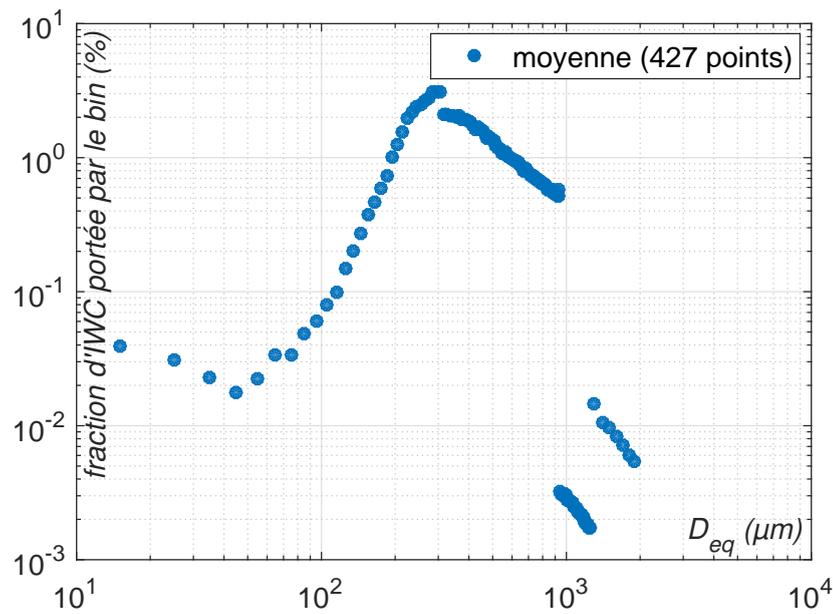


FIGURE 3.5 : Répartition moyenne de l'IWC bin par bin

négligées restituées dans certains bins. Ce problème est abordé au paragraphe suivant. La figure 3.6b confirme le bon fonctionnement global de la minimisation puisque la comparaison point par point des valeurs d'IWC calculées ( $IWC_{calc}$ ) à partir des PSD et de la relation  $m - D$  restituée aux valeurs théoriques ( $IWC_{th}$ ) obtenues en sommant la masse réelle des cristaux utilisés à chaque point de mesure indique une très bonne corrélation.

La technique de détermination du paramètre de régularisation est assez subjective : dans le cas présenté, une suite géométrique de plusieurs  $\lambda$  est utilisée et  $\lambda_{opt} = 10^{-3}$  est identifié comme formant le coin de la courbe. Plusieurs valeurs telles que  $10^{-3} \leq \lambda \leq 10^{-2}$  pourraient être choisies comme valeur optimale, conduisant à des valeurs de masses restituées différentes. Pour illustrer l'impact du choix de  $\lambda$ , les valeurs discrétisées de la masse volumique effective<sup>3</sup> calculées pour  $\lambda = 10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$  sont présentées sur la figure 3.7a : la zone ombrée délimite l'enveloppe de valeurs restituées pour  $\lambda = 10^{-4}$  et  $\lambda = 10^{-2}$ . Cette incertitude sur la valeur de  $\lambda_{opt}$  est prise en compte pour déterminer l'intervalle d'incertitude sur les masses discrétisées lié à la méthode. Sur cette figure, on voit que les valeurs obtenues pour  $\lambda = \lambda_{opt}$  (symboles +) sont très proches des valeurs théoriques (symboles ♦) pour  $D_{eq} \geq 115 \mu m$  et les discontinuités résultant du changement brutal de la morphologie des cristaux sont bien capturées. Pour  $D_{eq} \leq 115 \mu m$ , les valeurs restituées sont très différentes du résultat attendu, en particulier sur la gamme de taille 10-55  $\mu m$  où le plateau autour de  $0,77 \text{ g/cm}^3$  n'est pas reproduit. Pour ces bins, la solution est lisse et peu fidèle aux données, elle semble déterminée par le terme de régularisation plus que par le terme de moindre carré. La forte dépendance des valeurs restituées à la valeur de  $\lambda$  confirme cela. Notons au passage que la masse volumique effective d'une particule peut excéder la masse volumique de la glace qui la constitue, comme le montre les valeurs théoriques obtenues pour les cristaux cylindriques entre 65 et 115  $\mu m$  : ainsi la masse volumique effective théorique moyenne du bin  $65 \pm 5 \mu m$  vaut  $1,65 \text{ g/cm}^3$ , valeur nettement supérieure à la valeur de

3.  $\rho_{eff}$  est calculée bin par bin en divisant la masse restituée pour un bin ( $m_i$ ) par le volume qu'aurait une sphère de diamètre égal au centre du bin ( $D_i$ ), selon l'équation 1 présentée dans l'introduction.

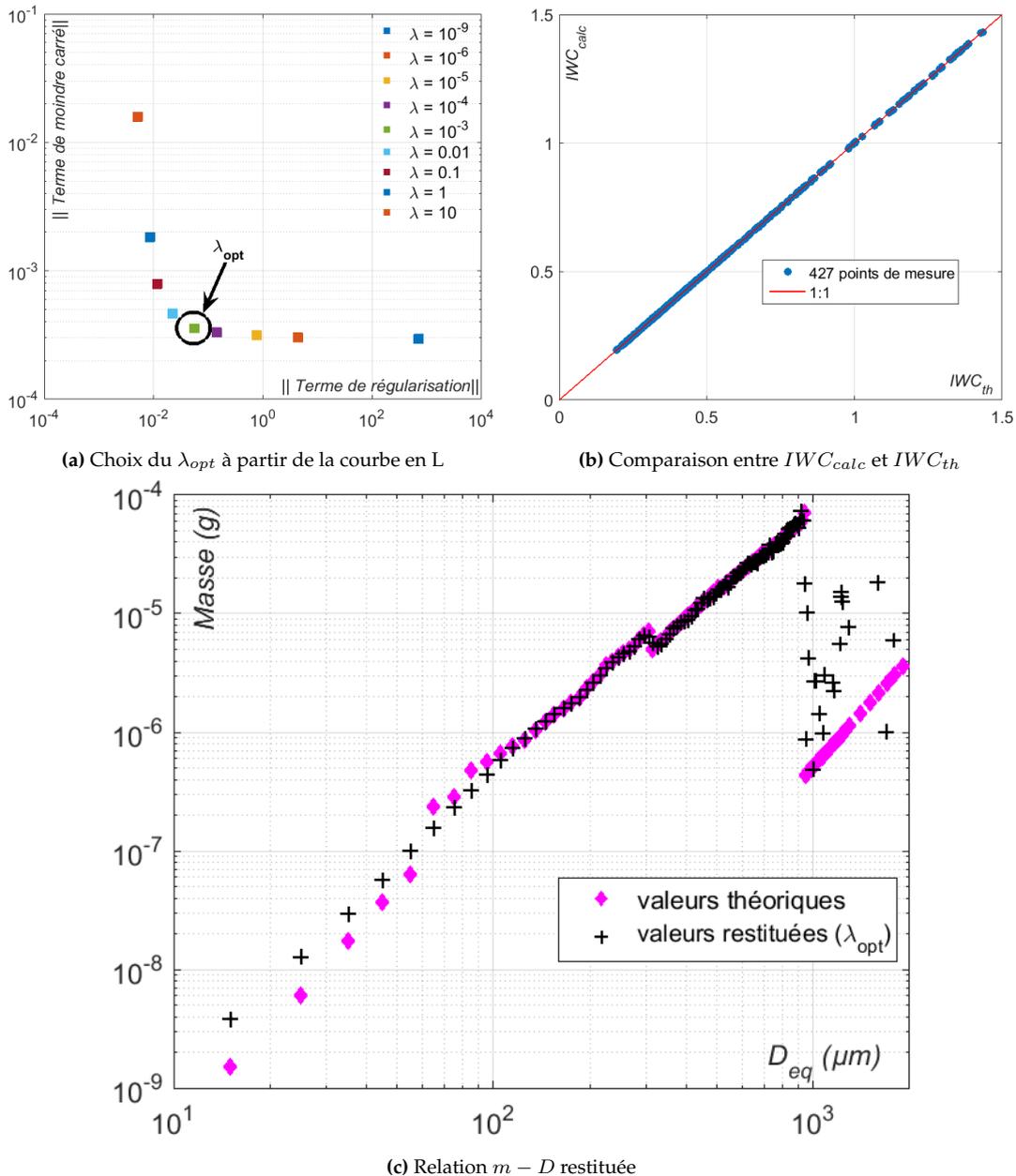


FIGURE 3.6 : Résultats de la restitution des masses discrétisées d'une population de cristaux synthétiques par l'approche « problème inverse »

0,917 g/cm<sup>3</sup> qui est prescrite. Cela s'explique par 1) le volume<sup>4</sup> considéré dans la définition de la masse volumique effective et 2) l'utilisation d'un paramètre de taille qui ne caractérise pas fidèlement le volume des particules (ici  $D_{eq}$ ) et cela illustre que la masse volumique effective est une grandeur statistique plus que physique.

Sur la gamme de taille supérieure ( $D_{eq} \geq 945 \mu\text{m}$ ), la solution oscille autour de la valeur de masse volumique effective théorique (environ 0,001 g/cm<sup>3</sup> puisque le volume est sphérique). Comme le montre la figure 3.7b, les masses restituées 1) peuvent prendre des valeurs

4. En prenant l'exemple d'une particule cylindrique de rayon R et de hauteur L constituée de glace de masse volumique 0,917 g/cm<sup>3</sup> et vue selon une direction perpendiculaire à sa base cylindrique, il est facile de montrer que sa masse volumique effective dépasse 1 g/cm<sup>3</sup> dès que  $L/D \geq 4/3$

négligentes et 2) sont en valeur relative assez éloignées des valeurs attendues sur la gamme 945-1245  $\mu\text{m}$ . Le point 1) tient au fait que le poids donné à la régularisation ne permet pas de totalement amortir les oscillations résultant du bruit dans les données d'entrée. L'approche de résolution du problème inverse retenue, basée sur une minimisation sans contrainte avec fonction de régularisation, montre ici ses limites et d'autres approches basées sur l'utilisation d'algorithmes d'optimisation sous contraintes par exemple pourraient imposer la stricte positivité.

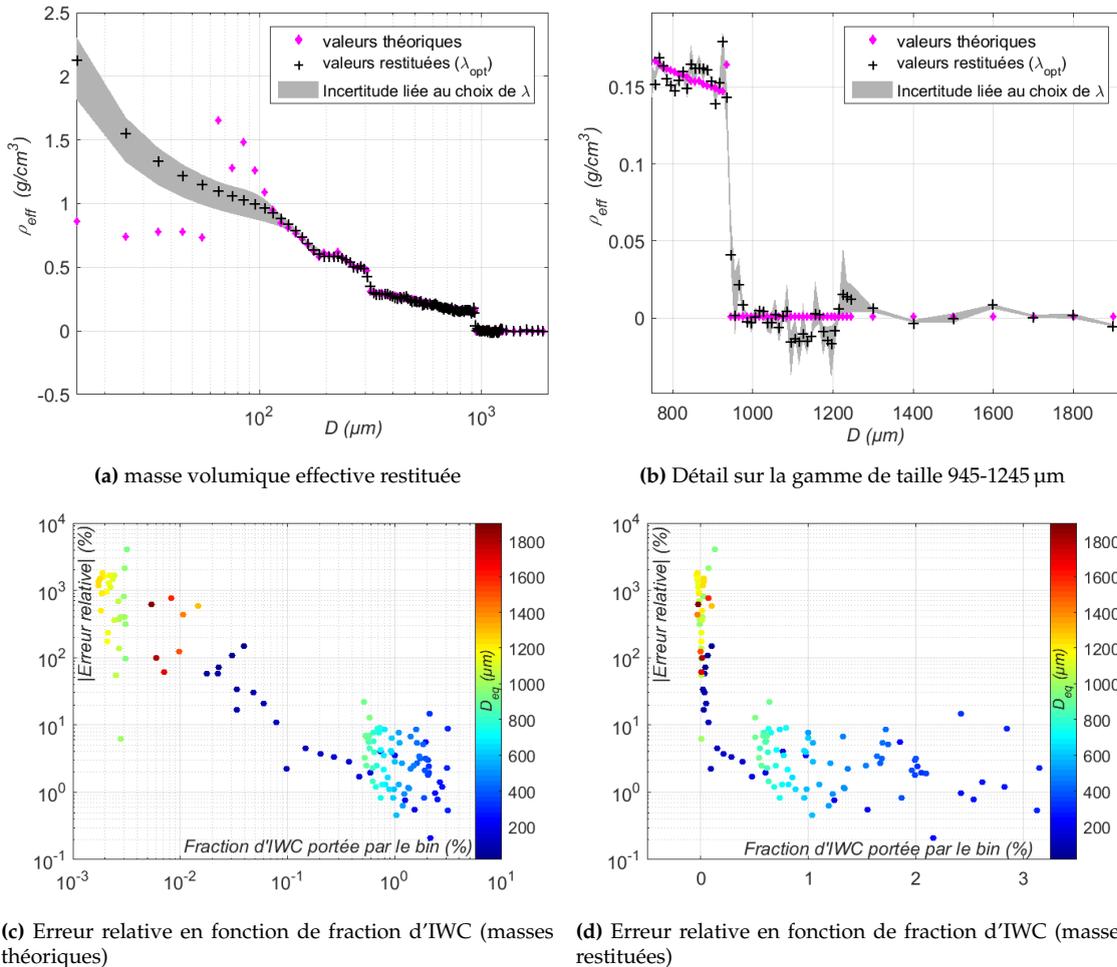


FIGURE 3.7 : Évaluation de la qualité de la restitution sur cas synthétique : masse volumique effective

L'utilisation du jeu de données synthétiques prend tout son sens avec la figure 3.7c dans laquelle l'erreur relative est tracée en fonction de la fraction de glace portée par chaque bin, avec le diamètre du centre de bin codé par la couleur. Sur cette figure, la fraction d'IWC portée par chaque bin est calculée à partir de la masse théorique moyenne du bin. L'erreur relative, calculée bin par bin en comparant masse volumique effective restituée et théorique, a une tendance nette à décroître lorsque la contribution massique moyenne augmente. L'erreur relative qui est nettement supérieure à 100% sur la gamme 945-1245  $\mu\text{m}$  diminue et devient inférieure à 10% dès que la contribution massique du bin dépasse 0,1% de la valeur d'IWC. Le critère de convergence utilisé dans la méthode de restitution est basé sur l'IWC et la recherche s'arrête dès que les masses discrétisées obtenues produisent un contenu total en glace suffisamment proche de la valeur mesurée pour chaque point de mesure. L'optimisation portant sur un critère global, il est possible que le critère de convergence soit atteint

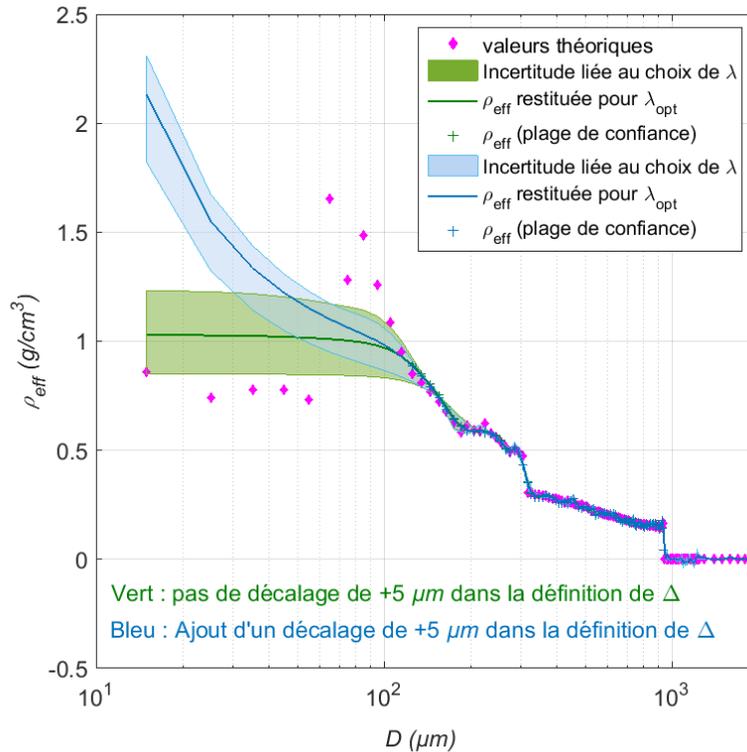


FIGURE 3.8 : Répartition moyenne de l'IWC bin par bin

alors que localement des valeurs de masse ne sont pas correctement reconstruites. Cette limitation de la méthode amène à considérer qu'il faut définir un critère de confiance pour pouvoir identifier là où la méthode restitue des masses très incertaines lors de l'analyse des données réelles. Le seuil de 0,1% mentionné ici n'est valable en principe que pour ce cas théorique. Dans la pratique, la masse théorique des cristaux n'est pas connue : il est donc difficile de définir un critère de confiance basé sur la fraction d'IWC portée par chaque bin, sans avoir recours aux masses restituées elles-mêmes. Sur la figure 3.7d, l'erreur relative entre masse volumique effective restituée et théorique est tracée en fonction du poids de chaque bin calculé à partir des masses restituées. On peut noter que la contribution négative de certains bins, conséquence directe de la restitution de masses négatives, reste en valeur absolue faible (bien inférieure à 0,1 %) et que l'erreur relative est en générale inférieure à 10% dès que la contribution du bin à l'IWC dépasse 0,15%. Le fait que la valeur du seuil soit du même ordre de grandeur que celle trouvée précédemment montre bien que lorsque l'information portée par le bin a du poids dans l'équation, la méthode restitue une valeur de masse très proche de celle attendue. Sur la base de ce constat, nous utiliserons donc dans la suite les valeurs de masse restituées dans le calcul du critère de confiance et fixons à 0,2% la fraction d'IWC portée par le bin pour que la masse restituée soit considérée comme fiable.

Comme mentionné dans la section 3.2.2, la définition de la régularisation est subjective. Dans la figure 3.8, l'influence du décalage de  $+5 \mu\text{m}$  ajouté dans la définition de la matrice de pondération  $\Delta$  est évaluée. La couleur bleu représente les résultats décrits précédemment.

Les valeurs associées à un critère de confiance supérieur à 0,2 % sont représentées par des symboles + : la plage de confiance couvre l'intervalle de taille 125-925  $\mu\text{m}$ . En dehors de cet intervalle, les valeurs restituées sont donc considérées comme peu fiables. Les courbes

de couleur **verte** représentent la masse volumique effective restituée sans ajout du décalage de  $+5\ \mu\text{m}$  dans la définition des éléments de la matrice  $\Delta$ . La différence entre les deux restitutions est particulièrement marquante pour les 10 premiers bins où la nouvelle régularisation produit des valeurs de masse volumique effective quasiment constantes et très proches de la valeur prescrite dans la définition de  $\Delta$ . Les valeurs restituées sans l'offset sont plus proches des valeurs théoriques pour les 5 premiers bins, suggérant une restitution plus fidèle aux données expérimentales. Cet effet est purement fortuit : sur cet intervalle où la fraction d'IWC portée par les bins est négligeable, les valeurs restituées sont essentiellement déterminées par la minimisation du terme de régularisation qui dans le cas d'une régularisation sans offset tend à prescrire une masse volumique effective proche de celle attendue. Cet exemple permet d'illustrer la sensibilité des valeurs restituées à la régularisation et l'influence du choix de la fonction de régularisation sur les résultats. Ce constat est à pondérer par le fait que l'intervalle de taille considéré est hors de la plage de confiance de la méthode : à l'intérieur de la plage de confiance ( $125\text{-}925\ \mu\text{m}$ ) où les données expérimentales ont un poids non négligeable dans la fonction coût, les valeurs restituées avec une confiance raisonnable (symboles  $+$  et  $+$ ) sont elles parfaitement comparables quelle que soit la régularisation appliquée. Malgré l'apport discutable de cet offset de  $+5\ \mu\text{m}$ , nous continuerons de l'utiliser dans ce qui suit pour rester en conformité avec la méthode telle qu'elle a été initialement publiée (voir annexe A).

### 3.4 Application de la méthode à des données réelles et comparaison avec l'approche loi puissance

Pour clore ce chapitre, nous allons comparer la méthode développée dans la section 3.2 à une méthode basée sur l'hypothèse de loi puissance pour évaluer les bénéfices de l'approche problème inverse. Ce travail reprend une étude comparative présentée à la conférence AIAA (session *Fundamentals of Engine Ice Crystal Icing, 9th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, 2017 AIAA Aviation and Aeronautics Forum and Exposition*). Nous ne présentons ici que les résultats et le lecteur est invité à lire l'article de conférence donné dans l'annexe B qui précise la méthodologie suivie et détaille les adaptations réalisées.

La méthode A, développée au laboratoire dans le cadre du projet HAIC, est basée sur une approche loi puissance (FONTAINE et al., 2014; LEROY et al., 2016b). La méthode B, développée dans le cadre de cette thèse, est basée sur l'approche problème inverse.

#### 3.4.1 Restitution de la masse et de la masse volumique effective

Les deux techniques de restitution ont été appliquées aux points de mesure<sup>5</sup> du vol Darwin #16. L'objectif étant de mettre en évidence qualitativement les différences entre deux approches de la question des lois  $m-D$ , les considérations citées précédemment (tri des données pour favoriser l'homogénéité des propriétés microphysiques, sélection d'un intervalle de taille où les données ont du poids et application du critère de confiance, détermination de l'incertitude liée au choix de  $\lambda$ ) ne sont pas appliquées dans cette section.

##### Relation $m - D$

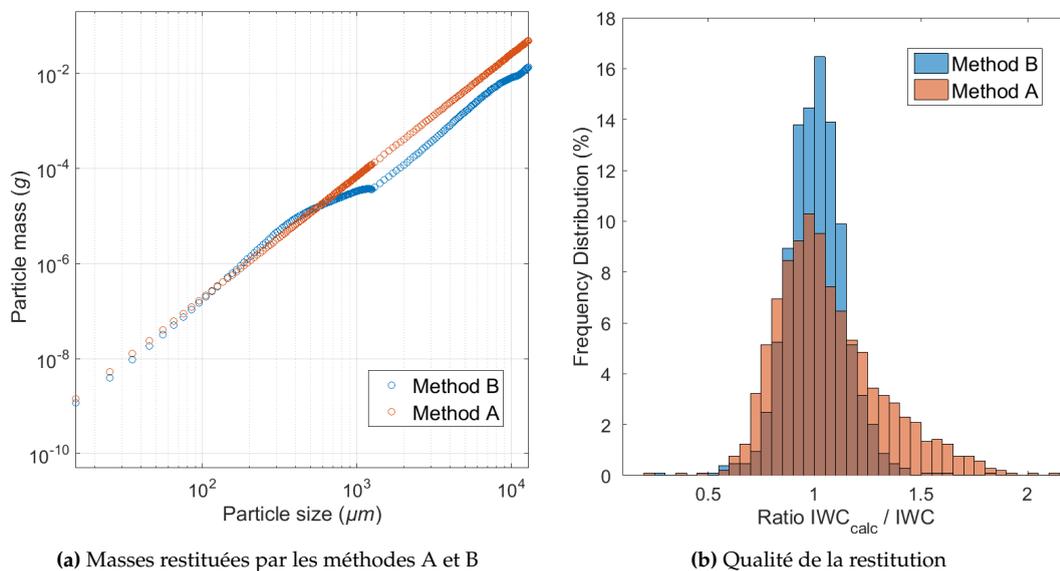


FIGURE 3.9 : Comparaison entre l'approche "loi puissance" (méthode A) et "problème inverse" (méthode B)

La figure 3.9 présente les résultats de la comparaison. Les masses restituées par les deux méthodes sont tracées en fonction de la taille en échelle logarithmique. La méthode A produit sans surprise une droite (la relation moyenne restituée pour ce vol est

5. Dans cette étude comparative et contrairement à ce qui est présenté dans la section 2.3.2, les valeurs d'IWC mesurées sont obtenues en faisant l'hypothèse d'un air saturé par rapport à la glace. À  $-37^\circ\text{C}$ , la différence entre les deux traitements est négligeable.

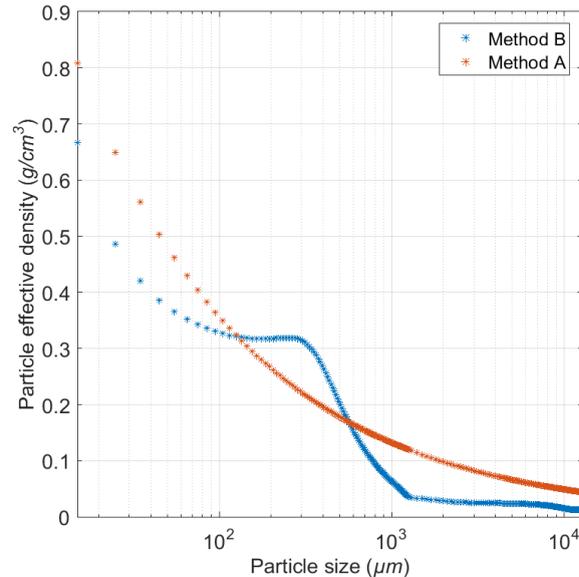


FIGURE 3.10 : Masse volumique effective restituée par les méthodes A et B

$m = 0,0257D_{eq}^{2,569}$ ) alors que deux régimes distincts apparaissent dans la courbe produite par la **méthode B**. Pour les particules de petites tailles ( $D_{eq} < 300 \mu\text{m}$ ), les deux méthodes produisent des résultats comparables, quoique la pente restituée sur cet intervalle par la **méthode B** soit légèrement plus forte. Les valeurs restituées sur l'intervalle 100-200  $\mu\text{m}$  sont quasiment identiques. Entre 300  $\mu\text{m}$  et 1300  $\mu\text{m}$ , on note une transition des masses discrétisées vers un second régime où les particules les plus grandes semblent avoir des propriétés massiques bien différentes des particules submillimétriques. Dans ce second régime, au-delà de 1300  $\mu\text{m}$ , les masses restituées par la **méthode B** sont inférieures d'un facteur 3 à celles restituées par la **méthode A**. La qualité de la restitution peut être évaluée indirectement en comparant point par point la valeur d'IWC calculée à partir de la PSD et des masses restituées ( $IWC_{calc}$ ) à celle mesurée par l'IKP-2 ( $IWC$ ). La distribution statistique du rapport  $IWC_{calc}/IWC$  est calculée pour les 1051 points de mesure du vol et tracée sur la figure 3.9b. Comme le montrent les histogrammes, les deux distributions sont centrées autour de 1 mais la **méthode A** tend à produire des valeurs légèrement surestimées (la moyenne de ces rapports vaut 1,07) alors que les valeurs d'IWC sont en général mieux reproduites par la **méthode B** (histogramme plus étroit, biais inférieur à 1%). Le calcul de la moyenne des erreurs relatives prise en valeur absolue,  $MAPE (\%) = \frac{100}{P} \cdot \sum_P \frac{|IWC_{calc} - IWC|}{IWC}$ , permet de confirmer cette observation : la MAPE calculée pour la **méthode B** (10,5 %) est presque divisée par 2 comparée à la valeur trouvée pour la **méthode A** (19,3 %).

### Masse volumique effective

Dans le cas de la **méthode A** où la forme de la relation  $m - D$  est imposée, la masse volumique effective se calcule analytiquement par  $\rho_{eff} = \frac{6\alpha}{\pi} D^{\beta-3}$ . À l'inverse, la recherche de masses discrétisées pouvant varier indépendamment les unes des autres permet de moins contraindre la recherche et de mieux restituer les propriétés des particules de glace naturelles. C'est ce qui est observé dans la figure 3.10 où la masse volumique effective est tracée en fonction de la taille des particules. La différence entre les courbes produites par les deux méthodes est frappante : contrastant avec la décroissance régulière de la **méthode A**, deux régimes distincts apparaissent sur la courbe de la **méthode B**, comme déjà discuté dans la figure 3.9a. La masse volumique effective restituée par la **méthode A** varie de 0,81 g/cm<sup>3</sup>

pour les particules de  $15\ \mu\text{m}$  à  $0,044\ \text{g}/\text{cm}^3$  pour celle de  $12,8\ \text{mm}$ . Si l'on exclut de l'analyse les valeurs restituées pour la **méthode B** sur l'intervalle  $15\text{-}105\ \mu\text{m}$  (la contribution de ces bins à l'IWC est généralement faible, comme nous le verrons dans le chapitre 4), nous constatons que la masse volumique effective restituée par la **méthode B** est nettement plus élevée que celle produite par la **méthode A** sur l'intervalle  $150\text{-}500\ \mu\text{m}$  puis nettement plus faible au delà de  $700\ \mu\text{m}$ , les deux méthodes prédisant une masse volumique effective de  $0,17\ \text{g}/\text{cm}^3$  pour les particules de  $565\ \mu\text{m}$ .

### 3.4.2 Restitution des diamètres médians massiques

Le diamètre médian massique (noté MMD, de l'anglais *Median Mass Diameter*) est une taille caractéristique, utilisée en particulier par l'industrie aéronautique, qui permet de décrire à l'aide d'un seul paramètre la distribution de masse au sein d'une population de particules. Pour une population de cristaux de taille allant de  $D_1$  à  $D_N$ , ce diamètre est défini à partir de la distribution cumulée des masses comme le diamètre en dessous duquel les cristaux portent 50% de la masse totale de glace, les cristaux de taille supérieure à ce diamètre portant l'autre moitié du contenu total en glace.

$$MMD \in [D_1 \dots D_N] \text{ tel que } \sum_{i=D_1}^{MMD} m_i \times D_i = \sum_{i=MMD}^{D_N} m_i \times D_i = 1/2 IWC_{calc} \quad (3.12)$$

La figure 3.11a présente la corrélation entre les MMD obtenus par les deux méthodes. Dans cette figure, la couleur code le nombre d'occurrences pour chaque couple de valeurs. On note que les valeurs produites par l'**approche problème inverse** sont quasiment toutes inférieures aux valeurs déduites par l'**approche loi puissance** et la différence s'amplifie lorsque la valeur de MMD augmente. Ainsi les MMD restitués entre  $700\text{-}900\ \mu\text{m}$  par la **méthode A** sont estimés entre  $400\text{-}600\ \mu\text{m}$  avec la **méthode B**. Si les résultats sont quantitativement différents, les tendances restent similaires comme le montre la figure 3.11b où sont tracés les MMD restitués en fonction de l'IWC. Sur cette figure, un troisième groupe de points est rajouté : il s'agit des valeurs de MMD calculées à partir de la méthode originale publiée dans LEROY et al. (2016b) d'où est adaptée la **méthode A**. Comme décrit dans la section 3.1.1, la méthode décrite dans LEROY et al. (2016b) est basée sur l'hypothèse d'une loi puissance mais offre la possibilité de restituer de manière dynamique une loi  $m - D$  pour chaque point de mesure. Cette méthode est donc plus à même de restituer la variabilité des propriétés microphysiques qu'une relation moyennée sur tout le vol. On note sur ce graphique que le MMD a tendance à diminuer dans les zones à fort contenu en glace, quelle que soit la méthode de restitution choisie. Les valeurs statistiques calculées à partir des MMD restitués selon les trois méthodes sont synthétisées dans le tableau 3.2.

Méthode	minimum	25 <sup>ième</sup> perc.	médiane	moyenne	75 <sup>ième</sup> perc.	maximum
Leroy 2016	150	379	430	458	534	873
<b>Méthode A</b>	175	375	445	470	555	905
<b>Méthode B</b>	195	345	375	380	415	595

TABLE 3.2: Statistiques sur les MMD (en  $\mu\text{m}$ ) restitués par trois méthodes à partir des données du vol Darwin #16.

Pour les données du vol Darwin #16 pris en exemple dans cette section, les résultats montrent que la moitié du contenu en glace est en général porté par des cristaux de quelques centaines de microns : la méthode développée dans cette thèse permet de calculer un MMD

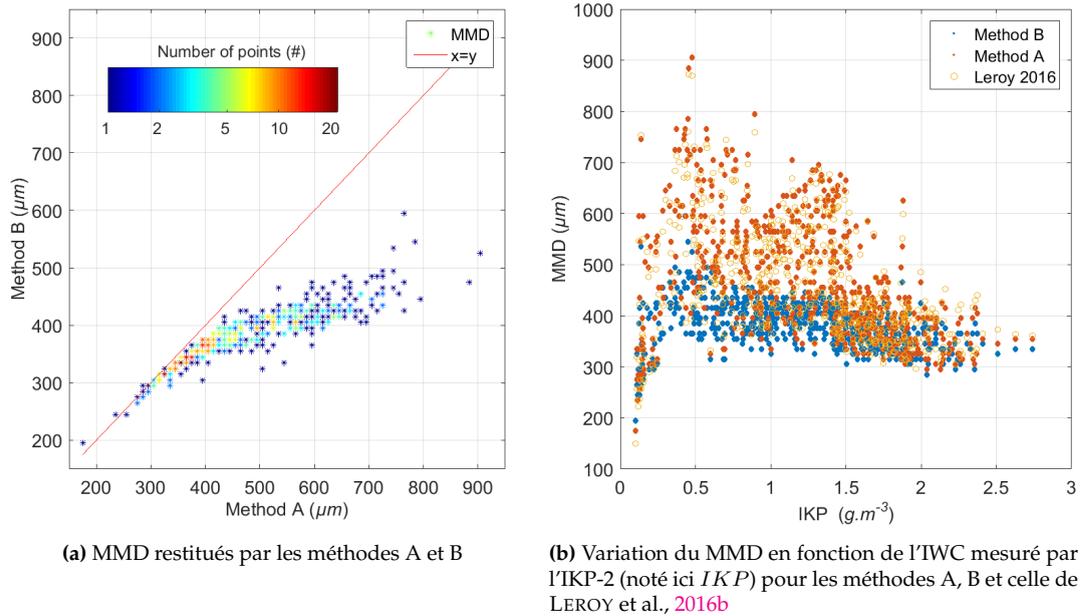


FIGURE 3.11 : Comparaison des MMD restitués par l'approche « loi puissance » (méthode A) et « problème inverse » (méthode B)

moyen de  $380 \mu\text{m}$  ( $458 \mu\text{m}$  selon LEROY et al. (2016b)) et les deux approches permettent de conclure que la part du contenu en glace portée par les cristaux de taille  $D < 100 \mu\text{m}$  ou  $D > 1 \text{ mm}$  est négligeable. La moyenne des MMD restitués avec l'approche problème inverse (méthode B) est inférieure de 17% à celle obtenue avec la méthode LEROY et al. (2016b). Cette étude comparative nous permet de remarquer que le choix de la technique de restitution a un fort impact sur les résultats restitués, toutes choses étant égales par ailleurs.

Pour caractériser expérimentalement les propriétés massiques des cristaux de glace composant les nuages, de nombreuses relations entre  $m - D$  ou  $\rho_{eff} - D$  ont été établies à partir d'observations in situ. L'analyse de la bibliographie scientifique contemporaine (une cinquantaine d'études publiées depuis les années 1930) permet de retracer l'évolution des moyens instrumentaux et méthodologiques mis en œuvre pour traiter de la question des relations  $m - D$ . De cette analyse se dégage une limitation méthodologique – l'hypothèse de loi puissance appliquée à des populations microphysiquement hétérogènes et couvrant une large gamme de tailles – que nous proposons de lever à l'aide d'une approche novatrice.

Cette nouvelle approche repose sur une formulation « problème inverse » qui permet de déterminer un vecteur de masses discrétisées sur la gamme de taille à partir d'observations in situ existantes. La méthode de restitution développée durant cette thèse permet d'établir des relations  $\rho_{eff} - D$  à même de capturer d'éventuelles hétérogénéités microphysiques qui s'expriment au travers de la masse volumique effective et de ses variations en fonction de la taille. On peut donc affirmer que contraindre la recherche des relations  $m - D$  à une loi puissance n'est pas nécessaire, d'autant que cette hypothèse peut masquer l'expression des processus microphysiques. Le développement de cette méthode de restitution constitue le premier résultat de cette thèse. Cette méthode est de plus particulièrement adaptée aux observations réalisées dans la convection profonde où les processus microphysiques de croissance s'expriment de manière sélective sur certaines gammes de tailles, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

## Chapitre **4**

# De la convection profonde à l'enclume cirriforme : étude des processus gouvernant l'évolution de la phase glace par l'analyse des propriétés physiques et microphysiques des cristaux

### Sommaire

---

4.1	Étude des distributions de tailles des cristaux observées entre $-30^{\circ}\text{C}$ et $-50^{\circ}\text{C}$ . . . . .	98
4.1.1	Méthode d'analyse des distributions de tailles . . . . .	99
4.1.2	Variabilité horizontale des PSD : différence entre les zones convectives et les zones stratiformes . . . . .	102
4.1.3	Interprétation de la variabilité des PSD en terme de processus microphysiques . . . . .	109
4.1.4	Conclusions sur l'étude des PSD . . . . .	117
4.2	Restitution des relations $\rho_{eff} - D$ des particules de glace : étude de l'influence du processus de croissance dominant . . . . .	119
4.2.1	Croissance par dépôt de vapeur dans la convection profonde : restitution de la masse volumique effective de cristaux de glace submillimétriques . . . . .	119
4.2.2	Croissance par agrégation dans l'enclume stratiforme : masse volumique effective des agrégats supra-millimétriques . . . . .	136
4.2.3	Mise en évidence indirecte de l'effet du givrage sur la masse volumique effective . . . . .	141
4.2.4	Conclusion sur l'étude des propriétés massiques en fonction du processus microphysique dominant . . . . .	153
4.3	Vers une paramétrisation de la masse volumique de la glace en fonction des conditions environnementales . . . . .	155
4.3.1	Stratification apparente des propriétés massiques au sein d'un MCS . . . . .	155
4.3.2	Variabilité de la relation $\rho_{eff} - D$ en fonction de la température . . . . .	165

---

Le terme MCS regroupe plusieurs classes de systèmes convectifs présentant divers degrés d'organisation interne allant de l'amas de cumulonimbus individuels au cyclone tropical. Un MCS n'est pas un système nuageux homogène : les observations radar révèlent l'existence de zones « convectives » et « stratiformes » aux caractéristiques dynamiques très distinctes (p.ex. HOUZE, 2004; CETRONE et HOUZE, 2009) dans lesquelles les propriétés microphysiques sont différentes (STITH et al., 2004; LAWSON et al., 2010; BOUNIOL et al., 2010, pour n'en citer que quelques unes). C'est cette **inhomogénéité microphysique que nous allons documenter à présent depuis l'analyse des propriétés microphysiques observées en différentes régions des MCS tropicaux échantillonnés durant les campagnes HAIC-HIWC.**

La section 4.1 présente une étude portant sur la **variabilité horizontale des distributions de tailles**. Cette variabilité est décrite en fonction de l'environnement nuageux et interprétée en termes de processus microphysiques. Dans la section 4.2, nous étudierons **l'influence des processus microphysiques de croissance sur les propriétés massiques** (relations  $\rho_{eff} - D$ ) à partir d'études de cas. Dans la section 4.3, les données sont traitées de façon plus systématique afin de faire ressortir **la stratification des propriétés massiques dans l'épaisseur des MCS**, tendance observée à partir de l'analyse des relations  $\rho_{eff} - D$  restituées par paliers de température sur l'ensemble du jeu de données HAIC-HIWC.

#### 4.1 Étude des distributions de tailles des cristaux observées entre $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$

Comme présenté dans la section 3.2.1, **la restitution de la masse des cristaux suppose de pouvoir trier le jeu de données en sous-ensembles homogènes** afin que les propriétés restituées soient les plus représentatives possible des cristaux observés. Ce tri suppose l'identification d'observables (quantités mesurées, de préférence calculables par les modèles comme la sursaturation, la vitesse verticale de la masse d'air) permettant de différencier les populations de cristaux. L'analyse de l'ensemble des distributions de tailles de cristaux collectées durant les campagnes HAIC-HIWC mène à un premier constat : **les PSD sont très variables, y compris au sein d'un même système.**

Pour illustrer ce propos, la figure 4.1 présente quatre PSD (numérotées A, B, C et D) mesurées à différents endroits du MCS échantillonné à  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  durant le vol Darwin #6. L'image satellite de la température de brillance du système, le profil vertical de la vitesse Doppler verticale mesurée par RASTA et les séries temporelles de température et d'IWC sont fournis pour contextualiser la mesure. La comparaison entre deux cas extrêmes, la PSD A mesurée dans la convection où l'IWC atteint  $2,67\text{ g/m}^3$  et la PSD D mesurée aux bords du nuage où l'IWC est dix fois inférieur, pourrait laisser penser que la concentration des cristaux augmente dans toutes les gammes de tailles lorsque le contenu en glace augmente. Cependant, les PSD B et C invitent à nuancer ce propos : on voit par exemple que la concentration en cristaux de plus de  $800\text{ }\mu\text{m}$  de la PSD C est très nettement supérieure à celle de la PSD A pour un contenu en glace inférieur.

Des travaux antérieurs, visant à proposer une explication microphysique à la bimodalité des PSD observées dans différents types de nuages (PSD de type D dans notre exemple), ont montré que **les processus de dépôt de vapeur et d'agrégation ont une influence ciblée sur des parties distinctes du spectre** (MITCHELL et al., 1996; FIELD, 2000). FIELD et HEYMSFIELD (2003) constatent que les processus de production de glace (nucléation, et/ou fragmentation) ainsi que le mode de croissance par **dépôt de vapeur** gouvernent l'évolution du spectre sur la gamme des **petites tailles** alors que c'est **l'agrégation** qui contrôle

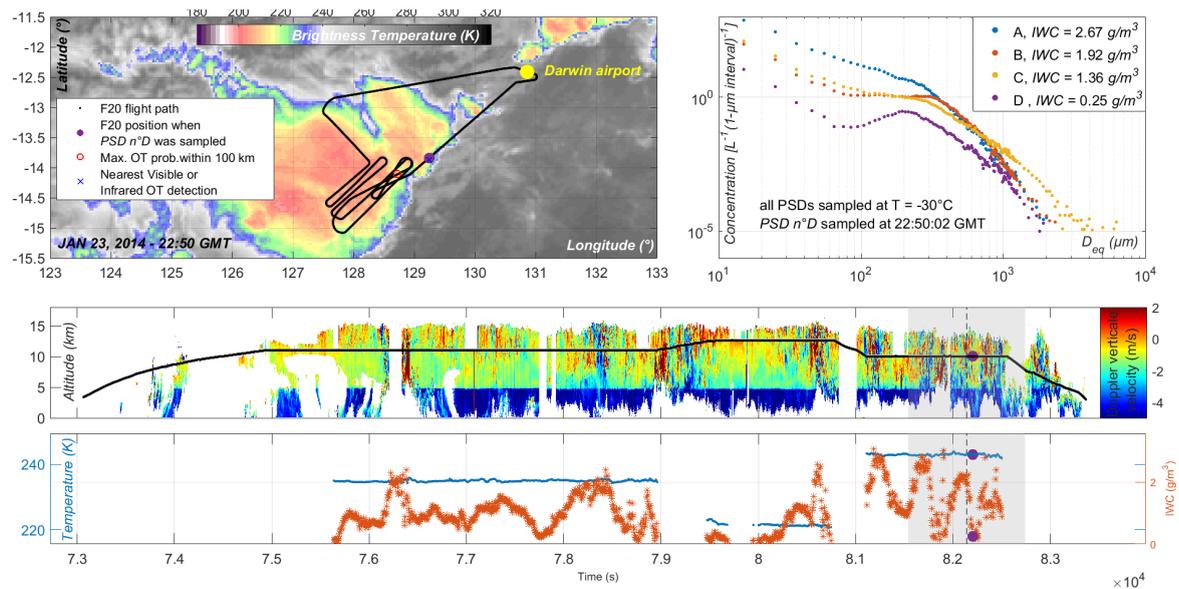


FIGURE 4.1 : Variabilité des PSD : exemple avec 4 PSD collectées à  $-30^{\circ}\text{C}$  dans différentes régions de l'enclume Darwin #6. Les séries temporelles précisent les caractéristiques – dynamique (profil de vitesse Doppler verticale), microphysique (IWC) et thermodynamique (température) – observées durant tout le vol

l'évolution des concentrations des particules de **grandes tailles**. Or nous avons vu dans le chapitre 1 que ces différents processus microphysiques contribuent, parfois simultanément, à la croissance des particules de glace dans les MCS et que ces mécanismes tendent à produire des cristaux aux propriétés géométriques, et donc massiques, bien différentes.

Plusieurs questions se posent alors : 1) **est-ce que les variations de concentration** observées d'une gamme de tailles à une autre dans les PSD du jeu de données HAIC-HIWC **peuvent s'expliquer par ces mécanismes microphysiques**? 2) **Peut-on alors utiliser les PSD comme observables pour identifier ces processus susceptibles de conditionner les propriétés massiques des cristaux** et trier les données HAIC-HIWC en sous-ensembles homogènes du point de vue de la microphysique? 3) Et par suite, **peut-on identifier une relation entre les caractéristiques microphysiques du spectre dimensionnel et les caractéristiques dynamiques et thermodynamiques de l'environnement** dans lequel il est mesuré?

Dans ce cadre, un travail d'analyse des PSD mesurées dans les MCS tropicaux, qui représentent la distribution de tailles de particules échantillonnées pendant 5 s de vol (soit environ 1 km), a été réalisé avec pour objectif de déceler la signature de certains processus microphysiques. Annexe à la problématique principale de cette thèse qui porte sur la caractérisation de la masse des particules, ce travail permet de s'intéresser au moins qualitativement aux processus microphysiques qui sont à l'œuvre dans les MCS.

#### 4.1.1 Méthode d'analyse des distributions de tailles

##### Analyse des PSD par gamme de tailles

La recherche visuelle, vol par vol, de corrélations entre particularités des PSD (présence d'un pic de concentration bien défini autour de quelques centaines de microns par exemple) et localisation de la mesure par rapport à la convection indique clairement que les PSD de type D sont généralement observées loin des zones convectives alors que les PSD de type

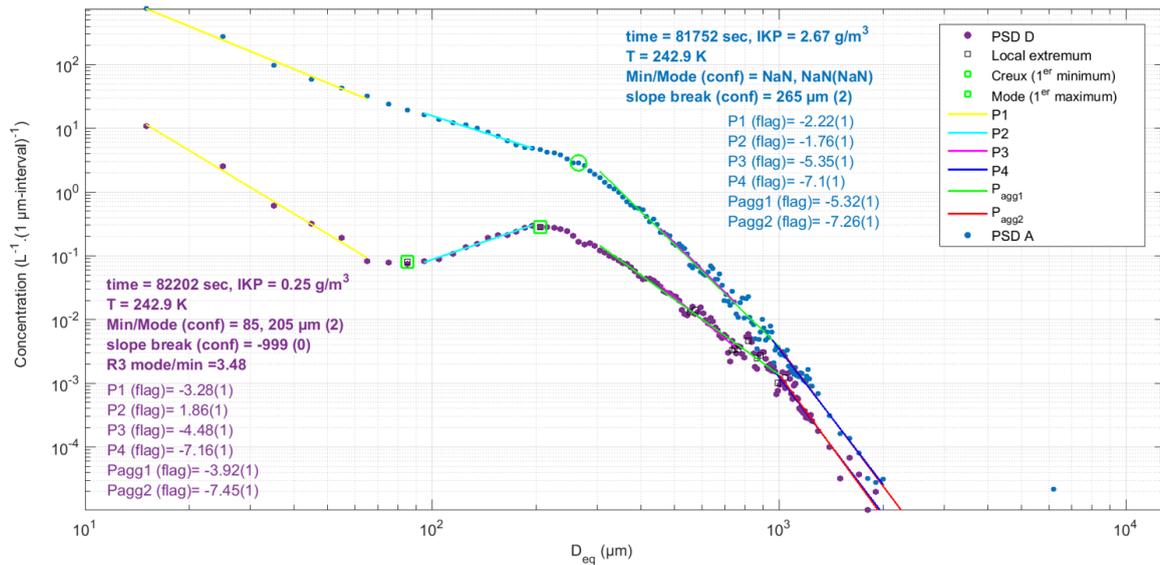


FIGURE 4.2 : Identification automatique de descripteurs quantitatifs des PSD : application de l'analyse automatique aux PSD A et D de la figure précédente

A sont caractéristiques des zones convectives. Pour étayer cette observation, les PSD ont été analysées de manière systématique en utilisant une approche essentiellement géométrique illustrée dans la figure 4.2.

Tout d'abord les concentrations sont normalisées par la largeur de bin et tracées en fonction du centre des bins sur échelle logarithmique. Le spectre est décomposé en sous intervalles de taille et la pente de la PSD est calculée sur chaque sous intervalle par régression linéaire (ce qui revient à modéliser les tronçons de PSD par des lois puissances). Les gammes de tailles retenues sont présentées dans la table 4.1 et les segments de droite sont représentés en couleur sur la figure 4.2. Sur cette figure, les résultats de l'analyse automatique des PSD A et D sont présentés pour servir de support visuel à la description des paramètres calculés : on voit par exemple que la pente  $P_2$  vaut  $-1.76$  sur la PSD A et  $+1.86$  sur la PSD D. À la valeur de la pente sur chaque tronçon est associé un indicateur de confiance (noté « *flag* » dans la figure 4.2) qui signale si le nombre de bins à concentration non nulle est insuffisant sur le tronçon : pour les deux exemples présentés cet indicateur vaut 1 pour chaque pente ce qui signifie que les valeurs de pente calculées sont considérées fiables. Par la suite, la pente  $P_2$  qui en fonction de son signe indique ou non la présence d'un mode et les pentes  $P_{agg1}$  et  $P_{agg2}$  qui traduisent la variation de la concentration en cristaux de taille  $D \geq 300 \mu\text{m}$  seront principalement utilisées.

La forme générale du spectre est analysée pour identifier les PSD de type A (concave, formée de deux segments distincts, voir courbe en haut sur la figure 4.2), les PSD de type D (à mode bien défini, voir courbe du bas) et ceux qui sont intermédiaires (types B et C). Un critère géométrique est utilisé pour identifier les PSD concaves : si tous les points du spectre compris entre  $15$  et  $1245 \mu\text{m}$  sont au-dessus du segment de droite, noté  $P_{15-1245}$ , reliant la concentration du premier bin à celle du bin centré sur  $1245 \mu\text{m}$ , alors la PSD est classée « concave » et le point anguleux qui délimite les deux segments est trouvé par le calcul de la distance maximum entre la PSD et le segment  $P_{15-1245}$ . Ce point est représenté par un rond vert situé à  $205 \mu\text{m}$  sur la PSD A (courbe bleue du haut). Dans le cas contraire, la présence d'un mode est recherchée par analyse des variations de la courbe sur le segment  $15-1245 \mu\text{m}$

Label	Intervalle de taille ( $\mu\text{m}$ )	Couleur sur la figure 4.2
$P_1$	10-70	jaune
$P_2$	90-200	cyan
$P_3$	450-750	magenta
$P_4$	950-2000	bleu foncé
$P_{agg1}$	300-1000	vert
$P_{agg2}$	1000-3000	rouge

TABLE 4.1: Segments de la PSD sur lesquels une pente est calculée (modélisation loi puissance).

après lissage par moyenne glissante sur 5 valeurs. Toutes les PSD étant invariablement décroissantes à l'origine (phénomène qui est commenté plus loin), le mode est identifié comme le second extremum dans la gamme 15-995  $\mu\text{m}$ . Dans la PSD  $D$  présentée à la figure 4.2, le creux et le mode sont représentés par des carrés verts situés à 85  $\mu\text{m}$  et à 205  $\mu\text{m}$ , respectivement. Des indices de confiance sont associés à chaque détection automatique à partir de seuils. Par exemple : si la concentration mesurée au mode est supérieure d'au moins 50% à celles des autres extremums de la courbe (hors valeur du premier bin), alors l'indice de confiance est fixé à 2 (la détection est considérée fiable), si elle est supérieure d'au moins 20%, l'indice vaut 1 et la détection est considérée comme non fiable (indice à 0) dans les autres cas.

D'autres paramètres sont également calculés pour chaque PSD, comme la concentration totale ( $N_T$ , exprimée en nombre de cristaux par  $\text{cm}^3$ ) ou le rapport entre la surface cumulée des cristaux de plus de 1300  $\mu\text{m}$  et la surface cumulée de tous les cristaux de la PSD ( $S_{1300}$ , défini par l'équation 4.1 et exprimé en %). Chaque PSD est donc représentée par des paramètres quantifiés (pentes, présence et diamètre du mode) dont les variations peuvent ensuite être étudiées en fonction de paramètres dynamiques dérivés de la vitesse Doppler verticale mesurée par RASTA.

$$S_{1300} = 100 \times \frac{\sum_{D=1300}^{12800} N(D) \frac{\pi}{4} D^2}{\sum_{D=15}^{12800} N(D) \frac{\pi}{4} D^2} \quad (4.1)$$

### Discussion sur les limites de l'approche

L'approche retenue a pour objectif principal de dégager des critères de tri des PSD en fonction de leurs particularités géométriques. Elle est basée sur la modélisation des PSD par des lois puissance sur des segments particuliers de la gamme de tailles complète. Les limites des segments présentés dans la table 4.1, les critères et seuils permettant de déterminer les indices de confiance ont été choisis subjectivement à partir de l'analyse manuelle de PSD mesurées entre  $-40^\circ\text{C}$  et  $-30^\circ\text{C}$  (pendant les vols Darwin #9 et #16 principalement). Ainsi l'intervalle sur lequel est calculée la pente  $P_2$  a été déterminé de manière à ce que  $P_2$  soit négative dans les PSD de type A et positive dans les PSD de type D, ce qui fonctionne bien lorsque le mode est situé entre 150  $\mu\text{m}$  et 300  $\mu\text{m}$ , ce qui est généralement le cas pour la majorité des paliers à  $-40^\circ\text{C}$  et  $-30^\circ\text{C}$  de la campagne Darwin. Nous verrons néanmoins que

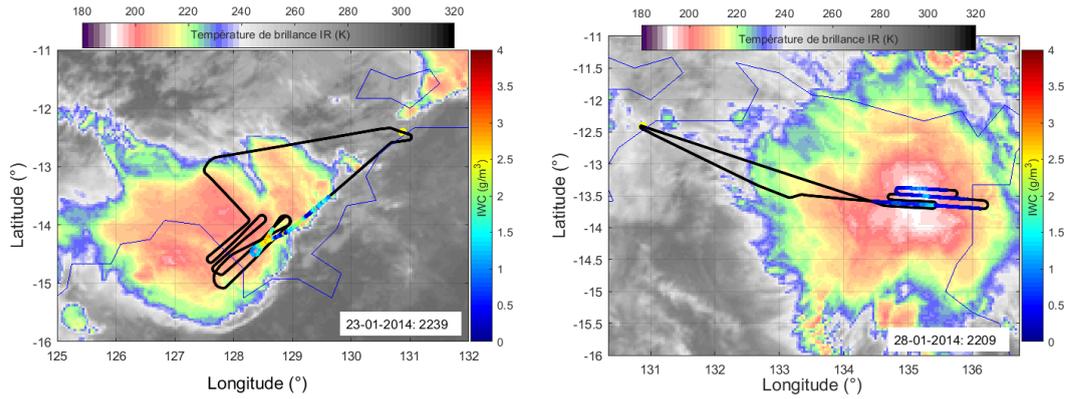
la position de ce mode varie parfois hors de ces limites, comme dans le cas Darwin #12 et #13 et pour les paliers à  $-20^{\circ}\text{C}$  et  $-10^{\circ}\text{C}$ . Dans ces cas, la valeur des pentes n'est pas pertinente car les pentes sont calculées sur des intervalles de taille (voir table 4.1) sur lesquels les PSD ne sont pas modélisables par une droite. La pente  $P_{agg2}$  est calculée sur un intervalle de taille où les concentrations sont souvent très faibles à cette altitude. Dans de nombreux cas, le calcul automatique d'une pente par régression linéaire est impossible ou non fiable du fait de cette faible statistique. Quand elles sont disponibles, les valeurs de  $P_{agg2}$  supportent les conclusions tirées de l'étude de  $P_{agg1}$ . En conséquence, seul le paramètre  $P_{agg1}$  est utilisé dans le raisonnement qui suit.

Enfin, les concentrations de cristaux mesurées dans les quelques premiers bins sont toujours plus élevées que les concentrations mesurées sur le reste du spectre. Ainsi la pente  $P_1$  (en jaune sur la figure 4.2) calculée sur le segment 15-55  $\mu\text{m}$  est toujours négative, pour l'ensemble des points du jeu de données HAIC-HIWC. Dans la littérature, on trouve que l'incertitude associée aux mesures de concentration de cristaux de tailles inférieures à 100  $\mu\text{m}$  par les sondes OAP est de  $\pm 100\%$  (BAUMGARDNER et al., 2011) : les concentrations mesurées sur cette gamme de tailles peuvent donc potentiellement être nulles. Des travaux très récents effectués au NCAR (BANSEMER, 2018) ont montré que les concentrations peuvent en réalité être artificiellement élevées sur cet intervalle, à cause d'un artéfact instrumental. Un exercice de comparaison instrumentale montre que dans certains cas, en environnement sous saturé où ces particules sont très peu probables typiquement, la 2D-S indique une concentration élevée de cristaux de taille inférieure à 50  $\mu\text{m}$  alors qu'un autre instrument (Holographic Detector for Clouds, FUGAL et al., 2004) mesure une concentration nulle ou très faible dans ces classes de taille. En fait, nous avons vu que le volume d'échantillonnage de la 2D-S dépend de la taille des particules (sect. 2.2.3) et qu'il est très faible pour les quelques premiers bins. Un nombre, même très faible, de « fausses particules » (bruit électronique, débris provenant de la fragmentation d'une particule, effet de diffraction créant des pixels isolés) peut générer une erreur de comptage qui se retrouve amplifiée lors de la conversion en concentration. Dans ce qui suit, nous avons fait le choix de conserver cette partie du spectre sur les figures présentant des distributions de tailles, mais les valeurs de la pente  $P_1$  ne sont pas analysées. De ce fait, la terminologie « PSD bimodales » que l'on trouve dans la littérature (FIELD, 2000) n'est pas employée ici pour décrire les PSD de type D, malgré leur apparente bimodalité.

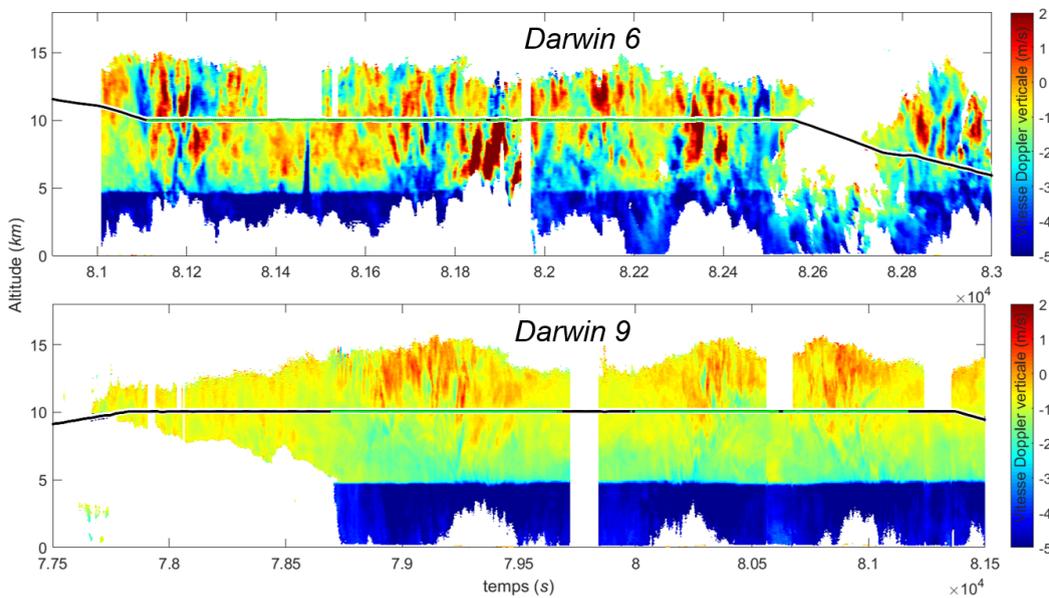
Les limitations levées n'autorisent donc pas de raisonnement quantitatif sur les valeurs de pente calculées, mais permettent néanmoins d'identifier des tendances permettant de mettre en valeur certains processus microphysiques. Une approche plus rigoureuse de l'analyse des distributions en tailles s'inspirerait des travaux de DELANOE et al. (2005) sur la normalisation ou ferait usage de techniques statistiques de tri moins subjectives.

#### 4.1.2 Variabilité horizontale des PSD : différence entre les zones convectives et les zones stratiformes

Seuls les résultats de l'analyse des PSD échantillonnées durant la campagne Darwin-2014 entre  $-50^{\circ}\text{C}$  et  $-30^{\circ}\text{C}$  sont présentés ici. Ce choix est délibéré puisque la campagne Cayenne-2015 avait pour objectif de voler à des niveaux de températures plus chauds ( $-20^{\circ}\text{C}$  et  $-10^{\circ}\text{C}$ , comme le montre le tableau 2.3) et nous avons signalé que les seuils utilisés dans les algorithmes d'analyse de courbes ne sont pas adaptés à ces températures.



(a) Image de température de brillance du MCS Darwin #6 durant le palier à  $-30^{\circ}\text{C}$ . La ligne convective est à l'Est de l'enclume, parallèle au trait de côte. (b) Image de température de brillance du MCS Darwin #9 durant le palier à  $-30^{\circ}\text{C}$



(c) Structure dynamique verticale des MCS Darwin #6 et #9 au palier  $-30^{\circ}\text{C}$

FIGURE 4.3 : Structure horizontale et verticale des MCS Darwin #6 et Darwin #9 lors du palier à  $-30^{\circ}\text{C}$

### Étude comparative des PSD observées à $-30^{\circ}\text{C}$ durant Darwin #6 et Darwin #9

Nous avons suggéré au début de cette section que les PSD de type A sont principalement observées dans les zones convectives alors que les PSD de type D sont typiques des zones stratiformes. Nous allons maintenant étayer cette assertion par l'étude de deux MCS distincts échantillonnés à  $-30^{\circ}\text{C}$  durant les vols Darwin #6 et #9.

Le vol Darwin #6 a été conduit dans un MCS côtier résultant de plusieurs petites cellules convectives relativement peu puissantes, arrangées le long d'une ligne parallèle au trait de côte. L'analyse chronologique des images de température de brillance montre que l'activité convective est en place depuis 2 heures et que l'extension horizontale de l'enclume telle qu'elle apparaît à 22h39 (voir figure 4.3a) résulte de plusieurs enclumes individuelles qui se sont soudées vers 19h30 UTC. L'enclume se développe vers l'Ouest sous l'influence du vent de secteur Est et la zone échantillonnée, apparaissant excentrée par rapport au reste

de l'enclume, est le siège d'une activité convective en cours. La structure dynamique verticale du système le long de la trajectoire est donnée dans le bandeau supérieur de la figure 4.3c et confirme le caractère convectif de la zone échantillonnée : la zone est panachée d'ascendances et de zones où la vitesse Doppler verticale est négative et supérieure à  $5 \text{ m s}^{-1}$  en valeur absolue. Les cellules convectives sont modestes, comme en témoigne l'absence de sommet protubérant et la faible hauteur du système. A noter également l'échantillonnage d'une cellule convective fraîche dont le sommet atteint 10 km que le F20 intercepte à 22h45 ( $t = 81900 \text{ s}$ ). Ce segment de vol (totalisant 274 points de mesures) permet donc d'étudier la microphysique dans l'environnement principalement convectif d'un MCS mature, avec quelques points représentatifs d'un environnement fraîchement stratiforme (par exemple la période  $81300 \leq t \leq 81600$ ).

Le système échantillonné durant Darwin #9 est âgé d'au moins 8 à 12 heures. Il s'agit d'un grand système dont l'enclume circulaire, de diamètre supérieur à 400 km, est centrée sur un large sommet protubérant très nettement défini sur l'image MTSAT de 20h09 (non montrée) que l'on devine encore bien sur l'image de 22h09 donnée à la figure 4.3b (zone blanche centrale). Le rapport de synthèse du vol mentionne un système en phase de déclin, n'étant plus alimenté par des cellules convectives, ce que confirme le bandeau RASTA donné figure 4.3c. Sur ce profil vertical, on voit nettement les moments où le F20 traverse l'ancienne zone convective qui se matérialise par une élévation du sommet du nuage en haut et une atténuation rapide du signal radar vers le bas se traduisant par une absence apparente de précipitation sous la couche de fonte. On devine même les effets du gradient de vent d'Est au décalage qui existe entre la position du sommet protubérant et des zones du bandeau de pluie où le signal radar est atténué. Ce segment de vol (totalisant 427 points de mesure) permet donc d'étudier la microphysique dans un MCS qui s'effondre dans un environnement purement stratiforme.

Par construction, la pente  $P_2$  est un paramètre différenciant les PSD de type A des PSD de type D : elle est négative si la population est dominée par les petits cristaux en nombre et que tous les bins de taille inférieure à  $200 \mu\text{m}$  sont bien remplis et elle est positive si un appauvrissement se manifeste dans certains bins inférieurs à  $100 \mu\text{m}$  faisant apparaître un mode autour de quelques centaines de microns. La distribution statistiques des pentes  $P_2$  calculées sur le segment  $90\text{-}200 \mu\text{m}$  est donnée à la figure 4.4. Les pentes  $P_2$  calculées sur les PSD de Darwin #6 sont majoritairement négatives : la moyenne est à  $-0,37$  (avec un écart-type de  $0,75$ ). Presque 50% des valeurs sont inférieures à  $-0,5$ , valeur en dessous de laquelle on peut considérer que le PSD est de type A compte tenu des incertitudes résultant du calcul de la pente. 39% des PSD sont caractérisées par  $-0,5 \leq P_2 \leq 0,5$  et peuvent être classées dans la catégorie intermédiaire (type B et C de la figure 4.1). A l'inverse, les pentes mesurées durant Darwin #9 sont toutes positives (sauf en deux points où la pente est nulle). Ce résultat montre que l'allure des PSD est différente en fonction du contexte dynamique : les PSD de type A sont préférentiellement mesurées en environnement convectif alors que la présence d'un mode distinct caractéristique des PSD de type D est spécifique aux zones stratiformes.

### Généralisation à l'ensemble des mesures Darwin-2014 : PSD convectives et PSD stratiformes ?

Ces observations concernant la répartition du nombre de cristaux en fonction de leur taille se généralisent assez bien aux autres vols de la campagne Darwin. Dans ce qui suit, les paramètres quantitatifs  $P_2$  et  $S_{1300}$  sont utilisés pour caractériser la microphysique et la vitesse Doppler verticale (moyennée sur une colonne verticale de  $\pm 2 \text{ km}$  autour de l'avion et notée  $V_{z_{4km}}$  dans cette section) sert d'indicateur pour caractériser la dynamique. Les figures

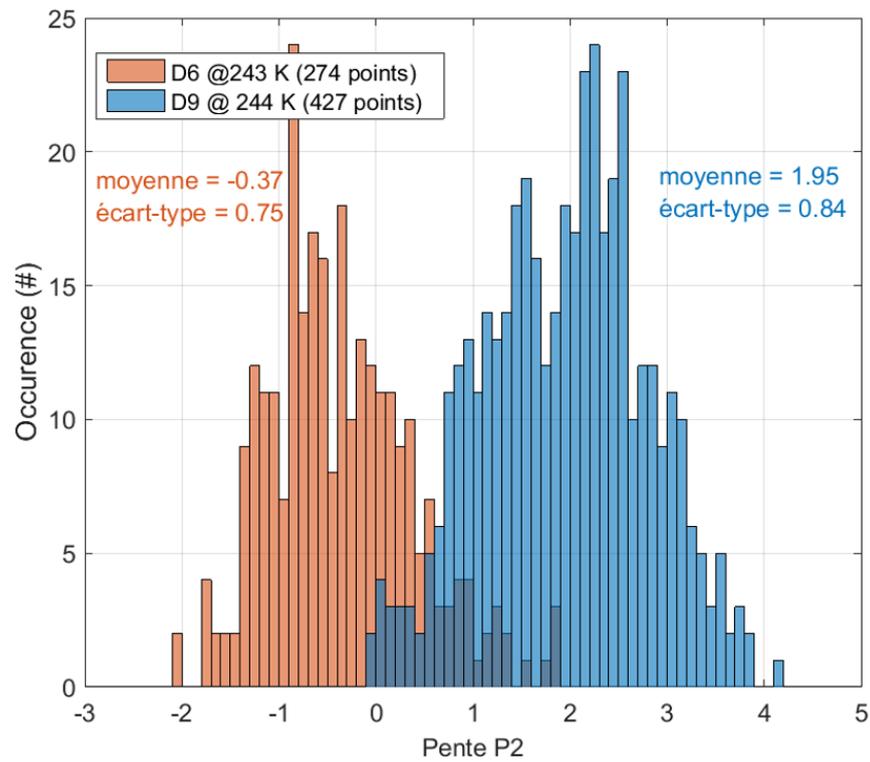
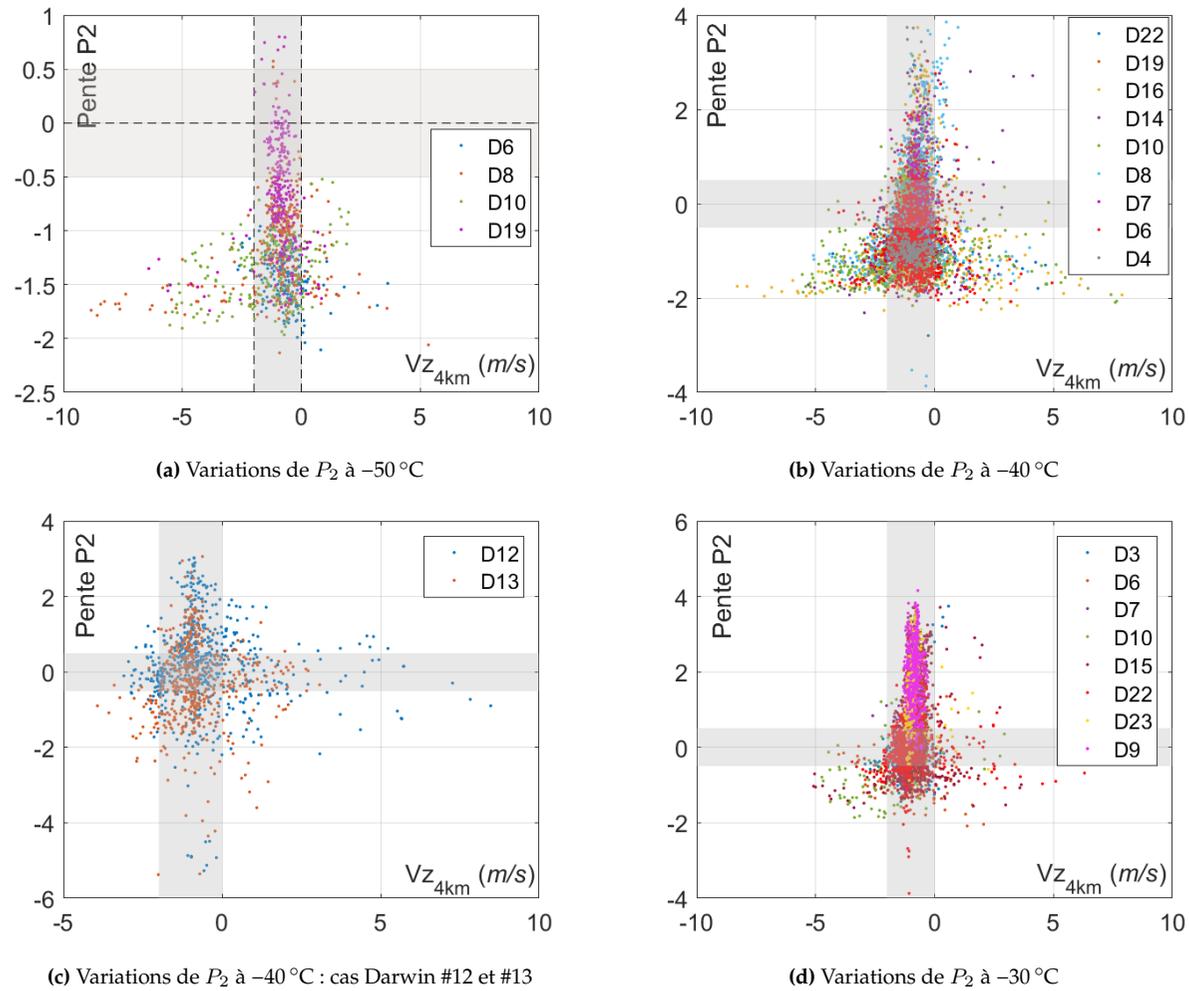
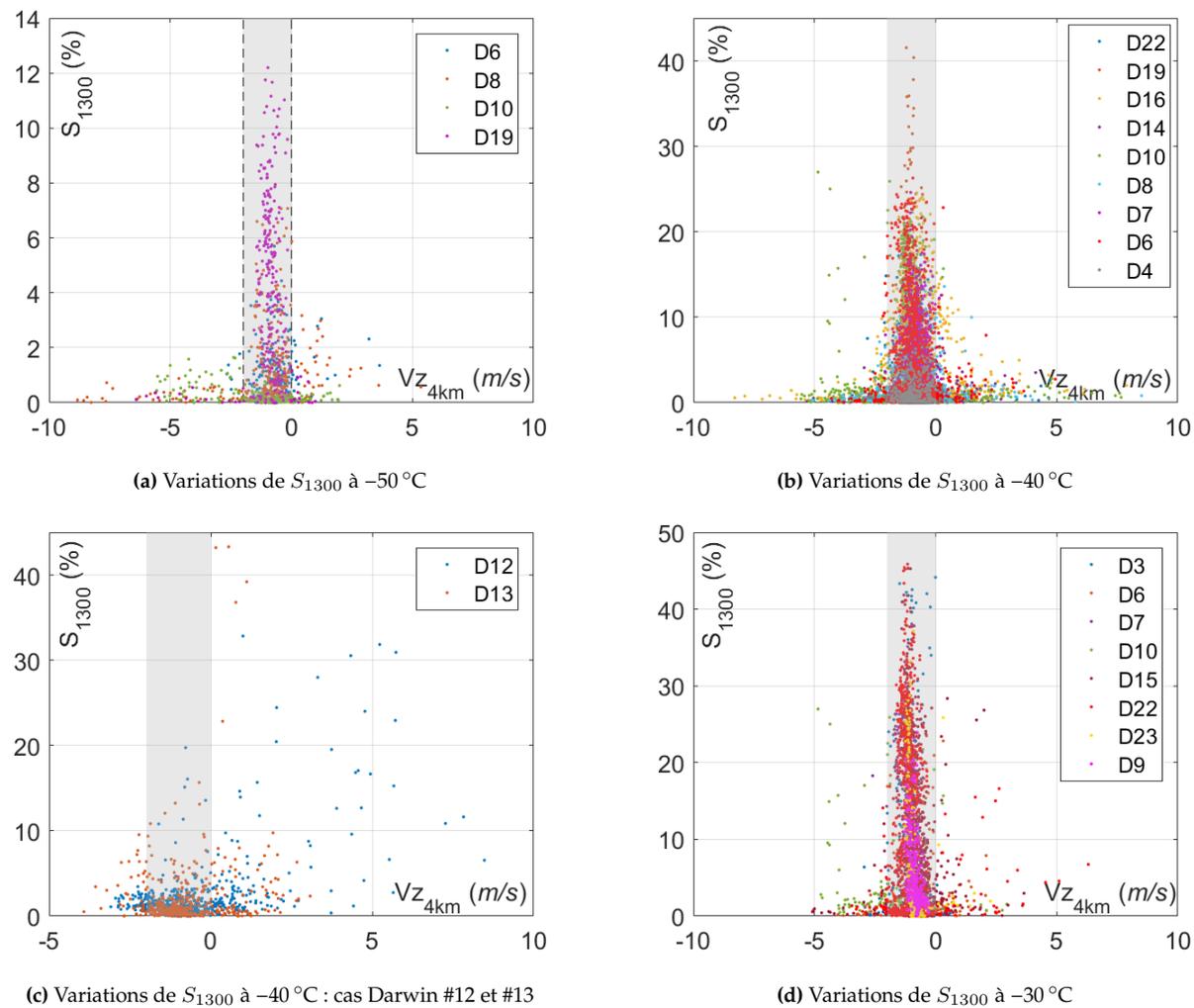


FIGURE 4.4 : Distribution statistique de la pente  $P_2$  pour les segments à  $-30^\circ\text{C}$  des vols Darwin #6 et #9

4.5 et 4.6 présentent une synthèse des valeurs de la pente  $P_2$  et du rapport surfacique  $S_{1300}$  tracées en fonction de  $V_{z_{4km}}$  pour les trois paliers de la campagne Darwin-2014 :  $-50 \pm 5^\circ\text{C}$  (figures 4.5a et 4.6a),  $-40 \pm 5^\circ\text{C}$  (figures 4.5b, 4.5c, 4.6b et 4.6c) et  $-30 \pm 5^\circ\text{C}$  (figures 4.5d et 4.6d).



**FIGURE 4.5 :** Variation du paramètre microphysique  $P_2$  en fonction du paramètre dynamique ( $V_{z_{4km}}$ ) sur les paliers à  $-50^\circ\text{C}$ ,  $-40^\circ\text{C}$  et  $-30^\circ\text{C}$  de la campagne Darwin-2014. La zone ombrée verticale indique la plage de vitesses Doppler verticales typiquement mesurées dans les zones stratiformes ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$ ), dominées par la vitesse de chute des hydrométéores. La zone ombrée horizontale démarque la transition qui sépare les PSD de type A ( $P_2 < -0.5$ ) des PSD de type D ( $P_2 > 0.5$ ), les PSD intermédiaires de type B et C étant situées dans la zone ombrée.



**FIGURE 4.6 :** Variation du paramètre microphysique  $S_{1300}$  en fonction du paramètre dynamique ( $V_{z_{4km}}$ ) sur les paliers à  $-50^{\circ}\text{C}$ ,  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $-30^{\circ}\text{C}$  de la campagne Darwin-2014. La zone ombrée verticale indique la plage de vitesses Doppler verticales typiquement mesurées dans les zones stratiformes ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$ ), dominées par la vitesse de chute des hydrométéores

Ces courbes appellent un certain nombre de commentaires. La première observation que nous pouvons faire est que la plupart des points sont caractérisés par une vitesse Doppler verticale faiblement négative (caractéristique des zones stratiformes) et qu'il y a en proportion peu de points pour lesquels  $|V_{z_{4km}}| > 2 \text{ m s}^{-1}$  (caractéristique des zones convectives). En prenant l'exemple du palier à  $-40^\circ\text{C}$  présenté sur la figure 4.5b, près de 80% des points (4964 sur un total de 6329) ont une vitesse comprise entre  $-2$  et  $0 \text{ m s}^{-1}$ . Cette observation s'explique par plusieurs raisons propres à l'échantillonnage. Premièrement, la stratégie de vol définie pour les campagnes du projet HAIC-HIWC (STRAPP et al., 2016b) vise à étudier les zones à fort contenu en glace susceptibles de présenter un risque de givrage pour l'aéronautique. Nous avons vu dans le chapitre 1 que ces zones sont situées en périphérie de la convection et caractérisées par un faible écho radar (radar de bord, en bande X, peu sensible aux particules de taille inférieure au centimètre environ) ce qui de fait privilégie l'échantillonnage dans les zones fraîchement stratiformes, c'est-à-dire adjacentes à la convection. Ensuite, même lorsque les zones convectives sont ciblées, il faut également considérer la taille caractéristique des cellules convectives ( $\lesssim 10 \text{ km}$ ) comparée à celle de l'enclume ( $\gtrsim 100 \text{ km}$ ) et les capacités de manœuvre du F20 qui font que plusieurs kilomètres de zone stratiforme doivent être échantillonnés pour avoir un segment en vol rectiligne uniforme dans la convection. Enfin pour des raisons de sécurité : les hydrométéores présents au cœur des cellules convectives vigoureuses, suffisamment gros pour être détectables par les radars en bande X de bord comme des grêlons par exemple, mettraient en péril l'intégrité structurelle du F20, ce qui interdit l'échantillonnage dans les régions les plus vigoureuses où  $V_{z_{4km}}$  serait probablement plus élevée. Ceci étant dit, le cumul des points échantillonnés en zone convective telle que  $|V_{z_{4km}}| > 2 \text{ m s}^{-1}$  sur les trois niveaux de température autorise quelques considérations statistiques (602 points de 5 secondes remplissent cette condition pour le seul palier à  $-40^\circ\text{C}$ ).

L'interprétation des nuages de points  $P_2 - V_{z_{4km}}$  suppose une lecture par quadrant, comme suggéré sur les figures 4.5a-4.5d. La zone ombrée verticale indique la plage de vitesse Doppler verticale typiquement mesurées dans les zones stratiformes ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$ ), dominées par la vitesse de chute des hydrométéores. La zone ombrée horizontale démarque la transition qui sépare les PSD de type A ( $P_2 < -0.5$ ) des PSD de type D ( $P_2 > 0.5$ ), les PSD de type B et C étant situées dans la zone grisée. Si l'on omet les cas Darwin #12 et #13, les tendances identifiées dans l'étude comparative des vols Darwin #6 et #9 se confirment pour l'ensemble des vols de la campagne Darwin. **Les PSD à pente  $P_2$  positive (présentant un mode distinct autour de quelques centaines de microns) sont principalement mesurées dans les régions stratiformes du système et la pente  $P_2$  est en général négative dans les régions convectives.**

Les nuages de points  $S_{1300} - V_{z_{4km}}$  (figures 4.6a-4.6d) montrent également une différence marquée entre microphysique convective et stratiforme. Le rapport surfacique  $S_{1300}$  renseigne sur la contribution des cristaux supra-millimétriques à la PSD. A l'exception là encore des vols Darwin #12 et #13, l'ensemble des données de la campagne Darwin montre une même tendance pour les trois niveaux de température considérés : les points de mesure pour lesquels la fraction surfacique de gros cristaux est significative sont tous observés en environnement stratiforme ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$ ) alors qu'à l'inverse, la fraction surfacique portée par ces gros cristaux est négligeable dans les zones convectives. La tempête tropicale échantillonnée durant les vols Darwin #12 et #13 ne semble pas obéir aux mêmes règles que les autres vols. L'examen visuel des PSD pour ces deux vols indique la présence fréquente d'un mode distinct positionné au-delà de  $300 \mu\text{m}$ , dans une plage de taille pour laquelle l'approche géométrique, utilisant des seuils et des sous-intervalles fixés, n'est pas adaptée.

Nous détaillerons dans la section 4.2 en quoi les caractéristiques du MCS observé durant les vols #12 et #13 sont différentes des autres MCS échantillonnés durant la campagne Darwin.

Ces résultats confirment l'inhomogénéité microphysique horizontale que l'on peut trouver dans un MCS aux trois niveaux de température ( $-50^{\circ}\text{C}$ ,  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $-30^{\circ}\text{C}$ ). **La glace « convective » est dominée par les petits cristaux de taille inférieure à quelques centaines de microns et la proportion de gros cristaux augmente dans les régions stratiformes.** Cela montre bien que les processus microphysiques dominants la croissance de la glace sont différents d'une région à l'autre d'un MCS, comme nous allons le discuter maintenant.

### 4.1.3 Interprétation de la variabilité des PSD en terme de processus microphysiques

#### Le rôle de l'agrégation dans l'enclume stratiforme

De nombreuses études ont mis en évidence la présence d'agrégats dans les nuages de glace de tous types et ont, pour la plupart, souligné le rôle prépondérant du processus d'agrégation dans l'évolution des distributions de tailles, la formation de particules de glace précipitantes, et donc l'élimination du contenu en glace des nuages (HOBBS et al., 1974; HEYMSFIELD, 1986; MCFARQUHAR et HEYMSFIELD, 1996; FIELD, 2000; HEYMSFIELD et al., 2002b; STITH et al., 2002; FIELD et HEYMSFIELD, 2003; STITH et al., 2004; CONNOLLY et al., 2006; FREY et al., 2011; GALLAGHER et al., 2012, pour n'en citer que quelques unes).

En ce qui concerne l'enclume des systèmes convectifs plus spécifiquement, HEYMSFIELD (1986) utilise des observations in situ (PSD, images projetées) et des données radar Doppler (champ de vitesse du vent) pour mettre en évidence le processus d'agrégation dans l'enclume d'un système orageux monocellulaire entre  $-25^{\circ}\text{C}$  et  $-36^{\circ}\text{C}$ . BOUNIOL et al. (2010) reportent que les particules précipitantes observées au-dessus de l'isotherme  $0^{\circ}\text{C}$  dans l'enclume stratiforme des MCS d'Afrique de l'Ouest sont majoritairement des agrégats givrés. Plus récemment, GALLAGHER et al. (2012) a montré en utilisant les images détaillées d'un CPI que des agrégats se forment à des températures très froides ( $-58^{\circ}\text{C}$ ), dans l'enclume d'Hector, un MCS tropical qui se forme durant la saison des pluies quasiment tous les après-midi à proximité des îles Tiwi, situées environ 80 km au nord de Darwin en Australie.

Les images des sondes OAP mises en oeuvre dans le projet HAIC-HIWC nous permettent également d'en venir aux mêmes conclusions générales quant à l'expression du processus d'agrégation dans l'enclume stratiforme des MCS. Nous allons maintenant décrire l'influence de ce processus sur la variabilité des PSD en considérant les données du vol Darwin #16, un système représentatif de la plupart des MCS observés durant la campagne Darwin-2014. On peut se référer à la figure 4.10 pour se faire une idée de la structure horizontale de ce MCS, de la position du front convectif au sein de l'enclume et des zones échantillonnées durant ce vol. La figure 4.7 présente les variations de la pente  $P_{agg1}$  en fonction de la vitesse Doppler verticale et du contenu en glace durant le vol Darwin #16 où le F20 a volé à  $-40^{\circ}\text{C}$ . La pente  $P_{agg1}$ , toujours négative, varie de  $-2$  (faible décroissance de la concentration en fonction de la taille des particules) à  $-8$  (forte décroissance). Pour les PSD mesurées dans les zones convectives ( $|V_{z_{4km}}| > 2 \text{ m s}^{-1}$ ), la pente varie peu et les valeurs, comprises entre  $-6 \leq P_{agg1} \leq -5$  indiquent une décroissance rapide de la concentration sur l'intervalle 300-1000  $\mu\text{m}$ . Les valeurs maximales de  $P_{agg1}$  sont mesurées dans les zones stratiformes et cirriformes ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0 \text{ m s}^{-1}$ ), avec toutefois une majorité de points situés entre  $-5 \leq P_{agg1} \leq -3$ . Nous réservons pour la discussion ultérieure sur les zones cirriformes l'interprétation des quelques points satisfaisants la triple condition «  $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$  » & «  $P_{agg1} \leq -5$  » & «  $IWC \approx 0,1 \text{ g/m}^3$  » (de couleur bleu foncé). Pour

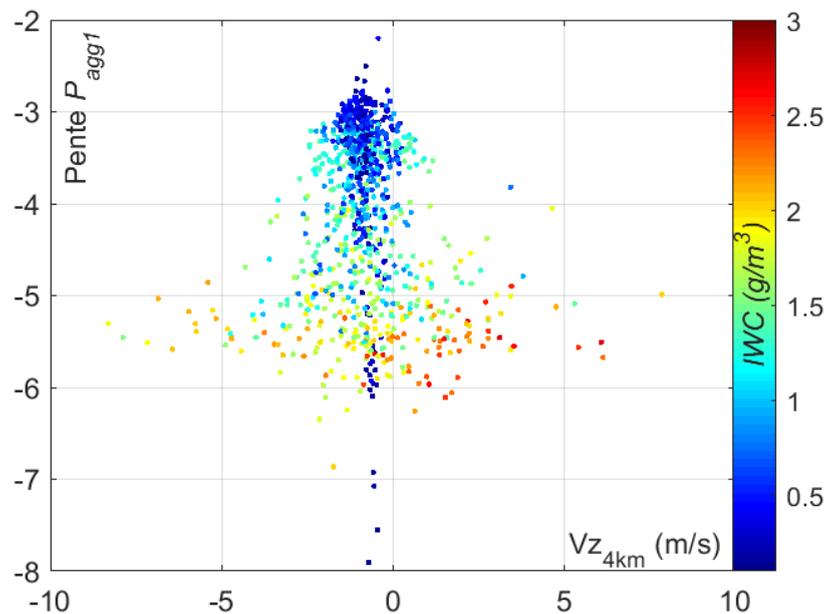


FIGURE 4.7 : Variation de  $P_{agg1}$  en fonction de  $Vz$  durant Darwin #16, colorée en fonction de la valeur d'IWC)

environ 85% des points tels que  $-2 \leq Vz_{4km} \leq 0$ , on a  $-5 \leq P_{agg1}$ , c'est-à-dire une décroissance de la concentration en gros cristaux plus faible que dans la convection. Pour mieux cerner cette différence entre PSD mesurées dans la zone convective et PSD mesurées en dehors de la convection, les PSD médianes obtenues dans ces deux zones sont tracées dans la figure 4.8. La courbe bleue représente les PSD « convectives », c'est-à-dire mesurées dans les conditions «  $Vz_{4km} \leq -2$  » ou «  $Vz_{4km} > 1$  » (177 points) et la courbe rouge représente les PSD « stratiformes », mesurées dans des zones où «  $-1.5 \leq Vz \leq 0$  » (648 points). La courbe en tirets noirs donne la PSD médiane calculée pour l'ensemble des 1019 points du vol. Les flèches pointent vers deux gammes de tailles particulières : les particules de taille  $D \leq 150 \mu\text{m}$  où l'on note un appauvrissement en cristaux et les particules  $D \gtrsim 1 \text{ mm}$  où la concentration augmente. Pour expliquer la variabilité observée dans les PSD, nous reprenons le schéma conceptuel proposé par LAWSON et al., 2010 qui décrit les évolutions de la microphysique entre les cellules convectives et l'enclume stratiforme. Dans ce schéma, **la glace se forme dans la colonne convective** sous deux régimes distincts qui ont été présentés dans la section 1.2.5 : d'une part la formation de la glace donnant naissance aux précipitations convectives dans les étages inférieurs de la cellule et d'autre part la formation plus tardive de la glace dans les étages supérieurs de la colonne qui est entraînée en altitude hors de la convection où elle se transforme et disparaît dans les zones stratiformes et cirrifformes.

**L'enclume stratiforme des MCS est le siège de la transformation de la phase glace et de sa perte sous l'action de deux mécanismes microphysiques principaux dont les effets se combinent : la sédimentation et l'agrégation.** Comme nous l'avons vu dans l'introduction, la région stratiforme résultant de la convection profonde est généralement épaisse de plusieurs kilomètres et les mouvements verticaux des masses d'air sont supposés négligeables. De manière simplifiée et en considérant un système mature, la zone stratiforme peut être représentée par une colonne verticale 1-D où la concentration en particules de glace est très élevée. D'un côté, la colonne est alimentée par le haut en cristaux provenant de la convection et de l'autre côté les particules chutent sous l'action de leur poids et de

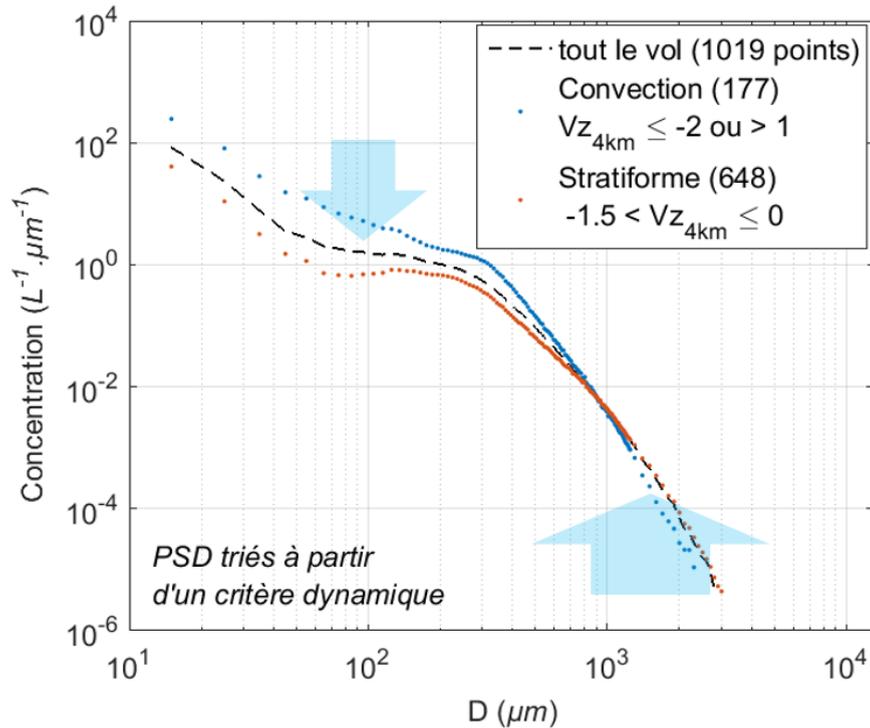


FIGURE 4.8 : PSD médianes observées dans les zones convectives (courbe rouge) et stratiforme (bleue) après tri des PSD en fonction de la vitesse Doppler verticale ( $V_z$ )

leur traînée aérodynamique. La dispersion des vitesses de sédimentation, engendrée par la diversité des tailles et des formes produites par la convection, favorise la collision entre cristaux et rend donc possible leur agrégation. À proximité de la convection, où la concentration totale en particules est élevée, la probabilité de collision est forte et l'agrégation est avant tout limitée par la probabilité que deux cristaux restent en contact après collision (ce régime d'agrégation est dénommé **agrégation limitée par la réaction** dans FIELD et HEYMSFIELD (2003)). Cette probabilité d'agrégation (par enchevêtrement-frittage certainement, puisqu'à ces températures très froides la présence d'une couche d'eau liquide à la surface de la particule est très improbable) est représentée par une efficacité que nous avons évoquée au chapitre 1 et qui n'est pas négligeable à ces températures. Les particules tombant le plus rapidement collectent sur leur passage les particules chutant plus lentement pour former un agrégat de taille supérieure à celles des deux particules initiales. En régime permanent, la convection alimente la colonne et dans une strate donnée, la perte des agrégats tombant par sédimentation dans la strate inférieure est compensée par les agrégats provenant de la strate supérieure. Ce processus d'agrégation "en cascade" a lieu dans toute l'épaisseur de la colonne. Les observations HAIC-HIWC confirment le fait bien établi que la taille des particules augmente au fur et à mesure que l'on descend dans la colonne (voir la figure 4.52a pour s'en convaincre), ce qui se comprend bien avec cette idée d'agrégation en cascade. Ses effets sont illustrés sur la figure 4.8 par les deux flèches bleues. Lorsque la pompe convective cesse d'alimenter le haut de l'enclume, les particules chutant rapidement sont évacuées d'une strate donnée et ne sont plus remplacées par les cristaux provenant de la strate supérieure. La dispersion des vitesses de sédimentation des cristaux restants se réduit et le nombre de particules diminue : on rentre dans le régime d'agrégation limité par le temps nécessaire au contact entre deux particules, régime dit régime d'**agrégation limitée par la diffusion** dans FIELD et HEYMSFIELD (2003). L'agrégation contribue au final au lessivage

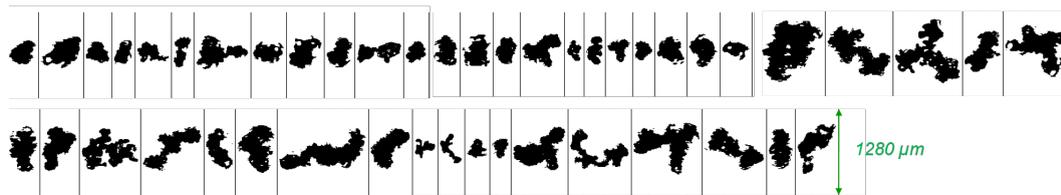


FIGURE 4.9 : Images enregistrées par la 2D-S durant le vol Darwin #16 à  $t = 78\,840\text{ s}$ , dans une région stratiforme

des petites particules de glace transportées dans la haute troposphère par la convection. Sans ce mécanisme, les microcristaux mettraient un temps beaucoup plus long à disparaître (impact sur la durée de vie du nuage et sa contribution au bilan radiatif) dans les conditions thermodynamiques usuellement reportées dans ces régions du MCS (saturation par rapport à la glace) et les précipitations stratiformes observées sous l'enclume seraient probablement moins intenses.

FIELD (2000) établit que la bimodalité des PSD est la signature du processus d'agrégation. A partir de l'étude de PSD mesurées dans un système nuageux synoptique entre  $-36\text{ °C}$  et  $-2\text{ °C}$ , il remarque la présence d'un mode dont la position varie en fonction de l'altitude. Par analogie avec la microphysique chaude dans les stratocumulus où la bruine formée par collision/coalescence de gouttelettes nuageuses donne naissance à un mode situé à l'extrémité des distributions de tailles (identifié comme le « drizzle mode »), il propose d'appeler « mode d'agrégation » le mode des PSD de glace, situé autour de  $200\text{ }\mu\text{m}$  sur la gamme de température considérée, suggérant que l'effet de l'agrégation serait un enrichissement en cristaux sur une gamme de tailles privilégiée. A température équivalente, la position du mode reportée dans leur étude correspond à la position du mode mesurée dans les données HAIC-HIWC, c'est-à-dire situé autour de  $150\text{-}300\text{ }\mu\text{m}$  pour la gamme de températures considérée ici.

L'analyse des images et de l'évolution des PSD utilisées dans cette étude nous invite à amender cette interprétation. Un échantillon de cristaux enregistrés par la 2D-S à  $t = 78\,840\text{ s}$  dans une région stratiforme du MCS Darwin #16 (dans la zone stratiforme (zone 2) mentionnée dans la sous-section suivante, voir figure 4.11a) est présenté à la figure 4.9. Signalons tout d'abord que cet échantillon n'est pas représentatif des concentrations par classe de tailles observées. Néanmoins, on note que les gros cristaux peuvent être sans ambiguïté identifiés comme des agrégats grâce à leur forme très irrégulière qui semble composée de plusieurs petits morceaux mis bout à bout.

Ces images montrent clairement que la taille caractéristique des agrégats à  $-40\text{ °C}$  est bien supérieure à  $300\text{ }\mu\text{m}$  (ce qui est vrai également entre  $-50\text{ °C}$  et  $-30\text{ °C}$ ). En revanche, l'analyse des particules comprises entre  $100 \leq D \leq 300\text{ }\mu\text{m}$  ne permet pas de bien différencier cristaux givrés et agrégats et ne permet pas de valider que les cristaux du mode sont dominés en proportion importante par les agrégats. Plus que par la présence d'un mode, **l'effet de l'agrégation sur la distribution de tailles semble en fait mieux décrit par la présence d'un minimum précédant le mode** (consommation de petits cristaux) **associé à une pente  $P_{agg1}$  relativement faible sur l'intervalle  $D \geq 300\text{ }\mu\text{m}$**  liée aux nombreux agrégats qui ont grossi dans leur chute pour atteindre des tailles bien supérieures à la taille des cristaux transportés par la convection au sommet du système. En conséquence, **l'apparition d'un mode très marqué reflète plutôt la fin du processus d'agrégation quand les petits cristaux ( $D \lesssim 150\text{ }\mu\text{m}$ ) ont été consommés et que les grosses particules ont toutes sédimentés**. L'interprétation proposée ici est en accord avec l'analyse de LAWSON et al. (2010)

qui mentionne l'appauvrissement en cristaux de petites tailles en évoquant (de manière évasive) le rôle de l'agrégation et/ou de la sublimation.

### Dissipation de l'enclume : rôle des processus de sédimentation et de sublimation dans la zone cirriforme

Compte-tenu des objectifs des projets HAIC-HIWC – la caractérisation des zones à fort contenu en glace où l'on rencontre les problèmes de givrage, les données ont principalement été collectées au coeur des MCS, à proximité de la convection (zones stratiformes et cumuliformes). Le jeu de données contient donc relativement peu de points concernant les secteurs périphériques des MCS où le contenu en glace est trop faible. Les quelques données disponibles sont principalement collectées lorsque l'avion pénètre dans l'enclume ou traverse un secteur nuageux détaché du système. Tel est le cas dans le vol Darwin #16 où le F20, parti de Darwin, a traversé des bancs cirriformes détachés de l'enclume puis une zone stratiforme assez éloignée de la convection avant de rejoindre les zones stratiformes épaisses et cumuliformes proches de la convection profonde. Nous allons donc illustrer le processus de vieillissement de l'enclume au travers de cette étude de cas.

Les images en température de brillance de la figure 4.10 présentent l'évolution spatio-temporelle du MCS entre 20h39 et 22h39 UTC. La figure principale montre l'état du système à 21h39 UTC, alors que le F20 approche par le Nord-Est la zone d'échantillonnage considérée dans cette étude (points magenta et bleu sur la trajectoire). L'état du système une heure avant et après que le F20 a échantillonné la zone d'intérêt est donné dans les encarts insérés en haut de la figure à gauche et à droite, respectivement. On voit clairement que l'enclume, encore soudée à 20h39 est bien morcelée à 21h39, et que la première partie de la zone d'intérêt se trouve hors nuage à 22h39. Les images montrent clairement la dissipation du nuage à cet endroit.

Le profil vertical du nuage est donné à la figure 4.11a. On distingue nettement une zone cirriforme (identifiée « zone 1 » sur l'image) dans laquelle l'IWC est très faible (seulement une dizaine de points de mesure avec un  $IWC \geq 0,1 \text{ g/m}^3$  sont mesurés), non précipitante et peu épaisse (la base du nuage est située à 7 km environ et le sommet est autour de 12 km). L'avion traverse ensuite une zone de transition durant laquelle le contenu en glace augmente et le nuage s'épaissit, puis l'enclume devient stratiforme (« zone 2 » sur l'image) : la réflectivité radar plus forte traduit l'augmentation du contenu en glace, le sommet de l'enclume est au-dessus de 13 km, et l'enclume s'étend jusqu'à la couche de fonte située à 4,74 km d'altitude en dessous de laquelle des précipitations pluvieuses sont visibles. L'image satellite de 22h39 nous permet de déduire que cette zone, stratiforme au moment de l'échantillonnage, est en train de s'affaïsser. Sur le bandeau inférieur de l'image 4.11a, la vitesse Doppler verticale mesurée par RASTA, moyennée sur une colonne de 1 km au dessus de l'avion, montre que les particules de glace chutent dans les zones 1 et 2 : la vitesse moyenne de chute est sensiblement plus importante dans la zone stratiforme ( $-0,73 \text{ m s}^{-1}$ ) que dans la zone cirriforme ( $-0,40 \text{ m s}^{-1}$ ), même si les deux valeurs restent inférieures aux valeurs usuellement mesurées dans les zones stratiformes situées plus proches de la convection (zones HIWC). Ceci indique que la sédimentation intervient dans la dissipation du nuage.

La figure 4.11c présente les variations temporelles du rapport de mélange mesuré par le CR-2 (courbe jaune), comparé au rapports de mélange théoriques calculés en faisant l'hypothèse d'un air saturé par rapport à la glace (courbe bleue) et à l'eau liquide (courbe rouge). Dans cet environnement à faible contenu en glace où la contamination des lignes de prélèvement ne semble pas affecter la mesure du CR-2, et avec toutes les précautions dues à l'incertitude sur les mesures d'hygrométrie citées dans le chapitre 2, les courbes semblent suggérer

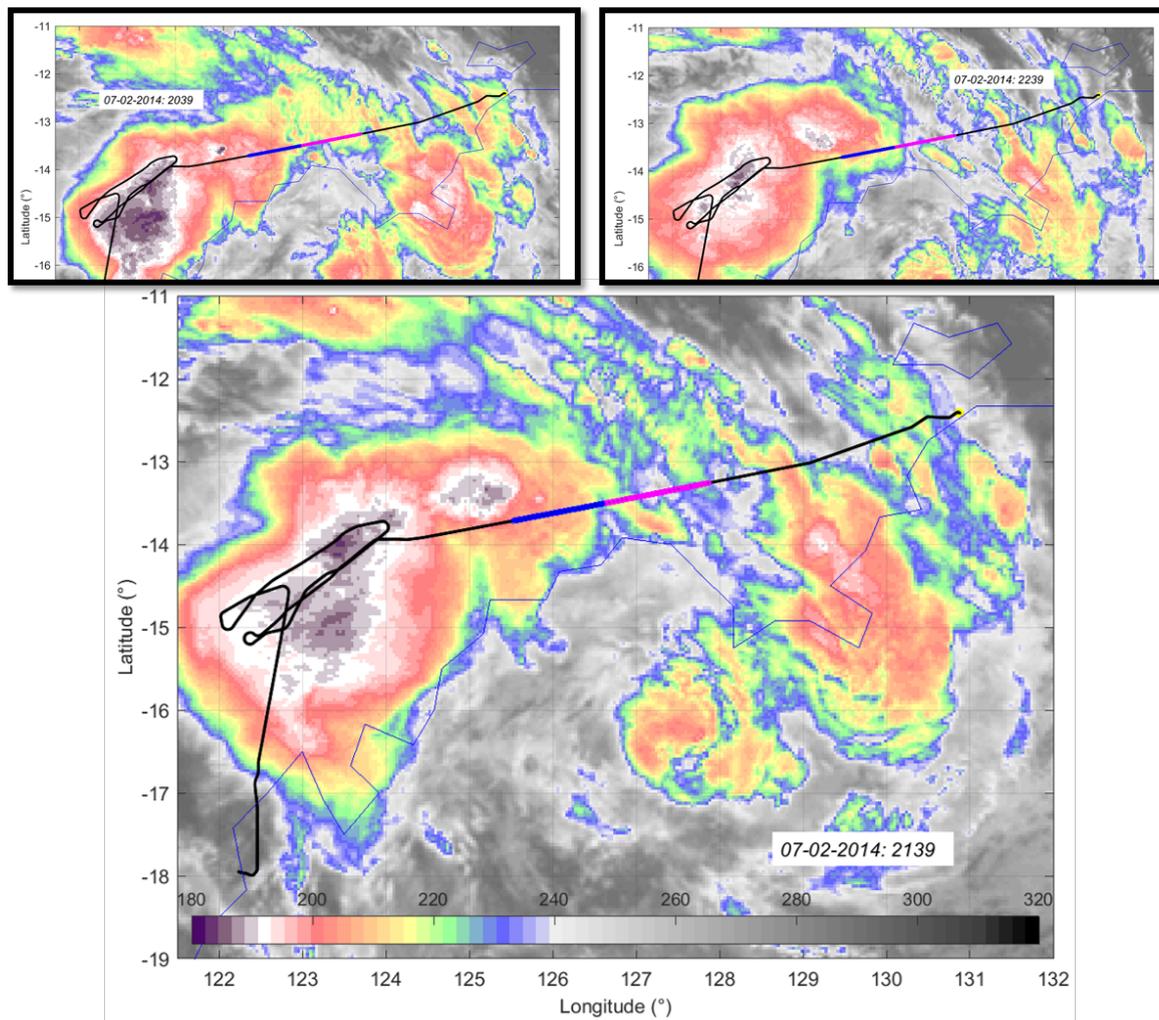
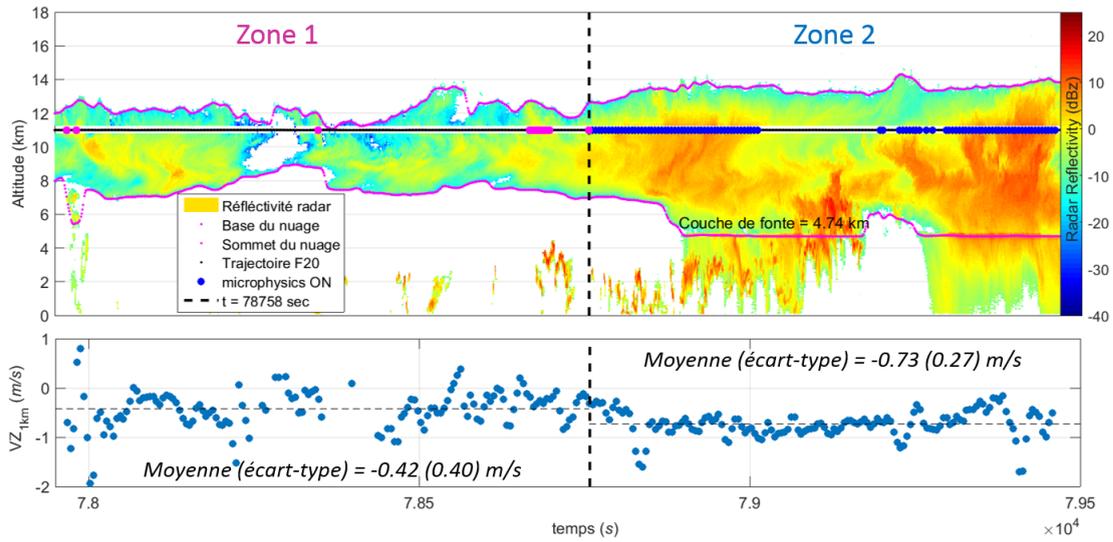


FIGURE 4.10 : Etude du vieillissement de l'enclume du MCS #16 entre 20h39 et 22h39 UTC : la zone cirriforme morcellée (zone 1) apparaît en magenta et la zone stratiforme (zone 2) est en bleu

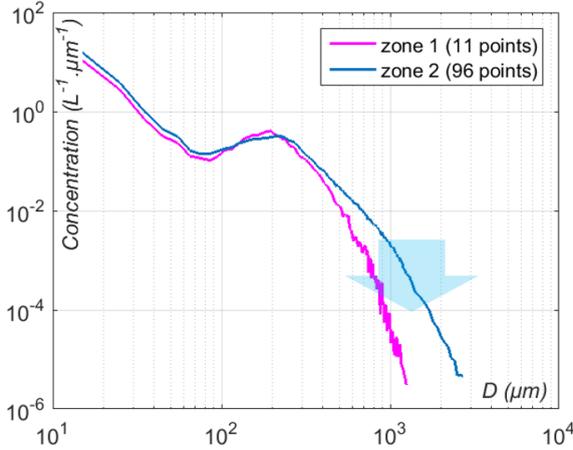
que l'air est sous saturé par rapport à la glace dans la zone d'intérêt ( $77968 \leq t \leq 79568$ ). Il est donc probable que la sublimation contribue également à la dissipation du nuage.

Les PSD médianes calculées dans chacune des zones sont données dans la figure 4.11b. La différence entre les deux courbes est très marquée après le mode situé vers  $215 \mu\text{m}$  : la concentration décroît très rapidement avec la taille des particules dans la zone cirriforme et le nombre de particules de  $1000 \mu\text{m}$  est inférieur à celui mesuré dans la zone stratiforme de près de deux ordres de grandeur. Cette observation est cohérente avec les observations faites dans les MCS d'Afrique de l'Ouest par BOUNIOL et al. (2010) qui reportent que 1) la concentration en cristaux de taille  $D > 200 \mu\text{m}$  est systématiquement inférieure dans les régions cirriformes que dans les régions stratiformes, et 2) la décroissance de la concentration en gros cristaux ( $> 500 \mu\text{m}$  pour les systèmes continentaux et  $> 800 \mu\text{m}$  pour les systèmes océaniques/côtières (taille à partir desquelles les PSD peuvent être modélisées par une fonction exponentielle)) est plus rapide dans la partie cirriforme que de la partie stratiforme.

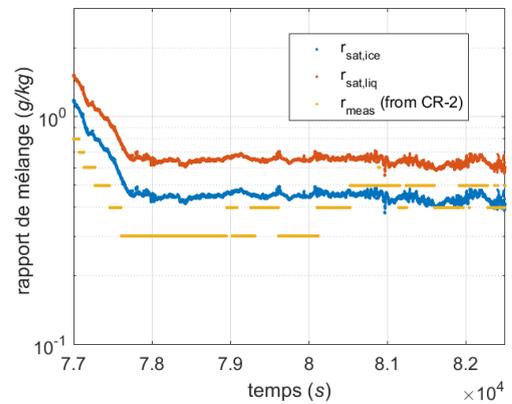
Sur la première partie du spectre cependant, les deux courbes sont très similaires, quoique que le creux situé autour de  $85 \mu\text{m}$  soit un peu plus prononcé sur la PSD médiane de la zone cirriforme (courbe rose). La PSD médiane des 96 points de la zone 2 (stratiforme) présente un creux particulièrement marqué ( $P_2 > 0$ ), qui contraste avec la PSD médiane



(a) Profil vertical des zones cirriforme (zone 1) et stratiforme (zone 2) échantillonnées au début du vol Darwin #16, et série temporelle de la vitesse Doppler verticale moyennée sur une colonne de 1 km au-dessus de l'avion



(b) Évolution de la PSD entre zone cirriforme (en rose) et zone stratiforme (en bleu)



(c) Évolution temporelle du rapport de mélange au début du vol Darwin #16

FIGURE 4.11 : Évolution de la vitesse Doppler verticale, du rapport de mélange et des distributions de tailles entre zone cirriforme (zone 1) et zone stratiforme (zone 2) durant le vol Darwin #16

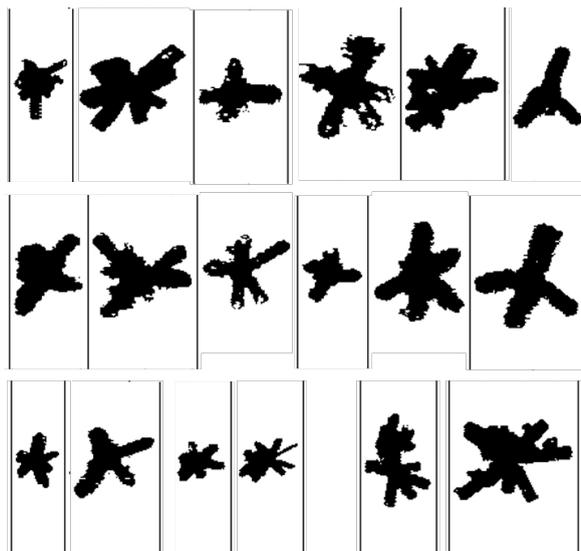


FIGURE 4.12 : Exemple de *bullet rosettes* échantillonnées à  $-40^{\circ}\text{C}$  dans une zone cirriforme de l'enclume d'un MCS (la barre verticale représente environ  $1280\ \mu\text{m}$ )

calculée à partir des 648 points stratiformes présentée dans la figure 4.8 où  $P_2 \approx 0$ . Cela peut être dû au fait que 1) plusieurs PSD mesurées dans la zone de transition cirriforme-stratiforme sont incluses dans cette zone stratiforme et 2) cette zone stratiforme est éloignée de la convection et que le processus de vieillissement est probablement déjà bien enclenché. La concentration en petit cristaux n'augmentant pas dans la zone cirriforme, le processus de fragmentation des gros agrégats ne peut être évoqué pour expliquer l'appauvrissement marqué dans la gamme des agrégats. La sédimentation semble donc le seul mécanisme susceptible d'expliquer l'évolution de la PSD. L'effet de la sédimentation est représenté par la flèche bleue sur la figure 4.11b et correspond aux quelques points bleus foncés («  $-2 \leq Vz \leq 0$  » & «  $P_{agg1} \leq -5$  » & «  $IWC \approx 0,1\ \text{g/m}^3$  ») de la figure 4.7. Les grosses particules, encore présentes dans la zone stratiforme, sédimentent et sont sources des précipitations stratiformes observées sous la couche de fonte. Dans la zone cirriforme où ces particules ont disparu, la faible extension verticale du nuage et l'absence de précipitation malgré la vitesse de chute non nulle des cristaux de glace suggèrent que la sublimation est responsable de la dissipation du nuage en causant la disparition des cristaux bien avant que ceux-ci n'atteignent la couche de fonte.

Pour clore cette comparaison des distributions de tailles en zone cirriforme et stratiforme, le dernier point de discussion concerne la concentration mesurée en cristaux de taille  $D \lesssim 100\ \mu\text{m}$ . Compte-tenu de l'environnement sous-saturé dans la zone cirriforme, les cristaux de quelques dizaines de microns devraient être les premiers à disparaître à cause du processus de sublimation. Il est donc très surprenant de trouver une concentration aussi élevée dans les premiers bins, constat qui confirme que les concentrations dans cette gamme de tailles sont très probablement surestimées, comme évoqué dans la section 4.1.1.

Enfin, on trouve dans la zone cirriforme des *bullet rosettes*, comme le montre la figure 4.12 qui présente certains spécimens sélectionnés manuellement sur des critères esthétiques à partir d'images enregistrées par la 2D-S pour  $77974 \leq t \leq 78083$ . L'observation de cette forme cristalline, typique du mode de croissance par déposition de vapeur à des températures inférieures à  $-40^{\circ}\text{C}$ , est également reportée par CONNOLLY et al. (2006), GALLAGHER et al. (2012) et LAWSON et al. (2010) qui introduisent la possibilité de nucléation de nouvelles particules de glace aux bords de l'enclume, loin de la convection. Ce processus de formation

de la glace ne permet pas de contrebalancer la perte liée aux mécanismes de sédimentation et sublimation). Les deux dernières images (en bas à droite) qui montrent deux agrégats de bullet rosette, sont une preuve supplémentaire que le processus d'agrégation est bien actif, même hors de zones à forte dynamique. GALLAGHER et al. (2012) concluent leur étude de la variabilité microphysique dans l'enclume du système convectif *Hector* en affirmant que les processus de sédimentation et d'agrégation sont les principaux responsables de la disparition des cristaux dans l'enclume, ce que cette étude de cas nous permet de confirmer. Il est cependant tentant de la nuancer en prenant en compte le temps. Certes **la combinaison des processus de sédimentation, agrégation puis précipitation sont responsables de la diminution rapide du contenu en glace** si l'on considère la fraction massique de glace que cette combinaison de processus est capable d'évacuer **des zones stratiformes**. Au fur et à mesure que le contenu en glace baisse, la concentration en particules décroît et la capacité du processus d'agrégation à évacuer la glace est limitée par le temps nécessaire pour que deux particules se rencontrent. Lorsque seules les **zones cirriformes** à faible contenu en glace persistent, l'étude de cas présentée nous invite à considérer que **la sublimation (favorisée par l'advection et la sédimentation via une meilleure ventilation) devient le mécanisme responsable de la dissipation des rémanences cirriformes du système**.

#### 4.1.4 Conclusions sur l'étude des PSD

Les résultats présentés montrent que **la forme des PSD est un observable microphysique permettant de distinguer deux catégories de glace formées dans un environnement où le processus microphysique dominant est différent**. Les descripteurs comme la concentration en particules de taille  $D \leq 150 \mu\text{m}$  ou l'importance du nombre de particules millimétriques (pentes  $P_2$  et  $P_{agg1}$ ) peuvent être utilisés pour trier les PSD en sous catégories dans la plupart des cas. En replaçant les mesures in situ dans leur contexte nuageux à l'aide des données de télédétection, nous avons étudié le **lien entre propriétés microphysiques et propriétés dynamiques** et proposé la notion de PSD « convectives » et PSD « stratiformes », ce **qui laisse penser que le tri microphysique peut être réalisé à partir d'observables dynamiques et thermodynamiques**. Cette conclusion semble s'appliquer à la majorité des MCS échantillonnés à Darwin qui, à l'instar du système Darwin #16, présentent un degré d'organisation interne faible (cluster de cellules interagissant peu les unes avec les autres, e.g. Darwin #6) à modérée (trace d'une organisation à méso-échelle favorisant une convection profonde et durable, e.g. Darwin #16, Darwin #9). Cette catégorisation binaire microphysique-dynamique n'est certainement pas universelle, comme le démontre les données collectées dans une tempête tropicale (vols Darwin #12 et #13) où le lien entre observables dynamiques et microphysiques ne fonctionne pas. Nous montrerons dans la section suivante (étude de la masse des cristaux) que d'autres observables microphysiques basés sur les images 2D, comme la présence de *capped columns* où la forte proportion d'agrégats, sont nécessaires pour réellement trier les populations de cristaux observées au sein d'un MCS en sous ensembles homogènes d'un point de vue microphysique.

Cette étude nous a permis d'étudier l'évolution des distributions en tailles en allant des zones convectives aux zones cirriformes. La figure 4.13 illustre le **processus de vieillissement de la phase glace** au sein de l'enclume du MCS Darwin #16 à l'aide de descripteurs microphysiques : de la gauche vers la droite, on retrouve 1) les zones convectives (ombre orangée) caractérisées par des valeurs d'IWC élevées, une pente  $P_2$  négative et  $P_{agg1}$  forte, 2) les zones stratiformes (ombre bleue) caractérisées par un contenu en glace modérée,  $P_2 \approx 0$  et  $P_{agg1}$  faible, et 3) les zones cirriformes (ombre violette) caractérisées par un contenu en glace faible, une pente  $P_2$  positive et une pente  $P_{agg1}$  forte.

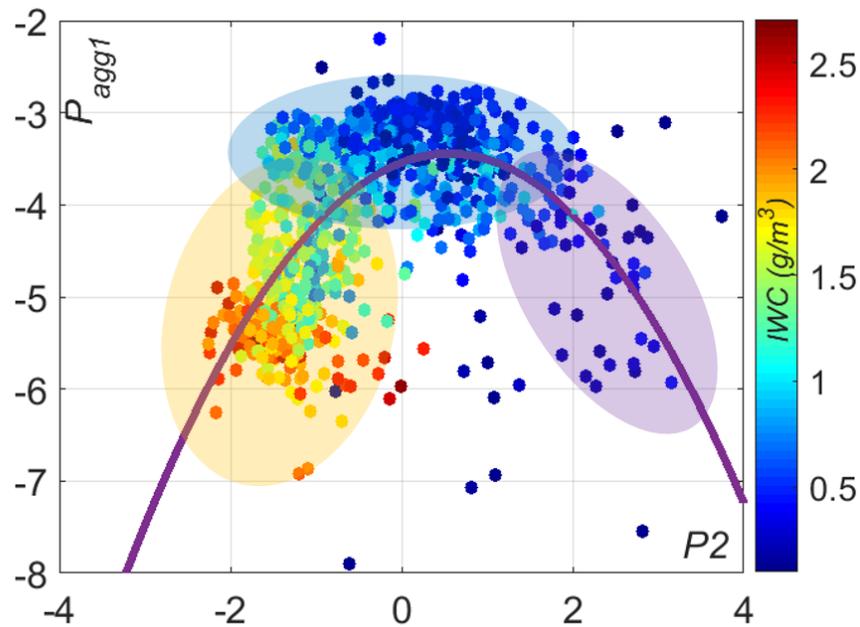


FIGURE 4.13 : Vieillessement de l'enclume du MCS Darwin #16 illustré à l'aide de descripteurs microphysiques (pentes  $P_2$ ,  $P_{agg1}$  et IWC)

Au sein de la **zone stratiforme**, nous avons mis en lumière **le rôle essentiel du processus d'agrégation** dans la **formation de particules de grandes tailles**, précurseurs glacés des précipitations stratiformes, et dans **l'élimination des très nombreuses petites particules de glace** apportées par la convection profonde dans les hautes couches de la troposphère.

## 4.2 Restitution des relations $\rho_{eff} - D$ des particules de glace : étude de l'influence du processus de croissance dominant

Nous avons présenté dans le chapitre 1 les trois processus microphysiques de croissance de la glace (déposition de vapeur, agrégation et givrage) et suggéré que les propriétés massiques caractéristiques d'une population de particules puissent varier d'un intervalle de taille à un autre en fonction du processus dominant la croissance sur cet intervalle. Dans les MCS, **ces trois mécanismes s'expriment chacun de manière plus ou moins prononcée en fonction des conditions dynamiques et thermodynamiques qui varient d'une zone à l'autre du système** : dans les zones convectives par exemple, les trois mécanismes peuvent coexister jusqu'à  $-40^\circ\text{C}$  environ (l'absence d'eau surfondue inhibe le processus de givrage au-delà) et l'étude des PSD a montré le rôle prépondérant du processus d'agrégation qui se produit dans l'épaisseur de la couche stratiforme<sup>1</sup>. Le jeu de données HAIC-HIWC est donc particulièrement propice à l'étude des propriétés massiques des particules en fonction du processus microphysique qui contrôle ou domine leur croissance, à condition de pouvoir identifier des ensembles de données pour lesquels l'un des trois processus s'exprime de manière dominante. Dans cette section, la méthode de restitution des masses discrétisées des particules de glace présentée au chapitre 3 est appliquée aux données mesurées in-situ durant la campagne aéroportée Darwin-2014, afin de poursuivre et enrichir la discussion sur la caractérisation des processus microphysiques au sein des MCS par l'étude de la masse des cristaux de glace. L'expression des processus de croissance se reflète sur la forme des particules de glace et les images des sondes OAP peuvent renseigner au moins qualitativement sur l'histoire microphysique des cristaux, informations microphysiques importantes sur lesquelles nous appuierons notre raisonnement.

Dans la sous-section 4.2.1, les propriétés massiques de particules échantillonnées dans une tempête tropicale (vols Darwin #12 et #13) sont restituées. Comme nous le justifierons, ce système a offert des conditions dynamiques et thermodynamiques propices à la **croissance par déposition de vapeur** sur une large gamme de taille. Nous étudierons ensuite les propriétés massiques des **agrégats** dans la sous-section 4.2.2 en utilisant comme cas d'étude les données du vol Darwin #7. Enfin, nous discuterons dans la sous-section 4.2.3 de l'**effet du givrage** sur les propriétés massiques des particules millimétriques en comparant la masse volumique effective de particules échantillonnées à  $-50^\circ\text{C}$  durant les vols Darwin #6, #8, #10 et #19.

### 4.2.1 Croissance par déposition de vapeur dans la convection profonde : restitution de la masse volumique effective de cristaux de glace submillimétriques

Nous allons nous intéresser ici à la masse volumique effective des cristaux de glace dont la croissance est dominée par la déposition de vapeur. Ce mécanisme de croissance suppose notamment une sursaturation par rapport à la glace ( $e_{vap} > e_{sat,i}(T)$ ) (équation (13-76) dans PRUPPACHER et KLETT, 2010), condition thermodynamique que l'on rencontre dans les cellules convectives principalement. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la croissance des cristaux de glace dépend de la température et de la sursaturation (BAILEY et HALLETT, 2009)

1. Cette dominance de la croissance par agrégation se conçoit facilement compte-tenu de l'absence d'eau surfondue nécessaire au givrage (les rares épisodes d'eau surfondue identifiés sont cantonnés aux zones convectives) et des conditions de saturation de l'air (saturation par rapport à la glace, voire sous saturation) ne permettant pas au mécanisme de déposition de vapeur de s'exprimer avec autant de vigueur qu'en environnement convectif où les mesures d'hygrométrie suggèrent en général la sursaturation par rapport à la glace.

et la présence de *capped columns* est un marqueur très fort de la croissance par **déposition de vapeur** en **environnement convectif** (cf. p17).

La glace convective observée dans les MCS de la campagne Darwin-2014 est en générale dominée en nombre par des particules de taille inférieure à quelques centaines de microns. Sur cette gamme de taille, il est difficile de quantifier la contribution individuelle des processus microphysiques dans la production de glace convective pour des raisons techniques :

- la résolution nominale de la 2D-S (10  $\mu\text{m}$ ) est insuffisante pour visualiser l'accrétion de givre à la surface des cristaux et apprécier le degré de givrage des particules. Un CPI dont la résolution est de 2,3  $\mu\text{m}$  serait plus adapté. De plus, la technique d'imagerie utilisée est sujette à un problème de diffraction optique qui déforme l'image des petites particules ( $D \leq 100 \mu\text{m}$  typiquement) lorsqu'elles passent hors du plan focal objet. En conséquence, la forme des petits cristaux est très souvent difficilement identifiable,
- l'analyse visuelle d'échantillon d'images de la 2D-S permet parfois d'identifier certaines formes caractéristiques de la convection comme les *capped columns* mais en l'absence d'algorithme de reconnaissance de forme performant applicable aux images 2D des sondes 2D-S et PIP, il est impossible d'évaluer quantitativement la proportion de chaque type de cristaux de glace ainsi que leur degré de givrage sur cette gamme de tailles.

Or les particules échantillonnées lors des deux vols Darwin #12 et #13 réalisés dans une tempête tropicale ont des propriétés microphysiques bien différentes des MCS du reste de la campagne Darwin-2014 (cf. discussion à propos des figures 4.5 et 4.6) : d'une part les PSD de ces vols présentent généralement un mode bien marqué y compris dans la convection, et d'autre part ce mode est situé à un diamètre très nettement supérieur à ce qui est observé dans les autres vols (au delà de 300  $\mu\text{m}$ ). LEROY et al. (2016a) a mis en évidence des différences microphysiques :

- l'analyse visuelle des images enregistrées dans la tempête tropicale par la 2D-S révèle la proportion marquante de cristaux de type *capped column* faiblement à modérément givrés (la forme originale du cristal est encore reconnaissable) sur la gamme 300-1000  $\mu\text{m}$  dans les vols Darwin #12 et #13 aux deux niveaux de température, par opposition aux particules plus fortement givrées (dans lesquelles tant de goutellettes d'eau surfondue ont été collectées que le crystal primitif est méconnaissable) ou aux nombreux agrégats qui dominent les grandes tailles dans l'enclume du MCS échantillonné durant Darwin #16 par exemple (voir les images données à la figure 4.14),
- les diamètres medians massiques sont significativement plus élevés dans la tempête tropicale que dans le MCS classique.

La figure 4.14 présente une sélection d'hydrométéores illustrant les formes typiquement observées à  $-40^\circ\text{C}$  en environnement convectif durant les vols Darwin #13 et #16. Sur ces images sélectionnées manuellement, on notera la présence de grandes *capped columns* dans les images du vols Darwin #13. Pour illustrer la difficulté d'analyser les images 2D des petits cristaux ( $D \leq 300 \mu\text{m}$ ), on remarquera que plusieurs images 2D des deux lignes supérieures présentent une forme assimilable à celle des *capped columns*. De récents travaux menés au LaMP ont montré que ces images sont très probablement dues à des particules (de type *colonnes*) vues hors focus (GUÉLIS et al., 2018).

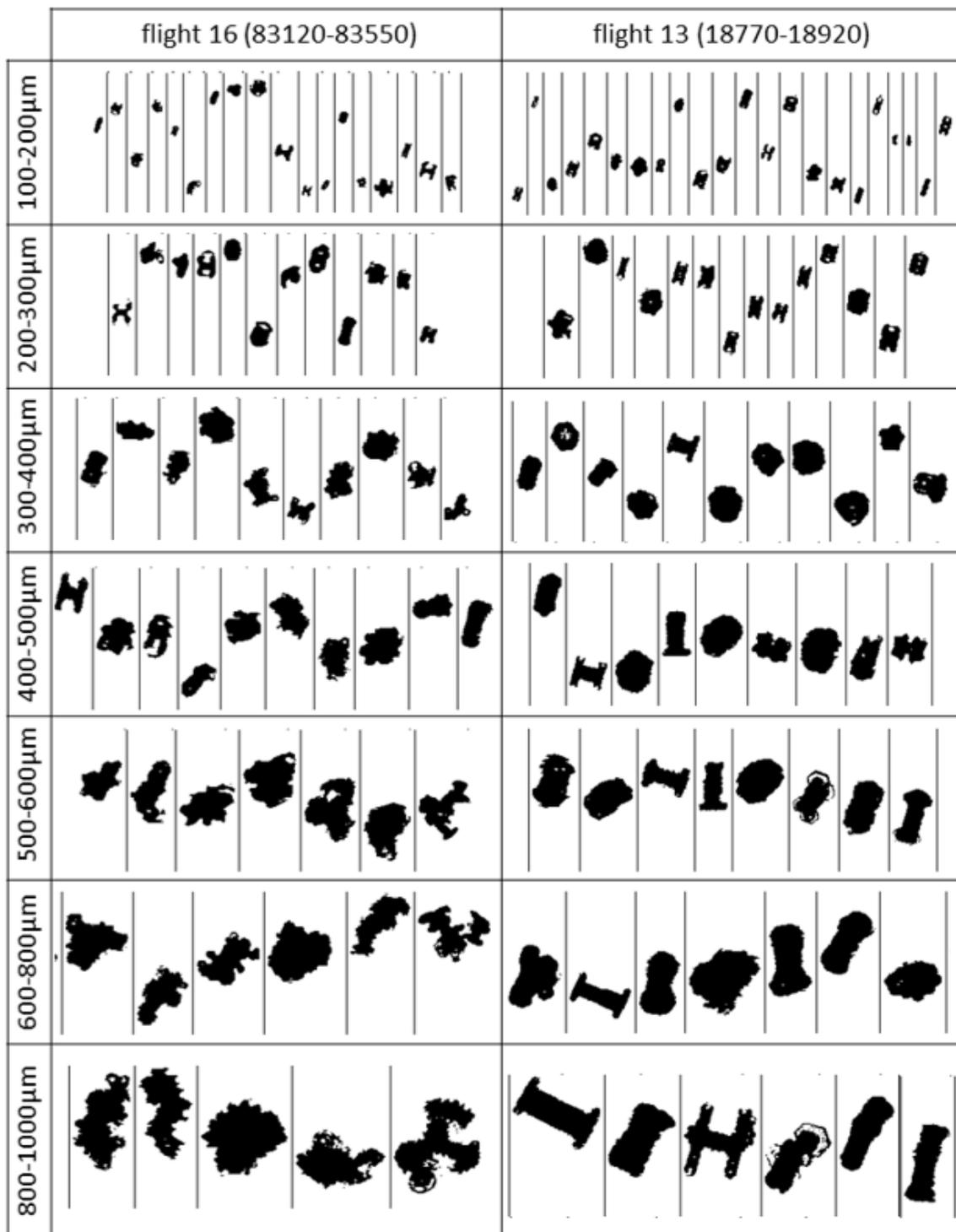


FIGURE 4.14 : Sélection d'images enregistrées par la 2D-S lors du vol Darwin #13 (à gauche) et Darwin #16 (à droite). La barre verticale séparant les images mesure 1280  $\mu\text{m}$ . (préparée par D. Leroy)

Des *capped columns* sont fréquemment observées en environnement convectif dans tous les autres vols du projet HAIC-HIWC, mais le nombre et la taille supérieure des *capped columns* observées durant les vols #12 et #13, ainsi que l'étendue des zones dans lesquelles elles sont observées suggèrent que la dynamique particulière de la tempête tropicale a d'avantage favorisé le processus de déposition de vapeur. Ces conditions rendent donc les données des vols #12 et #13 particulièrement intéressantes pour l'étude des propriétés massiques des cristaux de glace produits principalement par déposition de vapeur sur une large gamme de tailles. Grâce à la nouvelle technique de restitution, nous prolongeons l'analyse initiée dans LEROY et al. (2016a).

### Mesures utilisées

L'étude de la masse des cristaux de glace repose sur les 1642 points échantillonnés à deux niveaux de température durant les vols Darwin #12 et #13. Les 1019 points de mesure du vol Darwin #16 sont également utilisés pour permettre la comparaison des propriétés massiques entre une tempête tropicale et un MCS océanique typique de la région de Darwin. Ces données sont synthétisées dans le tableau 4.2.

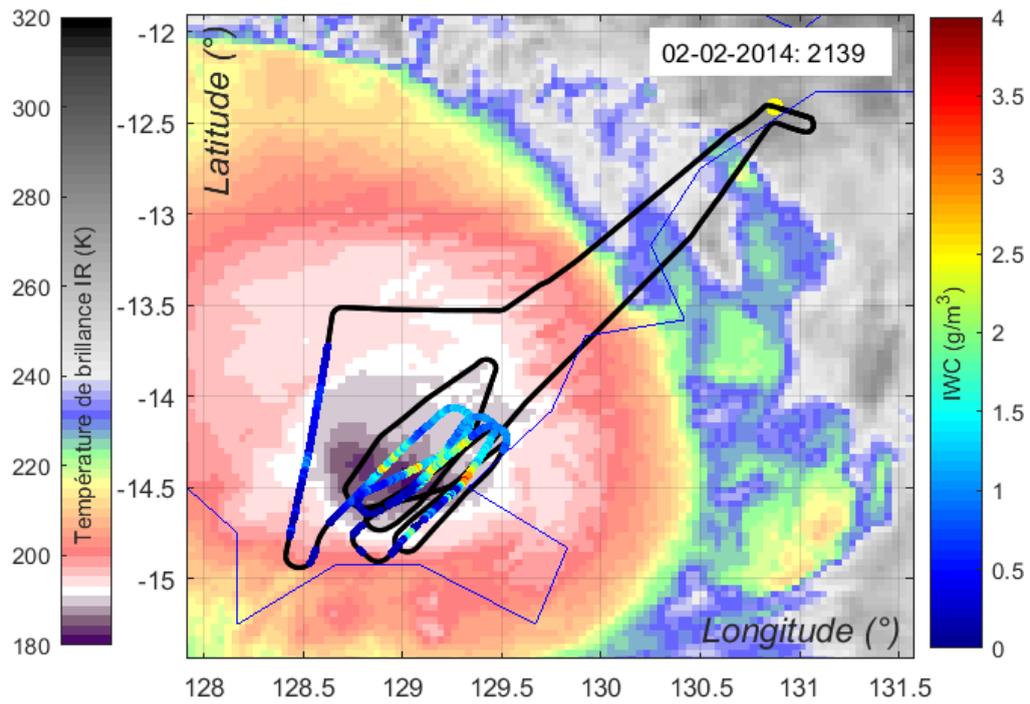
Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice dynamique %
Darwin #12	21 :09 - 22 :12	628	237,0 (0,83)	0,94 (0,70)	37,9
Darwin #12	22 :16 - 23 :17	461	246,9 (0,71)	0,71 (0,84)	21,7
Darwin #13	04 :41 - 05 :41	511	237,3 (0,91)	1,05 (1,0)	29,9
Darwin #13	05 :44 - 05 :58	142	244,6 (0,80)	1,16 (1,11)	40
Darwin #16	21 :39 - 23 :49	1019	236,1 (0,37)	1,06 (0,63)	34,9

TABLE 4.2: Données utilisées pour la restitution des masses des cristaux croissant par déposition de vapeur : observations à  $-40^\circ\text{C}$  et à  $-30^\circ\text{C}$

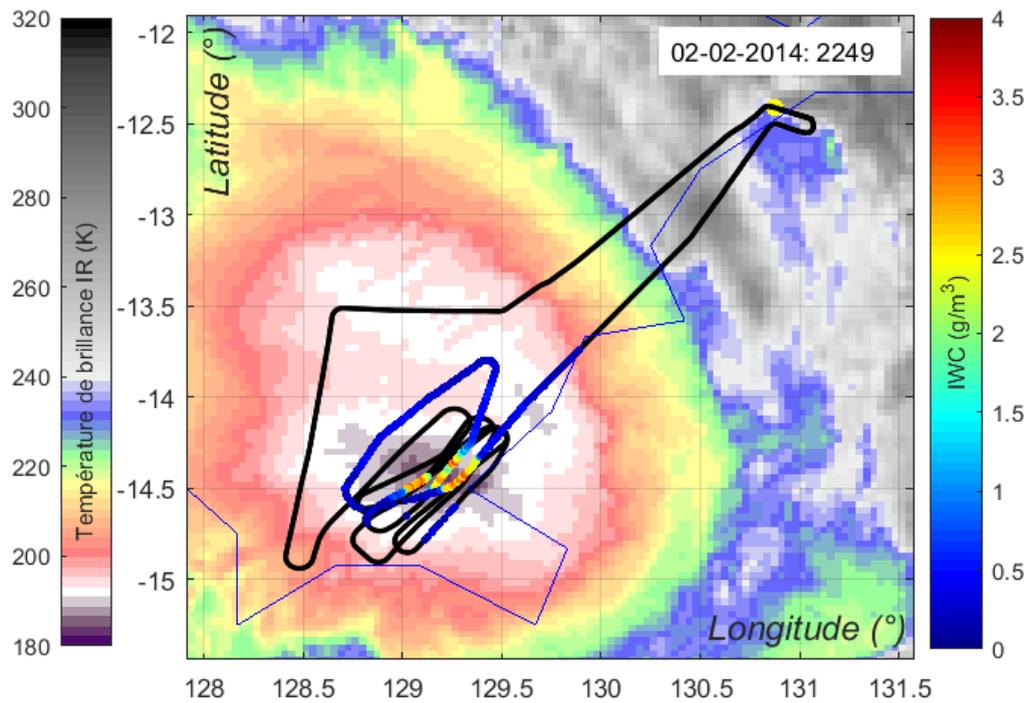
La tempête tropicale a été échantillonnée à deux altitudes différentes. La superposition de la trajectoire avion sur les images satellite de l'enclume données dans les figures 4.15 et 4.16 et montre l'échantillonnage méthodique des zones à fort contenu en glace durant ces deux vols, conduisant à la pénétration répétée dans des zones convectives repérables sur l'image satellite à une température de brillance inférieure à 190 K. Durant le vol Darwin #12, 6 segments ont été effectués à  $-36^\circ\text{C}$  (voir figure 4.15a) et 5 segments à  $-26^\circ\text{C}$  (voir figure 4.15b). Durant le vol #13, 7 segments ont été réalisés à  $-36^\circ\text{C}$  (figure 4.16a) et un segment à  $-28^\circ\text{C}$  (figure 4.16b). Les cartes satellite sont choisies en fonction de leur heure d'émission de façon à être les plus représentatives possible de l'état du système à chaque palier : l'image satellite de 21h39 UTC donnée à la figure 4.15a représente l'état du MCS lorsque l'avion est à mi-parcours sur le palier à  $-36^\circ\text{C}$  par exemple. Dans la suite, ces quatre paliers sont notés respectivement  $D12_{-40^\circ\text{C}}$ ,  $D12_{-30^\circ\text{C}}$ ,  $D13_{-40^\circ\text{C}}$  et  $D13_{-30^\circ\text{C}}$ .

La distribution d'IWC le long de la trajectoire présentée sur les figures 4.15 (vol Darwin #12) et 4.16 (vol Darwin #13) montre que le contenu en glace est très élevé dans la zone convective, avec des valeurs dépassant  $3\text{ g/m}^3$ , et qu'il décroît rapidement lorsqu'on s'éloigne du centre dépressionnaire autour duquel s'est organisée la convection. Cette relation binaire entre zones convectives et fort IWC d'une part et zones stratiformes et faible IWC d'autre part se traduit par une distribution statistique bimodale d'IWC, à l'image de celle présentée dans la figure 4.17 pour tout le vol #13.

L'indice dynamique reporté dans la dernière colonne du tableau 4.2 représente la fraction de points échantillonnés en environnement convectif (défini ici par une vitesse verticale de la masse d'air mesurée in situ par le F20 de norme supérieure à  $1\text{ m s}^{-1}$ ) par rapport au nombre total de points du palier. Pour les cinq paliers présentés, cet indicateur est

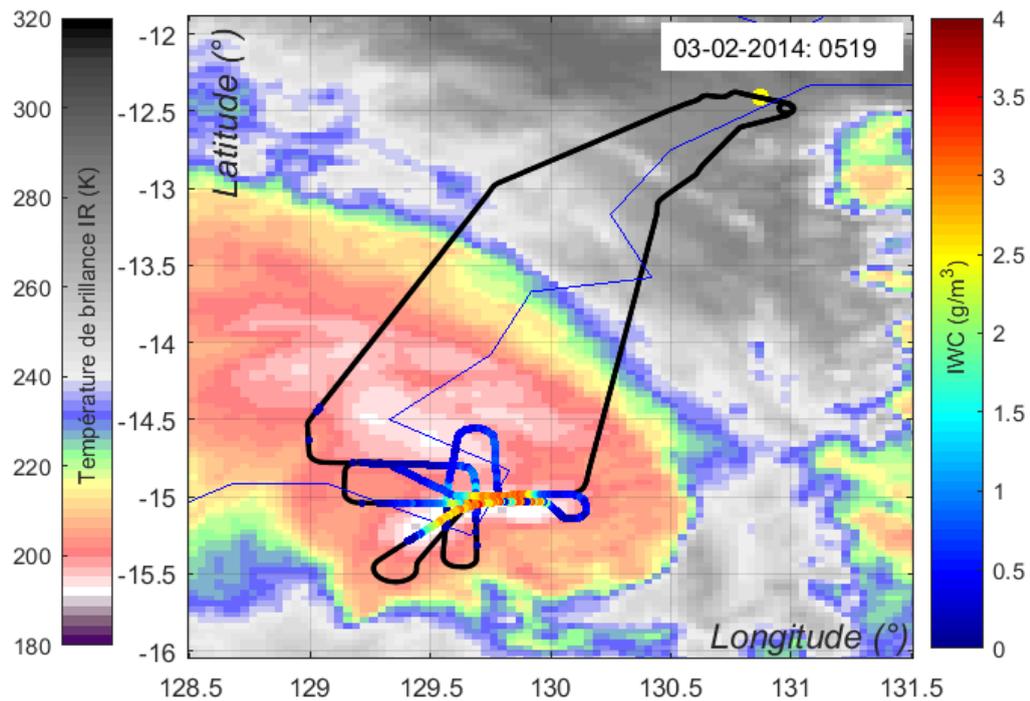


(a) Distribution du contenu en glace le long de la trajectoire durant le palier à  $-36^{\circ}\text{C}$ .

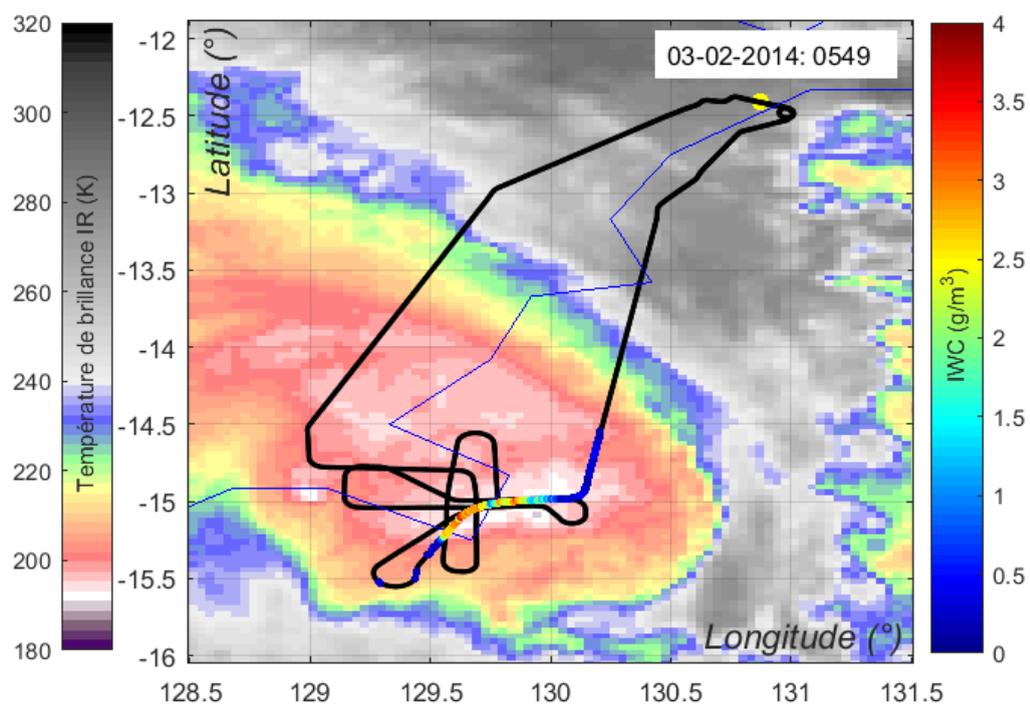


(b) Distribution du contenu en glace le long de la trajectoire durant le palier à  $-26^{\circ}\text{C}$ . L'image satellite (22h49 UTC) représente l'état du MCS lorsque l'avion est à mi-parcours sur ce palier

FIGURE 4.15 : Images satellites du MCS échantillonné durant Darwin #12



(a) Distribution du contenu en glace le long de la trajectoire durant le palier à  $-36^{\circ}\text{C}$ . L'image satellite (05h19 UTC) représente l'état du MCS lorsque l'avion est à mi-parcours sur ce palier



(b) Distribution du contenu en glace le long de la trajectoire durant le palier à  $-26^{\circ}\text{C}$ . L'image satellite (05h49 UTC) représente l'état du MCS lorsque l'avion est à mi-parcours sur ce palier

FIGURE 4.16 : Images satellites du MCS échantillonné durant Darwin #13

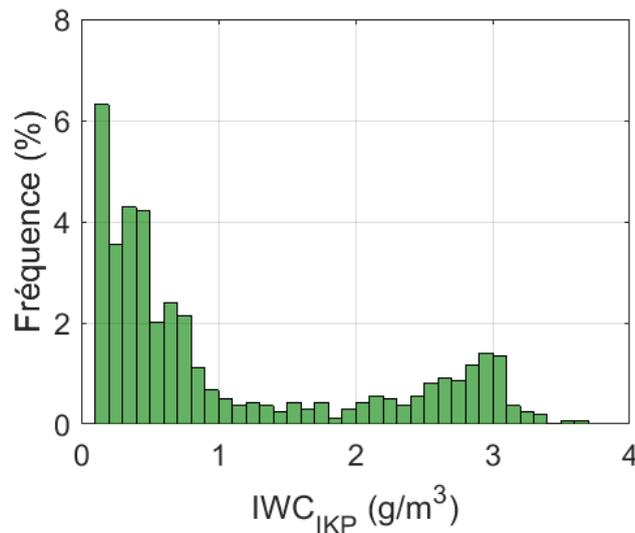


FIGURE 4.17 : Distribution statistique des valeurs d'IWC mesurées durant le vol Darwin #13

élevé : les ensembles de points considérés dans cette sous-section 4.2.1 sont donc représentatifs d'un environnement convectif. Pour comparaison, les valeurs de l'indice dynamique dans l'environnement purement stratiforme du MCS Darwin #7 sont de quelques pourcents seulement (voir tableau 4.4). La structure dynamique verticale des MCS observés durant les trois vols est donnée à la figure 4.18 qui montre les profils verticaux de vitesse Doppler verticale mesurés par le radar RASTA le long de la trajectoire. On peut identifier sur le bandeau 4.18a du vol #12 les zones convectives pénétrées par le F20 qui apparaissent sous forme de colonnes rouges, comme schématisée à la figure 1.3c du chapitre 1. La comparaison entre les bandeaux 4.18a et 4.18c met en évidence des différences dynamiques entre les différentes zones convectives échantillonnées. Dans le vol #12, le sommet protubérant culmine à 17,7 km contre 16,3 km pour le vol #16 soulignant l'intensité de l'activité convective dans la tempête. On peut également noter la présence dans les zones convectives du vol #16 de colonnes à forte extension verticale où la vitesse Doppler verticale est très négative traduisant un mouvement vers le sol à vitesse élevée (zones bleues à  $t = 82550$  s par exemple), phénomène que l'on ne retrouve pas, ou de manière moins prononcée, dans les vols #12 et #13. La vitesse Doppler étant fonction de la vitesse de la masse d'air et de celle des particules qu'elle contient, il est possible que ces colonnes indiquent la présence de particules fortement givrées chutant rapidement dans la colonne convective, comme nous le verrons à la section 4.2.3.

#### Restitution des relations $\rho_{eff} - D$ et de l'IWC

Les PSD moyennes et médianes calculées à partir des données du palier à  $-40^\circ\text{C}$  de Darwin #12 et #13 (notés  $D12_{-40^\circ\text{C}}$  et  $D13_{-40^\circ\text{C}}$  dans la suite) et Darwin #16 sont présentées dans la figure 4.19a en rouge, vert et violet respectivement. Les courbes  $\rho_{eff} - D$  restituées à partir des données de ces trois paliers sont présentées dans la figure 4.19b.

Pour rappel, la zone ombrée accompagnant chaque relation  $\rho_{eff} - D$  est délimitée par les résultats obtenus pour  $\lambda = 0.1 \times \lambda_{opt}$  et  $\lambda = 10 \times \lambda_{opt}$ , afin de couvrir la subjectivité liée à l'identification graphique du point de courbure maximum. Pour l'analyse, seules les valeurs incluses dans la plage de confiance sont discutées (symbole « \* » de différentes couleurs, voir section 3.3.2 pour la définition de cette plage de confiance). Notons tout d'abord

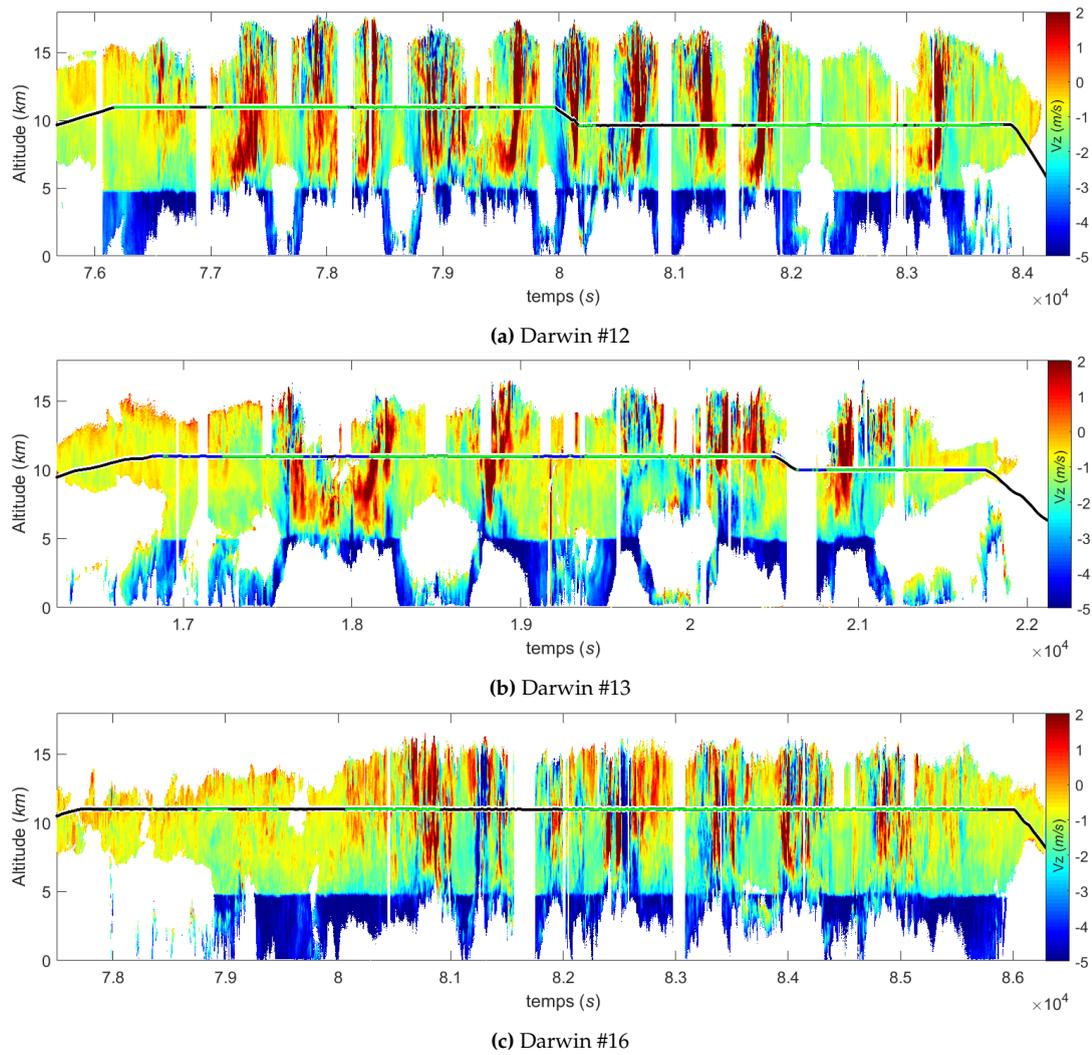
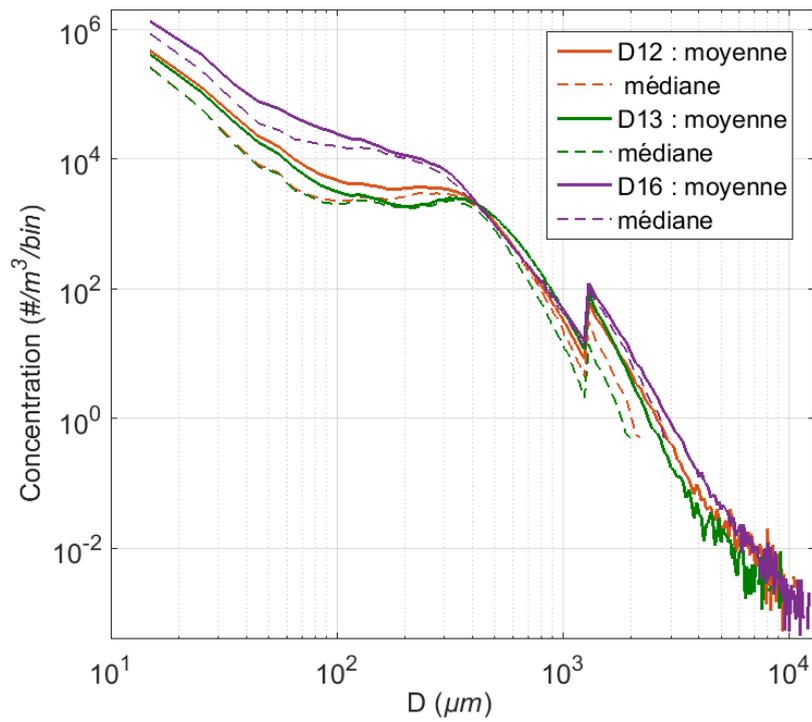
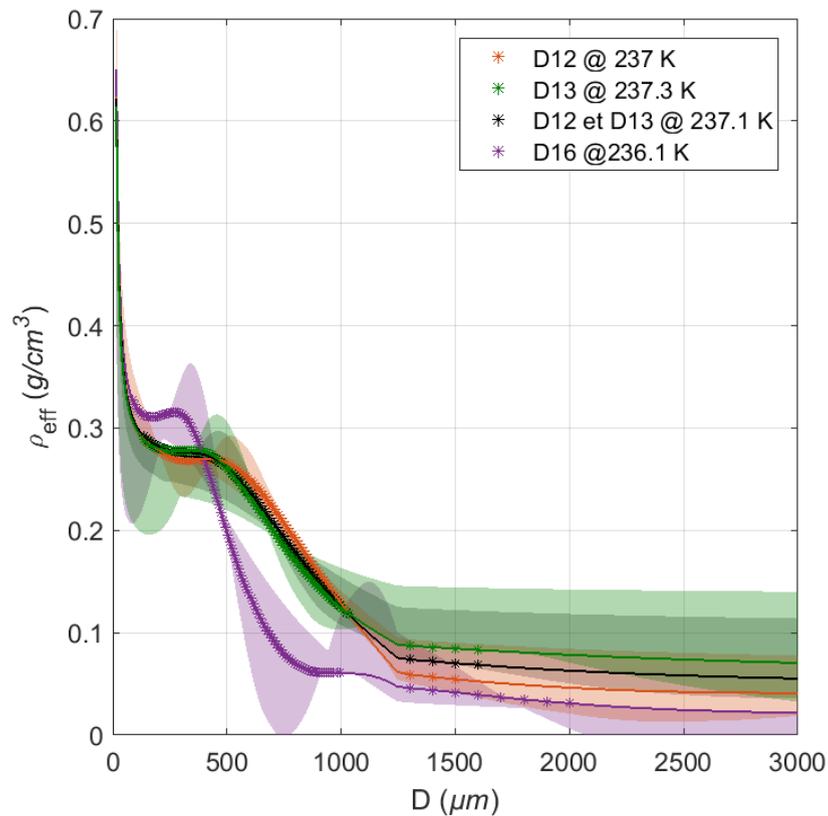


FIGURE 4.18 : Profil vertical de la vitesse Doppler verticale mesurée le long de la trajectoire par le radar RASTA durant les vols Darwin #12, #13 et #16



(a) Distributions de tailles moyennes (trait plein) et médianes (trait pointillé)

(b) Relations  $\rho_{eff} - D$  : les symboles '\*' représentent les bins situés dans la plage de confiance. La courbe noire montre la relation restituée en cumulant les données Darwin #12 et #13 ensembles.FIGURE 4.19 : PSD et restitutions  $\rho_{eff} - D$  pour les paliers à  $-40^\circ\text{C}$  des vols Darwin #12 (couleur rouge), Darwin #13 (couleur verte) et Darwin #16 (couleur violette).

la similarité entre les valeurs restituées sur l'intervalle 100-1000  $\mu\text{m}$  pour les vols dans la tempête tropicale. On observe un premier palier entre 140 et 500  $\mu\text{m}$  où  $\rho_{eff}$  se situe entre 0,26 et 0,29  $\text{g}/\text{cm}^3$  suivi d'une décroissance peu prononcée (comparé à D16) pour atteindre 0,125  $\text{g}/\text{cm}^3$  à  $D \approx 1000 \mu\text{m}$ . Au delà de cette taille, la masse volumique effective des cristaux continue de décroître pour atteindre environ 0,08  $\text{g}/\text{cm}^3$  (Darwin #13) et 0,05  $\text{g}/\text{cm}^3$  (Darwin #12). Compte-tenu de la similarité des propriétés massiques restituées indépendamment pour chacun de ces deux paliers ( $D12_{-40^\circ\text{C}}$  et  $D13_{-40^\circ\text{C}}$ ) et pour comparaison ultérieure, une autre restitution est réalisée en mélangeant ces deux ensembles de points : sans surprise, les valeurs restituées (voir courbe noire sur la figure 4.19b) sont encadrées par celles obtenues sur chacun des deux paliers. En comparaison, les propriétés massiques des cristaux échantillonnés durant Darwin #16 semblent bien différentes : la masse volumique effective restituée est à peu près constante entre 85 et 300  $\mu\text{m}$  (0,32  $\text{g}/\text{cm}^3$ ) puis décroît nettement pour se stabiliser autour de 0,06  $\text{g}/\text{cm}^3$  sur l'intervalle 850-1000  $\mu\text{m}$ , avant de passer en dessous de 0,05  $\text{g}/\text{cm}^3$  pour les tailles supérieures à 1300  $\mu\text{m}$ .

Ces trois relations  $\rho_{eff} - D$  sont maintenant utilisées pour prédire le contenu en glace sur les autres ensembles de points, appelés données d'application : par exemple, on utilise la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée à partir de Darwin #12 pour calculer l'IWC sur les vols Darwin #13 et #16 à partir de leur PSD seulement, que l'on compare ensuite aux valeurs d'IWC mesurées sur ces vols par l'IKP-2. Dans cet exercice, les masses restituées pour tous les bins des spectres sont utilisées (en incluant les valeurs situées hors de la plage de confiance). Pour justifier cet arrangement qui facilite grandement le calcul d'IWC à partir des PSD (multiplication matricielle), nous rappelons ici que les bins situés hors de la plage de confiance contribuent très peu à l'IWC (contribution moyenne inférieur à 0,2% de l'IWC, voir section 3.3.2). La comparaison entre IWC prédit (noté  $IWC_{calc}$  sur les courbes) et IWC mesuré par l'IKP-2 (noté  $IWC_{IKP}$ ) est présenté dans la figure 4.20.

Concentrons nous tout d'abord sur les quatre figures 4.20a, 4.20b, 4.20d et 4.20e qui montrent les restitutions d' $IWC_{calc}$  à partir des relations  $\rho_{eff} - D$  estimées à  $-40^\circ\text{C}$  dans la tempête tropicale. Visuellement on constate que les relations  $\rho_{eff} - D$  estimées à partir des données  $D12_{-40^\circ\text{C}}$  ou  $D13_{-40^\circ\text{C}}$  permettent l'une ou l'autre d'estimer correctement l' $IWC_{calc}$  sur les deux vols #12 et #13 : la majeure partie des points bleus sont distribués le long de la droite  $x = y$  (voir les nuages de points bleus sur les figures 4.20a et 4.20e). Cela n'est pas surprenant compte-tenu de la similitude des relations  $\rho_{eff} - D$  observée sur la figure 4.19b. Plus surprenant peut-être, on voit que la qualité de la prédiction du contenu en glace pour les points à  $-30^\circ\text{C}$  des vols Darwin #12 et #13 (nuages de points verts sur les courbes de la figure 4.20) réalisée à partir de relations établies à  $-40^\circ\text{C}$  est très comparable à ce qui est estimé à  $-40^\circ\text{C}$  : les nuages de points verts ne semblent pas plus dispersées que les nuages de points bleus. En anticipation de la section 4.3, il semble ne pas y avoir d'« effet température » différenciant les propriétés massiques des particules observées à  $-30^\circ\text{C}$  (points de couleur verte) et  $-40^\circ\text{C}$  (points de couleur bleue) dans ces deux vols. Nous étayerons ce constat par l'étude des relations  $\rho_{eff} - D$  restituées à partir des données à  $-30^\circ\text{C}$  sous peu (voir la discussion associée à la figure 4.21b). Pour quantifier la qualité de la restitution d' $IWC_{calc}$ , la moyenne des erreurs relatives prises en valeur absolue (MAPE, en %) et la moyenne des erreurs relatives (MPE, en %) sont calculées selon l'équation 4.2 où  $P$  désigne le nombre de points :

$$MAPE (\%) = \frac{100}{P} \cdot \sum_P \frac{|IWC_{calc} - IWC_{IKP}|}{IWC_{IKP}} \quad (4.2)$$

$$MPE (\%) = \frac{100}{P} \cdot \sum_P \frac{IWC_{calc} - IWC_{IKP}}{IWC_{IKP}}$$

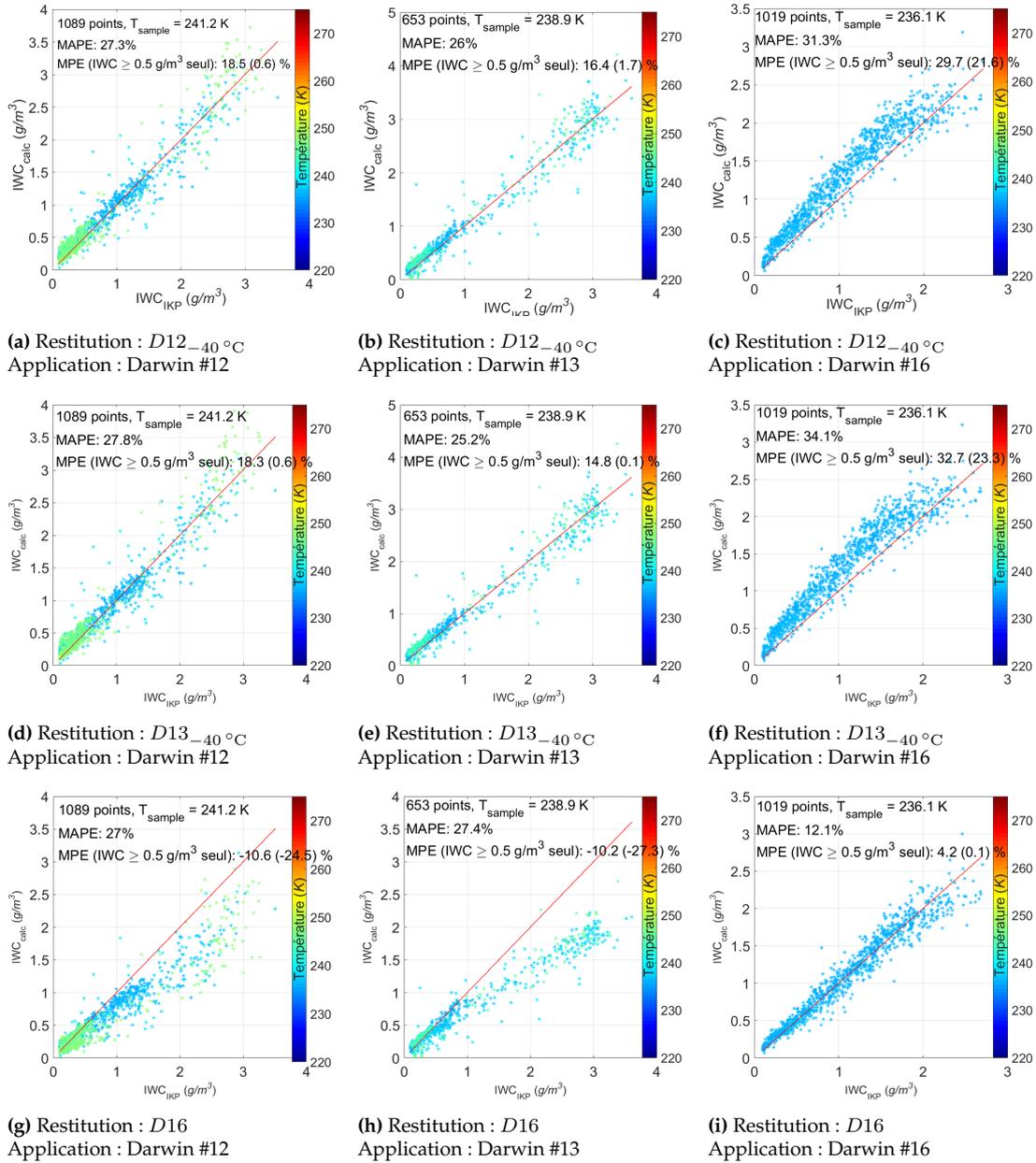


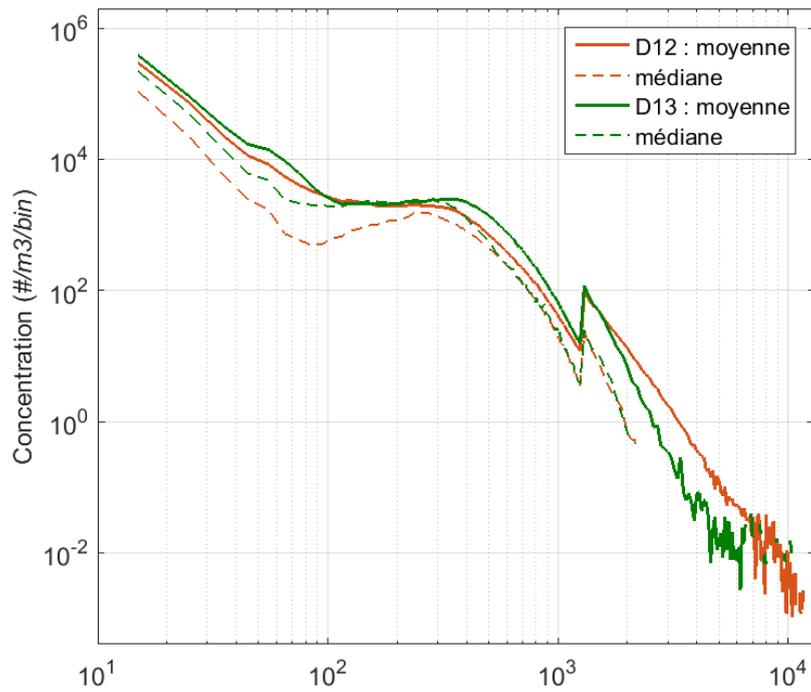
FIGURE 4.20 : Comparaison entre l' $IWC_{IKP}$  mesuré (en abscisse) et l' $IWC_{calc}$  calculé. Restitution désigne le jeu données utilisé pour déterminer la relation  $\rho_{eff} - D$ . Application désigne les PSD auxquelles est appliquée la relation  $\rho_{eff} - D$  pour calculer  $IWC_{calc}$ . La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés (un seul palier à 236.1 K sur le vol Darwin #16). La droite rouge indique la courbe  $x = y$ . Les grandeurs statistiques (MPE et MAPE) sont décrites dans le texte

Pour ces quatre ensembles de points, la restitution est assez incertaine avec une MAPE comprise entre 25 et 28% et une tendance systématique à surestimer le contenu en glace (MPE comprise entre +14,8 et +18,5%). Ces valeurs élevées sont principalement dues à la mauvaise restitution des faibles contenus en glace : le biais diminue significativement ( $0,1\% \leq MPE \leq 1,7\%$ ) si l'on exclut les points tels que  $IWC_{IKP} < 0,5 \text{ g/m}^3$  du calcul. Cette surestimation des faibles contenus en glace, tendance systématique sur l'ensemble des restitutions, est très certainement due à la différence de propriétés massiques entre les particules échantillonnées dans la convection et celles échantillonnées dans l'enclume stratiforme mais nous laissons ici cette discussion qui est reprise dans la sous-section 4.2.3.

En considérant maintenant l'ensemble des courbes de la figure 4.20, on peut constater que les différences entre les relations  $\rho_{eff} - D$  des vols Darwin #12 et #13 d'un côté et Darwin #16 de l'autre, se traduisent par un net biais sur les figures 4.20c, 4.20f, 4.20g et 4.20h : les relations  $\rho_{eff} - D$  établies à partir de  $D12_{-40^\circ\text{C}}$  et  $D13_{-40^\circ\text{C}}$  surestiment de plus de 20% l'IWC du vol Darwin #16, et cela en excluant les points  $IWC_{IKP} < 0,5 \text{ g/m}^3$  dans le calcul de la MPE. Inversement, la relation  $\rho_{eff} - D$  établie sur Darwin #16 sous-estime le contenu en glace des vols #12 et #13 ( $MPE = -24,5\%$  et  $-27,3\%$  respectivement, pour les points où  $IWC_{IKP} \geq 0,5 \text{ g/m}^3$  seuls). Remarquons pour finir que la prédiction d'IWC dans les figures 4.20c et 4.20f semble s'améliorer pour les points où  $IWC \geq 2 \text{ g/m}^3$  (inflexion du nuage de points vers la droite  $x = y$ ), suggérant que les propriétés massiques de la glace convective de Darwin #16 (zones où l'IWC est le plus fort, supérieur à  $2 \text{ g/m}^3$  typiquement) pourraient correspondre à celles calculées dans l'environnement essentiellement convectif de la tempête tropicale. Enfin, la figure 4.20i montre que les valeurs d' $IWC_{calc}$  restituées à partir de la relation  $\rho_{eff} - D$  établie sur Darwin #16 se compare très bien aux valeurs mesurées par l'IKP-2, avec une corrélation aussi bonne que celles obtenues aux figures 4.20a et 4.20e, ce qui est attendu puisque la méthode d'inversion consiste à minimiser la différence entre  $IWC_{IKP}$  et  $IWC_{calc}$ .

Nous avons signalé plus haut que les relations établies à partir de  $D12_{-40^\circ\text{C}}$  et  $D13_{-40^\circ\text{C}}$  prédisent l'IWC sur les paliers à  $-30^\circ\text{C}$  des vols Darwin #12 et #13 avec une précision comparable à celle avec laquelle l'IWC est restitué sur les paliers à  $-40^\circ\text{C}$ , suggérant des propriétés massiques similaires pour ces deux niveaux de température. Pour confirmer cela, la figure 4.21 présente les restitutions effectuées à partir des données mesurées à  $-30^\circ\text{C}$  durant Darwin #12 (courbe rouge) et #13 (courbe verte) : les PSD sont présentées à la figure 4.21a et la figure 4.21b présente les relations  $\rho_{eff} - D$  restituées. Pour faciliter la comparaison, la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée précédemment à partir des données cumulées des paliers  $D12_{-40^\circ\text{C}}$  et  $D13_{-40^\circ\text{C}}$  est superposée (courbe noire).

Les trois courbes sont très similaires. On retrouve un premier palier jusqu'à environ  $500 \mu\text{m}$  où la masse volumique effective est élevée pour les trois cas : on trouve  $\rho_{eff} \in 0,23 - 0,27 \text{ g cm}^{-3}$  pour  $D12/D13_{-30^\circ\text{C}}$  (courbes rouge et verte) et  $\rho_{eff} \in 0,26 - 0,29 \text{ g cm}^{-3}$  pour  $D12/D13_{-40^\circ\text{C}}$  (courbe noire). Si les valeurs semblent légèrement supérieures pour le palier à  $-40^\circ\text{C}$ , le chevauchement des barres d'incertitude (zones ombrées) signale que la différence peut ne pas être significative. La masse volumique effective décroît ensuite vers le second régime des particules supermillimétriques. Entre les deux, à  $1 \text{ mm}$ , on trouve  $\rho_{eff} = 0,12 \text{ g/cm}^3$  pour  $D13_{-30^\circ\text{C}}$  et  $D12/D13_{-40^\circ\text{C}}$  et  $0,13 \text{ g/cm}^3$  pour  $D12_{-30^\circ\text{C}}$ , et les valeurs restituées à  $1,6 \text{ mm}$  se situent entre  $0,064 \text{ g/cm}^3$  et  $0,078 \text{ g/cm}^3$ . Nous aurons l'occasion de revenir sur ce second régime dans la sous-section suivante. Ces deux restitutions indépendantes montrent bien que la capacité des relations  $\rho_{eff} - D$  établies à  $-40^\circ\text{C}$  à prédire correctement l'IWC au niveau  $-30^\circ\text{C}$  n'est pas le fruit d'erreurs compensatoires : les cristaux échantillonnés dans la tempête tropicale à  $-40^\circ\text{C}$  et à  $-30^\circ\text{C}$  présentent des propriétés



(a) Distributions de tailles moyennes (trait plein) et médianes (trait pointillé)

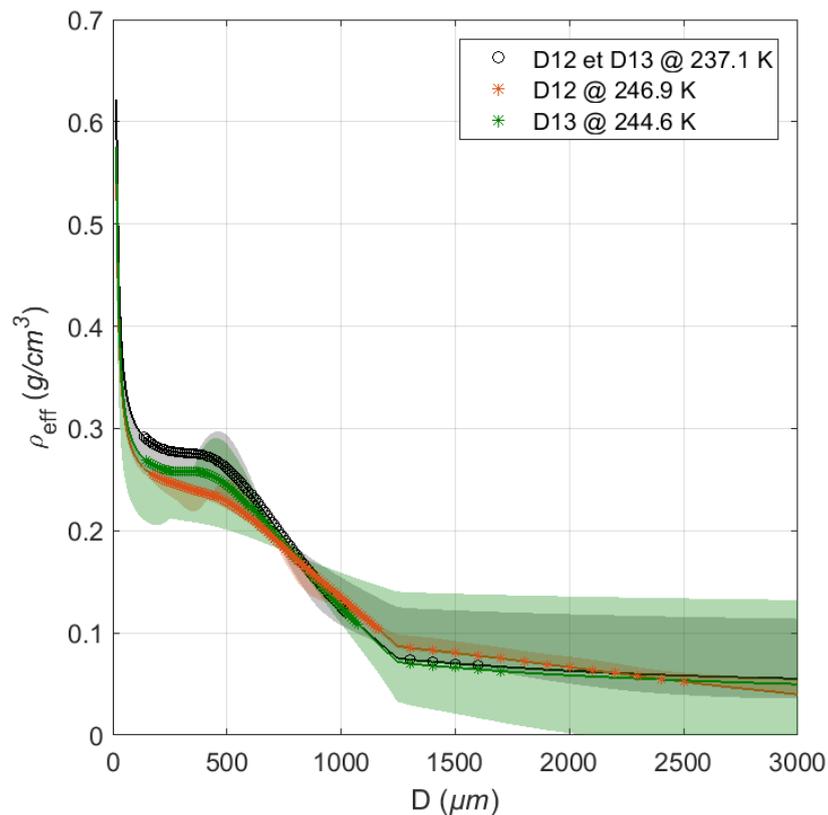
(b) Relations  $\rho_{eff} - D$ . Les symboles '\*' représentent les bins situés dans la plage de confiance. La courbe noire est obtenue en appliquant la restitution aux données collectées lors des paliers à -40 °C des vols Darwin #12 et Darwin #13.

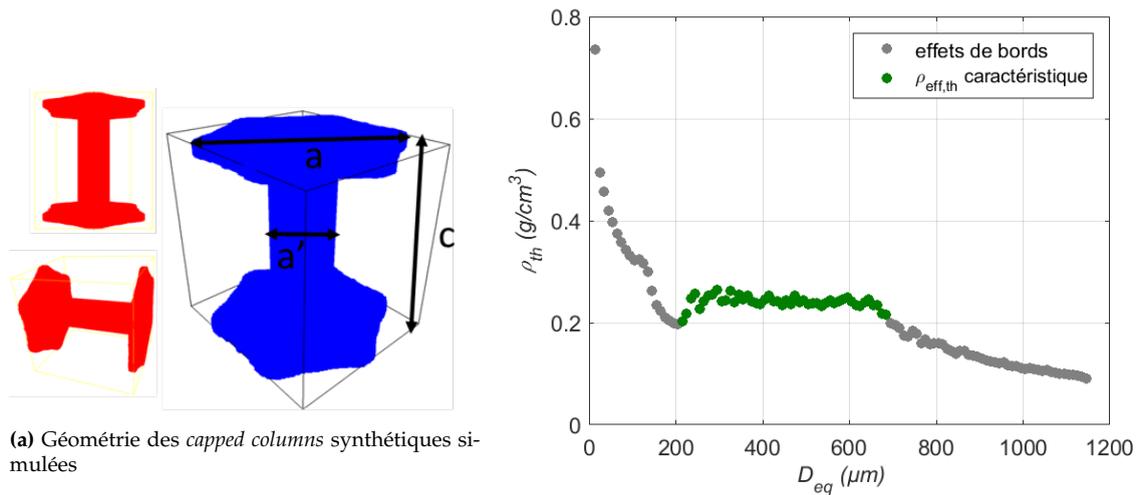
FIGURE 4.21 : Restitution pour les paliers à -30 °C des vols Darwin #12 (couleur rouge), Darwin #13 (couleur verte).

massiques très similaires.

Notons au passage la forte incertitude entachant la restitution  $D13_{-30^\circ\text{C}}$ , représentée sur la figure 4.21b par un bandeau vert allant de  $0,03$  à  $0,14 \text{ g/cm}^3$  à  $D = 1,3 \text{ mm}$  par exemple. Cette forte incertitude illustre que les résultats restitués sont très sensibles à la régularisation. Techniquement, les oscillations couramment observées sur les courbes  $\rho_{eff} - D$  sous régularisées perdurent dans ce cas pour une large gamme de  $\lambda$  avec une amplitude significative. Par ailleurs, il convient de mentionner ici que le choix du paramètre de régularisation optimal à partir de la courbe en L n'est pas aisé dans ce cas, cette dernière n'ayant pas la forme caractéristique avec un coin facilement discernable<sup>2</sup>. En conséquence,  $\lambda_{opt}$  est choisi avec une part de subjectivité élevée, ce qui transparaît dans la forte incertitude associée à cette restitution. En lien avec le cas présenté dans la section 2.3.2 concernant la mesure d'IWC en environnement sursaturé, il est possible que l'incertitude de mesure liée à la valeur d'IWC soit ici la cause du problème, conjugué au faible nombre de points (142) dont une proportion significative est mesurée dans cette zone fortement convective ne permettant pas d'amoindrir l'influence des points incertains par la surdétermination du problème. Cette restitution est donc très vulnérable au bruit de mesure qui se répercute sur l'inversion. Cela permet d'introduire dès à présent un point qui sera abordé dans les perspectives au chapitre 4.3.2 : les courbes présentées dans ce chapitre de résultat sont sujettes aux limitations instrumentales présentées dans les sections 2.2 et 2.3.2 auxquelles s'ajoutent une limitation méthodologique liée à la prise en compte incomplète de l'incertitude de la mesure d'IWC et l'absence d'évaluation de son impact sur la qualité des restitutions à partir de cas synthétiques.

Ceci étant dit, le jeu de données synthétiques se prête à un exercice de comparaison très simple puisque des *capped columns* ont été simulées : il est donc possible d'évaluer les valeurs restituées pour les cristaux de glace réels à l'aune de valeurs théoriques. Une première population de *capped columns* semblable à celle observée dans la tempête tropicale a été simulée en fixant  $a/a' = 3$ ,  $c/a = 1$ , et l'épaisseur des plaques constante ( $5 \mu\text{m}$ ). Les paramètres géométriques  $a$ ,  $a'$  et  $c$  sont précisés sur la figure 4.22a. 289 modèles 3D de *capped columns* sont simulés en faisant varier  $a$  entre 10 et 1000  $\mu\text{m}$ . Chaque modèle est orienté aléatoirement puis projeté sur un plan 2D, opérations qui sont répétées 100 fois afin de produire 100 images projetées différentes qui sont ensuite analysées à la manière des données des sondes OAP : le spectre dimensionnel résultant couvre la gamme  $[9 - 1137] \mu\text{m}$ . La figure 4.22b présente la masse volumique effective théorique, c'est-à-dire calculée à partir de la moyenne des masses réelles de tous les cristaux présents dans chaque bin. Pour les tailles comprises entre 250 et 650  $\mu\text{m}$ , on trouve  $\rho_{eff,th} \approx 0.24 \pm 0,012 \text{ g cm}^{-3}$ . Les valeurs situées hors de cette gamme de tailles montre une dépendance en taille qui s'explique par le nombre limité de modèles de cristaux différents susceptibles de remplir chaque bin (effets de bords purement techniques liés au nombre fini de cristaux simulés et aux deux différentes résolutions utilisées lors de la génération des modèles). Une autre population de *capped columns* a été simulée avec  $a/a' = 5$  et  $c/a = 0.2$ . Cela leur donne un aspect plus compact typique de cristaux ayant rapidement atteint le niveau  $-8^\circ\text{C}$  où selon BAILEY et HALLETT (2009) le régime de croissance par déposition de vapeur passe de colonne à plaque. Malgré un nombre très limité de modèles disponibles, la courbe  $\rho_{eff,th} - D$  obtenue pour cette population suggère une masse volumique effective de l'ordre de  $0,3 \text{ g/cm}^3$ . Les valeurs obtenues à partir du jeu de données synthétiques confortent donc les valeurs restituées pour des populations de cristaux réels dans lesquelles les *capped columns* sont majoritaires.

2. Ce problème lié au choix du paramètre de régularisation optimal lorsque la courbe en L ne présente pas d'inflexion marquée est décrit à l'aide d'un exemple dans la sous-section 4.2.3, voir figure 4.38a pour un cas extrême



(a) Géométrie des *capped columns* synthétiques simulées

(b) Relation  $\rho_{eff,th} - D$ . Les effets de bord (partie grisée) sont liés au nombre fini de modèles simulés

FIGURE 4.22 : Relation  $\rho_{eff,th} - D$  calculée à partir de la masse théorique de *capped columns* synthétiques.

En synthèse, l'analyse visuelle des images produites par la 2D-S durant ces vols nous permet d'identifier la présence en proportion significative de ces cristaux formés par dépôt de vapeur sur la gamme de tailles 300-1000  $\mu$ m. Le premier plateau observé sur les courbes  $\rho_{eff} - D$  pour  $D \leq 500$   $\mu$ m dans les figures 4.19b et 4.21b où  $\rho_{eff} \approx 0,25$  g/cm<sup>3</sup> semble donc caractéristique de la masse volumique effective des cristaux de glace convectifs formés par dépôt de vapeur : comme nous le verrons dans la section 4.3, les valeurs de masse volumique effective restituées sur ce premier plateau sont assez variables d'un vol à un autre mais toujours supérieures à 0,2 g/cm<sup>3</sup>. Au delà de 1,5 mm on reconnaît sur les images de la sonde PIP la forme très irrégulière typique des agrégats, montrant que l'agrégation domine sur cette gamme de tailles. L'étude des propriétés massiques sur cette gamme de tailles super millimétrique est l'objet de la section suivante. Entre les deux régimes la transition peut être interprétée comme un phénomène de mélange entre agrégats et cristaux de glace. Entre 500 et 1000  $\mu$ m, la proportion de cristaux de glace formés par dépôt de vapeur diminue alors que la proportion d'agrégats augmente. La masse volumique effective restituée pour chaque bin, qui pour rappel est une propriété moyenne des cristaux peuplant le bin, est fonction du rapport de mélange entre cristaux formés par dépôt de vapeur et agrégats. Il conviendrait d'ajouter également le degré de givrage, qui est ignoré dans ce raisonnement par simplicité. Dans le cas des vols #12 et #13, la dépôt de vapeur s'exprime sur une gamme de tailles plus grande que dans le vol #16 : cela peut expliquer la décroissance moins prononcée de la masse volumique effective en fonction de la taille que l'on observe sur la figure 4.19b.

### Restitution des diamètres médians massiques

LEROY et al. (2016a) étudient les variations du MMD en fonction du contenu en glace et de la température pour l'ensemble de la campagne Darwin-2014. Pour les vols #12 et #13, l'article reporte des valeurs de MMD généralement supérieures à 500  $\mu$ m et nettement supérieures à celles calculées pour les autres vols à température équivalente. Dans ce qui suit, les MMD ont été calculés à partir des relations présentées dans les figures 4.19b et 4.21b pour évaluer l'impact éventuel de la nouvelle technique de restitution des masses sur les valeurs de MMD. Les résultats obtenus par l'approche « problème inverse » sont

Jeu de donnée	minimum	25 <sup>ème</sup> percentile	médiane	moyenne	75 <sup>ème</sup> percentile	maximum
$D12_{-30^{\circ}\text{C}}$	355	495	565	616	675	1800
$D12_{-40^{\circ}\text{C}}$	305	435	475	489	515	1005
$D13_{-30^{\circ}\text{C}}$	55	435	485	515	605	985
$D13_{-40^{\circ}\text{C}}$	85	445	475	503	545	1215

TABLE 4.3: Statistiques sur les MMD restitués en appliquant la méthode de restitution développée dans cette thèse aux paliers  $-30^{\circ}\text{C}$  et  $-40^{\circ}\text{C}$  des vols Darwin #12 et #13 (en  $\mu\text{m}$ )

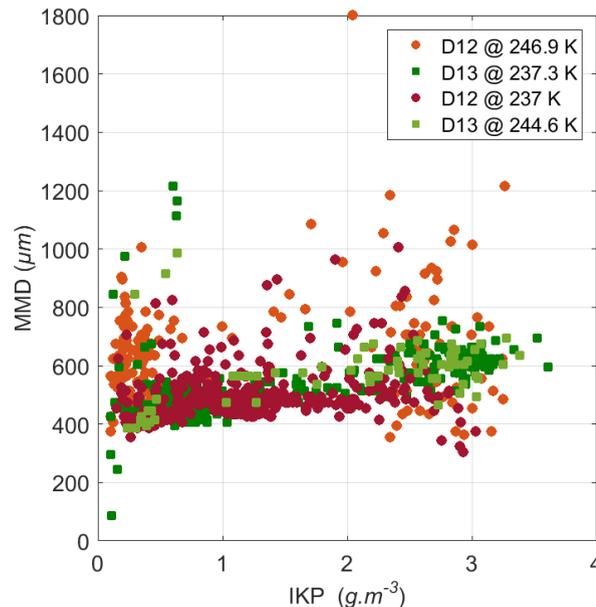


FIGURE 4.23 : Variation du MMD en fonction de l'IWC mesuré pour les points des vols Darwin #12 et #13

présentés dans le tableau 4.3 pour les vols Darwin #12 et #13. Pour le vol #16, les résultats sont présentés dans le tableau 3.2 du chapitre précédent.

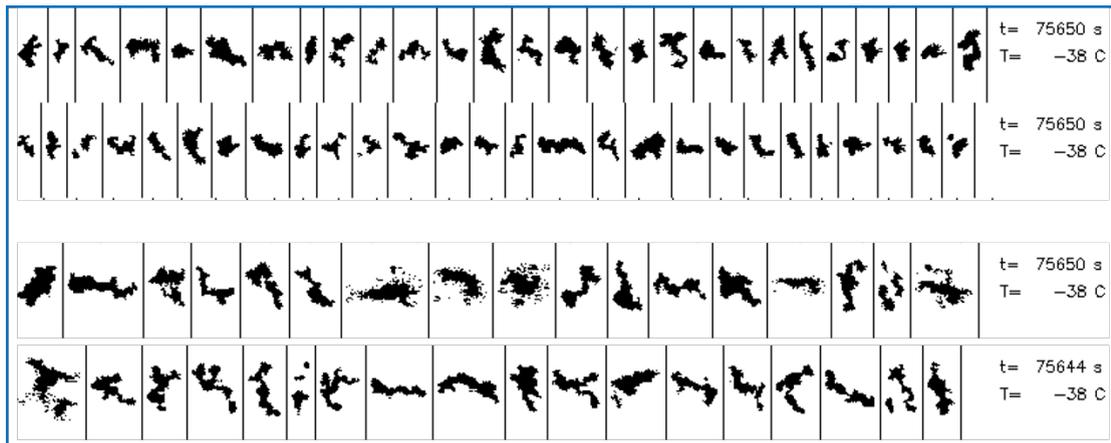
Les valeurs restituées pour  $D12_{-40^{\circ}\text{C}}$  et  $D13$  sont très similaires, avec un MMD médian valant environ  $480\ \mu\text{m}$ . Les MMD du palier  $D12_{-30^{\circ}\text{C}}$  se distinguent avec une valeur médiane supérieure de  $80\ \mu\text{m}$  et une valeur maximale s'approchant des  $2\ \text{mm}$ , comme reporté dans LEROY et al. (2016a). Puisque les propriétés massiques sont très similaires sur ces quatre segments, cette différence s'explique par la distribution en taille. Comme on peut le voir en comparant les figures 4.19a et 4.21a, la PSD moyenne du segment  $D12_{-30^{\circ}\text{C}}$  se distingue de celles des autres segments par une concentration plus faible sur l'intervalle  $300\text{-}600\ \mu\text{m}$  et plus forte au-delà de  $1600\ \mu\text{m}$ . En comparaison, les MMD calculés pour le vol #16 sont statistiquement inférieurs d'au moins  $100\ \mu\text{m}$ . Ces résultats sont très similaires à ceux décrits dans LEROY et al. (2016a) et comme mentionné dans l'article, la tendance du MMD à augmenter avec le contenu en glace, contrairement aux autres vols de la campagne Darwin-2014, se retrouve sur la figure 4.23. Cette figure utilise tous les points des quatre segments de Darwin #12 et #13, filtrés pour ne garder que ceux pour lesquels l'IWC calculé correspond à 20% près à l'IWC mesuré par l'IKP-2 (1048 points conservés sur un total de 1642).

La comparaison des relations  $\rho_{eff} - D$  et MMD restitués de manière indépendante pour

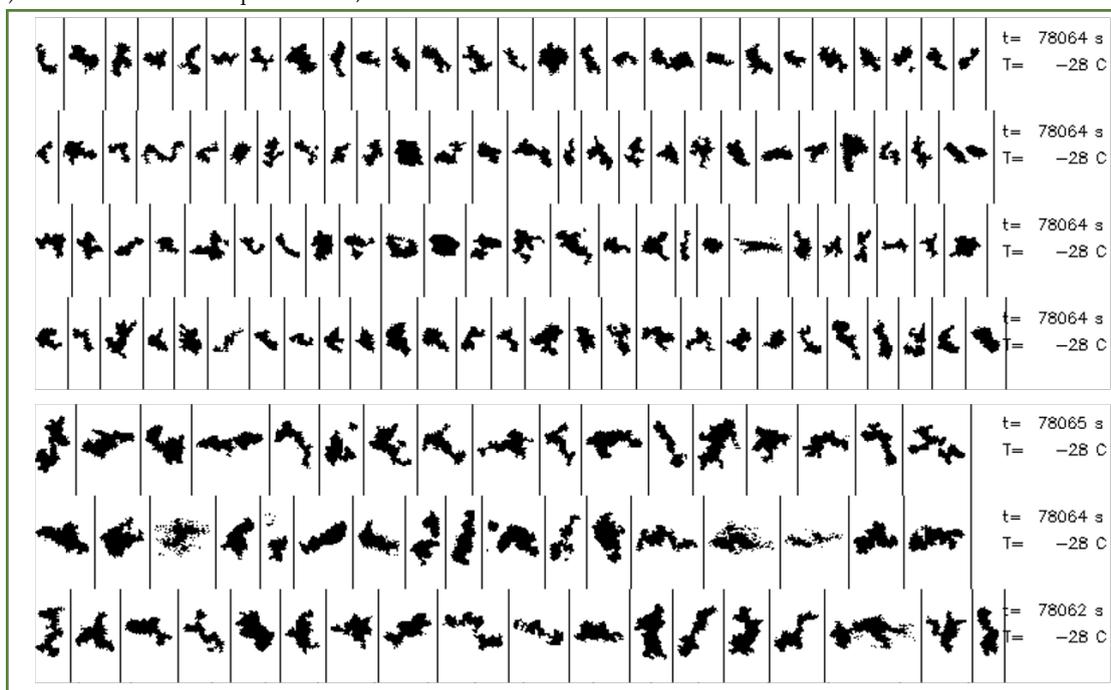
chaque palier de température des deux vols Darwin #12 et #13 met en évidence la stabilité apparente des propriétés massiques des particules échantillonnées dans cette tempête tropicale. Les propriétés massiques semblent invariantes dans le temps (malgré les 7 heures qui séparent les deux vols) et dans le plan vertical puisque les propriétés restituées aux deux paliers séparés d'environ 1 km sont très comparables. Cette absence de stratification des propriétés massiques, phénomène que l'on observe pourtant dans tous les autres vols (voir section 4.3.1), peut s'expliquer par la structure dynamique horizontale particulière (taille caractéristique du coeur convectif) et la durée de l'activité convective dans la tempête tropicale qui ont permis au F20 d'échantillonner principalement en environnement convectif ou proche convectif où la stratification s'exprime très peu. Compte-tenu de l'extension verticale de la tempête tropicale, culminant à plus de 17,5 km, il est également possible que la différence d'altitude entre les deux strates soit trop faible pour que la stratification puisse s'exprimer.

#### 4.2.2 Croissance par agrégation dans l'enclume stratiforme : masse volumique effective des agrégats supra-millimétriques

L'étude des images produites par les sondes OAP montre sans équivoque que **les particules supra-millimétriques** échantillonnées dans tous les vols du projet HAIC-HIWC **sont majoritairement des agrégats**. Pour illustrer ce propos, des images de particules supra-millimétriques enregistrées par la PIP durant le vol Darwin #7 sont présentées à la figure 4.24. En accord avec bon nombre d'études antérieures, nous avons conclu que ce mécanisme domine la formation des particules supra-millimétriques que l'on peut rencontrer hors de la convection.



(a) Agrégats de différentes tailles observés à  $-40^{\circ}\text{C}$  :  $D \in 2 - 4 \text{ mm}$  (deux lignes supérieures) et  $D > 4 \text{ mm}$  (deux lignes du bas). Les barres verticales représentent  $6,4 \text{ mm}$



(b) Agrégats de différentes tailles observés à  $-30^{\circ}\text{C}$  :  $D \in 2 - 4 \text{ mm}$  (quatre lignes supérieures) et  $D > 4 \text{ mm}$  (trois lignes du bas). Les barres verticales représentent  $6,4 \text{ mm}$

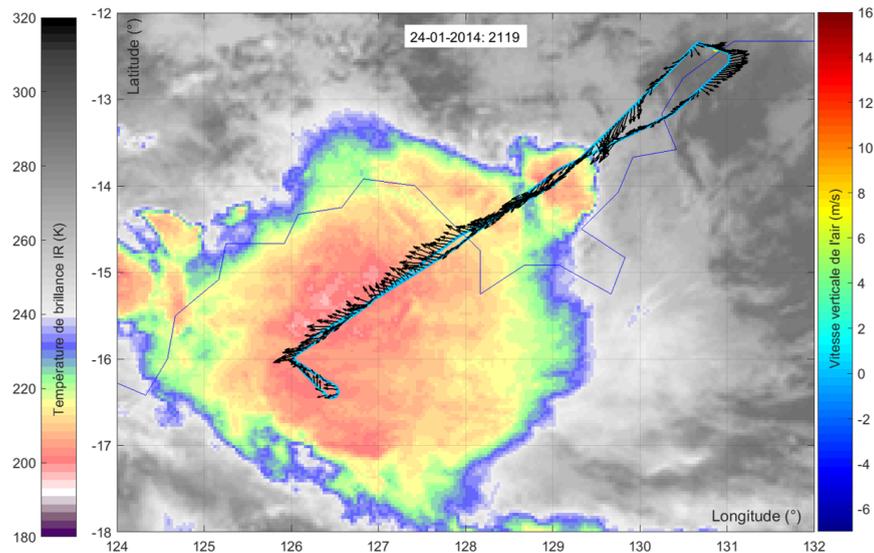
FIGURE 4.24 : Agrégats observés à  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $-30^{\circ}\text{C}$  durant le vol Darwin #7 : échantillons d'images PIP.

### Mesures utilisées

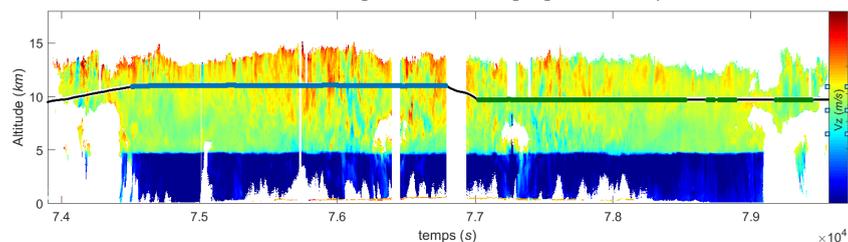
L'étude de la masse volumique des agrégats s'appuie sur les données du vol Darwin #7 réalisé dans un large MCS continental échantillonné à  $-40^\circ\text{C}$  et à  $-30^\circ\text{C}$ . Le tableau 4.4 présente les données utilisées pour la restitution.

Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice dynamique %
Darwin #7	20 :41 - 21 :19	454	235,2 (0,20)	0,56 (0,29)	7,7
Darwin #7	21 :24 - 22 :04	373	245,5 (0,4)	0,55 (0,3)	1,3

TABLE 4.4: Données utilisées pour la restitution de la masse des agrégats observés à  $-40^\circ\text{C}$  et  $-30^\circ\text{C}$  durant le vol Darwin #7



(a) Image satellite de température de brillance du MCS à la moitié du vol (point de rebroussement situé au Sud Ouest de la trajectoire). Le vent horizontal (flèches noires) et vertical (points de couleur) mesuré à l'altitude de vol par le F20 est superposé à la trajectoire.



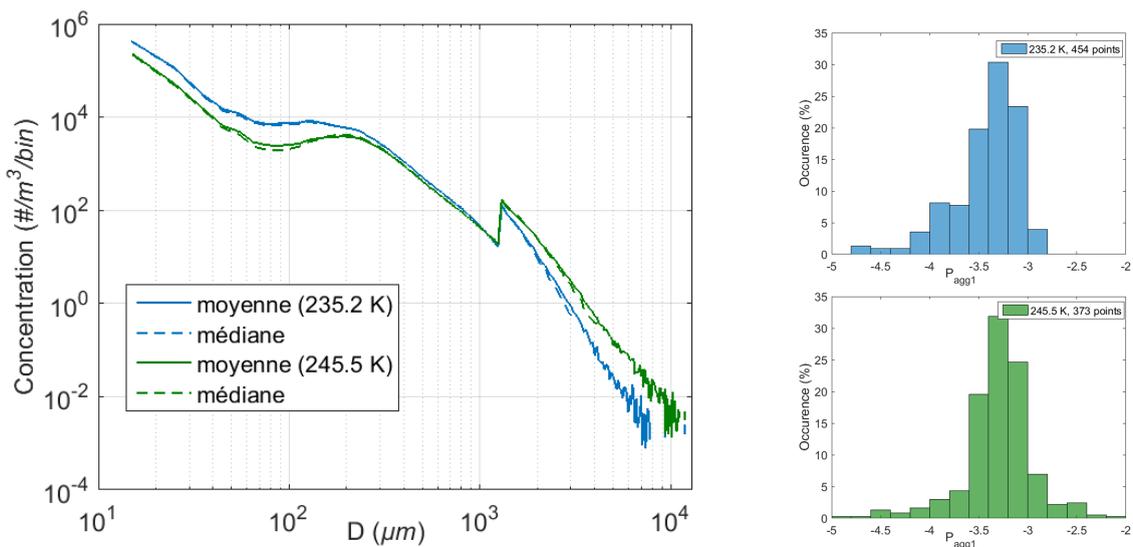
(b) Coupe verticale : vitesse Doppler verticale. Le palier à  $-40^\circ\text{C}$  est représenté en bleu et les points mesurés lors du palier à  $-30^\circ\text{C}$  sont en vert

FIGURE 4.25 : Structure horizontale et verticale du MCS échantillonné durant Darwin #7

Ce système s'est formé au-dessus du continent, avec un pic d'activité convective antérieur de 5 heures au décollage. Trois heures avant le décollage, le système présente une enclume de plus de 250 km de diamètre. Il est situé au Sud du Golfe Bonaparte et se déplace à environ 60 km/h vers l'Ouest. L'activité électrique s'arrête au moment du décollage du F20 et l'analyse des images de température de brillance montre que la surface de l'enclume commence à diminuer, marquant le début de la phase de décroissance du système. Le profil vertical de la vitesse Doppler verticale du système, donné à la figure 4.25b, tranche singulièrement avec les profils verticaux des vols #12, #13 et #16 donnés à la figure 4.18. Lors du premier palier à  $-40^\circ\text{C}$ , on trouve des zones d'ascendance peu vigoureuses dans la

partie supérieure de l'enclume où la vitesse Doppler verticale varie entre 0 (zones orangées) et 1 m/s (zones rouge claire) mais aucune cellule convective à l'étage inférieur permettant une éventuelle régénération. Les zones faiblement convectives sont des rémanences de l'activité convective qui s'est terminée. Elles ont pratiquement toutes disparu lorsque l'avion repasse 1h30 plus tard (zones de couleur jaune/vert turquoise où la vitesse Doppler est généralement comprise entre  $-0,5$  et  $-1,5$  m s<sup>-1</sup> à l'altitude de vol de l'avion). L'indice dynamique passe de faible (7,7%) à très faible (1,3%), ce qui confirme l'effondrement du système. Comme le montre la figure 4.25a, la vitesse verticale de la masse d'air mesurée in situ par le F20 est nulle ou négligeable (l'ensemble des points le long de la trajectoire du F20 sont de couleur bleu clair, les valeurs minimale et maximale sont respectivement  $-2,1$  et  $+1,9$  m s<sup>-1</sup>). Le bandeau de pluie visible sous la couche de fonte résulte des précipitations stratiformes et montre que quasiment tout le système est encore précipitant durant l'échantillonnage.

Les distributions de tailles médianes et moyennes calculées pour les deux groupes de points listés dans le tableau 4.4 sont données à la figure 4.26a. Pour chaque palier, les PSD moyennes et médianes se superposent quasiment, dénotant une certaine homogénéité horizontale du nuage. Sur la base des éléments d'interprétation microphysique de la variabilité des PSD donnés dans la section 4.1, on déduit de l'allure générale des PSD que le processus d'agrégation est en cours : la pente  $P_2$  entre 90-200  $\mu\text{m}$  est nulle ou faiblement positive et la pente  $P_{agg1}$  entre 300-1000  $\mu\text{m}$  est faible (généralement inférieure à  $-3.5$ , comme le montrent les histogrammes de la figure 4.26b). La comparaison des PSD médianes mesurées à  $-40$  °C (courbe pointillée bleue) et à  $-30$  °C (courbe pointillée verte) montre que le nombre de cristaux de taille supérieure à 2 mm est bien plus grand à  $-30$  °C qu'à  $-40$  °C : le nombre moyen de cristaux de 3 mm comptés par m<sup>3</sup> est 4 fois plus élevé à  $-30$  °C. Ce constat renforce l'idée d'un processus d'agrégation se produisant essentiellement verticalement qui fait qu'une particule sédimentant collecte des cristaux présents dans la colonne et grossit au fur et à mesure qu'elle tombe. Les mesures du vol Darwin#7 sont donc représentatives d'un environnement purement stratiforme mais relativement jeune et donc propice à la présence d'agrégats en altitude, ce qui en fait un bon candidat pour l'étude du processus d'agrégation et de la masse des agrégats.



(a) PSD moyennes (trait plein) et médianes (trait pointillé) mesurées durant le vol Darwin#7 à  $-40$  °C (courbes bleues) et  $-30$  °C (courbes vertes) (b) Distribution statistique de la pente  $P_{agg1}$  (300-1000  $\mu\text{m}$ )

FIGURE 4.26 : Propriétés des PSD mesurées à  $-40$  °C et  $-30$  °C durant Darwin #7

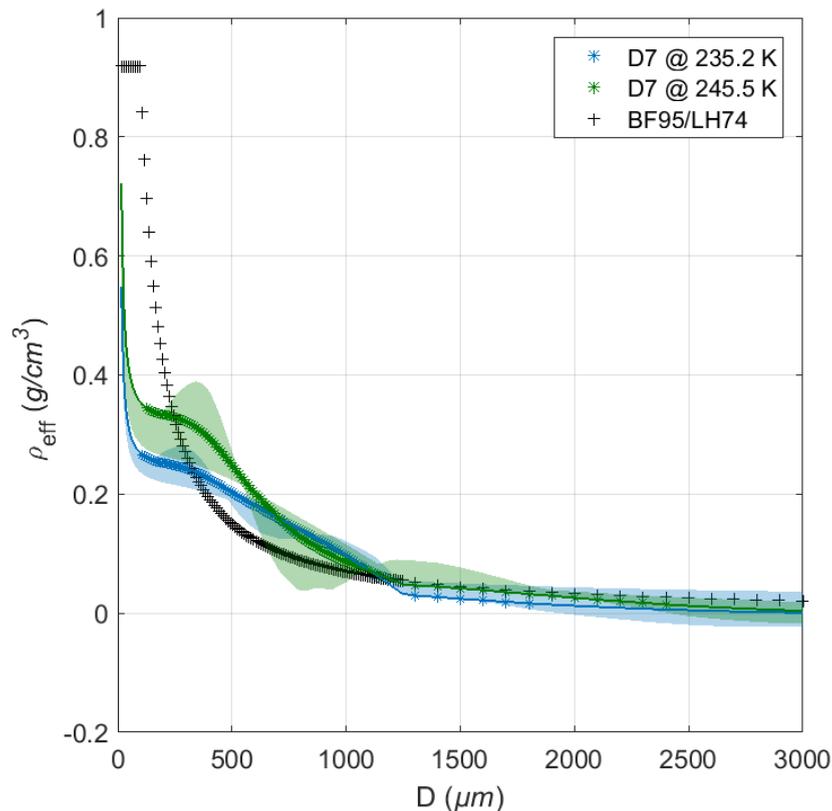


FIGURE 4.27 : Masse volumique effective des agrégats : restitution pour les paliers à  $-40^{\circ}\text{C}$  (couleur bleue) et  $-30^{\circ}\text{C}$  (couleur verte) du vol Darwin#7. La courbe noire (symboles '+') est la relation de BROWN et FRANCIS (1995) (voir texte)

### Résultats et discussion

Les relations  $\rho_{eff} - D$  restituées pour chaque palier sont présentées dans la figure 4.27.

L'étude du processus d'agrégation suppose de s'intéresser aux particules supra-millimétriques, taille à partir de laquelle l'analyse visuelle des images OAP indique clairement la domination des agrégats. Les valeurs de masse volumique effective restituées pour les deux paliers de températures à partir de  $700\ \mu\text{m}$  sont très similaires. Pour les particules de  $1\ \text{mm}$ ,  $\rho_{eff}$  vaut  $0,095\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $0,085\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $-30^{\circ}\text{C}$ , et diminue pour atteindre  $0,017\ \text{g}/\text{cm}^3$  et  $0,032\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $1,8\ \text{mm}$  (la restitution à  $-40^{\circ}\text{C}$  n'est plus fiable au-delà). Les valeurs restituées à partir des mesures à  $-30^{\circ}\text{C}$  montrent que la décroissance de  $\rho_{eff}$  en fonction de la taille se poursuit jusqu'à  $0,015\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $2,4\ \text{mm}$ . Ces valeurs sont incluses dans l'intervalle donné par PRUPPACHER et KLETT (2010) (p.59) pour les flocons de neige où les valeurs indiquées sont généralement comprises entre  $0,01\ \text{g}/\text{cm}^3$  et  $0,2\ \text{g}/\text{cm}^3$ . Les valeurs restituées se comparent également bien avec celles trouvées par LOCATELLI et HOBBS (1974) pour les agrégats non givrés de plaques, colonnes, bullets et polycristaux plans :  $0,071\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $1\ \text{mm}$ ,  $0,037\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $1,8\ \text{mm}$  et  $0,027\ \text{g}/\text{cm}^3$  à  $2,4\ \text{mm}$ . Cette dernière relation, exprimée initialement en fonction d'un paramètre de taille qui s'apparente au diamètre  $D_{eq}$  et valable sur la gamme  $1\text{-}3\ \text{mm}$ , a été étendue par BROWN et FRANCIS (1995) et est tracée sur la figure 4.27 (symbole '+' noir) pour comparaison. Rappelons ici que la relation de BROWN et FRANCIS, 1995 est la relation la plus utilisée pour paramétrer les propriétés massiques de la phase glace dans les modèles numériques et algorithmes de télédétection.

Bien que l'analyse des valeurs restituées pour les petites particules ne soit pas l'objet de cette discussion, notons au passage la différence marquée entre les masses volumiques effectives restituées sur l'intervalle 100-300  $\mu\text{m}$  et celles prédites par la loi puissance de BROWN et FRANCIS, 1995 qui semble surestimer grandement la masse volumique effective des particules sur cette gamme de taille. Cela illustre les conséquences de l'extension d'une relation empirique hors de son domaine de validité et souligne l'intérêt de l'approche développée dans cette thèse qui peut mieux capturer la variabilité des propriétés massiques sur une gamme de tailles étendue qu'une simple loi puissance.

Les valeurs négatives restituées à partir de 3,2 mm pour les mesures à  $-40^\circ\text{C}$  et de 3,6 mm pour celles à  $-30^\circ\text{C}$  ne sont évidemment pas physiques. Bien qu'automatiquement exclues de la plage de confiance puisque que leur valeur conduit à une contribution négative du bin à l'IWC, le choix est fait de ne pas tronquer les courbes pour témoigner de la difficulté d'inverser des données bruitées, et notamment d'amortir les oscillations purement numériques qui sont faibles en amplitude mais bien visibles lorsque la courbe est tracée pour le spectre complet.

### 4.2.3 Mise en évidence indirecte de l'effet du givrage sur la masse volumique effective

Nous avons souligné dans la section 4.2.1 la difficulté d'estimer l'influence du givrage dans les propriétés massiques de la glace convective, essentiellement à cause de la difficulté d'estimer le degré de givrage des particules à partir des images 2D-S. Dans cette section, nous allons étudier de manière indirecte l'effet du givrage sur les particules en comparant les propriétés massiques restituées à partir de 4 ensembles de mesures collectées à  $-50^\circ\text{C}$  durant les vols Darwin #6, #8, #10 et #19 (tableau 4.5).

Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice convectif %
Darwin #6	22 :04 - 22 :22	145	221,7 (0,55)	0,52 (0,41)	15
Darwin #8	22 :41 - 23 :06	128	224,5 (0,29)	0,60 (0,21)	19,5
Darwin #10	22 :07 - 22 :31	213	224,1 (0,31)	1,27 (0,44)	47
Darwin #19	23 :06 - 23 :42	304	226,0 (0,40)	0,55 (0,42)	20,7

TABLE 4.5: Panels de points sélectionnés pour la restitution de  $\rho_{eff} - D$  à  $-50^\circ\text{C}$

#### Darwin 6

**Contexte atmosphérique :** La figure 4.28 présente le MCS échantillonné lors du palier à  $-50^\circ\text{C}$  du vol Darwin #6. Le système convectif est mature durant l'échantillonnage : l'analyse de la succession d'images de température de brillance montre que la convection est déjà forte dès 19h et que la décroissance générale s'amorce à partir de 21h30. Localement, l'activité convective est encore en cours, comme le montre le bandeau RADAR représentant la structure dynamique verticale le long de la trajectoire (figure 4.28c). Cela correspond aux mentions faites dans le rapport de vol sur l'activité convective et électrique (éclairs, feux de Saint-Elme) au cours du vol. Sur la période sélectionnée (points de couleur rose sur les images de la figure 4.28), le contenu total en glace est bien inférieur à  $1 \text{ g/m}^3$  et augmente jusqu'à  $1,26 \text{ g/m}^3$  vers la fin de la période alors que l'avion approche une zone convective (visible sur les figures 4.28b (zone circulaire de couleur blanche brillante) et 4.28c (zone de couleur rouge où  $V_z \geq 2 \text{ m s}^{-1}$ )). Cet épisode convectif est volontairement exclu pour préserver l'homogénéité dynamique des points utilisés pour calculer la masse volumique effective. La zone échantillonnée est donc principalement stratiforme, avec une couche de fonte située vers 4,67 km et un sommet situé entre 14 km et 15 km (atteignant 15,6 km dans la zone convective). La figure 4.29 présente quelques images 2D-S de cristaux représentatifs de la période analysée, sur laquelle on note la présence d'agrégats de quelques centaines de microns.

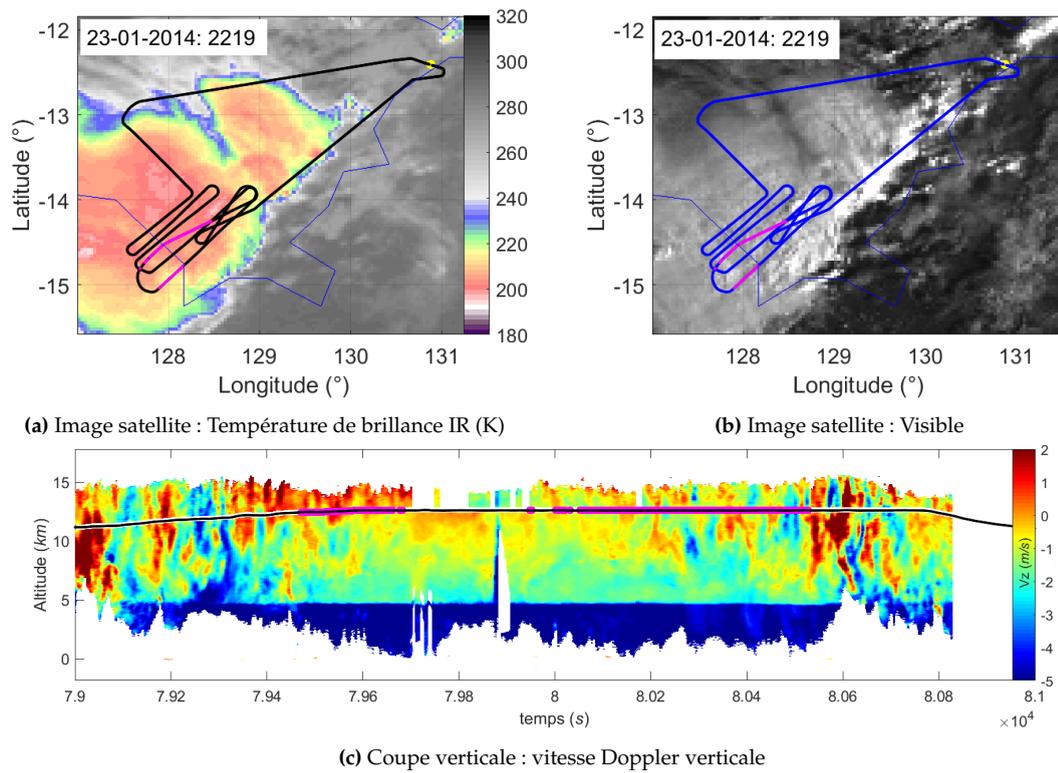


FIGURE 4.28 : Images satellites du MCS échantillonné et profil de vitesse Doppler verticale pour le vol Darwin #6

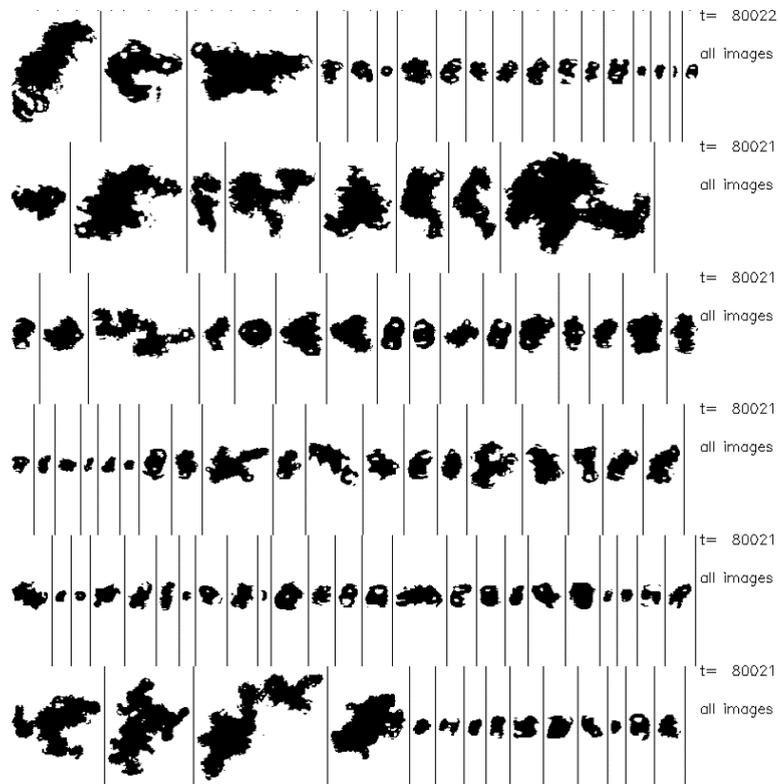
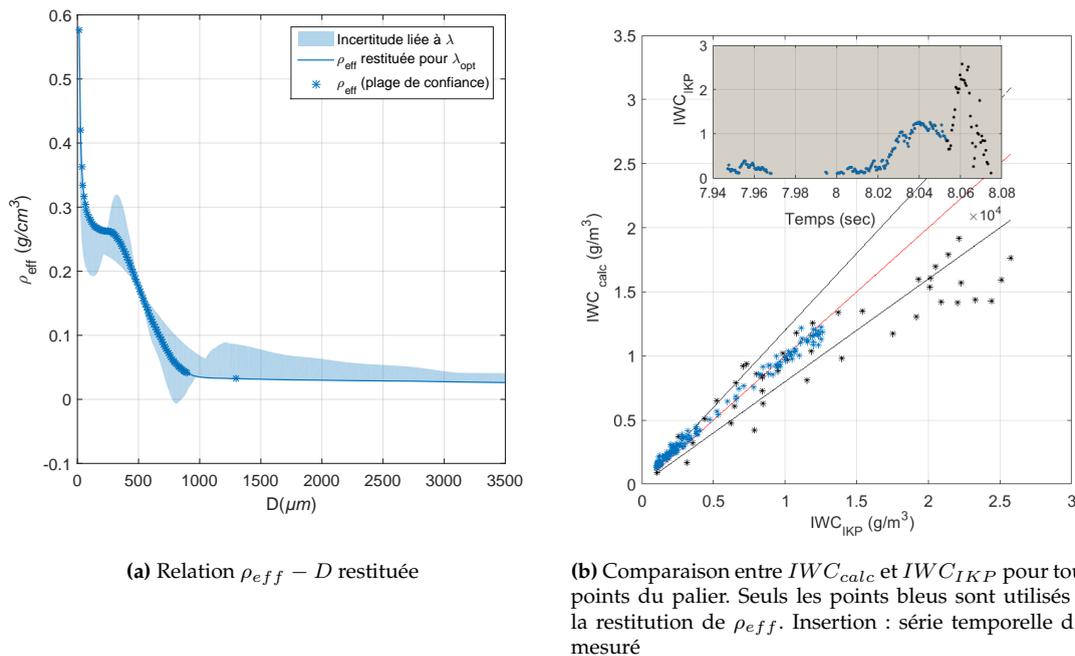


FIGURE 4.29 : Échantillon d'images de cristaux observé à 22h13 durant le vol Darwin #6. Les barres verticales représentent 1,28 mm

FIGURE 4.30 : Restitution pour le palier à  $-50$  °C de Darwin #6

**Résultats et discussion :** La masse volumique effective restituée est présentée à la figure 4.30a. Les valeurs varient de  $0,58 \text{ g/cm}^3$  à  $0,032 \text{ g/cm}^3$  sur l'intervalle  $15\text{-}1300 \mu\text{m}$  avec un premier plateau autour de  $0,26 \text{ g/cm}^3$  pour les cristaux de quelques centaines de microns et un second plateau où la masse volumique effective est inférieure à  $0,04 \text{ g/cm}^3$  pour  $D \geq 900 \mu\text{m}$ . La figure 4.30b présente les valeurs  $IWC_{calc}$  recalculées à partir des masses restituées comparées aux valeurs  $IWC_{IKP}$  mesurées par l'IKP-2, pour tous les points du palier (187 points au total). Sans surprise, la restitution d'IWC est très correcte pour les 145 points qui servent à formuler le problème inverse (tracés en bleu) mais moins bonne pour les points du palier qui ne font pas partie du jeu de données utilisé pour la restitution. Pour ces points, échantillonnés dans une cellule convective où le contenu en glace mesuré dépasse  $2 \text{ g/m}^3$  pendant une minute, les masses restituées ont tendance à produire des valeurs  $IWC_{calc}$  sous estimant de plus de 20% les valeurs mesurées. Comment interpréter cette différence : faut-il chercher une explication microphysique ou sommes-nous face à un problème d'instrumentation ?

L'analyse des données d'hygrométrie (figure 4.31) montre une incohérence dans la réponse des 3 instruments. Les capteurs aérodats (courbe violette) et WVSS-II (courbe verte) présentent un problème d'offset (rapports de mélange anormalement élevés) et semblent contaminés par la glace. Cela se matérialise par de brusques augmentations du rapport de mélange lorsque le F20 traverse des zones convectives en montant vers le niveau  $-50$  °C (visibles sur le profil de vitesse Doppler verticale donné à la figure 4.28c avant  $79400 \text{ s}$ ) ou lorsque que le contenu en glace augmente (symboles '\*' bleu clair, après  $t = 80000 \text{ s}$  sur la figure 4.31). Les mesures de l'instrument CR-2 semblent physiquement plus cohérentes : la mesure est stable et le rapport de mélange mesuré constant sur tout le palier est compatible avec l'hypothèse d'un air saturé par rapport à la glace. L'hypothèse d'une sous estimation du BWV menant à une sur-estimation de l'IWC mesuré semble peu probable et il se pourrait donc que la sous estimation d'IWC observée dans la figure 4.30b ait une cause physique : les particules seraient globalement plus denses dans la convection que dans la zone stratiforme.

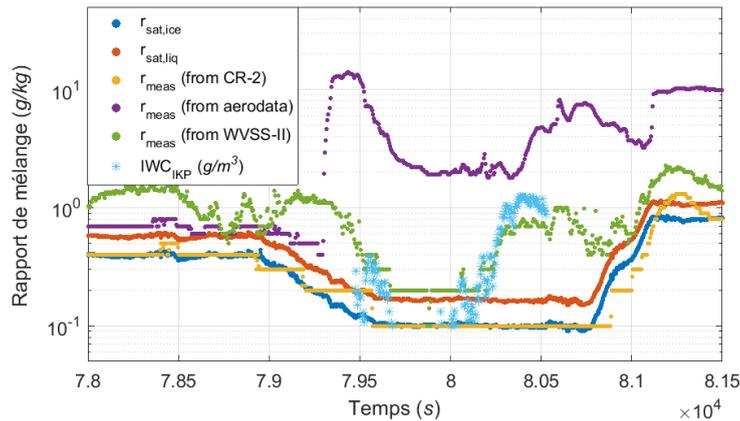


FIGURE 4.31 : Hygrométrie durant le palier à  $-50^{\circ}\text{C}$  de Darwin #6.  $r_{sat,ice}$  et  $r_{sat,liq}$  sont les rapports de mélange à saturation par rapport à la glace et l'eau liquide calculés à partir de l'équation 2.2. Les valeurs d'IWC mesurées (symboles '\*') sont en  $\text{g}/\text{m}^3$ .

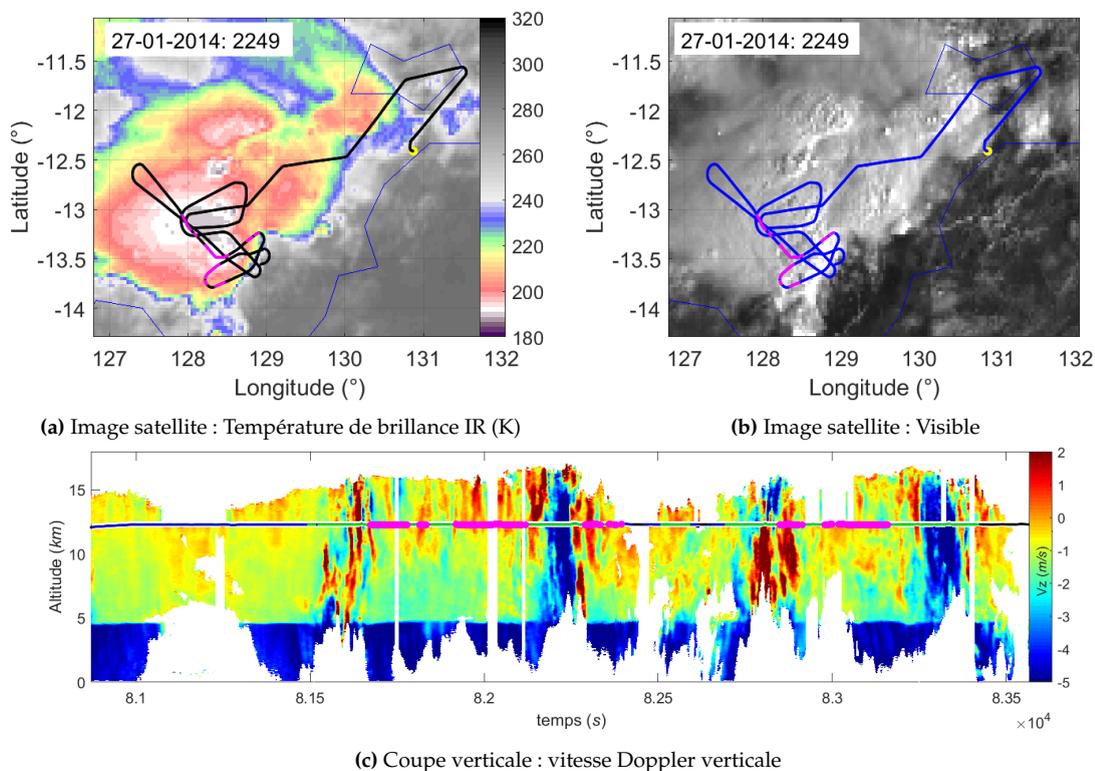


FIGURE 4.32 : Images satellites du MCS échantillonné et profil de vitesse Doppler verticale pour le vol Darwin #8

## Darwin 8

**Contexte atmosphérique :** La figure 4.32 présente le MCS échantillonné lors du palier à  $-50^{\circ}\text{C}$  du vol Darwin #8. Les images de température de brillance montrent le développement d'une zone convective dès 20h qui alimente la zone d'échantillonnage durant toute la durée du vol (zone située vers  $128,5^{\circ}\text{E}$  et  $13,4^{\circ}\text{S}$  sur les images satellites). Le système est donc mature avec une activité convective et électrique (le rapport de vol mentionne la présence d'éclairs et de turbulences) soutenue durant l'échantillonnage.

Le bandeau radar de vitesse Doppler verticale indique que l'avion est passé au travers de cellules convectives. Dans le but de restituer les masses pour une gamme de tailles la plus large possible, seuls les points pour lesquels  $P_{agg1} > -4$  sont utilisés pour la restitution (128 points sur un total de 344), favorisant les PSD équilibrées (voir figure 4.37a) où la concentration de gros cristaux est significative. Comme le montre le bandeau radar, cela exclut de facto la majorité des points échantillonnés dans la convection. La zone échantillonnée est donc principalement stratiforme (segments de la trajectoire avion de couleur rose sur la figure 4.32). La première partie du tronçon est effectuée dans une enclume épaisse, avec une couche de fonte située vers 4,62 km et un sommet situé entre 15,7 km et 16 km (atteignant 16,8 km dans la zone convective visible vers 82 210 s puis vers 83 330 s), alors que la seconde partie de l'échantillonnage est menée aux bords du MCS où l'épaisseur de l'enclume est plus faible, quoique toujours proche de la convection. Sur la période sélectionnée, le contenu total en glace varie entre  $0,2 \text{ g/m}^3$  et  $1 \text{ g/m}^3$ , augmentant sensiblement alors que l'avion s'approche d'une zone convective et diminuant lorsqu'il s'en éloigne.

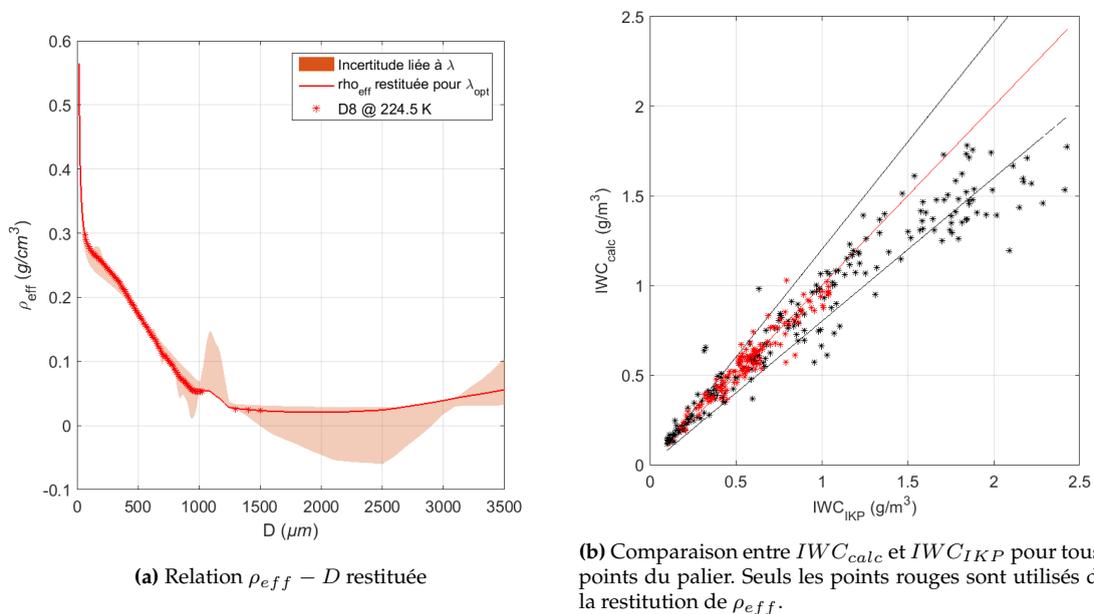


FIGURE 4.33 : Restitution pour le palier à  $-50 \text{ }^\circ\text{C}$  de Darwin #8

**Résultats et discussion :** La masse volumique effective restituée est présentée à la figure 4.33a : elle décroît assez régulièrement de  $0,3 \text{ g/cm}^3$  à  $0,025 \text{ g/cm}^3$  sur l'intervalle 65-1500  $\mu\text{m}$  avec une inflexion vers 925  $\mu\text{m}$  où elle vaut  $0,06 \text{ g/cm}^3$ . La corrélation entre  $IWC_{calc}$  et  $IWC_{IKP}$  est présentée à la figure 4.33b, pour tous les points du palier (344 points au total, les 128 points inclus dans l'inversion étant tracés en rouge). On constate là encore une sous estimation de l'IWC dans la convection, où l'IKP mesure des valeurs  $IWC_{IKP}$  supérieures à  $1,5 \text{ g/m}^3$ .

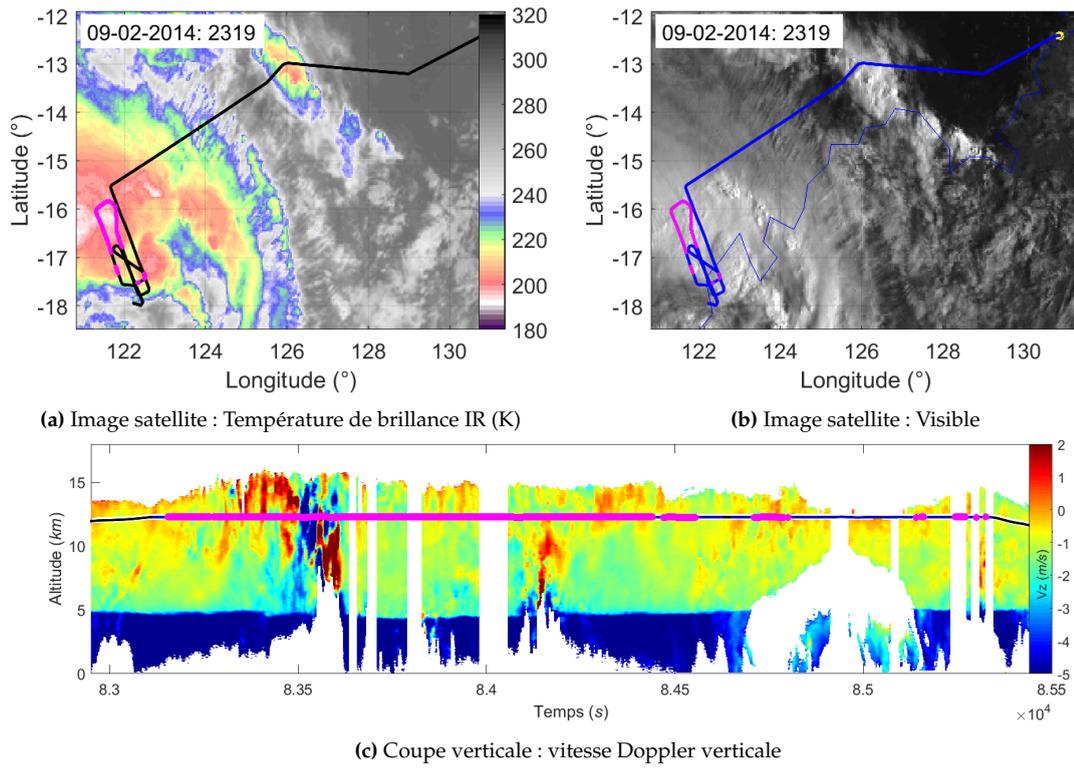


FIGURE 4.34 : Images satellites du MCS échantillonné et profil de vitesse Doppler verticale pour le vol Darwin #19

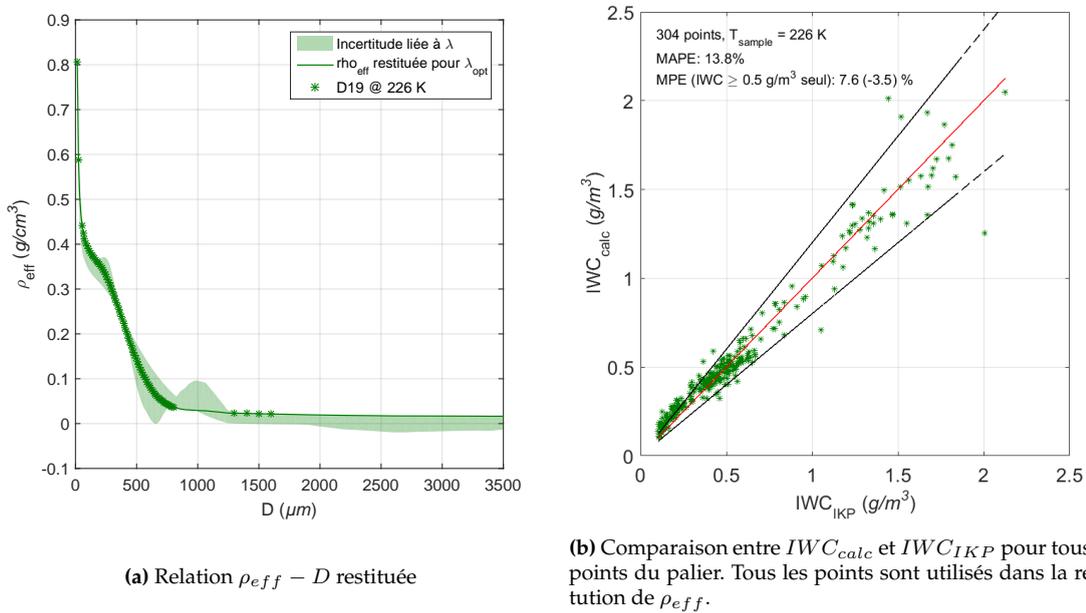


FIGURE 4.35 : Restitution pour le palier à  $-50^{\circ}\text{C}$  de Darwin #19

### Darwin 19

**Contexte atmosphérique :** La figure 4.34 présente le MCS échantillonné lors du palier à  $-50^\circ\text{C}$  du vol Darwin #19. L'analyse des images de température de brillance antérieures au vol indique un pic d'activité convective situé 3 à 6 heures avant le vol et une décroissance générale du système au moment de l'échantillonnage. L'image de température de brillance donnée à la figure 4.34 correspond au moment où le F20 est à mi-palier. Le bandeau radar indique que l'avion a traversé une zone convective après  $t = 83\,500\text{ s}$  que l'on peut situer sur l'image de température de brillance par une température de brillance autour de 193 K (zone située vers  $121,7^\circ\text{E}$  et  $16,2^\circ\text{S}$ ). Hormis cette zone convective où le système culmine à près de 16 km, le vol est conduit dans une enclume stratiforme, épaisse d'environ 10 km. Les points échantillonnés en environnement convectif sont peu nombreux par rapport à ceux échantillonnés en environnement stratiforme : l'indice convectif calculé pour l'ensemble des points du palier vaut 20,7%, une proportion semblable à celle obtenue après tri pour les paliers précédents. Sur la période sélectionnée, plus de 80 % des points ont un contenu total en glace inférieur à  $0,75\text{ g/m}^3$ . La valeur maximale de  $2,1\text{ g/m}^3$  est atteinte à  $t = 83\,560\text{ s}$  dans la zone convective.

**Résultats et discussion :** Les résultats de la restitution sont présentés dans la figure 4.35a. La masse volumique effective décroît de  $0,81\text{ g/cm}^3$  à  $0,036\text{ g/cm}^3$  sur l'intervalle  $15\text{-}805\ \mu\text{m}$  puis atteint une valeur palier d'environ  $0,025\text{ g/cm}^3$  pour  $1300 \leq D \leq 1600\ \mu\text{m}$ . Les valeurs d'IWC calculées sont comparées aux valeurs mesurées par l'IKP-2 sur la figure 4.35b. Sur l'ensemble des 304 points, l'erreur moyenne est de 13,8% et la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée a tendance à produire des valeurs d'IWC globalement surestimées (MPE = 7,6%). Visuellement, on note que cette surestimation se concentre sur les points où l'IWC est faible ( $IWC_{IKP} \leq 0,3\text{ g/m}^3$ ).

### Darwin 10

Le vol Darwin #10 se démarque des trois autres vols listés dans le tableau 4.5 par le contexte dynamique dans lequel il a été réalisé et la proportion de points échantillonnés en zone convective (indice dynamique = 47%). Il est traité en dernier car amène à sortir du cadre méthodologique proposé dans le chapitre 3, comme discuté plus loin. Les résultats obtenus sont néanmoins présentés et interprétés, malgré des réserves qui devront être levées par des études ultérieures.

**Contexte atmosphérique :** Les images satellite présentées à la figure 4.36 renseignent sur la structure horizontale du MCS. L'enclume s'étale au Nord Ouest de la zone convective (zone située vers  $138,1^\circ\text{E}$  et  $12,1^\circ\text{S}$ , repérable par sa température de brillance inférieure à 190 K), sous l'action du vent dominant de secteur Est/Sud-Est. La trajectoire avion montre que l'échantillonnage s'est concentré sur cette zone convective dont le sommet culmine à 17 km. Le premier segment, le plus au nord, tangente la zone convective et la deuxième passe s'en rapproche encore d'avantage en l'enroulant par le Nord Ouest. Le bandeau RASTA donné figure 4.36c renseigne sur la structure verticale du système le long de la trajectoire et montre notamment des zones partant du sommet du nuage jusqu'à la couche de fonte où la vitesse Doppler verticale est négative (mouvement vers le sol) et élevée (ex. : autour de  $t = 81\,000\text{ s}$ ). Des zones similaires sont traversées, notamment durant le vol Darwin #8 (voir figure 4.32c, à  $t = 82\,220\text{ s}$  et  $t = 83\,320\text{ s}$ ), mais la sélection faite sur les points du vol #8 utilisés pour la restitution exclut les mesures qui sont réalisées dans de telles zones. Au cours du vol #10, l'influence des vents dominants (voir figure 4.36b) sur la distribution de

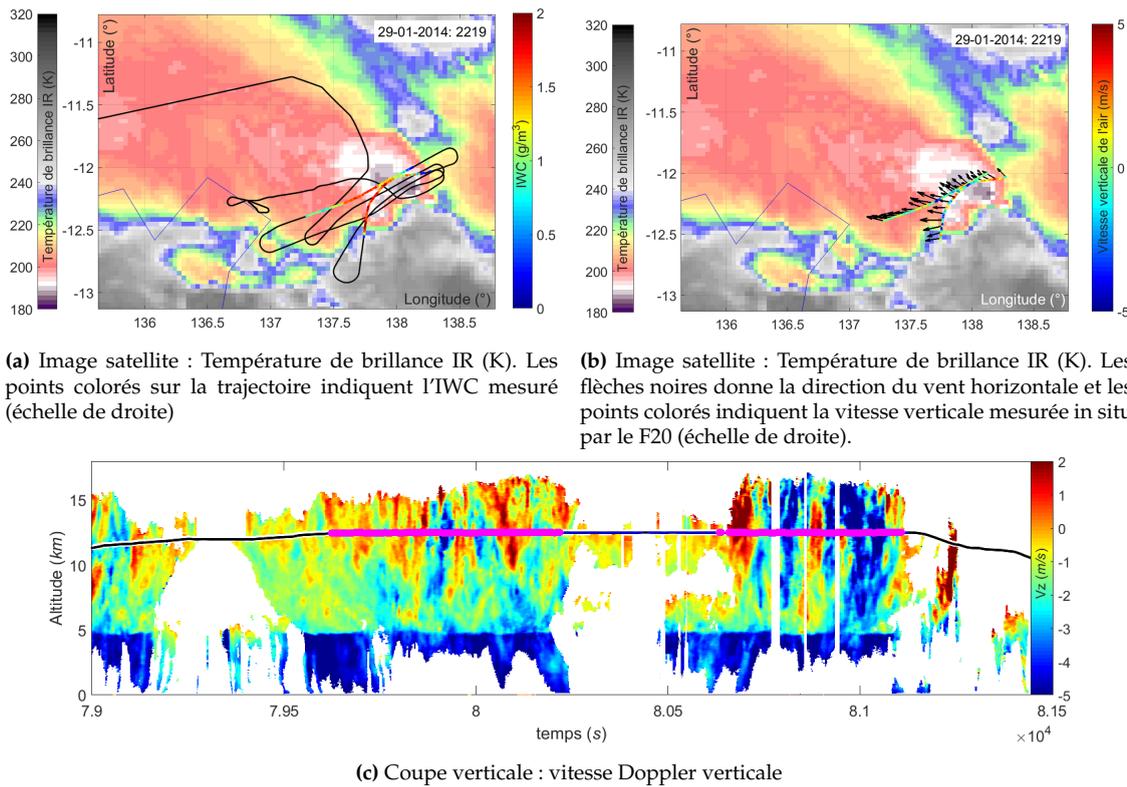


FIGURE 4.36 : Images satellites du MCS échantillonné et profil vertical de vitesse Doppler mesuré sur le palier à  $-50^{\circ}\text{C}$  du vol Darwin #10. 22h19 correspond à l'heure à laquelle le F20 est à mi-palier

l'IWC est particulièrement prononcée : comme le montre la figure figure 4.36a, le gradient d'IWC le long de la trajectoire est plus progressif à l'Ouest de la convection et plus marqué à l'Est de celle-ci. Les valeurs d'IWC dans la convection sont de l'ordre de  $2\text{ g/m}^3$  et la valeur moyenne mesurée sur ce palier est nettement supérieure à celle mesurée durant les trois autres vols avec paliers à  $-50^{\circ}\text{C}$ . Contrairement aux ensembles de mesures précédents, les mesures utilisées ici sont donc représentatives d'un environnement convectif. Du point de vue microphysique, l'analyse des PSD moyennes présentées à la figure 4.37a confirme que Darwin#10 se démarque des trois autres vols présentés dans le tableau 4.5. La PSD Darwin #10 montre une concentration en particules de taille  $D < 500\text{ }\mu\text{m}$  bien supérieure à celle des autres vols et à l'inverse une concentration en cristaux supra-millimétriques nettement inférieure, propriétés typiques d'un environnement convectif, comme décrit dans la section 4.1.

Pour illustrer d'avantage la spécificité du vol Darwin #10, la distribution statistique des vitesses de chute des hydrométéores est présentée dans la figure 4.37b. Cette vitesse de chute est estimée à partir de la vitesse Doppler verticale moyennée sur une colonne de 4 km centrée sur l'altitude de vol à laquelle la vitesse verticale de la masse d'air mesurée in situ par le F20 est retranchée. Les histogrammes les plus étroits sont ceux des vols Darwin #19 et #6 durant lesquels la vitesse de chute est comprise entre 0 et  $-1\text{ m s}^{-1}$  dans 75% et 61% des points, respectivement. Pour ces deux vols, la fréquence décroît très rapidement pour  $V_{chute} \leq -1,5\text{ m s}^{-1}$ . Pour Darwin #10 en revanche, la distribution des vitesses de chute est plus étendue : les vitesses comprises entre 0 et  $-1\text{ m s}^{-1}$  représentent 41% des points et  $v_{chute} \leq -1,5\text{ m s}^{-1}$  dans 28% des cas. Cette tendance à mesurer des vitesses de chute importantes s'observe également au vol Darwin #8 dans une moindre mesure. Les distributions

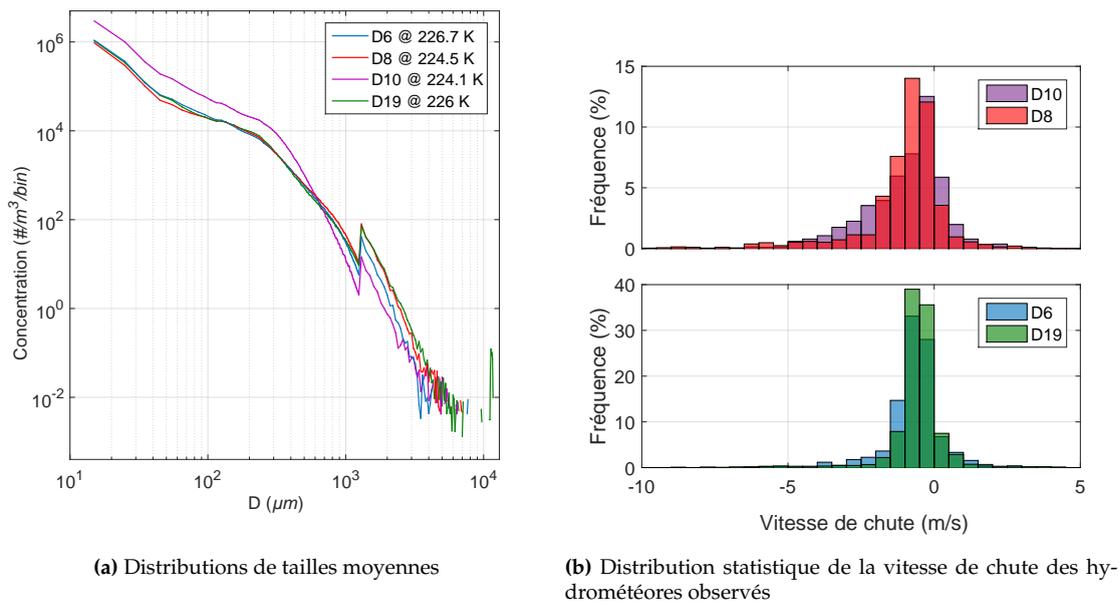
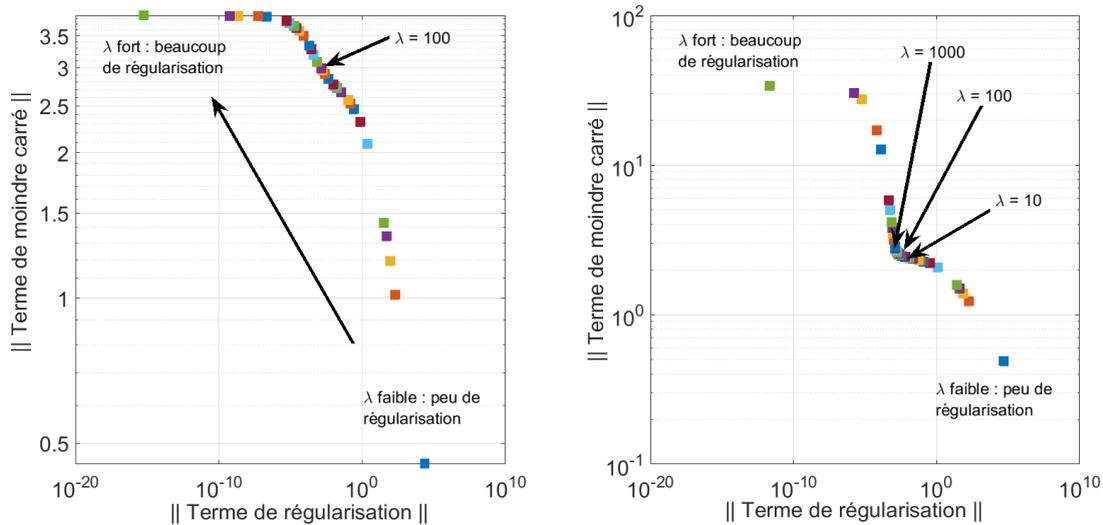


FIGURE 4.37 : Distributions de tailles et distribution statistique des vitesses de chute des hydrométéores observés durant le palier  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$  des vols Darwin #6, #8, #10 et #19

de tailles présentées à la figure 4.37a ne mettent pas en évidence dans Darwin #10 la présence de particules de tailles supérieures à celles observées sur les autres vols, susceptibles de chuter plus rapidement (LOCATELLI et HOBBS, 1974). Nous allons dès lors chercher l'explication à ces vitesses de chute plus importantes mesurées dans le vol Darwin #10 dans les propriétés massiques des cristaux.

**Résultats et discussion** Avant de présenter la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée, il convient de faire une petite parenthèse technique au sujet de la courbe en L obtenue lors de l'inversion des données de ce vol (et dans une moindre mesure pour les données du palier à  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  du vol Darwin #13). Cette courbe est présentée à la figure 4.38a, à côté de celle obtenue pour le vol Darwin #19 (figure 4.38b). Nous avons vu dans le chapitre 3 que l'inversion consiste en la minimisation d'une fonction objectif construite à partir de deux termes, l'un représentant les données expérimentales bruitées et l'autre représentant des informations a priori connues permettant d'amortir les effets du bruit de mesure sur la solution restituée. L'inversion nécessite le choix d'un paramètre de régularisation offrant le meilleur compromis entre fidélité aux données expérimentales et vérification des propriétés incluses dans la définition du terme de régularisation. La méthode de restitution repose sur l'utilisation de la courbe en L dont la forme caractéristique offre une possibilité graphique d'identifier la valeur optimale de ce paramètre ( $\lambda_{opt}$ ). Dans la plupart des cas, la courbe en L obtenue est similaire à celle présentée dans la figure 4.38b (Darwin #19) et présente un point de courbure maximum permettant l'identification rapide de  $\lambda_{opt}$ . Pour rappel, la zone ombrée accompagnant chaque relation  $\rho_{eff} - D$  présentée est délimitée par les résultats obtenus pour  $\lambda = 0.1 \times \lambda_{opt}$  et  $\lambda = 10 \times \lambda_{opt}$ , afin de couvrir la subjectivité liée à l'identification graphique du point de courbure maximum. Cette marge est dans la plupart des cas pessimiste, lorsque les courbes présentent un coude marqué, comme c'est le cas pour le vol Darwin #19. Dans le cas du vol Darwin #10 par contre, il est très difficile d'identifier une inflexion dans la courbe en "L" de la figure 4.38a, cette dernière étant quasiment rectiligne entre les deux régimes asymptotiques ( $\lambda \rightarrow 0$  et  $\lambda \rightarrow +\infty$ ). Cette configuration n'est pas conforme au cadre méthodologique



(a) Courbe en L obtenue pour l'inversion des données du vol Darwin #10

(b) Courbe en L obtenue pour l'inversion des données du vol Darwin #19

FIGURE 4.38 : Comparaison des courbes en L des vols Darwin #10 et #19 à  $-50^{\circ}\text{C}$

proposé dans le chapitre 3. Nous avons néanmoins choisi de présenter les résultats obtenus dans le cas de Darwin #10. D'une part car l'inversion produit des résultats en cohérence avec le contexte environnemental dans lequel les mesures sont faites. D'autre part car ce cas de figure particulier fait état d'une difficulté rencontrée : le palier à  $-50^{\circ}\text{C}$  du vol Darwin#10 n'est pas un cas isolé. De multiples restitutions (non présentées) ont été effectuées pour tenter de déterminer de manière non ambiguë les propriétés massiques de la glace fortement givrée et il faut signaler la tendance de la courbe en L à s'aplatir dès que les données inversées comportent une forte proportion de données « convectives ». Cela souligne la nécessité d'études techniques ultérieures sur la technique d'inversion permettant de comprendre ce comportement singulier de la courbe en L. Contrairement aux autres courbes présentées dans cette thèse, l'incertitude liée au choix du paramètre de régularisation dans le cas Darwin #10 est déterminée à partir des restitutions obtenues pour  $\lambda = 0.01 \times \lambda_{opt}$  et  $\lambda = 100 \times \lambda_{opt}$ ,  $\lambda_{opt} = 100$  étant choisi avec une subjectivité forte.

La masse volumique effective restituée à partir des données Darwin #10 est présentée à la figure 4.39a (couleur violette), superposée aux courbes restituées pour les trois autres vols. Les valeurs diminuent de  $0,71\text{ g/cm}^3$  à  $0,12\text{ g/cm}^3$  sur l'intervalle  $15\text{-}735\text{ }\mu\text{m}$  puis la valeur de  $0,2\text{ g/cm}^3$  est restituée pour les cristaux de  $1,3\text{ mm}$ , une valeur supérieure d'un ordre de grandeur à celles trouvées pour les autres vols. La reconstruction de l'IWC à partir de cette relation et des PSD (figure 4.39b) donne des valeurs  $IWC_{calc}$  très proches de ce qui est mesuré par l'IKP-2 : l'erreur moyenne est inférieure à 10 % et le biais est très faible ( $MPE = 1\%$ ).

Comme le montre la figure 4.40, la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée à partir des données Darwin #10 a tendance à surestimer l'IWC lorsqu'elle est appliquée aux PSD des vols Darwin #6, #8 et #19, sauf pour les points échantillonnés où  $IWC_{IKP} \gtrsim 1,5\text{ g/m}^3$ . Pour ces points, la prédiction semble s'améliorer, suggérant que les propriétés massiques restituées dans l'environnement convectif de Darwin #10 caractérisent également les particules de glaces observées dans l'environnement convectif des autres vols (là où les valeurs d'IWC sont fortes).

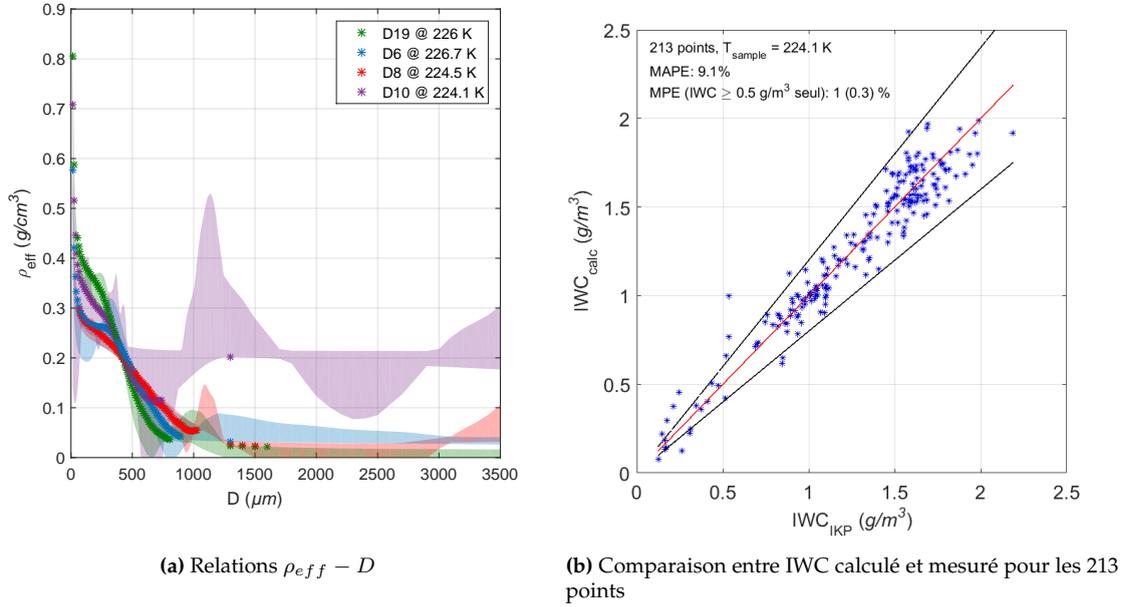


FIGURE 4.39 : Restitution pour le palier à  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$  de Darwin #10

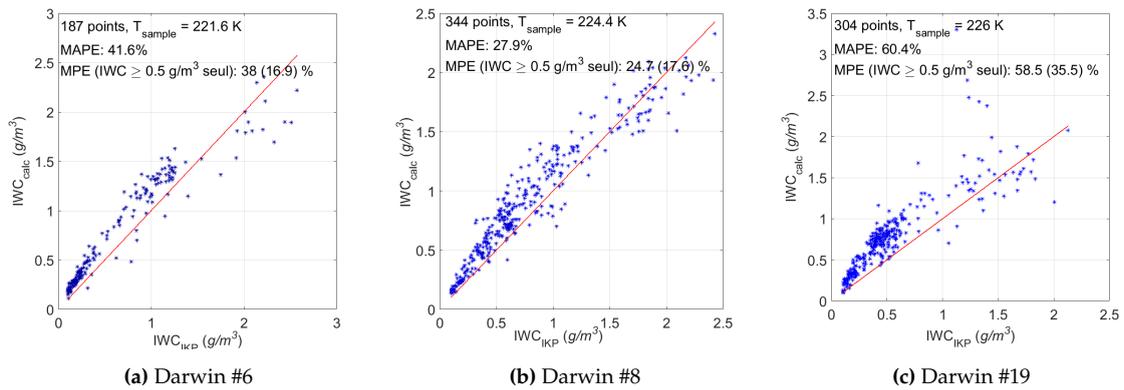
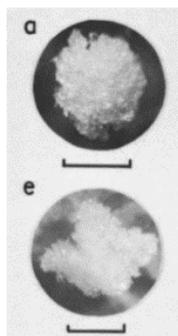
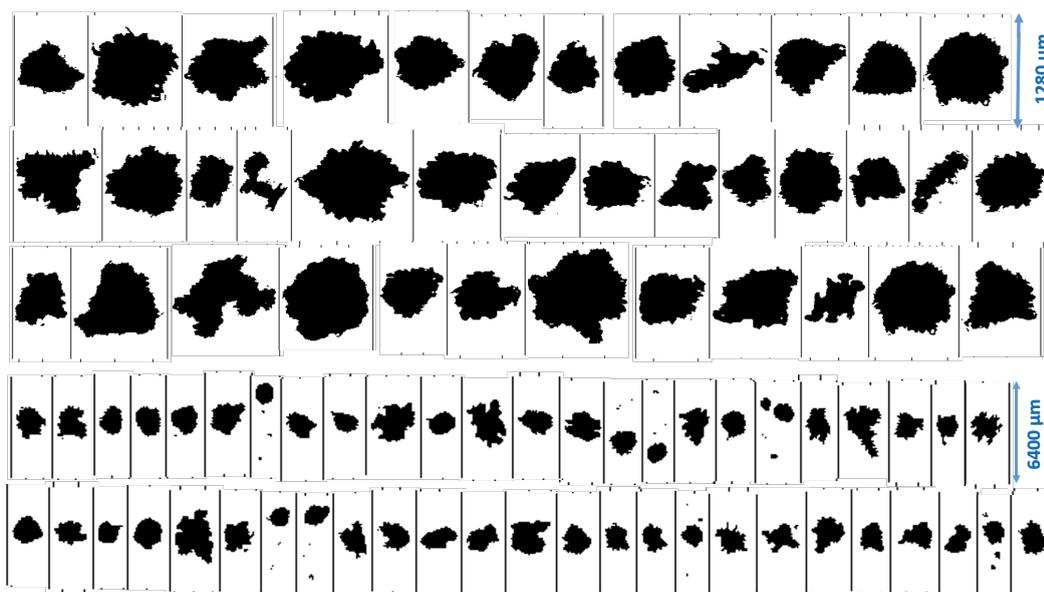


FIGURE 4.40 : Prédiction de l'IWC sur les vols Darwin #6, #8 et #19 à partir de la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée sur Darwin #10



(a) Photographies de particules givrées : a) *Lump graupel*, e) *graupellike snow of lump type*. La barre horizontale correspond à 1 mm. (extrait de LOCATELLI et HOBBS (1974))



(b) Graupels observés vers 22h31 81 050 s durant le vol Darwin #10. Les 3 lignes du haut sont des images 2D-S. Les 2 lignes du bas sont des images PIP

FIGURE 4.41 : Images de graupels atmosphériques

Le dernier élément de réflexion que l'on peut ajouter à cette discussion sont les images enregistrées par les sondes OAP. La figure 4.41b présente des échantillons d'images 2D-S et PIP enregistrées à  $81040 < t < 81070$  s, correspondant à une zone convective où la vitesse Doppler verticale est de l'ordre de  $-2$  à  $-5 \text{ m s}^{-1}$ . Les images ont été sélectionnées manuellement pour montrer la présence de particules fortement givrées identifiables à du graupel sur une gamme de tailles allant jusqu'à  $\approx 2$  mm. Sur cette plage de temps, on ne trouve pas de grandes particules formées par dépôt de vapeur (*capped columns*) comme dans les vols Darwin #12 et #13, ni d'agrégats en forte proportion comme dans le vol Darwin #7 pris en exemple dans la section 4.2.2 : les particules millimétriques sont clairement dominées par le graupel. En extrapolant cette dominance des particules à l'ensemble des régions du bandeau RASTA où la vitesse Doppler est importante et négative, on peut donc penser que le givrage a significativement influencé la croissance des particules millimétriques observées durant le palier à  $-50^\circ\text{C}$  du vol Darwin #10. Dans LOCATELLI et HOBBS (1974), la masse et la vitesse de chute de 110 particules de type *Lump graupels* (voir figure 4.41a) précipitant au sol ont été mesurées. L'étude montre que la masse volumique effective de ces particules est comprise entre  $0,05 \text{ g/cm}^3$  et  $0,45 \text{ g/cm}^3$  et que les particules dont la masse volumique effective est supérieure à  $0,1 \text{ g/cm}^3$  ont une vitesse de chute mesurée au sol comprise entre

$-1 \text{ m s}^{-1}$  et  $-3 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui en tenant compte de la moindre résistance de l'air en altitude peut correspondre aux vitesses de chutes reportées à la figure 4.37b<sup>3</sup>. L'hypothèse d'une dominance de particules givrées comme du graupel expliquerait alors les fortes vitesses de chute mesurées pour le vol #10, ces particules étant denses et certainement plus aérodynamiques que les agrégats de taille équivalente. En conséquence, il existe un faisceau d'indices physiques concordants permettant d'envisager que les valeurs de masse volumique effective inhabituellement élevées, entre  $0,1 \text{ g/cm}^3$  et  $0,2 \text{ g/cm}^3$ , restituées pour les particules millimétriques et supra-millimétriques du vol Darwin #10 soient réalistes.

Pour conclure cette discussion sur la glace convective, il est possible d'affirmer que les particules échantillonnées dans la convection sont globalement plus denses que les particules échantillonnées dans les régions stratiformes. La technique de restitution de la masse volumique effective ne permet pas de calculer avec certitude la relation  $\rho_{eff} - D$  des particules observées durant le vol Darwin#10 à cause de limitations techniques liées au choix du paramètre de régularisation optimal. Malgré cette limitation, les valeurs restituées pour les grandes particules, comprises entre  $0,1 \text{ g/cm}^3$  et  $0,2 \text{ g/cm}^3$ , semblent réalistes au regard de la présence de graupel dans les zones convectives qui représentent une proportion significative des zones échantillonnées. L'inflexion autour de  $600 \mu\text{m}$  qui distingue la courbe  $\rho_{eff} - D$  du vol Darwin #10 de celles des autres vols, ou plus généralement la masse volumique effective élevée des particules millimétriques, semble donc être la signature du processus de croissance par givrage.

#### 4.2.4 Conclusion sur l'étude des propriétés massiques en fonction du processus microphysique dominant

Dans cette section, nous avons étudié l'influence du processus de croissance dominant sur les propriétés massiques de populations de cristaux à partir de cas d'étude. Les données échantillonnées dans une tempête tropicale durant les vols Darwin #12 et #13 offrent l'opportunité d'étudier les propriétés massiques de cristaux formés par déposition de vapeur présentant un degré de givrage faible à modéré sur une gamme de tailles allant jusqu'à plusieurs centaines de microns, ce qui est rare dans le jeu de donnée HAIC-HIWC. Les cristaux de glace, comprenant une proportion importante de *capped columns*, ont une masse volumique effective supérieure à  $0,2 \text{ g/cm}^3$  et les restitutions effectuées à  $-50 \text{ }^\circ\text{C}$  montrent qu'elle peut atteindre  $0,8 \text{ g/cm}^3$  pour les cristaux de quelques dizaines de microns. Dans l'environnement stratiforme du vol Darwin #7 résultant de l'effondrement en cours d'un système dans lequel l'activité convective a cessé, nous avons pu étudier la masse volumique effective de populations de cristaux supra-millimétriques dominées par les agrégats. Les valeurs calculées pour  $D \geq 1 \text{ mm}$  sont comprises entre  $0,015 \text{ g/cm}^3$  et  $0,1 \text{ g/cm}^3$ , généralement autour de  $0,05 \text{ g/cm}^3$ . A  $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ , la concentration en particules de taille  $D \approx 1 \text{ mm}$  est faible mais l'environnement convectif du vol Darwin #10, favorable à la croissance par givrage,

3. En réalisant un bilan des forces s'appliquant sur un hydrométéore (de masse  $m$ , de maître-couple  $S$  et coefficient de traînée  $C_x$ ) chutant dans l'air (de masse volumique  $\rho_{air} = f(T)$ ,  $g$  dénotant la norme de l'accélération normale de la pesanteur terrestre), on montre que sa vitesse terminale de chute s'exprime par  $V_T^2 = \frac{2mg}{\rho_{air}SC_x}$  lorsque la poussée d'Archimède s'exerçant sur la particule est négligée. LOCATELLI et HOBBS (1974) mesurent la vitesse de chute d'hydrométéores à une altitude inférieure à  $1500 \text{ m}$  d'altitude, ce qui correspond à  $\rho_{air} = 1,06 \text{ kg m}^{-3}$  en atmosphère standard. Pour des graupels de masse volumique effective égale à  $0,15 \text{ g/cm}^3$ , ils trouvent  $V_T = 1,1$  et  $2,15 \text{ m s}^{-1}$  pour  $D_{max} = 700$  et  $2000 \mu\text{m}$ , valeurs significativement plus grandes que pour des agrégats par exemple. L'altitude moyenne du palier à  $-50 \text{ }^\circ\text{C}$  du vol Darwin #10 est de  $12,5 \text{ km}$ , soit une masse volumique de l'air de  $0,29 \text{ kg m}^{-3}$  en atmosphère standard toujours. En utilisant l'équation précédente pour corriger les valeurs de vitesse de chute mesurées par LOCATELLI et HOBBS (1974) au sol des effets de la résistance de l'air, on trouve  $V_T = 2,1$  et  $4,1 \text{ m s}^{-1}$  respectivement.

permet de discuter l'influence de ce processus sur la masse volumique effective des particules millimétriques. Malgré une limitation technique, qu'il conviendra de lever par des études sur l'influence du bruit de mesure sur la qualité des restitutions, il est possible d'affirmer que les graupels millimétriques observés in-situ dans les zones convectives à  $-50\text{ °C}$  ont une masse volumique effective nettement supérieure à celle des agrégats, de l'ordre de  $0.1$  à  $0,2\text{ g/cm}^3$ .

L'influence générale des processus microphysiques sur la masse volumique effective des particules correspond aux connaissances établies. La déposition de vapeur tend à produire des cristaux compacts de masse volumique élevée. La variabilité observée peut s'expliquer par les différents types morphologiques (colonnes, plaques, *capped columns*, etc...) ainsi que par le développement éventuel de structures creuses (*hollow columns*) en fonction des conditions thermodynamiques (température et degré de saturation de l'air, principalement). L'agrégation à l'inverse produit des particules peu denses, ce qui s'explique par l'arrangement désordonné et peu compact de particules et débris de glace au sein de l'enveloppe volumique (un volume sphérique est considéré ici) qui l'englobe. Enfin le givrage tend à produire des particules relativement denses. Les valeurs restituées cadrent bien avec les ordres de grandeurs publiés dans la littérature, confirmant qu'il est désormais possible d'estimer la masse volumique effective d'hydrométéores glacées à partir de mesures in situ en discernant l'expression différenciée des trois processus de croissance sur des gammes de tailles particulières.

En complément d'autres mesures, l'étude des relations  $\rho_{eff} - D$  apporte un nouveau moyen de caractérisation microphysique d'une population de particules et devrait permettre d'affiner le lien qui existe entre l'expression des processus microphysiques d'une part et le contexte dynamique et thermodynamique prévalent d'autre part. En prenant l'exemple de la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée pour le vol Darwin #16, il serait possible d'affirmer que l'agrégation domine la croissance des particules échantillonnées dès  $800\text{ }\mu\text{m}$  sans avoir à analyser en détail les très nombreuses images enregistrées par les sondes OAP durant le vol (sachant que la 2D-S enregistre déjà plusieurs milliers d'images par secondes). Cette tâche serait d'autant plus fastidieuse que la reconnaissance automatique de types morphologiques dominants à partir d'images 2D produites par les sondes à barette de diodes (2D-S et PIP typiquement) reste à développer, à l'image de ce qui a déjà été fait pour l'imager CPI au Laboratoire de Météorologie Physique (LEFÈVRE, 2007 ; MIOCHE, 2010).

### 4.3 Vers une paramétrisation de la masse volumique de la glace en fonction des conditions environnementales

Pour les raisons industrielles présentées dans le chapitre 2, la collaboration HAIC-HIWC a ciblé l'échantillonnage à quatre niveaux de température ( $-10\text{ °C}$ ,  $-30\text{ °C}$ ,  $-40\text{ °C}$  et  $-50\text{ °C}$ ) de zones à fort contenu en glace incluses dans de vastes MCS tropicaux. Il en résulte un jeu de données riche d'environ 27 000 points représentant chacun 5 secondes de vol. Pour finir cette discussion sur les propriétés microphysiques observées au sein des MCS, nous allons mettre à profit le grand nombre d'observations contenues dans le jeu de données HAIC-HIWC pour suivre une approche plus systématique. À l'inverse de l'approche par étude de cas suivie dans la section 4.2, où les points étaient sélectionnés pour former des ensembles aussi homogènes que possible, l'approche que nous allons suivre dans cette section suppose de faire abstraction de la forte variabilité naturelle qui caractérise les propriétés massiques des populations de particules échantillonnées à altitude constante au sein d'un système, variabilité horizontale que nous avons décrite et expliquée par l'expression des mécanismes de croissance microphysiques. L'idée est ici de considérer l'ensemble des points d'un palier de température comme un ensemble homogène et d'étudier ainsi la variabilité verticale des propriétés massiques à partir des données des campagnes Darwin-2014 et Cayenne-2015.

Plusieurs études antérieures font état d'une dépendance en température des propriétés massiques des particules de glace (*e.g.* HEYMSFIELD et al., 2007; SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010; FONTAINE et al., 2014; ERFANI et MITCHELL, 2016). Par l'étude de la variabilité des MMD, LEROY et al. (2016a) mettent en évidence un « effet température » dans les données HAIC-HIWC et concluent que le MMD décroît lorsque la température décroît. Dans cette section, nous allons poursuivre et approfondir l'analyse initiée par LEROY et al. (2016a). Dans la sous-section 4.3.1, la stratification apparente des propriétés massiques est mise en évidence et discutée. Dans la sous-section 4.3.2, nous discutons de la variabilité verticale des propriétés massiques moyennes à l'aide de multiples restitutions réalisées palier par palier : la méthode de restitution des masses développée dans le chapitre 3 est d'abord appliquée aux données de différents vols pour décrire la variabilité observée au sein d'un palier puis quatre relations  $\rho_{eff} - D$  moyennes sont restituées, chacune à partir de l'ensemble de points d'un palier.

#### 4.3.1 Stratification apparente des propriétés massiques au sein d'un MCS

La mise en évidence de la stratification des propriétés massiques est réalisée en restituant deux relations  $\rho_{eff} - D$  depuis deux vols de référence, Darwin #16 et Cayenne#19, que l'on applique ensuite à l'ensemble des PSD du jeu de données HAIC-HIWC afin de comparer l' $IWC_{calc}$  à l' $IWC_{IKP}$  mesuré par l'instrument IKP-2. Enfin, une discussion est menée pour écarter la possibilité d'un biais instrumental.

#### Données d'entrées : les vols Darwin #16 et Cayenne #19

Les deux relations de référence utilisées dans cet exercice sont celles obtenues à partir des 1019 points échantillonnés à  $-40\text{ °C}$  durant le vol Darwin #16 (notée  $\rho_{eff,D16} - D$  dans la suite) et des 599 points du palier à  $-10\text{ °C}$  du vol Cayenne #19, comme précisé dans le tableau 4.6. Dans cet exercice qui consiste à utiliser les relations  $\rho_{eff} - D$  de référence pour prédire l'IWC à partir des PSD d'autres vols, les spectres de l'ensemble des vols sont tronqués à 8 mm (la contribution massique des cristaux de taille supérieure est donc négligée) et toutes les valeurs restituées entre 10  $\mu\text{m}$  et 8 mm sont utilisées, y compris celles hors de la plage de confiance, pour faciliter le calcul de l'IWC à partir des PSD selon l'équation 3.6.

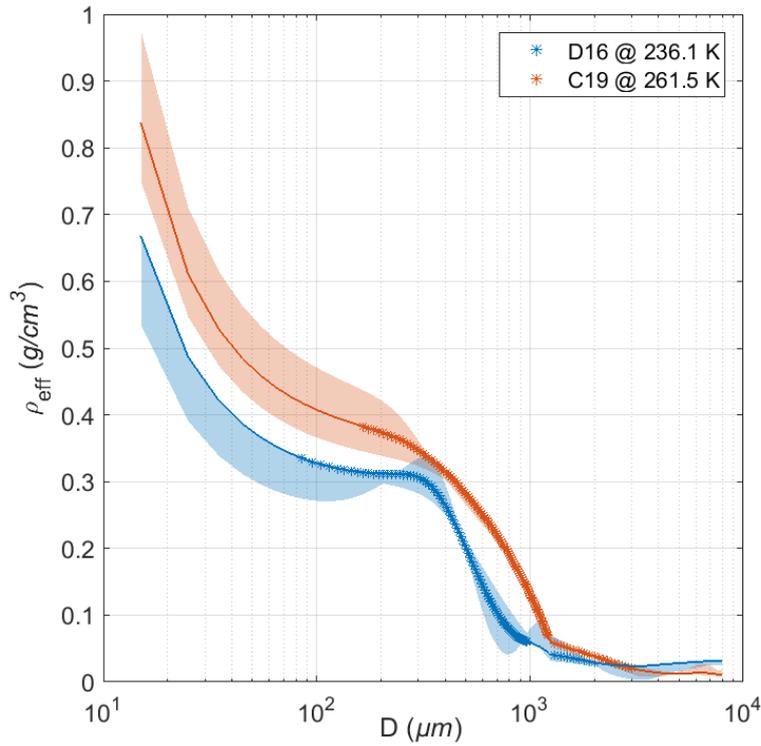
Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice dynamique
Darwin #16	21 :39 - 23 :49	1019	236.1 (0.37)	1.06 (0.63)	34.9
Cayenne #19	15 :41 - 16 :41	599	261.6 (0.26)	1.19 (0.68)	7.9

TABLE 4.6: Panels de points sélectionnés pour établir deux relations  $\rho_{eff} - D$  de référence

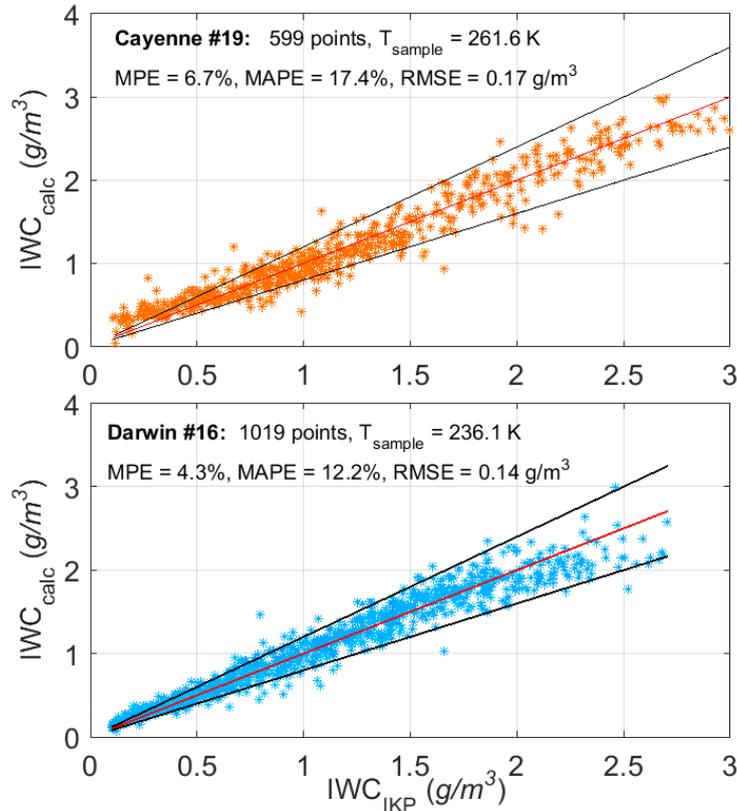
Les courbes  $\rho_{eff} - D$  utilisées comme relations de référence sont présentées à la figure 4.42a en échelle semi-logarithmique. Pour Darwin #16, les valeurs restituées sont très similaires à celles présentées dans les sections précédentes, bien que la courbe présentée dans la figure 3.10 soit obtenue avec un traitement des valeurs d'IKP différent (voir l'hypothèse sur le contenu en vapeur d'eau de l'air discutée dans la section 2.3.2) et que celle présentée dans la figure 4.19b soit restituée à partir du spectre complet (*i.e.* non tronqué à 8 mm). On retrouve un premier plateau où la masse volumique effective des cristaux de glace vaut environ  $0,31 \text{ g/cm}^3$  (régime de croissance par déposition de vapeur) suivi d'une transition (mélange de cristaux de glace, de particules plus ou moins givrées et d'agrégats) vers la plage de taille où les particules sont principalement des agrégats peu denses. Les valeurs restituées à partir des données Cayenne #19 à  $-10^\circ\text{C}$  (courbe orange) sont constamment supérieures à celles de Darwin #16 jusqu'à 2 mm : à  $700 \mu\text{m}$  par exemple, la masse volumique effective restituée sur C19 vaut  $0,22 \text{ g/cm}^3$ , c'est-à-dire plus du double de celle restituée sur D16 ( $0,10 \text{ g/cm}^3$ ). Vu différemment, les hydrométéores de masse volumique effective égale à  $0,2 \text{ g/cm}^3$  ont une taille  $500 \mu\text{m}$  pour le vol D16 à  $-40^\circ\text{C}$  et de  $800 \mu\text{m}$  dans C19 à  $-10^\circ\text{C}$ . La figure 4.42b présente la comparaison entre l'IWC calculé à partir des PSD et de la relation  $\rho_{eff} - D$  restituée et l'IWC mesuré par l'IKP-2. Pour les deux vols, on note que la reconstruction est correcte : les deux nuages de points sont distribués le long de la droite  $x = y$  à l'intérieur des droites  $y = x \pm 20\%$  la plupart du temps. La moyenne des erreurs relatives (notée MPE sur les graphiques) montre que la restitution surestime de quelques pourcents le contenu en glace. Cette surestimation provient essentiellement de la restitution des points où  $IWC_{IKP} < 0,5 \text{ g/m}^3$  : pour Darwin #16 par exemple, cette MPE ne vaut plus que  $0,2\%$  si on la calcule pour les points tels que  $IWC_{IKP} \geq 0,5 \text{ g/m}^3$ . Cette surestimation des points à faible contenu en glace est particulièrement visible sur la courbe de Cayenne #19 : la cause instrumentale de ce biais est due à l'incertitude quant à l'état de saturation de l'air qui se révèle significative à  $-10^\circ\text{C}$  comme nous le discuterons plus tard dans cette section. A titre indicatif, la valeur moyenne des erreurs relatives prises en valeur absolue (MAPE) et la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne (RMSE) sont également indiquées sur les graphiques.

### Prédiction du contenu en glace à différents paliers de température

Dans un premier temps, nous allons considérer uniquement la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  restituée à partir de données collectées à  $-40^\circ\text{C}$  du vol Darwin #16. Cette relation est appliquée à tous les vols pris séparément afin de prédire l'IWC par calcul à partir de PSD ( $IWC_{calc}$ ) et de comparer ensuite ces valeurs aux valeurs  $IWC_{IKP}$  mesurées par l'IKP-2. Les courbes de corrélation, où  $IWC_{calc}$  est tracé en fonction de  $IWC_{IKP}$ , présentent un aspect similaire : les nuages de points sont organisés en forme de fuseaux sur presque toutes les figures : les points échantillonnés aux températures froides forment un fuseau généralement positionné au dessus du fuseau formé par les points échantillonnés aux températures chaudes. Des exemples de courbes de corrélation obtenues pour les vols Darwin #6, #7 et #9 et Cayenne #15 et #25 sont présentés dans la figure 4.43 pour illustrer cet « effet température » (on peut également voir la figure 5.e de l'article reproduit dans l'annexe A pour le vol Cayenne #26).



(a) Relations  $\rho_{eff} - D$  restituées sur l'intervalle 10-8000  $\mu\text{m}$ . L'axe d'abscisse est en échelle logarithmique



(b) Comparaison entre  $IWC_{calc}$  restitué et  $IWC_{IKP}$  mesuré par l'IKP-2. La droite rouge indique la courbe  $x = y$  et les deux droites noires indiquent  $y = x \pm 20\%$ . Les valeurs statistiques (MPE, MAPE et RMSE) sont présentées dans le texte

FIGURE 4.42 : Restitution  $\rho_{eff} - D$  et IWC pour les deux vols de référence : palier à  $-10^\circ\text{C}$  du vol Cayenne #19 (en orange) et palier à  $-40^\circ\text{C}$  du vol Darwin #16 (en bleu)

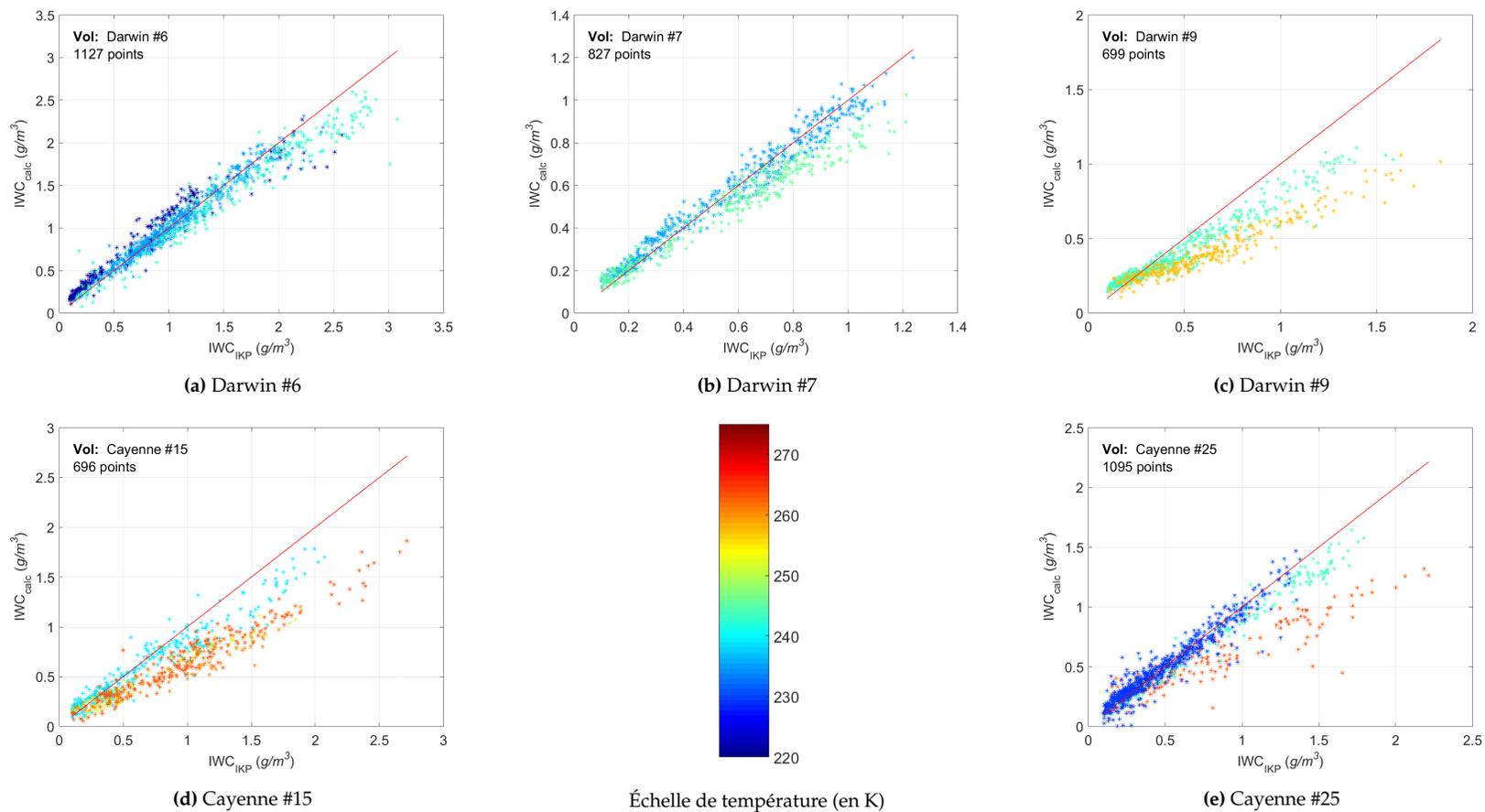


FIGURE 4.43 : Comparaison entre  $IWC_{IKP}$  mesuré (en abscisse) et  $IWC_{calc}$  calculé à partir de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  restituée depuis Darwin #16. La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés. La droite rouge indique la courbe  $x = y$

En prenant l'exemple de la figure 4.43a qui présente la corrélation entre  $IWC_{calc}$  et  $IWC_{IKP}$  pour les 1127 points échantillonnés dans le MCS côtier durant le vol Darwin #6, on constate que la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  surestime le contenu en glace du palier à  $-52^\circ\text{C}$  (points bleu foncé situés au-dessus de la droite  $x = y$ ) et sous-estime le contenu en glace du palier à  $-30^\circ\text{C}$  (points vert turquoise situés en dessous de la droite  $x = y$ ). Les points de couleur bleu clair (palier à  $-38^\circ\text{C}$ ) sont bien distribués le long de la droite  $x = y$ , montrant que la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  développée à partir de mesures à  $-37^\circ\text{C}$  donne une estimation très correcte du contenu en glace quand on l'applique aux 666 PSD du vol Darwin #6. Le même constat peut être fait à partir des données du vol Darwin #7 réalisé dans un MCS continental en phase de déclin (figure 4.43b) et la précision avec laquelle l'IWC des paliers à  $\sim -40^\circ\text{C}$  est restituée sur les vols Darwin #6 et #7 (mais également sur les vols Darwin #8 et #10 non montrés) a de quoi surprendre et suggère que les particules échantillonnées lors de ces vols sont correctement caractérisées par la relation  $\rho_{eff,D16} - D$ .

L'analyse des courbes de corrélation  $IWC_{calc} - IWC_{IKP}$  obtenues en appliquant la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  à l'ensemble des vols Darwin-2014 et Cayenne-2015 (non montrées) montre que :

- l'organisation en fuseaux ordonnés en fonction de la température est une tendance générale. Lorsqu'on applique une relation de référence à l'ensemble des points d'un même système nuageux, les points échantillonnés aux températures les plus chaudes sont généralement sous estimés par rapport aux points correspondant aux températures les plus froides ( $IWC_{calc,CHAUD} < IWC_{calc,FROID}$ ),
- l'« effet température » est relatif : la position des nuages de points par rapport à la droite  $x = y$  varie d'un système à un autre. Par exemple, la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  produit une nette sous-estimation de l'IWC pour le palier à  $-30^\circ\text{C}$  du vol Darwin #9 (les points vert turquoise sur la figure 4.43c sont nettement en dessous de la droite  $x = y$ ) alors qu'elle donne des contenus en glace calculés très proches de ceux mesurés pour le palier à  $-30^\circ\text{C}$  du vol Cayenne #18 (les points vert turquoise sont distribués le long de la droite  $x = y$  sur les figures 4.44).

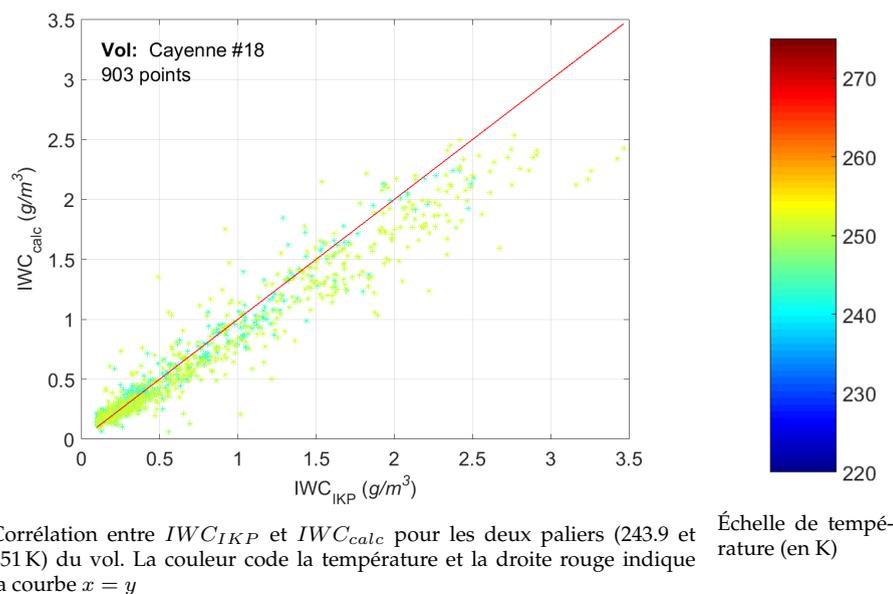


FIGURE 4.44 : Cayenne #18 : estimation de l' $IWC_{calc}$  à partir de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$

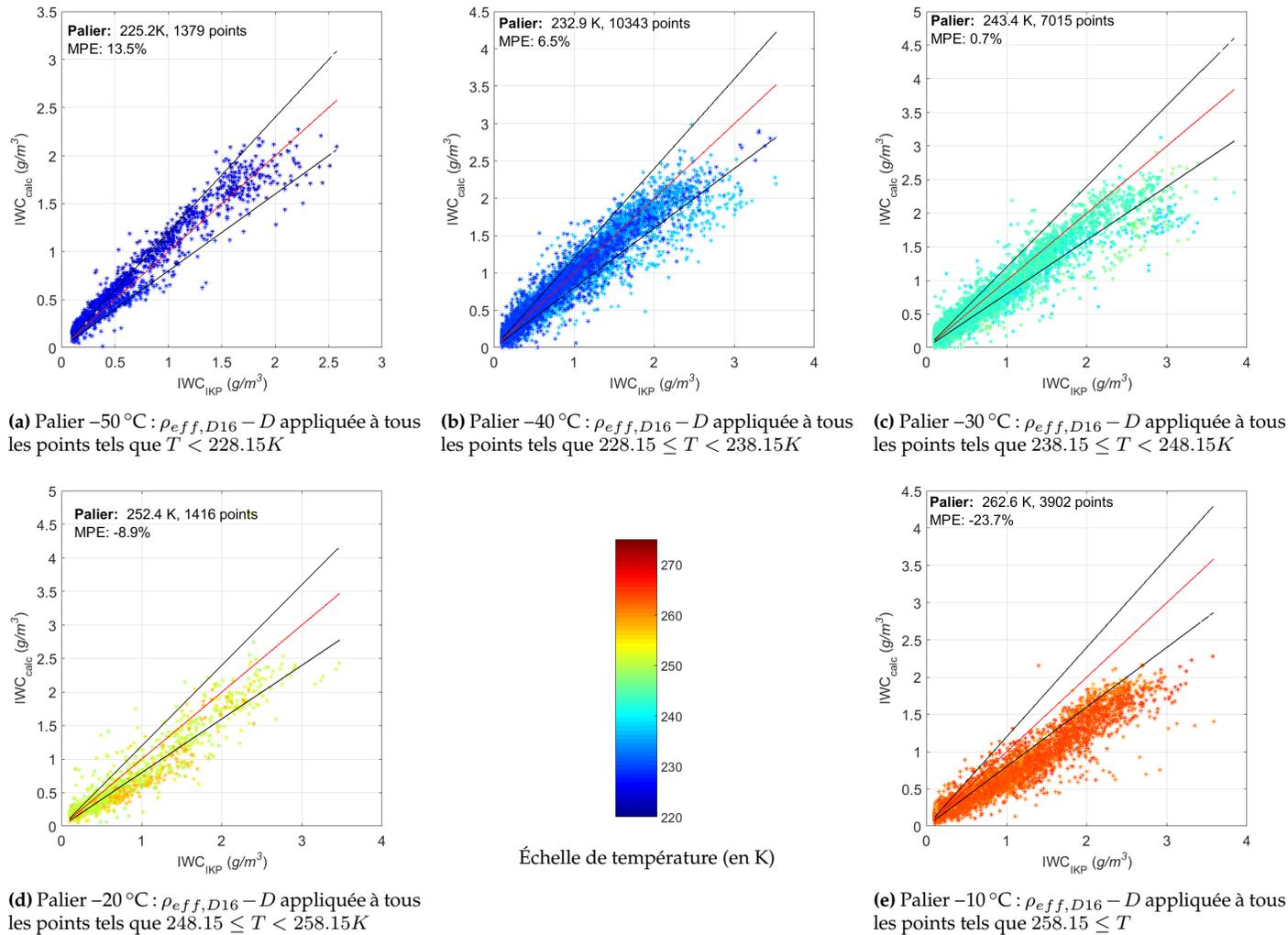
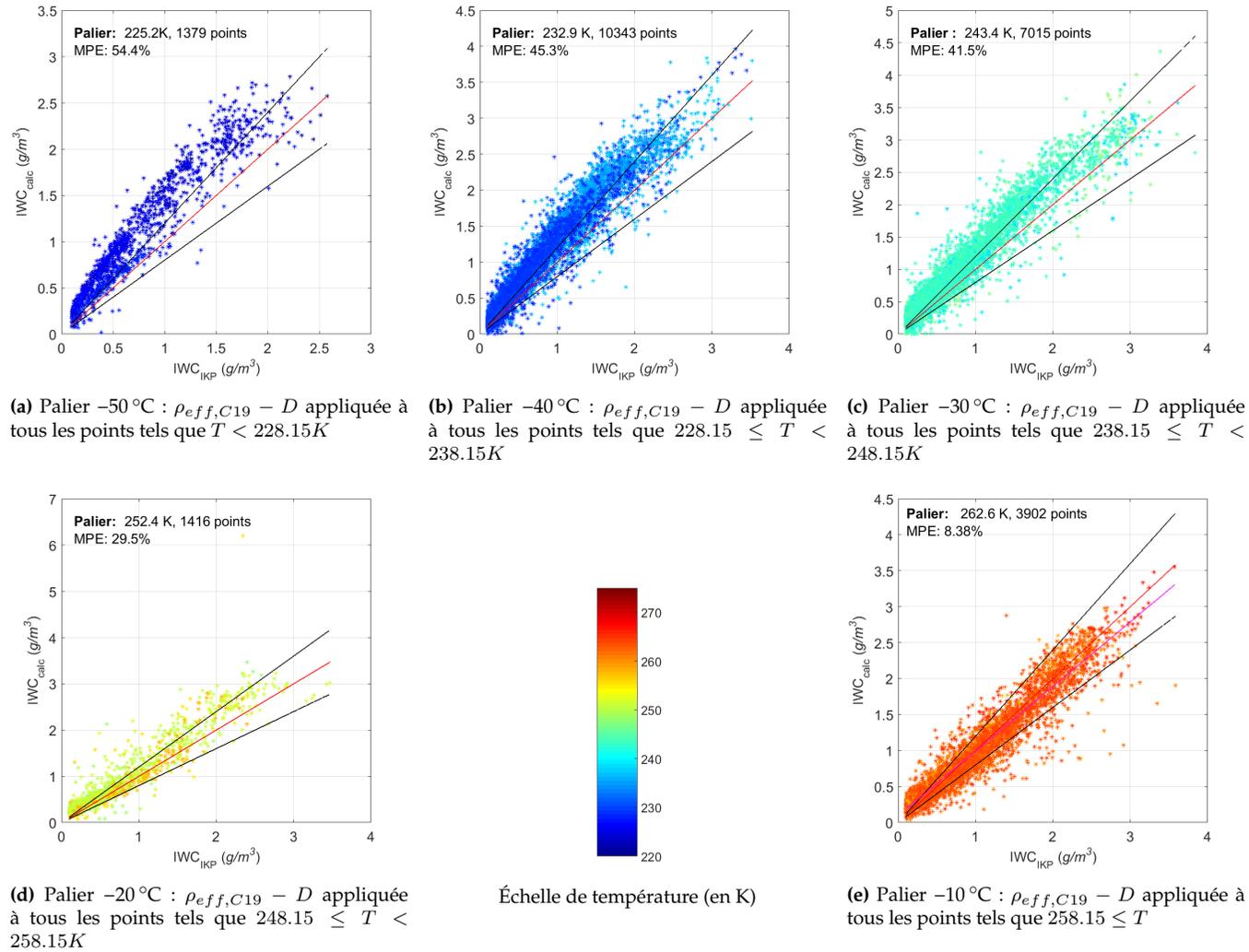


FIGURE 4.45 : Comparaison entre l' $IWC_{IKP}$  mesuré (en abscisse) et l' $IWC_{calc}$  calculé à partir de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  restituée depuis Darwin #16 pour les cinq paliers de températures cibles du projet HAIC. La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés. La droite rouge indique la courbe  $x = y$ . L'erreur relative moyenne est indiquée par MPE (en %).



**FIGURE 4.46 :** Comparaison entre l' $IWC_{IKP}$  mesuré (en abscisse) et l' $IWC_{calc}$  calculé à partir de la relation  $\rho_{eff,C19} - D$  restituée depuis Cayenne #19 pour les cinq paliers de températures cibles du projet HAIC. La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés. La droite rouge indique la courbe  $x = y$ . L'erreur relative moyenne est indiquée par MPE (en %).

Sans rentrer dans une analyse qui dépasserait les objectifs que se fixe cette thèse, signalons toutefois que lors de ces paliers à  $-30\text{ °C}$ , le F20 vole en moyenne à  $4.4 \pm 0,71\text{ km}$  du sommet de l'enclume durant le vol Darwin #9 alors qu'il se situe en moyenne à  $3 \pm 0,44\text{ km}$  du sommet de l'enclume lors du vol Cayenne #18. Cela suggère que la position relative dans l'épaisseur de l'enclume, plus que la position absolue (altitude ou température au niveau de vol), pourrait être un meilleur descripteur de l'effet de stratification.

Statistiquement néanmoins, **la température semble pouvoir décrire grossièrement la stratification des propriétés massiques des particules dans les zones à fort contenu en glace des MCS tropicaux**, comme le montrent les planches 4.45 et 4.46 où sont présentés les résultats obtenus pour l'ensemble des données HAIC. Sur ces planches, les deux relations de référence,  $\rho_{eff,D16} - D$  et  $\rho_{eff,C19} - D$ , sont appliquées à tous les points triés par palier de température, allant de  $233.15 \pm 5\text{ K}$  à  $263.15 \pm 5\text{ K}$ . La moyenne des erreurs relatives (notée *MPE* sur les figures) est utilisée pour décrire la tendance qu'a chacune des deux relations à sous- ou surestimer l'IWC sur un palier donné. Sur la planche 4.45 qui présente les résultats produits par l'application de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  (Darwin #16,  $(236,1\text{ K})$ ), on voit que la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  surestime clairement les points du palier le plus froid ( $MPE = +13,5\%$ ), surestime les points mesurés à des températures proches de celle à laquelle la relation est restituée ( $MPE = +6,5\%$  à  $233,15 \pm 5\text{ K}$  et  $MPE = +0,7\%$  à  $243,15 \pm 5\text{ K}$ ), et sous estime de manière croissante les valeurs d'IWC lorsque la température des échantillons augmente ( $MPE = -8,9\%$  à  $253,15 \pm 5\text{ K}$  et  $MPE = -23,7\%$  à  $263,15 \pm 5\text{ K}$ ).

De manière attendue, les figures de la planche 4.46 montrent que la relation  $\rho_{eff,C19} - D$  (Cayenne #19,  $(261,6\text{ K})$ ) surestime de manière croissante les points d'un palier lorsque la température de celui-ci s'écarte de celle à laquelle elle a été produite : la moyenne des erreurs relatives augmente progressivement de  $MPE = +8,4\%$  pour les points du palier  $263,15 \pm 5\text{ K}$  à  $MPE = +54,4\%$  à  $223,15 \pm 5\text{ K}$ .

Avant de poursuivre plus avant sur les implications de cet « effet température » dans la sous-section 4.3.2, nous allons porter notre attention sur des considérations instrumentales et discuter d'un éventuel biais systématique lié à la mesure IKP-2 ainsi que de quelques cas particuliers dans lesquels les figures de corrélation  $IWC_{calc} - IWC_{IKP}$  présentent une allure singulière.

### Considérations instrumentales :

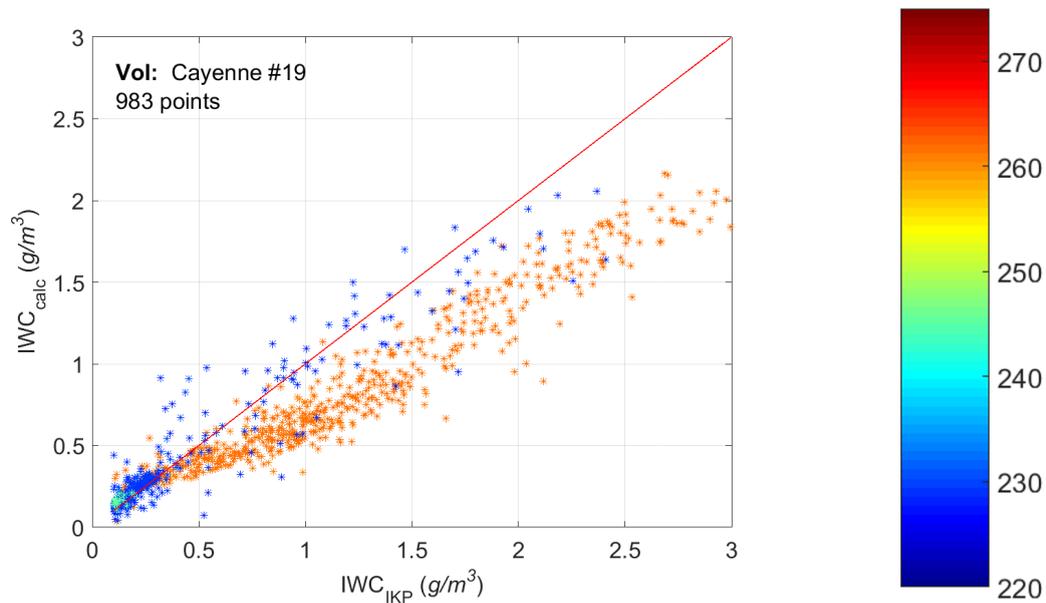
**Incertitude sur la mesure d'IWC due à l'hypothèse de saturation :** Un possible biais instrumental lié à la mesure d'IWC pourrait être avancé pour expliquer l'apparente dépendance des propriétés massiques à l'égard de la température qui se dégage de l'ordonnement des faisceaux de points en fonction de leur température : il s'agit de l'hypothèse sur la saturation de l'air qui est faite dans le calcul de  $IWC_{IKP}$  à partir de la mesure d'IKP-2 (voir section 2.3.2) pour pallier le manque de fiabilité des mesures d'hygrométrie. Pour rappel, cette hypothèse de travail consiste à considérer que l'air est sursaturé par rapport à la glace et sous-saturé par rapport à l'eau liquide, à mi-chemin entre les deux états :  $BWV = r_{sat,i} + \frac{r_{sat,l} - r_{sat,i}}{2}$ . Considérons les vols Darwin #16 et Cayenne #19 dont les courbes d'hygrométrie sont données dans les figures 2.12 et 2.14 pour illustrer le raisonnement. L'analyse visuelle des données d'hygrométrie disponibles suggère un air à saturation par rapport à la glace voire légèrement sous-saturé pour le palier à  $-37\text{ °C}$  de Darwin #16 et celui à  $-10\text{ °C}$  de Cayenne #19 (voir par exemple la discussion fournie dans la section 2.3.2). En conséquence le BWV soustrait, basé sur l'hypothèse de travail, est donc surestimé, ce qui conduit à des valeurs  $IWC_{IKP}$  systématiquement sous-estimées. Cela se répercute *in fine*

sur les masses restituées pour chaque classe de taille par la méthode de restitution. A  $-37^\circ\text{C}$ , l'erreur sur les valeurs  $IWC_{IKP}$  est négligeable (de l'ordre de  $0,05\text{ g/m}^3$ ). A  $-10^\circ\text{C}$  par contre, la sous-estimation systématique de  $IWC_{IKP}$  peut être significative : dans l'exemple du vol Cayenne #19, elle vaut  $0,34\text{ g/m}^3$  si l'on considère que la moyenne des rapports de mélange du CR-2 et du WVSS-II représente la vraie valeur du rapport de mélange ambiant (voir la discussion associée à la figure 2.14). L'hypothèse de travail utilisée dans le calcul de  $IWC_{IKP}$  tend à produire des valeurs d' $IWC_{IKP}$  mesurées particulièrement sous-estimées sur les paliers chauds. En conséquence, il est attendu qu'une relation  $\rho_{eff} - D$  restituée à partir de données échantillonnées en conditions froides ( $\rho_{eff,D16} - D$  par exemple) produise des valeurs  $IWC_{calc}$  systématiquement supérieures aux valeurs  $IWC_{IKP}$  lorsqu'on l'applique aux PSD d'un palier chaud (à  $-10^\circ\text{C}$  par exemple) puisque les valeurs  $IWC_{IKP}$  de ce palier chaud sont sous-estimées : c'est contraire à ce qui est observé. En effet, les valeurs  $IWC_{calc}$  calculées pour les paliers chauds à partir de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  sont systématiquement inférieures aux valeurs  $IWC_{IKP}$ , comme le montrent les figures 4.43c-4.43e et 4.45d-4.45e (voir les points de couleur orange/rouge). Ce biais instrumental peut en revanche expliquer pourquoi les points tels que  $IWC_{IKP} \leq 0,5\text{ g/m}^3$  des paliers chauds dans les figures précitées sont généralement bien prédits malgré l'usage d'une relation établie à  $-40^\circ\text{C}$ , voire apparaissent surestimés sur la figure de corrélation  $IWC_{IKP} - IWC_{IKP}$  du vol Cayenne #19 de la figure 4.42b où la relation  $\rho_{eff,C19} - D$  est utilisée pour le calcul des valeurs  $IWC_{calc}$ .

Plaçons-nous maintenant dans un cas hypothétique où l'air serait en fait systématiquement saturé par rapport à l'eau liquide. Cette hypothèse est plausible dans les cellules convectives mais l'analyse visuelle des données d'hygrométrie montre que les zones stratiformes sont généralement saturées par rapport à la glace tout au plus, quand elles ne sont pas sous saturées. Compte-tenu de la faible proportion de zones convectives échantillonnées par rapport aux zones stratiformes, le cas considéré est donc un cas extrême. Dans ce cas, l'hypothèse de travail utilisée pour déterminer  $IWC_{IKP}$  conduit à soustraire un BWV trop faible et donc à une surestimation systématique de  $IWC_{IKP}$ . Ce biais instrumental lié à la détermination de  $IWC_{IKP}$  irait ici dans le sens de ce qui est observé sur les figures de corrélation mais c'est l'ordre de grandeur qui ne correspond pas, comme nous allons le montrer à partir d'un cas concret.

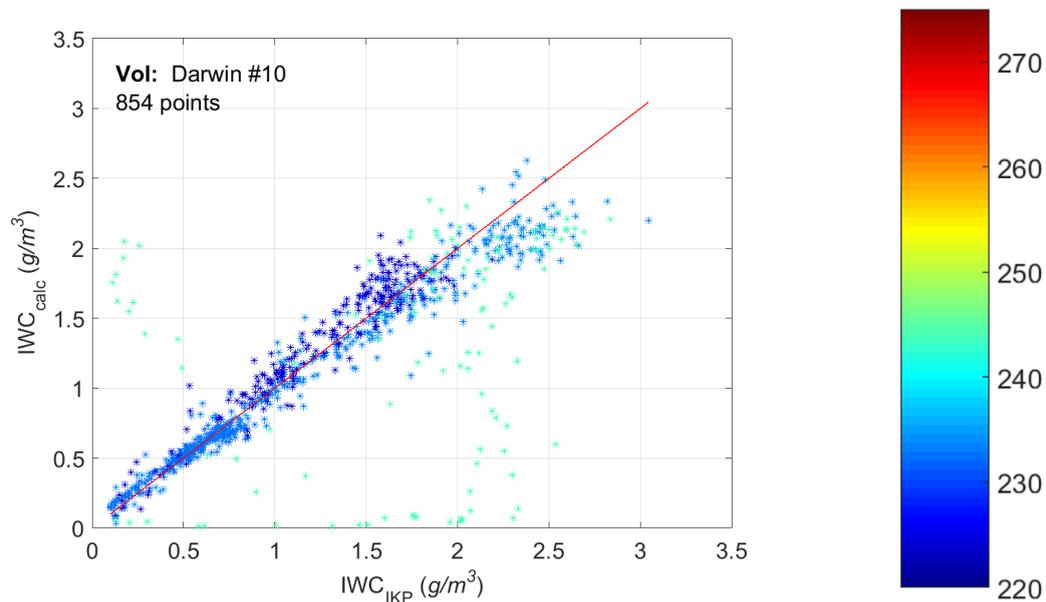
Dans les conditions du vol Cayenne #19 pris là encore pour exemple, les valeurs  $IWC_{IKP}$  seraient alors systématiquement surestimées de  $0,13\text{ g/m}^3$ . Sur la figure 4.47, la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  établie à  $-37^\circ\text{C}$ , donc a priori peu sujette au biais instrumental lié à l'IKP-2, est utilisée pour prédire l'IWC à partir des PSD du vol Cayenne #19. Les valeurs prédites ( $IWC_{calc}$ ) sont comparées aux valeurs mesurées ( $IWC_{IKP}$ , surestimées de  $0,13\text{ g/m}^3$  dans les conditions de saturation hypothétiques dans lesquelles nous sommes) : sur la gamme  $1 \leq IWC_{IKP} \leq 3\text{ g/m}^3$ , on constate que les valeurs  $IWC_{calc}$  sont sous-estimées d'environ 30% par rapport aux valeurs  $IWC_{IKP}$  (e.g.  $IWC_{calc} \approx 2\text{ g/m}^3$  quand  $IWC_{IKP} \approx 2,5\text{ g/m}^3$ ), valeur bien supérieure à ce que l'offset de  $0,13\text{ g/m}^3$  permettrait d'expliquer.

**Défaillance occasionnelle des sondes OAP :** Sur la figure 4.48 par exemple, quelques points du palier à  $-30^\circ\text{C}$  (points vert turquoise) présentent une distribution singulière : 11 points pour lesquels la mesure d'IWC est inférieure à  $0,5\text{ g/m}^3$  sont surestimés d'un facteur 2 à 10 et a contrario, on peut compter plus de 30 points pour lesquels l'IWC est sous-estimé d'un facteur 2 au moins. Cette distribution très dispersée, en forme de "L", se distingue nettement des fuseaux de points que l'on obtient habituellement. L'analyse du fonctionnement des sondes OAP révèle une défaillance sporadique de la 2D-S (problème de synchronisation



Corrélation entre  $IWC_{IKP}$  et  $IWC_{calc}$  pour les trois paliers (229.2, 245.3 et 261,6K) du vol C19. La couleur code la température et la droite rouge indique la courbe  $x = y$  Échelle de température (en K)

FIGURE 4.47 : Cayenne #19 : estimation de l'IWC à partir de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  établie à 236,1 °C



Corrélation entre  $IWC_{IKP}$  et  $IWC_{calc}$  pour les trois paliers (229.2, 245.3 et 261,6K) du vol. La couleur code la température et la droite rouge indique la courbe  $x = y$  Échelle de température (en K)

FIGURE 4.48 : Darwin #10 : estimation de l'IWC à partir de la relation  $\rho_{eff,D16} - D$  et mise en évidence d'un problème instrumental

temporelle des données enregistrées sur une plage de temps) qui produit des PSD erronées sur une courte période de temps. Les courbes de corrélation se révèlent donc être un moyen efficace de déterminer les rares épisodes où l'instrumentation fait défaut. Ce type d'anomalies se retrouve sur le palier à  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  du vol Cayenne #20, sur les paliers à  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  et  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  du vol Cayenne #24 et sur le palier à  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  du vol Cayenne #26, suggérant là aussi un possible défaut instrumental. Dans les figures 4.45 et 4.46 par exemple, ces points ont été filtrés.

Ces considérations techniques permettent d'exclure de la discussion un certain nombre de points singuliers et confortent l'idée d'une stratification systématique des propriétés massiques des particules de glace au sein des zones à fort contenu en glace, comme suggérée par l'organisation en fuseau ordonnés des points en fonction de leur température.

### 4.3.2 Variabilité de la relation $\rho_{eff} - D$ en fonction de la température

On peut rapidement établir que la « densification » globale des particules de glace lorsque la température décroît ne peut pas être directement causée par la température. En effet, la masse volumique de la glace, en tant que matériau constitutif des hydrométéores, augmente lorsque la température décroît (voir l'équation (3-2) p. 79 de PRUPPACHER et KLETT (2010)), passant de  $0,9184\text{ g/cm}^3$  à  $T = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $0,9242\text{ g/cm}^3$  lorsque  $T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Cette propriété physique de la glace, bien que négligeable ici, produit un effet contraire à ce que nous observons.

Nous avons établi dans la section 4.2 que la masse volumique effective des particules est conditionnée par les processus microphysiques dominant leur croissance, l'expression de ces derniers dépendant de conditions environnementales. La température ambiante, propriété émergente de cette analyse, reflète donc certainement des processus physiques, microphysiques sous-jacents à l'origine de cette stratification apparente des propriétés massiques des particules de glace dans les zones à fort contenu en glace des MCS tropicaux. Pour aller plus loin dans la caractérisation de cet effet température, nous allons étudier la variabilité de relations  $\rho_{eff} - D$  restituées aux quatre paliers de température ciblés dans la collaboration HAIC-HIWC.

Il n'est plus question ici de trier les données en fonction de considérations microphysiques comme cela a été fait dans la section 4.2, mais de les inverser par palier de température afin de voir si et comment l'effet température se révèle dans la relation  $\rho_{eff} - D$  des particules. En ce qui concerne  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ , les restitutions ont été présentées dans la section 4.2.3 à la figure 4.39a.

#### Restitution à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$

Pour étudier la variabilité des propriétés massiques à  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ , sept restitutions indépendantes ont été réalisées à partir des sept sous-ensembles de données présentées dans le tableau 4.7. Pour rappel, l'indice dynamique donné dans la dernière colonne est déterminé à partir de la vitesse verticale mesurée in situ par le F20. Il indique que l'échantillonnage des vols Darwin #16, #8 et #10 inclut une forte proportion de zones convectives, à l'inverse du vol Darwin #7 qui est très stratiforme (voir discussion dans la section 4.2.2).

Les PSD moyennes pour chacun de ces vols sont présentées à la figure 4.49a. Ces PSD présentent les caractéristiques microphysiques de la glace convective (pente  $P_2$  négative), à l'exception du Darwin #7 qui se distingue par une concentration globalement plus faible sur l'intervalle  $15\text{-}500\text{ }\mu\text{m}$  et un appauvrissement en petits cristaux (pente  $P_2$  nulle), que l'on

Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice dynamique %
Darwin #6	21 :00 - 21 :56	666	234,9 (0,28)	1,01 (0,48)	16,4
Darwin #7	20 :42 - 21 :20	454	235,2 (0,20)	0,56 (0,29)	7,7
Darwin #8	21 :17 - 22 :19	671	235,4 (0,33)	0,78 (0,58)	30,1
Darwin #10	21 :06 - 21 :53	529	233,1 (0,58)	1,12 (0,71)	27,2
Darwin #14	21 :12 - 23 :22	1065	233,1 (0,53)	0,57 (0,40)	24,7
Darwin #16	21 :39 - 23 :49	1019	236,1 (0,37)	1,06 (0,63)	34,9
Darwin #22	23 :51 - 00 :33	497	234,4 (0,44)	0,99 (0,50)	22,3

TABLE 4.7: Panels de points sélectionnés pour la restitution de  $\rho_{eff} - D$  à  $-40^\circ\text{C}$ 

Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice dynamique %
Darwin #3	03 :14 - 04 :34	196	244,4 (0,51)	0,40 (0,26)	28,1
Darwin #6	22 :32 - 22 :55	271	242,9 (0,31)	1,6 (0,72)	37,3
Darwin #7	21 :24 - 22 :04	373	245,5 (0,40)	0,55 (0,30)	1,3
Darwin #9	21 :51 - 22 :33	427	243,8 (0,11)	0,49 (0,32)	2,6
Darwin #15	00 :07 - 01 :01	1102	243,5 (0,46)	0,77 (0,58)	13,6
Darwin #18	21 :45 - 23 :29	624	242,8 (0,76)	0,68 (0,53)	30,3
Darwin #22	22 :11 - 22 :46	774	242,6 (0,35)	0,66 (0,55)	11,8
Cayenne #13	09 :59 - 10 :48	360	244,4 (0,39)	0,92 (0,78)	25,3
Cayenne #15	16 :32 - 17 :22	264	238,9 (0,27)	0,75 (0,47)	18,2

TABLE 4.8: Panels de points sélectionnés pour la restitution de  $\rho_{eff} - D$  à  $-30^\circ\text{C}$ 

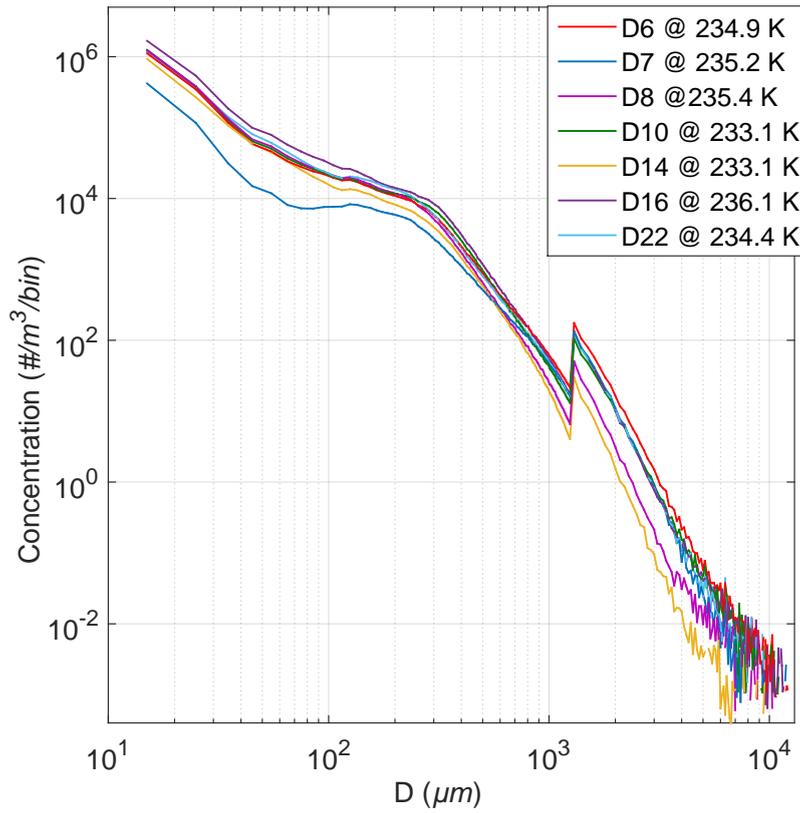
explique par le processus d'agrégation en cours dans un système très stratiforme. La concentration en particules supra-millimétriques est nettement plus faible pour les vols Darwin #8 et #14. Les oscillations visibles à l'extrémité supérieure des spectres ( $D \geq 4000 \mu\text{m}$ ) sont liées au faible volume d'échantillonnage.

Les sept relations  $\rho_{eff} - D$  restituées de manière indépendante pour chacun de ces paliers sont présentées à la figure 4.49b. Là encore, le vol Darwin #7 se distingue par des valeurs de masse volumique effective plus faibles sur l'intervalle de tailles  $D \leq 300 \mu\text{m}$  et une transition moins prononcée vers le régime des agrégats. Pour les autres vols, les relations restituées sont plus semblables : les valeurs de masse volumique effective des cristaux de taille  $D \leq 300 \mu\text{m}$  sont supérieures à  $0,3 \text{ g/cm}^3$  et peuvent atteindre  $0,48 \text{ g/cm}^3$  pour les cristaux de  $55 \mu\text{m}$  du vol #22. Pour tous les vols, la masse volumique effective des particules supra-millimétriques est comprise entre  $0,045 \text{ g/cm}^3$  et  $0,012 \text{ g/cm}^3$ . Pour les vols #8 et #14, la masse volumique effective des particules devient inférieure à  $0,1 \text{ g/cm}^3$  à partir de  $D \geq 645 \mu\text{m}$ , à partir de  $D \geq 825 \mu\text{m}$  pour le vol #10 et à partir de  $985 \mu\text{m}$  seulement pour le vol #7.

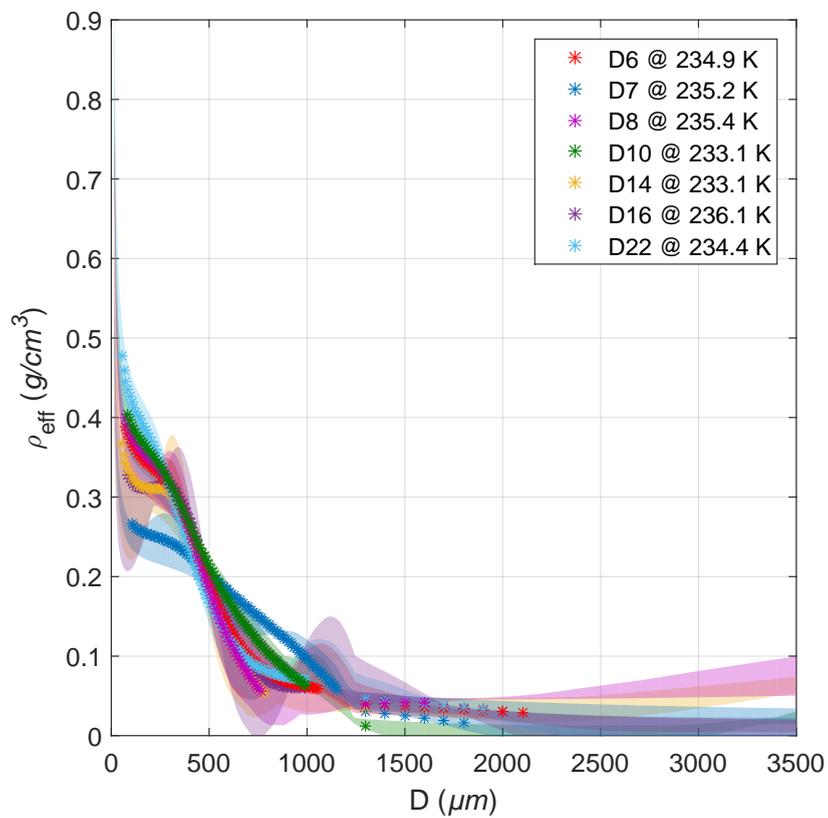
### Restitution à $-30^\circ\text{C}$

Pour étudier la variabilité des propriétés massiques à  $-30^\circ\text{C}$ , neuf restitutions indépendantes ont été réalisées à partir des données présentées dans le tableau 4.8. Chaque vol inclut une proportion variable de zones convectives avec un indice dynamique allant de 37,3 % (Darwin #6, palier sur lequel le contenu en glace moyen mesuré est le plus élevé de tous les cas présenté dans cette section) à 1,3 % (vol Darwin #7).

Les neuf PSD moyennes sont présentées à la figure 4.50a. Les vols Darwin #9 et #7 se distinguent par un creux prononcé, centré sur  $85 \mu\text{m}$  où la concentration en cristaux vaut environ  $0,6 \text{ L}^{-1} \text{ bin}^{-1}$  et  $2,4 \text{ L}^{-1} \text{ bin}^{-1}$ , inférieur d'un ordre de grandeur à la concentration mesurée dans ce bin pour le vol Darwin #6 ( $27 \text{ L}^{-1} \text{ bin}^{-1}$ ), vol qui inclut le plus de zones convectives du panel de vols considérés pour ce palier. Rappelons que les concentrations



(a) Distributions de tailles

(b) Relations  $\rho_{\text{eff}} - D$ FIGURE 4.49 : Relations  $\rho_{\text{eff}} - D$  restituées pour les paliers à  $-40^\circ\text{C}$  du tableau 4.7

Vol	Période sélectionnée (heure UTC)	Nombre de points	Température moyenne (écart-type) (K)	IWC moyenne (écart-type) ( $\text{g m}^{-3}$ )	Indice dynamique %
Cayenne #13	08 :56 - 09 :47	477	261,8 (0,53)	1,34 (0,83)	19,3
Cayenne #15	17 :29 - 18 :13	393	259,8 (5,08)	0,92 (0,53)	5,1
Cayenne #19	15 :42 - 16 :41	599	261,6 (0,26)	1,19 (0,68)	7,9
Cayenne #20	11 :28 - 11 :50	204	265,6 (0,16)	1,58 (0,71)	15,2
Cayenne #22	08 :48 - 09 :34	454	263,7 (0,31)	0,97 (0,66)	6,2
Cayenne #23	13 :26 - 14 :37	660	263,3 (0,24)	0,98 (0,76)	14,9

TABLE 4.9: Panels de points sélectionnés pour la restitution de  $\rho_{eff} - D$  à  $-10^\circ\text{C}$

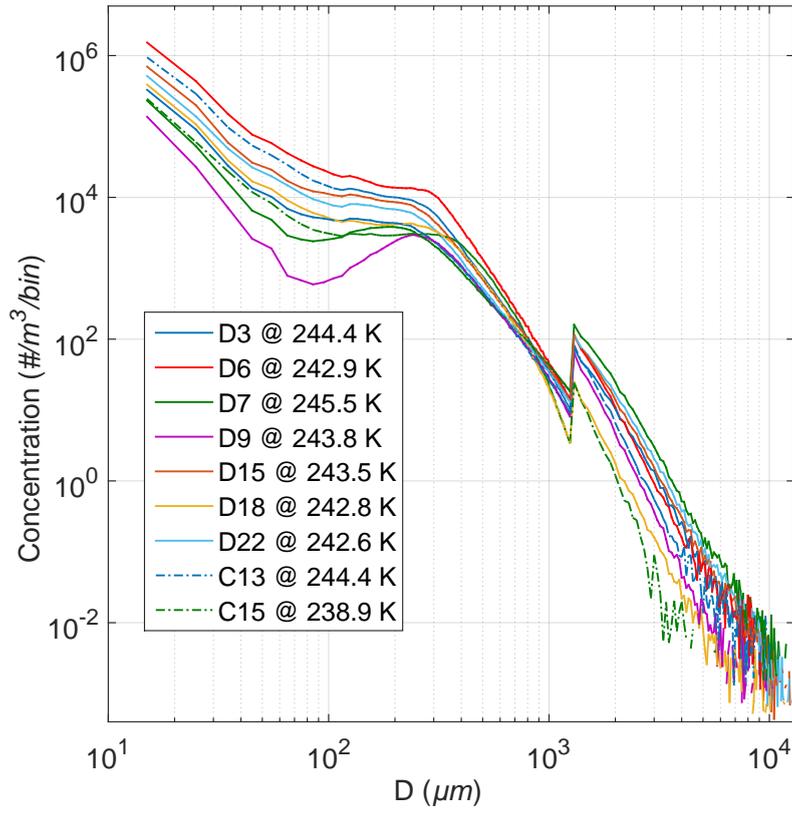
mesurées sur l'intervalle  $15\text{-}85\ \mu\text{m}$  pour les vols #7 et #9 sont considérées comme des artefacts instrumentaux (voir la discussion sur la pente  $P_1$  dans la section 4.1.1). En ce qui concerne les cristaux supra-millimétriques, les concentrations moyennes sont légèrement plus fortes durant Darwin #7 que pour les autres vols, ce qui peut s'expliquer par la production bien avancée d'agrégats dans ce système stratiforme qui augmente le nombre de particules supra-millimétriques comparé aux populations échantillonnées dans l'environnement plus convectif des vols Darwin #3, #6, #15, #18, #22 et Cayenne #13 et #15. La PSD du vol Darwin #9, et plus particulièrement la forte décroissance de la concentration en particules supra-millimétriques, pourrait indiquer un processus de vieillissement de l'enclume stratiforme déjà bien engagé.

Les relations  $\rho_{eff} - D$  restituées à partir des neufs vols montrent une forte variabilité qu'il est difficile d'interpréter sans plus de mesures complémentaires. Le premier régime, identifié comme le régime de croissance par déposition de vapeur dans la section 4.2, produit des cristaux dont la masse volumique effective restituée varie de  $0,40\ \text{g/cm}^3$  (Cayenne #13 à  $85\ \mu\text{m}$ ) à environ  $0,23\ \text{g/cm}^3$  (Cayenne #15 à près de  $450\ \mu\text{m}$ ). Dans certains vols, ce régime s'arrête vers  $300\ \mu\text{m}$  (Darwin #6) voire avant (Darwin #15, #22 et Cayenne #13) alors que pour d'autres il semble se prolonger au-delà (Darwin #9 et #18). La masse volumique effective des particules devient inférieure à  $0,1\ \text{g/cm}^3$  entre  $D \geq 725\ \mu\text{m}$  (Darwin #3) et  $D \geq 945\ \mu\text{m}$  (Darwin #9) et on peut noter que les particules de  $1\ \text{mm}$  des vols Darwin #18 et Cayenne #15 sont plus denses ( $\geq 0,125\ \text{g/cm}^3$ ) que les particules des autres vols ( $\leq 0,087\ \text{g/cm}^3$ ). À l'exception de Cayenne #15, la masse volumique effective des particules de taille  $D \geq 1300\ \mu\text{m}$  est inférieure à  $0,056\ \text{g/cm}^3$ . Le vol Cayenne #15 se distingue par une transition plus progressive et une masse volumique effective restituée pour les particules supra-millimétriques supérieure à  $0,1\ \text{g/cm}^3$ . Il serait intéressant d'analyser ce vol en détail pour essayer d'identifier les mécanismes à l'origine de particules aussi denses.

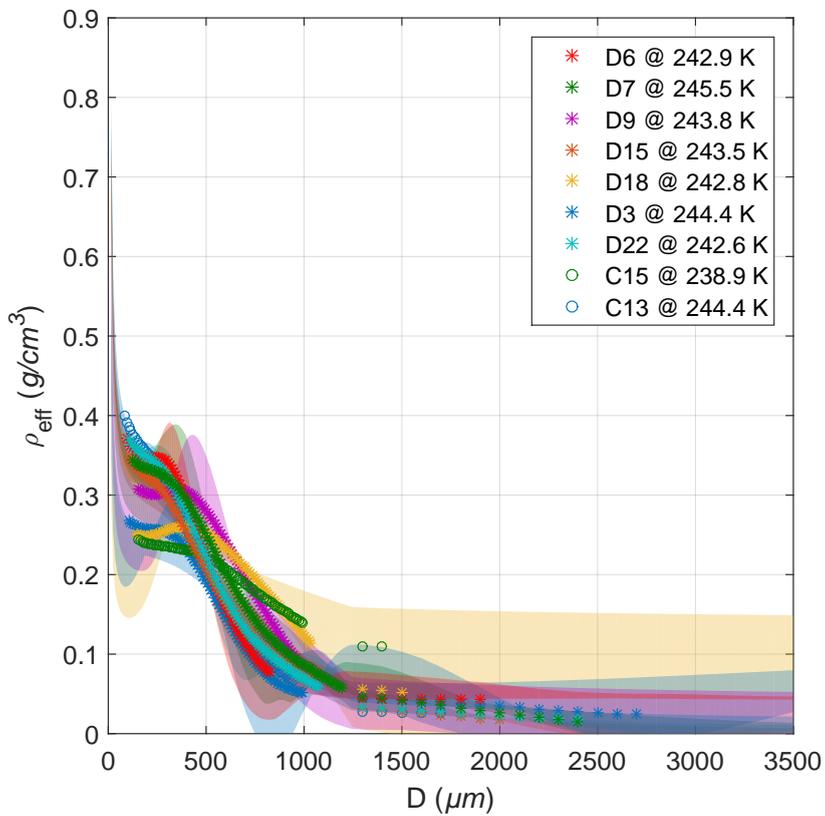
### Restitution à $-10^\circ\text{C}$

L'étude des propriétés massiques des particules échantillonnées à  $-10^\circ\text{C}$  repose sur six vols de la campagne Cayenne-2015, présentés dans le tableau 4.9. L'indice dynamique de chacun de ces vols est inférieur à 20%, indiquant que l'environnement de mesure pour chacun de ces paliers à  $-10^\circ\text{C}$  est principalement stratiforme. La valeur moyenne d'IWC calculée pour ces vols est en générale assez élevée, de l'ordre de  $1\ \text{g/m}^3$  ou supérieure.

Les PSD moyennes, présentées dans la figure 4.51a, confirment une certaine homogénéité des six vols sélectionnés et présentent des caractéristiques propres à la microphysique stratiforme ( $P_2 > 0$  notamment), si tant est que l'analyse faite de la section 4.1 des PSD mesurées à  $T \leq -30^\circ\text{C}$  puisse être extrapolée à des données collectées à  $-10^\circ\text{C}$ . On peut distinguer un mode prononcé dans chacune des PSD, dont la position varie entre  $225\ \mu\text{m}$  (Cayenne #23) et  $325\ \mu\text{m}$  (Cayenne #15).

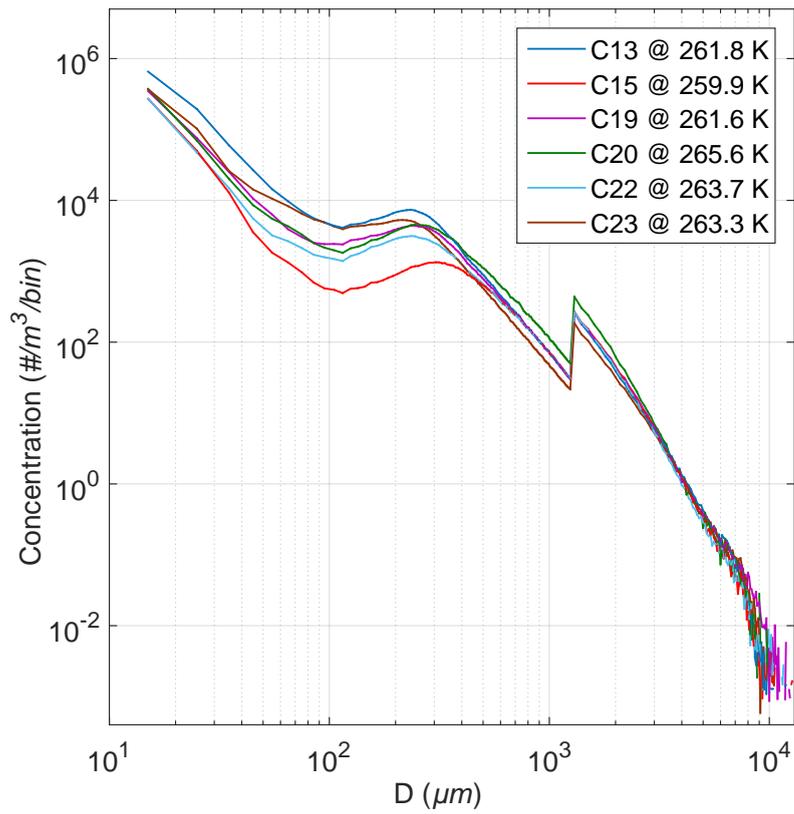


(a) Distributions de tailles

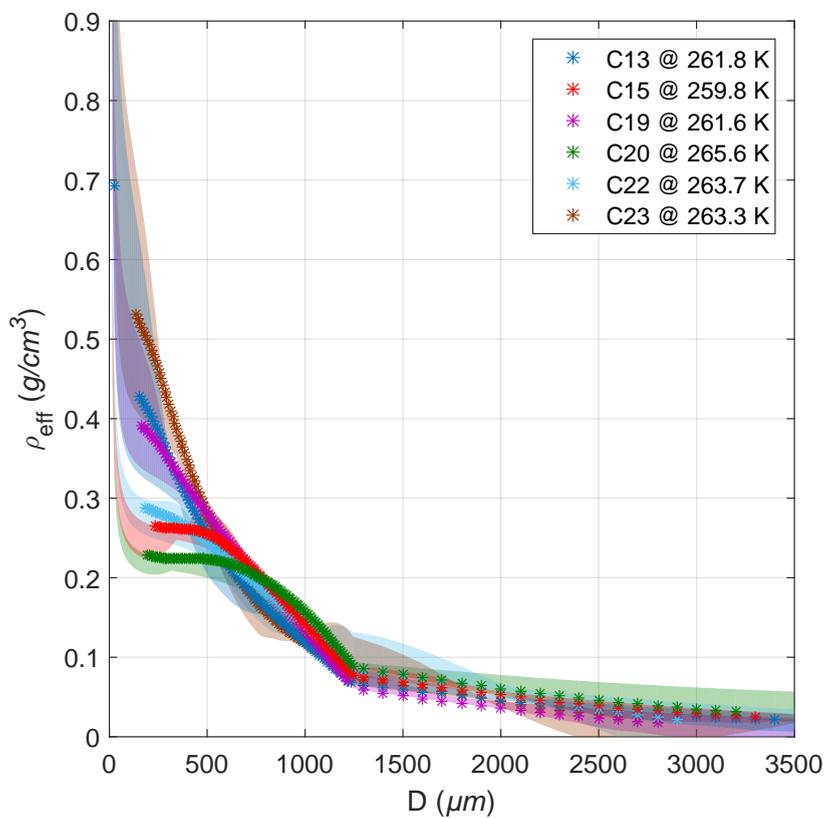


(b) Relations  $\rho_{\text{eff}} - D$

FIGURE 4.50 : Relations  $\rho_{\text{eff}} - D$  restituées pour les paliers à  $-30^\circ\text{C}$  du tableau 4.8



(a) Distributions de tailles

(b) Relations ρ<sub>eff</sub> – DFIGURE 4.51 : Relations ρ<sub>eff</sub> – D restituées pour les paliers à –10 °C du tableau 4.9

Palier	Vols exclus	Nombre de points	IWC moyenne (écart-type) (g m <sup>-3</sup> )	Indice dynamique %
-50 °C : $T < 228,15$ K	-	1313	0,76 (0,53)	30
-40 °C : $228,15 < T < 238,15$ K	Darwin #2; Cayenne #10, #11, #15 et #24	9561	0,78 (0,59)	26
-30 °C : $238,15 < T < 248,15$ K	Darwin #10, #19; Cayenne #12, #14, #19, #20 et #24	6734	0,76 (0,65)	20
-10 °C : $T > 258,15$ K	-	3828	1,1 (0,72)	12

**TABLE 4.10:** Panels de points sélectionnés pour les restitutions de  $\rho_{eff} - D$  aux quatre paliers ciblés dans les campagnes HAIC-HIWC

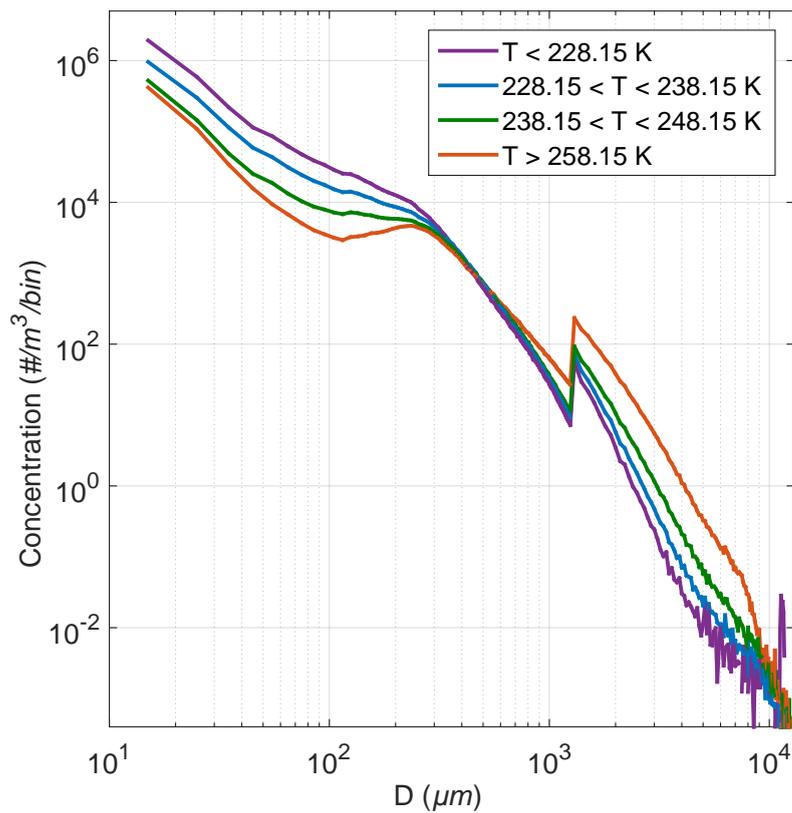
Les six relations  $\rho_{eff} - D$  restituées sont tracées sur la figure 4.51b. La masse volumique effective restituée pour les petites particules ( $D \leq 500 \mu\text{m}$ ) est très variable. Elle est constante à  $0,23 \text{ g/cm}^3$  sur l'intervalle  $15\text{-}600 \mu\text{m}$  pour le vol Cayenne #20 et diminue de  $0,53 \text{ g/cm}^3$  à  $0,23 \text{ g/cm}^3$  sur ce même intervalle pour le vol #C23. En dehors de cet intervalle, les variations de la masse volumique effective en fonction de la taille des particules sont assez similaires pour les 6 vols considérés : elle décroît de manière linéaire jusqu'à  $1,3 \text{ mm}$  où les valeurs calculées sont comprises entre  $0,058 \text{ g/cm}^3$  et  $0,085 \text{ g/cm}^3$ . Au-delà, la décroissance de la masse volumique effective en fonction de la taille se poursuit jusqu'à  $1,3 \text{ mm}$  (limite de la plage de confiance) où la valeur restituée à partir des données du vol #13 vaut  $0,021 \text{ g/cm}^3$ . A ce palier, on trouve encore des particules de masse volumique effective supérieure à  $0,1 \text{ g/cm}^3$  dans les bins centrés sur  $1,085 \text{ mm}$  (vol #13) et  $1,2 \text{ mm}$  (vol #20).

#### Comparaison des relations $\rho_{eff} - D$ restituée à partir de l'ensemble des points d'un palier de température

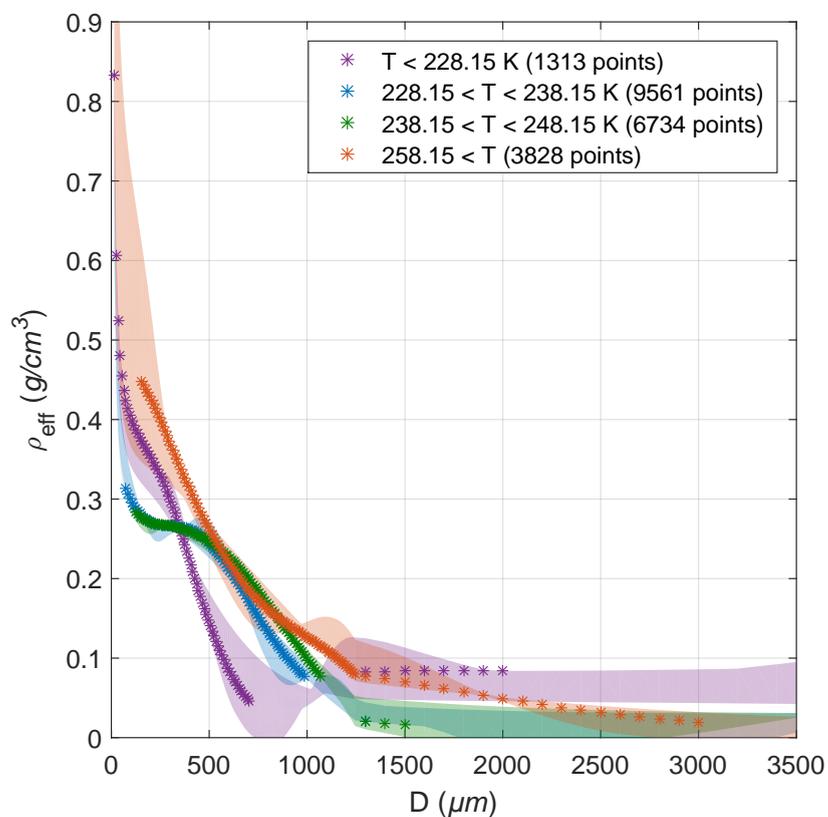
Pour restituer les relations  $\rho_{eff} - D$  moyennes palier par palier, l'ensemble des points de mesure du jeu de données HAIC-HIWC est trié en quatre sous-ensembles en fonction de la température d'échantillonnage, comme présenté dans le tableau 4.10. Les données ont été filtrées à partir de critères définis dans la section 4.1 (seuil de concentration basse 2D-S et PIP) afin d'exclure les PSD présentant un problème d'échantillonnage. De la même manière, les quelques vols présentant un nombre important de points de mesure aberrants sont exclus des restitutions : ces paliers sont identifiés à partir des courbes de corrélation  $IWC_{calc} - IWC_{IKP}$  (voir par exemple le palier à  $245,3 \text{ K}$  du vol Darwin #10 sur la figure 4.48).

L'indice dynamique, qui pour rappel représente le pourcentage de points échantillonnés en environnement fortement dynamique ( $|V_z| > 1 \text{ m s}^{-1}$ ,  $V_z$  étant la vitesse verticale de l'air mesurée à l'altitude de vol par le F20), est calculé pour chaque palier. Les zones échantillonnées aux quatre paliers sont majoritairement stratiformes mais la proportion de zones convectives est sensiblement plus forte à  $-50 \text{ °C}$  (30%) qu'à  $-10 \text{ °C}$  (12%), révélant un biais d'échantillonnage. Cela s'explique par les contraintes de sécurité appliquées durant les campagnes HAIC-HIWC qui interdisent l'échantillonnage dans les zones où l'écho radar est fort (zones rouges sur le radar de bord). Selon le schéma conceptuel proposé par LAWSON et al., 2010, une fraction des particules qui se forment dans l'étage inférieur des cellules convectives grossissent rapidement par givrage et déposition de vapeur jusqu'à chuter dans la colonne, poursuivant alors leur croissance en collectant les gouttes d'eau surfondues situées sur leur trajectoire. Le radar de bord en bande X du F20, sensible à ces grosses particules givrées, indique des zones rouges qui sont donc évitées. La taille et la concentration de ce type de particules diminuant avec l'altitude, l'écho radar des zones convectives est potentiellement plus faible à  $-50 \text{ °C}$  (zones orange) et permet leur échantillonnage.

Les distributions de tailles moyennes et les relations  $\rho_{eff} - D$  restituées pour chaque palier sont présentées à la figure 4.52. La figure 4.52a montre que la concentration moyenne



(a) Distributions de tailles moyennes

(b) Relations  $\rho_{eff} - D$  moyennes. Les zones ombrées désignent l'incertitude associée au choix du paramètre  $\lambda$ .FIGURE 4.52 : Effet température mis en évidence par les relations  $\rho_{eff} - D$  moyennes restituées à  $-50^\circ\text{C}$  (violet),  $-40^\circ\text{C}$  (bleu),  $-30^\circ\text{C}$  (vert) et  $-10^\circ\text{C}$  (rouge).

en cristaux de taille  $D \lesssim 300 \mu\text{m}$  est plus forte en altitude qu'à la base de l'enclume (la concentration en cristaux de  $110 \mu\text{m}$  mesurée à  $-50^\circ\text{C}$  est 8,7 fois supérieure à celle mesurée  $-10^\circ\text{C}$ ) alors qu'à l'inverse la concentration en cristaux supra-millimétriques augmente avec la température (la concentration en cristaux de  $3 \text{ mm}$  mesurée à  $-50^\circ\text{C}$  est 22,7 fois inférieure à celle mesurée  $-10^\circ\text{C}$ ). Ce phénomène est interprété par l'effet combiné de la sédimentation et de l'agrégation qui transforme dans l'épaisseur des régions stratiformes les petites particules injectées par la convection aux étages supérieurs de l'enclume en agrégats de grande taille que l'on observe à la base de l'enclume. Concernant l'interprétation des PSD, rappelons que la concentration en cristaux de taille  $D \lesssim 100 \mu\text{m}$  présentée dans la courbe  $T > 258,15 \text{ K}$  (rouge) est très probablement surestimée à cause d'un artéfact instrumental (décrit à la section 4.1.1).

La figure 4.52b présente les quatre courbes  $\rho_{eff} - D$  restituées pour chaque palier de température. Constatons tout d'abord le décalage de la plage de confiance vers les particules de grandes tailles lorsque la température augmente. A  $-50^\circ\text{C}$ , la première masse restituée avec confiance est celle du bin  $D = 15 \pm 5 \mu\text{m}$  où la masse volumique effective vaut  $0,83 \text{ g/cm}^3$ . A  $-40^\circ\text{C}$ , la plage de confiance s'étend de  $D = 75 \mu\text{m}$  ( $\rho_{eff} = 0,31 \text{ g/cm}^3$ ) à  $D = 1300 \mu\text{m}$  où  $\rho_{eff} = 0,02 \text{ g/cm}^3$ . Pour le palier à  $-30^\circ\text{C}$ , la plage de confiance couvre l'intervalle  $D = 125 \mu\text{m}$  ( $\rho_{eff} = 0,28 \text{ g/cm}^3$ ) à  $D = 1500 \mu\text{m}$  ( $\rho_{eff} = 0,016 \text{ g/cm}^3$ ) et pour finir, la plage de confiance s'étend de  $D = 155 \mu\text{m}$  ( $\rho_{eff} = 0,45 \text{ g/cm}^3$ ) à  $D = 3000 \mu\text{m}$  ( $\rho_{eff} = 0,02 \text{ g/cm}^3$ ) pour le palier à  $-10^\circ\text{C}$ . Cela s'explique principalement par le décalage des concentrations vers de plus grandes particules lorsque la température augmente, comme montré à la figure 4.52a.

Si l'on omet les bins  $D \leq 350 \mu\text{m}$ , intervalle de taille sur lequel la variabilité est toujours très forte même à température fixée, on peut constater sur la figure 4.52b le décalage vers la droite des courbes  $\rho_{eff} - D$  lorsque la température augmente, couplé à la diminution du gradient  $\partial\rho/\partial D$  sur l'intervalle de transition dont les limites varient en fonction de la température (ex. :  $500\text{-}1300 \mu\text{m}$  environ pour les paliers  $-40^\circ\text{C}/-30^\circ\text{C}$ ). Ainsi, toutes les particules de taille  $D \geq 575 \mu\text{m}$  sont caractérisées par  $\rho_{eff} < 0,1 \text{ g/cm}^3$  à  $-50^\circ\text{C}$  (le palier autour de  $0,083 \text{ g/cm}^3$  pour  $D \geq 1300 \mu\text{m}$  fait l'objet d'une discussion séparée), la valeur de ce diamètre tel que  $\rho_{eff} < 0,1 \text{ g/cm}^3$  augmentant ensuite de  $D = 900 \mu\text{m}$  à  $-40^\circ\text{C}$  à  $D = 1150 \mu\text{m}$  à  $-10^\circ\text{C}$ . Cela traduit une densification apparente des particules de grande taille avec la température. Cette tendance est toutefois peu prononcée et les variations observées sont typiquement incluses dans la variabilité naturelle observée à chaque palier dans les figures 4.49b, 4.50b et 4.51b.

Cette dépendance en température de la relation entre masse et taille de particules a été documentée dans la littérature. Par exemple, SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010 (noté ici SH10) étudient les propriétés massiques de populations à forte proportion d'agrégats à partir de mesures réalisées dans des zones à forte concentration d'agrégats de systèmes convectifs durant la campagne CRYSTAL-FACE. Ils reportent que la masse des cristaux d'une classe de taille varie en fonction de la température : les particules tendent à être plus lourdes vers la base du système, ce que nous observons également. Ils montrent que la dimension fractale, caractéristique de la géométrie des agrégats, dépend de la température et proposent une paramétrisation de la masse des agrégats en fonction de leur taille et de la température (voir équation 3.1 du chapitre 3). Leur paramétrisation obtenue pour la campagne CRYSTAL-FACE est tracée sur la figure 4.53 pour 4 températures différentes. ERFANI et MITCHELL, 2016 (noté EF16) montrent également une variabilité de la relation  $m - D$  en fonction de la température. Les relations qu'ils obtiennent à partir de mesures in-situ dans l'enclume de

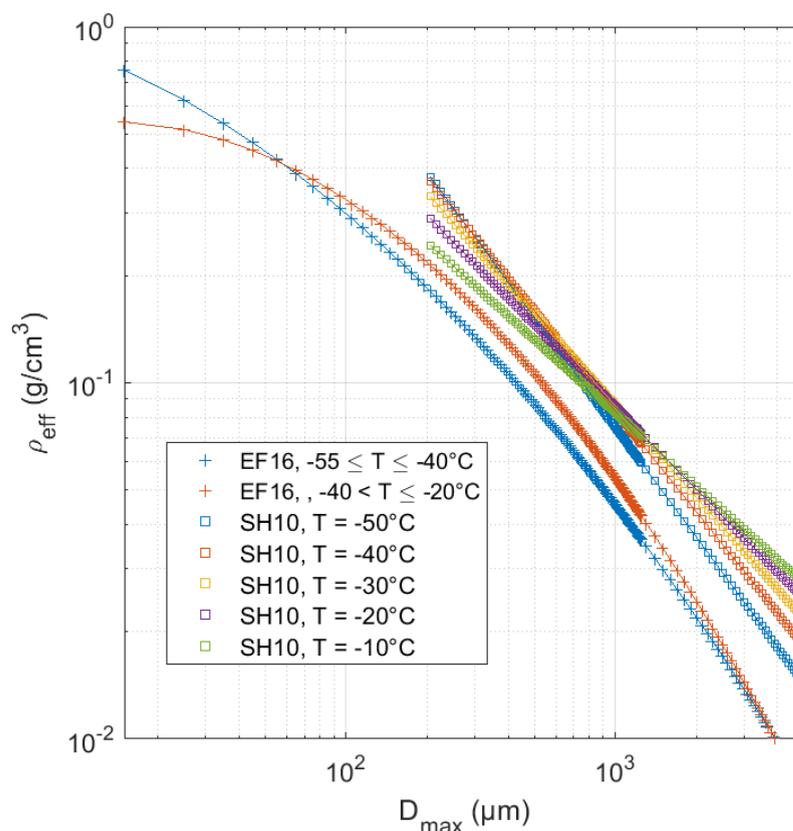


FIGURE 4.53 : Dépendance des propriétés massiques à la température : relations  $\rho_{eff} - D$  publiées dans la littérature : ERFANI et MITCHELL, 2016 (noté EF16, symboles '+') et SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010 (noté SH20, symboles '□').

systèmes convectifs (campagne SPARTICUS, MACE et al., 2009) pour les gammes de température  $-55\text{ °C} \leq T \leq -40\text{ °C}$  et  $-40\text{ °C} < T \leq -20\text{ °C}$  sont également tracées sur la figure 4.53. Les relations proposées par ERFANI et MITCHELL, 2016 montrent que la masse volumique effective des particules de taille  $60\text{ }\mu\text{m} \leq D_{max} \leq 4000\text{ }\mu\text{m}$  est supérieure pour le palier chaud, avec par exemple une masse volumique effective estimée pour les particules d'un millimètre valant  $0,045\text{ g/cm}^3$  pour le palier froid et  $0,054\text{ g/cm}^3$  pour le palier chaud. Une tendance similaire à la densification des particules supra-millimétriques est également visible sur les courbes issues de SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010, où la masse volumique effective des particules de  $1500\text{ }\mu\text{m}$  varie de  $0,049\text{ g/cm}^3$  à  $-50\text{ °C}$  à  $0,063\text{ g/cm}^3$  à  $-10\text{ °C}$ . Dans ces deux publications, la paramètre de taille utilisé est la dimension maximale de la particule ( $D_{max}$ ). Leurs résultats ne peuvent donc pas être comparés quantitativement aux résultats de cette thèse, mais les tendances sont bien similaires.

Dans le cadre de cet exercice statistique, les ensembles de points à l'origine de ces restitutions sont très hétérogènes. Nous avons vu dans la section 4.2 que les propriétés massiques sont très variables d'une région à une autre au sein d'un même système. Nous avons interprété cette variabilité comme la signature des processus microphysiques de croissance qui s'expriment de manière différenciée en fonction des conditions environnementales. A température fixée, les jeux de données mélangent données convectives et données stratiformes en proportions variables, et associent des points échantillonnés dans différents systèmes

dont les conditions dynamiques et thermodynamiques ont certainement favorisé l'expression des trois mécanismes microphysiques en proportions variables. En conséquence, les causes de cette apparente densification qui semble se concentrer sur les particules de diamètre  $D \geq 500 \mu\text{m}$  peuvent être tant statistiques (biais d'échantillonnage) que physiques.

L'exemple du palier de masse volumique effective situé autour de  $0,083 \text{ g/cm}^3$  pour les particules supra-millimétriques ( $D \geq 1,3 \text{ mm}$ ) observées à  $-50^\circ\text{C}$  est révélateur de l'inextricable combinaison de biais statistique et causes physiques qui doivent être considérés dans l'interprétation de la stratification des propriétés massiques. En prenant en compte l'incertitude liée au choix du paramètre de régularisation, la différence de masse volumique effective restituée pour les particules supra-millimétriques entre  $-50^\circ\text{C}$  et  $-40^\circ\text{C}/-30^\circ\text{C}$  est significative. Elle contredit la tendance à la densification des particules de grande taille et il n'existe pas de raisons techniques permettant d'exclure ce résultat (la forme caractéristique de la courbe en L désigne clairement un intervalle étroit de valeurs possibles pour le paramètre de régularisation optimal). Ce résultat peut être expliqué par trois raisons qui se combinent. La première raison est microphysique : nous avons vu qu'il y a en général très peu de particules supra-millimétriques à  $-50^\circ\text{C}$  dans les régions stratiformes de l'enclume, l'agrégation produisant à cette altitude des particules de taille  $\sim 700 \mu\text{m}$ . Nous avons par contre identifié à partir des images OAP la présence de graupels millimétriques dans les zones convectives. La deuxième raison est à la fois dynamique et microphysique : nous avons identifié dans les cellules convectives pénétrées à  $-50^\circ\text{C}$  une forte proportion de zones caractérisées par une forte vitesse de chute des hydrométéores, comme le montre la différence entre les zones convectives des bandeaux 4.18a (vol Darwin #12 à  $-40^\circ\text{C}/-30^\circ\text{C}$ ) et celles du vol Darwin #10 (figure 4.36c), révélant une dynamique bien différente au sein de différentes cellules convectives. En extrapolant la présence de graupels à toutes les zones convectives où les données RASTA permettent d'identifier une vitesse de chute importante, nous pouvons déduire que les propriétés massiques moyennes restituées à  $-50^\circ\text{C}$  sont tirées vers le haut par celles des graupels. La dernière raison est statistique : nous avons vu que la proportion de mesures réalisées dans la convection est plus forte à  $-50^\circ\text{C}$  qu'aux autres paliers. Cela favorise de manière générale la restitution de propriétés massiques propres aux processus microphysiques dominant dans la convection (déposition de vapeur et givrage) à  $-50^\circ\text{C}$  et la restitution de propriétés massiques propres aux processus microphysiques dominants dans les régions stratiformes (agrégation) aux autres paliers. En conclusion, la valeur élevée ( $0,083 \text{ g/cm}^3$ ) des particules supra-millimétriques qui émerge de la restitution faite à partir de toutes les données du palier  $-50^\circ\text{C}$  serait due à la présence de graupels dans les cellules convectives échantillonnées en plus forte proportion à ce palier de température. Une telle valeur serait probablement restituée pour les autres paliers si l'échantillonnage comprenait la même proportion de zones convectives à graupels, ce qui n'est pas le cas.

Hormis ce cas particulier, et en supposant que la densification apparente des particules supra-millimétriques observées entre  $-40^\circ\text{C}$  et  $-10^\circ\text{C}$  ne soit pas dû à un biais d'échantillonnage non identifié, la densification pourrait s'expliquer par des mécanismes physiques tels que : 1) la collection de petits cristaux qui viennent petit à petit combler les nombreux interstices des agrégats à la manière du mécanisme de givrage proposé par HEYMSFIELD (1982), et 2) la croissance par déposition de vapeur qui viendrait également combler les espaces interstitiels des agrégats.

En conclusion, la stratification des propriétés massiques est une caractéristique émergente des zones à fort contenu en glace échantillonnées dans les MCS tropicaux. Cette observation pourrait avoir une implication potentielle dans les modèles à méso-échelle dans lesquels la dynamique à l'échelle convective n'est pas résolue. Dans ces outils numériques, la

modélisation détaillée des propriétés massiques des particules décrite précédemment n'est pas envisageable puisque les conditions dynamiques et thermodynamiques contrôlant l'expression des processus microphysiques propriétés ne sont pas accessibles. Compte tenu de la taille des mailles horizontales et verticales, les relations  $\rho_{eff} - D$  moyennes restituées par paliers de température pourraient servir à caractériser globalement la masse des particules à l'intérieur d'une maille.

# Conclusions et perspectives

## Conclusions

Ce travail de thèse porte sur la caractérisation microphysique des zones à fort contenu en glace incluses dans les systèmes convectifs à méso-échelle, en lien notamment avec la problématique aéronautique du givrage par cristaux de glace. Dans le cadre de la collaboration internationale HAIC-HIWC, deux campagnes de mesures aéroportées ont permis l'échantillonnage méthodique de nombreux MCS tropicaux à l'aide d'instruments microphysiques à la pointe de la technologie actuelle. L'analyse de mesures microphysiques du jeu de données HAIC-HIWC, à savoir les distributions de tailles (PSD) et le contenu en glace (IWC), a permis d'étudier certains processus microphysiques à l'œuvre dans les MCS ainsi que les propriétés physiques des particules de glace. L'effort de recherche s'est en particulier concentré sur l'estimation des propriétés massiques en adoptant une démarche scientifique dont le temps fort est le développement d'une méthode de restitution originale de la masse de particules de glace à partir des observations in situ disponibles.

L'analyse de la bibliographie scientifique contemporaine montre que l'étude des propriétés massiques des hydrométéores glacés remonte aux années 1930. Elle permet de retracer l'évolution des moyens instrumentaux et méthodologiques mis en œuvre pour traiter la question des relations masse-diamètre ( $m - D$ ). De cette analyse se dégage une limitation méthodologique concernant l'emploi d'une hypothèse simplificatrice consistant à modéliser la relation entre masse et taille des particules par une loi puissance : les techniques de restitution développées à partir de cette hypothèse peuvent ne pas permettre la capture de propriétés massiques spécifiques, résultant de l'expression différenciée des processus de croissance microphysiques d'une gamme de taille à une autre.

Dans le cadre de cette thèse, une approche novatrice a été développée pour lever cette contrainte sur la forme imposée de la relation en masse et taille des particules microphysiquement hétérogènes couvrant un large intervalle de tailles.

Cette approche repose sur le concept de masses discrétisées sur la gamme de taille, reliées par un modèle direct à des observations in situ. Le problème est formalisé mathématiquement par un système d'équations linéaires et la technique de restitution repose sur la résolution du problème inverse. Le développement et la validation de la méthode de restitution repose sur l'utilisation de cristaux synthétiques, générés à partir d'un programme de simulation développé au LaMP qui ont permis de la tester à partir de cas synthétiques. Cette étape a permis de valider la capacité des algorithmes employés à restituer la masse attendue. Elle prouve aussi que l'approche « problème inverse » est à même de capturer d'éventuelles hétérogénéités microphysiques révélées par exemple par des régimes distincts dans la variation de la masse volumique effective en fonction de la taille (relation  $\rho_{eff} - D$ ). Elle est donc particulièrement adaptée aux observations réalisées dans la convection profonde où les processus microphysiques de croissance s'expriment de manière sélective sur certaines gammes de tailles. La méthode développée a ensuite été

appliquée à des données réelles. Les relations  $m - D$  et  $\rho_{eff} - D$  restituées ainsi que des grandeurs dérivées telles que le diamètre médian massique ont été comparées aux résultats produits par une méthode de restitution basée sur l'approche classique « loi puissance ». Cette ultime étape de validation montre que l'approche problème inverse peut être utilisée dans l'analyse du jeu de données HAIC-HIWC. Le développement de cette méthode de restitution novatrice constitue le premier résultat de cette thèse et l'on peut conclure que contraindre les relations  $m - D$  à une loi puissance n'est pas nécessaire, d'autant que cette hypothèse peut masquer l'expression des processus microphysiques.

Les efforts de recherche ont ensuite porté sur l'analyse du jeu de données HAIC-HIWC. La diversité des conditions dynamiques et thermodynamiques rencontrées dans les MCS tropicaux sont propices à l'expression différenciée des mécanismes microphysiques gouvernant la phase glace troposphérique. Par la diversité, la quantité et la qualité des mesures qu'il contient, le jeu de données HAIC-HIWC offre donc un support précieux à l'étude des propriétés microphysiques (distribution de taille, contenu en glace) et physiques (masse volumique effective) des particules de glace.

La variabilité des PSD mesurées à altitude constante révèle l'hétérogénéité microphysique horizontale des MCS et l'analyse de cette variabilité entre  $-30^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$  permet de distinguer trois zones au sein de l'enclume, chacune caractérisée par une microphysique différente. Une partie cumuliforme constituée de cellules convectives tout d'abord, où se forme la glace au cours de l'ascension de masses d'air humides au travers de la troposphère. Cette zone est microphysiquement riche puisque s'y produisent la formation (nucléation et mécanismes de production de glace secondaire) et la croissance des particules de glace par déposition de vapeur, givrage et agrégation (dans une moindre mesure). Une fraction de glace convective précipite au sein des cellules et échappe à l'échantillonnage. Les observations montrent que la fraction transportée aux étages supérieurs de la colonne est dominée par des particules de taille inférieure à  $300\ \mu\text{m}$  environ, avec une décroissance rapide de la concentration en particules au-delà de cette taille. Une partie stratiforme ensuite dans laquelle la glace provenant des régions convectives sédimente et se transforme. Cette transformation se traduit par un appauvrissement en particules de taille  $< 300\ \mu\text{m}$  et une augmentation de la concentration en particules supra-millimétriques. Cette observation est interprétée comme la signature du processus d'agrégation qui se produit dans l'épaisseur de l'enclume. Ce processus de croissance, décrit comme dominant dans l'enclume stratiforme selon de nombreuses études auxquelles ces travaux souscrivent, a donc une importance particulière dans l'évacuation de la glace produite dans les cellules convectives. Une région cirriforme enfin où se produisent des mécanismes principalement dissipatifs (sublimation et sédimentation) bien que la nucléation et la croissance de cristaux de glace puissent être possibles. Cette étude des distributions de tailles conclue sur l'importance du processus d'agrégation dans les MCS et propose une caractérisation du processus de vieillissement de l'enclume d'un point de vue microphysique au travers de l'évolution des pentes calculées sur certaines gammes de tailles d'une PSD.

Concernant la restitution des propriétés massiques de populations de particules microphysiquement hétérogènes, la technique décrite dans cette thèse démontre une capacité à préserver les spécificités microphysiques qui s'expriment au travers de la relation  $\rho_{eff} - D$  supérieure aux techniques faisant l'hypothèse d'une loi puissance. On peut remarquer deux régimes distincts séparés d'une transition plus ou moins prononcée sur la plupart des courbes où une relation  $\rho_{eff} - D$  est présentée. Le premier régime est caractéristique des particules de taille inférieure à quelques centaines de micromètres pour lesquelles

la masse volumique effective est supérieure à  $0,2 \text{ g/cm}^3$ . Le second est caractéristique des particules de grande taille (supra-millimétriques généralement) dont la masse volumique effective restituée est située autour de  $0,05 \text{ g/cm}^3$ . L'exploitation d'images produites par les sondes OAP permet d'établir un lien entre les propriétés morphologiques des particules et leur masse volumique effective. Le premier régime est interprété comme le régime de déposition de vapeur produisant des cristaux de glace (colonnes, *capped column* principalement) et le second régime caractérise la croissance par agrégation. La richesse des conditions dynamiques et thermodynamiques rencontrées durant les campagnes HAIC-HIWC permet de s'intéresser à la variabilité des propriétés massiques des particules de glace en fonction de paramètres environnementaux en faisant par exemple la distinction entre zones convectives et zones stratiformes. Les résultats présentés montrent que les relations  $\rho_{eff} - D$  et notamment la transition entre les deux régimes sont fortement influencées par les caractéristiques dynamiques et thermodynamiques du système : nous avons vu par exemple que l'environnement caractéristique de la tempête tropicale avait favorisé la croissance par déposition de vapeur sur une gamme de taille inhabituellement large (jusqu'à 1 mm) alors que les courbes du vol Darwin #16 montrent que l'agrégation domine nettement les particules de cette taille. L'influence du givrage est plus difficile à discerner, d'une part à cause de l'impossibilité d'évaluer le degré de givrage des particules à partir des données des sondes OAP utilisées (limitation instrumentale liée à la résolution de la 2D-S et de la PIP), et d'autre part à cause de la difficulté à mesurer l'IWC dans les zones très convectives susceptibles de contenir des particules givrées en forte concentration (limitation instrumentale et méthodologique).

Une analyse plus systématique des données révèle la stratification apparente des propriétés massiques dans les zones à fort contenu en glace des MCS tropicaux. La température ambiante, propriété émergente de cette analyse reflète certainement l'expression de processus microphysiques sous-jacents. Les restitutions réalisées à partir de l'ensemble des points du jeu de données HAIC-HIWC triés par palier de température ( $-50^\circ\text{C}$ ,  $-40^\circ\text{C}$ ,  $-30^\circ\text{C}$  et  $-10^\circ\text{C}$ ) montrent une tendance à la densification des particules de grande taille. Pour expliquer cette densification, des mécanismes tels que le comblement des espaces interstitiels par 1) la collection de petites particules ou 2) la déposition de vapeur peuvent être proposés quoique leur identification fasse appel à une analyse plus détaillée qui dépasse le cadre de ces travaux. Cette observation pourrait avoir une implication pratique dans l'implémentation de propriétés microphysiques d'ensemble dans des modèles où la résolution spatiale ne permet pas la prise en compte détaillée de processus microphysiques.

## Perspectives

Les discussions sur la microphysique de la phase glace présentées dans cette thèse s'appuient en grande partie sur une approche de la restitution des lois  $\rho_{eff} - D$  en rupture avec l'approche utilisée depuis trente ans par tous les spécialistes instrumentaux de la microphysique des nuages. La finalisation de ce travail de thèse ouvre la voie à de nombreuses perspectives, tant sur le plan technique que scientifique.

La technique de restitution repose sur la résolution d'un problème inverse à l'aide d'algorithmes d'optimisation numérique. La fonction objectif à minimiser se compose d'un terme de moindre carrés et d'un terme de régularisation dont la définition inclut une part de subjectivité. L'étape de validation sur cas synthétiques a bien sûr permis de valider les algorithmes employés et leur capacité à restituer la masse attendue. L'étude a néanmoins montré que la régularisation dominait la solution sur les intervalles de taille où les données ne

s'expriment pas (concentration ou masse trop faible). Les résultats obtenus à partir des données réelles gagneraient à être comparés à des résultats obtenus de manière indépendante par des techniques de restitution basées sur la même approche « problème inverse » mais faisant usage d'algorithmes différents. On peut penser à une minimisation sous contrainte (positivité de la masse, encadrement de la masse volumique par une borne inférieure et supérieure), à la définition du terme de régularisation exploitant les propriétés de la masse volumique plus que de la masse elle-même, ou à une approche *Total Least Square* (permettant visiblement de mieux prendre en compte l'incertitude de mesure des PSD).

L'application de la technique de restitution aux données réelles a permis d'identifier des lacunes méthodologiques liées à une prise en compte incomplète de l'incertitude de mesure, concernant l'IWC surtout. Ces lacunes soulèvent la question de la représentativité des cas synthétiques présentés dans cette thèse. Une analyse de la sensibilité de la solution restituée à l'incertitude de mesure IWC pourrait être réalisée à partir du jeu de données synthétiques, en ajoutant une composante de bruit au vecteur d'IWC. Une étude paramétrique de la qualité de la restitution en fonction de la norme d'une composante de bruit gaussien ajoutée aux valeurs d'IWC conduirait sans doute à redéfinir le seuil utilisé dans la définition de la plage de confiance. Un autre test serait d'insérer de manière sporadique des valeurs d'IWC aberrantes, c'est-à-dire totalement décorréliées de la concentration en cristaux. Cette configuration, représentative de la corruption des données IKP-2 si la mesure d'hygrométrie interne à la sonde se retrouve contaminée par la glace pendant un bref instant, permettrait de mieux comprendre le comportement de l'inversion face à des données fortement bruitées et éventuellement d'expliquer pourquoi certaines courbes en L obtenues lors de restitutions à partir de données réelles n'ont pas la forme caractéristique et ne permettent donc pas la détermination du paramètre de régularisation optimal. À ce problème concernant la mesure IKP-2 se rajoutent quelques épisodes durant lesquels les PSD semblent corrompues (données 2D-S surtout). Si ces points aberrants représentent une toute petite fraction du nombre total de points, leur présence indique qu'il est nécessaire de réfléchir à des critères permettant d'identifier de manière automatique ces points et de retraiter le jeu de données HAIC-HIWC pour les éliminer. Les résultats présentés dans cette thèse ne font pas usage des mesures d'hygrométrie (la mesure d'IWC fait appel à une hypothèse quant au degré de saturation de l'air). L'analyse et le traitement des données d'hygrométrie permettraient d'identifier des zones dans lesquelles l'hypothèse faite sur le contenu en vapeur d'eau de l'air conduit à une estimation incorrecte de l'IWC. Des analyses préliminaires montrent que ce cas se produit surtout en environnement convectif, ce qui peut expliquer pourquoi les données échantillonnées majoritairement en environnement convectif sont généralement difficiles à inverser.

Au niveau du traitement des données toujours, une étape de conditionnement des PSD pourrait également améliorer la qualité des restitutions. Deux axes d'amélioration peuvent être proposés. D'abord travailler sur la valeur des concentrations mesurées pour  $D \leq 100 \mu\text{m}$  en environnement stratiforme et cirriforme qui pourrait n'être qu'un simple artefact instrumental (amplification des erreurs de comptage liée au très faible volume d'échantillonnage de la 2D-S pour ces bins). Ensuite considérer la possibilité de lisser les PSD avant de les injecter dans l'inversion. En effet, les spectres dimensionnels utilisés sont moyennés sur 5 secondes et présentent souvent des oscillations prononcées autour de valeurs de concentrations très faibles (par exemple à partir de  $800 \mu\text{m}$  pour le spectre de la 2D-S aux paliers à  $-50^\circ\text{C}$ ). Ces oscillations traduisent un problème de statistique trop faible (le nombre de particules comptées dans ces bins est trop faible) et pénalisent certainement la qualité de la restitution des masses. Alternativement, il pourrait être judicieux de réfléchir à une discrétisation de la gamme de taille (diamètre de référence et largeur des bins) qui ne

soit pas dictée par des considérations instrumentales mais plus par l'utilisation qui en est faite ensuite. L'obtention de relations  $m - D$  résolues à  $10 \mu\text{m}$  n'étant pas nécessaire, la composition des PSD pourrait être retravaillée, par exemple en fixant la largeur des bins à 50 ou  $100 \mu\text{m}$  sur l'intervalle 800-1250  $\mu\text{m}$  (intervalle où les spectres de la 2D-S et de la PIP se superposent) et à 500  $\mu\text{m}$ , voire 1 mm au delà de 5 mm, de manière à équilibrer la contribution massique de chaque bin et ainsi améliorer le problème d'échelle du problème inverse.

Enfin, la méthode de restitution présentée dans cette thèse est formulée pour fonctionner spécifiquement à partir du couple de mesure PSD-IWC. L'approche « problème inverse » ne se limite pas à ce couple de mesure et peut être adaptée à d'autres valeurs intégrées comme la réflectivité radar ( $Z$ ), du moment qu'un modèle direct entre la taille et la masse des particules et la valeur intégrée peut être formulé. De nombreux jeux de données n'incluent pas de mesure d'IWC mais contiennent une mesure de  $Z$ . Il serait donc particulièrement intéressant de réfléchir à la formulation d'un problème inverse faisant intervenir PSD et  $Z$  pour exploiter le potentiel de nombreuses mesures déjà disponibles. Le jeu de données HAIC-HIWC se prête bien à cet exercice puisqu'il contient des mesures d'IWC et de réflectivité colocalisée qui permettraient une comparaison assez directe entre restitution basée sur l'IWC et restitution basée sur la réflectivité.

Scientifiquement maintenant, le jeu de données HAIC-HIWC n'a pas fini de révéler sa richesse et les synergies, entre mesures in situ microphysiques et dynamiques d'une part et entre mesures in situ et télédétection spatiale d'autre part, sont pour l'instant sous exploitées. Concernant l'étude des processus microphysiques régissant la croissance des cristaux dans les systèmes convectifs à méso-échelle par exemple, cette thèse aborde l'étude du processus de croissance par givrage, mécanisme de croissance loin d'être négligeable dans les cellules convectives mais se heurte à une difficulté technique concernant la mesure d'IWC sur laquelle il faudra se pencher. Une fois résolues les difficultés liées à la mesure de l'IWC en environnement très convectif, caractérisé par un fort contenu en glace et un fort contenu en vapeur d'eau, et au choix du paramètre de régularisation optimal qui en découle, deux approches sont possibles pour réaliser l'étude détaillée de l'influence du processus de givrage sur les propriétés massiques. La première approche se focaliserait sur les images de particules fournies par les sondes OAP et chercherait par le développement d'algorithmes de reconnaissance d'image adaptés aux images 2D-S à identifier les zones à forte proportion en particules givrées, le plus évident étant peut être la détection de graupel millimétrique. L'analyse automatique d'images des sondes OAP n'est vraiment pas aisée compte tenu de la résolution des sondes et des limitations optiques (comment interpréter les images 2D-S de particules non sphériques hors focus par exemple?). Dans un premier temps, il pourrait être intéressant d'utiliser le jeu de données synthétiques puis un jeu de données réelles comprenant des données 2D-S et Cloud Particule Imager (CPI) pour développer une classification multi-critères à la manière de ce qui a été développé au laboratoire de Météorologie Physique pour les images de la sonde CPI. La seconde approche se baserait sur la vitesse Doppler verticale mesurée par le radar RASTA pour identifier des zones convectives où la vitesse Doppler est négative (mouvement vers le sol) et de magnitude importante. L'idéal sera évidemment d'utiliser ces deux mesures conjointement. Avec des mesures réalisées à différents paliers de température compris entre  $-10^\circ\text{C}$  et  $-50^\circ\text{C}$  à proximité voire parfois dans les cellules convectives, le jeu de données HAIC-HIWC se prête à la validation expérimentale du schéma conceptuel proposé dans LAWSON et al. (2010) pour décrire les processus de croissance dans la colonne convective. L'observation de *bullet rosettes* à partir d'images 2D-S dans les zones cirriformes des MCS tropicaux invite à penser que de nouvelles particules de glace non issues de la convection se forment dans ces zones (nucléation et croissance par déposition de vapeur), comme décrit dans GALLAGHER et al. (2012). Peut-on détailler

les mécanismes microphysiques conduisant à la formation de ces particules et la provenance des noyaux glaciogènes? Quel est rôle de la convection profonde dans le transport de noyaux glaciogènes depuis le sol vers les hautes couches de la troposphère? Bien que les vols du projet HAIC-HIWC aient ciblé les zones à fort contenu en glace présentant un risque de givrage pour les moteurs et sondes pitot d'avion, il doit être possible de conduire une analyse détaillée et quantitative des images 2D-S enregistrées durant les quelques épisodes en environnement cirriforme. Cela permettrait d'estimer la proportion de cristaux de type *bullet rosette* et renseignerait sur l'importance et la fréquence de ces processus dans les MCS. Cela pourrait servir d'étude préliminaire pour évaluer l'intérêt d'une éventuelle campagne de caractérisation in situ des noyaux glaciogènes dans ces zones cirriformes et à proximité de MCS.

La capacité à distinguer différents régimes microphysiques dans l'analyse de relations  $\rho_{eff} - D$  restituées ouvre des perspectives intéressantes en terme d'interprétation microphysique de mesures in situ. Cette technique pourrait être appliquée aux nombreux jeux de données existants dans lesquels des mesures de PSD et d'IWC sont disponibles afin de réinterpréter et d'enrichir l'analyse déjà effectuée à partir des données. La restitution des propriétés massiques réalisée à partir de mesures acquises dans une tempête tropicale où les particules de glace se sont avérées plus homogènes que dans les autres vols (population dominée par des *capped columns* jusqu'à 1 mm environ) a montré que les populations de cristaux pouvaient être caractérisées par une valeur de  $\rho_{eff}$  particulière dépendant faiblement de la taille. Il serait intéressant d'appliquer la méthode à des données échantillonnées dans des systèmes stratiformes présentant une forte homogénéité microphysique comme par exemple des cirrus synoptiques, contenant une forte proportion de *bullet rosettes*, afin de poursuivre cette étude de caractérisation entre type morphologique et propriétés massiques.

Une perspective forte du travail de caractérisation détaillée de la masse des cristaux est le développement d'une paramétrisation de la masse volumique effective des hydrométéores glacés en fonction de leur taille et des conditions dynamiques et thermodynamiques ambiantes. Cette paramétrisation pourrait être utilisée dans les schémas microphysiques bulk en remplacement des lois  $m - D$  de type loi puissance utilisées actuellement. Plusieurs étapes sont nécessaires à ce projet qui implique une concertation entre modélisateurs et observateurs pour être menée efficacement. D'abord identifier une série de « paramètres environnementaux » (thermodynamiques et dynamiques principalement) qui sont accessibles à la fois par calcul dans les modèles et dans les données d'observation. Quelques suggestions sont fournies ici pour illustrer le propos : on peut par exemple penser à l'humidité de l'air, la dynamique de formation du nuage, la température et pour les nuages convectifs à la vitesse de la masse d'air, le contenu en eau liquide, l'épaisseur du nuage. Ces critères serviront ensuite à trier les observations à partir desquelles une étude paramétrique de la masse volumique effective des particules sera réalisée. Une autre application des résultats présentés dans cette thèse concerne la prise en compte du processus d'agrégation dans les modèles à fine échelle de type Cloud Resolving Model (CRM). L'implémentation correcte de ce processus est nécessaire pour modéliser la durée de vie d'un MCS et la prévision des précipitations stratiformes. Malgré les nombreuses observations qui indiquent la dominance de ce processus sur la croissance des particules millimétriques et supra-millimétriques dans l'enclume stratiforme, l'efficacité de ce processus microphysique est encore débattu et sa prise en compte dans les modèles numériques pourrait être améliorée. Pour finir, l'étude des distributions de tailles et les relations  $\rho_{eff} - D$  pourrait servir de base de comparaison entre observations et simulations numériques.

# ANNEXES



Annexe **A**

## Publication I : *An Inverse Problem Approach for the Retrieval of Ice Particle Mass from In Situ Measurements*

Article publié le 28 novembre 2017 dans la revue *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*.

**Citation** : COUTRIS, P., D. LEROY, E. FONTAINE et A. SCHWARZENBOECK (2017). « An Inverse Problem Approach for the Retrieval of Ice Particle Mass from In Situ Measurements ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 34, p. 2457–2473. DOI : 10.1175/JTECH-D-17-0013.1

## An Inverse Problem Approach for the Retrieval of Ice Particle Mass from In Situ Measurements

PIERRE COUTRIS, DELPHINE LEROY, EMMANUEL FONTAINE, AND ALFONS SCHWARZENBOECK

*Laboratoire de Météorologie Physique, Université Clermont Auvergne, CNRS, Clermont-Ferrand, France*

(Manuscript received 17 January 2017, in final form 19 July 2017)

### ABSTRACT

Mass–dimensional relationships ( $m - D$ ) have been published for decades to characterize the microphysical properties of ice cloud particles. Classical  $m - D$  retrieval methods employ a simplifying assumption that restricts the form of the mass–dimensional relationship to a power law, an assumption that was proved inaccurate in recent studies. In this paper, a nonstandard approach that leverages optimal use of in situ measurements to remove the power-law constraint is presented. A model formulated as a linear system of equations relating ice particle mass to particle size distribution (PSD) and ice water content (IWC) is established, and the mass retrieval process consists of solving the inverse problem with numerical optimization algorithms. First, the method is applied to a synthetic crystal dataset in order to validate the selected algorithms and to tune the regularization strategy. Subsequently, the method is applied to in situ measurements collected during the High Altitude Ice Crystal–High Ice Water Content field campaigns. Preliminary results confirm the method is efficient at retrieving size-dependent masses from real data despite a significant amount of noise: the IWC values calculated from the retrieved masses are in good agreement with reference IWC measurements (errors on the order of 10%–15%). The possibility to retrieve ice particle size–dependent masses combined with the flexibility left for sorting datasets as a function of parameters such as cloud temperature, cloud type, or convective index makes this approach well suited for studying ice cloud microphysical properties.

## 1. Introduction

### a. Motivation

The representation of ice particles, especially the parameterization of their microphysical properties, is an important part in atmospheric models and spaceborne sensors retrieval algorithms. It has long been acknowledged that ice particle mass, size, and related quantities such as density are key modules in ice microphysical schemes (Schmitt and Heymsfield 2009; Erfani and Mitchell 2016; Cotton et al. 2013), hence the acute need for improved representation of ice particles. Furthermore, interest in particle microphysical properties has continued to grow since high-altitude ice crystals were identified as a threat to commercial aviation, causing aircraft engine and air data probe icing. This led aircraft industry leaders, aviation regulatory authorities, and research facilities to join forces to launch the High Altitude Ice Crystal–High Ice Water Content (HAIC–HIWC) projects with the overall objective to enhance flight safety when flying in mixed and glaciated icing conditions. Technical developments of detection and awareness technologies and

modeling of ice accretion mechanisms within engine modules and air data probes require better characterization of ice particle mass, size, and concentration. These are the main rationale for the observation of ice particle physical properties and for the development of an empirical model that accurately describes particle mass as a function of size, temperature, and any other relevant physical parameters.

### b. State of the art

To address the abovementioned research topics, many studies have been conducted in the past with the primary goal to characterize cloud microphysical properties and to derive expressions for ice particle mass. In the following subsections, some state-of-the-art studies providing mass–size relationships ( $m - D$ ) from particle measurements are reviewed, with emphasis placed on the hypotheses and analytical tools they use.

#### 1) EARLY STUDIES ON ICE CRYSTALS: COLLECTION ON GROUND

Early studies related to natural ice crystal mass focused on solid precipitating particles collected on ground (Nakaya and Terada 1935; Zikmunda and Vali 1972; Kajikawa 1972;

*Corresponding author:* Pierre Coutris, p.coutris@opgc.fr

Locatelli and Hobbs 1974; and more recently Mitchell et al. 1990, among others). In these studies, ice particles ranging from hundreds of micrometers to several millimeters in size were collected, photographed, and classified into habit categories. The individual crystal mass was estimated from the droplet produced by crystal melting, and habit-dependent  $m - D$  relationships were derived for each subset. The retrieval process consists of fitting the individual mass against size data points using linear regression tools in log–log space, which produces power-law-type  $m - D$  relationships, noted as  $m = aD^b$ , where the prefactor  $a$  and the exponent  $b$  are constant values that are specific to each habit. Since high-altitude ice cloud particles and precipitating particles may have very different microphysical properties, the  $m - D$  relationships derived in these studies may not be applicable to airborne in situ measurements.

## 2) IN SITU MEASUREMENTS TO IMPROVE MASS–SIZE RELATIONSHIPS

The use of aircraft in atmospheric research projects has given access to a large panel of cloud types, and with concomitant improvement of airborne instrumentation and data processing techniques, in situ measurement datasets have laid the groundwork for the study of natural ice cloud particles' microphysical properties. In the early days, Heymsfield (1972) applied the on-ground mass measurement principle on board a research aircraft in order to analyze natural crystals sampled in cirrus clouds. Since then, technical developments of optical array probes (OAPs), total water content (TWC) probes, and cloud radar have made ice crystal ensemble properties, such as particle size distribution (PSD), ice water content (IWC), and radar reflectivity ( $Z_e$ ), readily accessible. As a result, the mass of ice cloud particles is now indirectly estimated from PSD and IWC (Brown and Francis 1995; Heymsfield et al. 2004, 2010; Cotton et al. 2013; Leroy et al. 2016) or from PSD and  $Z_e$  (McFarquhar et al. 2007; Fontaine et al. 2014) rather than measured as in earlier studies.

One of today's most popular relationships has been established in Brown and Francis (1995) with data from two flights realized in the frame of the International Cirrus Experiment field campaign (Raschke et al. 1990) in 1992. IWC values were estimated by integrating  $m - D$  relationships given in Locatelli and Hobbs (1974) over 5-s average PSDs (2650 in total). Brown and Francis (1995, p. 411) compared these calculated values to the measured IWC values and found that the  $m - D$  relationship established in Locatelli and Hobbs (1974) for "aggregates of unrimed bullets, columns and side-planes" produced the best fits. They concluded that the Locatelli and Hobbs parameters  $a = 7.38 \times 10^{-11} \text{ g } \mu\text{m}^{-1.9}$  and  $b = 1.9$  were suitable for populations of quasi-spherical irregular crystal populations of midlatitude cirrus clouds.

More sophisticated techniques for determining the parameters of the power law arise in recent publications. For example, Schmitt and Heymsfield (2010) consider ice particles as fractal objects and developed a self-consistent retrieval method in which both  $a$  and  $b$  are inferred from 2D images. They used simulated crystal populations to establish a relationship between ice particle two-dimensional and three-dimensional fractal dimensions. The exponent  $b$ , identified as the three-dimensional fractal dimension, is inferred from 2D projected images for each 5-s data point, assuming that the relationship between fractal dimensions established for synthetic aggregates holds for natural ice crystals. Then they indirectly estimate  $a$  from area measurements, thereby making several assumptions: 1) the area–dimensional relationship derived from 2D image analysis is accurate; 2) a particle having an area ratio of 1 is spherical and has a density of  $0.91 \text{ g cm}^{-3}$ ; and 3) the prefactor  $a$  calculated from this particle, having an area ratio of 1, is applicable across the whole size range. Similarly, Leroy et al. (2016) found from simulated crystal populations that  $b$  can be inferred from a combination of exponents of the area–dimensional ( $\sigma$ ) and the perimeter–dimensional ( $\tau$ ) power-law relationships. For each 5-s data point,  $b$  is computed from  $\sigma$  and  $\tau$  values retrieved from the 2D imagery. Then the prefactor  $a$  is iteratively estimated as the value that minimizes the discrepancy between the IWC value calculated from PSDs and an independently measured bulk IWC value. While these two dynamical retrieval methods may capture the natural variability in ice particle ensembles along the flight path (e.g., the change in particle morphology, dominant habits, density), they both implicitly assume that the dependence of mass on size conforms to a single power law irrespective of the particle size. Furthermore, they produce as many ( $a, b$ ) pairs as there are points in the dataset, which might be impractical for use in models unless reduced to a single averaged  $m - D$ .

As plots in log–log space of relationships found in literature show evidence that  $m - D$  is not linear over a broad size range, Erfani and Mitchell (2016) recently argue that a single  $m - D$  power law cannot satisfactorily represent the variation of mass over the size range spanned by atmospheric ice particles. To account for the curvature, they search for an  $m - D$  expression of the form  $\ln m = a_0 + a_1 \times (\ln D) + a_2 \times (\ln D)^2$ , where coefficients are derived from a second-order polynomial curve fit of Small Particles in Cirrus (SPARTICUS) data (Mace et al. 2009). The retrieval method combines Mitchell et al.'s (1990) mass measurements, Baker and Lawson's (2006) mass retrieval technique, and a method for estimating the mass of small ice crystals ( $D < 100 \mu\text{m}$ ) from Cloud Particle Imager (CPI) measurements in order to derive a self-consistent  $m - D$  expression from in situ data corresponding to three temperature and two

cloud-type (synoptic vs anvil cirrus) categories. While this method compares favorably with the  $m - D$  expressions of Cotton et al. (2013) and Heymsfield et al. (2010), IWC values calculated by integration of this new parameterization over PSDs have not been directly compared to an independently measured and accurate bulk IWC value.

In an attempt to better account for the dependence of ice particles' microphysical properties on size, Jackson et al. (2012) introduced a habit-dependent  $m - D$  retrieval method. Ice particles collected in Arctic mixed-phase stratus clouds were classified into nine habit classes using the CPI imagery. Then a composite  $m - D$  relationship was derived from habit-specific power-law relationships reported in Mitchell (1996) and Brown and Francis (1995), thereby weighting by the number fraction of each crystal habit in each bin. The quality of the mass retrieval method was assessed with mass closure tests in which IWC values calculated from measured PSDs and the habit-dependent scheme were compared to IWC values measured by two independent bulk instruments [the deep-cone Nevzorov probe and the Cloud Spectrometer and Impactor (CSI)]. These tests showed that this habit-dependent scheme 1) gives IWC values that agree reasonably well with the measured values and 2) outperforms the mass-area relationship derived in Baker and Lawson (2006), although the latter is based on a detailed morphological analysis of particles' projected images.

### c. Mass-size relationships: Limitation and opportunities for improvement

In conclusion of this partial literature review, there is a consensus in using power laws to describe the dependence of ice particle mass on size with a few exceptions, such as the Erfani and Mitchell (2016) scheme and the Jackson et al. (2012) habit-dependent approach. In practice, the power-law assumption 1) reduces the search of  $m - D$  to the computation of two scalars,  $a$  and  $b$ ; 2) produces  $m - D$  curves that are globally matching theoretical expectations (in terms of magnitude and tendency for ice particle density to decrease with size); and 3) enables the calculation of particle ensemble properties (IWC or  $Z_e$  for instance) that agree reasonably well with observations. However, most of the published  $m - D$  relationships based on this power-law assumption are subject to a fundamental weakness, as acknowledged by recent authors (Schmitt and Heymsfield 2010; Erfani and Mitchell 2016): they might not accurately reflect the contribution of the different growth processes to the ice crystals' masses. Especially, they cannot capture potential irregular variations of the mass with size for crystals ranging from a few microns to a few centimeters in size. Because of the preponderance of different ice growth mechanisms within distinct size intervals, the smaller size classes up to a few hundred micrometers are

generally populated by small pristine ice crystals formed by vapor deposition, whereas crystal aggregation dominates in the largest particles. It is well known that the properties of dense pristine ice and fluffy aggregates may be significantly different (Pruppacher and Klett 2010). The effect of riming could also change the mass properties in some intermediate bins so that the resulting curve may significantly deviate from a regular power-law relationship. The results reported in Jackson et al. (2012) support these considerations, which suggest that accounting for the size dependence of particles' properties, such as crystal habit distribution, could improve the mass retrieval. The situation is even worse when only one ( $a$ ,  $b$ ) pair is derived from an entire dataset. In this case the  $m - D$  parameterization fails to capture the spatio-temporal variability in the microphysical properties of ice particles within clouds.

Since earlier methods based on individual crystal mass measurements are impractical for use in large datasets of mixed-habit ice particles, there is still a strong need for the development of alternative concepts for  $m - D$  retrieval methods.

This study presents a nonstandard approach that leverages the optimal use of common in situ measurements—namely, PSD and IWC—to waive the power-law constraint and therefore better capture the dependence of particle microphysical properties on size. Section 2 introduces the assumptions made to set up a simple forward model that relates particle-size-dependent mass to PSD and bulk IWC values, as well as the mathematical formalism and tools selected to retrieve the particles' mass by solving the inverse problem. The method is then applied to simulated crystal populations (section 3) and to real cloud in situ measurements extracted from the HAIC-HIWC dataset (section 4). In this article, the emphasis is placed on the problem statement and technical aspects of this new mass retrieval process rather than on the implications of the preliminary results presented in section 4 for modeling and remote sensing retrieval algorithms.

## 2. Conceptual model and numerical optimization tools

### a. Forward model

#### 1) MODEL INPUT: CLOUD IN SITU MEASUREMENTS

The mass retrieval method developed within this study is based on two coincident and collocated 5-s averaged in situ measurements—PSD and IWC—that are shortly described hereafter.

#### (i) PSD

PSDs characterize the size distribution of particles within a population. Individual crystals are sized into size classes,

or bins, using a size parameter derived from the OAP imagery: in this study, the equivalent projected area diameter  $D_{\text{eq}}$ , defined as the diameter of a disk having the same area as the particle's 2D projection, is used. In the following, PSD concentrations are calculated as the number of particles per volume of sampled air per bin ( $\text{m}^{-3} \text{bin}^{-1}$ ), although in atmospheric sciences, conventional number PSDs are usually expressed in  $\text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ , thereby normalizing the number of particles counted in each bin by the bin width. The in situ measured PSDs are derived from 2D projected images of the 2D Stereo (2D-S) probe (Lawson et al. 2006) and the Precipitation Imaging Probe (PIP; Baumgardner et al. 2011), as further detailed in section 4. PSDs are subject to measurement uncertainties in both sizing and concentration as a result of optoelectronic limitations and post-processing algorithms applied to remove artifacts, such as shattering/splashing effects or particle coincidence (more than one particle in one image frame). More details on the measurement uncertainties of OAPs can be found in Baumgardner et al. (2017). Also, the attempt to characterize ice particles' complex 3D volume with a single size parameter inferred from 2D shadow images is inherently approximate, as exemplified in section 3b.

### (ii) IWC

The IWC value gives the amount of ice in a sampled cloud volume ( $\text{g m}^{-3}$ ). Various measurement techniques exist but they can be sorted into two categories: the "hot wire probes" that rely on the measurement of the electrical power necessary to maintain the probe at a constant temperature and the "evaporator probes" that rely on humidity measurements. In section 4, the IWC measurements are provided by the IKP-2 isokinetic evaporator probe (Davison et al. 2009; Strapp et al. 2016b). This probe was developed in the frame of the HAIC-HIWC project and is considered as a reference instrument for IWC measurements. IWC measurement uncertainty is documented in Davison et al. (2016).

## 2) PHYSICAL CONSIDERATIONS AND APPROXIMATIONS

The IWC value is by definition the sum of the individual crystal masses within a sampled cloud volume. The mass  $M$  of an ice particle is mostly determined by the air and ice fractions and the respective densities of these two components. Actually, it is known from theoretical considerations that the particle mass is not evenly distributed over the particle volume as a result of complex interactions of several growth processes, such as water vapor diffusion, aggregation, and riming (Pruppacher and Klett 2010). An accurate computation of the mass of ice particles would require knowledge about how these different mechanisms

contributed to the particle's growth throughout its life cycle. In this Lagrangian-like approach, in situ measurements would follow the particle transportation from the nucleation site across different cloud parcels. However, the complex transport of ice particles within a cloud—especially within deep convection, where turbulent mixing processes occur over several kilometers in height—makes such data almost impossible to collect. Therefore, the proposed model uses the Eulerian approach, which is prevalent in literature, whereby the ice particles are characterized at a given location and time by collocated and coincident in situ measurements of the cloud environment. It is postulated that a series of measured parameters can be identified and used to determine the mass of ice particles. Among others, one can think of environmental parameters such as static air temperature (ambient temperature) and cloud type (the dependence of particle properties on cloud type is reported in several studies quoted in section 1), and morphological parameters derived from the analysis of OAP images of individual particles (e.g., dominance of some crystal habits, presence of riming) as potentially characteristic parameters. In the following, these parameters are denoted as  $P_1, P_2, \dots, P_n$ . In summary, the mass of a particle depends on its volume and on some other characteristic parameters, as formally written in Eq. (1):

$$M = M(V, P_1, \dots, P_n) \quad (1)$$

Two simplifying assumptions are made to establish the forward model.

### (i) Characteristic parameters

Time invariance of the parameters is assumed for each 5-s average data point: all particles sampled during a 5-s time interval are characterized by the same parameters (e.g., the time-averaged value computed from the 1-Hz original measurements). Subsequently, datasets can be sorted into subsets of consistent data points using these parameters as sorting criteria. In such a subset where the characteristic parameters are invariant, the mass depends only on volume. Equation (1) becomes

$$M = M_{|P_1, \dots, P_n}(V, P_1, \dots, P_n) = M(V). \quad (2)$$

### (ii) Volume

In the  $i$ th bin of the PSD, the variability in the particle's size,  $D_{\text{eq}}$ , depends on the bin width  $w_i$ . As  $w_i$  is generally small, the variability in  $D_{\text{eq}}$  is small. It is further postulated that the spread in volume is also reasonably low within a bin (discussed in more detail in section 3b). This assumption implies that PSD bins are natural subensembles, where the crystals' mass is uniform, provided data points have been sorted as per assumption  $i$ . As a consequence, a statistical

“reference mass” can be defined for each bin:  $M_{|V}(V) = M_{\text{ref}}$ . We note  $m_i$  as the reference mass of the  $i$ th bin in the PSD, such that  $m_1$  and  $m_N$  are the reference masses of the first bin (the smallest particles with  $D_1 - w_1/2 < D_{\text{eq}} < D_1 + w_1/2$ ) and the last bin (largest particles with  $D_N - w_N/2 < D_{\text{eq}} < D_N + w_N/2$ , where  $N$  is the number of bins in the PSD), respectively. There are as many reference masses as bins in the PSD, and in

$$\text{PSD}(t_1, D_1) \times m_1 + \text{PSD}(t_1, D_2) \times m_2 + \cdots + \text{PSD}(t_1, D_N) \times m_N = \text{IWC}(t_1). \quad (3)$$

Equation (3) can be written as many times as there are data points in a subset satisfying assumption  $i$ , say  $P$

$$\begin{cases} \text{PSD}(t_1, D_1) \times m_1 + \text{PSD}(t_1, D_2) \times m_2 + \cdots + \text{PSD}(t_1, D_N) \times m_N = \text{IWC}(t_1) \\ \text{PSD}(t_2, D_1) \times m_1 + \text{PSD}(t_2, D_2) \times m_2 + \cdots + \text{PSD}(t_2, D_N) \times m_N = \text{IWC}(t_2) \\ \vdots \\ \text{PSD}(t_p, D_1) \times m_1 + \text{PSD}(t_p, D_2) \times m_2 + \cdots + \text{PSD}(t_p, D_N) \times m_N = \text{IWC}(t_p) \end{cases}. \quad (4)$$

For the sets of synthetic data (section 3) and experimental data (section 4) presented in the next sections,  $N = 93$  and  $240$  and  $P = 186$  and  $1051$ , respectively. This system of linear equations can be written as a matrix equation:

$$\mathbf{PSD} \cdot \mathbf{m} = \mathbf{iwc}, \quad (5)$$

where

- $\mathbf{PSD} \in \mathbb{R}^{P \times N}$  is a matrix in which PSDs are vertically concatenated,
- $\mathbf{iwc} \in \mathbb{R}^P$  is a vector of  $P$  IWC values, and
- $\mathbf{m} = (m_1 m_2 \dots m_N)^T$  is the vector of  $N$  unknown reference masses.

Thus, the forward model is formulated as a matrix equation that relates in situ measurements to the unknown bin reference masses. It is worth mentioning that the model does not require prior knowledge of the descriptors  $P_1, P_2, \dots, P_n$ . Sensitivity studies in which reference masses are retrieved from two distinctive subsets will reveal whether the parameter that differentiates between the two subsets influences the mass of ice particles (see section 4 for an example with sampling temperature as a descriptor).

### b. Solving the inverse problem

#### 1) SOLVING AN ILL-CONDITIONED INVERSE PROBLEM

The mass retrieval process now consists of solving the inverse problem. Estimates of the problem condition number—defined as  $c = \sqrt{\sigma_{\text{max}}/\sigma_{\text{min}}}$ , where  $\sigma_{\text{max}}$  and

the following we note  $\mathbf{m} = (m_1 m_2 \dots m_N)^T$  the vector of reference masses.

With the two abovementioned assumptions, we now develop the mathematical equations that relate bin reference masses to PSD and IWC measurements. For a data point measured at  $t = t_1$ , the ice water content is calculated by summation over the PSD bins of the number of crystals in each bin [ $\text{PSD}(t_1, D_i)$ ] times the bins’ reference mass ( $m_i$ ):

points in this explanation. This results in a system of linear equations with  $N$  unknowns and  $P$  equations:

$\sigma_{\text{min}}$  are the largest and smallest singular values of the PSD matrix, respectively—indicate that measurement uncertainties and noise inherent to the measured data significantly influence the solution: the problem written with synthetic data (case presented in section 3) is severely ill-conditioned ( $c > 10^4$ ) and the problem using HAIC–HIWC real data (case presented in section 4) is ill-posed ( $c \rightarrow \infty$ ). To circumvent the difficulty related to numerical instabilities, we follow the regularization approach presented in Idier (2008) and search for a solution that minimizes a composite criterion, noted as  $J(\mathbf{m})$ :

$$J(\mathbf{m}) \stackrel{\text{def}}{=} \|\mathbf{PSD} \cdot \mathbf{m} - \mathbf{iwc}\|^2 + \lambda \cdot R(\mathbf{m}), \quad (6)$$

where  $J(\mathbf{m})$  is twofold:

- The first term is referred to as the least squares term. Minimizing that term forces the solution vector to fit the measurements and to satisfy Eq. (5).
- The second term, referred to as regularization term, allows the introduction of some prior information that the solution should fulfill in order to qualify from a physical point of view and helps in reducing the noise propagation on the solution.

The retrieved solution will be a trade-off between fidelity to the measured data and compliance with prior information embedded in the regularization term. The compromise between the two sources of information is adjusted via the value of the regularization parameter  $\lambda$ . Since the retrieval process relies on a series of

measurements, a measurement error covariance matrix  $\mathbf{S}_e$  is added to weight the contribution of each data point according to their respective uncertainty, as presented in [Borsdorff et al. \(2014\)](#). The cost function  $J$  becomes

$$J(\mathbf{m}) \stackrel{\text{def}}{=} \|\mathbf{S}_e^{-1/2}(\text{PSD} \cdot \mathbf{m} - \text{iwc})\|^2 + \lambda \cdot R(\mathbf{m}). \quad (7)$$

In the synthetic case, data points are generated from populations of synthetic crystals, so there is no measurement error associated with the data: they are all equally uncertain and the covariance matrix is an identity matrix. The real data are impacted by measurement errors that may vary from one data point to the other:  $\mathbf{S}_e$  is a diagonal matrix (measurement errors are assumed uncorrelated between data points) and its coefficients are specified in [section 4](#).

## 2) REGULARIZATION

A regularization term is added to the least squares problem in order to stabilize the inversion and to incorporate some prior information about the wanted solution into the minimization process. The definition of the regularization term is qualitative and depends on what known properties the solution should comply with. In this study, a data-based regularization approach has been chosen:  $R(m) = \|\mathbf{L}_k \Delta^{-1} \mathbf{m}\|^2$ , where  $\mathbf{L}_k$  is the discrete approximation to a  $k$ th-order derivative operator (Tikhonov regularization matrix) and  $\Delta$  is a diagonal weighting matrix. The regularization is defined to promote two properties:

- Curve smoothness: The discrete approximation to the first-order derivative operator is chosen [with matrix  $\mathbf{L}_1$  as defined in [Huckle and Sedlacek \(2012\)](#)]
- Superlinear increase of mass with size: The weighting matrix  $\Delta$  balances the effect of the regularization on the elements of the bin reference mass vector

Elements of  $\Delta$  are initially set as the mass of spherical ice particles:  $\Delta = \text{diag}[m_{\text{sph}}(D_1 + 5), \dots, m_{\text{sph}}(D_N + 5)]$ , where  $D_1, \dots, D_N$  are bin centers and  $m_{\text{sph}}(D) = (\pi/6)\rho_{\text{ice}}D^3$ . The rationale for this definition, particularly the +5 offset added to bin centers in the definition of  $\Delta$ , is explained in [section 3](#). As suggested in [Huckle and Sedlacek \(2012\)](#), an iterative regularization process may be conducted to improve results whereby the elements of  $\Delta$  are updated at each new optimization run with the results from the previous run. The mass vectors presented in [section 3](#) and [section 4](#) result from solely one run of optimization, since a double run did not significantly improve or change the results.

## 3) OTHER ALGEBRAIC OPERATIONS

The particle mass is proportional to volume and increases superlinearly with the size parameter. When the size range of interest spans several orders of magnitude, the reference masses are also expected to span several orders of magnitude, which makes the problem *poorly scaled*. A diagonal scaling may be applied to improve the problem formulation and to decrease the condition number. The optimization problem is solved in terms of the new variable  $\mathbf{m}'$ , defined as  $\mathbf{m} = \Delta' \cdot \mathbf{m}'$ , where  $\Delta'$  is a diagonal matrix as defined below:

$$\Delta'_{i,j} = \begin{cases} [(\pi/6)\rho_{\text{ice}}D_i^3]^{-1} & \text{if } i = j \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}. \quad (8)$$

This operation is applied to HAIC–HIWC data, where the size range of interest is  $(10 - 12\,840) \mu\text{m}$ . It is not applied to synthetic data, where the size range of interest is limited to  $(10 - 940) \mu\text{m}$ .

## 4) OPTIMIZATION ALGORITHMS

All algorithms used in this paper are sourced from [Nocedal and Wright \(2006\)](#). The problem is considered as an unconstrained optimization problem and a line search strategy is adopted to identify the minimizer  $\mathbf{m}^* \in \mathbb{R}^N$  of the objective function. Briefly, the solution is found by creating a convergent sequence of iterates  $\{\mathbf{m}^{(k)}\}_k$  such that  $\{J(\mathbf{m}^{(k)})\}_k$  decreases. At each iteration, the new iterate is calculated as per Eq. (9):

$$\mathbf{m}^{(k+1)} = \mathbf{m}^{(k)} + \alpha_k d_k, \quad (9)$$

where  $d_k$  is the search direction and  $\alpha_k$  is the step length.

At the  $k$ th iteration, Newton's method is used to compute  $d_k$  from the gradient and the Hessian matrix of the objective function [Eq. (10)]. Since the computation of the Hessian matrix is not cumbersome for small size problems, this method was chosen for its fast rate of convergence and because it is relatively insensitive to poor scaling.

$$d_k = -\nabla^2 J(\mathbf{m}^{(k)})^{-1} \cdot \nabla J(\mathbf{m}^{(k)}). \quad (10)$$

The step length  $\alpha_k$  is computed either iteratively with a backtracking line search algorithm given in [Nocedal and Wright \(2006\)](#) (applied to the HAIC–HIWC dataset in [section 4](#)) or explicitly from Eq. (11) (applied to synthetic data in [section 3](#)):

$$\alpha_k = -\frac{\nabla J(\mathbf{m}^{(k)})^T d_k}{d_k^T \nabla^2 J(\mathbf{m}^{(k)}) d_k}. \quad (11)$$

The new iterate  $\mathbf{m}^{(k+1)}$  is computed from Eq. (9), and this calculation is repeated until convergence of the sequence  $\{J(\mathbf{m}^{(k)})\}_k$  is reached, with  $\varepsilon = 2.2204 \times 10^{-16}$  as the stopping criterion.

The regularization parameter  $\lambda$  controls the degree of regularization applied to the problem. Several techniques are available to identify the optimal  $\lambda$ , that is, the value yielding the best compromise between the two terms of the objective function. The L-curve technique, a simple graphical way of determining  $\lambda_{\text{opt}}$  from plots of the least squares term against the regularization term, is used here (Hansen 1992). An example of such a curve is given in section 3c.

### 3. Validation of the method

In this section the algorithms defined in section 2 are applied to a synthetic dataset presented in section 3a. In section 3b, the data are used to improve the understanding of real aircraft data in order to tune the regularization function accordingly. The validation of the retrieval process is presented in section 3c, where the retrieved masses are compared against reference values computed from the actual mass of simulated 3D particles.

#### a. Generation of the synthetic dataset

The generation of a synthetic dataset starts with the simulation of ice particle models using an Interactive Data Language (IDL) program (Fontaine 2014; Fontaine et al. 2014). A model is characterized by its shape and dimensional properties, which are defined in Fig. 1 and summarized in Table 1. Each model is randomly rotated in space and projected to produce a 2D image. This process reproduces the working principles of OAPs and how 2D images are produced from real 3D crystals. The rotation/projection step is repeated 100 times, such that 100 2D images are created from each 3D model. The images are then processed to derive  $D_{\text{eq}}$  using the same image processing software as for OAP images. The resulting size interval of  $D_{\text{eq}}$  available for each crystal habit is indicated in the last column of Table 1.

Mass is calculated from the 3D volume by prescribing a constant ice density  $\rho_{\text{ice}} = 0.917 \text{ g cm}^{-3}$  for all particles: it has the effect of fixing all physical parameters in the forward model (assumption *i* is satisfied), hence the particle mass depends solely on volume. For each habit, a lookup table is created where a single theoretical mass is associated with 100  $D_{\text{eq}}$  resulting from the 100 respective projections.

The next step is the creation of a synthetic data point that replicates a 5-s average in situ measurement data point. It consists of forming a population of thousands of simulated ice particles described by one PSD and its corresponding theoretical IWC value, noted  $\text{IWC}_{\text{th}}$ .

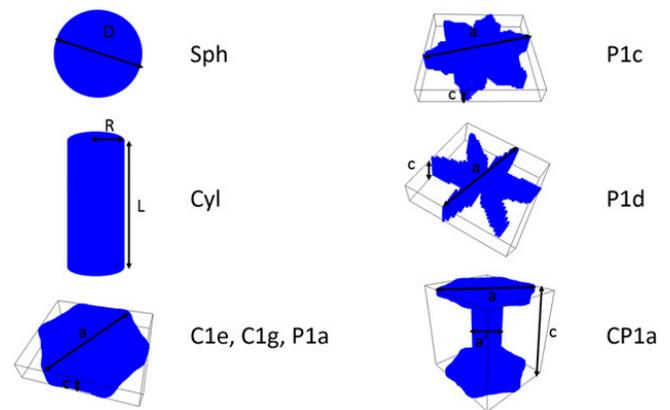


FIG. 1. Simulated crystals: habit and size definitions.

Two input requirements (user's input) control the generation of a simulated crystal population:

- **PSD shape:** The size range considered in the synthetic test cases is  $(10 - 940) \mu\text{m}$ . Simulated crystals are sized into 93 equally spaced  $10\text{-}\mu\text{m}$ -wide bins, and the number of particles per bin is prescribed by a normal probability density function of the bin midpoint multiplied by a prefactor so that there are approximately 10 000 elements in each population (or data point). The normal distribution parameters—namely, its mean  $\mu$  and standard deviation  $\sigma$ —are changed from one data point to the other when generating the synthetic dataset, as detailed below.
- **Habit mixing:** A mixing law is defined to describe the fraction of each crystal habit within each bin, as in Table 2, for example.

PSD bins are then populated by randomly picking up crystals based on their  $D_{\text{eq}}$  from habit tables with respect to the number and habits prescribed by the user's input. For each bin the theoretical bin reference mass,  $m_{\text{ref},i}$  for the  $i^{\text{th}}$  bin, is calculated as the average of the theoretical masses of the binned particles. This value is stored for later comparison with the bin reference mass retrieved by solving the inverse problem.  $\text{IWC}_{\text{th}}$  is calculated by summing the actual mass of all the elements in the population.

Finally, a synthetic dataset is composed of  $P$  different data points that are generated by randomly varying  $\mu$  ( $\mu_0 \leq \mu \leq \mu_0 + 100$ ) and  $\sigma$  ( $100 \leq \sigma \leq 200$ ). To test the retrieval method, three synthetic datasets are used:

- **One optimization dataset, noted as DS1:** this is the dataset to which the optimization process is applied. Twice as many PSDs as unknowns are generated ( $P = 2N$ ) to ensure that the **PSD** matrix in Eq. (5) has a full rank. In DS1,  $\mu_0 = 300$ . The unknown mass vector  $\mathbf{m}$  of Eq. (5) (whose elements are the sought bin reference masses) is found by minimizing Eq. (6) written with  $\mathbf{PSD}_{\text{DS1}}$  and  $\text{IWC}_{\text{th,DS1}}$  quantities.

TABLE 1. Synthetic dataset: habits and sizes of simulated crystal models.

Code	Habit	Size descriptors		Observed sizes
		$L$ , $a$ , and $D$ ( $\mu\text{m}$ )	No. of models	$D_{\text{eq}}$ ( $\mu\text{m}$ )
Sph	Sphere	$D \in (5 - 1000)$	583	5–1000
Cyl_R5	Cylinder	$R = 5, L \in (10 - 300)$	146	11–65
Cyl_R10	Cylinder	$R = 10, L \in (10 - 500)$	246	17–116
Cyl_R30	Cylinder	$R = 30, L \in (30 - 1500)$	317	46–353
Cyl_R60	Cylinder	$R = 60, L \in (30 - 1500)$	257	68–489
Cyl_R90	Cylinder	$R = 90, L \in (30 - 1500)$	262	86–597
Cyl_R120	Cylinder	$R = 120, L \in (30 - 1500)$	197	102–688
Cyl_R150	Cylinder	$R = 150, L \in (30 - 1500)$	197	111–769
C1e	Solid column	$cla = 1, a \in (5 - 900)$	395	5–1114
C1g	Solid thick plate	$cla = 0.2, a \in (10 - 1000)$	260	5–939
P1a	Hexagonal plate	$cla = 0.1, a \in (20 - 1000)$	212	8–924
P1c	Crystal with broad branches	$c = 10, a \in (11 - 188)$	236	10–146
P1d	Stellar crystal	$c = 10, a \in (8 - 125)$	218	5–48
CP1a_1	Column with plate	$ala' = 3, cla = 1, a \in (10 - 1000)$	289	9–1137
CP1a_2	Column with plate	$ala' = 5, cla = 0.2, a \in (20 - 1000)$	213	13–939

- Two validation datasets, noted DS2 and DS3, are used to test the mass vector retrieved from DS1 on populations dominated by small ( $\mu_0 = 100 \mu\text{m}$ ) and large ( $\mu_0 = 600 \mu\text{m}$ ) particles, respectively. IWC values, noted  $\text{IWC}_{\text{cal,DS2}}$  and  $\text{IWC}_{\text{cal,DS3}}$ , are calculated from the retrieved mass vector  $\mathbf{m}$  and  $\mathbf{PSD}_{\text{DS2}}$  and  $\mathbf{PSD}_{\text{DS3}}$  matrices, respectively. These calculated values are then compared to the corresponding  $\text{IWC}_{\text{th}}$  for each data point.

Furthermore, some statistical reference vectors can be defined, since the masses of all individual particles in the population are known:

- Lower and upper bounds: vectors whose elements are the minimum and maximum theoretical bin reference masses, respectively, found across the dataset
- Average bin reference mass [ $m_{\text{th}} = (m_{\text{th},1} m_{\text{th},2} \dots m_{\text{th},N})$ ]: vector whose elements are the average of the theoretical bin reference mass ( $m_{\text{ref},i}$ ) calculated over the dataset

Some quantitative criteria are calculated to estimate the quality of retrieved values:

- Mass percent error (PE) is computed for each bin from the retrieved mass value ( $m_i$ , optimization output) and  $m_{\text{th},i}$ :

$$\text{PE}_i(\%) = 100 \frac{m_i - m_{\text{th},i}}{m_{\text{th},i}}$$

- Mass mean absolute percentage error:

$$\text{Mass MAPE}(\%) = \frac{100}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|m_i - m_{\text{th},i}|}{m_{\text{th},i}},$$

where  $N$  is the number of bins in the PSD, indicates the accuracy of the mass retrieval process

- IWC mean absolute percentage error:

$$\text{IWC MAPE}(\%) = \frac{100}{P} \sum_{i=1}^P \frac{|\text{IWC}_{\text{cal},i} - \text{IWC}_{\text{th},i}|}{\text{IWC}_{\text{th},i}},$$

where  $P$  is the number of data points in the set, indicates the accuracy of the IWC retrieval process

#### b. Study of input noise in PSD data

The mass retrieval process uses PSD as input data. In addition to the unavoidable measurement uncertainties, approximations made in the forward model also make the PSD a noisy input for inversion. In the frame of the proposed inverse problem approach, the synthetic dataset is

TABLE 2. Mixed-habit population: Mixing laws for different size intervals.

Size interval (bin centers in $\mu\text{m}$ )	Crystal habit (fraction in %)				
15–45	P1a (25%)	C1g (25%)	P1c (25%)	P1d (25%)	
55–145	P1a (33%)	C1g (33%)	P1c (33%)		
155–205	P1a (50%)	C1g (50%)			
215–795	CP1a_1 (50%)	CP1a_2 (50%)			
805–935	CP1a_1 (33%)	CP1a_1 (33%)	Sph (33%)		

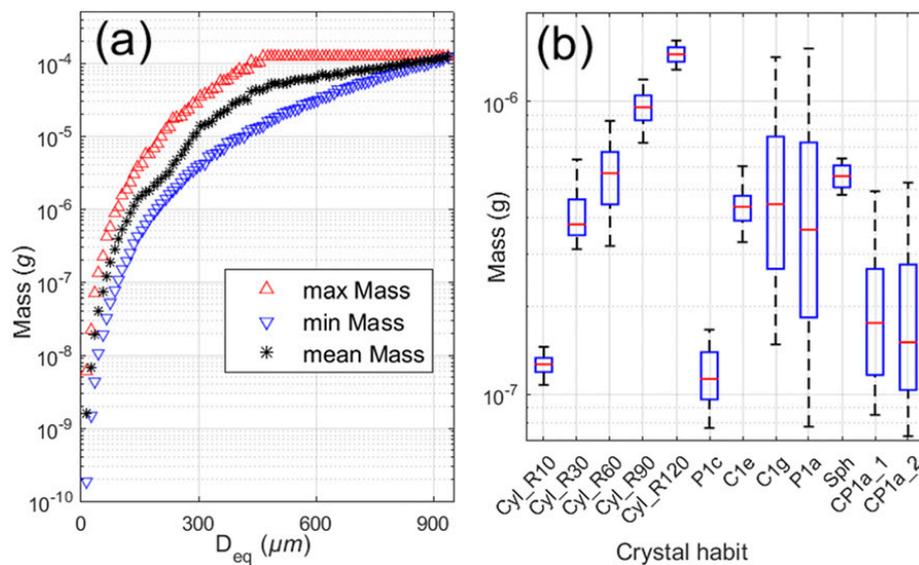


FIG. 2. (a) Mass variability in PSD bins for C1g population; (b) spread in mass in one bin ( $105 \pm 5 \mu\text{m}$ ) for all simulated habits.

first used as an opportunity to study the noise contained in PSDs based on OAP images.

The concept of bin reference mass relies on the assumption that PSD bins are natural subensembles where the crystals' mass is uniform, which in turn holds if: 1) PSD bins are narrow and 2) the size descriptor used to generate PSD accurately describes the particles' volume. These conditions are hardly met in reality. On the one hand, the width of a PSD size class is driven by the OAP specifications: it cannot be smaller than the probe resolution, which is nonnegligible (e.g.,  $10\text{--}100 \mu\text{m}$ , as detailed later in section 4). On the other hand, any size descriptor derived from 2D projected images will fail to accurately describe particle volume: with exception of spherical particles, whose volume is precisely described by a single size parameter (e.g., its diameter); an accurate volume description of real ice particles with complex geometry (e.g., plates, columns, bullet rosettes, capped columns, or even aggregates of those) would require several size parameters. In addition, the projection of 3D objects onto a 2D plane inevitably distorts the volume's dimensional properties so that the arbitrary projected 2D image scarcely represents the original 3D volume information. This results in a large variability of particle masses when sized into bins based on  $D_{\text{eq}}$  or similar size parameters derived from 2D projected images.

Figure 2a illustrates this variability for a population of simulated hexagonal plates ( $ca = 0.2$ , code = C1g in Table 1). The particles are sized into equally spaced  $10\text{-}\mu\text{m}$ -wide PSD bins using  $D_{\text{eq}}$  and the minimum, mean, and maximum of particle masses in each bin are plotted against bin centers. For that specific habit, the particles' minimum and maximum mass differ by at

least one order of magnitude in the  $15\text{--}465\text{-}\mu\text{m}$  size interval. Above  $465 \mu\text{m}$ , the maximum mass curve plateau observed up to  $935 \mu\text{m}$  indicates that the largest available simulated particle in this population ( $L = 1000 \mu\text{m}$ ;  $M \approx 1.244 \times 10^{-4} \text{g}$ ) can end up in 48 different bins depending upon its spatial orientation before projection.

Similarly, the box plot given in Fig. 2b illustrates the mass spread for different crystal shapes ending up in the  $105 \pm 5\text{-}\mu\text{m}$  size bin, with habit codes as indicated in Table 1. Each box plot gives the median, 25th, and 75th percentiles, as well as extreme values. One can see that generally the spread increases as the particle shape departs from the sphere. It is worth mentioning that the process of sizing multidimensional 3D particles with a size parameter derived from 2D projected images is not the only source of variability: a nonnegligible mass spread is also observed for spherical particles (code = Sph) as a result of the bin width, that is, sorting particles whose diameters range from  $100$  to  $109 \mu\text{m}$  into the same  $10\text{-}\mu\text{m}$ -wide bin. A preliminary study where the population of simulated hexagonal plates ( $ca = 0.2$ ; code = C1g in Table 1) is sized using different size parameters reveals that using the maximum dimension  $D_{\text{max}}$  as a size parameter decreases the spread of mass values within bins, compared to using  $D_{\text{eq}}$ .

This spread in the particles' mass within a bin is expected to be even more pronounced in real data: OAP images reveal that several particle habits are mixed within the ice cloud particle populations sampled in airborne field campaigns. These considerations give an insight into the level of noise included in PSD data, which is detrimental to the accuracy of the mass retrieval process. It also underlines the need for regularization

when attempting to inverse the forward model presented in section 2a. With this in mind, we proceed with OAP measurements for lack of better inputs.

### c. Application and validation of the mass retrieval process to synthetic data

#### 1) TEST POPULATIONS

The method has been applied to three test cases with increasing degree of complexity:

- 1) *Spherical particles*: The populations are composed of spherical particles only (code = Sph in Table 1). It limits the source of noise in input data to the binning process, since the characteristic dimension of a sphere is insensitive to 2D projection.
- 2) *Hexagonal plates*: The populations are composed of solid thick plates with an aspect ratio  $c/a = 0.2$  (code = C1g in Table 1) only. Since the geometry deviates significantly from the ideal sphere case, it allows for a preliminary assessment of projection noise effects on the retrieval process.
- 3) *Mixed habit populations*: In these populations, the crystals' habit varies with size according to a habit mixing law presented in Table 2 with habit codes given in Table 1 (and shown in Fig. 4). This habit mixture law applies to the three datasets (DS1–DS3).

The results obtained for the first two test cases are not reported in the present article, but they helped in the definition of the regularization term and specifically in the choice of  $\Delta$  elements: if masses of spherical ice particles of diameter equal to the bin center were selected as weighting coefficients in the regularization matrix for simplicity reasons, it was found by trial and error that adding the  $+5\text{-}\mu\text{m}$  offset to sphere diameters yielded improved estimates of the retrieved masses in small size bins, that would have been otherwise underestimated when particle habits significantly depart from spherical shape. The last test case is quite challenging because abrupt changes in crystal habits between two consecutive bins produce sharp variations of mass with size. Classical power-law-based mass retrieval methods would typically fail to capture these features by smoothing discontinuities into a simplistic power-law curve. Given the size range ( $10\text{--}940\text{ }\mu\text{m}$ ) and the number of bins (93 equally spaced  $10\text{-}\mu\text{m}$ -wide bins) of this synthetic test case, there are 93 unknown reference masses to be solved.

#### 2) RESULTS AND DISCUSSION

Figure 3 presents optimization results for the mixed-habit population. Figures 3a and 3b show the mass vectors retrieved for the nonregularized ( $\lambda = 0$ ) and the optimally

regularized ( $\lambda = \lambda_{\text{opt}} = 7.5 \times 10^{-5}$ ) least squares problem, respectively. It highlights the importance of the regularization to extract meaningful information from noisy data.

Qualitatively, one can see that the mass vector retrieved for  $\lambda = \lambda_{\text{opt}}$  matches expectations: masses are all positive and increase with size in close relation with the average bin reference masses, computed from actual masses of simulated particles (Fig. 3b). The regularization has an obvious effect of smoothing sharp discontinuities that are present in the synthetic data: the pronounced discontinuity between 795 and 805  $\mu\text{m}$ , where bin mean mass is approximately multiplied by 4 due to the introduction of spherical particles, is spread between 695 and 865  $\mu\text{m}$ . Smaller discontinuities, like the one between 205 and 215  $\mu\text{m}$ , are totally smoothed out. Figure 3c illustrates how  $\lambda_{\text{opt}}$  is selected: the curve, referred to as the L curve, of the least squares term against the regularization term has a characteristic L shape, hence its name, and the value of  $\lambda$  that yields the best compromise in amplitude between the least squares term and the regularization term can be found at the L-shaped “corner.” Finally Figs. 3d–g give a quantitative assessment of the solution accuracy:

- The mass PE is plotted in Fig. 3d for each bin. If large disagreements are found in boundary bins where particle habits change abruptly ( $D_{\text{eq}} = 45, 145, 205$  and  $795\text{ }\mu\text{m}$ , with PE in excess of 50%), the resulting mass MAPE of only 18.1% indicates that bin reference masses computed by optimization algorithms are generally in good agreement with theoretical values.
- Figures 3e–g illustrate how the calculated  $\text{IWC}_{\text{cal}}$  values compare to the theoretical  $\text{IWC}_{\text{th}}$  values for DS1–DS3 [scatterplots, where the red curve underneath the data points (blue symbols) is the  $x = y$  line]. The mass vector retrieved from DS1 produces excellent estimates of the IWC in the validation sets: as shown in Table 3, IWC MAPE values calculated for DS2 and DS3 are less than 1.6% and 0.6%, respectively.

The effective density  $\rho_{\text{eff}}$ , defined in this study as the bin reference mass divided by the volume of a sphere of diameter equal to the bin center, is plotted against size in Fig. 4. The retrieved effective density varies between 0.115 and  $0.928\text{ g cm}^{-3}$  following a pattern controlled by the crystal habits. The retrieved effective density values (blue cross symbols) generally compare well with the theoretical values

$$\rho_{\text{eff,th}}(i) = \frac{m_{\text{th},i}}{(\pi/6) \times D_i^3},$$

(black dots in the figure) especially for particle sizes above  $250\text{ }\mu\text{m}$ , where the plateau values are well reproduced notwithstanding the smoothing effect of the

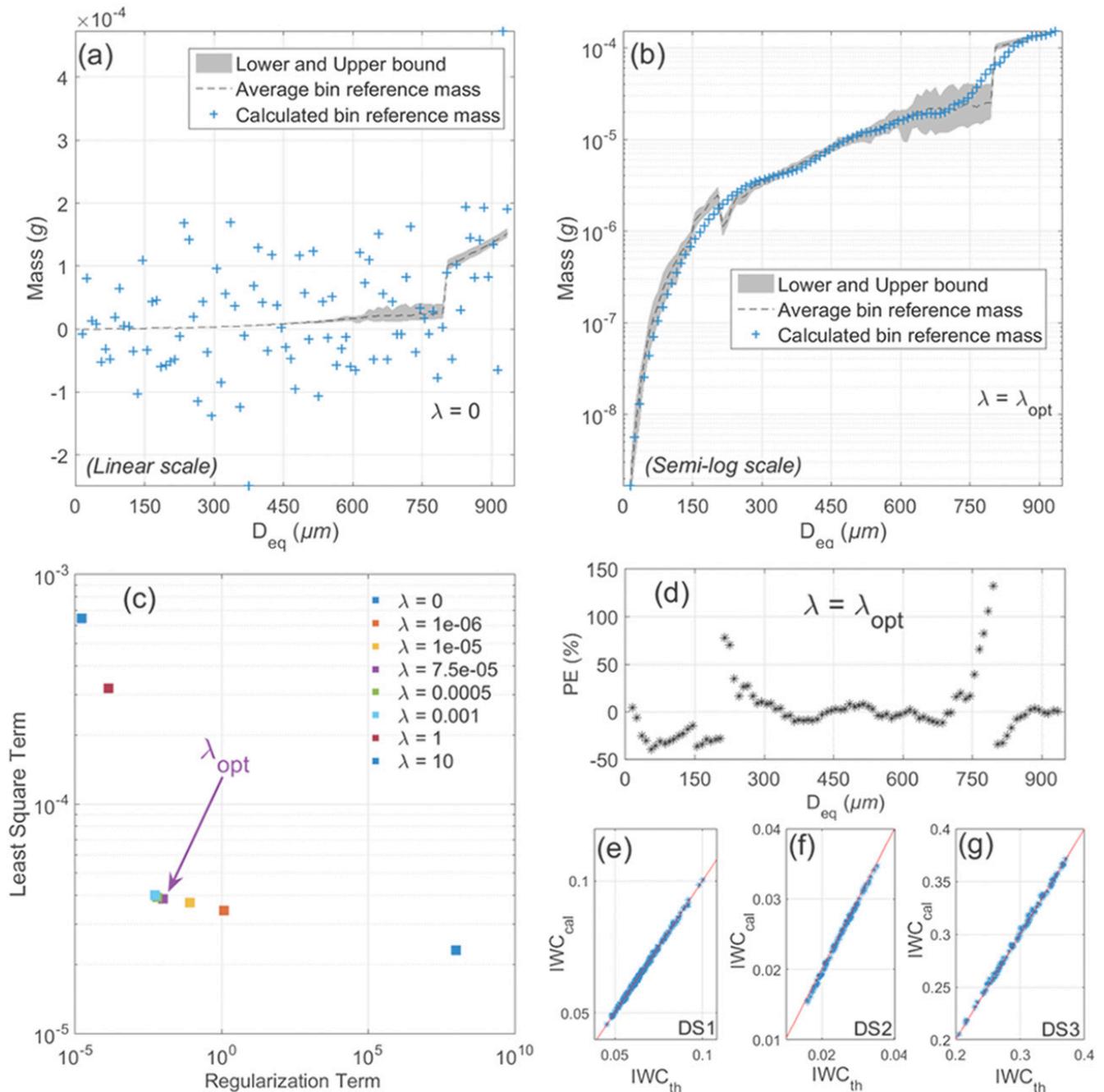


FIG. 3. Mass retrieval from synthetic data: (a),(b)  $m - D$  plots for  $\lambda = 0$  and  $\lambda = \lambda_{opt}$ , respectively; (c) L curve; (d) mass PE between calculated and theoretical bin reference masses; (e)–(g) comparison between retrieved and theoretical IWC for DS1–DS3, respectively.

regularization. The results are not as good for smaller particles: this is due to the low contribution of these particles to the total ice mass resulting from 1) the small individual weight of these particles and 2) the relatively small number of particles in these bins as a result of the choice of normal distribution centered around 300 and 400  $\mu\text{m}$ . This demonstrates the potential of this method to capture size-dependent features much better than any power-law-based method, producing a regular polynomial curve by construction:

$$\rho_{eff}(i) = \frac{6\alpha}{\pi} D_i^{\beta-3}.$$

#### 4. Application to HAIC–HIWC field campaign data

In this section the inversion method is tested on in situ measurements extracted from the HAIC–HIWC dataset in order to evaluate its potential in atmospheric sciences problems.

TABLE 3. Optimization results for the synthetic dataset.

Mass MAPE (%)	IWC <sub>DS1</sub> MAPE (%)	IWC <sub>DS2</sub> MAPE (%)	IWC <sub>DS3</sub> MAPE (%)
18.1	0.55	1.56	0.57

### a. HAIC–HIWC dataset

In the frame of HAIC–HIWC projects (Dezitter et al. 2013; Strapp et al. 2016a), two airborne field campaigns were held in Darwin, Australia, in 2014 and out of Cayenne, French Guyana, in 2015. With the overarching goal of characterizing ice particles in mesoscale convective systems (MCSs), these campaigns resulted in nearly 15 000 data points each, sampled at different stages of cloud life cycle in both oceanic and continental convection. This makes the HAIC–HIWC dataset one of the most comprehensive datasets on MCSs from the standpoint of the microphysical properties of hydrometeors.

In this section we use data taken from three flights, as reported in Table 4. The optimization is conducted on the data of Darwin flight 16 (D16): all data points were sampled in the same oceanic MCS at a single temperature level (236.1 K) such that the dataset is consistent with respect to two parameters (cloud temperature and cloud type) potentially influencing the particles' mass. The other reasons for choosing D16 as the optimization dataset is the high number of data points (1051 data points) and the large size range covered by the sampled particles.

The validation is carried out on data from two arbitrarily chosen flights:

- Darwin flight 19 (D19) was conducted in an oceanic MCS 2 days after D16. Two temperature levels (237 and 226 K) were sampled but only the 212 data points sampled at 237 K (consistent with the temperature range of D16) are used in this study.
- Cayenne flight 26 (C26) was performed one year later in coastal convection. Three temperature levels (264, 244.2, and 229.4 K) were sampled, and all data points (1298 in total) are conserved so that the potential effects of temperature on the retrieved particle mass can be assessed.

The analysis considers only data points measured during level flight periods in areas where IWC values are

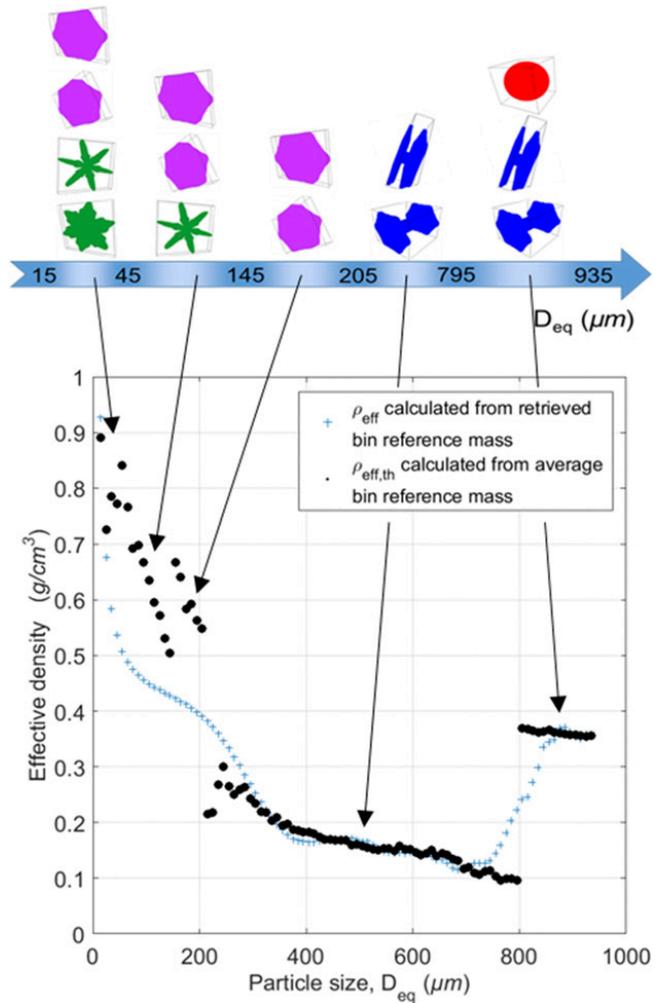


FIG. 4. Test case 3: Effective density against size.

larger than  $0.1 \text{ g m}^{-3}$ . As documented in Davison et al. (2016), the uncertainty in IWC measurements mostly depends on the temperature and the IWC value: although relative uncertainty remains below a few percent in most of the operating conditions, it can reach 50% for warm temperatures (263.15 K) and small IWC values ( $0.1 \text{ g m}^{-3}$ ), hence the need to consider measurement errors in the retrieval process. Given the conditions of D16, the coefficients of the matrix  $\mathbf{S}_e$  are derived from IWC relative uncertainty values  $u_{\text{IWC}}$ , calculated using Eq. (12) (adapted from Fig. 1 in Davison et al. 2016):

$$\begin{cases} u_{\text{IWC}}(\%) = 0.0204 \text{ IWC}^{-0.2344} & \text{for } \text{IWC} \in (0.1 - 0.5) \text{ g m}^{-3} \\ u_{\text{IWC}}(\%) = 0.023579 \text{ IWC}^{-0.025532} & \text{for } \text{IWC} > 0.5 \text{ g m}^{-3} \end{cases} \quad (12)$$

The in situ measured PSD are derived from 2D projected images of the 2D-S probe (Lawson et al. 2006;

10–1280- $\mu\text{m}$  size range; 10- $\mu\text{m}$  resolution) and the PIP (Baumgardner et al. 2011; 100–6400- $\mu\text{m}$  size range;

TABLE 4. HAIC–HIWC dataset: Overview of the data from selected flights.

Flight label (identification)	Date, location, cloud type	Temperature level	IWC values	No. of data points
		Mean (std dev) (K)	Mean/max ( $\text{g m}^{-3}$ )	Number
Darwin 16 (D16)	7 Feb 2014, Broome, oceanic MCS	236.1 (0.363)	1.07/2.75	1051
Darwin 19 (D19)	9 Feb 2014, Broome, oceanic MCS	236.6 (0.545)	0.54/1.46	212
Cayenne 26 (C26)	29 May 2015, Cayenne, coastal MCS	229.4 (0.191)	0.47/3.03	936
		244.2 (0.2)	1.25/2.52	186
		264 (0.49)	1.49/3.04	176

100- $\mu\text{m}$  resolution). The particles are sorted into size classes according to their  $D_{\text{eq}}$ , and a composite PSD with bin centers ranging from 15 to 12 800  $\mu\text{m}$  is computed by combining data from the two imaging probes. The composition technique is adapted from Leroy et al. (2016) with two minor deviations: 1) the overlap limits are 800–1250  $\mu\text{m}$ ; and 2) the width of the PSD bins is kept as per the OAPs' original resolution except in the overlap (800 – 1250)  $\mu\text{m}$ , where the width of PIP bins is numerically decreased from 100 to 10  $\mu\text{m}$  by linear interpolation to ease merging with 2D-S data. As a result, composite PSDs have 240 bins with a bin width of 10  $\mu\text{m}$  from 15 to 1245  $\mu\text{m}$  and a bin width of 100  $\mu\text{m}$  from 1300 to 12 800  $\mu\text{m}$ . For D16, the  $1051 \times 240$  PSD matrix has a rank of 231 because 9 bins out of 240 are empty throughout the flight. These bins are at the largest end of PSDs (bin centers are 1.17, 1.19, 1.2, and 1.23–1.28 cm) where the concentrations are almost insignificant if any. The uncertainty in concentration measurements  $u_{\text{PSD}}$  is quite hard to establish because of the paucity of data published in literature for these two probes. In this study, estimates provided by Baumgardner et al. (2017) are used with minor deviations:

$$\begin{cases} u_{\text{PSD}} = +100\%/-50\% & \text{for } D_{\text{eq}} < 100 \mu\text{m} \\ u_{\text{PSD}} = +50\%/-33\% & \text{for } D_{\text{eq}} > 100 \mu\text{m} \end{cases} \quad (13)$$

The impact of concentration uncertainties on the retrieved masses is evaluated by solving the Eq. (7) for two extreme conditions: once with concentrations systematically underestimated ( $\text{PSD} = \text{PSD} + u_{\text{PSD}} \times \text{PSD}$ , with negative values of  $u_{\text{PSD}}$ ) and once with concentrations overestimated ( $\text{PSD} = \text{PSD} + u_{\text{PSD}} \times \text{PSD}$ , with positive values of  $u_{\text{PSD}}$ ) which gives the upper and lower mass bounds in Fig. 5, respectively.

#### b. Mass retrieval from in situ measurements

The retrieved  $m - D$  relationship is plotted in Fig. 5a (blue cross symbols) along with the upper and lower mass bounds (shaded area) computed from the underestimated and overestimated PSDs. The red and yellow dashed lines represent the masses of spherical ice

particles ( $\rho = 917 \text{ kg m}^{-3}$ ) and spherical air particles ( $\rho = 1.225 \text{ kg m}^{-3}$ ), respectively. Qualitatively, the difference between the retrieved curve and the straight line that any power-law based method would have produced is noticeable. Masses are found to globally increase over the size interval although the function is not monotone, especially in the (500 – 2000)  $\mu\text{m}$  subinterval. The plot of effective density (Fig. 5b), calculated from this mass vector, confirms the tendency of the effective density to decrease with size, as commonly reported in literature (e.g., Pruppacher and Klett 2010), albeit for other density definitions. Qualitatively, the shape of the curve reveals quite irregular variations of the effective density as a function of particle size and two distinctive regimes for small ( $D_{\text{eq}} \leq 300 \mu\text{m}$ ) and large ( $D_{\text{eq}} \geq 2000 \mu\text{m}$ ) particles: the effective density of small particles, lying between 0.66 and 0.28  $\text{g cm}^{-3}$  as the size increases from 15 to 300  $\mu\text{m}$ , is one order of magnitude larger than the effective density found for particles above 2000  $\mu\text{m}$ , where the values lie below 0.015  $\text{g cm}^{-3}$ . A preliminary assessment of the impact of the choice of the regularization term (different weighting matrices were tested) on the effective density shows that the effective density calculated for the bins of the PSD ends (for particle sizes below 200  $\mu\text{m}$  and for sizes above 3000  $\mu\text{m}$  to a lesser extent) can be significantly influenced by the definition of the regularization term. In contrast, effective density values are more consistent for intermediate size bins. In the  $200 \leq D_{\text{eq}} \leq 3000 \mu\text{m}$  size range, the effective density decreases from 0.3 to 0.025  $\text{g cm}^{-3}$  approximately, regardless of the definition of the tested weighting functions (the results of the preliminary sensitivity study are not presented here). The unusually low values retrieved for particles larger than 2000  $\mu\text{m}$ , especially the trough between 2700 and 7700  $\mu\text{m}$ , are subject to discussion. In this size range, the larger bins are populated in only a few data points [90% of the bins above 2000  $\mu\text{m}$  are empty in more than 50% of the data points (529 out of 1051) and 1022 data points have more than 90% of the bins empty above 4000  $\mu\text{m}$ ], and for these data points the measured concentrations are extremely small. Therefore, the contribution of largest particles to the total ice mass is negligible. As a consequence of the small significance of the total mass

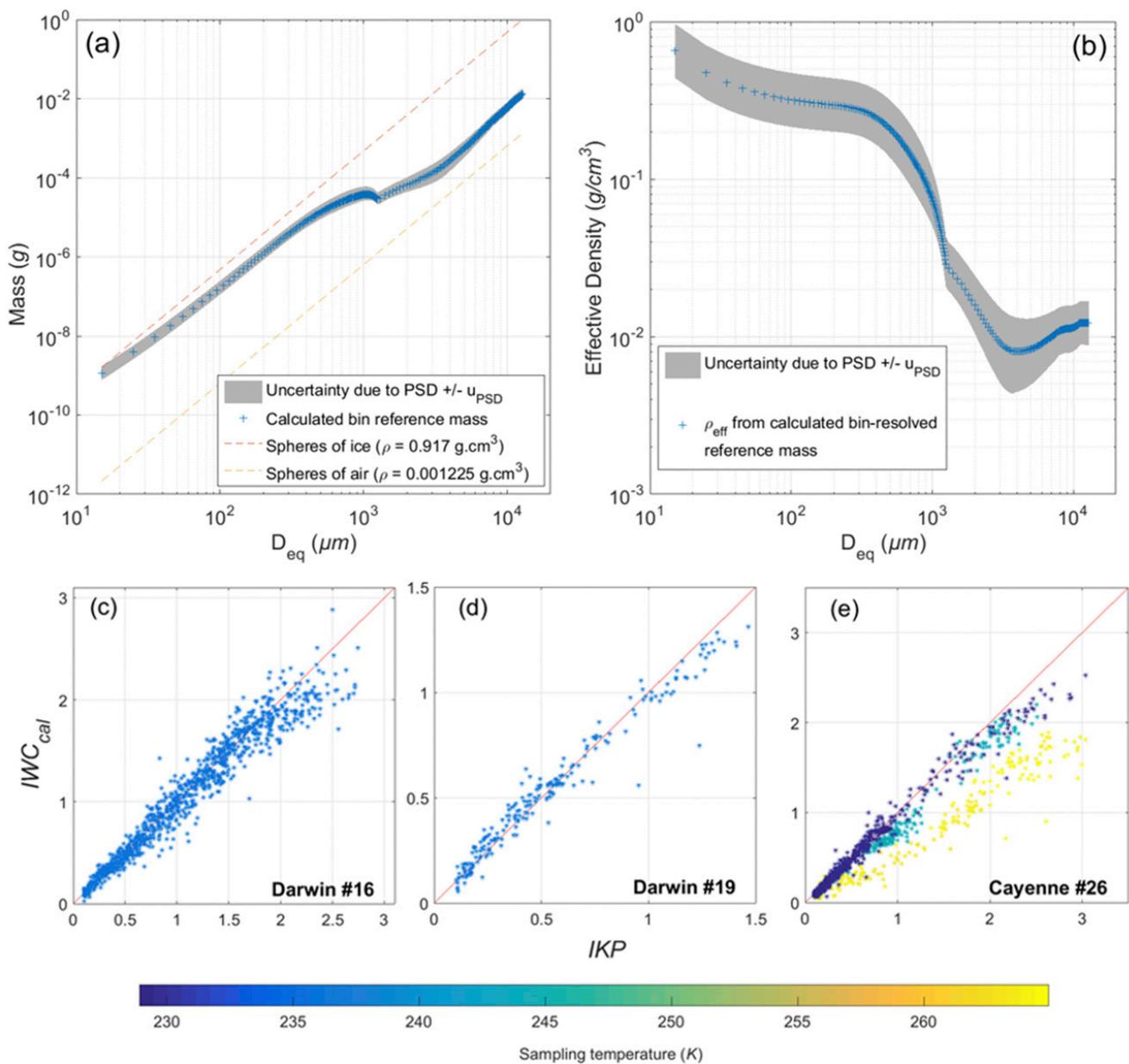


FIG. 5. Mass retrieval from real HAIC-HIWC data: (a)  $m - D$  plot for  $\lambda = \lambda_{\text{opt}}$  and (b) effective density. (c)–(e) Comparison between  $IWC_{\text{cal}}$  and  $IWC_{\text{th}}$  for D16, D19, and C26 datasets, respectively.

of the smallest and largest particles in the least squares term, it could be argued that the masses of these particles are neglected by the minimization algorithms. This limitation could probably be alleviated with better scaling of the data (here, the applied scaling focuses on balancing the reference masses' contributions with respect to a supposed superlinear increase with size). Alternatively, truncated PSDs could be used as input data. However, in this study, the span of PSDs is purposely kept as defined in other HAIC-HIWC studies [i.e., up to 1.28 cm as in Leroy et al. (2016)] in order to demonstrate the method's ability to handle a large number of unknowns.

Since the particle's true masses are unknown, the quality of the mass retrieval is indirectly estimated by comparing the IWC values calculated from this mass vector to the reference IWC values measured by the IKP-2 instrument. A comparison between the calculated and measured IWC values is presented in Figs. 5c–e for the three datasets, and the quantitative results are summarized in Table 5. Unsurprisingly, the best agreement ( $IWC \text{ MAPE} = 10.5\%$ ) is found for D16, which supports the minimization process. The IWC prediction is equally satisfying for D19 ( $IWC \text{ MAPE} = 12.1\%$ ), where efforts have been made to sort data points into a coherent subset with respect to sampling temperature. Perhaps most interesting are the

TABLE 5. Optimization results for HAIC–HIWC partial dataset.

Regularization parameter	Iterations	IWCMAPe(%)		
		D16 (1051 data points)	D19 (212 data points)	C26 (1298 data points)
$\lambda_{\text{opt}} = 7.5 \times 10^6$	2	10.5	12.1	15.1

results of the IWC retrieval from C26 data. In Fig. 5c, points are color coded with temperature and three distinct groups are clearly visible (dark blue for the 229.4 K level, light blue for 244.2 K, and yellow for 264 K). Data points measured at a sampling temperature close to that of D16 yield the most accurate IWC predictions, as they are well distributed along the  $x = y$  line. In the other two temperature subsets, the accuracy of IWC prediction decreases as the sampling temperature departs from 236.1 K. At 244.2 K,  $\text{IWC}_{\text{cal}}$  compares well with  $\text{IWC}_{\text{th}}$ , although the method produces underestimated IWC values. Finally,  $\text{IWC}_{\text{th}}$  values are generally underestimated by a factor of 1.5–4 for the points measured at 264 K. The good overall agreement found for C26 (IWC MAPE = 15.1%) contrasts with the noticeable differences observed between the predicted and measured IWC values for the two warmest temperature levels: it can be explained by the dominance of data points sampled at 229.4 K in the C26 dataset (936 out of 1298; see Table 4). These results suggest that 1) ice particles observed in the D16, D19, and C26 MCSs at comparable temperature levels may have similar mass properties and 2) in the same cloud, particles sampled at different temperature levels may have different mass properties.

Since the good agreement between calculated and measured IWC values observed for D19–244.2 K and C26–229.4 K may hide compensating errors, the next step will be to apply the method on subsets sampled at the same temperature level in different clouds and compare the retrieved quantities. Subsequently, the method will be applied to subsets sampled at different temperature levels in order to evaluate whether a first-order approximation model describing the mass of ice particles as a function of their size and the cloud temperature produces consistent results. If not, we will expand the study to a multiparameter approach and search for potential correlations between the crystal mass and some other yet undefined parameters by applying the method to different subsets with specific environmental conditions. This, as well as any specific findings in ice particle microphysical properties and the implications for modeling and remote sensing retrieval algorithms, is well beyond the scope of this technical paper, which is focusing on the development of the technique and the numerical tool.

Last but not least, the convergence of the optimization algorithms is reached after a very small number of

iterations. Practically, the mass vector plotted in Fig. 5 is computed within few seconds on an ordinary computer. It underlines the efficiency of the present method in retrieving particle mass from large datasets of collocated and simultaneous PSD and IWC in situ measurements.

## 5. Conclusions and perspectives

This article presents a new approach for the retrieval of ice particles' size-dependent masses from in situ measurements. A conceptual model is formulated as a linear system of equations relating particle mass to PSD and IWC measurements. The mass retrieval process consists of solving the inverse problem with numerical optimization tools. The strength of this technique is to make optimal use of common in situ measurements in order to waive the power-law assumption that is classically employed to constrain  $m - D$  relationships, although it has been proved inaccurate by recent studies. The new technique simplifies the computation of ice particle mass from large in situ measurement datasets and proves its worth when applied to aircraft data collected during HAIC–HIWC field campaigns: IWC values estimated from the retrieved particle masses match the measured values with 10%–15% accuracy. The preliminary  $m - D$  test calculations reveal some interesting size-dependent features otherwise hindered by the power-law assumption. In future work, this data processing technique will be applied to process the whole HAIC–HIWC dataset with the overall objective to develop a statistical model of ice particle mass, taking into account temperature and any other relevant physical parameters (IWC value, cloud type, etc.) susceptible to influence the mass of ice particles. The method is thought to be directly applicable to any collocated PSD and IWC measurement datasets, provided the number of available data points is compatible with the number of unknown elements of the mass vector to be solved. The authors believe such an approach could be adapted to retrieve ice particle mass from PSD and other bulk measurements, such as radar reflectivity factors, as long as an inverse problem can be formulated.

However, the model and mathematical tools have been developed heuristically, which leaves room for improvements in both the formulation of the forward model and the numerical tools selected to solve the inverse problem. On the one hand, the proposed forward model uses particles' 2D imagery as input. It makes the assumption that the particle volume is correctly described by a size parameter derived from the 2D projected images: this greatly simplifies the problem into a linear system of equations but the assumption is known to be inaccurate. Further studies on the relation between particles' 2D projected images and 3D volume could help in establishing a new forward model relating the mass of ice particles to their volume. On the other hand, the technical choices made to solve the inverse problem are open for discussion. In this article a regularized least squares approach is adopted, although a regularized total least squares approach could probably help in handling uncertainties in the PSD data. Since mass is a positive quantity, positivity or box-constrained optimization approaches and a penalty term, such as a logarithmic barrier function, could be advantageously tried. Our regularization term is defined to minimize the roughness of the curve and to account for the non-linear increase of mass with size, with use of a weighted first-order difference operator. Since the choice of the prior information about the solution is qualitative, other definitions of the regularization terms, such as such those including density-based properties, should be tried.

*Acknowledgments.* The research leading to these results received funding from (i) the European Union's Seventh Framework Programme in research, technological development, and demonstration under Grant Agreement ACP2-GA-2012-314314; (ii) the European Aviation Safety Agency (EASA) Research Program under Service Contract EASA.2013.FC27; and (iii) the Federal Aviation Administration (FAA), Aviation Research Division and Aviation Weather Division, under Agreement CON-I-1301 with the Centre National de la Recherche Scientifique. Funding to support the Darwin flight project was also provided by the NASA Aviation Safety Program, the Boeing Co., and Transport Canada. Additional support was also provided by Airbus Operations SAS, Science Engineering Associates, the Bureau of Meteorology, Environment Canada (now Environment and Climate Change Canada), the National Research Council of Canada, the University of Utah, and the National Science Foundation under Grant AGS 12-13311. Special thanks to SAFIRE for logistical support and for flight mission performance. We are grateful to J. Walter

Strapp for having processed the IKP-2 data that were used in section 4. We are also thankful to the anonymous reviewers for their constructive comments on uncertainty consideration, which helped to improve the paper.

## REFERENCES

- 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. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **45**, 1282–1290, doi:10.1175/JAM2398.1.
- Baumgardner, D., and Coauthors, 2011: Airborne instruments to measure atmospheric aerosol particles, clouds and radiation: A cook's tour of mature and emerging technology. *Atmos. Res.*, **102**, 10–29, doi:10.1016/j.atmosres.2011.06.021.
- , and Coauthors, 2017: Cloud ice properties: In situ measurement challenges. *Ice Formation and Evolution in Clouds and Precipitation: Measurement and Modeling Challenges*, Meteor. Monogr., No. 58, Amer. Meteor. Soc., doi:10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-16-0011.1.
- Borsdorff, T., O. Hasekamp, A. Wassmann, and J. Landgraf, 2014: Insights into Tikhonov regularization: Application to trace gas column retrieval and the efficient calculation of total column averaging kernels. *Atmos. Meas. Tech.*, **7**, 523–535, doi:10.5194/amt-7-523-2014.
- Brown, P. R. A., and P. N. Francis, 1995: Improved measurements of the ice water content in cirrus using a total-water probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 410–414, doi:10.1175/1520-0426(1995)012<0410:IMOTIW>2.0.CO;2.
- Cotton, R. J., and Coauthors, 2013: The effective density of small ice particles obtained from *in situ* aircraft observations of mid-latitude cirrus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **139**, 1923–1934, doi:10.1002/qj.2058.
- Davison, C. R., J. MacLeod, and J. W. Strapp, 2009: Naturally aspirating isokinetic total water content probe: Evaporator design and testing. *Proc. First AIAA Atmospheric and Space Environments Conf.*, San Antonio, TX, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA 2009-3861, doi:10.2514/6.2009-3861.
- , J. W. Strapp, L. E. Lilie, T. P. Ratvasky, and C. Dumont, 2016: Isokinetic TWC evaporator probe: Calculations and systemic error analysis. *Proc. Eighth AIAA Atmospheric and Space Environments Conf.*, Washington, DC, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA 2016-4060, doi:10.2514/6.2016-4060.
- Dezitter, F., A. Grandin, J.-L. Brenguier, F. Hervy, H. Schlager, P. Villedieu, and G. Zalamansky, 2013: HAIC (high altitude ice crystals). *Proc. Fifth AIAA Atmospheric and Space Environments Conf.*, San Diego, CA, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA 2013-2674, doi:10.2514/6.2013-2674.
- Erfani, E., and D. L. Mitchell, 2016: Developing and bounding ice particle mass- and area-dimension expressions for use in atmospheric models and remote sensing. *Atmos. Chem. Phys.*, **16**, 4379–4400, doi:10.5194/acp-16-4379-2016.
- Fontaine, E., 2014: 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. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal, 192 pp., <http://www.theses.fr/2014CLF22527/document>.

A

PUBLICATION I

- , A. Schwarzenboeck, J. Delanoë, W. Wobrock, D. Leroy, R. Dupuy, C. Gourbeyre, and A. Protat, 2014: Constraining mass-diameter relations from hydrometeor images and cloud radar reflectivities in tropical continental and oceanic convective anvils. *Atmos. Chem. Phys.*, **14**, 11 367–11 392, doi:10.5194/acp-14-11367-2014.
- Hansen, P. C., 1992: Analysis of discrete ill-posed problems by means of the L-curve. *SIAM Rev.*, **34**, 561–580, doi:10.1137/1034115.
- Heymsfield, A. J., 1972: Ice crystal terminal velocities. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1348–1357, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<1348:ICTV>2.0.CO;2.
- , A. Bansemer, C. Schmitt, C. Twohy, and M. R. Poellot, 2004: Effective ice particle densities derived from aircraft data. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 982–1003, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<0982:EIPDDF>2.0.CO;2.
- , C. Schmitt, A. Bansemer, and C. Twohy, 2010: Improved representation of ice particle masses based on observations in natural clouds. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3303–3318, doi:10.1175/2010JAS3507.1.
- Huckle, T., and M. Sedlacek, 2012: Data based regularization matrices for the Tikhonov-Phillips regularization. *Proc. Appl. Math. Mech.*, **12**, 643–644, doi:10.1002/pamm.201210310.
- Idier, J., Ed., 2008: *Bayesian Approach to Inverse Problems*. ISTE Ltd. and John Wiley & Sons Inc., 381 pp., doi:10.1002/9780470611197.
- Jackson, R. C., and Coauthors, 2012: The dependence of ice microphysics on aerosol concentration in arctic mixed-phase stratus clouds during ISDAC and M-PACE. *J. Geophys. Res.*, **117**, D15207, doi:10.1029/2012JD017668.
- Kajikawa, M., 1972: Measurement of falling velocity of individual snow crystals. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 577–584, doi:10.2151/jmsj1965.50.6\_577.
- Lawson, R. P., 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.
- Leroy, D., E. Fontaine, A. Schwarzenboeck, and J. W. Strapp, 2016: Ice crystal sizes in high ice water content clouds. Part I: On the computation of median mass diameter from in situ measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **33**, 2461–2476, doi:10.1175/JTECH-D-15-0151.1.
- Locatelli, J. D., and P. V. Hobbs, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, **79**, 2185–2197, doi:10.1029/JC079i015p02185.
- Mace, J., E. Jensen, G. McFarquhar, J. Comstock, T. Ackerman, D. Mitchell, X. Liu, and T. Garrett, 2009: SPARTICUS: Small Particles in Cirrus—Science and operations plan. DOE Tech. Rep. DOE/SC-ARM-10-003, 15 pp., <https://www.arm.gov/publications/programdocs/doe-sc-arm-10-003.pdf>.
- McFarquhar, G. M., M. S. Timlin, R. S. 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. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 3405–3428, doi:10.1175/MWR3444.1.
- 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. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 153–163, doi:10.1175/1520-0450(1990)029<0153:MDRFIP>2.0.CO;2.
- Nakaya, U., and T. J. Terada, 1935: Simultaneous observations of the mass, falling velocity and form of individual snow crystals. *J. Fac. Sci., Hokkaido Imp. Univ., Series 2*, **1**, 191–200.
- Nocedal, J., and S. J. Wright, 2006: *Numerical Optimization*. Springer Series in Operations Research, Springer-Verlag, 664 pp., doi:10.1007/978-0-387-40065-5.
- Pruppacher, H. R., and J. D. Klett, 2010: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Vol. 18, Springer, 954 pp., doi:10.1007/978-0-306-48100-0.
- Raschke, E., J. Schmetz, and J. Heintzenberg, 1990: The International Cirrus Experiment (ICE)—A joint European effort. *ESA J.*, **14**, 193–199.
- Schmitt, C. G., and A. J. Heymsfield, 2009: The size distribution and mass-weighted terminal velocity of low-latitude tropopause cirrus crystal populations. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 2013–2028, doi:10.1175/2009JAS3004.1.
- , and —, 2010: The dimensional characteristics of ice crystal aggregates from fractal geometry. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1605–1616, doi:10.1175/2009JAS3187.1.
- Strapp, J. W., and Coauthors, 2016a: The high ice water content study of deep convective clouds: Science and technical plan. FAA Final Rep. DOT/FAA/TC-14/31, 105 pp.
- , L. E. Lilie, T. P. Ratvasky, C. R. Davison, and C. Dumont, 2016b: Isokinetic TWC evaporator probe: Development of the IKP2 and performance testing for the HAIC-HIWC Darwin 2014 and Cayenne Field Campaigns. *Proc. Eighth AIAA Atmospheric and Space Environments Conf.*, Washington, DC, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA 2016-4059, doi:10.2514/6.2016-4059.
- 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.

Annexe **B**

## ***Publication II : Comparison of Two Retrieval Techniques for Ice Particle Mass from in-situ Measurements : Implication for Particle Effective Density and Median Mass Diameter***

Conférence présentée le 8 juin 2017 à la *9th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, AIAA AVIATION Forum, Denver, CO, USA*.

**Citation** : COUTRIS, P., LEROY, D., FONTAINE, E., SCHWARZENBOECK, A., STRAPP, J. W. et GRANDIN, A. (2017). « Comparison of Two Retrieval Techniques for Ice Particle Mass from in-situ Measurements : Implication for Particle Effective Density and Median Mass Diameter ». Dans : *9th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, AIAA AVIATION Forum, Denver, CO, USA (AIAA 2017-4245)*. DOI : 10.2514/6.2017-4245

# Comparison of two retrieval techniques for ice particle mass from in-situ measurements: implication for particle effective density and Median Mass Diameter

Pierre Coutris<sup>1</sup>, Delphine Leroy<sup>2</sup>, Emmanuel Fontaine<sup>3,4</sup> and Alfons Schwarzenboeck<sup>5</sup>  
*Laboratoire de Météorologie Physique, CNRS/UCA, Aubière, France*

and

J. Walter Strapp<sup>6</sup>  
*Met Analytics Inc., Toronto, Ontario, Canada*

and

Alice Calmels<sup>7</sup>  
*Airbus Operations SAS, Toulouse, France*

Ice particles in clouds are a known threat to commercial aviation. They can form areas with high ice water content at cruise altitudes where severe icing conditions may be sustained and not detected with current on-board technologies. In this article, a comparative study between two ice particle mass retrieval methods is presented. Both methods use in-situ measurements of the Particle Size Distribution (PSD) and Ice Water Content (IWC) as input to establish mass-diameter relationships (henceforth *m-D*). The first method follows the classical approach where the form of the *m-D* relationship is limited to power laws. The second method is based on an inverse problem approach: it leverages optimal use of in-situ measurements to waive the power law constraint. Both methods are tested on an in-situ measurement dataset collected during one research flight in an oceanic Mesoscale Convective System (MCS) with measured IWC values frequently exceeding 1.0 g.m<sup>-3</sup>. This flight was carried out in Darwin (Australia) area during the High Altitude Ice Crystals/High Ice Water Content 2014 international field campaign. Results show significant differences in crystal masses retrieved from both methods. The first outcome of the comparison is that IWC values calculated from the non-classical method are significantly closer to the measured IWC values than those calculated from the classical approach (the overall error is decreased by almost a factor 2). Another advantage of the non-classical approach is the increased latitude in the retrieval process to actually capture some size dependent microphysical processes. Preliminary results reveal different regimes in the variation of *particle effective density* with size. These variations are not captured by the classical mass retrieval methods where the *m-D* power law assumption restricts the shape of effective density versus size to a strictly decreasing polynomial curve. The *Median Mass Diameter* values (MMD) retrieved along flight path with both methods are found to differ: MMDs calculated from the inverse problem approach are consistently smaller than those produced by the classical power law.

<sup>1</sup> PhD student, LaMP (CNRS/UBP), 4 avenue Blaise Pascal, TSA 60026,63178 Aubière Cedex, France.

<sup>2</sup> Cloud physicist, LaMP (CNRS/UBP), 4 avenue Blaise Pascal, TSA 60026,63178 Aubière Cedex, France.

<sup>3</sup> Postdoctoral researcher, LaMP (CNRS/UBP), 4 avenue Blaise Pascal, TSA 60026,63178 Aubière Cedex, France.

<sup>4</sup> Postdoctoral researcher, Meteorology Department, University of Reading, United Kingdom (*current position*).

<sup>5</sup> Professor, LaMP (CNRS/UBP), 4 avenue Blaise Pascal, TSA 60026,63178 Aubière Cedex, France.

<sup>6</sup> Physical Scientist, Met Analytics Inc., Aurora, ON, Canada L4G4Y1

<sup>7</sup> Ice Protection System Expert, AIRBUS S.A.S., P.O. Box M0141/6, 31060 Toulouse cedex 03, France

### Nomenclature

$a, \alpha$	= Prefactors in mass-dimensional relationships
$b, \beta$	= Exponents in mass-dimensional relationships
$D_{eq}$	= Particle equivalent diameter
<i>HAIC</i>	= High Altitude Ice Crystals project
<i>HIWC</i>	= High Ice Water Content project
<i>IWC</i>	= Ice Water Content
<i>MAPE</i>	= Mean Absolute Percent Error
<i>MCS</i>	= Mesoscale Convective Systems
<i>m-D</i>	= Mass-diameter relationship
<i>MMD</i>	= Median Mass Diameter
$N, n$	= Number of size classes in a Particle Size Distribution, index of size classes in Particle Size Distribution
$P, p$	= Number of data points, index of 5-second average data points along flight path
<i>PIP</i>	= Precipitation Imaging Probe
<i>PSD</i>	= Particle Size Distribution
$\rho_{eff}$	= Effective density
$\sigma$	= Exponent in the ice particle area-dimensional relationships
$\tau$	= Exponent in the ice particle perimeter-dimensional relationships
<i>2D-S</i>	= 2D Stereo probe

### I. Introduction

Ice particles in clouds are a known icing threat to commercial aviation<sup>1</sup> when present in large number and mass concentration during all phases of flight above the freezing level. Natural atmospheric phenomena such as the uplift of low level air with high water vapor content to the upper troposphere generally produce considerable concentrations of ice particles ranging from few tens of micrometers up to several millimeters in size. High ice water content areas resulting from these large concentrations of ice crystals may have adverse effects on aircraft: ice crystal icing events in engines and air data probes have been reported in such areas<sup>2</sup>, while these severe icing areas remain undetectable with current on-board technologies due to the low cloud reflectivity<sup>3-4</sup>.

In 2004, the Engine Harmonization Working Group (EHWG), composed of aircraft engine manufacturers and airframers, aviation regulators, and government agencies involved in aircraft icing research, was formed to investigate issues related to mixed-phase and glaciated cloud icing. The issue of ice crystal icing became the central focus. The EHWG examined current regulatory guidelines, and concluded they had unknown accuracy and were no longer traceable. The EHWG proposed a new interim ice crystal envelope<sup>5</sup> “Appendix D” based on engine power-loss event data, downscaled theoretical maximum expected adiabatic water content values, and the most extensive data available at the time from the 1950s. The interim envelope was part of a new certification rule for supercooled large drop, mixed phase, and ice crystal icing conditions that was put into law by the FAA and EASA in 2015. The rule also contained guidelines for ice particle size based on the limited amount of information available at the time. The EHWG further recommended new flight campaigns with in-situ measurements to assess the interim Appendix D envelope. Subsequently, the in-situ data have been collected in 3 flight campaigns, the first two from an international collaboration of the High Altitude Ice Crystals<sup>6</sup> (HAIC) and High Ice Water Content<sup>7</sup> (HIWC) projects started in 2012, and the third from an independent HIWC project focused on pilot radar technology. The resulting data, mostly from high IWC areas in tropical Mesoscale Convective Systems, are now being studied as part of the Appendix D assessment, and for general research on ice crystal icing. The new Appendix D envelope will be used to develop means of compliance for the certification of engines and other aircraft subsystems. Another objective of the European HAIC project is to improve understanding of the ice crystal icing phenomena through the development of both experimental devices and numerical models of ice accretion. In this context, another desirable outcome of the HAIC/HIWC in-situ measurement data set is the retrieval of ice particle mass-related properties that could be very useful for both ice particles trajectory and accretion models, and icing wind tunnel calibration.

Different techniques to retrieve ice particle mass-related properties from in-situ measurements have been published over the last few decades. In this paper, two mass retrieval methods, one following the state-of-the-art power law approach and the other based on a recently developed inverse problem approach, are applied to a set of in-situ measurements extracted from the HAIC/HIWC dataset. The dataset is presented in section II and the two methods are introduced in section III. In section IV, the results are compared with emphasis on two quantities: the *ice particle effective density* ( $\rho_{eff}$ ) and the *Median Mass Diameter* (MMD).

## II. HAIC/HIWC in-situ measurements and data processing

The HAIC/HIWC data set was collected in deep convective clouds ranging in size from individual cumulonimbus to large Mesoscale Convective Systems (MCSs), the latter being the primary target and providing the majority of the data. The in-situ data were collected from the SAFIRE (Service de Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) Falcon-20 (F20) aircraft in the Darwin-2014<sup>8</sup> campaign, and by the F20 and the National Research of Canada (NRC) Convair-580 in the Cayenne-2015<sup>9</sup> campaign.

The purpose of this technical study, being the comparison between two mass retrieval methods rather than an exhaustive analysis of the HAIC/HIWC data set, the analysis of this study is limited to the data points collected during one single flight performed on February 7<sup>th</sup> 2014 in an oceanic MCS near Broome, Australia. During this flight, labelled Darwin #16, the F20 research aircraft flew several legs at the -37°C temperature level, resulting in 2110 5-second average data points. In Fig.1 the 3-hour flight pattern is superimposed on a color-enhanced infrared satellite image of the sampled MCS. The white areas in the images represent cloud tops that have reached approximately the -80 °C or colder.

The state-of-the-art instrumentation package installed on the F20 included the IsoKinetic evaporator Probe (IKP-2, bulk IWC reference instrument)<sup>10-11</sup> and two Optical Array Probes (OAP), the 2D-Stereo (2D-S)<sup>12</sup> and the Precipitation Imaging Probe (PIP)<sup>13</sup>.

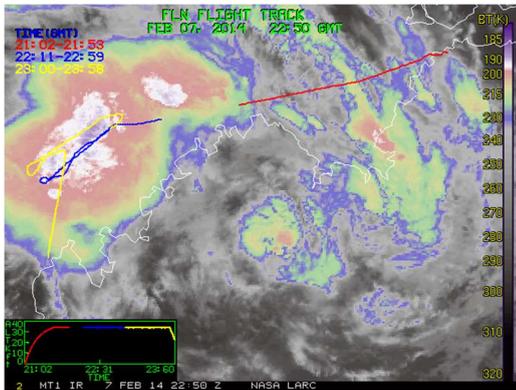


Figure 1. Satellite image of the MCS sampled during Darwin #16 flight

IWC values were calculated by subtracting background humidity from the total water vapor measured by the IKP-2 after evaporation of all condensed particles. Due to errors associated with this background humidity subtraction, data points with IWC value lower than  $0.1 \text{ g.m}^{-3}$  were discarded for this analysis. In addition, the data were restricted to periods of level flight.

The 2D-S and PIP produce monochromatic 2D images of ice particles: their size ranges are  $10 \mu\text{m} - 1280 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m} - 6400 \mu\text{m}$ , with a resolution of  $10 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$  respectively. OAP images are processed so as to discard data corrupted by splashing/shattering artifacts, to correct out-of-focus images, and to reconstruct truncated particles, as detailed in ref. 14. Then images are analyzed in order to retrieve geometrical quantities of individual particles such as projected area, perimeter or maximum dimension. Particles are then binned into size classes according to

a size parameter. In this study we use the equivalent area diameter  $D_{eq}$ , defined as the diameter of a circle having the same area as the particles's shadowed pixels, and PSDs span from  $10 \mu\text{m}$  up to  $12850 \mu\text{m}$ . Such a large size range is obtained by merging the 2D-S and the PIP data into a composite PSD where 2D-S data are used below  $800 \mu\text{m}$ , PIP data above  $1250 \mu\text{m}$ , and a weighted average of both probes data is calculated for the  $800-1250 \mu\text{m}$  overlap. The resulting composite PSD has 240 size bins with a bin width of  $10 \mu\text{m}$  from  $15 \mu\text{m}$  to  $1250 \mu\text{m}$  and a bin width of  $100 \mu\text{m}$  from  $1250 \mu\text{m}$  to  $12850 \mu\text{m}$ . Once all filters are applied, there are 1051 5-second average coincident and collocated IWC and PSD in-situ measurements to support the comparative study. The main characteristics of this data set are summarized in Table 1:

Table 1. Characteristics of Darwin #16 data set

Flight ID	Date, Location	Cloud type	Temperature level Mean (std. dev.) (K)	IWC values min/mean/max ( $\text{g.m}^{-3}$ )	Data points (#)
Darwin #16	07 <sup>th</sup> February 2014 Broome, Australia	Oceanic MCS	236.1 (0.363)	0.1 / 1.07 / 2.75	1051

In the following, we note  $N = 240$  the number of size bins and  $P = 1051$  the number of data points available in the Darwin #16 set.

### III. Mass retrieval from PSD and IWC in-situ measurements: presentation of the two methods

The need for the size dependent parametrization of the mass of ice particles is particularly important for the development of atmospheric numerical models in which mass related properties are a key module. In order to estimate ice particle mass from in-situ measurements, many studies have been published over the last decades: one can refer to the literature review provided in ref.14 for references to state-of-the-art techniques. In summary, almost all of these methods make the assumption that  $m$ - $D$  relationship conforms to a power law. In section III.A, one of these state-of-the-art methods is presented. It has been developed recently for the HAIC project and serves as baseline method in this comparative study. The second method uses a recently proposed non-standard approach<sup>15</sup>, in which the mass retrieval is formulated as an inverse problem, as further detailed in section III.B. The new results produced by the latter approach need to be compared to those of the standard approach to evaluate the method's efficacy and any improvements it may offer.

#### A. Power Law Approach

The first method (henceforth Method A) is adapted from the retrieval method published in ref. 14. The original method was selected as the reference state-of-the-art method for three reasons:

- it uses the same in-situ measurements described above (PSD, IWC) as the other method, such that there is no instrumental bias in the comparison,
- the  $m$ - $D$  relationships are established with PSD based on  $D_{eq}$ , as for the other method,
- the  $m$ - $D$  relationships were developed using the HAIC data set, *i.e.* for the same clouds and atmospheric conditions as the other method, such that there is no environmental bias in the comparison.

This method follows an approach classically used in the atmospheric science literature in which a power law is used to describe the dependence of ice particle mass on size. For each 5-second average data point, a relation written  $m = a \cdot D^b$  is applied and a two-fold technique is used to compute the  $(a, b)$  pair from OAP images and IWC values:

- 1) The exponent  $b$  is calculated from  $\sigma$  and  $\tau$ , dynamically calculated exponents of the area- and perimeter-dimensional relationships based on real-time 2D imagery where:  $b = 1.956\sigma - 1.038\tau$
- 2) The prefactor  $a$  is then derived as the value that equalizes the IWC value calculated from PSD and  $m$ - $D$  relationship to the reference value measured by the IKP-2 instrument.

This method produces as many  $m$ - $D$  relationships as there are data points. To allow for a meaningful comparison of integrated IWC values with the other method, method A is adapted so that all 1051 relationships established from Darwin #16 data points are reduced to a unique  $m$ - $D$  relationship:  $m = \alpha \cdot D^\beta$ . This is done in three steps:

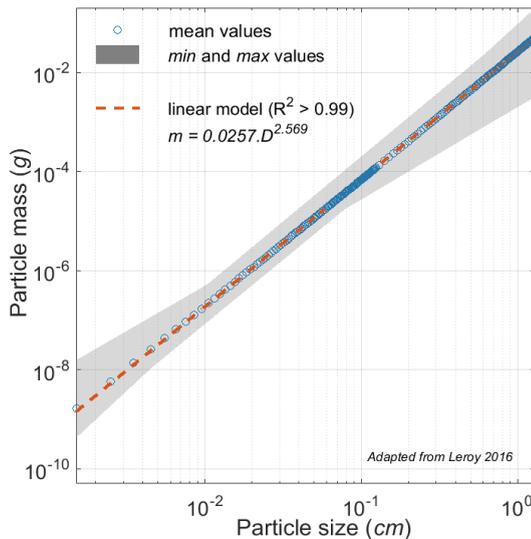


Figure 2.  $m$ - $D$  relationship found with the power law approach.

- 1) For each bin of the PSD, the mean mass is calculated by averaging the  $P$  masses predicted by the ref. 14  $m$ - $D$  relationships:

$$\forall n \in [1 \dots N], \bar{m}_n = \bar{m}(D_n) = \frac{1}{P} \sum_{p=1}^P \alpha_p \cdot D_n^{\beta_p} \quad (1)$$

- 2) The mean masses for each size bin from equation (1) ( $\bar{m}_1 \bar{m}_2 \dots \bar{m}_N$ ) are plotted against size in a log-log scale.
- 3) A least square fitting is calculated and the two scalars  $\alpha$  and  $\beta$  are calculated from the slope and intercept of the linear fit.

For Darwin #16 set, we found  $\alpha = 0.0257 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2.569}$  and  $\beta = 2.569$ , hence the power-law based  $m$ - $D$  relationship:

$$m = 0.0257 \cdot D_{eq}^{2.569} \quad (2)$$

Figure 2 shows the discrete mean masses plotted against size in log-log scale, as well as the linear model. The shaded area delineates the minimum and maximum mass values found in each bin and illustrates the variability in mass that results from the 1051 different  $m$ - $D$  relationships established dynamically by the original power law technique.

### B. Inverse Problem Approach

The second method (henceforth Method B) assumes that particles in a PSD bin can be approximated by a "reference mass". As a result,  $N$  unknown independent masses have to be retrieved. This is done by setting a linear system of equations that relates these masses to in-situ measurements, as formally written in the matrix equation (3):

$$PSD \cdot m = IWC \quad (3)$$

where:

$PSD$  is a  $N \times P$  matrix in which 5-second average PSDs are vertically concatenated,  
 $m = (m_1 \ m_2 \ \dots \ m_N)^T$  is the vector of  $N$  reference masses to be retrieved. They are in ascending order such that  $m_1$  and  $m_N$  are the reference masses of the first (smallest particles with  $D_{eq} = 15 \pm 5 \ \mu\text{m}$ ) and last bin (largest particles with  $D_{eq} = 12\ 800 \pm 50 \ \mu\text{m}$ ), respectively,  
 $IWC$  is the vector of  $P$  5-second average IWC values measured by the IKP-2 reference instrument.

As detailed in ref. 15, the retrieval process consists of solving the inverse problem by minimizing a composite criterion:

$$J(m) = \|PSD \cdot m - IWC\|^2 + \lambda \cdot R(m) \quad (4)$$

where:

$\lambda$  is a regularization parameter  
 $R(m)$  is a regularization term

In summary, both methods take PSD and IWC in-situ measurements as input but use them in a different manner. In the first method, the power law approach relates mass and diameter with an equation,  $m = 0.0257 \cdot D^{2.569}$ , where coefficients are derived by averaging the explicit  $m$ - $D$  power law relationships retrieved dynamically along the flight path as per ref. 14, but the mass as a function of size must vary according to the power law. In the inverse problem approach, a vector of independent size-resolved reference masses is produced, which is not dependent on any fixed relationship such as a power law. This vector is computed by solving a system of linear equations written from a set of several data points considered all at once.

## IV. Results and Discussion

### A. Ice particle mass and IWC retrieval

In Fig. 3 the particle masses retrieved with the two methods are plotted against size on a log-log scale. For small particles ( $D_{eq} < 300 \ \mu\text{m}$ ), both methods produce comparable mass values although the slope predicted by Method B is slightly higher. Mass values are almost identical within the  $100 < D_{eq} < 200 \ \mu\text{m}$  size interval. Method B reveals a noticeable transition in the  $300 < D_{eq} < 1300 \ \mu\text{m}$  size range, where the variation of mass with size changes towards what seems to be a second regime for large particles between  $1300 < D_{eq} < 12800 \ \mu\text{m}$ . In this segment, the masses retrieved with Method B are consistently smaller by a factor of 3 than those predicted with Method A. The discontinuity at about  $1300 \ \mu\text{m}$  may be instrumental, due to the switchover from data collected at  $10 \ \mu\text{m}$  resolution (2D-S) to  $100 \ \mu\text{m}$  resolution (PIP). The quality of the mass retrieval can be indirectly estimated by assessing how IWC values calculated from number PSD and the retrieved masses ( $IWC_{calc}$ ) compare to the reference IWC values measured by the IKP-2 instrument. To do so, the ratio of calculated to measured IWC values is computed for each 5-sec data point and its frequency distribution is plotted in Fig. 4.

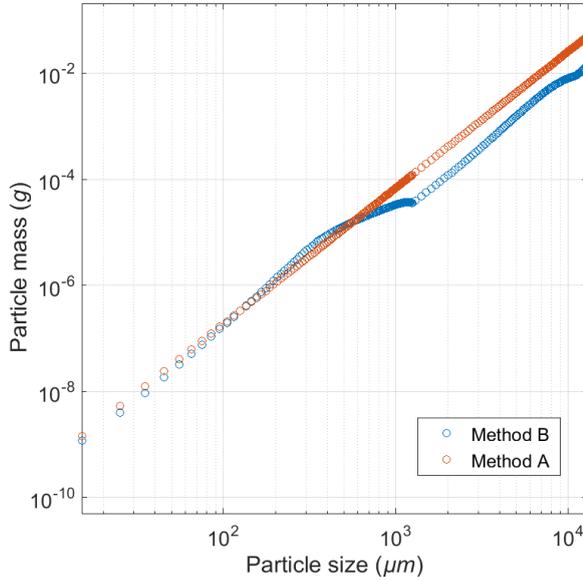


Figure 3. Particle mass against size.

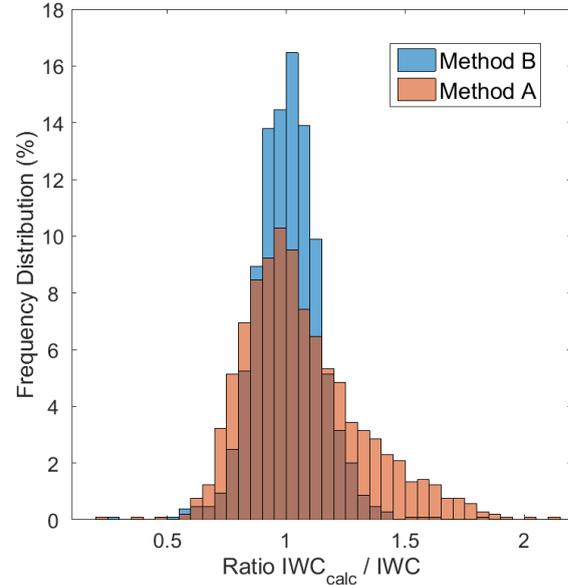


Figure 4. Accuracy of the IWC reconstruction.

The IWC calculated with Method B demonstrate a much better agreement with the measured IWC as its frequency distribution is narrower. Both Method A and B distributions are centered around unity but Method A yields a slight overestimation of IWC values (the mean of these ratio is 1.07 for Method A). In contrast, this bias is hardly noticeable in Method B (less than 1%). Calculation of the Mean Absolute Percent Error (MAPE), defined in Eq. (5), confirms the superior Method B results for IWC retrieval: the MAPE obtained with Method B (10.5 %) is almost half of that of Method A (19.3 %).

$$MAPE (\%) = \frac{100}{p} \sum_{p=1}^p \frac{|IWC_{calc,p} - IWC_p|}{IWC_p} \quad (5)$$

## B. Effective density

In the context of illustrating Method B's potential improvement in defining properties of natural ice particle populations, perhaps most striking is the comparison of the ice particle effective density retrieved by both methods. The variation of effective density with size, defined as the particle mass divided by the volume of an equivalent diameter sphere, is strongly constrained when a power law is assumed for the  $m$ - $D$  relationship: it can be derived analytically as  $\rho_{eff} = \frac{6\alpha}{\pi} D^{\beta-3}$ .

By searching for independent size-resolved particle masses, the variation of effective density versus size for the Method B formulation is much less constrained because it is not forced to fit within any pre-assumed  $m$ - $D$  relationship. This is clearly illustrated in Fig. 5, where the effective density computed from both methods is plotted against size. Due to the constraints of the  $m$ - $D$  relationship for Method A, its effective density is a regular polynomial curve as expected. Effective density values decrease from  $0.81 \text{ g.cm}^{-3}$  to  $0.044 \text{ g.cm}^{-3}$  as particle size vary from  $15 \mu\text{m}$  to  $12.8 \text{ cm}$ .

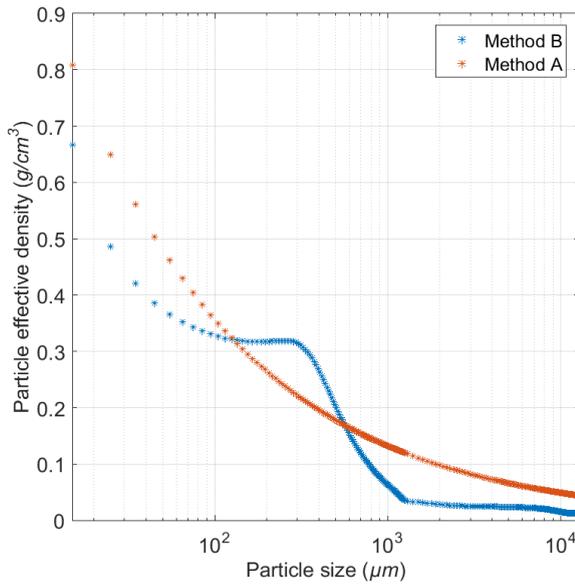


Figure 5. Particle effective density against size

density curve, where quasi-constant values have been found to persist over quite wide size intervals may be more realistic than the regular polynomial curve produced by Method A. As shown in ref. 15, ice particle effective density is mostly controlled by the crystal habits, and effective density curves with plateau-like regimes have been produced with simulated crystal populations composed of different crystal types. Observation of cloud ice particle images reveal that some crystal habits can dominate particular size intervals. Such complexities of true ice crystal populations would be best captured by the less constrained Method B.

### C. Median Mass diameter

The Median Mass Diameter (MMD) is a simple yet useful parameter to describe the microphysical properties of ice particle populations. It is defined as the diameter that splits the cumulative mass distribution in half: half the mass resides in particles with  $D_{eq} < MMD$ , and the other half in particles with  $D_{eq} > MMD$ . The EHWG concluded that cloud particle size may play a role in engine icing, in that smaller ice particles may produce conditions in the engine more conducive to initiating ice accretion. However, this remains a topic of debate due to the perhaps over-riding mechanical breakup of particles in the engine. The new Appendix D envelope contains particle size guidelines that were based on the limited amount of information available at the time of its creation. The flight campaign data will provide more realistic MMD values, computed using the methods described in ref. 14, that may provide superceding values to be used in establishing certification means of compliance. MMD is a key parameter in numerical models<sup>16</sup> and experimental setups used to study ice accretion mechanisms within engine modules. Hence the need for an accurate characterization of the MMD from in-situ measurements. In this section, MMD obtained with the original method of ref. 14 are compared to those retrieved with Methods A and B described above. The three methods used to compute MMDs are again listed below ( $p$  is the sampling point index varying from 1 to  $P = 1051$ ):

- ref. 14 (“Leroy 2016” below):  $MMD_p = f(PSD_p, m = a_p \cdot D^{b_p}, IWC_{calc,p} \approx IWC_p)$
- Method A (adapted from Leroy 2016):  $MMD_p = f(PSD_p, m = 0.0257 \cdot D^{2.569}, IWC_{calc,p})$
- Method B (Inverse Problem approach):  $MMD_p = f(PSD_p, m = (m_1 m_2 \dots m_N), IWC_{calc,p})$

Both Method A and Method B compute the MMD from the cumulative mass distribution. The error diagram given in Fig.4 indicates that for both methods there are some points where the retrieved IWC value significantly differs from the IKP-2 reference value. For these data points, the calculation of MMD would produce results with questionable reliability. Hence the comparison is done on a subset of points for which both methods perform reasonably well: in this section, we only consider data points where the calculated  $IWC_{calc,p}$  values estimated from Method A and Method B mutually match the respective  $IWC_p$  measurements within 20% (632 points out of 1051).

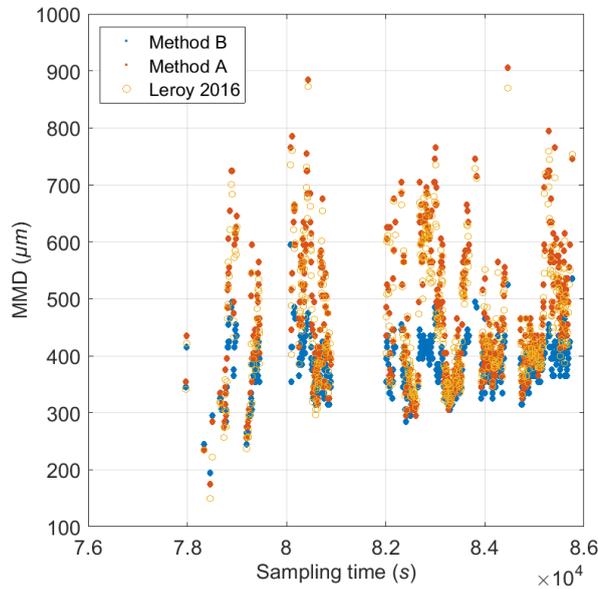


Figure 6. MMD time series

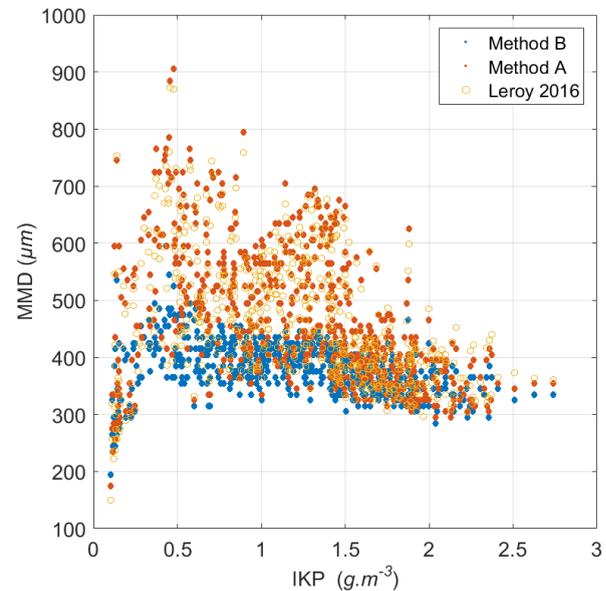


Figure 7. MMD as a function of measured IWC

The time series of Fig. 6 shows the MMD values retrieved along the flight path for Darwin #16. The variations in the MMDs in the plot confirm that all three methods detect considerable variability in ice particle population microphysical properties along the flight path in this oceanic MCS at approximately  $-37^{\circ}\text{C}$ . As indicated in Table 2 (statistical values calculated from the 632 values of MMD retrieved for Darwin #16), MMD calculated with Method A are found to vary between  $175\ \mu\text{m}$  to  $905\ \mu\text{m}$  and those retrieved with Leroy 2016 method vary between  $150\ \mu\text{m}$  and  $873\ \mu\text{m}$ . The range of MMD values retrieved with Method B is somewhat smaller with MMD values ranging from  $195\ \mu\text{m}$  to  $595\ \mu\text{m}$  only. The MMD median and mean values are  $375$  and  $380\ \mu\text{m}$  (Method B) and  $445$  and  $470\ \mu\text{m}$  (Method A), respectively. The median and mean values calculated from the Leroy 2016 method are  $430$  and  $458\ \mu\text{m}$ , lying in between those of methods A and B.

In Fig. 7, MMDs are plotted against the measured IKP-2 IWC. The results from all three methods reveal a general tendency for MMD values to decrease with increasing IWC, as already reported in ref. 8-9. Finally, the MMD retrieved from Method B are plotted against those of Method A in Fig. 8. On average, Method B values are consistently smaller than those of Method A, with amplifying discrepancy as MMD increase. The choice of the mass retrieval method undeniably impacts the MMD values. On the one hand, MMDs calculated with Method B benefit from an effective density versus size relationship that arguably better accounts for ice cloud microphysical properties. On the other hand, MMD calculated with Leroy 2016 are based on dynamically produced  $m$ - $D$  relationships that are not averaged over time, but changes in effective density with size are in practice more limited due to the power law assumption. At this stage, it is hard to state which method yields the most accurate values.

Table 2. Statistical values for the retrieved MMD.

		Statistical values					
		Min	25 <sup>th</sup> percent.	Median	Mean	75 <sup>th</sup> percent.	Max
Method	Leroy 2016	150	379	430	458	534	873
	Method A	175	375	445	470	555	905
	Method B	195	345	375	380	415	595

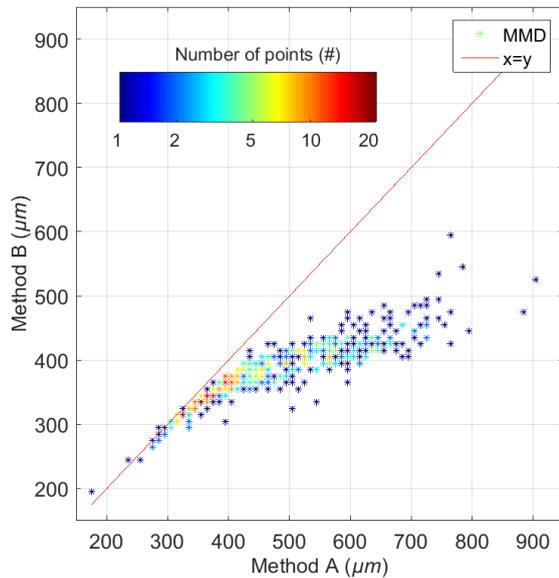


Figure 8. MMD values: comparison between methods A and B

the mass-diameter relationship, an assumption that has been used for decades in the atmospheric sciences, the second method based on the inverse problem formulation leverages optimal use of the in-situ measurements to remove such specific functional constraints. Both methods are tested on data from a single flight in an oceanic MCS with an IWC mean value in excess of  $1.0 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ , sampled during the HAIC/HIWC Darwin-2014 flight campaign. Results reveal significant differences in PSD mass-related quantities retrieved by the two methods. First, the method based on the inverse problem formulation yields a much better agreement between calculated and independently measured IWC values, with the mean absolute percent error of solely 10.5%, compared to 19.3% for the power law based method. Second, the choice of the retrieval method impacts the effective density, an important parameter used in ice accretion and particle trajectory models. Qualitatively the particle effective density with the second method, where there is no pre-determined functional form for density variations, was found to vary with size in a quite irregular manner with complexities not captured by the first method, where a regular polynomial decrease of density with size is imposed. MMD values found from the inverse problem approach are consistently smaller than those produced by the classical power law, with noticeable discrepancy for large MMD values. Further investigations are necessary in order to determine which method produces the more accurate mass spectra and derived MMD values, given their importance in aviation and general atmospheric science applications.

### Acknowledgments

The research leading to these results has received funding from (i) the European Union's Seventh Framework Program in research, technological development and demonstration under grant agreement n°ACP2-GA-2012-314314, (ii) the European Aviation Safety Agency (EASA) Research Program under service contract n° EASA.2013.FC27, and (iii) the Federal Aviation Administration (FAA), Aviation Research Division, and Aviation Weather Division, under agreement CON-I-1301 with the Centre National de la Recherche Scientifique. Funding to support the Darwin flight project was also provided by the NASA Aviation Safety Program, the Boeing Co., and Transport Canada. Additional support was also provided by Airbus SAS Operations, Science Engineering Associates, the Bureau of Meteorology, Environment Canada, the National Research Council of Canada and Universities of Utah and Illinois.

The authors thank the SAFIRE facility for the scientific airborne operations. SAFIRE (<http://www.safire.fr>) is a joint facility of CNRS, Météo-France and CNES dedicated to flying research aircraft. The authors greatly appreciate the provision of rapid-scan visible and infrared MTSAT-1R geostationary satellite data by the Japan Meteorological Agency through an agreement with the Bureau of Meteorology, and the processing and distributing of that data by the Bureau under the direction of R. Potts. The authors also acknowledge L. Nguyen, P. Minnis, and the NASA Langley Research Center team for further post-processing of the satellites images

Ice particle properties are of fundamental importance in understanding the evolution and interactions of the microphysics of clouds. Measurement methods for the characterization of ice particle populations have not been fully developed by the atmospheric research community, and the variation of effective density with size is particularly poorly understood and has received little attention due to the complexity of the problem. This importance to fundamental atmospheric science research, and the key role of MMD values to these recent aviation applications underscores the need for further exploration of the new technique described in this article.

### V. Conclusion

This paper presents a comparison between two techniques used to retrieve ice particle mass spectra and derived quantities from coincident and collocated PSD and independent bulk IWC in-situ measurements. Whereas the first method assumes a power law form for

## References

- <sup>1</sup>Mason, J., W. Strapp, and P. Chow, "The ice particle threat to engines in flight", Proc. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA 2006-206. [Available online at <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2006-206>.], 2006.
- <sup>2</sup>Lawson, L. J. Angus, and A. J. Heymsfield, "Cloud particle measurements in thunderstorm anvils and possible weather threat to aviation", *J. Aircraft*, 35, 113–121, doi:10.2514/2.2268, 1998.
- <sup>3</sup>Mason, J. G., and M. Grzych, "The challenges identifying weather associated with jet engine ice crystal icing", *SAE Tech. Paper* 2011-38-0094, 12 pp., doi:10.4271/2011-38-0094, 2011.
- <sup>4</sup>Grzych, M., and J. Mason, "Weather conditions associated with jet engine power-loss and damage due to ingestion of ice particles: What we've learned through 2009", 14th Conf. on Aviation, Range and Aerospace Meteorology, Atlanta, GA, Amer. Meteor. Soc., 6.8. [Available online at [https://ams.confex.com/ams/90annual/techprogram/paper\\_165923.htm](https://ams.confex.com/ams/90annual/techprogram/paper_165923.htm).], 2010
- <sup>5</sup>Mazzawy, Robert S., and Strapp J. Walter, "Appendix D – An Interim Icing Envelope : High Ice Crystal Concentrations and Glaciated Conditions", *SAE Transactions, Journal of Aerospace*, 116, 634-642, 2007.
- <sup>6</sup>Dezitter, F., A. Grandin, J.-L. Brenguier, F. Hervy, H. Schlager, P. Villedieu, and G. Zalamansky, "HAIC (High Altitude Ice Crystals)". Proc. Fifth AIAA Atmospheric and Space Environments Conf., San Diego, CA, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA 2013-2674. [Available online at <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2013-2674>.], 2013
- <sup>7</sup>Strapp, J. W., G. A. Isaac, A. Korolev, T. Ratvasky, R. Potts, P. May, A. Protat, P. Minnis, A. Ackerman, A. Fridlind, J. Haggerty, and J. Riley, "The High Ice Water Content (HIWC) Study of deep convective clouds: Science and technical plan.", FAA Rep. DOT/FAA/TC-14/31, available at <http://www.tc.faa.gov/its/worldpac/techrpt/tc14-31.pdf>. 105 pps, 2016.
- <sup>8</sup>Leroy, D., E. Fontaine, A. Schwarzenboeck, J.W. Strapp, A. Korolev, G. McFarquhar, R. Dupuy, C. Gourbeyre, L. Lilie, A. Protat, J. Delanoe, F. Dezitter, and A. Grandin, "Ice Crystal Sizes in High Ice Water Content Clouds. Part II: Statistics of Mass Diameter Percentiles in Tropical Convection Observed during the HAIC/HIWC Project", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 34, 117-136, doi: 10.1175/JTECH-D-15-0246.1, 2017.
- <sup>9</sup>Leroy D., P. Coutris, E. Fontaine, A. Schwarzenboeck, J. W. Strapp, L. E. Lilie, A. Korolev, G. McFarquhar, F. Dezitter, and A. Grandin, "HAIC/HIWC field campaigns - Specific findings on ice crystals characteristics in high ice water content cloud regions", 8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, AIAA AVIATION Forum, (AIAA 2016-4056) <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-4056>, 2016.
- <sup>10</sup>Davison, C., J. MacLeod, and J. Strapp, "Naturally aspirating isokinetic total water content probe: Evaporator design and testing", 1st AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, San Antonio, Texas, USA, American Institute of Aeronautics and Astronautics, doi:10.2514/6.2009-3861, 2009.
- <sup>11</sup>Strapp, J. W., L. E. Lilie, T. P. Ratvasky, C. R. Davison, and C. Dumont, "Isokinetic TWC evaporator probe: Development of the IKP2 and performance testing for the HAIC-HAIC Darwin 2014 and Cayenne field campaigns", 8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, Washington, D.C., USA, American Institute of Aeronautics and Astronautics, doi:10.2514/6.2016-4059, 2016.
- <sup>12</sup>Lawson, R. P., D. O'Connor, P. Zmarzly, K. Weaver, B. Baker, Q. Mo, and H. Jonsson, "The 2D-S (Stereo) Probe: Design and Preliminary Tests of a New Airborne, High-Speed, High-Resolution Particle Imaging Probe", *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 23, pp. 1462–1477, doi:10.1175/JTECH1927.1, 2006.
- <sup>13</sup>Baumgardner, D., and Coauthors, "Airborne instruments to measure atmospheric aerosol particles, clouds and radiation: A cook's tour of mature and emerging technology" *Atmospheric Research*, Vol. 102, Oct. 2011, pp. 10-29, doi:10.1016/j.atmosres.2011.06.021.
- <sup>14</sup>Leroy D., E. Fontaine, A. Schwarzenboeck, and J. Strapp, "Ice Crystal Sizes in High Ice Water Content Clouds. Part I: On the Computation of Median Mass Diameter from In Situ Measurements", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 33, 2461–2476, doi: 10.1175/JTECH-D-15-0151.1, 2016.
- <sup>15</sup>Coutris P., D. Leroy, E. Fontaine and A. Schwarzenboeck, "An inverse problem approach for the retrieval of ice particle mass from in-situ measurements", Submitted to *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 2017
- <sup>16</sup>Trontin P., G. Blanchard, and P. Villedieu "A comprehensive numerical model for mixed phase and glaciated icing conditions", In 8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, Washington, DC, 13-17 June 2016. Paper AIAA2016-3742, 2016.



# Liste des abréviations

<b>ATBD</b>	<b>Algorithm Theoretical Basis Document</b>
<b>BWV</b>	<b>Background Water Vapor</b>
<b>CNRS</b>	<b>Centre National de la Recherche Scientifique</b>
<b>CPI</b>	<b>Cloud Particule Imager</b>
<b>CRM</b>	<b>Cloud Resolving Model</b>
<b>DESCAM</b>	<b>DEtailed SCAvenging Model</b>
<b>DPR</b>	<b>Dual-frequency Precipitation Radar</b>
<b>DSD</b>	<b>Droplet Size Distribution</b>
<b>EASA</b>	<b>European Aviation Safety Agency</b>
<b>FAA</b>	<b>Federal Aviation Agency</b>
<b>GCM</b>	<b>General Circulation Model</b>
<b>GPM</b>	<b>Global Precipitation Measurement</b>
<b>HAIC</b>	<b>High Altitude Ice Crystals</b>
<b>HIWC</b>	<b>High Ice Water Content</b>
<b>IKP</b>	<b>IsoKinetic evaporator Probe</b>
<b>ISS</b>	<b>International Space Station</b>
<b>IWC</b>	<b>Ice Water Content</b>
<b>LaMP</b>	<b>Laboratoire de Météorologie Physique</b>
<b>LWC</b>	<b>Liquid Water Content</b>
<b>MCC</b>	<b>Mesoscale Convective Complex</b>
<b>MCS</b>	<b>Mesoscale Convective System</b>
<b>MMD</b>	<b>Median Mass Diameter</b>
<b>MTSAT</b>	<b>Multifunctional Transport SATellite</b>
<b>NASA</b>	<b>National Aeronautics and Space Administration</b>
<b>OAP</b>	<b>Optical Array Probe</b>
<b>OMM</b>	<b>Organisation Météorologique Mondiale</b>
<b>ONERA</b>	<b>Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales</b>
<b>PIP</b>	<b>Precipitation Imaging Probe</b>
<b>PMA</b>	<b>Plateforme de Mesure Aéroportée</b>
<b>PSD</b>	<b>Particule Size Distribution</b>
<b>RASTA</b>	<b>Radar Aéroporté et Sol de Télédétection des propriétés nuAgeuses</b>
<b>RH</b>	<b>Relative Humidity</b>
<b>SAFIRE</b>	<b>Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement</b>
<b>TRMM</b>	<b>Tropical Rainfall Measuring Mission</b>
<b>TWC</b>	<b>Total Water Content</b>
<b>WRF</b>	<b>Weather Reasearch andForecast</b>
<b>2D-S</b>	<b>2D Stereo Probe</b>



# Table des figures

1	Illustration des 10 genres de nuages identifiés dans l'Atlas International des Nuages publié par l'Organisation Mondiale de la Météorologie. Ac : Altocumulus, As : Altostratus, Cb : Cumulonimbus, Cc : cirrocumulus, Ci : Cirrus, Cu : Cumulus, Cs : Cirrostratus, Ns : Nimbostratus, Sc : Stratocumulus, St : Stratus. . . . .	1
2	Classification des types morphologiques de cristaux de glace (MAGONO et LEE, 1966) . . . . .	5
1.1	Photographie d'un <i>cumulonimbus capillatus incus</i> (avec la permission de Don Fogg) . . . . .	10
1.2	MCS photographié au dessus de l'Afrique de l'Ouest depuis la station ISS. . . . .	11
1.3	Structure interne d'un MCS : zones convectives/stratiformes, organisation méso-échelle et principe de l'ascension en couche d'une masse d'air instable (extrait de HOUZE, 2004) . . . . .	13
1.4	Modèle conceptuel d'un MCS multicellulaire dans lequel les cellules convectives sont vues comme des fontaines à particules. La formation des particules se fait au sein de la cellule convective : les particules les plus grosses (e.g. grêlons) précipitent à l'intérieur de la cellule alors que les particules les plus légères (cristaux faiblement givrés, agrégats) sont transportées hors de la cellule dans l'enclume (extrait de YUTER et HOUZE, 1995) . . . . .	14
1.5	Nucléation homogène et hétérogène : principes physiques (extrait de HEYMSFIELD et al., 2016) . . . . .	16
1.6	Mécanismes de production de glace secondaire (extrait de FIELD et al., 2016) . . . . .	16
1.7	Photographies de cristaux produits par déposition de vapeur en laboratoire sous différentes conditions thermodynamiques (avec la permission de K. Libbrecht <i>Snow Crystal</i> ) . . . . .	17
1.8	Croissance par déposition de vapeur : diagramme des types morphologiques en fonction de la température et de la sursaturation (extrait de BAILEY et HALLETT, 2009) . . . . .	18
1.9	Régimes de croissance des particules polycristallines en dessous de $-20^{\circ}\text{C}$ (extrait de BAILEY et HALLETT, 2009) . . . . .	19
1.10	Agrégation en chaîne, observée dans l'enclume fortement électriée du MCS « Hector ». L'échelle n'est pas constante : le plus petit agrégat mesure $335\ \mu\text{m}$ (à gauche sur la ligne du bas) et le plus grand mesure $721\ \mu\text{m}$ (à droite sur la première ligne) (extrait de CONNOLLY et al., 2006) . . . . .	20
1.11	Efficacité d'agrégation mesurée en laboratoire pour $-30^{\circ}\text{C} < T < -5^{\circ}\text{C}$ (extrait de CONNOLLY et al., 2012) . . . . .	21
1.12	Accrétion de glace à la surface d'un cristal hexagonal à large branche . . . . .	22
1.13	Relations $m - D$ utilisées dans le modèle P3. Se référer au texte pour l'explication des abréviations. (extrait de MORRISON et MILBRANDT, 2014) . . . . .	29
1.14	Sites préférentiels d'accrétion du givre à l'intérieur d'un turboréacteur (MASON, 2007) . . . . .	34
1.15	Classification des systèmes convectifs propices aux incidents réacteurs selon quatre catégories : cellule isolée, orage multicellulaire, MCS et système tropical (extrait de GRZYCH et MASON, 2010) 36	36
1.16	Localisation des 162 incidents répertoriés dans la base Boeing sur le globe. Les cercles colorés indiquent les lieux d'incidents et les trois étoiles montrent les sites de bases de campagnes aéroportées réalisées dans le cadre de la collaboration HAIC-HIWC (extrait de BRAVIN et al., 2015) . . . . .	36
1.17	Identification des zones particulières d'un MCS à partir d'images satellite. <i>EL</i> note le niveau d'équilibre convectif (extrait de GRZYCH et al., 2015) . . . . .	37

2.1	Stratégies d'échantillonnage définies pour les campagnes HAIC-HIWC. Sur les images satellite (à gauche) la température de brillance infrarouge du MCS est coloriée selon GRZYCH et al. (2015) (voir discussion relative à la figure 1.17). La trajectoire idéale est tracée en rouge. La figure de droite est une coupe verticale idéalisée montrant le positionnement de l'avion par rapport aux cellules (zones oranges et rouges) (adapté de STRAPP et al., 2016b)). . . . .	42
2.2	Trajectoires de vol du Falcon F20 durant les campagnes du projet HAIC-HIWC montrant la prédominance de l'échantillonnage de systèmes se formant au dessus des océans. (courtesy of Steve Harrah, NASA Langley Research Center) . . . . .	44
2.3	Distribution statistique du jeu de données HAIC en fonction de la température et du contenu en glace . . . . .	45
2.4	Configuration instrumentale du F20. Les abréviations sont définies dans le texte. (extrait de STRAPP et al., 2018, courtesy of Tom Ratvasky, NASA Glenn Research Center) . . . . .	48
2.5	2D-S : détail des bras orthogonaux équipés d'embout anti-fragmentation (extrait de LAWSON, 2011) . . . . .	49
2.6	Principe de fonction d'une sonde OAP. Les notations sont expliquées dans le texte . . . . .	50
2.7	IKP-2 : instrument utilisé pour la mesure du contenu en glace . . . . .	51
2.8	Calcul de paramètres géométriques à partir de l'image 2D d'une sonde OAP (extrait de LEROY et al., 2016b) . . . . .	52
2.9	Comparaison entre $D_{eq}$ et $D_{max}$ sur une population de cristaux synthétiques (plaques hexagonales de rapport $c/a = 0.2$ . . . . .	54
2.10	Fragmentation des hydrométéores à proximité d'une OAP . . . . .	55
2.11	Images 2D-S de particules passant hors du plan focal objet (extrait de LEROY, 2017) . . . . .	56
2.12	Rapport de mélange mesuré par les trois hygromètres du F20 durant le vol Darwin #16 : mise en évidence d'un problème instrumental . . . . .	58
2.13	Différence entre le contenu en vapeur d'eau de l'air saturé par rapport à l'eau liquide et de l'air saturé par rapport à la glace . . . . .	59
2.14	Exemple de biais dans la détermination de la valeur d' $IWC_{IKP}$ lié à l'hypothèse faite sur le degré de saturation de l'air. Les données présentées sont celles du palier à $-10^{\circ}\text{C}$ du vol Cayenne #19 . . . . .	61
2.15	Incertitude instrumentale sur la mesure d'IWC par l'IKP-2 (adapté depuis DAVISON et al., 2016) . . . . .	62
2.16	Mise en évidence des mesures d'IWC aberrantes : exemple du palier à $-24^{\circ}\text{C}$ du vol Darwin #23 . . . . .	63
2.17	Installation du radar RASTA à bord du F20. On distingue dans la carlingue au premier plan les trois antennes orientées vers le bas (avec la permission de Julien Delanoë) . . . . .	65
2.18	Utilisation des données RASTA pour la caractérisation de la dynamique locale : exemple du vol Darwin #16. Les points de mesure microphysiques apparaissent en vert sur la trajectoire du F20 (courbe noire) . . . . .	66
2.19	Positionnement des vols Darwin #12 et #13 dans le cycle de vie de la tempête tropicale. Sur les bandeaux (a-c) : Évolution temporelle des surfaces d'enclume caractérisées par une température de brillance inférieure à un des six seuils différents (entre $-40^{\circ}\text{C}$ et $-90^{\circ}\text{C}$ ). Frise du bas : cinq images MTSAT montrant la température de brillance au sommet du nuage pour illustrer l'évolution spatio-temporelle du système. L'échelle de temps est en heure solaire locale. (adaptée de STRAPP et al., 2016b) . . . . .	69
2.20	Images satellite de la tempête tropicale échantillonnée durant les vols Darwin #12 et #13 . . . . .	70
3.1	Détermination de la masse de cristaux à partir du diamètre de la goutte après fusion (extrait de WEITZEL, 2018) . . . . .	73
3.2	Vue de l'ouverture dans la carlingue du DC-3 instrumenté de l'Université de Chicago pour l'échantillonnage des cristaux (avec la permission de A. Heymsfield) . . . . .	74
3.3	Cristaux synthétiques : morphologie et dimensions caractéristiques. Les codes utilisés pour désigner les type morphologiques sont inspirés de MAGONO et LEE (1966) . . . . .	84
3.4	Distributions en taille moyenne et médiane utilisées pour générer le cas synthétique . . . . .	85

3.5	Répartition moyenne de l'IWC bin par bin . . . . .	87
3.6	Résultats de la restitution des masses discrétisées d'une population de cristaux synthétiques par l'approche « problème inverse » . . . . .	88
3.7	Évaluation de la qualité de la restitution sur cas synthétique : masse volumique effective . . . . .	89
3.8	Répartition moyenne de l'IWC bin par bin . . . . .	90
3.9	Comparaison entre l'approche "loi puissance" (méthode A) et "problème inverse" (méthode B) . . . . .	92
3.10	Masse volumique effective restituée par les méthodes A et B . . . . .	93
3.11	Comparaison des MMD restitués par l'approche « loi puissance » (méthode A) et « problème inverse » (méthode B) . . . . .	95
4.1	Variabilité des PSD : exemple avec 4 PSD collectées à $-30^{\circ}\text{C}$ dans différentes régions de l'enclume Darwin #6. Les séries temporelles précisent les caractéristiques – dynamique (profil de vitesse Doppler verticale), microphysique (IWC) et thermodynamique (température) – observées durant tout le vol . . . . .	99
4.2	Identification automatique de descripteurs quantitatifs des PSD : application de l'analyse automatique aux PSD A et D de la figure précédente . . . . .	100
4.3	Structure horizontale et verticale des MCS Darwin #6 et Darwin #9 lors du palier à $-30^{\circ}\text{C}$ . . . . .	103
4.4	Distribution statistique de la pente $P_2$ pour les segments à $-30^{\circ}\text{C}$ des vols Darwin #6 et #9 . . . . .	105
4.5	Variation du paramètre microphysique $P_2$ en fonction du paramètre dynamique ( $V_{z_{4km}}$ sur les paliers à $-50^{\circ}\text{C}$ , $-40^{\circ}\text{C}$ et $-30^{\circ}\text{C}$ de la campagne Darwin-2014. La zone ombrée verticale indique la plage de vitesses Doppler verticales typiquement mesurées dans les zones stratiformes ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$ ), dominées par la vitesse de chute des hydrométéores. La zone ombrée horizontale démarque la transition qui sépare les PSD de type A ( $P_2 < -0.5$ ) des PSD de type D ( $P_2 > 0.5$ ), les PSD intermédiaires de type B et C étant situées dans la zone ombrée. . . . .	106
4.6	Variation du paramètre microphysique $S_{1300}$ en fonction du paramètre dynamique ( $V_{z_{4km}}$ ) sur les paliers à $-50^{\circ}\text{C}$ , $-40^{\circ}\text{C}$ et $-30^{\circ}\text{C}$ de la campagne Darwin-2014. La zone ombrée verticale indique la plage de vitesses Doppler verticales typiquement mesurées dans les zones stratiformes ( $-2 \leq V_{z_{4km}} \leq 0$ ), dominées par la vitesse de chute des hydrométéores . . . . .	107
4.7	Variation de $P_{agg1}$ en fonction de Vz durant Darwin #16, colorée en fonction de la valeur d'IWC) 110	110
4.8	PSD médianes observées dans les zones convectives (courbe rouge) et stratiforme (bleue) après tri des PSD en fonction de la vitesse Doppler verticale (Vz) . . . . .	111
4.9	Images enregistrées par la 2D-S durant le vol Darwin #16 à $t = 78\,840\text{ s}$ , dans une région stratiforme . . . . .	112
4.10	Etude du vieillissement de l'enclume du MCS #16 entre 20h39 et 22h39 UTC : la zone cirriforme morcellée (zone 1) apparait en magenta et la zone stratiforme (zone 2) est en bleue . . . . .	114
4.11	Évolution de la vitesse Doppler verticale, du rapport de mélange et des distributions de tailles entre zone cirriforme (zone 1) et zone stratiforme (zone 2) durant le vol Darwin #16 . . . . .	115
4.12	Exemple de <i>bullet rosettes</i> échantillonnées à $-40^{\circ}\text{C}$ dans une zone cirriforme de l'enclume d'un MCS (la barre verticale représente environ $1280\ \mu\text{m}$ ) . . . . .	116
4.13	Vieillessement de l'enclume du MCS Darwin #16 illustré à l'aide de descripteurs microphysiques (pentes $P_2$ , $P_{agg1}$ et IWC . . . . .	118
4.14	Sélection d'images enregistrées par la 2D-S lors du vol Darwin #13 (à gauche) et Darwin #16 (à droite). La barre verticale séparant les images mesure $1280\ \mu\text{m}$ . (préparée par D. Leroy) . . . . .	121
4.15	Images satellites du MCS échantillonné durant Darwin #12 . . . . .	123
4.16	Images satellites du MCS échantillonné durant Darwin #13 . . . . .	124
4.17	Distribution statistique des valeurs d'IWC mesurées durant le vol Darwin #13 . . . . .	125
4.18	Profil vertical de la vitesse Doppler verticale mesurée le long de la trajectoire par le radar RASTA durant les vols Darwin #12, #13 et #16 . . . . .	126
4.19	PSD et restitutions $\rho_{eff} - D$ pour les paliers à $-40^{\circ}\text{C}$ des vols Darwin #12 (couleur rouge), Darwin #13 (couleur verte) et Darwin #16 (couleur violette). . . . .	127

4.20	Comparaison entre $IWC_{IKP}$ mesuré (en abscisse) et $IWC_{calc}$ calculé. <i>Restitution</i> désigne le jeu données utilisé pour déterminer la relation $\rho_{eff} - D$ . <i>Application</i> désigne les PSD auxquelles est appliquée la relation $\rho_{eff} - D$ pour calculer $IWC_{calc}$ . La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés (un seul palier à 236.1 K sur le vol Darwin #16). La droite rouge indique la courbe $x = y$ . Les grandeurs statistiques (MPE et MAPE) sont décrites dans le texte . . . . .	129
4.21	Restitution pour les paliers à $-30^{\circ}\text{C}$ des vols Darwin #12 (couleur rouge), Darwin #13 (couleur verte). . . . .	131
4.22	Relation $\rho_{eff,th} - D$ calculée à partir de la masse théorique de <i>capped columns</i> synthétiques. . . . .	133
4.23	Variation du MMD en fonction de l'IWC mesuré pour les points des vols Darwin #12 et #13 . . . . .	134
4.24	Agrégats observés à $-40^{\circ}\text{C}$ et $-30^{\circ}\text{C}$ durant le vol Darwin #7 : échantillons d'images PIP. . . . .	136
4.25	Structure horizontale et verticale du MCS échantillonné durant Darwin #7 . . . . .	137
4.26	Propriétés des PSD mesurées à $-40^{\circ}\text{C}$ et $-30^{\circ}\text{C}$ durant Darwin #7 . . . . .	138
4.27	Masse volumique effective des agrégats : restitution pour les paliers à $-40^{\circ}\text{C}$ (couleur bleue) et $-30^{\circ}\text{C}$ (couleur verte) du vol Darwin#7. La courbe noire (symboles '+') est la relation de BROWN et FRANCIS (1995) (voir texte) . . . . .	139
4.28	Images satellites du MCS échantillonné et profil de vitesse Doppler verticale pour le vol Darwin #6 . . . . .	142
4.29	Échantillon d'images de cristaux observé à 22h13 durant le vol Darwin #6. Les barres verticales représentent 1,28 mm . . . . .	142
4.30	Restitution pour le palier à $-50^{\circ}\text{C}$ de Darwin #6 . . . . .	143
4.31	Hygrométrie durant le palier à $-50^{\circ}\text{C}$ de Darwin #6. $r_{sat,ice}$ et $r_{sat,liq}$ sont les rapports de mélange à saturation par rapport à la glace et l'eau liquide calculés à partir de l'équation 2.2. Les valeurs d'IWC mesurées (symboles '*') sont en $\text{g}/\text{m}^3$ . . . . .	144
4.32	Images satellites du MCS échantillonné et profil de vitesse Doppler verticale pour le vol Darwin #8 . . . . .	144
4.33	Restitution pour le palier à $-50^{\circ}\text{C}$ de Darwin #8 . . . . .	145
4.34	Images satellites du MCS échantillonné et profil de vitesse Doppler verticale pour le vol Darwin #19 . . . . .	146
4.35	Restitution pour le palier à $-50^{\circ}\text{C}$ de Darwin #19 . . . . .	146
4.36	Images satellites du MCS échantillonné et profil vertical de vitesse Doppler mesuré sur le palier à $-50^{\circ}\text{C}$ du vol Darwin #10. 22h19 correspond à l'heure à laquelle le F20 est à mi-palier . . . . .	148
4.37	Distributions de tailles et distribution statistique des vitesses de chute des hydrométéores observés durant le palier $-50^{\circ}\text{C}$ des vols Darwin #6, #8, #10 et #19 . . . . .	149
4.38	Comparaison des courbes en L des vols Darwin #10 et #19 à $-50^{\circ}\text{C}$ . . . . .	150
4.39	Restitution pour le palier à $-50^{\circ}\text{C}$ de Darwin #10 . . . . .	151
4.40	Prédiction de l'IWC sur les vols Darwin #6, #8 et #19 à partir de la relation $\rho_{eff} - D$ restituée sur Darwin #10 . . . . .	151
4.41	Images de graupels atmosphériques . . . . .	152
4.42	Restitution $\rho_{eff} - D$ et IWC pour les deux vols de référence : palier à $-10^{\circ}\text{C}$ du vol Cayenne #19 (en orange) et palier à $-40^{\circ}\text{C}$ du vol Darwin #16 (en bleu) . . . . .	157
4.43	Comparaison entre $IWC_{IKP}$ mesuré (en abscisse) et $IWC_{calc}$ calculé à partir de la relation $\rho_{eff,D16} - D$ restituée depuis Darwin #16. La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés. La droite rouge indique la courbe $x = y$ . . . . .	158
4.44	Cayenne #18 : estimation de $IWC_{calc}$ à partir de la relation $\rho_{eff,D16} - D$ . . . . .	159
4.45	Comparaison entre $IWC_{IKP}$ mesuré (en abscisse) et $IWC_{calc}$ calculé à partir de la relation $\rho_{eff,D16} - D$ restituée depuis Darwin #16 pour les cinq paliers de températures cibles du projet HAIC. La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés. La droite rouge indique la courbe $x = y$ . L'erreur relative moyenne est indiquée par MPE (en %). . . . .	160

4.46	Comparaison entre $IWC_{IKP}$ mesuré (en abscisse) et $IWC_{calc}$ calculé à partir de la relation $\rho_{eff,C19} - D$ restituée depuis Cayenne #19 pour les cinq paliers de températures cibles du projet HAIC. La couleur représente la température à laquelle les points sont échantillonnés. La droite rouge indique la courbe $x = y$ . L'erreur relative moyenne est indiquée par MPE (en %). . . . .	161
4.47	Cayenne #19 : estimation de l'IWC à partir de la relation $\rho_{eff,D16} - D$ établie à 236,1 °C . . . . .	164
4.48	Darwin #10 : estimation de l'IWC à partir de la relation $\rho_{eff,D16} - D$ et mise en évidence d'un problème instrumental . . . . .	164
4.49	Relations $\rho_{eff} - D$ restituées pour les paliers à -40 °C du tableau 4.7 . . . . .	167
4.50	Relations $\rho_{eff} - D$ restituées pour les paliers à -30 °C du tableau 4.8 . . . . .	169
4.51	Relations $\rho_{eff} - D$ restituées pour les paliers à -10 °C du tableau 4.9 . . . . .	170
4.52	Effet température mis en évidence par les relations $\rho_{eff} - D$ moyennes restituées à -50 °C (violet), -40 °C (bleu), -30 °C (vert) et -10 °C (rouge). . . . .	172
4.53	Dépendance des propriétés massiques à la température : relations $\rho_{eff} - D$ publiées dans la littérature : ERFANI et MITCHELL, 2016 (noté EF16, symboles '+') et SCHMITT et HEYMSFIELD, 2010 (noté SH20, symboles '□'). . . . .	174



# Liste des tableaux

1.1	Valeurs de masse volumique effective retenues pour chacune des 10 catégories du schéma 10-ICE (adapté de STRAKA et MANSELL, 2005)	28
2.1	Campagnes aéroportées ciblant la phase glace en environnement convectif antérieures à la collaboration HAIC-HIWC (liste non exhaustive)	40
2.2	Caractéristiques des systèmes nuageux échantillonnés durant la campagne Darwin-2014. Dernière colonne : $\mu, \sigma$ : moyenne et écart-type des hauteurs du sommet évaluées à chaque point du vol	46
2.3	Caractéristiques des systèmes nuageux échantillonnés durant la campagne Cayenne-2015. Dernière colonne : $\mu, \sigma$ : moyenne et écart-type des hauteurs du sommet évaluées à chaque point du vol	47
2.4	Liste des instruments embarqués sur le Falcon 20 durant les campagnes HAIC-HIWC	49
2.5	Hygromètres utilisés pour la mesure de l'humidité de l'air	58
3.1	Cas synthétique : loi de composition des cristaux. Les codes utilisés sont présentés à la figure 3.3 et décrits dans le texte	86
3.2	Statistiques sur les MMD (en $\mu\text{m}$ ) restitués par trois méthodes à partir des données du vol Darwin #16.	94
4.1	Segments de la PSD sur lesquels une pente est calculée (modélisation loi puissance).	101
4.2	Données utilisées pour la restitution des masses des cristaux croissant par déposition de vapeur : observations à $-40^\circ\text{C}$ et à $-30^\circ\text{C}$	122
4.3	Statistiques sur les MMD restitués en appliquant la méthode de restitution développée dans cette thèse aux paliers $-30^\circ\text{C}$ et $-40^\circ\text{C}$ des vols Darwin #12 et #13 (en $\mu\text{m}$ )	134
4.4	Données utilisées pour la restitution de la masse des agrégats observés à $-40^\circ\text{C}$ et $-30^\circ\text{C}$ durant le vol Darwin #7	137
4.5	Panels de points sélectionnés pour la restitution de $\rho_{eff} - D$ à $-50^\circ\text{C}$	141
4.6	Panels de points sélectionnés pour établir deux relations $\rho_{eff} - D$ de référence	156
4.7	Panels de points sélectionnés pour la restitution de $\rho_{eff} - D$ à $-40^\circ\text{C}$	166
4.8	Panels de points sélectionnés pour la restitution de $\rho_{eff} - D$ à $-30^\circ\text{C}$	166
4.9	Panels de points sélectionnés pour la restitution de $\rho_{eff} - D$ à $-10^\circ\text{C}$	168
4.10	Panels de points sélectionnés pour les restitutions de $\rho_{eff} - D$ aux quatre paliers ciblés dans les campagnes HAIC-HIWC	171



# Bibliographie

- ACKERMAN, T. P., K.-N. LIOU, F. P. J. VALERO et L. PFISTER (mai 1988). « Heating Rates in Tropical Anvils ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 45.10, p. 1606-1623. DOI : 10.1175/1520-0469(1988)045<1606:HRITA>2.0.CO;2 (cf. p. 26).
- BAILEY, M. P. et J. HALLETT (fév. 2002). « Nucleation effects on the habit of vapour grown ice crystals from  $-18$  to  $-42^{\circ}\text{C}$  ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 128.583, p. 1461-1483. DOI : 10.1002/qj.200212858304 (cf. p. 15, 16).
- (mar. 2004). « Growth Rates and Habits of Ice Crystals between  $-20^{\circ}$  and  $-70^{\circ}\text{C}$  ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 61.5, p. 514-544. DOI : 10.1175/1520-0469(2004)061<0514:GRAHOI>2.0.CO;2 (cf. p. 15, 16).
- (sept. 2009). « A Comprehensive Habit Diagram for Atmospheric Ice Crystals : Confirmation from the Laboratory, AIRS II, and Other Field Studies ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 66.9, p. 2888-2899. DOI : 10.1175/2009JAS2883.1 (cf. p. 16, 18, 19, 119, 132).
- BAKER, B. et R. P. LAWSON (sept. 2006). « Improvement in Determination of Ice Water Content from Two-Dimensional Particle Imagery. Part I : Image-to-Mass Relationships ». Dans : *J. Appl. Meteor. Climatol.* 45.9, p. 1282-1290. DOI : 10.1175/JAM2398.1 (cf. p. 23, 53, 75, 77).
- BANSEMER, A. (2018). « A Multi-Instrument Comparison of Small Ice Particle Size Distributions Measured from Aircraft ». Poster présenté à la AMS 15th Conference on Cloud Physics, 8-13 July 2018, Vancouver, BC, CANADA (cf. p. 102).
- BAUMGARDNER, D., J. L. BRENGUIER, A. BUCHOLTZ, H. COE, P. DEMOTT, T. J. GARRETT, J. F. GAYET, M. HERMANN, A. HEYMSFIELD, A. KOROLEV, M. KRÄMER, A. PETZOLD, W. STRAPP, P. PILEWSKIE, J. TAYLOR, C. TWOHY, M. WENDISCH, W. BACHALO et P. CHUANG (oct. 2011). « Airborne instruments to measure atmospheric aerosol particles, clouds and radiation : A cook's tour of mature and emerging technology ». Dans : *Atmospheric Research* 102.1-2, p. 10-29. DOI : 10.1016/j.atmosres.2011.06.021 (cf. p. 48, 102).
- BEDKA, K. M. et K. KHLOPENKOV (juin 2016). « A Probabilistic Multispectral Pattern Recognition Method for Detection of Overshooting Cloud Tops Using Passive Satellite Imager Observations ». Dans : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 55.9, p. 1983-2005. DOI : 10.1175/JAMC-D-15-0249.1 (cf. p. 68).
- BENTLEY, W. A. et W. J. HUMPHREYS (1931). *Snow crystals*. Dover Publications New York, 226 p. : (cf. p. 17).
- BOUNIOL, D., J. DELANOE, C. DUROURE, A. PROTAT, V. GIRAUD et G. PENIDE (2010). « Microphysical characterisation of West African MCS anvils ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 136.S1, p. 323-344. DOI : 10.1002/qj.557 (cf. p. 12, 40, 74, 98, 109, 114).
- BRAVIN, M., J. W. STRAPP et J. MASON (juin 2015). *An Investigation into Location and Convective Lifecycle Trends in an Ice Crystal Icing Engine Event Database*. SAE Technical Paper. SAE International. DOI : 10.4271/2015-01-2130 (cf. p. 35, 36).
- BROWN, P. R. A. et P. N. FRANCIS (avr. 1995). « Improved Measurements of the Ice Water Content in Cirrus Using a Total-Water Probe ». Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* 12.2, p. 410-414. DOI : 10.1175/1520-0426(1995)012<0410:IMOTIW>2.0.CO;2 (cf. p. 4, 28-30, 74, 75, 139, 140).

- CAIRO, F., J. P. POMMEREAU, K. S. LAW, H. SCHLAGER, A. GARNIER, F. FIERLI, M. ERN, M. STREIBEL, S. ARABAS, S. BORRMANN, J. J. BERTHELIER, C. BLOM, T. CHRISTENSEN, F. D'AMATO, G. DI DONFRANCESCO, T. DESHLER, A. DIEDHIU, G. DURRY, O. ENGELSEN, F. GOUTAIL, N. R. P. HARRIS, E. R. T. KERSTEL, S. KHAYKIN, P. KONOPKA, A. KYLLING, N. LARSEN, T. LEBEL, X. LIU, A. R. MACKENZIE, J. NIELSEN, A. OULANOWSKI, D. J. PARKER, J. PELON, J. POLCHER, J. A. PYLE, F. RAVEGNANI, E. D. RIVIÈRE, A. D. ROBINSON, T. RÖCKMANN, C. SCHILLER, F. SIMÕES, L. STEFANUTTI, F. STROH, L. SOME, P. SIEGMUND, N. SITNIKOV, J. P. VERNIER, C. M. VOLK, C. VOIGT, M. von HOBE, S. VICIANI et V. YUSHKOV (2010). « An introduction to the SCOUT-AMMA stratospheric aircraft, balloons and sondes campaign in West Africa, August 2006 : rationale and roadmap ». Dans : *Atmospheric Chemistry and Physics* 10.5, p. 2237-2256. DOI : 10.5194/acp-10-2237-2010 (cf. p. 40).
- CANTRELL, W. et A. HEYMSFIELD (juin 2005). « Production of Ice in Tropospheric Clouds : A Review ». Dans : *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 86.6, p. 795-807. DOI : 10.1175/BAMS-86-6-795 (cf. p. 1, 21).
- CETRONE, J. et R. A. HOUZE (jan. 2009). « Anvil clouds of tropical mesoscale convective systems in monsoon regions ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 135.639, p. 305-317. DOI : 10.1002/qj.389 (cf. p. 98).
- CHAUVIN, R. (déc. 2015). « A unified model for aircraft icing phenomena and thermal ice protection systems ». Theses. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) (cf. p. 33).
- CHUEH, C.-C., P. K. WANG et T. HASHINO (jan. 2018). « Numerical Study of Motion of Falling Conical Graupel ». Dans : *Atmospheric Research* 199, p. 82-92. DOI : 10.1016/j.atmosres.2017.09.008 (cf. p. 15).
- CONNOLLY, P. J., C. P. R. SAUNDERS, M. W. GALLAGHER, K. N. BOWER, M. J. FLYNN, T. W. CHOU-LARTON, J. WHITEWAY et R. P. LAWSON (déc. 2006). « Aircraft observations of the influence of electric fields on the aggregation of ice crystals ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 131.608, p. 1695-1712. DOI : 10.1256/qj.03.217 (cf. p. 19, 20, 23, 109, 116).
- CONNOLLY, P. J., C. EMERSIC et P. R. FIELD (fév. 2012). « A laboratory investigation into the aggregation efficiency of small ice crystals ». Dans : *Atmospheric Chemistry and Physics* 12.4, p. 2055-2076. DOI : <https://doi.org/10.5194/acp-12-2055-2012> (cf. p. 20, 21).
- COTTON, R. J., P. R. FIELD, Z. ULANOWSKI, P. H. KAYE, E. HIRST, R. S. GREENAWAY, I. CRAWFORD, J. CROSIER et J. DORSEY (oct. 2013). « The effective density of small ice particles obtained from in situ aircraft observations of mid-latitude cirrus ». en. Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 139.676, p. 1923-1934. DOI : 10.1002/qj.2058 (cf. p. 6, 74, 75, 77).
- COTTON, W. R., G. BRYAN et S. C. v. d. HEEVER (2011). « Chapter 9 - Mesoscale Convective Systems ». Dans : *Storm and Cloud Dynamics*. Sous la dir. de W. COTTON, G. BRYAN et S. v. d. HEEVER. T. 99. International Geophysics. Academic Press, p. 455-526. DOI : 10.1016/S0074-6142(10)09915-8 (cf. p. 11).
- DANIELSEN, E. F. (mai 1993). « In situ evidence of rapid, vertical, irreversible transport of lower tropospheric air into the lower tropical stratosphere by convective cloud turrets and by larger-scale upwelling in tropical cyclones ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 98.D5, p. 8665-8681. DOI : 10.1029/92JD02954 (cf. p. 2).
- DAVIS, C., N. ATKINS, D. BARTELS, L. BOSART, M. CONIGLIO, G. BRYAN, W. COTTON, D. DOWELL, B. JEWETT, R. JOHNS, D. JORGENSEN, J. KNIEVEL, K. KNUPP, W.-C. LEE, G. MCFARQUHAR, J. MOORE, R. PRZYBYLINSKI, R. RAUBER, B. SMULL, R. TRAPP, S. TRIER, R. WAKIMOTO, M. WEISMAN et C. ZIEGLER (2004). « The Bow Echo and MCV Experiment : Observations and Opportunities ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 85.8, p. 1075-1094. DOI : 10.1175/BAMS-85-8-1075 (cf. p. 40).
- DAVISON, C., J. MACLEOD, J. STRAPP et D. BUTTSWORTH (2008). « Isokinetic Total Water Content Probe in a Naturally Aspirating Configuration : Initial Aerodynamic Design and Testing ». Dans : *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics (cf. p. 48, 51).

- DAVISON, C. R., J. W. STRAPP, L. E. LILIE, T. P. RATVASKY et C. DUMONT (2016). « Isokinetic TWC Evaporator Probe : Calculations and Systemic Error Analysis ». Dans : *8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics. DOI : 10 . 2514 / 6 . 2016-4060 (cf. p. 62).
- DELANOË, J. et R. J. HOGAN (avr. 2008). « A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 113. DOI : 10 . 1029 / 2007JD009000 (cf. p. 65).
- DELANOË, J., A. PROTAT, D. BOUNIOL, A. HEYMSFIELD, A. BANSEMER et P. BROWN (2007). « The Characterization of Ice Cloud Properties from Doppler Radar Measurements ». Dans : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46.10, p. 1682-1698. DOI : 10 . 1175 / JAM2543 . 1 (cf. p. 65).
- DELANOE, J. M. E., A. J. HEYMSFIELD, A. PROTAT, A. BANSEMER et R. J. HOGAN (2014). « Normalized particle size distribution for remote sensing application ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 119.7, p. 4204-4227. DOI : 10 . 1002 / 2013JD020700 (cf. p. 30).
- DELANOE, J. et R. J. HOGAN (2010). « Combined CloudSat-CALIPSO-MODIS retrievals of the properties of ice clouds ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 115. DOI : 10 . 1029 / 2009JD012346 (cf. p. 30, 31).
- DELANOE, J., A. PROTAT, J. TESTUD, D. BOUNIOL, A. J. HEYMSFIELD, A. BANSEMER, P. R. A. BROWN et R. M. FORBES (mai 2005). « Statistical properties of the normalized ice particle size distribution ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 110.D10. DOI : 10 . 1029 / 2004JD005405 (cf. p. 102).
- DELANOE, J., A. PROTAT, O. JOURDAN, J. PELON, M. PAPAZZONI, R. DUPUY, J.-F. GAYET et C. JOUAN (2013). « Comparison of Airborne In Situ, Airborne Radar-Lidar, and Spaceborne Radar-Lidar Retrievals of Polar Ice Cloud Properties Sampled during the POLARCAT Campaign ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30.1, p. 57-73. DOI : 10 . 1175 / JTECH - D - 11 - 00200 . 1 (cf. p. 30, 65).
- DEMOMENT, G. et J. IDIER (2010). « Main Approaches to the Regularization of Ill-posed Problems ». Dans : *Bayesian Approach to Inverse Problems*. John Wiley & Sons, Ltd, p. 41-58. DOI : 10 . 1002 / 9780470611197 . ch2 (cf. p. 81).
- DEMOTT, P. J., O. MÖHLER, O. STETZER, G. VALI, Z. LEVIN, M. D. PETTERS, M. MURAKAMI, T. LEISNER, U. BUNDKE, H. KLEIN, Z. A. KANJI, R. COTTON, H. JONES, S. BENZ, M. BRINKMANN, D. RZESANKE, H. SAATHOFF, M. NICOLET, A. SAITO, B. NILLIUS, H. BINGEMER, J. ABBATT, K. ARDON, E. GANOR, D. G. GEORGAKOPOULOS et C. SAUNDERS (août 2011). « Resurgence in Ice Nuclei Measurement Research ». Dans : *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 92.12, p. 1623-1635. DOI : 10 . 1175 / 2011BAMS3119 . 1 (cf. p. 15).
- DEZITTER, F., A. GRANDIN, J.-L. BRENGUIER, F. HERVY, H. SCHLAGER, P. VILLEDIEU et G. ZALAMANSKY (juin 2013). « HAIC - High Altitude Ice Crystals ». Dans : *5th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics (cf. p. 6, 39).
- DUCROCQ, V., I. BRAUD, S. DAVOLIO, R. FERRETTI, C. FLAMANT, A. JANSÁ, N. KALTHOFF, E. RICHARD, I. TAUPIER-LETAGE, P.-A. AYRAL, S. BELAMARI, A. BERNE, M. BORGA, B. BOUDEVILLAIN, O. BOCK, J.-L. BOICHARD, M.-N. BOUIN, O. BOUSQUET, C. BOUVIER, J. CHIGGIATO, D. CIMINI, U. CORSMEIER, L. COPPOLA, P. COCQUEREZ, E. DEFER, J. DELANOE, P. DI GIROLAMO, A. DOERENBECHER, P. DROBINSKI, Y. DUFOURNET, N. FOURRIÉ, J. J. GOURLEY, L. LABATUT, D. LAMBERT, J. LE COZ, F. S. MARZANO, G. MOLINIÉ, A. MONTANI, G. NORD, M. NURET, K. RAMAGE, W. RISON, O. ROUSSOT, F. SAID, A. SCHWARZENBOECK, P. TESTOR, J. VAN BAELEN, B. VINCENDON, M. ARAN et J. TAMAYO (2014). « HyMeX-SOP1 : The Field Campaign Dedicated to Heavy Precipitation and Flash Flooding in the Northwestern Mediterranean ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 95.7, p. 1083-1100. DOI : 10 . 1175 / BAMS - D - 12 - 00244 . 1 (cf. p. 40).
- ERFANI, E. et D. L. MITCHELL (avr. 2016). « Developing and bounding ice particle mass- and area-dimension expressions for use in atmospheric models and remote sensing ». Dans : *Atmos. Chem. Phys.* 16.7, p. 4379-4400. DOI : 10 . 5194 / acp - 16 - 4379 - 2016 (cf. p. 77, 79, 155, 173, 174).

- FIELD, P. R., R. P. LAWSON, P. R. A. BROWN, G. LLOYD, C. WESTBROOK, D. MOISSEEV, A. MILTENBERGER, A. NENES, A. BLYTH, T. CHOULARTON, P. CONNOLLY, J. BUEHL, J. CROSIER, Z. CUI, C. DEARDEN, P. DEMOTT, A. FLOSSMANN, A. HEYMSFIELD, Y. HUANG, H. KALESSE, Z. A. KANJI, A. KOROLEV, A. KIRCHGAESSNER, S. LASHER-TRAPP, T. LEISNER, G. MCFARQUHAR, V. PHILLIPS, J. STITH et S. SULLIVAN (nov. 2016). « Secondary Ice Production : Current State of the Science and Recommendations for the Future ». Dans : *Meteorological Monographs* 58, p. 7.1-7.20. DOI : 10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-16-0014.1 (cf. p. 15, 16).
- FIELD, P. R. (jan. 2000). « Bimodal ice spectra in frontal clouds ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 126.563, p. 379-392. DOI : 10.1002/qj.49712656302 (cf. p. 98, 102, 109, 112).
- FIELD, P. R. et A. J. HEYMSFIELD (fév. 2003). « Aggregation and Scaling of Ice Crystal Size Distributions ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 60.3, p. 544-560. DOI : 10.1175/1520-0469(2003)060<0544:AASOIC>2.0.CO;2 (cf. p. 98, 109, 111).
- FINLON, J. A., G. M. MCFARQUHAR, S. W. NESBITT, R. M. RAUBER, H. MORRISON, W. WU et P. ZHANG (2018). « A novel approach to characterize the variability in mass-Dimension relationships : results from MC3E ». Dans : *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions* 2018, p. 1-39. DOI : 10.5194/acp-2018-795 (cf. p. 4).
- FLOSSMANN, A. I. et W. WOBROCK (sept. 2010). « A review of our understanding of the aerosol-cloud interaction from the perspective of a bin resolved cloud scale modelling ». Dans : *Atmospheric Research* 97.4, p. 478-497. DOI : 10.1016/j.atmosres.2010.05.008 (cf. p. 27).
- FONTAINE, E., A. SCHWARZENBOECK, J. DELANOE, W. WOBROCK, D. LEROY, R. DUPUY, C. GOURBEYRE et A. PROTAT (oct. 2014). « Constraining mass-diameter relations from hydrometeor images and cloud radar reflectivities in tropical continental and oceanic convective anvils ». Dans : *Atmos. Chem. Phys.* 14.20, p. 11367-11392. DOI : 10.5194/acp-14-11367-2014 (cf. p. 30, 40, 53, 74-76, 84, 92, 155).
- FONTAINE, E. (2014). « 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 ». 2014CLF22527. Thèse de doct. (cf. p. 53).
- FREY, W., S. BORRMANN, D. KUNKEL, R. WEIGEL, M. de REUS, H. SCHLAGER, A. ROIGER, C. VOIGT, P. HOOR, J. CURTIUS, M. KRÄMER, C. SCHILLER, C. M. VOLK, C. D. HOMAN, F. FIERLI, G. DI DONFRANCESCO, A. ULANOVSKY, F. RAVEGNANI, N. M. SITNIKOV, S. VICIANI, F. D'AMATO, G. N. SHUR, G. V. BELYAEV, K. S. LAW et F. CAIRO (2011). « In situ measurements of tropical cloud properties in the West African Monsoon : upper tropospheric ice clouds, Mesoscale Convective System outflow, and subvisual cirrus ». Dans : *Atmospheric Chemistry and Physics* 11.12, p. 5569-5590. DOI : 10.5194/acp-11-5569-2011 (cf. p. 40, 109).
- FU, Q. (nov. 2007). « A New Parameterization of an Asymmetry Factor of Cirrus Clouds for Climate Models ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 64.11, p. 4140-4150. DOI : 10.1175/2007JAS2289.1 (cf. p. 3, 26).
- FUGAL, J. P., R. A. SHAW, E. W. SAW et A. V. SERGEYEV (nov. 2004). « Airborne digital holographic system for cloud particle measurements ». EN. Dans : *Appl. Opt., AO* 43.32, p. 5987-5995. DOI : 10.1364/AO.43.005987 (cf. p. 102).
- GALLAGHER, M. W., P. J. CONNOLLY, I. CRAWFORD, A. HEYMSFIELD, K. N. BOWER, T. W. CHOULARTON, G. ALLEN, M. J. FLYNN, G. VAUGHAN et J. HACKER (juil. 2012). « Observations and modelling of microphysical variability, aggregation and sedimentation in tropical anvil cirrus outflow regions ». Dans : *Atmos. Chem. Phys.* 12.14, p. 6609-6628. DOI : 10.5194/acp-12-6609-2012 (cf. p. 20, 23, 109, 116, 117, 181).
- GRZYCH, M., T. TRITZ, J. MASON, M. BRAVIN et A. SHARPSTEN (juin 2015). *Studies of Cloud Characteristics Related to Jet Engine Ice Crystal Icing Utilizing Infrared Satellite Imagery*. SAE Technical Paper. SAE International. DOI : 10.4271/2015-01-2086 (cf. p. 35, 37, 42, 43).
- GRZYCH, M. L. et J. MASON (2010). « Weather Conditions Associated with Jet Engine Power-loss and Damage Due to Ingestion of Ice Particles : What We've Learned Through 2009 ». Présentation orale

- donnée à la AMS 14th Conference on Aviation, Range, and Aerospace Meteorology, 16-21 Janvier 2010, Atlanta, GA, USA (cf. p. 35, 36).
- GUÉLIS, T. Vaillant de, A. SCHWARZENBOECK, V. SHCHERBAKOV, C. GOURBEYRE, B. LAURENT, R. DUPUY, P. COUTRIS et C. DUROURE (2018). « Study of the diffraction pattern of cloud particles and respective response of Optical Array Probes ». Dans : *Atmospheric Measurement Techniques Discussions* 2018, p. 1-26. DOI : 10.5194/amt-2018-437 (cf. p. 56, 120).
- HANSEN, P. (déc. 1992). « Analysis of Discrete Ill-Posed Problems by Means of the L-Curve ». Dans : *SIAM Rev.* 34.4, p. 561-580. DOI : 10.1137/1034115 (cf. p. 83).
- HEINRICH, A, R ROSS, G ZUMWALT, J PROVORSE, V PADMANABHAN, J THOMPSON et J RILEY (mar. 1991). *Aircraft Icing Handbook Volume 1 of 3*. Rapp. tech. DOT/FAA/CT-88/8-1. U.S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration Technical Center, p. 386 (cf. p. 33).
- HEYMSFIELD, A. J. et C. D. WESTBROOK (avr. 2010). « Advances in the Estimation of Ice Particle Fall Speeds Using Laboratory and Field Measurements ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 67.8, p. 2469-2482. DOI : 10.1175/2010JAS3379.1 (cf. p. 15, 21, 27).
- HEYMSFIELD, A. (oct. 1972). « Ice Crystal Terminal Velocities ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 29.7, p. 1348-1357. DOI : 10.1175/1520-0469(1972)029<1348:ICTV>2.0.CO;2 (cf. p. 73).
- HEYMSFIELD, A. J. (déc. 1982). « A Comparative Study of the Rates of Development of Potential Graupel and Hail Embryos in High Plains Storms ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 39.12, p. 2867-2897. DOI : 10.1175/1520-0469(1982)039<2867:ACSOTR>2.0.CO;2 (cf. p. 22, 28, 175).
- (nov. 1986). « Ice Particle Evolution in the Anvil of a Severe Thunderstorm during CCOPE ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 43.21, p. 2463-2478. DOI : 10.1175/1520-0469(1986)043<2463:IPEITA>2.0.CO;2 (cf. p. 40, 109).
- (2018). « A Comprehensive Observational Study of Graupel and Hail Terminal Velocity, Mass Flux and Kinetic Energy ». Poster présenté à la AMS 15th Conference on Cloud Physics, 8-13 July 2018, Vancouver, BC, CANADA (cf. p. 15).
- HEYMSFIELD, A. J., S. LEWIS, A. BANSEMER, J. IAQUINTA, L. M. MILOSHEVICH, M. KAJIKAWA, C. TWOHY et M. R. POELLOT (jan. 2002a). « A General Approach for Deriving the Properties of Cirrus and Stratiform Ice Cloud Particles ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 59.1, p. 3-29. DOI : 10.1175/1520-0469(2002)059<0003:AGAFDT>2.0.CO;2 (cf. p. 75).
- HEYMSFIELD, A. J., A. BANSEMER, P. R. FIELD, S. L. DURDEN, J. L. STITH, J. E. DYE, W. HALL et C. A. GRAINGER (déc. 2002b). « Observations and Parameterizations of Particle Size Distributions in Deep Tropical Cirrus and Stratiform Precipitating Clouds : Results from In Situ Observations in TRMM Field Campaigns ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 59.24, p. 3457-3491. DOI : 10.1175/1520-0469(2002)059<3457:OAPOPS>2.0.CO;2 (cf. p. 40, 109).
- HEYMSFIELD, A. J., A. BANSEMER, C. SCHMITT, C. TWOHY et M. R. POELLOT (mai 2004). « Effective Ice Particle Densities Derived from Aircraft Data ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 61.9, p. 982-1003. DOI : 10.1175/1520-0469(2004)061<0982:EIPDDF>2.0.CO;2 (cf. p. 6, 74, 75).
- HEYMSFIELD, A. J., A. BANSEMER et C. H. TWOHY (avr. 2007). « Refinements to Ice Particle Mass Dimensional and Terminal Velocity Relationships for Ice Clouds. Part I : Temperature Dependence ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 64.4, p. 1047-1067. DOI : 10.1175/JAS3890.1 (cf. p. 6, 30, 75, 155).
- HEYMSFIELD, A. J., C. SCHMITT, A. BANSEMER et C. H. TWOHY (mai 2010). « Improved Representation of Ice Particle Masses Based on Observations in Natural Clouds ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 67.10, p. 3303-3318. DOI : 10.1175/2010JAS3507.1 (cf. p. 4, 6, 74, 75, 77).
- HEYMSFIELD, A. J., C. SCHMITT et A. BANSEMER (déc. 2013). « Ice Cloud Particle Size Distributions and Pressure-Dependent Terminal Velocities from In Situ Observations at Temperatures from 0° to 86°C ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 70.12, p. 4123-4154. DOI : 10.1175/JAS-D-12-0124.1 (cf. p. 75).
- HEYMSFIELD, A. J., M. KRÄMER, A. LUEBKE, P. BROWN, D. J. CZICZO, C. FRANKLIN, P. LAWSON, U. LOHMANN, G. MCFARQUHAR, Z. ULANOWSKI et K. VAN TRICHT (nov. 2016). « Cirrus Clouds ».

- Dans : *Meteorological Monographs* 58, p. 2.1-2.26. DOI : 10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-16-0010.1 (cf. p. 15, 16, 26).
- HOBBS, P., S CHANG et J. D. LOCATELLI (1974). *The dimensions and aggregation of ice crystals in natural clouds*. English (cf. p. 20, 109).
- HOGAN, R. J., M. P. MITTERMAIER et A. J. ILLINGWORTH (fév. 2006). « The Retrieval of Ice Water Content from Radar Reflectivity Factor and Temperature and Its Use in Evaluating a Mesoscale Model ». Dans : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 45.2, p. 301-317. DOI : 10.1175/JAM2340.1 (cf. p. 30).
- HOSLER, C. L., D. C. JENSEN et L. GOLDSHLAK (oct. 1957). « On the aggregation of ice crystals to form snow ». Dans : *J. Meteor.* 14.5, p. 415-420. DOI : 10.1175/1520-0469(1957)014<0415:OTAOIC>2.0.CO;2 (cf. p. 20).
- « Chapter 9 Mesoscale Convective Systems » (jan. 1993). Dans : *International Geophysics*. Sous la dir. de R. A. HOUZE. T. 53. Cloud Dynamics. Academic Press, p. 334-404. DOI : 10.1016/S0074-6142(08)62853-3 (cf. p. 11).
- HOUZE, R. A. (déc. 2004). « Mesoscale convective systems ». Dans : *Rev. Geophys.* 42.4, RG4003. DOI : 10.1029/2004RG000150 (cf. p. 2, 9, 11, 13, 22, 25, 98).
- (2018). « 100 Years of Research on Mesoscale Convective Systems ». Dans : *Meteorological Monographs* 59, p. 17.1-17.54. DOI : 10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-18-0001.1 (cf. p. 2, 11).
- HUCKLE, T. et M. SEDLACEK (déc. 2012). « Data Based Regularization Matrices for the Tikhonov-Phillips Regularization ». Dans : *Proc. Appl. Math. Mech.* 12.1, p. 643-644. DOI : 10.1002/pamm.201210310 (cf. p. 81).
- IGUCHI, T., S. SETO, R. MENEGHINI, N. YOSHIDA, J. AWAKA, M. LE, V. CHANDRASEKAR et T. KUBOTA (mar. 2016). *GPM/DPR Level-2 Algorithm Theoretical Basis Document*. Rapp. tech. ATBD. NASA, JAXA (cf. p. 31).
- International Cloud Atlas* (2017) (cf. p. 1).
- JACKSON, R. C., G. M. MCFARQUHAR, A. V. KOROLEV, M. E. EARLE, P. S. K. LIU, R. P. LAWSON, S. BROOKS, M. WOLDE, A. LASKIN et M. FREER (août 2012). « The dependence of ice microphysics on aerosol concentration in arctic mixed-phase stratus clouds during ISDAC and M-PACE ». Dans : *J. Geophys. Res.* 117.D15, p. D15207. DOI : 10.1029/2012JD017668 (cf. p. 74, 77).
- JECK, R. K. (août 1998). *Snow and Ice Particle Sizes and Mass Concentrations at Altitudes Up to 9 km (30,000 ft)*. Rapp. tech. DOT/FAA/AR-97/66. U.S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration, p. 94 (cf. p. 37).
- JENSEN, E. J., P. LAWSON, B. BAKER, B. PILSON, Q. MO, A. J. HEYMSFIELD, A. BANSEMER, T. P. BUI, M. MCGILL, D. HLAVKA, G. HEYMSFIELD, S. PLATNICK, G. T. ARNOLD et S. TANELLI (août 2009). « On the importance of small ice crystals in tropical anvil cirrus ». Dans : *Atmos. Chem. Phys.* 9.15, p. 5519-5537. DOI : 10.5194/acp-9-5519-2009 (cf. p. 55).
- JENSEN, E., D. STARR et O. B. TOON (2004). « Mission investigates tropical cirrus clouds ». Dans : *Eos, Transactions American Geophysical Union* 85.5, p. 45-50. DOI : 10.1029/2004EO050002 (cf. p. 40).
- KAJIKAWA, M. (1972). « Measurement of Falling Velocity of Individual Snow Crystals ». Dans : *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 50.6, p. 577-584. DOI : 10.2151/jmsj1965.50.6\_577 (cf. p. 72).
- KNIGHT, C. A. (avr. 1982). « The Cooperative Convective Precipitation Experiment (CCOPE), 18 May–7 August 1981 ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 63.4, p. 386-398. DOI : 10.1175/1520-0477(1982)063<0386:TCCPEM>2.0.CO;2 (cf. p. 40).
- KNOLLENBERG, R. (1976). *Three New Instruments for Cloud Physics Measurements : The 2-D Spectrometer, the Forward Scattering Spectrometer Probe, and the Active Scattering Aerosol Spectrometer*. American Meteorological Society (cf. p. 73).

- KNOLLENBERG, R. G. (fév. 1970). « The Optical Array : An Alternative to Scattering or Extinction for Airborne Particle Size Determination ». Dans : *Journal of Applied Meteorology* 9.1, p. 86-103. DOI : 10.1175/1520-0450(1970)009<0086:TOAAAT>2.0.CO;2 (cf. p. 73).
- KOROLEV, A. et B. SUSSMAN (août 2000). « A Technique for Habit Classification of Cloud Particles ». Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* 17.8, p. 1048-1057. DOI : 10.1175/1520-0426(2000)017<1048:ATFHCO>2.0.CO;2 (cf. p. 17, 56).
- KOROLEV, A. (mar. 2007). « Reconstruction of the Sizes of Spherical Particles from Their Shadow Images. Part I : Theoretical Considerations ». Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* 24.3, p. 376-389. DOI : 10.1175/JTECH1980.1 (cf. p. 56).
- KOROLEV, A. et G. A. ISAAC (mai 2005). « Shattering during Sampling by OAPs and HVPS. Part I : Snow Particles ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 22.5, p. 528-542. DOI : 10.1175/JTECH1720.1 (cf. p. 55).
- KOROLEV, A., E. EMERY et K. CREELMAN (déc. 2012). « Modification and Tests of Particle Probe Tips to Mitigate Effects of Ice Shattering ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30.4, p. 690-708. DOI : 10.1175/JTECH-D-12-00142.1 (cf. p. 55).
- KOROLEV, A. V. (avr. 2008). « Rates of phase transformations in mixed-phase clouds ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 134.632, p. 595-608. DOI : 10.1002/qj.230 (cf. p. 22, 60).
- KOROLEV, A., G. A. ISAAC et J. HALLETT (mai 1999). *Ice particle habits in Arctic Clouds* (cf. p. 17).
- LAWSON, R. P. (juil. 2011). « Effects of ice particles shattering on the 2D-S probe ». Dans : *Atmos. Meas. Tech.* 4.7, p. 1361-1381. DOI : 10.5194/amt-4-1361-2011 (cf. p. 49, 55, 56).
- LAWSON, R. P., L. J. ANGUS et A. J. HEYMSFIELD (1998). « Cloud Particle Measurements in Thunderstorm Anvils and Possible Weather Threat to Aviation ». Dans : *Journal of Aircraft* 35.1, p. 113-121. DOI : 10.2514/2.2268 (cf. p. 33, 37).
- LAWSON, R. P., D. O'CONNOR, P. ZMARZLY, K. WEAVER, B. BAKER, Q. MO et H. JONSSON (nov. 2006). « The 2D-S (Stereo) Probe : Design and Preliminary Tests of a New Airborne, High-Speed, High-Resolution Particle Imaging Probe ». Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* 23.11, p. 1462-1477. DOI : 10.1175/JTECH1927.1 (cf. p. 48).
- LAWSON, R. P., E. JENSEN, D. L. MITCHELL, B. BAKER, Q. MO et B. PILSON (mai 2010). « Microphysical and radiative properties of tropical clouds investigated in TC4 and NAMMA ». Dans : *J. Geophys. Res.* 115.D10, D00J08. DOI : 10.1029/2009JD013017 (cf. p. 23-25, 40, 51, 98, 110, 112, 116, 171, 181).
- LAWSON, R. P., S. WOODS et H. MORRISON (mar. 2015). « The Microphysics of Ice and Precipitation Development in Tropical Cumulus Clouds ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 72.6, p. 2429-2445. DOI : 10.1175/JAS-D-14-0274.1 (cf. p. 15, 24).
- LEFÈVRE, R. (2007). « Physique de la mesure de la sonde CPI pour la mesure des propriétés des cristaux de glace. Application aux observations réalisées durant la campagne ASTAR 2004 ». Thèse de doct. Université Blaise Pascal (cf. p. 154).
- LEROY, D., E. FONTAINE, A. SCHWARZENBOECK, J. W. STRAPP, A. KOROLEV, G. MCFARQUHAR, R. DUPUY, C. GOURBEYRE, L. LILIE, A. PROTAT, J. DELANOE, F. DEZITTER et A. GRANDIN (nov. 2016a). « Ice crystal sizes in high ice water content clouds. Part 2 : Statistics of Mass Diameter Percentiles in Tropical Convection observed during the HAIC/HIWC project. » Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* DOI : 10.1175/JTECH-D-15-0246.1 (cf. p. 43, 55, 68, 120, 122, 133, 134, 155).
- LEROY, D., E. FONTAINE, A. SCHWARZENBOECK et J. W. STRAPP (2016b). « Ice Crystal Sizes in High Ice Water Content Clouds. Part I : On the Computation of Median Mass Diameter from In Situ Measurements ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 33.11, p. 2461-2476 (cf. p. 52, 74-76, 92, 94, 95).

- LEROY, D. (juin 2007). « Development of a three-dimensional cloud model with detailed warm and cold microphysics - Numerical studies of medium and deep convective clouds ». Theses. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II (cf. p. 27).
- (juil. 2017). *Notice de traitement des données des sondes 2DS et CIP/PIP*. Rapp. tech. v1.0. Laboratoire de Météorologie Physique (cf. p. 51, 56, 57).
- LIBBRECHT, K. G. *Snow Crystal*. <http://www.snowcrystals.com/>. Accessed : 2018-11-21 (cf. p. 17).
- LOCATELLI, J. D. et P. V. HOBBS (mai 1974). « Fall speeds and masses of solid precipitation particles ». Dans : *J. Geophys. Res.* 79.15, p. 2185-2197. DOI : 10.1029/JC079i015p02185 (cf. p. 72, 74, 139, 149, 152, 153).
- MACE, J, E. JENSEN, G. MCFARQUHAR, J. COMSTOCK, T. ACKERMAN, D. MITCHELL, X. LIU et T. GARRETT (oct. 2009). *SPARTICUS : Small Particles in Cirrus Science and Operations Plan*. Rapp. tech. DOE/SC-ARM-10-003. U.S. Department of Energy, Office of Science, Office of Biological et Environmental Research, p. 21 (cf. p. 77, 174).
- MACGORMAN, D. R et W. D RUST (1998). *The electrical nature of storms*. New York : Oxford University Press (cf. p. 3).
- MACKE, A., J. MUELLER et E. RASCHKE (oct. 1996). « Single Scattering Properties of Atmospheric Ice Crystals ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 53.19, p. 2813-2825. DOI : 10.1175/1520-0469(1996)053<2813:SSPOAI>2.0.CO;2 (cf. p. 26).
- MADDOX, R. A. (nov. 1980). « Mesoscale Convective Complexes ». Dans : *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 61.11, p. 1374-1400. DOI : 10.1175/1520-0477(1980)061<1374:MCC>2.0.CO;2 (cf. p. 11).
- MAGONO, C. et C. W. LEE (août 1966). « Meteorological Classification of Natural Snow Crystals ». Dans : *Journal of the Faculty of Science, Hokkaido University. Series 7, Geophysics*, 2.4, p. 321-335 (cf. p. 4, 5, 84, 85).
- MASON, J., W. STRAPP et P. CHOW (2006). « The Ice Particle Threat to Engines in Flight ». Dans : *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics (cf. p. 34, 35).
- MASON, J. G. (2007). *Engine power Loss in ice crystal conditions*. Technical magazine QTR\_04 | 07. Boeing Commercial Airplanes (cf. p. 34).
- MASON, J. G. et M. GRZYCH (juin 2011). *The Challenges Identifying Weather Associated With Jet Engine Ice Crystal Icing*. SAE Technical Paper 2011-38-0094. SAE Technical Paper. DOI : 10.4271/2011-38-0094 (cf. p. 35).
- MCFARQUHAR, G., D BAUMGARDNER, A BANSEMER, J CROSIER, R DUPUY, P. D ROSENBERG, D DELENE, A KOROLEV, J. R FRENCH, C GURGANUS, P LAWSON, A. J HEYMSFIELD, M KRÄMER, C VOIGT, A AFCHINE, Y BOOSE, Y WANG et I HECKMAN (2018). « Results from the 2018 University of British Columbia Workshop on Evaluation of Cloud Probe Processing Software ». Poster présenté à la AMS 15th Conference on Cloud Physics, 8-13 July 2018, Vancouver, BC, CANADA (cf. p. 51).
- MCFARQUHAR, G. M. et A. J. HEYMSFIELD (sept. 1996). « Microphysical Characteristics of Three Anvils Sampled during the Central Equatorial Pacific Experiment ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 53.17, p. 2401-2423. DOI : 10.1175/1520-0469(1996)053<2401:MCOTAS>2.0.CO;2 (cf. p. 40, 109).
- MCFARQUHAR, G. M., M. S. TIMLIN, R. M. RAUBER, B. F. JEWETT, J. A. GRIM et D. P. JORGENSEN (oct. 2007). « Vertical Variability of Cloud Hydrometeors in the Stratiform Region of Mesoscale Convective Systems and Bow Echoes ». Dans : *Mon. Wea. Rev.* 135.10, p. 3405-3428. DOI : 10.1175/MWR3444.1 (cf. p. 40, 74).
- MCNAUGHTON, I. (1959). *The Analysis of Measurements of Free Ice and Ice/Water Concentrations in the Atmosphere of the Equatorial Zone*. Rapp. tech. Mech. Eng. 283. Royal Aircraft Establishment (Farnborough) (cf. p. 37).

- MIOCHE, G. (mar. 2010). « Validation of CALIPSO/CloudSat cloud retrieval products for the characterisation of optical and microphysical properties of iced and mixed phase clouds ». Theses. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II (cf. p. 154).
- MITCHELL, D. L. (1988). « Evolution of Snow-Size Spectra in Cyclonic Storms. Part I : Snow Growth by Vapor Deposition and Aggregation ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 45.22, p. 3431-3451. DOI : 10.1175/1520-0469(1988)045<3431:EOSSSI>2.0.CO;2 (cf. p. 20, 22).
- (juin 1996). « Use of Mass- and Area-Dimensional Power Laws for Determining Precipitation Particle Terminal Velocities ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 53.12, p. 1710-1723. DOI : 10.1175/1520-0469(1996)053<1710:UOMAAD>2.0.CO;2 (cf. p. 75, 77).
- MITCHELL, D. L., R. ZHANG et R. L. PITTER (fév. 1990). « Mass-Dimensional Relationships for Ice Particles and the Influence of Riming on Snowfall Rates ». Dans : *J. Appl. Meteor.* 29.2, p. 153-163. DOI : 10.1175/1520-0450(1990)029<0153:MDRFIP>2.0.CO;2 (cf. p. 72, 75, 77).
- MITCHELL, D. L., S. K. CHAI, Y. LIU, A. J. HEYMSFIELD et Y. DONG (oct. 1996). « Modeling Cirrus Clouds. Part I : Treatment of Bimodal Size Spectra and Case Study Analysis ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 53.20, p. 2952-2966. DOI : 10.1175/1520-0469(1996)053<2952:MCCPIT>2.0.CO;2 (cf. p. 21, 98).
- MONCRIEFF, M. W. et E. KLINKER (1997). « Organized convective systems in the tropical western pacific as a process in general circulation models : A toga coare case-study ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 123.540, p. 805-827. DOI : 10.1002/qj.49712354002 (cf. p. 12).
- MORRISON, H. et W. W. GRABOWSKI (mai 2008). « A Novel Approach for Representing Ice Microphysics in Models : Description and Tests Using a Kinematic Framework ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 65.5, p. 1528-1548. DOI : 10.1175/2007JAS2491.1 (cf. p. 29).
- MORRISON, H. et J. A. MILBRANDT (sept. 2014). « Parameterization of Cloud Microphysics Based on the Prediction of Bulk Ice Particle Properties. Part I : Scheme Description and Idealized Tests ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 72.1, p. 287-311. DOI : 10.1175/JAS-D-14-0065.1 (cf. p. 28, 29).
- NAKAYA, U. et T. J. TERADA (jan. 1935). « Simultaneous Observations of the Mass, Falling Velocity and Form of Individual Snow Crystals ». Dans : *Journal of the Faculty of Science, Hokkaido Imperial University. Ser. 2, Physics*, 7, p. 191-200 (cf. p. 4, 72).
- NOCEDAL, J. et S. J. WRIGHT (2006). *Numerical Optimization*. Springer Series in Operations Research and Financial Engineering. Springer New York, p. 636 (cf. p. 82).
- OGUCHI, T. (sept. 1983). « Electromagnetic wave propagation and scattering in rain and other hydrometeors ». Dans : *Proceedings of the IEEE* 71.9, p. 1029-1078. DOI : 10.1109/PROC.1983.12724 (cf. p. 3, 30).
- OMM (2008). *Guide to Meteorological Instruments and Methods of Observation, WMO-No. 8*. 7<sup>e</sup> éd. World Meteorological Organization (cf. p. 60).
- PLANCHE, C. (2011). « Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage mixte à microphysique détaillée : application aux précipitations orographiques ». 2011CLF22136. Thèse de doct. (cf. p. 27).
- POMMEREAU, J.-P. (avr. 2010). « Troposphere-to-stratosphere transport in the tropics ». Dans : *Comptes Rendus Geoscience*. Atmosphère vue de l'espace 342.4, p. 331-338. DOI : 10.1016/j.crte.2009.10.015 (cf. p. 3).
- PROTAT, A., J. DELANOE, D. BOUNIOL, A. J. HEYMSFIELD, A. BANSEMER et P. BROWN (mai 2007). « Evaluation of Ice Water Content Retrievals from Cloud Radar Reflectivity and Temperature Using a Large Airborne In Situ Microphysical Database ». Dans : *J. Appl. Meteor. Climatol.* 46.5, p. 557-572. DOI : 10.1175/JAM2488.1 (cf. p. 30).
- PROTAT, A., D. BOUNIOL, J. DELANOE, E. O'CONNOR, P. T. MAY, A. PLANA-FATTORI, A. HASSON, U. GÖRSDORF et A. J. HEYMSFIELD (sept. 2009). « Assessment of Cloudsat Reflectivity Measurements

- and Ice Cloud Properties Using Ground-Based and Airborne Cloud Radar Observations ». Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* 26.9, p. 1717-1741. DOI : 10.1175/2009JTECHA1246.1 (cf. p. 30, 65).
- PROTAT, A., S. RAUNIYAR, V. V. KUMAR et J. W. STRAPP (août 2014). « Optimizing the Probability of Flying in High Ice Water Content Conditions in the Tropics Using a Regional-Scale Climatology of Convective Cell Properties ». Dans : *J. Appl. Meteor. Climatol.* 53.11, p. 2438-2456. DOI : 10.1175/JAMC-D-14-0002.1 (cf. p. 43, 68).
- PRUPPACHER, H. R. et J. D. KLETT (2010). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. 2<sup>e</sup> éd. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library. Springer Netherlands (cf. p. 16, 22, 27, 59, 79, 119, 139, 165).
- RAMASWAMY, V. et V. RAMANATHAN (juil. 1988). « Solar Absorption by Cirrus Clouds and the Maintenance of the Tropical Upper Troposphere Thermal Structure ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 46.14, p. 2293-2310. DOI : 10.1175/1520-0469(1989)046<2293:SABCCA>2.0.CO;2 (cf. p. 2).
- ROCA, R., J. AUBLANC, P. CHAMBON, T. FIOLEAU et N. VILTARD (avr. 2014). « Robust Observational Quantification of the Contribution of Mesoscale Convective Systems to Rainfall in the Tropics ». Dans : *Journal of Climate* 27.13, p. 4952-4958. DOI : 10.1175/JCLI-D-13-00628.1 (cf. p. 2).
- ROSENFELD, D. et W. L. WOODLEY (mai 2000). « Deep convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5 °C ». en. Dans : *Nature* 405.6785, p. 440-442. DOI : 10.1038/35013030 (cf. p. 21).
- RUTLEDGE, S. A. et P. HOBBS (mai 1983). « The Mesoscale and Microscale Structure and Organization of Clouds and Precipitation in Midlatitude Cyclones. VIII : A Model for the "Seeder-Feeder" Process in Warm-Frontal Rainbands ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 40.5, p. 1185-1206. DOI : 10.1175/1520-0469(1983)040<1185:TMAMSA>2.0.CO;2 (cf. p. 27).
- SANDERSON, B. M., C. PIANI, W. J. INGRAM, D. A. STONE et M. R. ALLEN (fév. 2008). « Towards constraining climate sensitivity by linear analysis of feedback patterns in thousands of perturbed-physics GCM simulations ». en. Dans : *Clim Dyn* 30.2-3, p. 175-190. DOI : 10.1007/s00382-007-0280-7 (cf. p. 26).
- SCHMITT, C. G. et A. J. HEYMSFIELD (jan. 2010). « The Dimensional Characteristics of Ice Crystal Aggregates from Fractal Geometry ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 67.5, p. 1605-1616. DOI : 10.1175/2009JAS3187.1 (cf. p. 19, 75, 76, 155, 173, 174).
- SCHWARZENBOECK, A., A. CALMELS, P. COUTRIS, J. DELANOE, F. DEZITTER, F. HUET, A. KOROLEV, D. LEROY, G. MCFARQUHAR, A. PROTAT et J. STRAPP (2018a). *Analysis method used to provide all in situ TWC, IWC, LWC, and corresponding PSD (as a function of maximum and surface equivalent cloud particle diameters) data*. Rapp. tech. EASA HighIWC D3.18 R2.0. European Aviation Safety Agency (cf. p. 51).
- SCHWARZENBOECK, A., A. CALMELS, P. COUTRIS, J. DELANOE, F. DEZITTER, F. HUET, D. LEROY et A. PROTAT (2018b). *Characterization of in-situ measured microphysical properties in high IWC regions during the 2014 and 2015 HAIC/HIWC international field campaigns*. Rapp. tech. EASA HighIWC D3.19 R2.0. European Aviation Safety Agency (cf. p. 41, 43, 45).
- SKAMAROCK, C., B. KLEMP, J. DUDHIA, O. GILL, D. BARKER, G. DUDA, X.-y. HUANG, W. WANG et G. POWERS (2008). « A Description of the Advanced Research WRF Version 3 ». en. Dans : DOI : 10.5065/D68S4MVH (cf. p. 26).
- SMITH, K. (oct. 2014). *Advisory Circular : Turbojet, Turboprop, Turboshift and Turbofan Engine Induction System Icing and Ice Ingestion*. Rapp. tech. 20-147A. U.S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration, p. 54 (cf. p. 34, 38).
- STEPHENS, G. L., S.-C. TSAY, P. W. STACKHOUSE et P. J. FLATAU (juil. 1989). « The Relevance of the Microphysical and Radiative Properties of Cirrus Clouds to Climate and Climatic Feedback ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 47.14, p. 1742-1754. DOI : 10.1175/1520-0469(1990)047<1742:TROTMA>2.0.CO;2 (cf. p. 2).
- STITH, J. L., J. E. DYE, A. BANSEMER, A. J. HEYMSFIELD, C. A. GRAINGER, W. A. PETERSEN et R. CIFELLI (fév. 2002). « Microphysical Observations of Tropical Clouds ». Dans : *J. Appl. Meteor.* 41.2, p. 97-117. DOI : 10.1175/1520-0450(2002)041<0097:MOOTC>2.0.CO;2 (cf. p. 24, 109).

- STITH, J. L., J. A. HAGGERTY, A. HEYMSFIELD et C. A. GRAINGER (mai 2004). « Microphysical Characteristics of Tropical Updrafts in Clean Conditions ». Dans : *J. Appl. Meteor.* 43.5, p. 779-794. DOI : 10.1175/2104.1 (cf. p. 24, 25, 98, 109).
- STRAKA, J. M. et E. R. MANSELL (avr. 2005). « A Bulk Microphysics Parameterization with Multiple Ice Precipitation Categories ». Dans : *J. Appl. Meteor.* 44.4, p. 445-466. DOI : 10.1175/JAM2211.1 (cf. p. 27, 28).
- STRAPP, J. W., L. E. LILIE, T. P. RATVASKY, C. R. DAVISON et C. DUMONT (juin 2016a). « Isokinetic TWC Evaporator Probe : Development of the IKP2 and Performance Testing for the HAIC-HIWC Darwin 2014 and Cayenne Field Campaigns ». Dans : *8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics. DOI : 10.2514/6.2016-4059 (cf. p. 48).
- STRAPP, J., A. KOROLEV, T. RATVASKY, R. POTTS, A. PROTAT, P. MAY, A. ACKERMAN, A. FRIDLIND, P. MINNIS, J. HAGGERTY, J. T. RILEY, L. E. LILIE et G. ISAAC (juil. 2016b). *The High Ice Water Content Study of Deep Convective Clouds : Report on Science and Technical Plan*. Rapp. tech. DOT/FAA/TC-14/31. U.S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration, p. 105 (cf. p. 6, 39, 41, 42, 69, 108).
- STRAPP, J., A. SCHWARZENBOECK, K. BEDKA, T. BOND, A. CALMELS, J. DELANOE, F. DEZITTER, M. GRZYCH, S. HARRAH, A. KOROLEV, D. LEROY, L. LILIE, J. MASON, R. POTTS, A. PROTAT, T. RATVASKY, J. RILEY et M. WOLDE (2018). *An Assessment of Cloud Total Water Content and Particle Size from Flight Test Campaign Measurements in High Ice Water Content, Mixed Phase/Ice Crystal Icing Conditions : Primary In-Situ Measurements*. Rapp. tech. Contract DTFAC-15-C-00011, Tasks 6.2, 6.3, Final Report, V2. Royal Aircraft Establishment (Farnborough) (cf. p. 41-45, 48, 51, 60, 62).
- TWOHY, C. H., A. J. SCHANOT et W. A. COOPER (fév. 1997). « Measurement of Condensed Water Content in Liquid and Ice Clouds Using an Airborne Counterflow Virtual Impactor ». en. Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 14.1, p. 197-202. DOI : 10.1175/1520-0426(1997)014<0197:MOCWCI>2.0.CO;2 (cf. p. 76).
- WANG, Z. et K. SASSEN (2002). « Cirrus Cloud Microphysical Property Retrieval Using Lidar and Radar Measurements. Part I : Algorithm Description and Comparison with In Situ Data ». Dans : *Journal of Applied Meteorology* 41.3, p. 218-229. DOI : 10.1175/1520-0450(2002)041<0218:CCMPRU>2.0.CO;2 (cf. p. 30).
- WEITZEL, M. (2018). « Determination of Mass-Fall Speed Relation for Cold Room Laboratory-Grown Ice Crystals Using Digital Holography ». Présentation orale donnée à la AMS 15th Conference on Cloud Physics, 8-13 July 2018, Vancouver, BC, CANADA (cf. p. 15, 72, 73).
- WOOD, N. B., T. S. L'ECUYER, F. L. BLIVEN et G. L. STEPHENS (déc. 2013). « Characterization of video disdrometer uncertainties and impacts on estimates of snowfall rate and radar reflectivity ». Dans : *Atmos. Meas. Tech.* 6.12, p. 3635-3648. DOI : 10.5194/amt-6-3635-2013 (cf. p. 75).
- WU, W. et G. M. MCFARQUHAR (mar. 2016). « On the Impacts of Different Definitions of Maximum Dimension for Nonspherical Particles Recorded by 2D Imaging Probes ». Dans : *J. Atmos. Oceanic Technol.* 33.5, p. 1057-1072. DOI : 10.1175/JTECH-D-15-0177.1 (cf. p. 52).
- YUTER, S. E. et R. A. HOUZE (juil. 1995). « Three-Dimensional Kinematic and Microphysical Evolution of Florida Cumulonimbus. Part III : Vertical Mass Transport, Mass Divergence, and Synthesis ». Dans : *Mon. Wea. Rev.* 123.7, p. 1964-1983. DOI : 10.1175/1520-0493(1995)123<1964:TDKAME>2.0.CO;2 (cf. p. 12, 14, 24).
- ZIKMUNDA, J. et G. VALI (oct. 1972). « Fall Patterns and Fall Velocities of Rimed Ice Crystals ». Dans : *J. Atmos. Sci.* 29.7, p. 1334-1347. DOI : 10.1175/1520-0469(1972)029<1334:FPAFVO>2.0.CO;2 (cf. p. 72).



---

## Analyse des propriétés dimensionnelles et massiques des cristaux de glace pour l'étude des processus microphysiques dans les systèmes convectifs à méso-échelle

**Résumé** — L'étude des propriétés et processus microphysiques caractérisant la phase glace permet de mieux définir le rôle des nuages dans le cycle de l'eau et sur bilan radiatif de l'atmosphère. Les modèles atmosphériques et les codes d'inversion des données de télédétection utilisent des paramétrisations établies à partir de mesures in situ. Ces mesures servent également des besoins industriels en lien avec la problématique du givrage en aéronautique. L'étude présentée se base sur les données de deux campagnes aéroportées réalisées dans le cadre de la collaboration internationale HAIC-HIWC, ciblant les zones à fort contenu en glace que l'on peut observer au sein des systèmes convectifs à méso-échelle (MCS) tropicaux.

Sur la question des relations « masse-diamètre » ( $m - D$ ) d'abord, une nouvelle approche est présentée. Basée sur la résolution d'un problème inverse, elle permet de restituer la masse des cristaux à partir de mesures colocalisées classiques en s'affranchissant de la traditionnelle hypothèse de loi puissance, et montre que cette dernière ne permet pas de représenter correctement les propriétés massiques de populations de cristaux hétérogènes (morphologie et tailles différentes) typiques des MCS.

La variabilité horizontale des distributions de tailles permet d'étudier le vieillissement de l'enclume d'un point de vue microphysique et de souligner le rôle essentiel du processus d'agrégation dans l'élimination des petits cristaux apportés dans la haute troposphère par la convection profonde et dans la formation d'agrégats supra-millimétriques, précurseurs glacés des précipitations stratiformes. Les relations  $m - D$  restituées permettent d'identifier des régimes microphysiques distincts et ouvre la voie au développement d'une paramétrisation de la masse volumique des hydrométéores en fonction de critères environnementaux.

**Mots clés** : microphysique du nuage, hydrométéores glacés, système convectif à méso-échelle, zones à fort contenu en glace, relation masse-diamètre

---

---

## Analysis of the size and mass properties of ice particles and study of the microphysical processes occurring in Mesoscale Convective Systems

**Abstract** — The detailed characterization of ice cloud microphysics is key to understand their role in the Earth's hydrological cycle and radiation budget. The development of atmospheric models and remote sensing algorithms relies on parametrisations derived from in situ measurements. These measurements are also used by the aviation industry to handle the problem of ice crystal icing. This PhD work presents an analysis of the mass and size properties of ice crystals observed in high ice water content areas embedded in tropical mesoscale convective systems (MCS) during two airborne field campaigns of the HAIC-HIWC international project.

A new approach is developed to derive mass-size relationships ( $m - D$ ) from size distributions and ice water contents. The retrieval is formulated as an inverse problem which waives the power law constraint, a classical assumption that proves to be an oversimplification when applied to heterogeneous populations of ice particles typical of MCS anvils.

The horizontal variability of size distributions and the aging of MCS anvils is described in terms of microphysical processes. The importance of the aggregation growth process is emphasized as it efficiently removes small ice particles brought into the upper troposphere by deep convection and significantly contributes to the formation of large aggregates, precursor of the stratiform precipitations. The analysis of mass properties reveals that distinctive microphysical regimes may be identified from the  $m - D$  relationship retrieved in various conditions. It paves the way toward a statistical model of the effective density of ice particles as a function of environmental parameters.

**Keywords**: cloud microphysics, ice crystals, mesoscale convective system, high ice water content area, mass-size relationship

---