



HAL
open science

Restitution des propriétés microphysiques et radiatives des nuages froids et mixtes à partir des données du système RALI (RAdar-LIdar)

Claire Tinel

► **To cite this version:**

Claire Tinel. Restitution des propriétés microphysiques et radiatives des nuages froids et mixtes à partir des données du système RALI (RAdar-LIdar). Océan, Atmosphère. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2002. Français. NNT: . tel-00004241

HAL Id: tel-00004241

<https://theses.hal.science/tel-00004241v1>

Submitted on 20 Jan 2004

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 PARIS 7 - DENIS DIDEROT

UFR DE PHYSIQUE

THÈSE

Présentée par

Claire TINEL

Pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7

Spécialité : MÉTHODES PHYSIQUES EN TÉLÉDÉTECTION

**RESTITUTION DES PROPRIÉTÉS MICROPHYSIQUES ET
RADIATIVES DES NUAGES FROIDS ET MIXTES À PARTIR DES
DONNÉES DU SYSTÈME RALI (RADAR-LIDAR)**

Soutenue le 26 Novembre 2002 devant le jury composé de:

M. J-F. Gayet	Ingénieur de Recherche CNRS	Rapporteur
M. A. Illingworth	Professeur à l'Université de Reading	Rapporteur
M. C. Klapisz	Professeur à l'Université Paris 7	Président du jury
M. C.-C. Lin	Ingénieur ESA	Examineur
M. J. Pelon	Directeur de Recherche CNRS	Examineur
M. J. Testud	Directeur de Recherche CNRS	Directeur de thèse

ABSTRACT

Les nuages jouent un rôle important dans l'évolution de l'atmosphère météorologique et dans le contrôle du climat. Or leur représentation paramétrique dans les modèles numériques de prévision météorologique et climatologique n'est toujours pas validée à ce jour. La préoccupation de la communauté scientifique internationale d'être à même de mieux contrôler à l'échelle globale l'effet radiatif des nuages a stimulé plusieurs programmes spatiaux mettant en œuvre une combinaison radar-lidar (CLOUDSAT/CALIPSO et EarthCARE). De telles expériences spatiales ont besoin de démonstrateurs aéroportés tels que RALI (système synergique Radar nuage - Lidar), qu'il s'agisse de la mise au point des algorithmes de traitement de données, ou de la validation des produits de la mission spatiale.

Ainsi, le projet RALI vise le développement et l'exploitation d'une combinaison instrumentale radar-lidar aéroportée ou au sol, pour documenter les profils verticaux des propriétés microphysiques, dynamiques et radiatives des nuages glacés non précipitants.

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse.

Dans un premier temps, un modèle inverse reliant les paramètres de télédétection aux paramètres nuageux a été construit. Ce modèle permet de s'affranchir de la forme de la distribution dimensionnelle des particules; il sert de base à l'application de l'algorithme synergique radar-lidar. Celui-ci, prenant en compte la variation verticale de la concentration des particules nuageuses, a également été développé. Des tests de simulation ont été effectués afin de déterminer sa robustesse, sa précision et les conditions optimales d'application. Les résultats obtenus sur des cas d'expérimentations instrumentales (Clare'98, Carl'99 et Carl'2000), comparés à des mesures in-situ microphysiques, ont montré sa capacité à restituer le rayon effectif des particules nuageuses, le contenu en glace et l'épaisseur optique des nuages sondés. L'algorithme est également capable de restituer le contenu en eau des couches de phase mixte et son efficacité a été testée sur un cas d'altocumulus de Carl'2000.

Entre

Ce que je pense,

Ce que je veux dire,

Ce que je crois dire,

Ce que je dis,

Ce que vous avez envie d'entendre,

Ce que vous croyez entendre,

Ce que vous entendez,

Ce que vous avez envie de comprendre,

Ce que vous comprenez,

Il y a dix possibilités qu'on ait des difficultés à communiquer.

Mais essayons quand même...

Encyclopédie du savoir relatif et absolu

Edmond Wells

À la tendresse de Patrice

Remerciements

Mes remerciements vont naturellement en premier lieu à Jacques Testud qui a dirigé ce travail, pour m'avoir permis de découvrir les radars météorologiques. Je le remercie en particulier pour ses conseils, la confiance qu'il m'a accordée lors de réunions et conférences, et les contacts qu'il m'a permis d'obtenir avec des personnes extérieures au laboratoire.

Je remercie également Katia Laval, professeur à l'université Paris 6, pour m'avoir permis de bénéficier des enseignements du DEA « Méthodes physiques en télédétection » et de continuer en thèse.

J'adresse ma plus vive reconnaissance à Claude Klapisz, professeur à l'université Paris 7, d'avoir accepté de présider le jury de thèse, ainsi qu'à Anthony Illingworth et Jean-François Gayet qui ont bien voulu rapporter ce travail. Merci également à Chung-Chi Lin et Jacques Pelon d'avoir accepté de faire partie du jury.

Mes remerciements vont aussi aux équipes techniques du radar RASTA du CETP et du lidar LEANDRE du SA, notamment à Jean-Paul Vinson, Philippe Laborie et Frédéric Blouzon qui m'ont permis d'étudier les données instrumentales échantillonnées lors de l'expérience Carl'2000 à Brest. Je remercie Pascal Génau du Service d'Aéronomie pour avoir traité les données lidar de Carl'2000, ainsi que Peter Francis de l'UKMO et Dagmar Nagel du GKSS pour les données in-situ de Clare'98, Carl'99 et Carl'2000. Merci à Robin Hogan, de l'université de Reading, pour ses conseils et sa collaboration fructueuse notamment dans le cadre du projet EarthCARE.

Je ne saurais finir sans remercier tous les membres et ex-membres du CETP qui m'ont entourée et soutenue durant ces trois ans, notamment Alain Protat pour nos nombreuses discussions sur RALI (merci de m'avoir fait découvrir les bagels au pays des mormons !). Mention spéciale à Nicolas Viltard, très présent durant ces derniers mois, pour sa relecture attentive du manuscrit et son soutien lorsque le stress prenait le dessus. Merci à Domi Moore, dite Dominique Bouniol, pour sa relecture

minutieuse et pertinente du manuscrit par Manche interposée et surtout, je n'oublie pas Karine Caillault pour sa présence et ses conseils.

Enfin, un grand merci à mes parents, famille et amis pour leur soutien. La palme revient à celui qui m'a supportée durant ces trois dernières années, tâche encore plus difficile que ma propre rédaction.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I	5
INTRODUCTION GÉNÉRALE	5
CHAPITRE II	13
MICROPHYSIQUE DES NUAGES NON PRÉCIPITANTS GLACÉS	13
II.1 Les paramètres nuageux critiques pour apprécier le bilan radiatif terrestre (BRT)	16
II.2 Les paramètres caractéristiques des particules observées	22
II.2.1 La distribution dimensionnelle des particules (DDP)	22
II.2.2 Les paramètres intégrés de la DDP	23
II.3 Etablissement d'un modèle inverse pour l'instrumentation radar-lidar	29
II.3.1 La normalisation de la DDP par N_0^*	29
II.3.2 Obtention des lois de puissance	34
II.3.3 Modélisation des coefficients des relations du modèle inverse	46
II.4 Conclusion	59
CHAPITRE III	61
L' ALGORITHME RADAR-LIDAR	61
III.1 Le principe des mesures combinées radar-lidar	65
III.1.1 Algorithme d'atténuation radar Hitschfeld-Bordan (1954)	65
III.1.2 Algorithme d'extinction lidar Klett (1981)	66
III.2 Algorithme de restitution avec N_0^* constant le long de la radiale	68

III.2.1	Description de l'algorithme	68
III.2.2	Limites et avantages	71
III.3	Segmentation dans le cas de N_0^* variable avec l'altitude	73
III.3.1	Description de l'algorithme	73
III.3.2	Limites et avantages de l'algorithme segmenté	75
III.3.3	Cas des couches d'eau surfondue	79
III.4	Algorithme N_0^* variable avec l'altitude	82
III.4.1	Description de l'algorithme	82
III.4.2	Limites et avantages de l'algorithme variable	84
III.5	Simulation de données pour les 2 algorithmes	86
III.5.1	Profils simples	86
III.5.2	Profils bruités	99
III.6	Application des algorithmes à un test	110
III.6.1	Présentation du test	110
III.6.2	Résultats et comparaison avec les données réelles	111
III.6.3	Résultats de l'algorithme N_0^* variable	116
III.6.4	Inter-comparaison des algorithmes	119
III.7	Conclusion	121
CHAPITRE IV		125
APPLICATION DE L'ALGORITHME À DES DONNÉES RÉELLES		125
IV.1	Application à un cas de stratus glacé	128
IV.1.1	L'expérience CLARE'98	128
IV.1.2	Cas du 20 octobre 1998	129
IV.1.3	Comparaison des algorithmes	132

IV.1.4	Comparaison des restitutions avec les mesures microphysiques	141
IV.1.5	Conclusion partielle	144
IV.2	Application à un cas de cirrus	146
IV.2.1	L'expérience CARL'99 : cas du 29 avril 1999	146
IV.2.2	Application des algorithmes synergiques radar-lidar	149
IV.3	Application à un type de nuage plus complexe: le nuage de phase mixte	156
IV.3.1	L'expérience CARL'2000	156
IV.3.2	Présentation du cas du 10 novembre 2000	157
IV.3.3	Application de l'algorithme N_0^* variable	161
IV.3.4	Comparaison avec les mesures <i>in-situ</i>	165
IV.4	Conclusion	168
CHAPITRE V		171
CONCLUSION GÉNÉRALE		171
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		179
Glossaire		191
ANNEXE A		193
ANNEXE B		197
ANNEXE C		203
ANNEXE D		209
ANNEXE E		211
ANNEXE F		215
ANNEXE G		227

CHAPITRE I

INTRODUCTION GÉNÉRALE

En plus de faire rêver, d'annoncer le temps qu'il va faire ou d'offrir des paysages originaux, les nuages jouent un rôle important dans le bilan radiatif de la Terre. Couvrant en permanence environ les 2/3 de la planète (Paltridge, 1974), ils réfléchissent le rayonnement solaire et absorbent une partie du rayonnement infrarouge émis par la surface terrestre, ils exercent ainsi une influence déterminante sur les variations météorologiques mais aussi climatologiques. Les nuages glacés représentent environ 30% de la couverture totale nuageuse (Riedi *et al.*, 2000). L'inconvénient est qu'ils ne sont pas, à l'heure actuelle, correctement représentés dans les modèles numériques climatiques et de prévisions météorologiques, notamment en raison d'un manque de connaissance de leurs caractéristiques physiques et dynamiques (Cess *et al.*, 1990, 1996).

Pourtant, les moyens d'investigation des nuages sont nombreux : techniques de détection active (radars, lidars) et passive (radiomètres) depuis le sol ou aéroportées, mesures *in-situ* microphysiques, dynamiques, physico-chimiques par des systèmes aéroportés, radiométrie spatiale dans l'infra-rouge et le visible.

L'imagerie infra-rouge, n'observant que la partie supérieure du nuage, fournit l'altitude de leur sommet (à partir d'un modèle de température). L'imagerie visible informe sur le contenu total en eau liquide et nuageuse, mais sans en discriminer la répartition en altitude. La nécessité de se documenter sur la structure verticale des nuages a poussé la communauté scientifique à s'intéresser aux combinaisons d'instruments d'observation volumique des nuages. Des combinaisons instrumentales passives et actives ont permis une première

approche de la distribution verticale des caractéristiques des tailles des particules et des contenus en glace. Matrosov *et al.* (1992) ont utilisé une combinaison radar-radiomètre infra-rouge, avec éventuellement la mesure de la vitesse des particules par effet doppler (Matrosov *et al.*, 1994). Mace *et al.* (1998a) ont proposé une méthode combinant un radar et un interféromètre infra-rouge, Kumagai *et al.* (2000) une méthode combinant un radar 95 GHz et un radiomètre micro-ondes. Gosset et Sauvageot (1992) ont étudié la caractérisation eau-glace dans des nuages mixtes à partir d'un radar double fréquence, Matrosov (1993) les possibilités d'association de radar 94 Ghz avec des radars à d'autres fréquences. Hogan *et al.* (2000) ont étudié la taille de particules dans des cirrus à partir d'un système radar double fréquence 35 et 94 GHz. Une combinaison radar-lidar a été utilisée par Intrieri *et al.* (1993) dans des cirrus optiquement fins et avec l'hypothèse de sphéricité des particules de glace. Mace *et al.* (1998b) ont appliqué cette méthode en prenant une variation plus réaliste de la densité des particules en fonction de leur taille. Des méthodes récentes contraignant la restitution de l'extinction du lidar à partir de l'information du radar (Donovan et Van Lammeren, 2001 ; Donovan *et al.*, 2001; Hokamoto *et al.*, 2002) ou une modélisation de l'extinction du lidar et de l'information du radar en fonction du contenu en glace et de la taille des particules (Wang et Sassen, 2002) ont été développées.

Cette thèse étudie ce dernier type de combinaison.

Le lidar rétrodiffusion est le plus simple des instruments lidar. Depuis plusieurs années, de nombreuses campagnes expérimentales l'ont inclus en tant qu'instrument au sol et aéroporté (notamment le lidar LEANDRE I¹ du LMD/SA²) afin d'analyser la structure verticale des nuages et des aérosols, et de déterminer leurs propriétés optiques avec une haute résolution spatiale. La mission LITE (Lidar In-space Technology Experiment) embarquée à bord de la

¹ Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique du Rayonnement et du cycle de l'Eau

² Laboratoire de Météorologie Dynamique/ Service d'Aéronomie

navette spatiale Discovery a démontré récemment que la télédétection active depuis l'espace utilisant un lidar rétrodiffusant pouvait apporter des informations déterminantes sur la structure des couches nuageuses et d'aérosols à méso-échelle et à plus grande échelle (Winker *et al.*, 1996 ; Platt *et al.*, 1994).

Le premier radar météorologique a été développé après la deuxième guerre mondiale. Les radars « nuage » font partie de cette catégorie de radars et se rencontrent essentiellement dans deux gammes de fréquences : 35 GHz et 94-95 GHz. Le radar 94 GHz a l'avantage de pouvoir pénétrer dans les nuages glacés tout en étant atténué de façon négligeable par les particules de glace (Lhermitte, 1988). Il est ainsi capable de donner une information sur la structure verticale des caractéristiques des nuages « porte par porte ». Très peu de radars 94-95 GHz opèrent actuellement dans le monde, et la plupart sont basés au sol. Deux des quatre radars à 95 GHz aéroportés disponibles sont le radar KESTREL de l'Université du Wyoming (Pazmany *et al.*, 1994) et le radar Doppler RASTA¹ du CETP² (Protat *et al.*, 2002). Brown *et al.* (1995) et Fox et Illingworth (1997) ont mis en évidence le potentiel d'un radar millimétrique spatial pour la détection des cirrus et des stratocumulus.

Il est nécessaire de documenter les propriétés microphysiques des nuages pour mieux comprendre leur physique et améliorer leur représentation paramétrique dans les modèles de circulation générale. C'est dans ce contexte que la communauté scientifique internationale mène parallèlement la préparation de deux missions spatiales combinant entre autres instruments, un radar nuage 95 GHz et un lidar. L'originalité de ces missions est l'exploitation scientifique des données instrumentales par la combinaison radar-lidar. La première, CLOUDSAT/CALIPSO-CENA, organisée conjointement par la NASA³ et le

¹ Radar Aéroporté et Sol de Télédétection Atmosphérique

² Centre d'étude des Environnements Terrestre et Planétaires

³ National Aeronautics and Space Administration

CNES¹ s'inscrit dans le cadre de l'Afternoon-Train, ensemble de satellites se déplaçant sur la même orbite. Le lancement de CLOUSAT/CALIPSO-CENA est prévu en avril 2004. La seconde mission Earth-CARE préparée par l'ASE² et la NASDA³ s'inscrit dans le cadre des missions Earth Explorers Core Missions. Le lancement de ces missions est prévu vers 2008-2010. Des campagnes expérimentales (Clare'98, Carl'99, Carl'2000 et Carl'2001) ont notamment été mises en œuvre en vue de la préparation d'EarthCARE avec l'utilisation du système RALI (Radar-Lidar) combinant un radar 94-95 GHz et un lidar (0.5 μm). RALI est non seulement un démonstrateur aéroporté permettant de valider la préparation des missions spatiales, mais c'est également un système qui permet de comprendre les processus microphysiques des nuages non échantillonnés depuis l'espace et notamment les processus dynamiques.

L'objectif de ce travail de thèse a été d'étudier les nuages non précipitants et de documenter leurs propriétés microphysiques et radiatives à partir de mesures de radar à 94-95 GHz et de lidar à 0.5 μm . Le signal du lidar, dont la longueur d'onde est très petite devant les particules rencontrées s'atténue très rapidement en présence d'eau. Cette étude se limite donc aux nuages froids (phase glace) et mixtes (phases liquide et glace).

Dans un premier temps, un algorithme combinant les données radar et lidar a été développé à partir d'un travail préliminaire de Guyot *et al.* (1999). Cet algorithme ne prenait pas en compte la variation de la concentration des particules dans les nuages. Deux autres algorithmes, l'un basé sur une segmentation de l'épaisseur du nuage, le second sur la variation de la concentration des particules, ont alors été développés. Ces méthodes sont basées sur la contrainte de la restitution de l'atténuation lidar par l'information radar et

¹ Centre National des Etudes Spatiales

² Agence Spatiale Européenne

³ National Space Development Agency of Japan

prennent en compte l'aspect de la normalisation de la distribution dimensionnelle des gouttes. Ces algorithmes se fondent sur l'utilisation d'un modèle inverse (*fig. I-1*) constitué de lois de puissance reliant les paramètres de télédétection (informations radar et lidar) aux paramètres caractérisant le milieu nuageux. Un modèle inverse prenant en compte la taille des particules a été construit dans le but d'être intégré dans l'algorithmie radar-lidar.

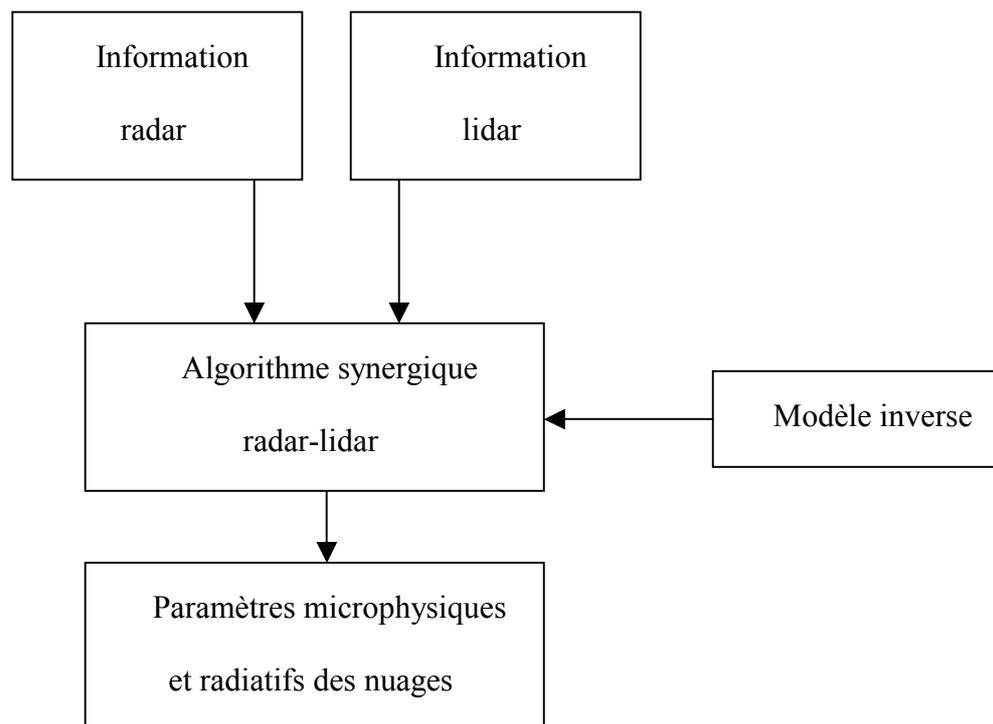


Figure I-1 : *principe de restitution des paramètres microphysiques et radiatifs des nuages à partir de l'algorithmie radar-lidar*

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante.

Dans le chapitre II, trois des paramètres importants pour les calculs de transfert radiatif seront introduits : le contenu en glace (ou en eau) du nuage, le rayon effectif des particules nuageuses et l'épaisseur optique des nuages considérés. La manière de relier ces paramètres physiques aux paramètres de télédétection (radar, lidar) sera exposée. Les relations entre ces différents paramètres sont calculées à partir de données microphysiques *in-situ* recueillies

lors de différentes expériences de terrain. Une approche originale, fondée sur la normalisation de la distribution dimensionnelle des particules nuageuses, permettra la construction d'un modèle inverse regroupant les relations citées précédemment. Ce modèle inverse est établi en fonction de la taille des particules.

Le chapitre III exposera, dans une première partie, les méthodologies développées pour restituer les trois paramètres précédemment cités à partir des seules données instrumentales radar et lidar. Ces algorithmes diffèrent par la prise en compte des propriétés de la structure verticale d'un paramètre normalisateur de la distribution dimensionnelle des particules. On montrera qu'ils sont plus ou moins stables selon les hypothèses initiales. La simulation de différents cas de couches nuageuses permettra d'optimiser la stabilité des algorithmes. L'interprétation des résultats d'un test réalisé dans le cadre de la préparation d'EarthCARE contribuera également à cette optimisation.

Le chapitre IV présentera les résultats obtenus lors de l'application des algorithmes synergiques à des cas expérimentaux. Ces cas présentent différents types de nuages : un stratus glacé, un cirrus et un cas plus complexe de phase mixte pour lequel l'application d'une synergie radar-lidar est difficile.

Enfin, une conclusion générale de l'ensemble du travail effectué sera présentée dans le chapitre V.

CHAPITRE II

MICROPHYSIQUE DES NUAGES NON PRÉCIPITANTS GLACÉS

Les nuages non-précipitants glacés jouent un rôle non négligeable dans le système climatique en particulier à cause de leur impact sur le bilan radiatif. Il est donc nécessaire d'étudier et comprendre les paramètres qui entrent en jeu dans leur description.

L'algorithmie radar-lidar, qui sera présentée dans le chapitre III, repose sur l'utilisation d'un modèle inverse reliant les paramètres de télédétection (caractérisant la propagation et la diffusion de l'onde du radar et du lidar) aux paramètres caractérisant physiquement le milieu nuageux. Tous ces paramètres dépendent principalement des caractéristiques de la distribution en taille des particules. L'établissement de ce modèle inverse est effectué dans ce chapitre.

Dans une première partie de ce chapitre, les paramètres nuageux critiques pour apprécier le bilan radiatif terrestre sont présentés. Ils sont au nombre de trois : l'épaisseur optique des nuages, le contenu en eau/glace et le rayon effectif des particules. Leur intérêt est de servir de variables d'entrée dans les calculs de transfert radiatif. Ils constituent également les variables de sortie de l'algorithmie radar-lidar.

Dans une deuxième partie, ces paramètres nuageux ainsi que les paramètres de télédétection sont définis en relation avec la distribution dimensionnelle des particules.

Enfin, la construction du modèle inverse à partir des données microphysiques *in-situ* provenant des campagnes expérimentales Clare'98 et Carl'99 est détaillée. Ce modèle inverse est basé sur l'établissement de lois de puissance reliant entre eux les paramètres définis précédemment et dont les coefficients sont calculés grâce aux données microphysiques.

II.1 Les paramètres nuageux critiques pour apprécier le bilan radiatif terrestre (BRT)

Le climat de la Terre est gouverné de l'extérieur par l'énergie solaire : celle-ci dépend d'une part de la puissance émise par le soleil et de la position de la Terre par rapport à ce dernier. Comme il est à très haute température, de l'ordre de 6000 K, il émet l'essentiel de son énergie à de courtes longueurs d'ondes, dans le visible (de 0.4 à 0.7 μm) et proche infrarouge (de 0.7 à 4 μm).

Le flux solaire incident moyen (en moyenne globale et annuelle) au sommet de l'atmosphère est de 340 W.m^{-2} (*fig. II-1*) ; un peu moins du tiers (100 W.m^{-2}) est réfléchi vers l'espace par l'atmosphère, les nuages, ou la surface de la Terre. Comme en première approximation, le système climatique est en équilibre, la Terre ne se refroidit ni se réchauffe. Cela signifie en particulier qu'elle émet en retour vers l'espace, en moyenne globale et annuelle, une énergie égale à celle qu'elle a absorbée, soit 240 W.m^{-2} . Or une émission d'une énergie de ce niveau vers l'espace signifie que la température moyenne de la Terre est de -18°C . Cette température d'équilibre correspond à une atmosphère sans gaz à effet de serre, et la température d'équilibre de l'atmosphère terrestre est alors beaucoup plus élevée. La Terre émet l'essentiel de son énergie dans l'infrarouge, à des longueurs d'onde comprises entre 4 μm et 100 μm (infrarouge thermique et infrarouge lointain). Ainsi 240 W.m^{-2} sont absorbés par l'atmosphère, les océans, ou les surfaces continentales.

Le BRT est le flux net de rayonnement, c'est-à-dire la différence entre le rayonnement solaire absorbé (par l'atmosphère ou le sol), et le rayonnement infrarouge qui s'échappe de l'atmosphère vers l'espace. Le bilan de ces flux radiatifs, qui sont les seuls échanges d'énergie entre la Terre et l'espace, constitue un élément essentiel de l'équilibre climatique. Si le BRT s'équilibre en moyenne globale annuelle, il n'en est pas de même à l'échelle

régionale en fonction des saisons. Ainsi, dresser la carte des composants du BRT, surveiller sa variation dans le temps sont des éléments indispensables pour la compréhension du "système climatique" de la Terre et de son évolution. En effet, toute modification climatique liée par exemple aux activités humaines s'effectue via un changement de ces bilans. Les premières estimations du BRT datent du début du siècle ; cependant ce n'est que depuis une bonne vingtaine d'années et le développement des satellites, que des mesures quantitatives ont été réellement possibles.

La nébulosité (couverture nuageuse) joue un rôle primordial dans le BRT et dans le système climatique. L'impact des nuages dans les transferts radiatifs dépend en particulier de leur localisation et leur altitude (Fouquart *et al.*, 1990) (*fig. II-2*). En première approximation de l'impact radiatif des nuages (ESA SP-1257(1), 2001), on considère que l'effet dominant des nuages de basse et moyenne altitude (tels les stratus) est de réfléchir le rayonnement incident solaire (petites longueurs d'onde), et donc de réduire l'ensoleillement au sol. L'effet net de cette catégorie de nuages est donc un refroidissement de l'atmosphère par une augmentation de l'albedo (pouvoir réfléchissant). En ce qui concerne les nuages hauts optiquement fins, tels les cirrus, leur action majeure est de piéger le rayonnement infra-rouge et laisser passer le rayonnement solaire incident dans la troposphère (Stephens *et al.*, 1990), il s'ensuit un réchauffement de celle-ci.

Ces comportements contradictoires et la trop grande simplification de la représentation des nuages dans les modèles climatiques impliquent une méconnaissance globale de l'impact des nuages sur l'évolution à moyen-terme de la température de l'atmosphère terrestre (Cess *et al.*, 1990, 1996).

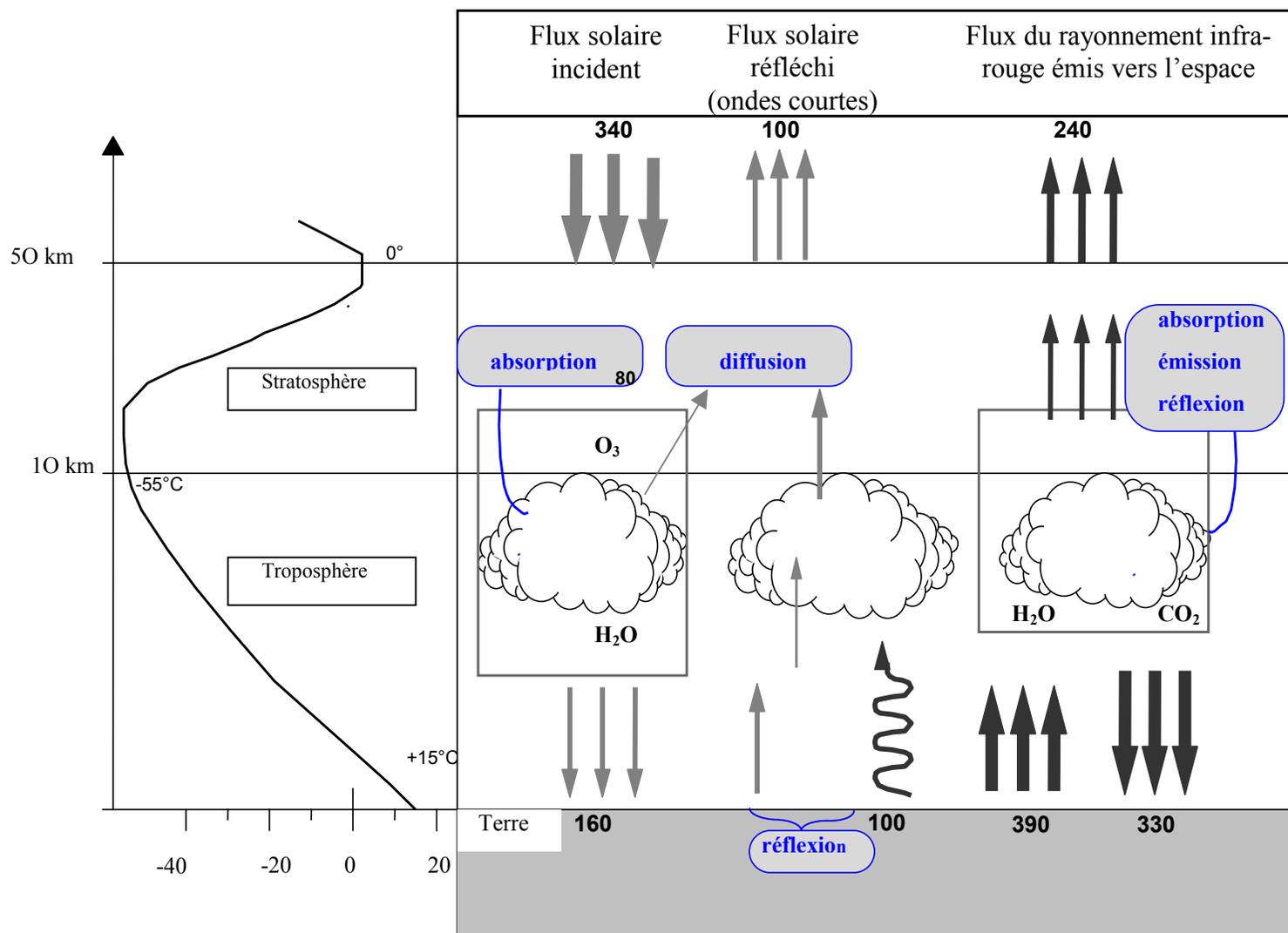


Figure II- 1 : Bilan énergétique de la Terre

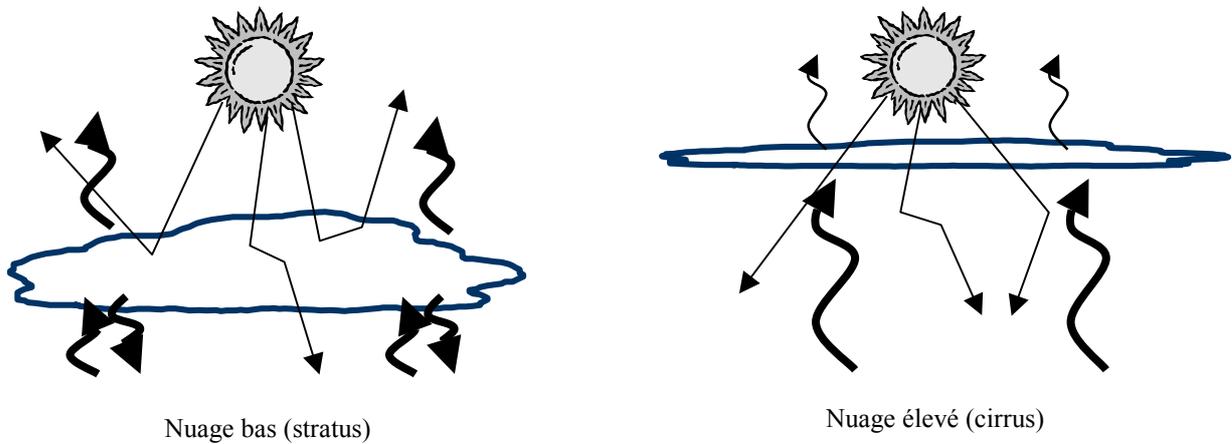


Figure II- 2 : *Effets des nuages sur les rayonnements terrestres et solaires dans l'atmosphère (d'après Chaumerliac, 2001). Les flèches épaisses et fines correspondent respectivement aux rayonnements infra-rouge et solaire.*

L'effet radiatif des nuages dépend essentiellement de leurs dimensions horizontale (fraction et recouvrement nuageux) et verticale (épaisseur optique) (Davies, 1978 ; Welch et Zdunkowski, 1981 ; Ellingson, 1982).

Parmi les paramètres intervenant dans les modèles de transfert radiatif pour les nuages glacés, la connaissance de trois paramètres nuageux est indispensable :

- un paramètre microphysique : l'épaisseur optique τ , définie par :

$$\tau = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \alpha(s) ds \tag{II- 1}$$

où α est l'extinction optique (atténuation des ondes visibles [km^{-1}], définie dans le paragraphe suivant) calculée entre les bornes z_{\min} et z_{\max} définissant respectivement la base et le sommet d'un nuage. Cette épaisseur optique diffère selon la nature des nuages. Typiquement, l'épaisseur optique d'un cirrus peut varier d'une valeur

inférieure à 0.03 pour un cirrus quasi-invisible à l'œil nu (Sassen *et al.*, 1989) à une valeur de l'ordre de 3 pour des cirrus épais. Celle par exemple de nuages de moyenne altitude est plus importante (Twomey et Cocks, 1989) et les valeurs utilisées dans les modèles de nuages de phase eau seront plutôt comprises entre 50 et 100 (Shettle, 1990).

- un paramètre microphysique : le contenu en glace du nuage (ou, dans le cas d'une couche surfondue insérée entre deux couches de glace, le contenu en eau). Ce contenu en eau (LWC)/glace (IWC) est la masse d'eau/de glace par unité de volume (habituellement exprimé en g.m^{-3}). Sa valeur peut être très variable : elle est généralement comprise entre 10^{-4} et 0.5 g.m^{-3} dans les cirrus (Metcalf, 1975 ; Dowling et Radke, 1990 ; Fu et Liou, 1993) et peut atteindre des valeurs de l'ordre de l'unité comme observé par Ryzhkov (1998) dans des tempêtes de neige.
- un paramètre radiatif : le rayon effectif r_e (habituellement exprimé en μm) caractérise les propriétés de diffusion simple à courtes longueurs d'ondes de la population des cristaux de glace. Par définition, ce paramètre est proportionnel au rapport du volume sondé sur l'aire projetée des particules. La deuxième partie de ce chapitre montre que cette définition est proportionnelle au rapport du contenu sur glace sur l'extinction optique. Le coefficient de proportionnalité varie suivant que l'on prend ou non en compte la non-sphéricité des cristaux de glaces (McFarquhar et Heymsfield, 1998). Les désaccords sur ce coefficient rendent difficiles les interprétations et comparaisons effectuées à partir des représentation paramétriques et des restitutions par des données satellites. Dans la suite de ce manuscrit, c'est la définition générale de Francis *et al.* (1994) qui est employée. Cette définition relie le rayon effectif [μm] à l'extinction optique [km^{-1}] et au contenu en glace [g.m^{-3}]:

$$r_e = \frac{3}{2\rho_i} \frac{IWC}{\alpha} * 10^9 \quad (\text{II- 2})$$

où ρ_i est la densité de la glace vive égale à 0.917 g.m^{-3} .

La valeur des rayons effectifs varie généralement de $20 \mu\text{m}$ à $120 \mu\text{m}$ dans les nuages glacés (Fu et Liou, 1993 ; McFarquhar et Heymsfield, 1998), Francis *et al.* (1994) ont observé des rayons supérieurs à $200 \mu\text{m}$ dans des nuages de glace, de plus faibles valeurs ($11 \mu\text{m}$) ont également été observées dans les cirrus (Gayet *et al.*, 2002). Les rayons effectifs des gouttelettes d'eau sont moins importants que ceux rencontrés pour les particules de glace (Nakajima et King, 1990 ; Frisch *et al.*, 2002), leur valeur varie généralement de 2 à $30 \mu\text{m}$.

Ces paramètres caractérisant le milieu nuageux peuvent également être définis par rapport à la distribution des particules nuageuses comme explicité dans le paragraphe suivant.

II.2 Les paramètres caractéristiques des particules observées

II.2.1 La distribution dimensionnelle des particules (DDP)

Les populations d'hydrométéores (particules d'eau solide ou liquide présentes dans l'atmosphère) sont caractérisées par la distribution dimensionnelle de particules $N(D)$. Celle-ci, exprimée en m^{-4} , donne le nombre de particules par intervalle de diamètre dD et par unité de volume d'air.

Différentes études (Laws et Parson, 1943 ; Ohtake, 1970 ; Srivastava, 1971 ; Waldvogel, 1974 ; Ulbrich, 1983) ont proposé des distributions pour la pluie. Marshall et Palmer (1948), en particulier, ont proposé une distribution de type exponentielle :

$$N(D) = N_0 \exp(-\lambda D) \quad (\text{II- 3})$$

Cette fonction ne dépend que de deux paramètres : $N_0 [m^{-4}]$, qui est l'ordonnée à l'origine, et $\lambda [m^{-1}]$ qui est la pente de la distribution et dépend du taux de pluie R . Des études ont montré qu'il existe des écarts entre les mesures et cette représentation. Dans ce manuscrit, on ne s'intéresse qu'aux particules nuageuses, mais l'utilité de la représentation par la fonction exponentielle est démontrée par la suite.

D'autres types de distributions existent, et les distributions de particules nuageuses sont le plus souvent représentées par une fonction gamma (Best, 1951 ; Shettle, 1990 ; Yangang *et al.*, 1995) :

$$N(D) = N_0 D^\mu \exp(-\Lambda D) \quad (\text{II- 4})$$

μ est appelé l'ordre de la distribution et permet de caractériser sa concavité ($\mu < 0$) ou sa convexité ($\mu > 0$). Lorsque la distribution est concave, le nombre de particules est plus important pour les plus petits et plus larges diamètres alors qu'une distribution convexe

implique une concentration très faible pour de petits diamètres. Lorsque $\mu=0$, on obtient une distribution exponentielle.

Une troisième représentation est la distribution gamma modifiée. Initialement proposée par Khrgian *et al.* (1952), puis par Ulbrich (1983), Delrieu *et al.* (1991) et Russchenberg (1993), elle s'exprime sous la forme:

$$N(D) = N_0 D^{\alpha_r} \exp(-kD^{\beta_r}) \quad (\text{II- 5})$$

Les différentes représentations de la DDP ont été revues en détail par Uijlenhoet (1999).

La DDP nuageuse permet de lier les mesures de télédétection (radar et lidar) aux paramètres microphysiques nuageux décrits dans le paragraphe précédent.

II.2.2 Les paramètres intégrés de la DDP

Les différents paramètres intégrés nuageux et de télédétection sont introduits dans cette partie en tant qu'éléments caractéristiques des populations d'hydrométéores. Les bornes des intégrales sont les diamètres minimum et maximum des particules nuageuses de la population observée.

II.2.2.1 Les paramètres intégrés du radar

Le radar météorologique produit une onde électromagnétique qui va être réfléchiée, diffusée et absorbée par les particules nuageuses. Une partie de cette énergie incidente est réfléchiée dans la direction opposée à celle de l'onde incidente. Le radar mesure cette énergie rétrodiffusée.

La théorie de Mie (1908) est utilisée pour décrire la diffusion des ondes par les hydrométéores. Elle permet de modéliser la diffusion d'une onde plane sur une sphère

homogène. Dans le cas où le diamètre D des particules diffusantes est petit par rapport à la longueur d'onde λ ($D < \lambda/16$) (Doviak et Zrnica, 1984), les différentes sections efficaces peuvent être écrites sous une forme plus simple qui constitue l'approximation de Rayleigh. La théorie de Mie et les conditions de Rayleigh sont détaillées en Annexe A.

La puissance reçue par le radar est liée à la section efficace de rétrodiffusion σ_r d'une particule. Elle se définit comme la surface équivalente en $[m^2]$ d'un diffuseur émettant isotropiquement une puissance égale à celle rétrodiffusée par le radar :

$$\sigma_r = 4\pi r^2 S_r / S_i \quad \text{(II- 6)}$$

avec S_i : densité de flux de puissance incident

S_r : densité de flux de puissance rétrodiffusée vers l'antenne

La puissance rétrodiffusée est en fait une somme de contributions de chaque particule dans le volume échantillonné. On définit ainsi la réflectivité radar η [$m^2.m^{-3}$] dans le volume de résolution V par :

$$\eta = \int N(D) \sigma_r(\lambda, D) dD \quad \text{(II- 7)}$$

où σ_r est la section efficace de rétrodiffusion d'une particule .

La distribution $N(D)$ est caractéristique du type de particules visées. Pour une particule non sphérique, D est le diamètre « équivalent » qu'aurait une sphère de même volume et de même densité.

On définit le facteur de réflectivité Z [$mm^6.m^{-3}$] comme étant directement lié à la mesure radar. Dans les conditions de Rayleigh (gouttelettes d'eau), ce facteur de réflectivité est défini pour les particules d'eau liquide comme :

$$Z = 10^{18} \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \mathbf{D}^6 d\mathbf{D} \quad (\text{II- 8})$$

Si on définit M_n comme le $n^{\text{ème}}$ moment de la distribution ($M_n = \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \mathbf{D}^n d\mathbf{D}$), Z ainsi formulé correspond donc au moment d'ordre 6 (M_6) de la distribution dimensionnelle des gouttes.

En Rayleigh, le facteur de réflectivité ne dépend pas de la longueur d'onde d'émission du signal et est représentatif du milieu exploré.

Lorsque la cible observée ne satisfait pas aux conditions de Rayleigh (glace), on utilise le facteur de réflectivité équivalente Z_e [$\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$] :

$$Z_e = \frac{\lambda^4 10^{18}}{\pi^5 |K_w|^2} \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \sigma_r(\lambda, \mathbf{D}) d\mathbf{D} \quad (\text{II- 9})$$

où $|K_w|^2$ est le facteur diélectrique de l'eau associé à l'indice de réfraction du milieu n ($|K_w|^2 = (n^2 - 1)/(n^2 + 2)$). Pour un radar nuage, à 95 GHz, ce facteur vaut en moyenne 0.8 pour l'eau liquide et 0.17 pour la glace (Lhermitte, 1987). Dans la suite du manuscrit, la notation Z sera utilisée pour Z_e .

Le facteur de réflectivité Z est souvent dénommé réflectivité bien que cette dénomination soit inexacte. Par souci de commodité, elle est cependant conservée dans la suite. De même, il est d'usage d'exprimer Z en échelle logarithmique afin d'avoir une gamme dynamique plus large :

$$Z[\text{dBZ}] = 10 * \log_{10} \left(Z[\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \right) \quad (\text{II- 10})$$

Un autre paramètre intégré lié à la mesure radar est le coefficient d'atténuation spécifique de l'onde défini par K [$\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$] :

$$\mathbf{K} = \frac{10^4}{\ln 10} \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \sigma_a(\lambda, \mathbf{D}) d\mathbf{D} \quad (\text{II- 11})$$

où $\sigma_a(\lambda, \mathbf{D})$ est la section efficace d'atténuation. Cette définition est valable dans la glace.

La section efficace d'atténuation dépend de la longueur d'onde. Elle dépend aussi du domaine de diffusion dans lequel on se trouve : soit en diffusion de Mie, soit en diffusion de Rayleigh. On a $\sigma_a = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{diff}}$ où σ_{abs} et σ_{diff} sont respectivement les sections efficaces d'absorption (absorption par effet Joule) et de diffusion (dans toutes les directions) des particules. Si ces particules sont liquides, $\sigma_{\text{diff}} \ll \sigma_{\text{abs}}$. Si on se trouve dans la glace, l'expression de \mathbf{K}_w étant complexe, l'absorption est pratiquement nulle, et $\sigma_a = \sigma_{\text{diff}}$. Les expressions détaillées de ces sections efficaces sont données en Annexe A. Si on se trouve dans les conditions de Rayleigh, la section efficace de diffusion devient proportionnelle à D^6/λ^4 et la réflectivité équivalente s'identifie alors à la réflectivité Z définie par (II-8).

En diffusion de Rayleigh (gouttelettes d'eau), le coefficient d'atténuation spécifique s'écrit :

$$\mathbf{K} = 0.434\pi^2 \frac{\text{Im}(-\mathbf{K}_w)}{\lambda} \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \mathbf{D}^3 d\mathbf{D} \quad (\text{II- 12})$$

Comme pour la réflectivité, l'appellation atténuation pour le coefficient d'atténuation est généralement utilisée. C'est cette dénomination qui sera utilisée dans la suite de ce manuscrit.

II.2.2.2 Les paramètres intégrés du lidar

De la même façon que le radar, le lidar émet une onde électromagnétique, mais cette fois-ci dans le domaine spectral optique pour des longueurs d'onde allant de l'ultraviolet ($\sim 0.2 \mu\text{m}$) à l'infrarouge ($\sim 10 \mu\text{m}$). Dans la suite, ce sont les mesures effectuées avec un lidar émettant à une longueur d'onde égale à $0.5 \mu\text{m}$ qui sont exploitées.

L'émission de cette impulsion lumineuse par une source laser est rétrodiffusée par les aérosols (molécules en suspension dans l'air) et les particules nuageuses. Ces interactions sont régies principalement par deux types de diffusion, la diffusion de Mie pour les particules (supposées comme des sphères homogènes) et la diffusion de Rayleigh pour les molécules.

Le signal analysé est caractérisé par son coefficient de rétrodiffusion β [$\text{km}^{-1}.\text{sr}^{-1}$] mais aussi par son coefficient d'extinction α [km^{-1}] résultant de la somme des contributions dues à l'extinction et à l'absorption.

α est également défini comme étant M_2 , le moment d'ordre 2 de la distribution dimensionnelle des particules. Cette relation permet à α d'être relié aux autres moments de la distribution, et c'est donc en tant que paramètre intégré et représentatif des populations observées qu'il est utilisé dans la suite de cette étude.

α est exprimé par :

$$\alpha = \frac{\pi}{4} \int Q_e N(D) D^2 dD \quad (\text{II- 13})$$

où Q_e est l'efficacité d'extinction. Pour de petites longueurs d'ondes ($\lambda = 0.5 \mu\text{m}$), on se trouve en approximation géométrique où la valeur de Q_e est assimilée à 2.

II.2.2.3 Les autres paramètres intégrés

Les autres paramètres intégrés ne sont pas directement reliés aux mesures radar et lidar, mais sont tout aussi représentatifs de l'ensemble des particules observées. Par ailleurs, ils s'expriment également en fonction des moments de la distribution. Ces paramètres sont au nombre de trois : le contenu en eau liquide (LWC), le contenu en glace (IWC) et le rayon effectif r_e .

On définit le contenu en eau LWC [g.m^{-3}] comme la masse d'eau par unité de volume d'air avec :

$$\text{LWC} = \frac{\pi}{6} \rho_w \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \mathbf{D}^3 d\mathbf{D} \quad (\text{II- 14})$$

où $\rho_w = 10^6 \text{ g.m}^{-3}$ est la densité de l'eau.

L'expression du contenu en glace IWC [g.m^{-3}], déjà défini au § II-1 comme paramètre nuageux, est plus complexe puisque ce dernier dépend de la forme et de la densité de la particule. C'est la formulation de Francis *et al.* (1998) qui est utilisée dans la suite. Elle exprime le contenu en glace par rapport à D_{eq} (le « diamètre équivalent fondu », c'est-à-dire le diamètre qu'aurait la particule si elle était sphérique et à masse égale) tel que :

$$\text{IWC} = \frac{\pi}{6} \rho_w \int \mathbf{N}(D_{\text{eq}}) D_{\text{eq}}^3 dD_{\text{eq}} \quad (\text{II- 15})$$

où $\mathbf{N}(D_{\text{eq}})$ est la distribution en diamètre équivalent fondu.

D_{eq} est empiriquement obtenu de la section efficace A d'une particule de glace à partir d'observations d'une sonde microphysique 2D-P (Francis *et al.*, 1998) par :

$$D_{\text{eq}} = 1.097A^{0.50} \quad \text{pour } A \leq 0.0052\text{mm}^2 \quad (\text{II- 16})$$

$$D_{\text{eq}} = 0.615A^{0.39} \quad \text{pour } A > 0.0052\text{mm}^2 \quad (\text{II- 17})$$

Comme la réflectivité et l'extinction optique, les contenus en eau et en glace sont également définis comme un des moments de la distribution dimensionnelle des gouttes, le moment d'ordre 3. Le rayon effectif, déjà cité au § II.1, peut aussi être exprimé grâce aux moments de la distribution des particules. Il est proportionnel au rapport du moment d'ordre 3 sur le moment d'ordre 2 :

$$r_e = \frac{M_3}{2M_2} \quad (\text{II- 18})$$

II.3 Etablissement d'un modèle inverse pour l'instrumentation radar-lidar

Tous les paramètres intégrés nécessaires à la construction d'un modèle inverse (IWC, K, Z et α) ont été définis au § II-2. Le modèle inverse, présenté dans cette section, se présente sous la forme d'un jeu de lois de puissances de la forme $\mathbf{X} = \mathbf{aN}_0^{*1-b} \mathbf{Y}^b$ où X et Y sont des paramètres intégrés, N_0^* est un paramètre de normalisation et a et b des coefficients.

La définition et l'utilisation de N_0^* , paramètre de normalisation de la DDP, sont détaillées au § II-3-1

Les calculs des paramètres intégrés à partir de deux expérimentations instrumentales sont explicités au § II-3-2. Les calculs des coefficients des lois de puissance pour différentes températures sont également présentés dans cette section.

Enfin, l'établissement du modèle inverse, avec la modélisation des coefficients en fonction de la taille des particules est expliqué au § II-3-3.

II.3.1 La normalisation de la DDP par N_0^*

L'équation (II-3) exprime la distribution des particules nuageuses par classe de diamètre. Dans une échelle semi-logarithmique, N_0 représente l'ordonnée à l'origine de la distribution. La *figure II-3* représente la forme de la distribution $N(D)$ [$\text{m}^{-3} \cdot \text{cm}^{-1}$] en fonction du diamètre des gouttes D [mm], pour 3 valeurs différentes de μ appelé aussi « paramètre de forme » de la DDP.

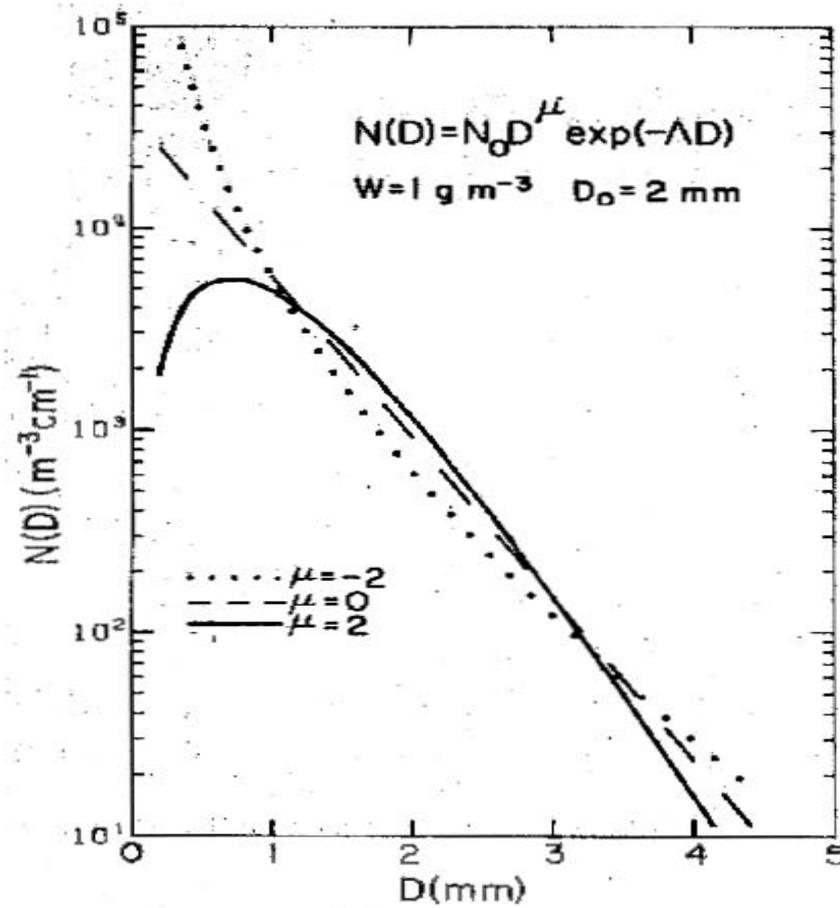


Figure II-3: représentation d'une distribution dimensionnelle de particules $N(D)$ de type Γ pour 3 différentes valeurs de μ ($\mu=-2,0$ et 2), pour un contenu en eau $W=1 \text{ g.m}^{-3}$ et un diamètre médian $D_0=2 \text{ mm}$ (Ulbrich, 1983).

On définit le diamètre médian D_0 , qui divise le contenu en glace en deux parties égales tel que :

$$\int_{D_{\min}}^{D_0} N(D)D^3 dD = \int_{D_0}^{D_{\max}} N(D)D^3 dD \quad (\text{II- 19})$$

Sekhon et Srivastava (1970) et Atlas *et al.* (1973) ont montré que les bornes d'intégration dans les expressions des paramètres cités précédemment (Z , K , IWC , LWC et α) sur

l'intervalle $[D_{\min}; D_{\max}]$ peuvent être étendues à l'intervalle $[0; +\infty[$ sans perte notable de précision si $D_{\max}/D_0 \geq 2.5$

Cependant, en pratique, il peut s'avérer difficile de calculer D_0 avec précision, notamment dans le cas de distributions étroites (pour des fortes valeurs de μ). Ulbrich (1983) définit alors un diamètre moyen pondéré D_m , plus facile à estimer, par :

$$D_m = \frac{\int_0^{\infty} D^4 N(D) dD}{\int_0^{\infty} D^3 N(D) dD} \quad (\text{II- 20})$$

D_m est alors défini comme étant le rapport du moment d'ordre 4 sur le moment d'ordre 3.

En utilisant des lois de vitesse de chutes des hydrométéores du type : $v(D) = cD^m$ (Locatelli et Hobbs, 1974) et des approximations des sections efficaces de rétrodiffusion et d'absorption de la forme : $\sigma_{r,a}(D) = eD^m$ (Atlas et Ulbrich, 1974) en fonction du diamètre des particules, Ulbrich (1983) a montré que tout paramètre physique X (Z , K , IWC ou α) peut s'exprimer en fonction d'un autre paramètre Y de même type comme suit :

$$X = aN_0^{1-b} Y^b \quad (\text{II- 21})$$

où N_0 , a et b sont des constantes caractéristiques de la DDP choisie. Elles dépendent donc de la valeur de μ .

Comme le montre la *figure II-3*, selon la forme donnée à la distribution $N(D)$ caractérisée par la valeur du paramètre μ , la valeur de N_0 , ordonnée à l'origine, peut varier de plusieurs décades. Ceci est autant vrai dans les nuages non-précipitants que précipitants. Ainsi, cette forte dépendance peut entraîner des biais non négligeables dans les estimations des paramètres nuageux lorsqu'on connaît la variabilité naturelle du coefficient μ . En effet, à partir de disdromètres au sol, Ulbrich (1983) a montré que les valeurs de μ s'étaient de -1 à

6, avec une plus forte concentration entre 0 et 4 ; une récente analyse du jeu de données, collecté dans le cadre du programme TOGA-COARE (Tokay et Short, 1996), a mis en évidence des valeurs plus fortes s'étalant typiquement de 0 à 15, voire 25 pour les plus extrêmes. Ulbrich (1983) a dérivé une relation entre N_0 [$\text{m}^{-3} \cdot \text{cm}^{-1-\mu}$] et μ à partir des 69 relations Z-R recensées par Battan (1973) :

$$N_0 = 6000 \exp(3.2\mu) \quad (\text{II- 22})$$

Si on augmente la valeur de μ tout en conservant la même valeur du taux précipitant, alors il est nécessaire d'augmenter la concentration des particules. On cherche donc une forme de la DDP avec 3 paramètres indépendants, chacun ayant une signification physique pour la DDP. Willis (1984) a proposé le concept de la distribution de taille de particules de type Γ normalisée (telle celle définie par II-5). Ce concept consiste en une nouvelle formulation de $N(D)$ (reprise entre autres par Testud *et al.* (2001) et Illingworth et Blackman (2002)) sur laquelle s'appuie la suite de ce document.

Quel que soit le spectre de distribution observé, il est difficile de comparer deux distributions l'une par rapport à l'autre si celles-ci ne présentent pas les mêmes ordres de grandeur de IWC et/ou D_m . On définit dans ce cas la normalisation de manière à ce que la forme intrinsèque des distributions soit indépendante de IWC et/ou D_m .

Une expression générale de la normalisation de la DDP est (Testud *et al.*, 2001) :

$$N(D_{eq}) = N_0^* F(D_{eq} / D_m) \quad (\text{II- 23})$$

où N_0^* est le paramètre d'intersection de l'axe des concentrations et D_m le paramètre de normalisation de l'axe des abscisses. $F(X)$ (dans II-23) représente la « DDP normalisée » décrivant la forme intrinsèque de la DDP (avec $X=D_{eq}/D_m$). En reprenant la définition de D_m (II-20), et en effectuant un changement de variable avec X , on obtient :

$$\int_0^{\infty} \mathbf{F}(\mathbf{X}) \mathbf{X}^4 d\mathbf{X} = \int_0^{\infty} \mathbf{F}(\mathbf{X}) \mathbf{X}^3 d\mathbf{X} \quad (\text{II- 24})$$

En combinant cette nouvelle expression avec celle de IWC (II-15) et l'expression générale de la normalisation (II-23) :

$$\int_0^{\infty} \mathbf{F}(\mathbf{X}) \mathbf{X}^3 d\mathbf{X} = \frac{6}{\pi \rho_w} \frac{\text{IWC}}{N_0^* D_m^4} \quad (\text{II- 25})$$

Si on veut que la fonction F soit indépendante de IWC et D_m , il est alors nécessaire que la partie gauche de (II-25), c'est-à-dire l'expression reliant F, IWC et D_m , soit constante, ainsi :

$$\int_0^{\infty} \mathbf{F}(\mathbf{X}) \mathbf{X}^3 d\mathbf{X} = C \quad (\text{II- 26})$$

où C est une constante arbitraire. La valeur de C choisie (Testud *et al.*, 2001) est :

$$C = \Gamma(4)/4^4 \quad (\text{II- 27})$$

On écrit N_0^* comme :

$$N_0^* = \frac{4^4}{\pi \rho_w} \frac{\text{IWC}}{D_m^4} \quad (\text{II- 28})$$

Cette normalisation donnée par (II-28) est pratiquement similaire à celle déjà proposée par Sekhon et Srivastava (1971), Willis (1984) et Testud *et al.* (2000a) (en-dehors de l'utilisation de D_0 à la place de D_m). Malgré cela, Sekhon et Srivastava (1971) font l'hypothèse d'une DDP exponentielle, Willis (1984) et Testud *et al.* (2000a) celle d'une DDP gamma. Dans cette nouvelle approche, aucune hypothèse n'est faite sur la forme de la DDP.

La valeur de la constante C, définie par (II-27) est choisie de telle sorte que si on fait l'hypothèse d'une distribution exponentielle, on trouve $N_0^* = N_0$. Cette égalité justifie alors la notation de N_0^* et permet de donner une interprétation physique de ce paramètre : quelle

que soit la forme de la DDP observée, N_0^* s'interprète comme le paramètre N_0 d'une distribution exponentielle ayant le même contenu en glace IWC et même D_m .

L'équation (II-21) faisant intervenir tout couple (X,Y) de paramètres intégrés des nuages peut être reformulée à partir du paramètre de normalisation N_0^* comme :

$$\mathbf{X} = \mathbf{a}' N_0^{*(1-b')} \mathbf{Y}^{b'} \quad (\text{II- 29})$$

ou encore :

$$\frac{\mathbf{X}}{N_0^*} = \mathbf{a}' \left(\frac{\mathbf{Y}}{N_0^*} \right)^{b'} \quad (\text{II- 30})$$

où a' et b' sont des fonctions faiblement dépendantes du paramètre de forme μ de la distribution. L'explication du calcul de ces valeurs est donnée dans le paragraphe qui suit.

II.3.2 Obtention des lois de puissance

II.3.2.1 Utilisation des données microphysiques *in-situ*

Les données microphysiques *in-situ* sont collectées lors d'expériences de terrain par des avions de mesure équipés d'une instrumentation spécifique. Les mesures exploitées dans la suite de ce manuscrit proviennent de quatre sondes : FSSP, 2D-C, 2D-P et Nevzorov (leurs mode de fonctionnement et intervalles de mesure sont explicités en annexe B). Ces mesures se présentent sous la forme de spectres dimensionnels calculés sur une moyenne de 10 secondes. L'information sur ces spectres est constituée du nombre de particules $N(D)$ par intervalle de diamètre dD pour des diamètres variant du diamètre minimal observé par la 2D-C (25 μm) au diamètre maximal observé par la 2D-P (6400 μm) (cf Annexe B). Pour chaque

spectre, on calcule tous les moments de la distribution et ensuite Z , IWC , α , K et D_m proportionnels à ces moments (comme cela a été montré au § II-2-2). IWC est calculé à partir des mesures des aires projetées par les sondes in-situ et l'utilisation des lois de densité de Francis *et al.* (1998). La connaissance de IWC et D_m permet alors de calculer N_0^* par (II-28). Les coefficients des lois de puissance du modèle inverse sont ensuite calculés en utilisant une régression au sens des moindres carrés entre (Z/N_0^*) , (IWC/N_0^*) , (α/N_0^*) et (K/N_0^*) (méthode présentée dans les deux paragraphes suivants).

II.3.2.2 Cas des nuages de moyenne altitude

Les paramètres intégrés définis au § II-2-2 peuvent être exprimés en fonction des moments de la DDP. Ils peuvent donc tous être reliés les uns aux autres. Ces moments sont calculés pour des données provenant des sondes microphysiques 2D-C et 2D-P effectuées lors de l'expérience CLARE'98 (Cloud Lidar And Radar Experiment). Cette expérience s'est déroulée en octobre 1998 à Chilbolton en Angleterre. Son dispositif expérimental est détaillé lors de l'application de l'algorithme synergique radar-lidar sur un cas de cette expérience (Chapitre IV).

La collecte des données a été effectuée dans des situations synoptiques différentes : deux vols avaient pour objectif principal des nuages d'eau liquide (7 et 13 octobre), deux autres étaient plutôt dominés par la présence de nuages de glace (14 et 21 octobre), enfin, le cinquième vol (20 octobre) présentait un cas de nuage de phase mixte. Les cas des 7 et 13 octobre ont mis en évidence la présence de gouttelettes nuageuses de la taille et la forme de gouttelettes de bruine (le radiosondage montre une température ambiante autour de 0°C). Un des vols du 7 octobre à une altitude de 1.9 km a quant à lui montré la présence de cristaux de glace en forme de colonnes. Les 14 et 20 octobre ont plutôt été dominés par la présence de

cristaux de glace, constitués majoritairement de « colonnes », « agrégats », « plaques » (Hogan *et al.*, 1999). Le vol du 21 octobre effectué à une température plus basse que les vols précédents a montré la présence de particules de glace dont la forme n'est pas répertoriée dans la classification de Locatelli et Hobbs (1974).

La *figure II-4* représente les distributions normalisées pour chaque jour de mesure : 20 octobre ($T = -7^{\circ}\text{C}$, -10°C et -14°C) et 21 octobre ($T = -31^{\circ}\text{C}$) avec un total de 2 trajectoires par température en fonction du diamètre équivalent D_{eq} normalisé par le diamètre moyen D_m .

Ces distributions sont moyennées pour chaque valeur de D_{eq}/D_m et chaque trajectoire. Une trajectoire dure en moyenne 5 mn, ce qui, avec une vitesse moyenne de l'avion de 80 m/s représente environ des séries de 24 km de mesures.

Les distributions sont comparées à la forme théorique de la distribution Γ modifiée (Eq. II-5) (courbe bleu clair) pour $\alpha_{\Gamma}=2$ et $\beta_{\Gamma}=-4$ (les valeurs de α_{Γ} et β_{Γ} ont été choisies pour une représentation de la distribution Γ modifiée théorique la plus en accord possible avec les représentations microphysiques). Pour les petites particules par rapport à D_m ($D_{\text{eq}}/D_m > 0.75$), la forme théorique et les mesures sont très proches. Ce sont ces petites particules qui se trouvent en plus grande concentration. Pour $0.75 < D_{\text{eq}}/D_m < 1.25$, la théorie et les mesures sont moins comparables alors que pour $1.25 < D_{\text{eq}}/D_m$, elles le redeviennent à nouveau.

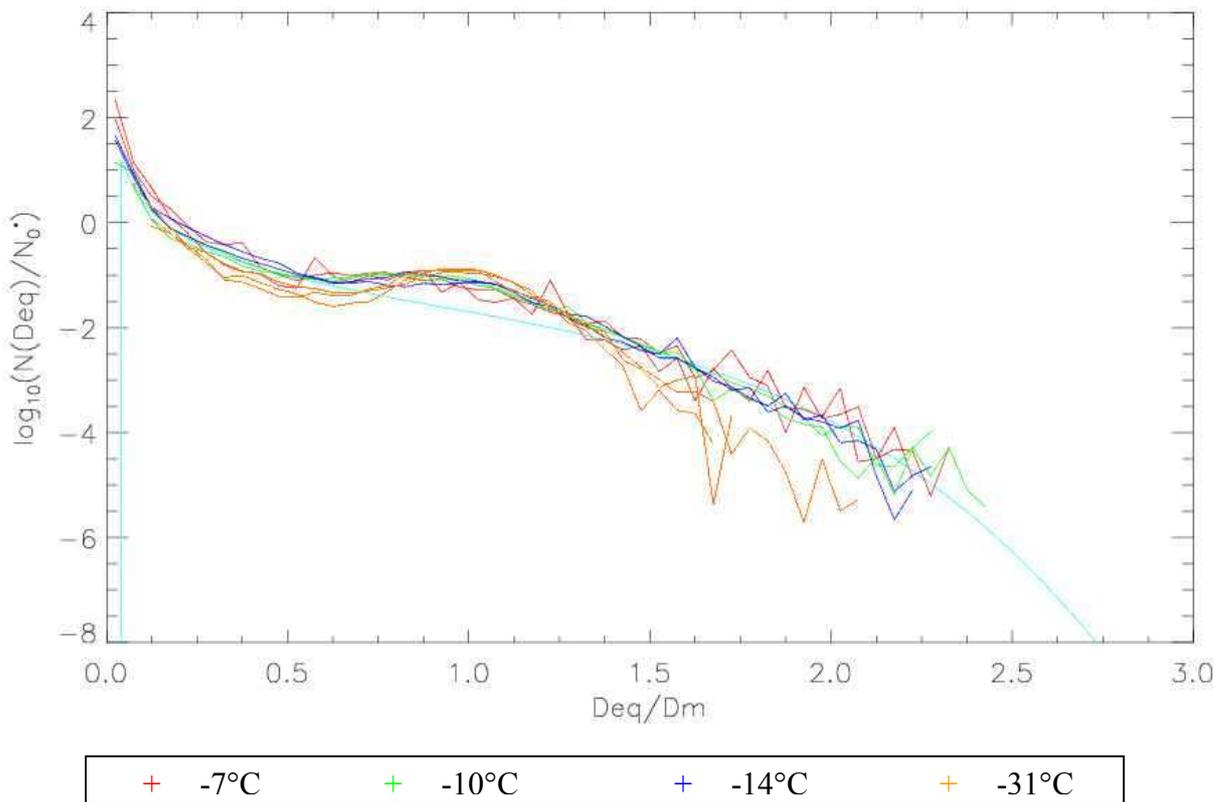


Figure II- 4 : Distributions normalisées moyennées des particules nuageuses en fonction de D_{eq}/D_m .

Par ailleurs, en présence de grosses particules, les fluctuations sont beaucoup plus importantes que pour les petites particules, cela est dû au fait que ces particules, de diamètre plus important, étant en moins grand nombre, elles sont moins bien mesurées statistiquement par les instruments. Ces erreurs statistiques sont alors plus importante que pour les petites particules.

Il est intéressant de constater que dans l'ensemble, la courbe théorique et les mesures sont proches quelle que soit la température des couches échantillonnées. La distribution Γ normalisée représente donc bien les distributions de particules de glace dans la gamme de températures étudiée.

Si l'on s'intéresse aux variations de N_0^* en fonction de IWC (voir *figure II-5*) et D_m , on remarque que toutes températures confondues, les valeurs de contenu en glace varient de 10^{-4}

à 1 g.m^{-3} , celles de N_0^* varient de 10^6 à 10^8 m^{-4} et D_m varie de 200 à 1200 μm . Les valeurs des différentes variables sont très dispersées pour les températures les plus élevées alors que pour des températures plus basses, elles sont beaucoup plus regroupées. En effet, pour $T=-7^\circ\text{C}$ et $T=-10^\circ\text{C}$, on observe la même importante variation pour les diamètres de particules, il en est de même pour N_0^* (de 10^5 à 10^8 m^{-4}) et le contenu en glace (de 10^{-3} à 10^{-1} g.m^{-3}). Pour $T=-15^\circ\text{C}$, le contenu en glace varie de 10^{-2} à 1 g.m^{-3} , N_0^* ne varie que de 10^8 à 10^9 m^{-4} tandis que les valeurs de D_m varient d'un facteur de 3 (de 250 à 750 μm). Les particules se trouvant dans des nuages de température encore plus basse (-31°C) présentent un contenu en glace moins important (variant de 10^{-3} à 10^{-1} g.m^{-3}) mais des valeurs de N_0^* un peu plus dispersées (de 10^8 à 10^{10} m^{-4}). Par contre les valeurs de D_m ne sont pas du tout dispersées par rapport à ce que l'on peut rencontrer pour une température plus élevée, leur valeur moyenne est de 200 μm .

Ces variations correspondent à ce à quoi on peut s'attendre à partir de la relation liant N_0^* à IWC et D_m (cf II-28). Une grande dispersion des valeurs de IWC et D_m entraîne une importante dispersion des valeurs de N_0^* , et réciproquement.

En conclusion, on peut dire que, pour ce jeu de données, plus la température est basse, plus le diamètre des particules diminue, et plus la valeur de N_0^* augmente (on vérifie bien que pour un contenu en glace constant, la diminution de la taille de particules va de pair avec une augmentation de leur concentration). Cette dépendance du diamètre des particules en fonction de la température est habituellement retrouvée dans la littérature (Heymsfield et Platt, 1984 ; Kosarev et Mazin, 1991 ; Ou et Liou, 1995).

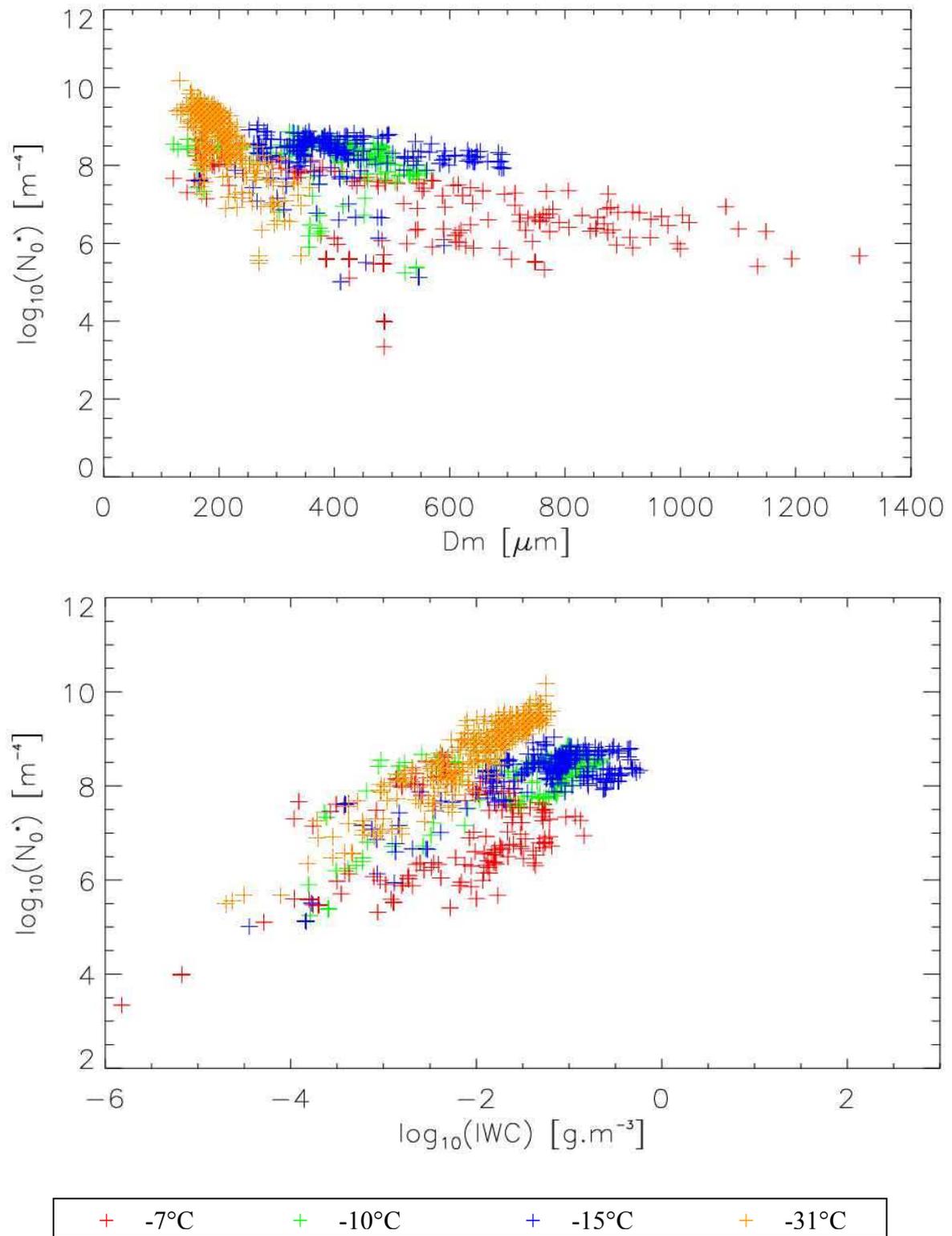


Figure II- 5 : (a) N_0^* en fonction de D_m

(b) N_0^* en fonction des contenus en glace associés

D'après des données in-situ microphysiques de Clare'98

Cette représentation ne concerne qu'un jeu de données de 8 séries de mesures (2 par température), il est donc nécessaire d'étendre l'étude à d'autres bases de données afin de vérifier si on observe le même ordre de grandeur de variations pour ces paramètres. Ce point est abordé dans les sections suivantes.

Si maintenant, on représente le contenu en glace en fonction de la réflectivité pour ces différentes températures, on remarque, comme le montre la *figure II-6*, que les points sont dans l'ensemble très dispersés même si, en isolant chaque jeu de mesures pour une température donnée, les points paraissent relativement regroupés les uns par rapport aux autres. Ces dispersions peuvent s'expliquer par une différence de taille de particules entre chaque jeu de données. Il est difficile dans cette représentation d'obtenir une relation stable entre la réflectivité et le contenu en glace quelle que soit la température étudiée. Afin de s'aligner sur les conditions de détection du radar spatial EarthCARE (ESA SP-1257(1), 2001), les mesures présentant des valeurs de réflectivité inférieures à -36 dBZ sont éliminées (cette élimination est également prise en compte pour les mesures de la deuxième expérience décrite au paragraphe suivant).

A présent, si on calcule le N_0^* correspondant, et si on représente la réflectivité en fonction du contenu en glace normalisés par N_0^* (*fig. II-7(a)*), on remarque que les points obtenus sont beaucoup moins dispersés, et surtout, que le faible écart de ces dispersions permet d'établir une relation linéaire unique, entre les deux paramètres représentés, par la méthode des moindres carrés. Par contre, on remarque deux domaines correspondant d'une part aux températures inférieures ou égales à -15°C , et d'autre part aux températures supérieures à -15°C . La différence de pente des droites ajustant ces points s'explique par les effets de Mie.

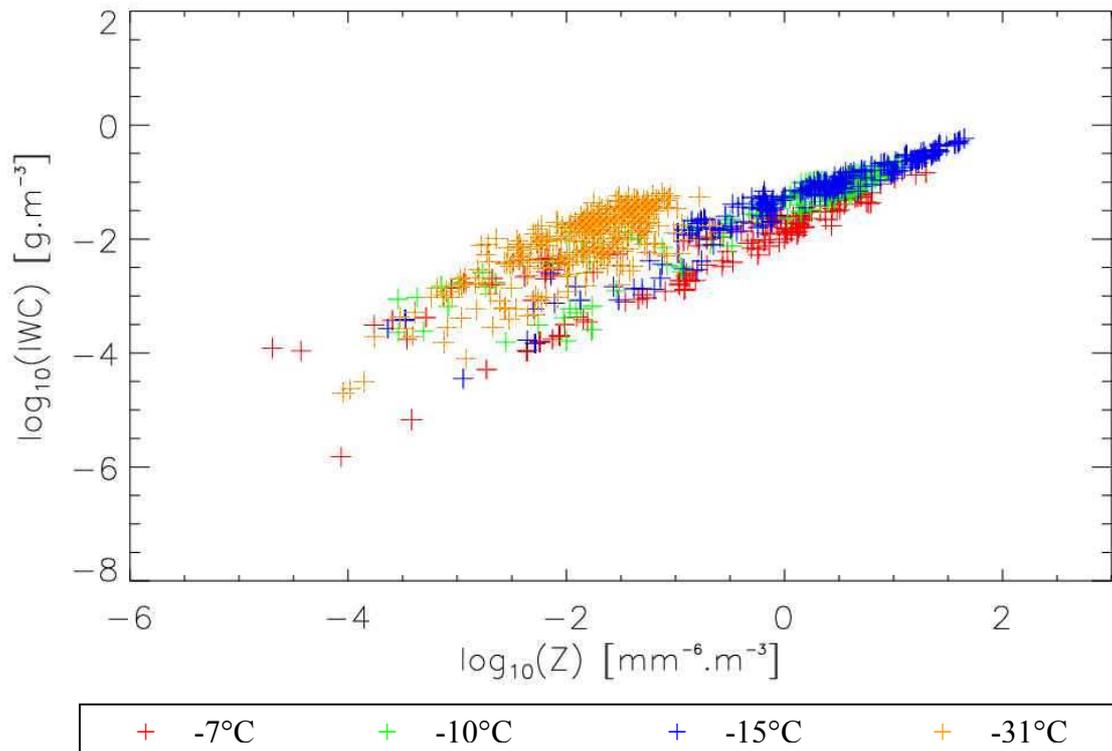


Figure II- 6 : *Contenus en glace [g.m⁻³] en fonction des réflectivités associées [mm⁶.m⁻³] en échelle logarithmique, valeurs calculées à partir des mesures in-situ microphysiques de Clare '98*

Lorsque la taille de la particule est négligeable devant la longueur d'onde, l'onde incidente pénètre si rapidement que la phase de l'onde reste essentiellement uniforme à travers la particule. Par contre, lorsque la taille des particules augmente, il s'ensuit des phénomènes de résonance des ondes électromagnétiques à l'intérieur des particules qui ont pour effet de diminuer l'énergie rétrodiffusée par les particules (Van de Hulst, 1957). Ces effets apparaissent pour $D/\lambda > 0.08$ (Battan, 1973), pour un radar à 95 GHz, cela correspond à un diamètre de 256 μm . D'après les figures II-5a et II-7, ce phénomène d'effets de Mie apparaît pour des $D_m > 400 \mu\text{m}$. Ceci explique le changement d'inclinaison de la pente observé pour $\log_{10}(Z/N_0^*) > -8$. Ce point d'inflexion correspond à la première oscillation de Mie. Les autres graphiques de la figure IV-7 représentent également les paramètres normalisés par N_0^* [(a) IWC-Z, (b) K-Z, (c) α -Z, (d) IWC- α , (e) IWC-K, (f) α -K].

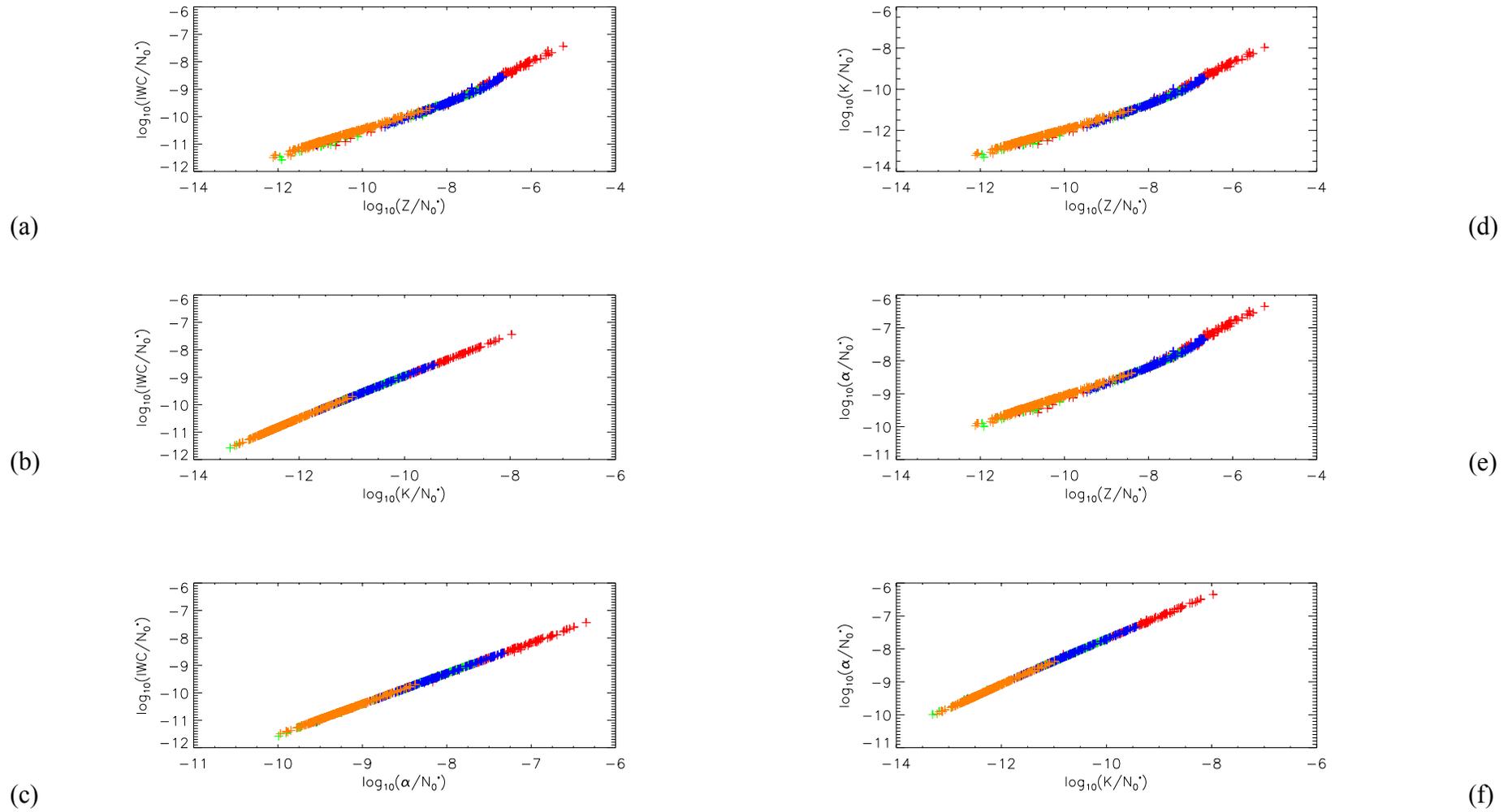
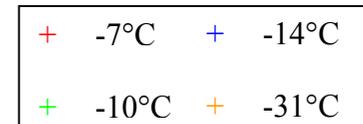


Figure II- 7 : représentation de Z , IWC , K et α normalisés par N_0^* (Clare '98)



Le point d'inflexion dû à la première oscillation de Mie est également présent, comme on pouvait s'y attendre, dans les autres graphiques représentant la variation de $\text{Log}_{10}(Z/N_0^*)$ (fig. IV-7 (b) et (c)). On remarque également la stratification thermique de ces graphiques : les valeurs des paramètres normalisés les plus faibles correspondent aux températures les plus basses.

L'intérêt de la normalisation est que l'on a réduit la dispersion mais on a également fait apparaître ce point d'inflexion. Par contre, la présence de la stratification thermique observée montre l'intérêt des modélisations en fonction de la taille des particules et de la température qui seront présentées au § II-3-3, modélisations qui permettent de s'affranchir du point d'inflexion.

II.3.2.3 Cas des nuages de haute altitude

Le même calcul de moments a été effectué sur des données de Carl'99 (Cloud Airborne investigation by Radar and Lidar) (Pelon *et al.*, 2001). Cette expérience s'est déroulée en avril et mai 1999 sur le site de Palaiseau en France.

Elle a mis en œuvre plusieurs instruments de détection au sol, notamment le radar nuage MIRACLE (95 GHz) du GKSS¹ (Allemagne), le radar RONSARD du CETP (5.5 cm) et le lidar Yag à 0.5 μm du LMD (CNRS²), ainsi que l'avion Merlin de Météo-France avec à son bord des sondes de mesures microphysiques du GKSS. Deux vols (29 avril et 04 mai 1999) ont été effectués dans des cirrus à une altitude comprise entre 8 et 10 km.

¹ Institute for Atmospheric Physics

² Centre National de la Recherche Scientifique

Le 29 avril, un cas de cirrus de haute altitude (compris entre 7.5 et 10 km) a été échantillonné. Les données des sondes microphysiques montrent que la valeur des rayons effectifs est déterminée par les particules de petite taille et de taille moyenne, mais est surtout dominée par les petites particules de diamètre moyen 12 μm . Le contenu en glace mesuré varie entre 0.05 et 0.3 $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$, la température sondée est de l'ordre de -36°C . Le cas du 4 mai présente également un cirrus compris entre 7 et 11 km ($T=-21^\circ\text{C}$) ainsi que des nuages d'altitude moyenne. Les mesures microphysiques *in-situ* montrent l'existence d'« agrégats » de diamètre moyen de 300 μm et un contenu en glace d'une moyenne de 0.1 $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$. Les contenus en glace rencontrés sont en accord avec ceux habituellement observés dans les cirrus (cf § II-1).

On représente maintenant pour les deux trajectoires N_0^* en fonction de D_m (*fig. II-8(a)*) et IWC (*fig. II-8(b)*). On remarque la même tendance que pour les données de Clare'98, c'est-à-dire une décroissance de la taille des particules pour une décroissance de la température. En effet, la plage de diamètre de particules rencontrées par les sondes pour $T=-21^\circ\text{C}$ s'étend de 75 à 300 μm alors que pour $T=-36^\circ\text{C}$, la majorité des particules ont un diamètre moyen compris entre 75 et 175 μm . Comme on pouvait donc s'y attendre, la température relevée étant moins élevée que pour les cas de Clare'98, les particules rencontrées sont de taille plus petite. Par contre, ces deux températures présentent des valeurs de N_0^* et de contenu en glace équivalents à ceux rencontré dans Clare'98.

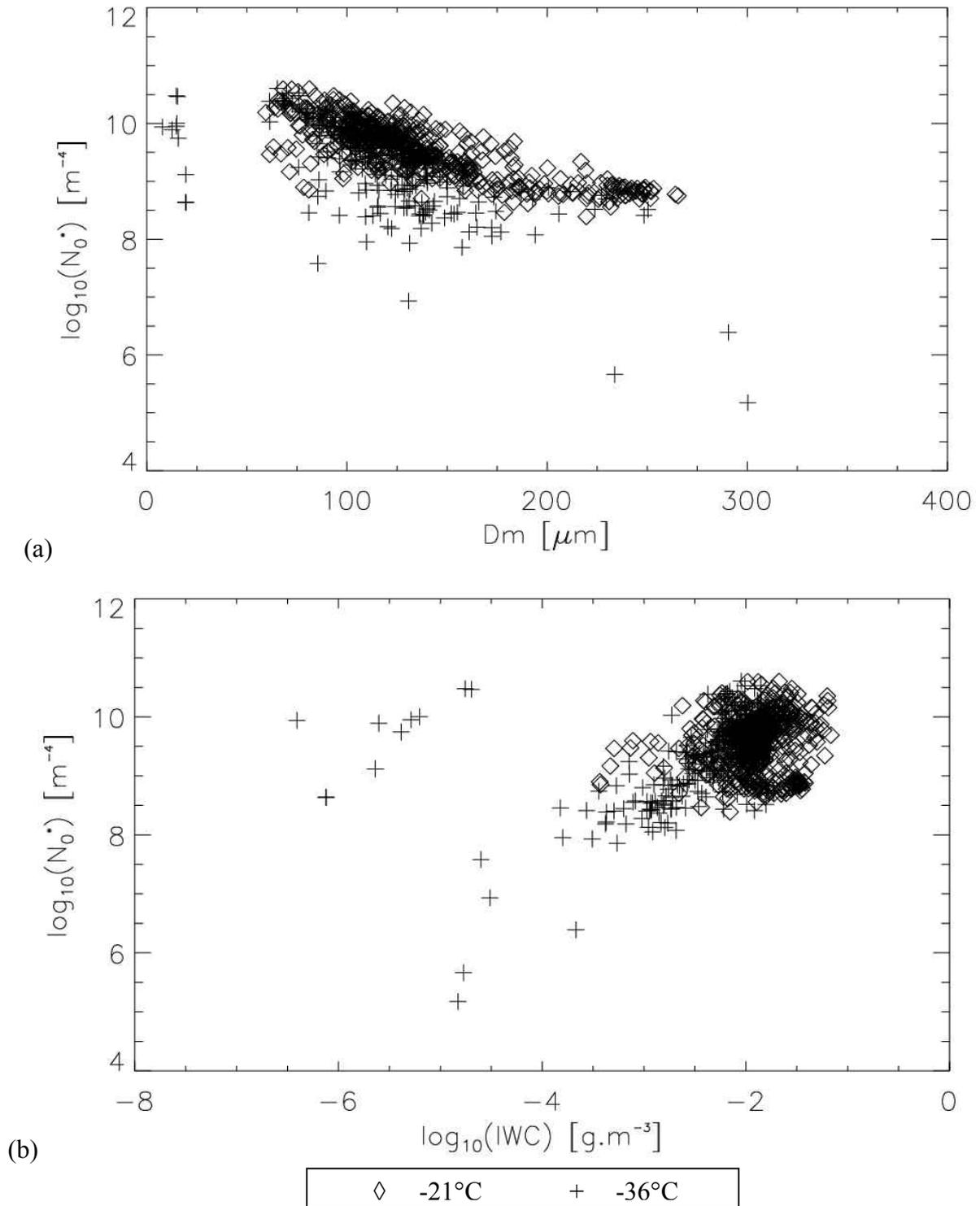


Figure II- 8 (a) N_0^* (en échelle logarithmique) en fonction de D_m

(b) N_0^* en fonction des contenus en glace associés

D'après des données in-situ microphysiques de Carl'99

La *figure II-9* représente les paramètres K , Z , α et IWC normalisés par N_0^* pour les deux températures étudiées. On remarque que contrairement au cas précédent le point d'inflexion correspondant à la première oscillation de Mie n'apparaît pas. En effet, on a vu au paragraphe précédent que pour l'étude de Clare'98, les effets de Mie apparaissaient pour des $D_m > 400 \mu\text{m}$. Dans ce cas d'étude, la *figure II-8(a)* montre que le D_m des particules échantillonnées ne dépasse pas $300 \mu\text{m}$. Ces particules échantillonnées à des températures de -21°C et -36°C n'ont pas une taille assez importante pour provoquer des effets de Mie lors de la diffusion de l'onde électromagnétique à travers ces particules. Par ailleurs, la stratification thermique n'est pas aussi évidente que pour les cas de Clare'98, les deux températures étudiées montrent pratiquement les mêmes valeurs normalisées.

II.3.3 Modélisation des coefficients des relations du modèle inverse

Les relations en lois de puissance entre les paramètres physiques et de télédétection sont souvent utilisées, notamment celles reliant Z à IWC, établies sous forme générale (Sassen, 1987 ; Liao et Sassen, 1994 ; Atlas et al., 1995 ; Brown et al. , 1995 ; Matrosov, 1997 ; Liu et Illingworth, 2000) ou modélisées en fonction de la température ou D_0 (D_0 étant équivalent à D_m pour une distribution Γ (Ulbrich, 1983)) par Liu et Illingworth (2000). Heymsfield et Platt (1984) ont suggéré une stratification des relations Z -IWC en fonction de la température, illustrant la variation de la taille des particules.

Ce paragraphe présente deux modélisations de coefficients établies à partir de l'ensemble des données de Clare'98 et Carl'99 : la première en fonction de D_m , la seconde en fonction de la température. Une comparaison entre ces deux modélisations est exposée.

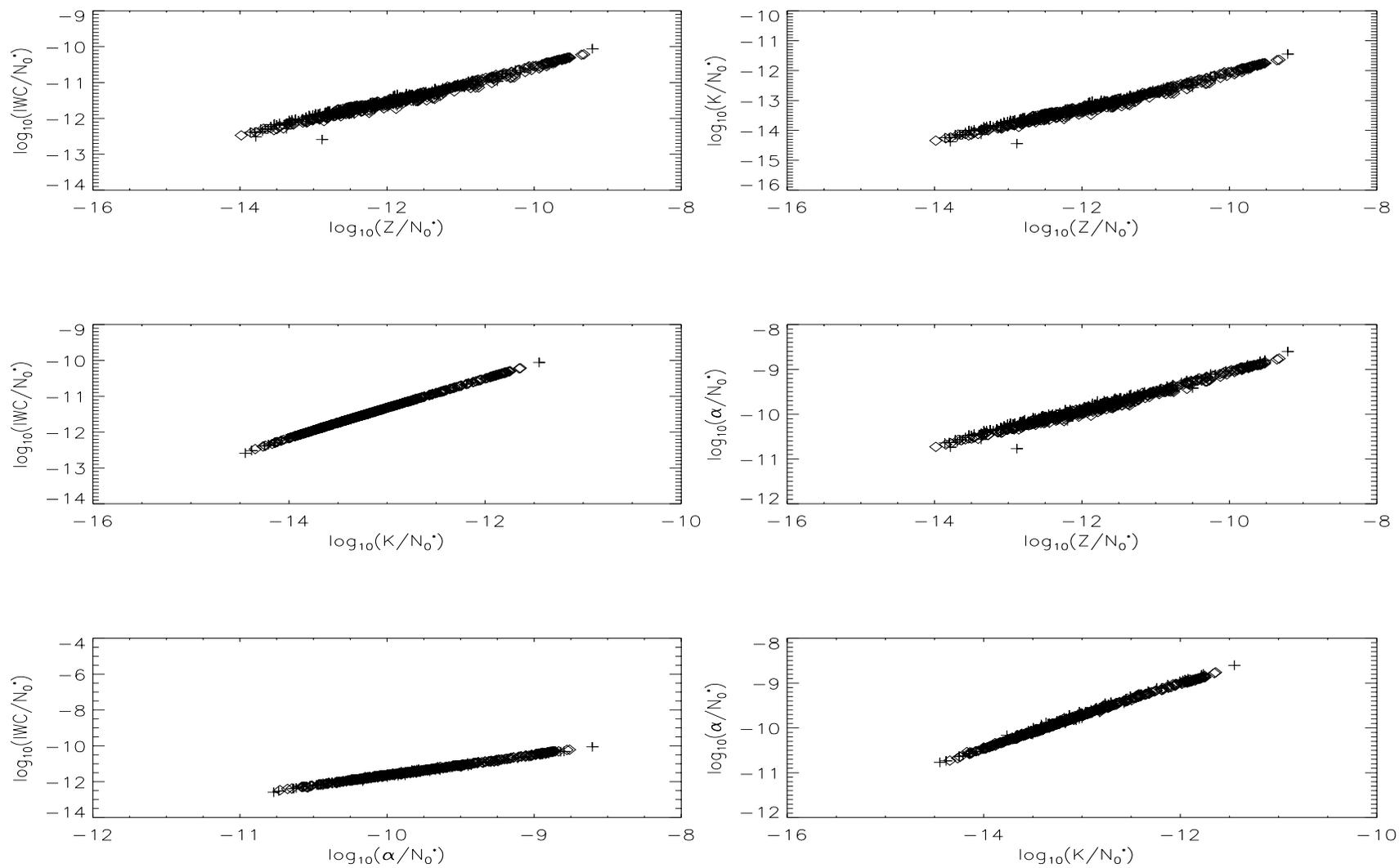


Figure II-9 : représentation de Z, IWC, K et α normalisés par N₀^{*} - Carl'99

◇ -21°C + -36°C

II.3.3.1 Modélisation des coefficients en fonction de la taille des particules

Les deux paragraphes précédents ont montré une certaine stabilité de la représentation des paramètres normalisés les uns en fonction des autres. Les deux études qui ont servi à ces représentations présentent des cas d'échantillonnage à des températures différentes : -7°C , -10°C , -14°C et -31°C pour Clare'98 et -21°C et -36°C pour Carl'99. Ces différentes valeurs constituent une gamme de températures relativement large et permettent la comparaison des normalisations de paramètres d'un cas par rapport à l'autre comme le montre la *figure II-10*. On remarque ainsi que, quel que soit le cas échantillonné, on a la même stratification thermique des paramètres les uns en fonction des autres. Par contre, si on regarde plus en détail ces représentations, et par exemple celle de IWC en fonction de Z , on remarque que la diminution des températures n'est pas forcément reliée à la diminution de la valeur des paramètres normalisés : les valeurs correspondant à $T=-21^{\circ}\text{C}$ (Carl'99) sont plus faibles que celles correspondant à $T=-31^{\circ}\text{C}$ (Clare'98). Ces valeurs seraient donc plutôt reliées à la taille des particules (les *figures II-5 et II-8* montrent des particules de taille plus importante pour une température de -31°C que pour une température de -21°C). Si, pour les relations reliant IWC, K , α et N_0^* entre eux, il est possible d'établir une relation linéaire unique, il est plus difficile d'établir une seule équation reliant Z aux autres paramètres. Les figures représentant $\left(\frac{Z}{N_0^*}\right)$ en fonction des autres paramètres normalisés par N_0^* montrent les effets de Mie pour les plus grosses particules (plus particulièrement pour $\log_{10}\left(\frac{Z}{N_0^*}\right) > -8$). En raison de la présence de ces effets de Mie, une modélisation en fonction du diamètre D_m des particules est proposée.

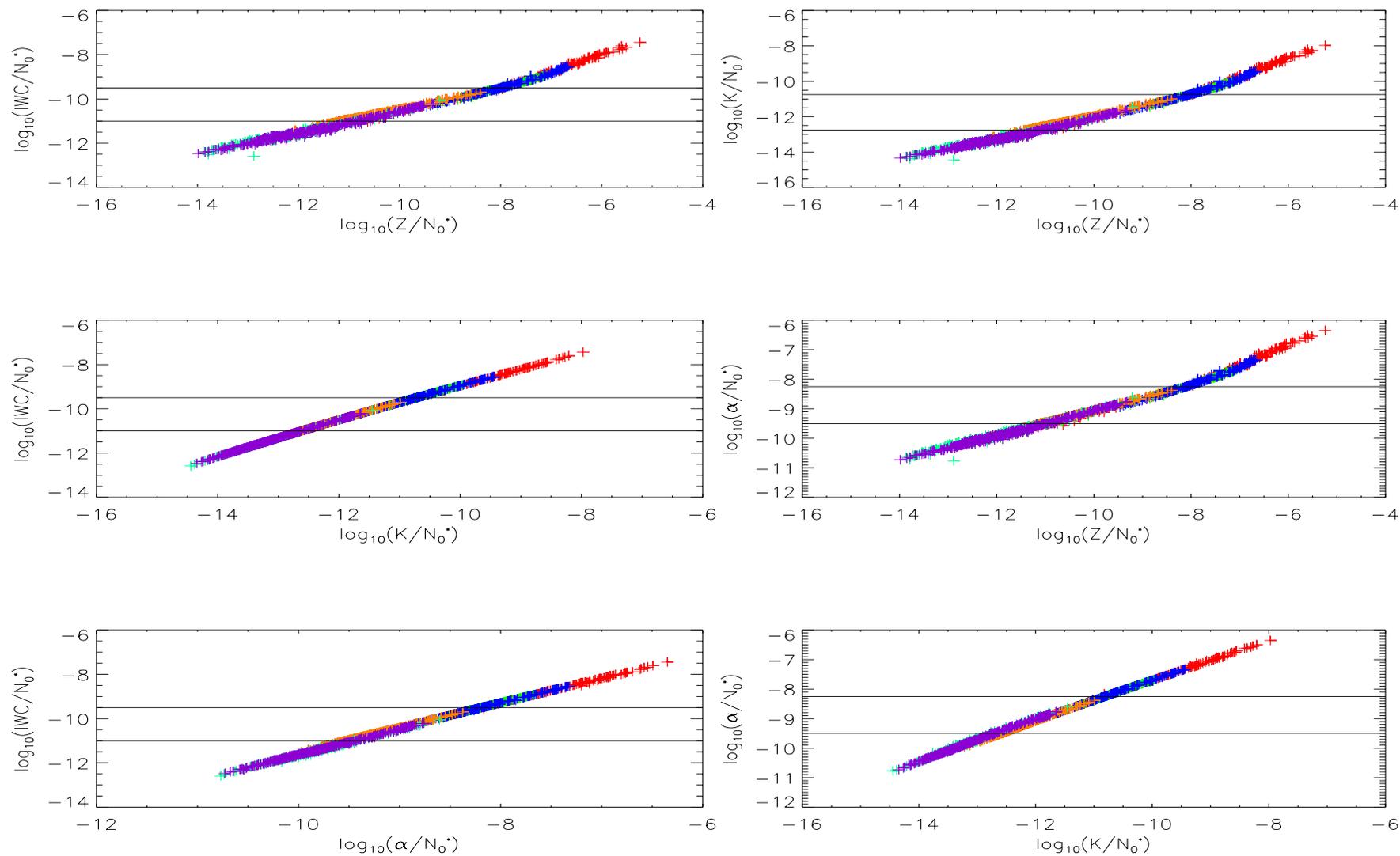


Figure II-10 : représentation de Z, IWC, K et α normalisés par N_0^* - Clare '98-Carl '99

+	-7°C	+	-10°C
+	-14°C	+	-21°C
+	-32°C	+	-36°C

Cette modélisation est basée sur le « découpage » des *figures II-10* en trois parties, selon les D_m mesurés par les sondes *in-situ*. L'équation (II-28) reliant D_m à N_0^* et IWC permet d'exprimer les bornes de ces trois parties en fonction de $\log_{10}\left(\frac{\text{IWC}}{N_0^*}\right)$. La première s'applique pour $\log_{10}\left(\frac{\text{IWC}}{N_0^*}\right) > -9.5$ (soit $D_m > 400\mu\text{m}$), la deuxième segmentation est telle que $-11 < \log_{10}\left(\frac{\text{IWC}}{N_0^*}\right) \leq -9.5$ (soit $175\mu\text{m} < D_m \leq 400\mu\text{m}$), enfin la troisième concerne les plus petites particules $\log_{10}\left(\frac{\text{IWC}}{N_0^*}\right) \leq -11$ (soit $D_m < 175\mu\text{m}$).

Si on reprend la représentation de IWC en fonction de Z (*fig. II-10*), en isolant chaque partie telle qu'elle a été décrite précédemment, on obtient trois équations linéaires reliant la réflectivité au contenu en glace pouvant être écrites sous la forme suivante :

$$\log_{10}(\text{IWC}/N_0^*) = \mathbf{q}(D_m) * \log_{10}(Z/N_0^*) + \log_{10} \mathbf{p}(D_m) \quad (\text{II- 31})$$

Cette équation correspond à une loi de puissance de la forme :

$$\text{IWC} = \mathbf{p}(D_m) N_0^{*1-\mathbf{q}(D_m)} Z^{\mathbf{q}(D_m)} \quad (\text{II- 32})$$

Toutes les relations entre Z , K , IWC, α et N_0^* pour les données de Clare'98 et Carl'99 peuvent être alors calculées quelle que soit la température étudiée, ce qui se traduit par l'établissement d'un jeu de lois de puissance :

$$\mathbf{K} = \mathbf{a}(D_m) N_0^{*(1-\mathbf{b}(D_m))} Z^{\mathbf{b}(D_m)} \quad (\text{II- 33})$$

$$\text{IWC} = \mathbf{c}(D_m) N_0^{*(1-\mathbf{d}(D_m))} \mathbf{K}^{\mathbf{d}(D_m)} \quad (\text{II- 34})$$

$$\text{IWC} = \mathbf{e}(D_m) N_0^{*(1-\mathbf{f}(D_m))} \alpha^{\mathbf{f}(D_m)} \quad (\text{II- 35})$$

$$\alpha = m(D_m)N_0^{*(1-n(D_m))}K^{n(D_m)} \quad (\text{II- 36})$$

$$\alpha = s(D_m)N_0^{*(1-t(D_m))}Z^{t(D_m)} \quad (\text{II- 37})$$

où les coefficients a, b, c, d, e, f, m, n, p, q, s et t sont donnés pour les trois zones segmentées (regroupant les données de Clare'98 et Carl'99) dans le *tableau II-1*.

Les relations pour $D_m < 175\mu\text{m}$ seront plutôt appliquées dans le cas de cirrus, celles pour $D_m > 400\mu\text{m}$ à des stratus glacés, et celles pour $175\mu\text{m} < D_m \leq 400\mu\text{m}$ à des nuages intermédiaires.

	a	b	c	d	e	f
$D_m > 400\mu\text{m}$	$2.62*10^{-3}$	1.028	$2.88*10^{-2}$	0.742	0.351	1.104
$175\mu\text{m} < D_m \leq 400\mu\text{m}$	$8.89*10^{-7}$	0.594	$1.02*10^{-1}$	0.793	0.613	1.135
$D_m < 175\mu\text{m}$	$2.01*10^{-7}$	0.547	$4.07*10^{-1}$	0.840	1.019	1.164
	m	n	p	q	s	t
$D_m > 400\mu\text{m}$	0.102	0.671	$3.598*10^{-4}$	0.764	$1.980*10^{-3}$	0.690
$175\mu\text{m} < D_m \leq 400\mu\text{m}$	0.180	0.693	$1.620*10^{-6}$	0.471	$1.222*10^{-5}$	0.415
$D_m < 175\mu\text{m}$	0.314	0.710	$9.304*10^{-7}$	0.459	$6.634*10^{-6}$	0.395

Tableau II- 1 : Coefficients des lois de puissance pour les trois zones de D_m

Les coefficients calculés proviennent des coefficients directeurs et des ordonnées à l'origine des relations des moindres carrés ajustant les paramètres normalisés par N_0^* les uns par rapport aux autres. Tous ces coefficients ont été calculés par une régression au sens des

moindres carrés, il est donc important de vérifier que les lois de puissance obtenues présentent une permutation circulaire. Cette vérification a été faite et les erreurs engendrées n'excèdent pas 5% ce qui indique que chaque jeu de lois de puissance, même si imparfait, est cohérent.

Les coefficients des relations dépendant de Z (a , b , p , q , s et t) varient fortement lors du passage de la zone des particules de grande taille vers celle des particules moyennes. Ces variations sont observées par les points d'inflexion sur la *figure II-10*. La différence entre les moyennes et les petites particules est moins importante. Les plus importants facteurs de variations, observés avec les coefficients " a " ($K-Z$) et " s " ($\alpha-Z$), peuvent atteindre une valeur de 10^4 . Ces valeurs sont dues au fait que l'atténuation radar et l'extinction lidar deviennent de plus en plus faibles en présence de cristaux de plus en plus petits et de moins en moins nombreux (températures fortement négatives, présence de cirrus).

Malgré ce à quoi on pourrait s'attendre avec la *figure II-10*, les autres coefficients présentent tout de même une variation lors du passage d'une zone à l'autre, mais cette variation, linéaire, est beaucoup plus faible que pour les coefficients décrit au-dessus.

II.3.3.2 Modélisation des coefficients en fonction de la température

La taille des particules dépendant de la température, on pourrait également effectuer une modélisation des coefficients en fonction de la température.

Le *tableau II-2* représente les coefficients des lois de puissance calculés pour chaque jeu de température.

	a	b	c	d	e	f
T=-7°C	$6.8*10^{-5}$	0.798	$4.48*10^{-2}$	0.762	0.405	1.111
T=-10°C	$6.22*10^{-6}$	0.687	$7.84*10^{-2}$	0.783	0.628	1.135
T=-14°C	$3.62*10^{-5}$	0.779	$4.91*10^{-2}$	0.764	0.490	1.126
T=-21°C	$4.670*10^{-7}$	0.579	0.270	0.827	0.584	1.140
T=-31°C	$8.02*10^{-7}$	0.586	0.153	0.807	0.515	1.124
T=-36°C	$2.091*10^{-7}$	0.548	0.320	0.833	0.279	1.107
	m	n	p	q	s	t
T=-7°C	0.137	0.684	$3.110*10^{-5}$	0.610	$1.970*10^{-4}$	0.547
T=-10°C	0.163	0.691	$0.677*10^{-5}$	0.539	$4.2*10^{-5}$	0.475
T=-14°C	0.128	0.681	$2.040*10^{-5}$	0.597	$1.125*10^{-4}$	0.531
T=-21°C	0.490	0.724	$1.550*10^{-6}$	0.479	$1.32*10^{-5}$	0,421
T=-31°C	0.331	0.717	$1.820*10^{-6}$	0.472	$1.420*10^{-5}$	0.420
T=-36°C	0.981	0.745	$8.55*10^{-7}$	0.455	$1.11*10^{-5}$	0.411

Tableau II- 2 : Coefficients des lois de puissance pour 6 températures différentes

Les coefficients de puissance (b, d, f, n, q et t) présentent des valeurs stables ou faiblement variables avec la température. Par contre, les autres coefficients sont moins stables en fonction de la température, cette instabilité provient de la façon dont sont calculés les coefficients. Les droites régressées sont calculées à partir de valeurs logarithmiques, et si le passage en loi de puissance n'affecte pas le coefficient directeur, il affecte au contraire de manière conséquente l'ordonnée à l'origine. En effet, une faible variation de l'ordonnée à l'origine entraîne une variation plus conséquente lors du passage en loi de puissance. La variation de ces coefficients en fonction de la température est représentée par la *figure II-11*.

A partir des valeurs calculées, il est possible de proposer un modèle paramétrant la valeur des coefficients de puissance (*fig. II-11(a)*) en fonction de la température par une loi polynomiale du 2nd degré :

$$\mathbf{b} = 0.0002 * \mathbf{T}^2 + 0.0173 * \mathbf{T} + 0.8966$$

$$\mathbf{d} = -6\mathbf{E} - 05 * \mathbf{T}^2 - 0.0047 * \mathbf{T} + 0.732$$

$$\mathbf{f} = -0.0001 * \mathbf{T}^2 - 0.0051 * \mathbf{T} + 1.0858$$

$$\mathbf{n} = 9\mathbf{E} - 06 * \mathbf{T}^2 - 0.0016 * \mathbf{T} + 0.6709$$

$$\mathbf{q} = 0.0001 * \mathbf{T}^2 + 0.0104 * \mathbf{T} + 0.6681$$

$$\mathbf{t} = 0.0002 * \mathbf{T}^2 + 0.0109 * \mathbf{T} + 0.6067$$

La comparaison entre les coefficients provenant des données microphysiques et ceux recalculés par ces relations présente des erreurs relatives de 1% pour d, f et n. Cette erreur peut augmenter jusqu'à 10% pour les autres coefficients. Même si cette erreur ne paraît pas très importante, il est intéressant d'en estimer ses conséquences sur la restitution de IWC, α et r_e . Cet aspect est abordé dans la conclusion de cette partie.

Les *figures II-11(b)* et *II-11(c)* montrent que, comme pour la série précédente, les coefficients relatifs aux expressions en fonction de Z diminuent avec la température, le contenu en glace et l'atténuation diminuant eux-mêmes avec la température. On observe également une corrélation pour chaque binôme de coefficients : lorsque l'un diminue avec la température, il en est de même pour le second, et réciproquement.

Les valeurs des coefficients de la seconde série présentent une variation en fonction de la température plus importante que les coefficients précédents. La modélisation par une fonction polynomiale du 2nd degré n'est pas dans ce cas la plus appropriée puisqu'elle peut engendrer des valeurs négatives notamment pour 'e' à des températures inférieures à -40°C, les coefficients sont donc paramétrés par une fonction de type exponentiel :

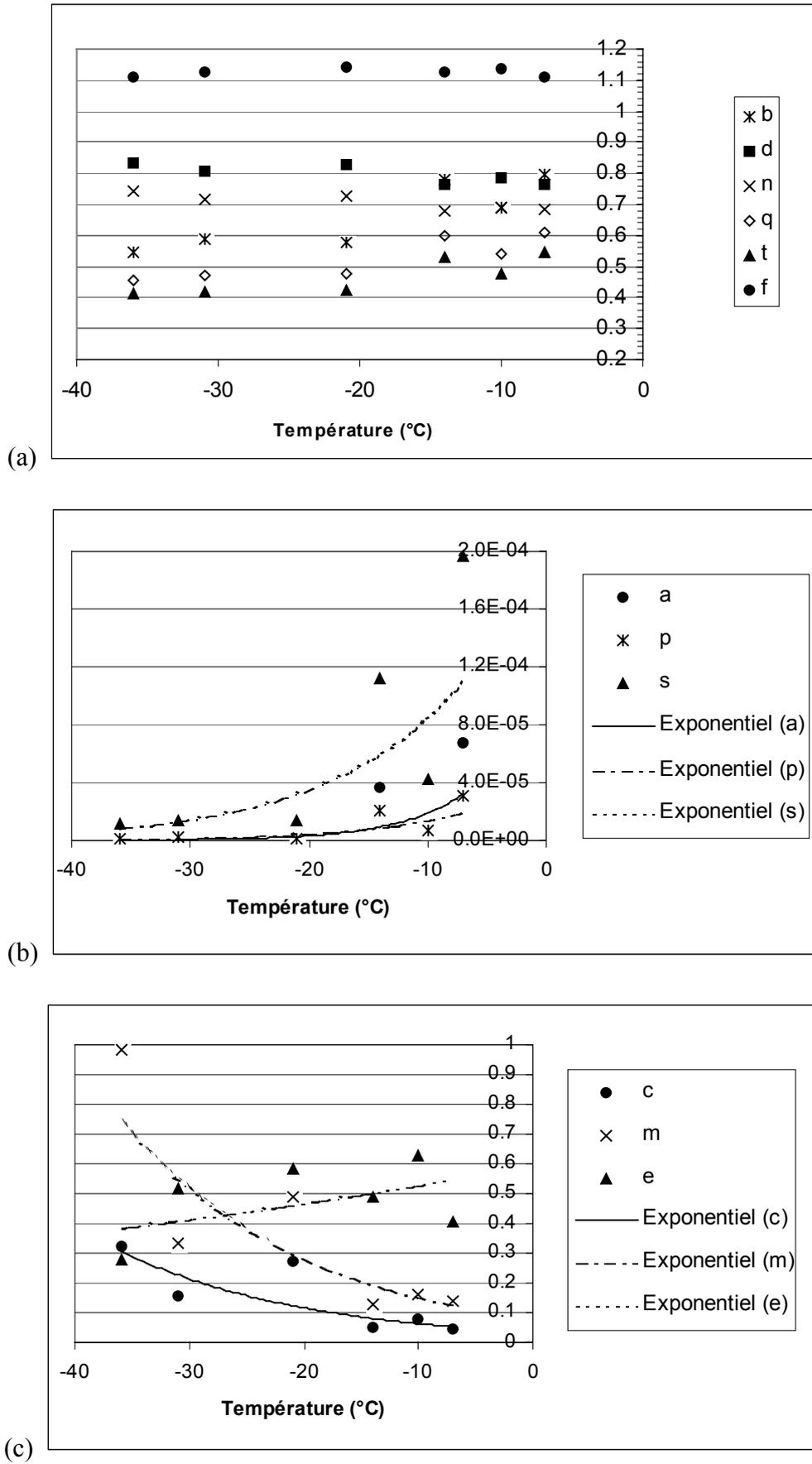


Figure II-11 : Coefficients des lois de puissance du modèle inverse en fonction de la température

$$\mathbf{a} = 0.0001\mathbf{e}^{0.1782\mathbf{T}}$$

$$\mathbf{m} = 0.0822\mathbf{e}^{-0.0613\mathbf{T}}$$

$$\mathbf{c} = 0.0343\mathbf{e}^{-0.0609\mathbf{T}}$$

$$\mathbf{p} = 0.0001\mathbf{e}^{0.1782\mathbf{T}}$$

$$\mathbf{e} = 0.5958\mathbf{e}^{0.0122\mathbf{T}}$$

$$\mathbf{s} = 0.00045\mathbf{e}^{0.1111\mathbf{T}}$$

Contrairement à la première série des coefficients, la comparaison des coefficients provenant des données microphysiques avec ceux recalculés présente des erreurs plus importantes qui s'échelonnent de 6 à 400%. Il est donc important de déterminer la conséquence de ces erreurs sur les restitutions des paramètres.

II.3.3.3 Comparaison des deux modélisations

Les erreurs relatives à l'utilisation du modèle en fonction de D_m ou de la température ont été calculées pour chaque jeu de données. A partir des Z et N_0^* calculés grâce aux données *in-situ*, les paramètres IWC, K et α ont été recalculés en utilisant les coefficients des lois de puissance des deux modèles.

Chaque valeur a ensuite été comparée à sa valeur initiale *in-situ*, le *tableau II-3* présente les écarts quadratiques relatifs moyens calculés pour chaque paramètre et chaque température.

La modélisation en fonction de la température montre des écarts plus importants pour les trois paramètres et pour les températures -7°C , -14°C , et -31°C . Pour $T=-7^\circ\text{C}$, 80% des particules ont un D_m supérieur à $400\ \mu\text{m}$, l'écart par la modélisation par le diamètre est 4 à 5 fois moins important que celui calculé par la modélisation en température. Pour $T=-31^\circ\text{C}$, on observe un rapport de 2 à 6 entre les deux modèles avec des écart minimaux calculés pour la classe de diamètre la plus représentée (80% des particules ont un D_m compris entre 75 et $400\ \mu\text{m}$). Pour $T=-14^\circ\text{C}$, les deux classes de diamètres représentent chacune la moitié des

particules. Les écarts correspondant aux diamètres les plus importants atteignent les valeurs obtenues par la modélisation en température, pour l'autre classe de diamètre, les écarts sont 6 fois inférieurs. Pour $T=-10^{\circ}\text{C}$, seuls les D_m supérieurs à $400\ \mu\text{m}$ présentent des écarts plus élevés pour les trois paramètres, il en est de même pour $T=-31^{\circ}\text{C}$ concernant α et K .

		Modèle T°	Modèle Diamètre		
			$D_m < 75\ \mu\text{m}$	$75\ \mu\text{m} < D_m < 400\ \mu\text{m}$	$D_m > 400\ \mu\text{m}$
-7°C	% particules		3 %	17 %	80 %
	IWC	$1.17.10^{-2}$	$0.059.10^{-2}$	$0.077.10^{-2}$	$0.31.10^{-2}$
	α	0.210	0.019	0.018	0.043
	K	$3.02.10^{-3}$	$1.64.10^{-5}$	$4.33.10^{-5}$	$7.53.10^{-4}$
-10°C	% particules		5 %	40 %	55 %
	IWC	$5.53.10^{-3}$	$2.39.10^{-4}$	$4.96.10^{-3}$	$8.13.10^{-3}$
	α	0.153	0.011	0.074	0.196
	K	$3.73.10^{-4}$	$6.10.10^{-6}$	$3.51.10^{-4}$	$8.85.10^{-4}$
-14°C	% particules		0 %	51 %	49 %
	IWC	0.035	-	0.0057	0.028
	α	0.62	-	0.096	0.63
	K	$5.40.10^{-3}$	-	$3.97.10^{-3}$	$3.87.10^{-3}$
-21°C	% particules		92 %	8 %	0 %
	IWC	1.35	0.39	0.52	-
	α	0.16	0.08	0.31	-
	K	0.40	0.40	0.53	-
-31°C	% particules		20 %	80 %	0 %
	IWC	0.012	0.006	0.002	-
	α	0.422	0.080	0.024	-
	K	$5.10.10^{-4}$	$1.58.10^{-4}$	$6.84.10^{-5}$	-
-36°C	% particules		82 %	18 %	0 %
	IWC	0.76	0.77	0.83	-
	α	0.67	0.09	0.07	-
	K	0.80	0.79	0.86	-

Tableau II- 3 : *Ecarts quadratiques relatifs moyens calculés entre les mesures microphysiques et les deux modèles ($D_m - T$)*

La température la plus basse (-36°C) montre des écarts équivalents pour IWC et K, et des écarts par la modélisation en diamètre beaucoup plus faibles pour α (dans ce cas, la modélisation en température sous-estime α de près de 80%, cette sous-estimation n'est plus que de 20% pour la modélisation en diamètre). Une remarque générale sur ces résultats est que l'on observe, sauf pour $T=-31^{\circ}\text{C}$, une augmentation des écarts avec l'augmentation du diamètre des particules toutes températures confondues.

L'amélioration sur la restitution des contenus en glace par une modélisation en fonction de la taille des particules par rapport à une modélisation en température a également été constatée par Liu et Illingworth (2000), qui, d'après l'étude de mesures *in-situ* de cirrus tropicaux et de moyenne latitude, calculent des erreurs pour des relations IWC-Z de +100% et -50% par une modélisation en fonction de la température, erreurs qui se réduisent à des valeurs de +50% et -30% si une information sur la taille des particules est disponible. La difficulté à obtenir une information sur la taille des particules par des mesures de télédétection combinées et une erreur de 6K sur la température, déterminée à partir d'un modèle de prévision numérique, étant acceptable, Liu et Illingworth (2000) préconisent l'utilisation d'une modélisation par la température.

Cette étude propose l'utilisation d'une modélisation en fonction de D_m par la méthode suivante :

L'introduction d'un tel modèle, segmenté en trois parties selon le type de nuages rencontré, permettra à l'algorithme synergique (présenté dans le chapitre suivant) d'ajuster lui-même les coefficients des lois de puissance qu'il doit utiliser en fonction des valeurs de

$\left(\frac{\text{IWC}}{N_0} \right)^*$ restituées (cette expression pouvant être reliée à D_m). Par exemple, si dans un premier temps, l'algorithme utilise les coefficients destinés à des $D_m > 410\mu\text{m}$ et calcule

ensuite des valeurs de $\log_{10}\left(\frac{\mathbf{IWC}}{\mathbf{N}_0^*}\right)$ inférieures à -9.5 , il réitéra ses calculs avec d'autres coefficients correspondant aux valeurs de $\log_{10}\left(\frac{\mathbf{IWC}}{\mathbf{N}_0^*}\right)$ calculées. Une deuxième vérification permettra de confirmer ou non l'hypothèse faite sur le diamètre des particules. A cause d'un manque de temps, cette modélisation n'a pas été mise en place lors de l'application de l'algorithmie radar-lidar à des données réelles (cf Chapitre IV), mais elle sera utilisée et testée lors de l'implémentation semi-opérationnelle de l'algorithme notamment dans le cadre de CloudNet (réseau instrumental européen).

II.4 Conclusion

Les grandeurs microphysiques et radiatives qui permettent de caractériser l'impact des nuages glacés sur le bilan radiatif terrestre ont été introduites dans ce chapitre. Les paramètres intégrés nécessaires à la construction d'un modèle inverse ont également été définis. Ce dernier sert de base à l'application de l'algorithme instrumental synergique radar-lidar permettant de restituer les paramètres définis au § II-1.

Deux modèles inverses (le premier en fonction de D_m , le second en fonction de la température) provenant de deux jeux de données différents ont été construits dans la troisième partie de ce chapitre. La comparaison de ces deux modèles a montré l'avantage de l'utilisation d'une modélisation prenant en compte la taille des particules. Une méthode introduisant ce modèle dans l'algorithmie radar-lidar a été proposée.

L'objectif de l'établissement de ces jeux de relations entre les paramètres intégrés est, à terme, l'obtention d'un jeu de relations universelles pouvant être utilisé quelles que soient l'altitude et la latitude des nuages étudiés. Il a été montré que l'établissement du modèle

inverse entre les coefficients des lois de puissance et la taille des particules n'est pas évident à mettre en place, cela impliquant l'introduction d'erreurs non négligeables sur les coefficients restituées. L'extension à une base de données incluant d'autres expériences est donc indispensable.

CHAPITRE III

L' ALGORITHME RADAR-LIDAR

L'historique et les intérêts de la combinaison radar-lidar pour l'étude des nuages glacés sont clairement expliqués dans le rapport d'EarthCARE ESA SP-1257(1) (2001). Les grandes lignes en sont rappelées ici : l'information du radar provenant des particules solides de glaces est proportionnelle à D^6 , D étant le diamètre des particules, alors que l'information provenant du lidar est proportionnelle à D^2 ; cela implique que le rapport radar/lidar apporte une information proportionnelle à D^4 . Cette dépendance en puissance d'ordre 4 a pour conséquence une restitution relativement stable : une erreur de 100% du rapport radar/lidar n'implique qu'une erreur de 20% dans l'estimation de la taille des particules. Cette erreur de 20%, combinée avec l'information radar est suffisante pour estimer un contenu en glace à 30-40% près. Intrieri *et al* (1993) ont utilisé cette technique, tout en faisant l'hypothèse que les particules nuageuses sont des particules solides sphériques et en ayant limité l'étude à des nuages d'épaisseur optique inférieure à 1. Ils ont exploité cette complémentarité radar-lidar durant l'expérience CLARET (Cloud Lidar And Radar Exploratory Test) pour déterminer le rayon effectif des particules de glace. Plus récemment, Mace *et al* (1998b) ont appliqué la même méthodologie sur un cas expérimental avec l'utilisation d'une variation plus réaliste de la densité des particules de glace en fonction de leur taille. L'inconvénient de cette méthode est que l'atténuation du lidar n'est pas rigoureusement prise en compte. Les nuages glacés, qui sont les nuages jouant le plus grand rôle d'un point de vue radiatif, ont une épaisseur optique allant de 0.1 à 3 (notamment pour les cirrus). Mais une fois que l'épaisseur optique devient supérieure à 0.2 ou 0.3, un algorithme direct « porte à porte » comme utilisé dans ces méthodes, devient relativement instable pour l'information lidar.

De nouvelles techniques, essayant de contourner ces difficultés, sont apparues dans la littérature (Donovan *et al.* ; 2001, Okamoto *et al.*, 2002). Ces techniques présentent des algorithmes relativement stables qui, reliés à l'information radar, contraignent la restitution de l'atténuation du lidar. La valeur de la réflectivité du radar donne une première estimation de l'atténuation à chaque porte du lidar, mais aussi de l'atténuation totale. Une nouvelle méthode, basée sur ce principe, a été développée : elle fait l'objet de ce chapitre.

Le principe et surtout la similitude des mesures radar et lidar brièvement décrites précédemment sont expliqués dans une première partie. Trois algorithmes synergiques destinés à la restitution des paramètres nuageux présentés dans le chapitre précédent sont détaillés, et leur limites et avantages exposés. Des simulations bruitées et non bruitées de différents cas de restitution utilisant ces algorithmes sont également présentées. Enfin, les résultats des algorithmes appliqués à un test sont détaillés.

III.1 Le principe des mesures combinées radar-lidar

III.1.1 Algorithme d'atténuation radar Hitschfeld-Bordan (1954)

La réflectivité (décrite au § II-2-1-2) mesurée par le radar est en fait une réflectivité atténuée dite apparente, Z_a , reliée à la réflectivité vraie Z par :

$$Z_a(\mathbf{r}) = Z(\mathbf{r}) \cdot 10^{-0.2 \int_0^r K(\mathbf{s}) d\mathbf{s}} \quad [\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}] \quad (\text{III- 1})$$

avec K [$\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$] l'atténuation de l'onde émise par le radar sur son trajet, et r la distance comprise entre le radar et son point de mesure.

L'hypothèse habituellement faite sur Z et K est l'existence d'une relation entre ces deux paramètres du type $K = a'Z^{b'}$ valable le long de la radiale (trajet parcouru par l'onde électromagnétique). Ceci revient à supposer que le faisceau rencontre le même type de particules sur l'ensemble de son trajet. L'introduction de la relation en puissance puis une dérivation de (III-1) par rapport à r donne une équation différentielle du premier ordre en Z . Hitschfeld et Bordan (1954) ont été les premiers à formuler analytiquement la solution exacte de son intégration :

$$Z(\mathbf{r}) = \frac{Z_a(\mathbf{r})}{\left(1 - 0.2 \ln(10) b' \int_0^r a' Z_a^{b'}(\mathbf{s}) d\mathbf{s}\right)^{\frac{1}{b'}}} \quad (\text{III- 2})$$

Cette solution permet de corriger la réflectivité de l'atténuation tant que cette dernière reste faible mais lorsqu'elle devient trop forte, le dénominateur est alors trop proche de 0 et l'algorithme a tendance à diverger. La solution est instable mathématiquement comme cela a été reconnu par ses auteurs, car elle est très sensible aux valeurs des coefficients a' et b' . De

plus, l'hypothèse sur la relation K-Z est contraignante. C'est pourquoi, des efforts ont été produits afin d'apporter des améliorations de cet algorithme avec de nouvelles contraintes (voir paragraphes suivants).

III.1.2 Algorithme d'extinction lidar Klett (1981)

Comme le radar, le lidar mesure un coefficient de rétrodiffusion atténué β_a lors de son trajet dans l'atmosphère, relié au coefficient de rétrodiffusion β dit « vrai » par :

$$\beta_a(\mathbf{r}) = \beta(\mathbf{r})e^{-2 \int \alpha(s)ds} \quad [\text{km}^{-1}.\text{sr}^{-1}] \quad (\text{III- 3})$$

où α est le coefficient d'extinction défini au § II-2-2-2.

Contrairement au radar, l'hypothèse entre α et β n'est pas une relation en puissance mais une relation linéaire de type $\beta = k\alpha$ où k [sr^{-1}] est un coefficient, appelé fonction de phase à 180° ou ratio lidar, dépendant de la forme, de la taille et de l'orientation des particules. k est en fait la probabilité que la particule rétrodiffuse à 180° . Les gouttelettes d'eau liquide sont supposées sphériques et ont une valeur de k typiquement égale à $0,055 \text{ sr}^{-1}$ (Platt, 1979 ; Pinnick *et al.*, 1983). Les particules de glace se rencontrent sous diverses formes et densités et présentent des valeurs variables de k . Platt (1981) a utilisé dans ses calculs des valeurs variant de 0.0013 à 0.016, valeurs empiriques et théoriques. Sassen (1978) a déterminé des valeurs égales à 0.021 pour des cristaux de forme géométrique et 0.033 pour des cristaux de forme plus complexe. Sassen et Liou (1979) ont trouvé des valeurs comprises entre 0.008 et 0.016 pour des mélanges de « plaques » et de cristaux hexagonaux. Ces valeurs ont été déterminées par des expériences en laboratoire. Platt (1999) a calculé dans des cirrus des valeurs comprises entre 0.0064 et 0.022, et Chepfer *et al.* (1999), également dans des cirrus, des valeurs comprises entre 0.004 et 0.02, les valeurs les plus faibles étant attribuées aux

cristaux en forme de « plaques », les plus importantes aux colonnes et aux cristaux hexagonaux.

En supposant k constant le long de la radiale, Klett (1981) a donné la solution exacte de l'inversion de (III-3) :

$$\beta(r) = \frac{\beta_a(r)}{1 - \frac{2}{k} \int_0^r \beta_a(s) ds} \quad \text{(III- 4)}$$

Comme pour la solution de Hitschfeld-Bordan, cette solution est instable mathématiquement du fait de la divergence possible lorsque le dénominateur tend vers 0. De même, cette solution impose que k soit constant le long du trajet, donc que le faisceau du lidar rencontre le même type de particules.

Les solutions exactes de Hitschfeld-Bordan et Klett sont décrites en détail en Annexe C.

Les instabilités numériques des équations III-2 et III-4 conduisent donc à imposer une contrainte externe sur les deux signaux instrumentaux. L'idée de l'algorithme synergique est de contraindre les mesures radar et lidar l'une par rapport à l'autre sur une distance d'intégration, cette intégration permettant de s'affranchir des instabilités numériques.

III.2 Algorithme de restitution avec N_0^* constant le long de la radiale

III.2.1 Description de l'algorithme

L'algorithme synergique (Tinel *et al.*, 2000, voir Annexe F) combine les deux mesures instrumentales radar et lidar afin de pouvoir calculer les paramètres microphysiques et radiatifs décrits dans le chapitre précédent.

On utilise la relation paramétrée entre K et Z établie au § II-3. Ainsi la relation devient :

$$\mathbf{K} = \mathbf{a}N_0^{*1-b}\mathbf{Z}^b.$$

Dans cette version de l'algorithme, on suppose N_0^* constant le long de la radiale.

La solution de Hitschfeld-Bordan peut alors être réécrite en fonction de l'atténuation (Testud *et al.*, 2000b) et devient (voir Annexe C) :

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + 0.46b\mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{III- 5})$$

où r_0 est la distance de référence (distance la plus éloignée du radar).

L'élimination du paramètre N_0^* est fondée sur l'hypothèse de sa valeur constante à l'échelle de l'événement en dépit de sa variabilité au regard de l'ensemble des événements (Waldvogel, 1974). L'intérêt principal de cette expression est l'indépendance par rapport à l'étalonnage du radar, même si la valeur de référence $K(r_0)$ doit être déterminée indépendamment de cette formulation.

Dans la même configuration, la solution de Klett peut être réécrite en fonction de r_0 :

$$\beta(\mathbf{r}) = \frac{\beta_a(\mathbf{r})}{\frac{\beta_a(\mathbf{r}_0)}{\beta(\mathbf{r}_0)} + \frac{2}{k} \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \beta_a(\mathbf{s})d\mathbf{s}}$$

ou du coefficient d'extinction et r_0 (se reporter à l'annexe C pour le détail des calculs) :

$$\alpha(\mathbf{r}) = \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)\beta_a(\mathbf{r})}{\beta_a(\mathbf{r}_0) + 2\alpha(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \beta_a(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad \text{(III- 6)}$$

Comme précédemment, cette solution est indépendante de k (donc du type de particules rencontrées) et de l'étalonnage du radar, mais est toujours sujette à la condition de la détermination de α à la borne de référence.

Ainsi, la seule détermination de K et α à r_0 permet de calculer les profils de l'atténuation et de l'extinction sur toute la radiale. La connaissance de ces profils permettra ensuite de pouvoir calculer la réflectivité et le coefficient de rétrodiffusion vrais, puis les paramètres caractérisant le milieu nuageux qui nous intéressent décrits au § II-1.

Pour calculer ces deux valeurs, on utilise une contrainte externe intégrale entre l'atténuation et l'extinction définie entre deux bornes r_0 et r_1 . Cette contrainte est établie à partir des relations en puissance du modèle inverse (cf II-3-3) liant l'atténuation des deux signaux. On suppose dans ces conditions que ce modèle inverse est validé.

$$\int_{r_0}^{r_1} \alpha(\mathbf{s})d\mathbf{s} = m \left[N_0^*(\mathbf{r}) \right]^{-n} \int_{r_0}^{r_1} K^n(\mathbf{s})d\mathbf{s} \quad \text{(III- 7)}$$

Dans l'algorithme à N_0^* constant, on prend comme hypothèse r_0 la dernière porte instrumentale et r_1 la première porte instrumentale valides.

Etant donné que l'on peut exprimer $\alpha(\mathbf{r})$ et $K(\mathbf{r})$ dans l'équation (III-7) en fonction de $\alpha(\mathbf{r}_0)$, ($\alpha(\mathbf{r})$ par (III-6) et $K(\mathbf{r})$ par (III-5)), l'expression de (III-8) ne présente alors plus que deux inconnues : $\alpha(\mathbf{r}_0)$ et N_0^* (le détail de ce calcul est donné en annexe D) :

$$\alpha(\mathbf{r}_0) = \frac{\beta_a(\mathbf{r}_0)}{2\mathbf{J}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1)} \exp \left[2\alpha(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \frac{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + \left(\frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\mathbf{mN}_0^{*1-n}} \right)^{1/n} \mathbf{I}(\mathbf{s}, \mathbf{r}_0)} \mathbf{d}\mathbf{s} \right]^{-1} \quad (\text{III- 8})$$

$$\text{où} \quad \mathbf{J}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1) = \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \beta_a(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} \quad \text{et} \quad \mathbf{I}(\mathbf{s}, \mathbf{r}_0) = 0.46\mathbf{b} \int_{\mathbf{s}}^{\mathbf{r}_0} \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}) \mathbf{d}\mathbf{r} .$$

Il est alors nécessaire d'initialiser l'algorithme (*fig. III-1*) avec une première valeur de N_0^* (généralement égale à 10^9 , valeur moyenne retrouvée dans les calculs à partir des données microphysiques). Après avoir déterminé les profils de α et \mathbf{K} , on recalcule alors une estimation de N_0^* par (Testud *et al.*, 2000a) :

$$N_0^* = \left[\frac{1}{\mathbf{a} \mathbf{Z}_a(\mathbf{r}_0) + \mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \mathbf{I}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0)} \right]^{\frac{1}{1-\mathbf{b}}} \quad (\text{III- 9})$$

où $\mathbf{I}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0)$ est défini par (III-8).

On réitère alors l'algorithme avec cette nouvelle valeur. Le test d'arrêt se fait sur le seuil de convergence de N_0^* entre la $i^{\text{ème}}$ et la $i+1^{\text{ème}}$ itération. Une fois que l'on obtient $\alpha(\mathbf{r}_0)$, on est alors capable de calculer les profils de α et \mathbf{K} le long de chaque radiale par les équations (III-6) et (III-5). Ces deux profils permettent alors de déterminer la réflectivité et le coefficient de rétrodiffusion vrais (profils de $\mathbf{Z}(\mathbf{r})$ par (III-1) et $\beta(\mathbf{r})$ par (III-3)).

En utilisant les lois de puissance microphysiques définies au § II-3, et plus précisément grâce à $\mathbf{IWC} = \mathbf{cN}_0^{*1-d}(\mathbf{r})\mathbf{K}^d(\mathbf{r})$, on peut alors déterminer le profil du contenu en glace, ainsi que le profil du rayon effectif.

Mais cette méthode, bien que présentant certains avantages, rencontre néanmoins quelques limites.

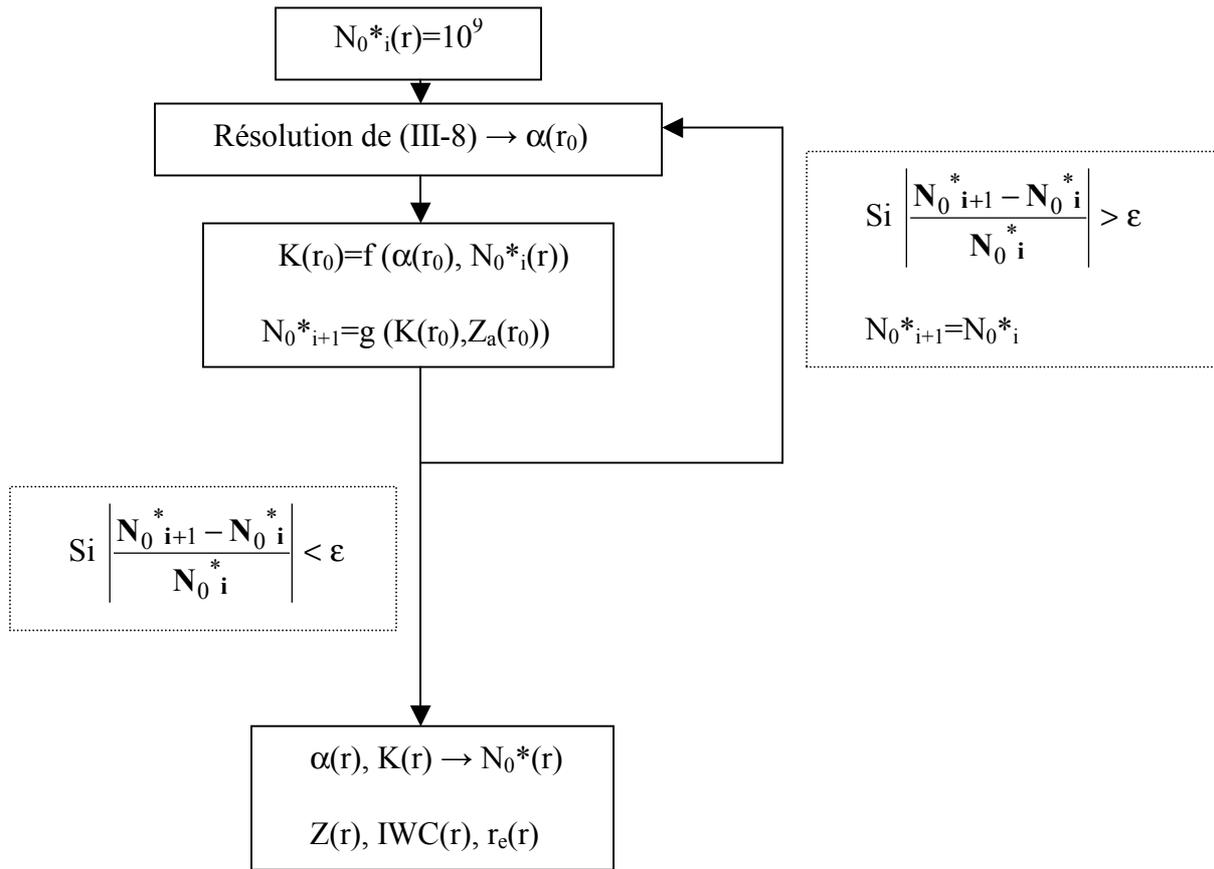


Figure III- 1 : Restitution des paramètres $N_0^*(r)$, $\alpha(r)$, $Z(r)$, $IWC(r)$, $r_e(r)$ par l’algorithme N_0^* constant.

III.2.2 Limites et avantages

L’avantage de cet algorithme est qu’il permet de s’affranchir du paramètre k (puisque l’on suppose que k est constant sur $[r_1, r_0]$). k peut également être estimé par l’algorithme grâce à l’expression suivante :

$$\mathbf{k} = \frac{\beta_a(r_0)}{\alpha(r_0)} + 2 \int_{r_1}^{r_0} \beta_a(s) ds \quad \text{(III- 10)}$$

Une des limites est la capacité de convergence de l’algorithme, en effet le fait qu’il soit basé sur un processus de convergence de façon interactive entre deux équations ((III-8) et (III-9) apporte une instabilité.

Une autre difficulté provient de l'hypothèse de N_0^* constant le long de la radiale. Par exemple, les nuages glacés (Hogan *et al.*, 2002a, 2002b) peuvent présenter des couches d'eau surfondue insérées entre deux couches de glace. Or ce changement de phase implique une différence de taille de particules entre la phase glace et la phase liquide (les gouttelettes d'eau liquide sont formées à partir de noyaux de condensation présents dans l'atmosphère en nombre bien plus important que les noyaux de nucléation à l'origine de la formation des cristaux de glace). Cette différence de taille entraîne (même si le contenu en eau/glace est différent pour les deux phases) une augmentation de N_0^* d'un facteur pouvant aller jusqu'à 100 (voir Chapitre IV). L'hypothèse de N_0^* constant est alors contradictoire avec la description microphysique des nuages.

Cette limite peut-être un frein à l'application de l'algorithme mais peut aussi être éliminée si on pratique une segmentation de l'algorithme selon les différentes phases (liquide ou glace) rencontrées par les signaux instrumentaux ou une segmentation le long de la radiale.

III.3 Segmentation dans le cas de N_0^* variable avec l'altitude

III.3.1 Description de l'algorithme

On a vu dans le paragraphe précédent que l'on considérait N_0^* constant le long de la radiale des instruments. Plus précisément, les deux bornes extrémales d'intégration, r_0 et r_1 , sont définies comme étant les bornes extrêmes de validité des signaux. Ce qui est proposé dans cette autre version de l'algorithme est la segmentation de N_0^* avec l'altitude (Tinel *et al*, 2002, voir annexe G). N_0^* n'est plus considéré constant tout le long de la radiale, mais seulement sur quelques portes instrumentales. Ainsi, on applique plusieurs fois l'algorithme le long de la radiale en changeant les bornes r_0 et r_1 au fur et à mesure, au lieu d'une seule fois.

Trois méthodes de résolution sont proposées :

1^{ère} méthode :

Comme dans le cas précédent, on utilise une condition intégrale entre α et K (III-7) sur les intervalles d'intégration $[r_0, r_1]$ et on résout l'équation (III-8) pour obtenir les profils des paramètres recherchés (voir *fig. III-1*).

2^{ème} méthode :

Comme on travaille dans les nuages glacés, l'atténuation du signal radar par les cristaux de glace est très faible ; on peut même considérer qu'elle est négligeable devant la réflectivité apparente (Lhermitte, 1988). Cela implique que l'équation (III-5) devient:

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0)} \quad (\text{III- 11})$$

On obtient alors une autre expression de $\alpha(\mathbf{r}_0)$ qui ne dépend plus que de la réflectivité et du coefficient de rétrodiffusion apparents:

$$\alpha(\mathbf{r}_0) = \frac{\beta_a(\mathbf{r}_0)}{2\mathbf{J}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1)} \left[\exp \left(2 \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\mathbf{Z}_a^{bn}(\mathbf{r}_0)} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \mathbf{Z}_a^{bn}(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} \right) - 1 \right] \quad (\text{III- 12})$$

Comme pour la méthode précédente, il suffit de calculer $\alpha(\mathbf{r}_0)$ par cette équation. Cette valeur, combinée à $Z_a(\mathbf{r}_0)$, nous permet de calculer le N_0^* constant sur le segment choisi. Les profils de α , IWC (par $\mathbf{IWC}(\mathbf{r}) = \mathbf{c}N_0^{*1-d}\mathbf{K}^d(\mathbf{r})$) et r_e peuvent alors être calculés.

3^{ème} méthode :

Une autre approche, très similaire à la précédente pour la segmentation de N_0^* , peut être utilisée. On considère ainsi que non seulement l'atténuation de la réflectivité peut être négligée devant la réflectivité, mais qu'elle est totalement négligeable. La présence d'une ou plusieurs couches d'eau surfondue n'est pas gênante dans ce cas, car ces couches d'eau sont si minces (hauteur de 200m maximum, Hogan *et al.* (2002a)) que l'on peut considérer l'atténuation du signal radar dans ces couches négligeable par rapport à la réflectivité. La contrainte intégrale ne se fait plus entre les atténuations des deux instruments, mais entre l'extinction du lidar et la réflectivité. Ainsi, on utilise:

$$\int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \alpha(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} = \mathbf{s} \left[N_0^* \right]^{-t} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \mathbf{Z}^t(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} \quad (\text{III- 13})$$

On peut alors récrire (III-8) d'une façon différente:

$$\alpha(\mathbf{r}_0) = \frac{\beta_{\mathbf{a}}(\mathbf{r}_0)}{2\mathbf{J}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1)} \left[\exp \left(2 \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\mathbf{Z}_{\mathbf{a}}^t(\mathbf{r}_0)} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \mathbf{Z}_{\mathbf{a}}^t(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \right) - 1 \right] \quad (\text{III- 14})$$

Cette formulation est très proche de (III-12) puisque dans le premier cas, on fait une hypothèse d'une atténuation faible, dans l'autre, on fait l'hypothèse d'une atténuation pratiquement nulle. La différence entre les équations (III-12) et (III-14) réside dans la valeur des coefficients de puissance de Z_a : ce coefficient est égal à $b*n$ pour la deuxième méthode, et à t pour la troisième. Si on compare la valeur de $b*n$ à celle de t à partir des coefficients calculés à partir du modèle inverse, on trouve que $t = 0.9*(b*n)$ quelle que soit la température. Cette différence minime entre les deux méthodes entraîne des restitutions de $\alpha(\mathbf{r}_0)$ très proches les unes des autres (voir les simulations dans une section suivante). Les profils des paramètres nuageux sont calculés comme pour la méthode précédente.

Ces trois méthodes de restitution sont respectivement dénommées SegK, SegZbn et SegZt dans la suite du manuscrit.

III.3.2 Limites et avantages de l'algorithme segmenté

Un des inconvénients de cette méthode est qu'elle peut ne pas rencontrer de solution physique selon les hypothèses de départ.

Si on regarde plus en détail l'équation (III-14) (le même raisonnement peut être fait pour (III-12)), on remarque que cette équation est en fait l'intersection de deux fonctions : une droite et une fonction exponentielle. On peut alors récrire cette équation d'une autre manière en posant :

$$\mathbf{a} = \frac{2 \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_0} \mathbf{Z}_{\mathbf{a}}^t(\mathbf{s}) d\mathbf{s}}{\mathbf{Z}_{\mathbf{a}}^t(\mathbf{r}_0)} \quad (\text{III- 15})$$

$$\mathbf{b} = \frac{\beta_{\mathbf{a}}(\mathbf{r}_0)}{2 \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_0} \beta_{\mathbf{a}}(\mathbf{s}) d\mathbf{s}} \quad (\text{III- 16})$$

$$\lambda = \mathbf{a}\mathbf{b} \quad (\text{III- 17})$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{a}\alpha(\mathbf{r}_0) \quad (\text{III- 18})$$

On obtient une nouvelle expression de (III-14) :

$$\mathbf{X} = \lambda \left[e^{\mathbf{X}} - 1 \right] \quad (\text{III- 19})$$

Ainsi, l'existence ou non d'une ou de deux intersections entre la droite $\mathbf{y} = \mathbf{X}$ et $\mathbf{y} = \lambda \left[e^{\mathbf{X}} - 1 \right]$ dépend de la valeur de λ .

Trois cas dominant :

1^{er} cas : $\lambda > 1$

Il existe deux intersections entre les deux fonctions (*fig. III-2(a)*) : la valeur nulle et une valeur négative. Ces deux valeurs sont physiquement inconsistantes.

2^{ème} cas : $\lambda = 1$

Il existe une seule intersection (*fig. III-2(b)*) : $X=0$. Comme pour le cas précédent, cette valeur est physiquement inconsistante.

3^{ème} cas : $\lambda < 1$

La *figure III-2(c)* montre que ce cas permet de déterminer deux intersections entre les deux fonctions constituant l'équation (III-14). L'une de ces deux intersections est la valeur nulle, la solution considérée alors comme exacte est l'intersection non nulle. Cette résolution d'équation se fait très facilement sauf dans le cas où la valeur de λ est très proche de 1. En effet, dans ce cas de figure, la fonction exponentielle devient de plus en plus tangente à la droite. Cette tangence entraîne alors une divergence dans la résolution de l'équation. Dans ce

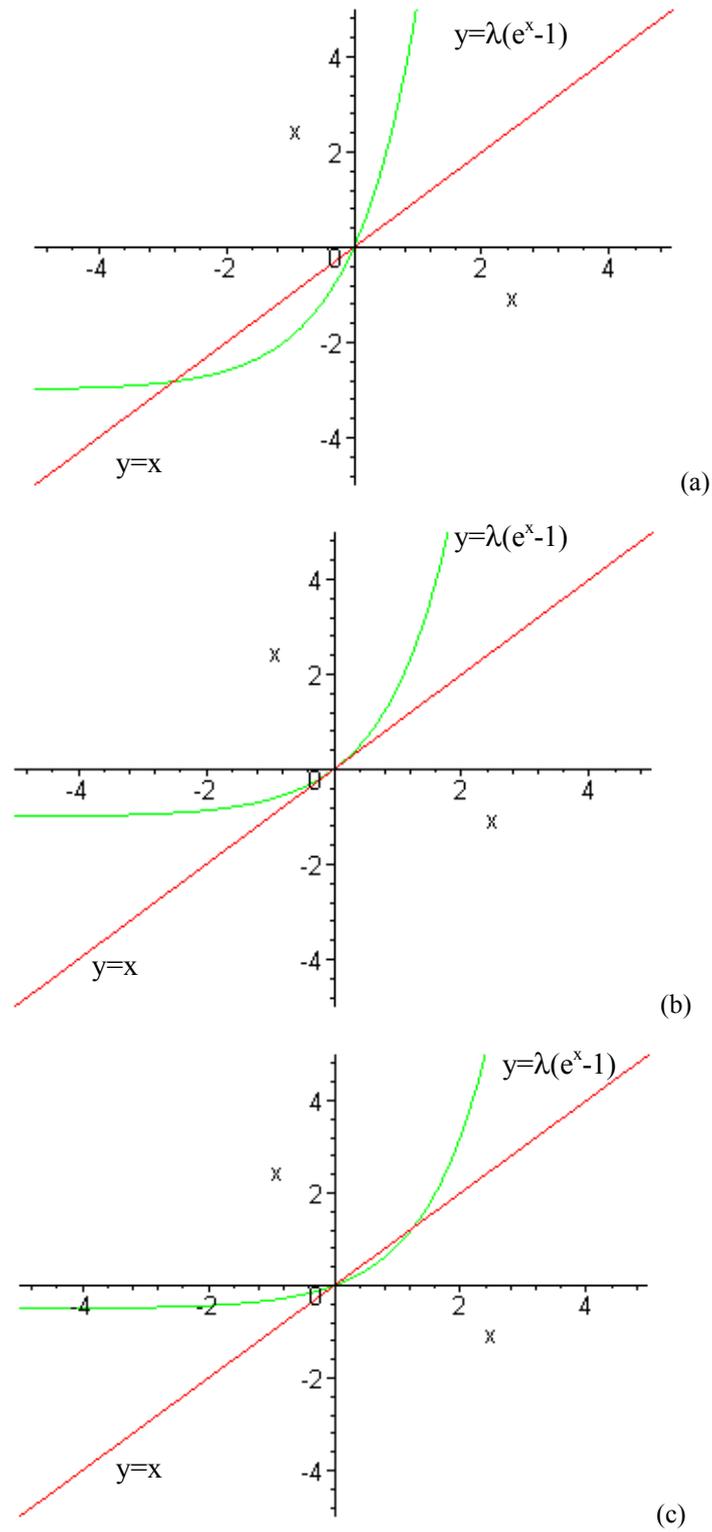


Figure III- 2 : représentation des intersections selon la valeur de λ

(a) $\lambda=3$ (b) $\lambda=1$ (c) $\lambda=0.5$

cas, on introduit un développement limité de $\exp(X)$ dans l'équation (III-19). Cette dernière devient alors :

$$\mathbf{X}^2 + 3\mathbf{X} + 6 - \frac{6}{\lambda} = 0 \quad \text{(III- 20)}$$

Cette équation a des solutions réelle pour $\lambda < 1.6$ ce qui est compatible avec l'hypothèse précédente $\lambda < 1$. La solution donnant la valeur de $\alpha(r_0)$ est la racine positive de (III-20). Des simulations ont montré que l'introduction du développement limité est nécessaire pour $\lambda > 0.85$.

On peut alors résumer les différents cas de figure précédents par :

$\lambda < 0.85$: résolution de (III-14)

$0.85 \leq \lambda < 1$: résolution de (III-20)

$\lambda \geq 1$: modification de la distance de segmentation jusqu'à ce que $\lambda < 1$.

L'inconvénient de cet algorithme est, comme dans le cas de l'algorithme avec N_0^* constant, que l'on considère une valeur constante de N_0^* sur un intervalle. On sait que, physiquement, la concentration des particules varie en fonction de l'altitude à l'intérieur d'un nuage (Stith et al., 2002). Or la force de cet algorithme est basée sur l'intégration des valeurs sur une couche nuageuse d'une certaine épaisseur ce qui rend les calculs beaucoup plus stables que lorsque l'on calcule des paramètres point à point. Le tout est de trouver un compromis entre une segmentation qui permet de faire varier N_0^* sur des petits segments et une segmentation qui soit assez stable (donc avec une distance d'intégration assez importante) pour que l'algorithme ne diverge pas. Les simulations qui seront présentées dans la section III-4 montrent comment trouver le meilleur compromis.

III.3.3 Cas des couches d'eau surfondue

Par rapport à l'algorithme défini en III-1.1, l'avantage de celui-ci est la possibilité d'appliquer une segmentation lorsqu'on se trouve en présence de phase liquide. Dans le cas d'une couche d'eau surfondue, on utilise deux restitutions différentes : l'une restituant uniquement le contenu en glace, et la deuxième restituant le contenu en eau liquide, ces couches étant composées d'un mélange de particules de glace et de gouttelettes d'eau nuageuses. On fait l'hypothèse que, dans ces couches d'eau surfondue, le contenu en glace est principalement détecté par le radar alors que le contenu en eau liquide est détecté par le lidar, comme l'ont suggéré Hogan *et al.* (2002a).

Trois méthodes peuvent être utilisées pour détecter la présence de couche d'eau surfondue, ces méthodes utilisent uniquement le signal lidar :

- la valeur du coefficient de rétrodiffusion apparent dépasse une valeur seuil,
- le gradient du coefficient de rétrodiffusion apparent varie brusquement,
- le taux de dépolarisation $\Delta\rho$ (rapport des signaux lidar rétrodiffusés parallèle sur perpendiculaire) est inférieur à 0.03 (Platt, 1977).

Restitution du contenu en glace et des rayons effectifs des cristaux de glace

Pour la restitution de la phase glace, on suppose que N_{θ}^* est continu et constant avant, pendant et après le passage du signal radar dans la couche. Il suffit alors de prendre la valeur moyenne de N_{θ}^* juste au-dessus et en-dessous de la couche, et grâce aux lois de puissance microphysiques reliant la réflectivité et le contenu en glace (et tout en faisant l'hypothèse d'une atténuation du signal radar nulle), on calcule le contenu en glace dans la couche. Par le même modèle inverse, on calcule le profil de l'extinction optique (due aux particules de glace) dans la couche afin de déterminer un profil de rayon effectif des particules de glace.

Restitution du contenu en eau et des rayons effectifs des gouttelettes d'eau surfondue

Le procédé est plus délicat dans la phase liquide. En effet, on ne dispose que d'une seule mesure : celle du lidar. Mais contrairement au cas précédent, les informations provenant du lidar au-dessous et au-dessus de la couche ne peuvent être utilisées puisque l'on passe d'une phase supposée uniquement glace à une phase supposée mixte. On fait l'hypothèse d'une valeur constante de k valable en présence d'eau liquide ($k = 0.055 \text{ sr}^{-1}$, Platt, 1979 ; Pinnick *et al.*, 1983). Cette valeur permet de calculer le profil du coefficient de rétrodiffusion corrigé de l'extinction par (III-4) et ensuite, le profil de l'extinction optique (due aux gouttelettes d'eau) par la relation linéaire entre α et β .

Pour retrouver le profil du contenu en eau, il suffit d'exprimer LWC (M_3) en fonction de α (M_2).

On introduit la représentation de la DDP gamma normalisée (Testud *et al.*, 2001) par :

$$\mathbf{N}(\mathbf{D}) = \mathbf{N}_0 \frac{(4 + \mu)^{4+\mu}}{4^4} \frac{\Gamma(4)}{\Gamma(\mu + 4)} \left(\frac{\mathbf{D}}{\mathbf{D}_0} \right)^\mu \exp \left[- (4 + \mu) \frac{\mathbf{D}}{\mathbf{D}_0} \right] \quad \text{(III- 21)}$$

Tous les moments de la distribution M_n peuvent alors être écrits comme :

$$\mathbf{M}_n = \int_0^\infty \mathbf{N}(\mathbf{D}) \mathbf{D}^n d\mathbf{D} = \mathbf{N}_0 \mathbf{D}_0^{n+1} \mathbf{F}_n(\mu) \quad \text{(III- 22)}$$

$$\text{avec} \quad \mathbf{F}_n(\mu) = \frac{(3,67 + \mu)^{4+\mu}}{(3,67)^4 (3,67 + \mu)^{n+1+\mu}} \frac{\Gamma(4)\Gamma(\mu + n + 1)}{\Gamma(\mu + 4)} \quad \text{(III- 23)}$$

Si on définit N_T comme étant la concentration totale de particules, on peut alors l'assimiler à M_0 .

L'expression de N_T est telle que :

$$\mathbf{N}_T = \mathbf{M}_0 = \mathbf{N}_0 \mathbf{D}_0 \mathbf{F}_0(\mu) \quad (\text{III- 24})$$

et par substitution, (III-22) devient :

$$\mathbf{M}_n = \mathbf{N}_T \mathbf{D}_0^n \frac{\mathbf{F}_n(\mu)}{\mathbf{F}_0(\mu)} \quad (\text{III- 25})$$

En exprimant M_3 et M_2 en fonction de N_T , on obtient alors l'expression de M_3 en fonction de M_2 :

$$\mathbf{M}_3 = \frac{\mathbf{F}_3(\mu)}{\mathbf{F}_0(\mu)} \left[\frac{\mathbf{F}_0(\mu)}{\mathbf{F}_2(\mu)} \right]^2 \mathbf{N}_T^{-1/2} \mathbf{M}_2^{3/2} \quad (\text{III- 26})$$

Ensuite, en calculant les expressions exactes de $F_0(\mu)$, $F_2(\mu)$, $F_3(\mu)$ avec $\mu=2$, on obtient l'expression suivante :

$$\mathbf{LWC} = 1.212 * 10^{-2} * \mathbf{N}_T^{-1/2} * \alpha^{3/2} \quad (\text{III- 27})$$

Connaissant le profil d'extinction dans la couche surfondue et en faisant une hypothèse sur la valeur de N_T (cf § IV-2 pour l'application à un cas de couche d'eau surfondue), on peut calculer le profil de LWC dans cette même couche. On utilise ensuite (II-2) pour calculer le rayon effectif de ces gouttelettes d'eau surfondue.

L'avantage de cet algorithme est de considérer N_θ^* constant sur des petits segments, l'objectif étant de restituer un profil de N_θ^* variable avec l'altitude. Mais ce profil restitué n'est pas complètement variable. Le paragraphe suivant présente une méthode prenant en compte dans l'équation de résolution de $\alpha(r_0)$ une valeur de N_θ^* variant pour chaque porte instrumentale.

III.4 Algorithme N_0^* variable avec l'altitude

III.4.1 Description de l'algorithme

Le principe de cet algorithme (dénommé Var dans la suite de ce manuscrit) est de ne plus considérer N_0^* constant le long de la radiale ou sur des segments, mais variable le long du nuage sondé, c'est-à-dire entre r_0 et r_1 .

Afin de stabiliser l'algorithme, il est nécessaire d'introduire une fonction f définie par :

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \frac{N_0^*(\mathbf{r})}{\overline{N_0^*}} \quad (\text{III- 28})$$

où $\overline{N_0^*}$ est la valeur moyenne de N_0^* le long de la radiale.

Si on ne suppose plus N_0^* constant, (III-5) devient alors :

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)N_0^*(\mathbf{r})^{1-b}\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{N_0^*(\mathbf{r}_0)^{1-b}\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + 0.46b\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)\int_r^{r_0} N_0^*(\mathbf{s})^{1-b}\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{III- 29})$$

En introduisant la fonction définie par (III-28), on obtient :

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)\mathbf{f}(\mathbf{r})^{1-b}\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{\mathbf{f}(\mathbf{r}_0)^{1-b}\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + 0.46b\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)\int_r^{r_0} \mathbf{f}(\mathbf{s})^{1-b}\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{III- 30})$$

On suppose alors la même hypothèse (III-7) que pour les algorithmes précédents entre l'atténuation du radar et l'extinction du lidar ; cela revient alors à calculer $\alpha(r_0)$ défini par :

$$\alpha(r_0) = \frac{\beta_a(r_0)}{2J(r_0, r_1)} \exp \left[2 \frac{\alpha(r_0)}{f(r_0)^{1-n}} \int_{r_0}^{r_1} f(s)^{1-n} \left(\frac{f(s)^{1-b} Z_a^b(s)}{f(s)^{1-b} Z_a^b(r_0) + \left(\frac{\alpha(r_0)}{m(f(r_0) * N_0^*)^{1-n}} \right)^{1/n} I(s, r_0)} \right)^n ds \right] - 1$$

(III- 31)

où $J(r_0, r_1) = \int_{r_0}^{r_1} \beta_a(s) ds$ et $I(s, r_0) = 0.46b \int_s^{r_0} f(r)^{1-b} Z_a^b(r) dr$.

On initialise l'algorithme par une valeur de $\overline{N_0^*}$ ($=10^{10}$) et $f(r) = 1$ (fig. III-3). La détermination de $\alpha(r_0)$ permet de calculer $\alpha(r)$ et $K(r_0)$ (par $\alpha(r_0)$ et $\overline{N_0^*}$), puis $K(r)$ par (III-30).

Deux méthodes de restitution du profil $N_0^*(r)$ sont possibles :

- soit on utilise $\alpha(r)$ et $K(r)$, si on estime que l'atténuation n'est pas trop faible et bruitée,
- soit on utilise $\alpha(r)$ et $Z_a(r)$, si on estime que l'atténuation peut être négligée dans la glace.

Un nouveau profil $f'(r)$ est déterminé avec $f'(r) = \frac{N_0^*(r)}{N_0^*}$. Le test d'arrêt de l'algorithme

est effectué sur le calcul de $\alpha(r_0)$.

Comme pour la détermination de $N_0^*(r)$, le calcul des paramètres nuageux $IWC(r)$ et $r_e(r)$ peut se faire soit par l'utilisation de $K(r)$, soit par $Z_a(r)$.

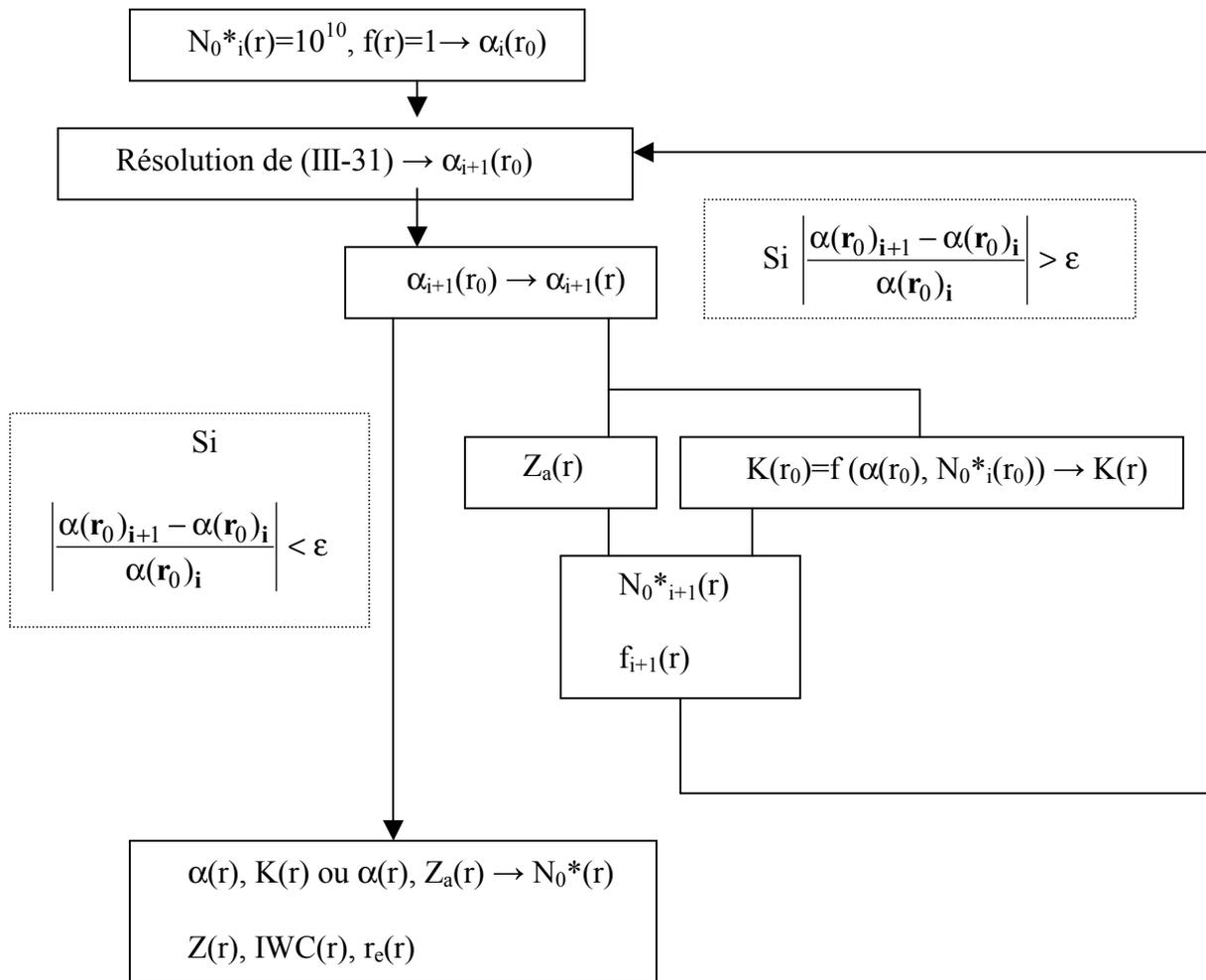


Figure III- 3 : Restitution des paramètres $N_0^*(r)$, $\alpha(r)$, $Z(r)$, $IWC(r)$, $r_e(r)$ par l'algorithme N_0^* variable.

III.4.2 Limites et avantages de l'algorithme variable

Le principal avantage de cet algorithme est de considérer N_0^* variable en fonction de l'altitude. Cette hypothèse est parfaitement logique avec ce qui a déjà été vu au chapitre II. Mais une limite de cet algorithme reste que, malgré la normalisation du profil de N_0^* par sa valeur moyenne, il présente des instabilités dans la partie inférieure du nuage pour un système aéroporté (ou partie supérieure pour un système sol). En effet, le nombre

d'inconnues de (III-31) est supérieur à trois : $\alpha(r_0)$, $N_0^*(r)$ et $\overline{N_0^*}$ (qui peut être calculé par $N_0^*(r)$), alors que pour l'algorithme constant ou segmenté, il est égal à un ou deux selon les cas. La résolution de l'équation est donc sujette à une grande instabilité algorithmique puisqu'elle repose sur la convergence des valeurs de α après un processus itératif sur α et $f(r)$. On verra, dans la simulation (paragraphe suivant), que l'algorithme ne converge pas toujours vers la valeur espérée de α , mais vers des valeurs de α et $f(r)$ qui satisfont malgré tout l'équation. La méthode utilisant l'atténuation du radar pour la restitution des paramètres sera dénommée VarK dans la suite du manuscrit, celle utilisant la réflectivité sera dénommée VarZ.

La méthode de segmentation lors de la présence d'une couche d'eau surfondue est également possible avec cet algorithme (cf § IV-3).

III.5 Simulation de données pour les 2 algorithmes

Les différents algorithmes synergiques de restitution des paramètres physiques combinant les mesures radar et lidar ont été exposés dans les trois paragraphes précédents. Afin de déterminer qualitativement et quantitativement leurs limites, il est judicieux de procéder à des simulations de données. Une première simulation ne prenant pas en compte les bruits instrumentaux est effectuée, cette simulation permet notamment de déterminer la distance d'intégration la plus appropriée pour l'algorithme segmenté et la hauteur minimale de couche nuageuse permettant une application réaliste de l'algorithme Var. Une deuxième simulation, prenant en compte les bruits instrumentaux des deux instruments, est appliquée afin de qualifier le comportement des algorithmes sur des données instrumentales.

Les résultats obtenus à partir de ces simulations permettent de valider les algorithmes avant leur application sur des données réelles (Chapitre IV).

III.5.1 Profils simples

III.5.1.1 Algorithmes constant et segmentés

On simule une couche nuageuse d'une épaisseur constante de 2.4 km. Les hauteurs minimales et maximales du nuage sont 4.6 et 7 km, on suppose que ce nuage est constitué uniquement de phase glace. Un avion, équipé d'un radar nuage 95 GHz et d'un lidar à 0.5 μm , est supposé voler à une altitude de 8 km avec une visée au nadir par les deux instruments. On suppose également qu'il n'y a pas de couche nuageuse située entre l'avion et le sommet du nuage échantillonné et pas d'atténuation par les gaz atmosphériques. Les

simulations ont été testées pour plusieurs largeurs de portes instrumentales (25, 50, 60 et 100 m), ces simulations montrent que les algorithmes sont insensibles à la largeur de porte utilisée. Pour rester dans les conditions les plus proches du système RALI, les résultats présentés ci-dessous prennent en compte une résolution radiale de 60 m pour les deux instruments.

L'idée est de débiter la simulation avec un profil de IWC variant avec l'altitude de forme sinusoïdale :

$$\text{IWC}(\mathbf{r}) = 0.1 \sin\left(\pi \sin\left(\frac{\pi}{4.8}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\right)\right) \quad (\text{III- 32})$$

où r_0 est la base du nuage.

Une première simulation associe le profil variable d'IWC à un profil constant de $N_0^* = 10^{9.7} \text{ m}^{-4}$.

Ces deux profils permettent d'obtenir une simulation réaliste de la couche nuageuse avec un maximum de contenu en glace et des particules de taille plus importante dans le bas du nuage (dus à l'agrégation des particules). En-dessous de ces maxima se trouvent des particules de diamètre moins important, ce qui permet de simuler un phénomène d'évaporation de ces particules.

Les coefficients des lois de puissance utilisés sont ceux obtenus directement en regroupant tous les cas étudiés au Chapitre I, c'est-à-dire sans modélisation par la température. On ne teste pas dans cette simulation l'impact du modèle inverse en fonction de la température (cet impact sera testé dans les Chapitre IV), mais seulement le comportement de l'algorithme synergique.

A partir des deux profils initiaux de IWC et N_0^* et des lois de puissance définies au II-3-3, on calcule les profils de Z , K , r_e et α en fonction de l'altitude. On utilise un profil de k constant ($=0.03 \text{ sr}^{-1}$) pour déterminer le profil de β . On atténue ensuite la réflectivité et le

coefficient de rétrodiffusion pour obtenir deux profils apparents sur lesquels on applique les algorithmes SegK, SegZt et SegZbn décrits précédemment. Plusieurs distances de segmentation sont utilisées afin de tester le comportement des algorithmes : 120 m, 240 m, 300 m, 480 m, 600 m, 960 m, 1200 m et 2400 m. La distance de segmentation de 2400 m correspond à l'application de l'algorithme constant.

Les figures III-4 et III-5 représentent les paramètres Z , β , K , k , IWC , r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués (traits tirets et pointillés) par l'algorithme SegZt pour des distances de segmentation de 120 m, 480 m et 2400 m. Cette première simulation, réalisée à partir de profils constants de k et N_0^* , montre l'instabilité provoquée par les faibles valeurs de IWC et α dans le bas et le haut du nuage sur la restitution des profils de N_0^* et k . Cette instabilité diminue lorsque la distance de segmentation augmente.

Une deuxième simulation est effectuée, en prenant en compte un profil de N_0^* variant également avec l'altitude et tel que :

$$N_0^*(r) = 10^{x-(r-r_0)/2} \quad \text{(III- 33)}$$

où x varie de 9.5 à 11.5.

Un profil variable de k est également utilisé.

Les figures III-6 et III-7 représentent les paramètres Z , β , K et k simulés (traits épais) et restitués (traits tirets et pointillés) par les algorithmes SegK et SegZt pour des distances de segmentation de 120 m, 480 m et 2400 m pour une épaisseur optique nuageuse de 3.11. Ces figures montrent que la réflectivité est très bien restituée, ce qui corrobore les hypothèses relatives au comportement du signal dans la phase glace. L'atténuation du radar est mieux restituée par SegZt que par SegK. Dans le premier cas, cette atténuation est calculée à partir de la loi de puissance la reliant à la réflectivité apparente substituée à la réflectivité vraie, dans le deuxième cas, elle est calculée à partir du processus itératif fait sur l'équation III-8.

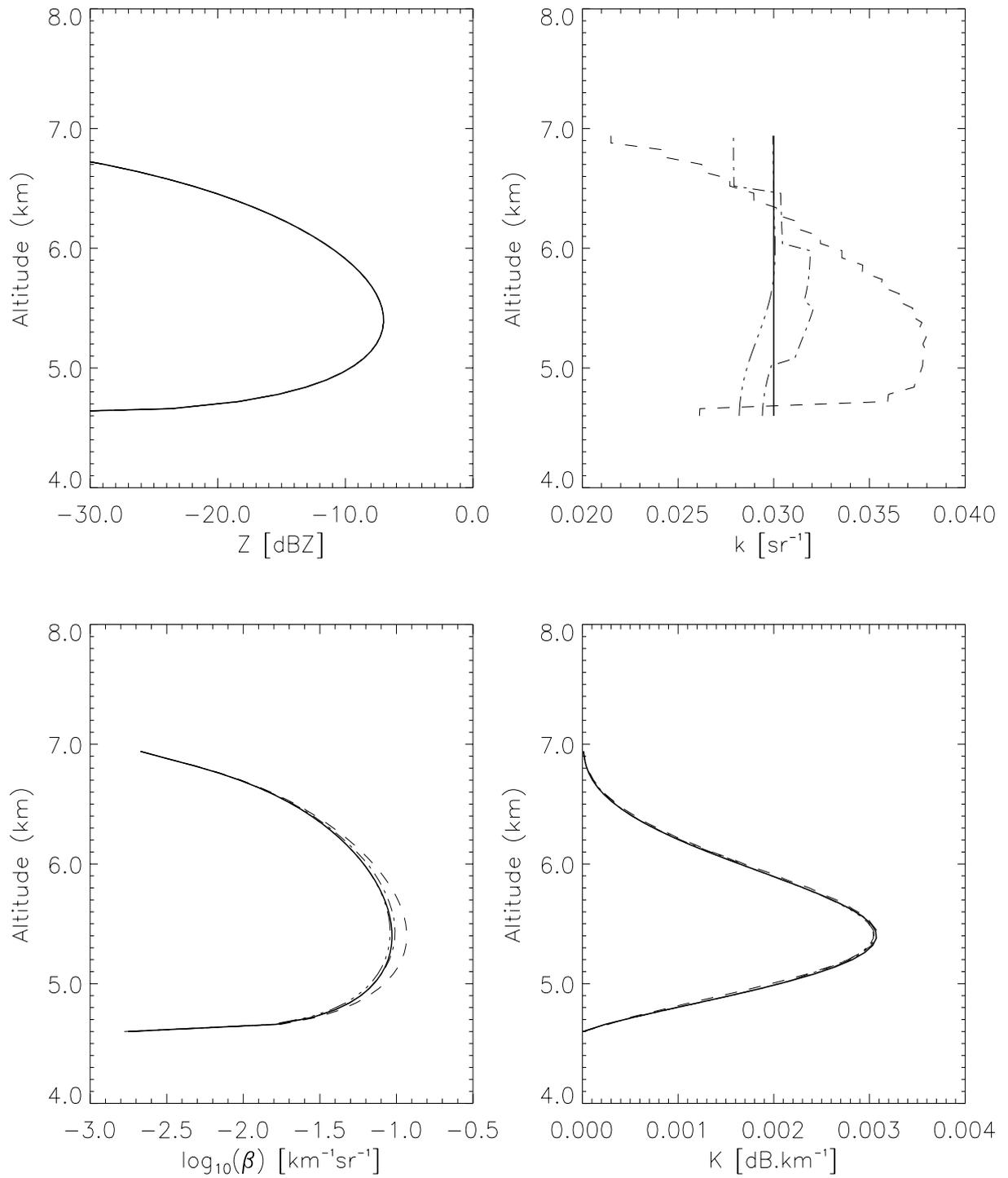


Figure III- 4 : Paramètres Z , β , K et k simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegZt pour des distances de segmentation de 120 m (_ _), 480 m (_ .) et 2400 m (_ ...)

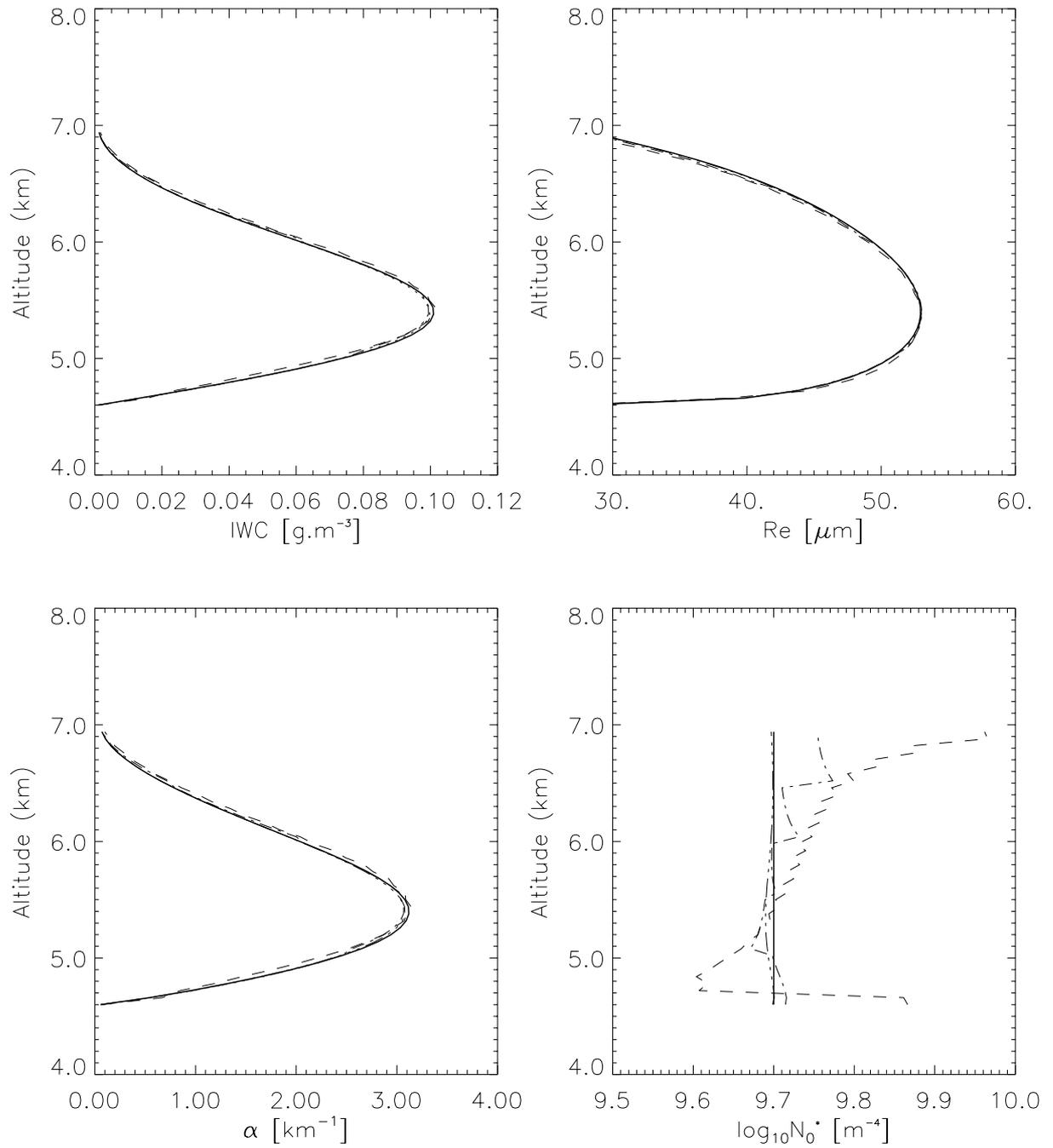


Figure III- 5 : Paramètres IWC, r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegZt pour des distances de segmentation de 120 m (—), 480 m (---) et 2400 m (-.-.)

La restitution du paramètre k est sensible à la distance de segmentation : son calcul est effectué à partir de α et β (lui-même recalculé à partir de α) et une faible erreur de restitution de α a un impact non négligeable sur celle de k .

Les *figures III-8 et III-9* représentent les paramètres IWC, r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués (traits tirets et pointillés) par les algorithmes SegK et SegZt pour les mêmes conditions de simulation que celles des *figures III-6 et III-7*. L'ensemble des profils montre que la distance de segmentation a peu d'impact sur la restitution des paramètres de télédétection et nuageux. Par ailleurs, les deux algorithmes segmentés sont capables de restituer des paramètres présentant les mêmes profils que ceux des paramètres initiaux (la restitution des valeurs maximales de α et IWC se fait aux mêmes altitudes). Dans l'ensemble, les deux algorithmes ont tendance à sur-estimer le contenu en glace et l'extinction, ces deux sur-estimations se compensent lors du calcul du rayon effectif, et permettent de réduire les erreurs de restitutions sur ce paramètre. La restitution de N_0^* est instable au niveau des extrémités du nuage, ces instabilités proviennent des faibles valeurs de IWC et α à ces endroits comme montré par la *figure III-5*.

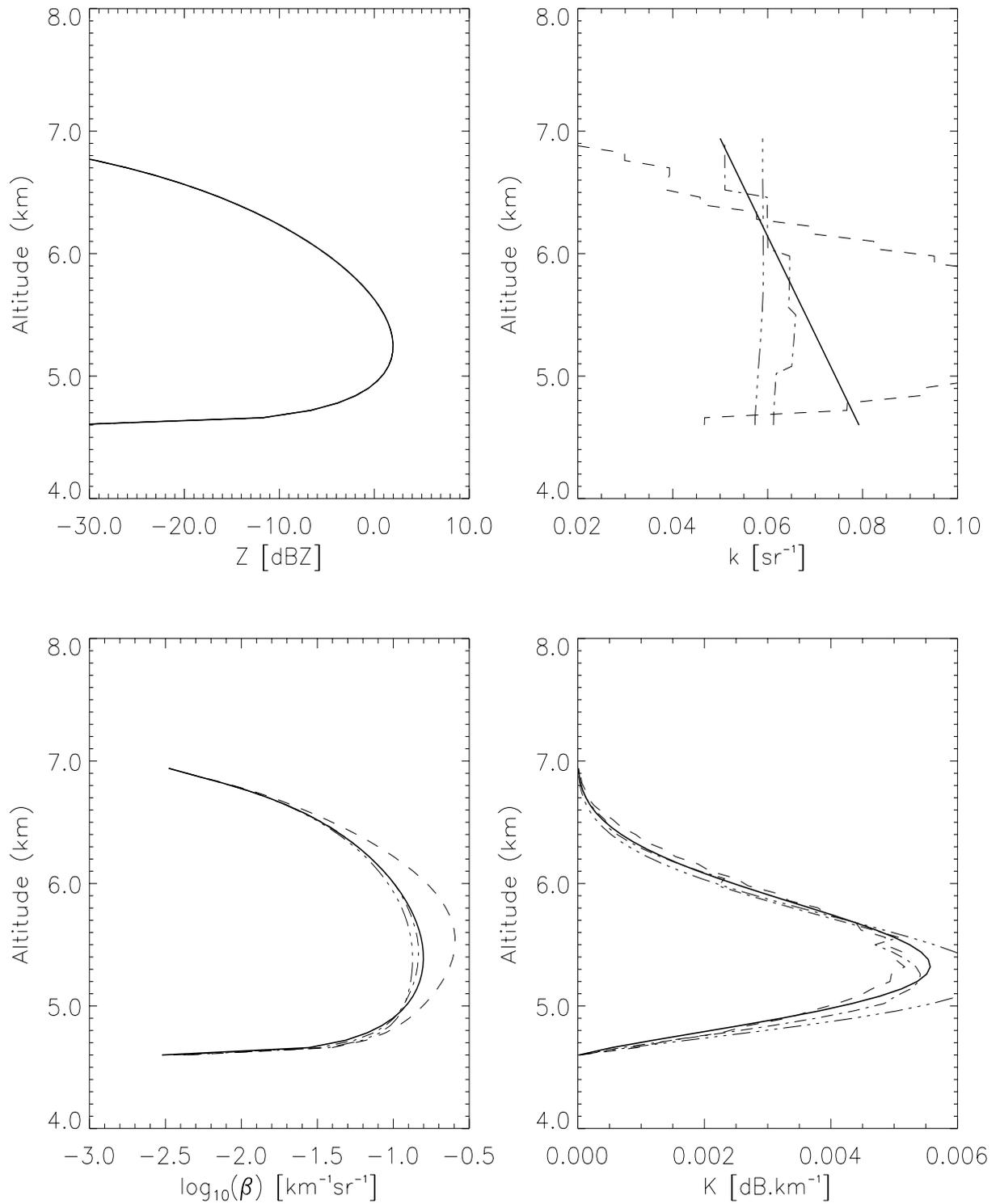


Figure III- 6 : Paramètres Z , β , K et k simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegK pour des distances de segmentation de 120 m (---), 480 m (-.-) et 2400 m (....) et $\tau = 3.11$

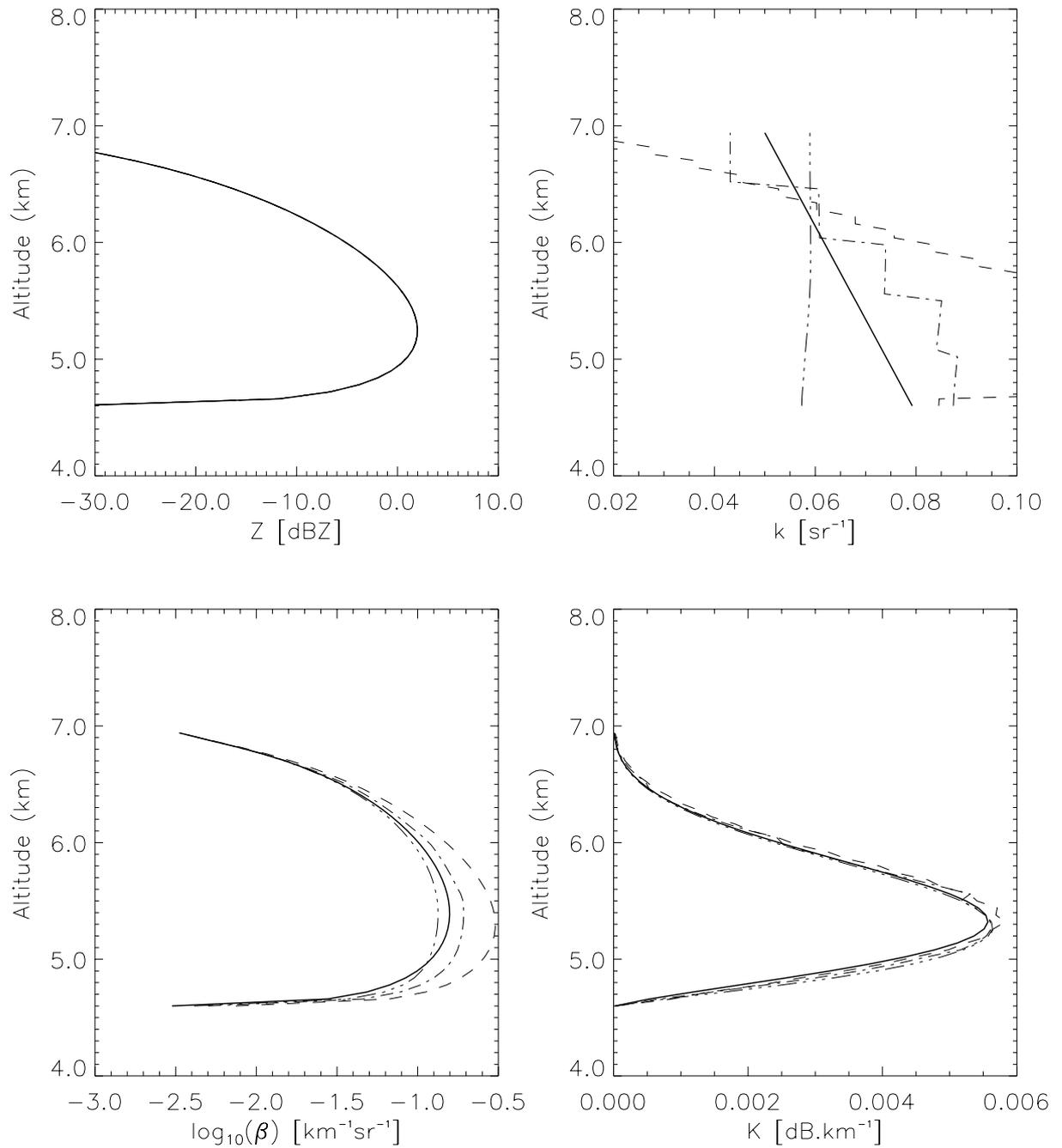


Figure III- 7 : Paramètres Z , β , K et k simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegZt pour des distances de segmentation de 120 m (—), 480 m (---) et 2400 m (....) et $\tau = 3.11$

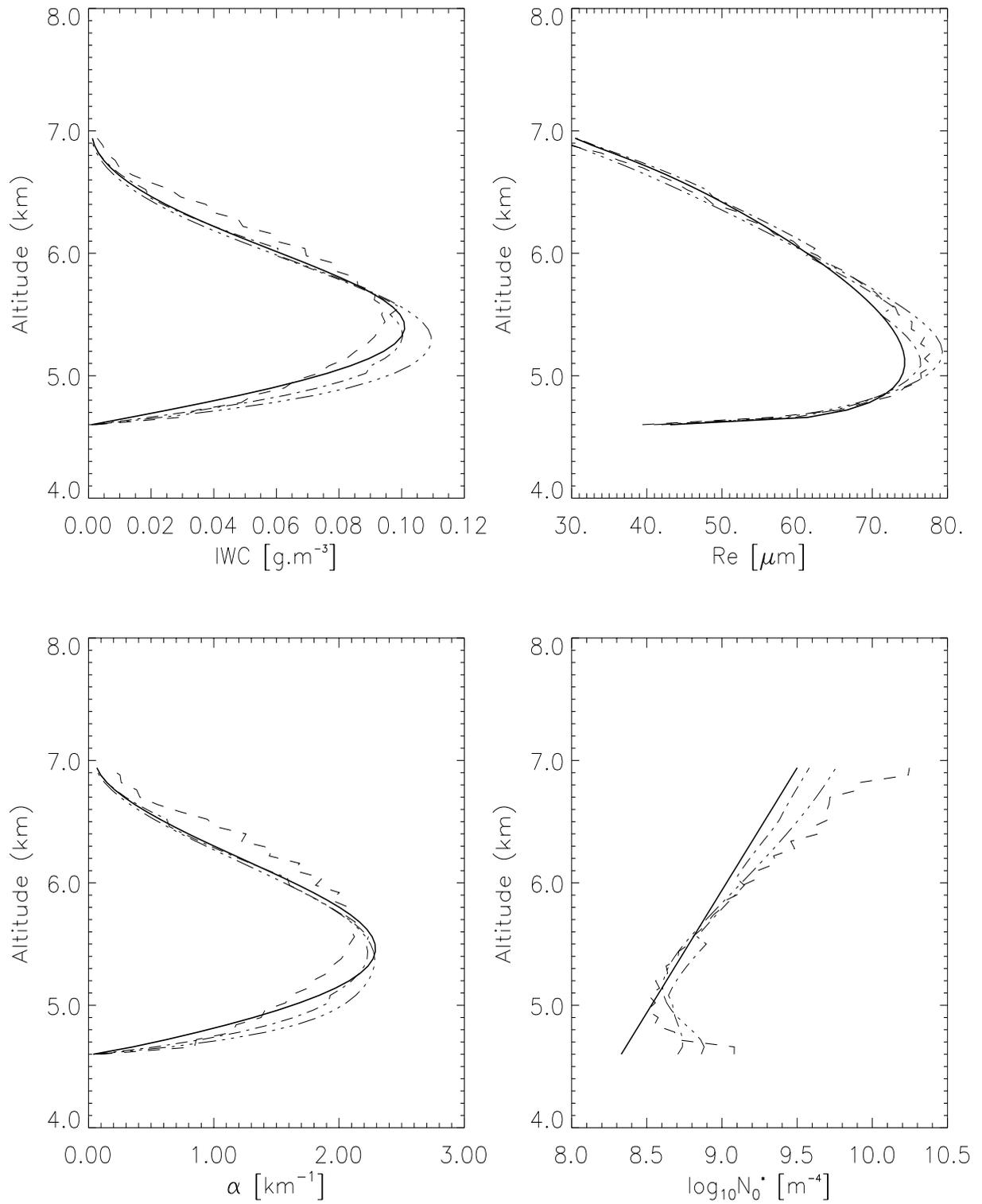


Figure III- 8 : Paramètres IWC, r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegK pour des distances de segmentation de 120 m (—), 480 m (---) et 2400 m (-.-.-) et $\tau = 3.11$

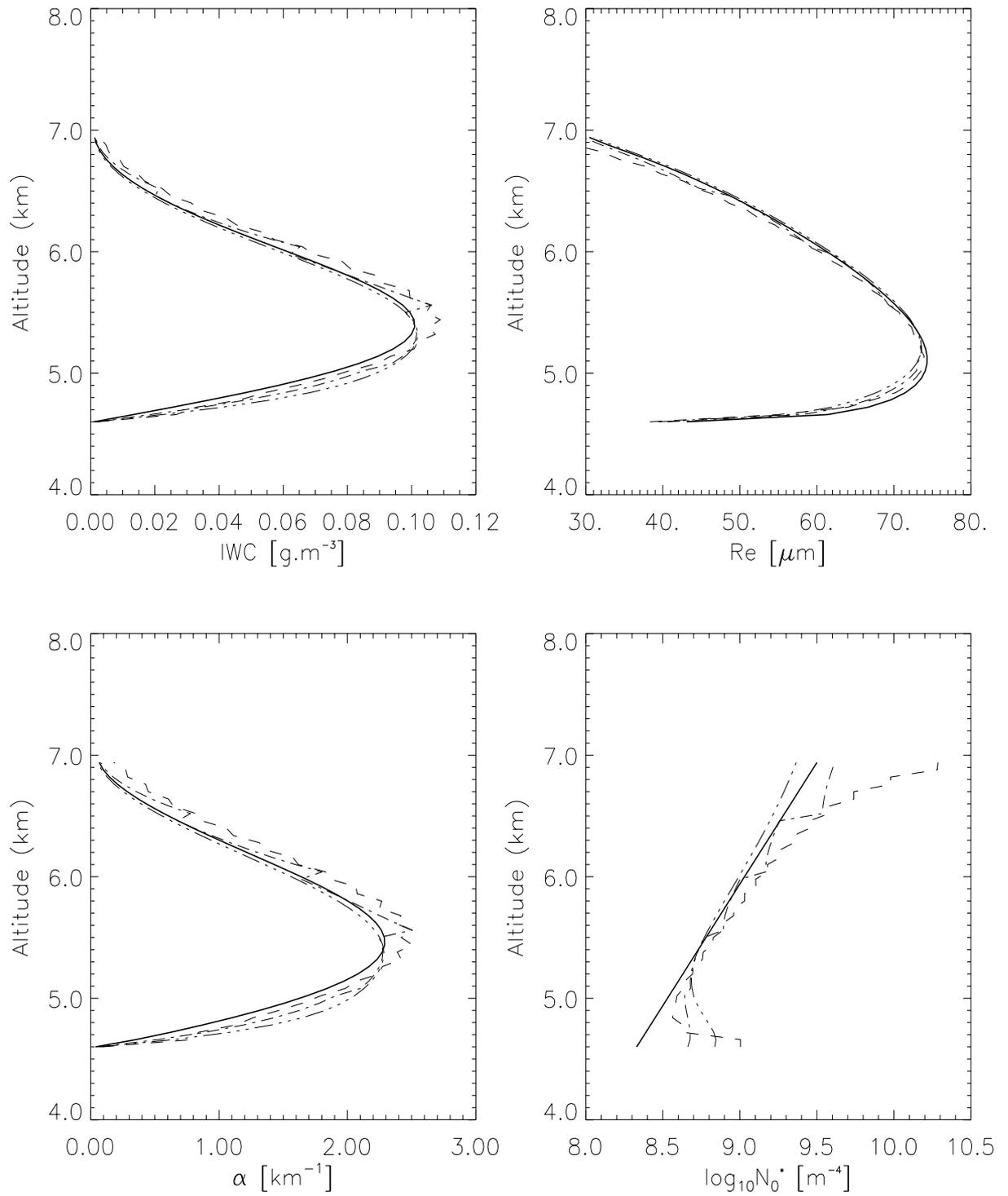


Figure III- 9 : Paramètres IWC, r_e, α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegZt pour des distances de segmentation de 120 m (—), 480 m (-.-) et 2400 m (-.-.-) et $\tau = 3.11$

La *figure III-10 (a) et (b)* représente les biais relatifs moyens calculés pour IWC et α , ainsi que l'épaisseur optique restituée, par les trois algorithmes en fonction de la distance de segmentation pour $\tau = 3.11$. Les résultats obtenus avec SegZt sont équivalents à ceux obtenus par SegZbn, cette équivalence est également retrouvée pour les autres simulations ainsi que pour l'application faite sur des données réelles (Chapitre IV) et dans la suite du manuscrit ces deux algorithmes seront assimilés à un seul : l'algorithme SegZ. Les biais les plus faibles apparaissent pour des distances de segmentation comprises entre 500 et 1200 m pour α , et pour 500 et 600 m pour IWC. Les biais les plus importants concernent les deux distances extrémales testées : pour la distance de 120 m, les algorithmes ne sont appliqués que sur deux portes instrumentales ce qui entraîne une instabilité numérique.

Ces deux cas montrent la nécessité (explicitée au § III-3-3) de trouver un compromis entre une restitution qui risque d'être instable à cause d'une trop courte distance d'intégration et celle non réaliste d'une constante valeur de N_0^* sur un trop grand segment. L'augmentation du biais de IWC pour SegK (distances 1200 et 2400 m) s'explique par l'instabilité produite par (III-8) sur la restitution de K pour une hypothèse d'un N_0^* constant sur une trop grande distance. Cette instabilité n'apparaît pas pour les deux autres algorithmes puisque dans ce cas IWC est calculé à partir de la réflectivité apparente. Mais l'avantage de l'application de SegK est l'affranchissement de l'étalonnage instrumental lors de l'application sur des données réelles. En effet, l'équation (III-5) est telle que la réflectivité apparaît au numérateur et au dénominateur. Si cette réflectivité est « contaminée » par une erreur d'étalonnage, la restitution du profil de K reste indépendante de cette erreur. La combinaison de ce dernier avec le profil de α pour la restitution du profil de N_0^* permet alors d'être indépendant des étalonnages des instruments.

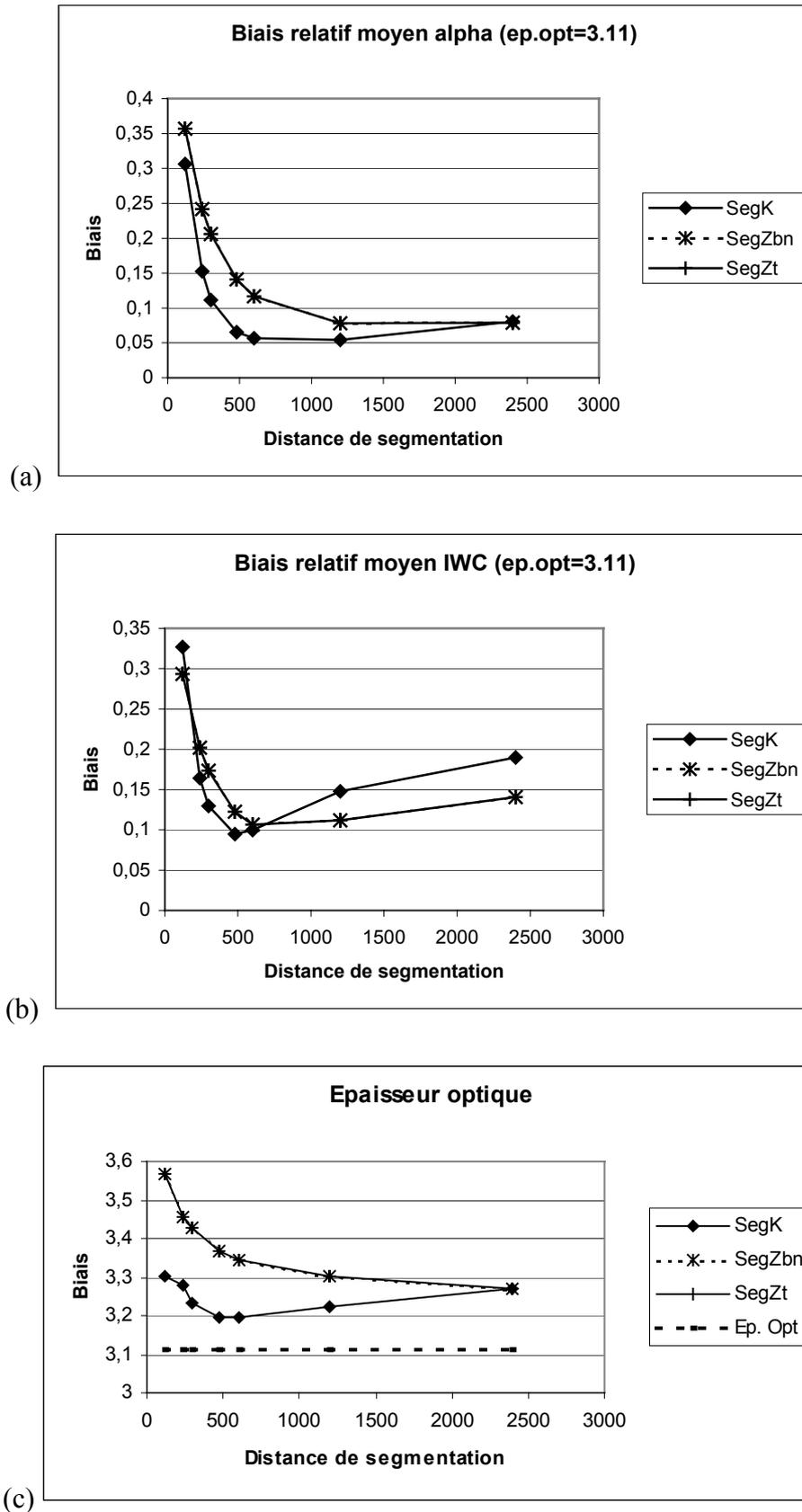


Figure III- 10 : Biases relatifs moyens calculés pour IWC, α et biais absolus moyens de l'épaisseur optimale pour les trois algorithmes SegK, SegZt et segZbn

La *figure III-10 (c)* représente l'épaisseur optique (initialement égale à 3.11) restituée par les trois algorithmes. Cette épaisseur est sur-estimée (conséquence de la sur-estimation de α) en moyenne de 3% pour SegK et de 5% pour SegZt et SegZbn. Cette sur-estimation est tout à fait acceptable. La simulation a également été appliquée sur des nuages d'épaisseurs optiques différentes, des résultats équivalents ont été obtenus.

III.5.1.2 Algorithme N_0^* variable

Le même principe de simulation est utilisé pour les algorithmes VarK et VarZ. Cette fois-ci, l'épaisseur du nuage n'est plus constante mais varie de 240 m à 2400 m. Les profils initiaux de IWC et N_0^* sont les mêmes que ceux utilisés pour la simulation précédente. La *figure III-11* représente les biais relatifs moyens calculés pour les contenus en glace restitués en fonction de l'épaisseur du nuage pour $\tau = 3.11$.

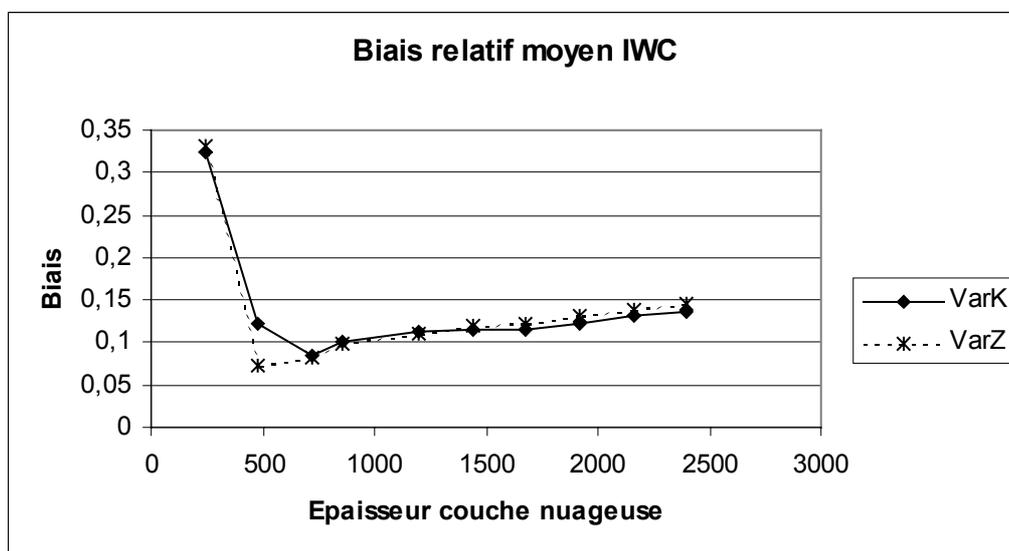


Figure III- 11 : *Biais relatifs moyens calculés pour IWC par les algorithmes VarK et VarZ en fonction de l'épaisseur du nuage.*

Les autres paramètres restitués présentent des biais dont la variation est semblable à celles restituées par les algorithmes segmentés. Les biais calculés sont pratiquement identiques selon l'utilisation de VarK ou VarZ. Il est intéressant de noter la stabilité de la valeur des biais quelle que soit l'épaisseur du nuage. Par contre, les résultats pour une épaisseur de nuage de 240 m montrent qu'il est nécessaire de considérer une épaisseur minimale (500 m) d'application de l'algorithme afin de s'affranchir de l'instabilité produite par une distance d'intégration trop faible.

III.5.2 Profils bruités

III.5.2.1 Algorithmes constant et segmentés

Comme pour la simulation du III-4-1, on simule une couche nuageuse de 2.4 km d'épaisseur. Les profils initiaux de IWC décrivent la même variation que pour les simulations précédentes. Les profils des paramètres instrumentaux et nuageux sont calculés de la même manière que précédemment avec l'utilisation d'une variation de N_0^* similaire à celle décrite par (III-33).

On introduit dans la simulation des données un bruit de mesure réaliste (Annexe F). Pour le radar, on reprend la même formulation de bruit que dans Testud *et al.* (1996), dépendant de deux paramètres : le seuil de détection pour un rapport signal à bruit (RSB) de 0 dB à 3 km, Z_{3km} , et le nombre d'échantillons indépendant N_i . En supposant une vitesse de l'avion de 80m/s et une émission d'une série d'impulsions tous les 84 ms (caractéristiques du radar RASTA, Protat *et al.*, 2002), on obtient $N_i = 1000$.

Un bruit dans la mesure du lidar est également introduit (cf Annexe E), une valeur seuil β_{seuil} de détection du signal lidar β couramment admise pour un lidar à 0.5 μm est :

$$\beta_{seuil} = 2.3 * \text{var}(\beta)$$

Les figures III-12, III-13, III-14 et III-15 représentent les restitutions des paramètres IWC, r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués (traits tirets et pointillés) par les algorithmes SegK et SegZ pour deux épaisseurs optiques : $\tau = 3.1$ et $\tau = 5.9$ et trois épaisseurs de segmentation (120 m, 480 m et 240 m). La distance de segmentation de 120 m (fig. III-12) fait diverger l'algorithme dans la partie supérieure du nuage, cette divergence est due à l'instabilité numérique provenant du nombre trop faible de portes instrumentales. Les autres distances de segmentation ne présentent pas de divergences importantes. Il en est de même pour l'algorithme SegZ (fig. III-13) ; celui-ci est également moins stable lors de son application sur la plus petite distance d'intégration notamment dans le haut du nuage pour N_0^* et le bas du nuage pour le rayon effectif. La simulation avec $\tau = 5.9$ (fig. III-14 et III-15) montre que le signal du lidar n'est pas exploitable dans la partie inférieure du nuage sur une épaisseur de 700 m. Malgré cela, les différentes distances de segmentations sont capables de restituer la forme et les mêmes ordres de grandeur que les profils initiaux. Les restitutions de SegK sont beaucoup plus instables que celles de SegZ notamment dans le bas du nuage. Ces instabilités sont dues pour SegK à l'utilisation du profil $K(r)$ et de la dépendance de celui-ci à l'estimation de K à l'altitude r_0 . L'algorithme SegZ, en utilisant la réflectivité apparente dans les lois de puissance s'affranchit de l'instabilité provoquée par la restitution de $\alpha(r_0)$ et gagne en stabilité grâce à celle de Z_a .

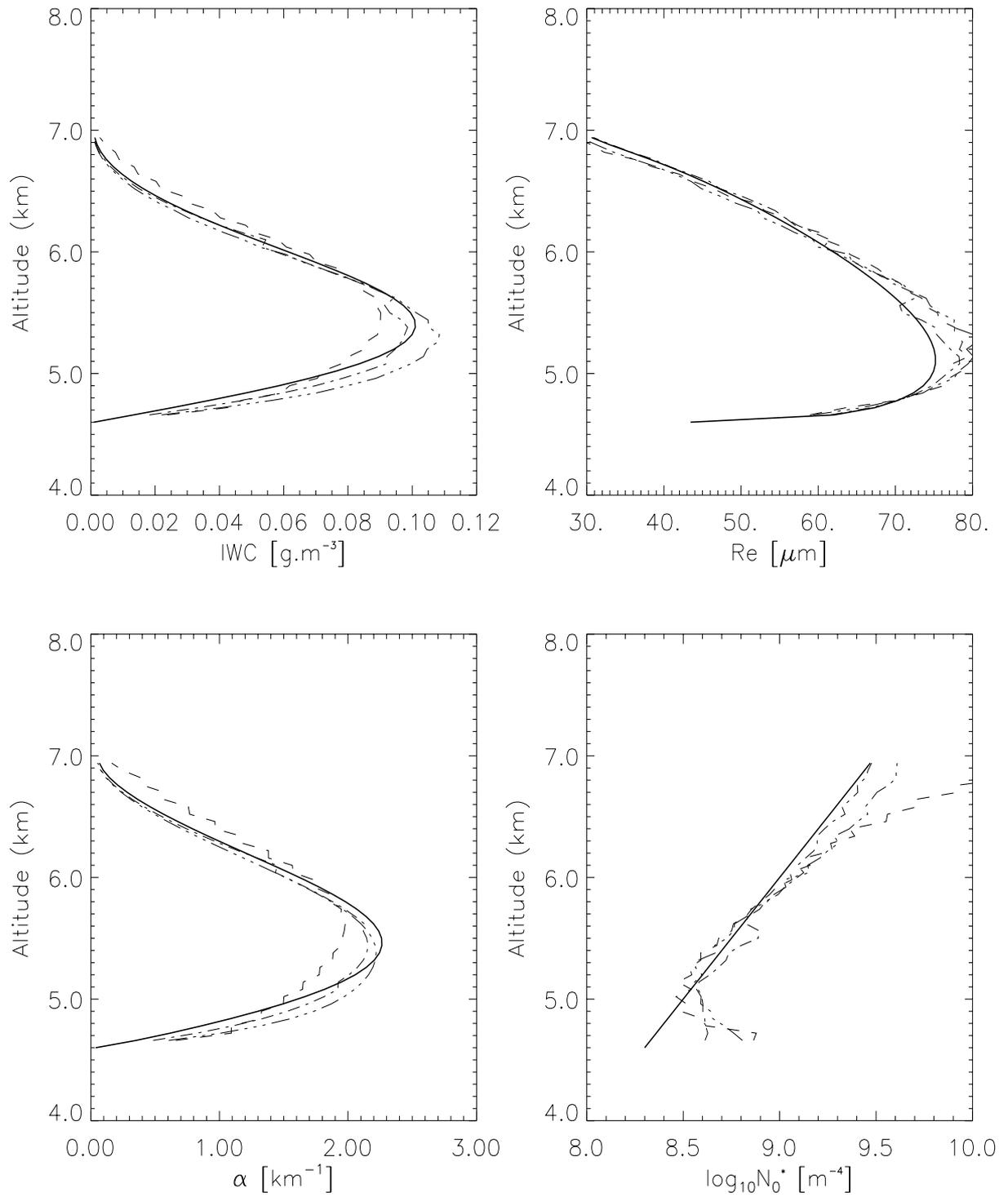


Figure III- 12 : Paramètres IWC , r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegK pour des distances de segmentation de 120 m (---), 480 m (-.-) et 2200 m (-...-) ($\tau = 3.1$)

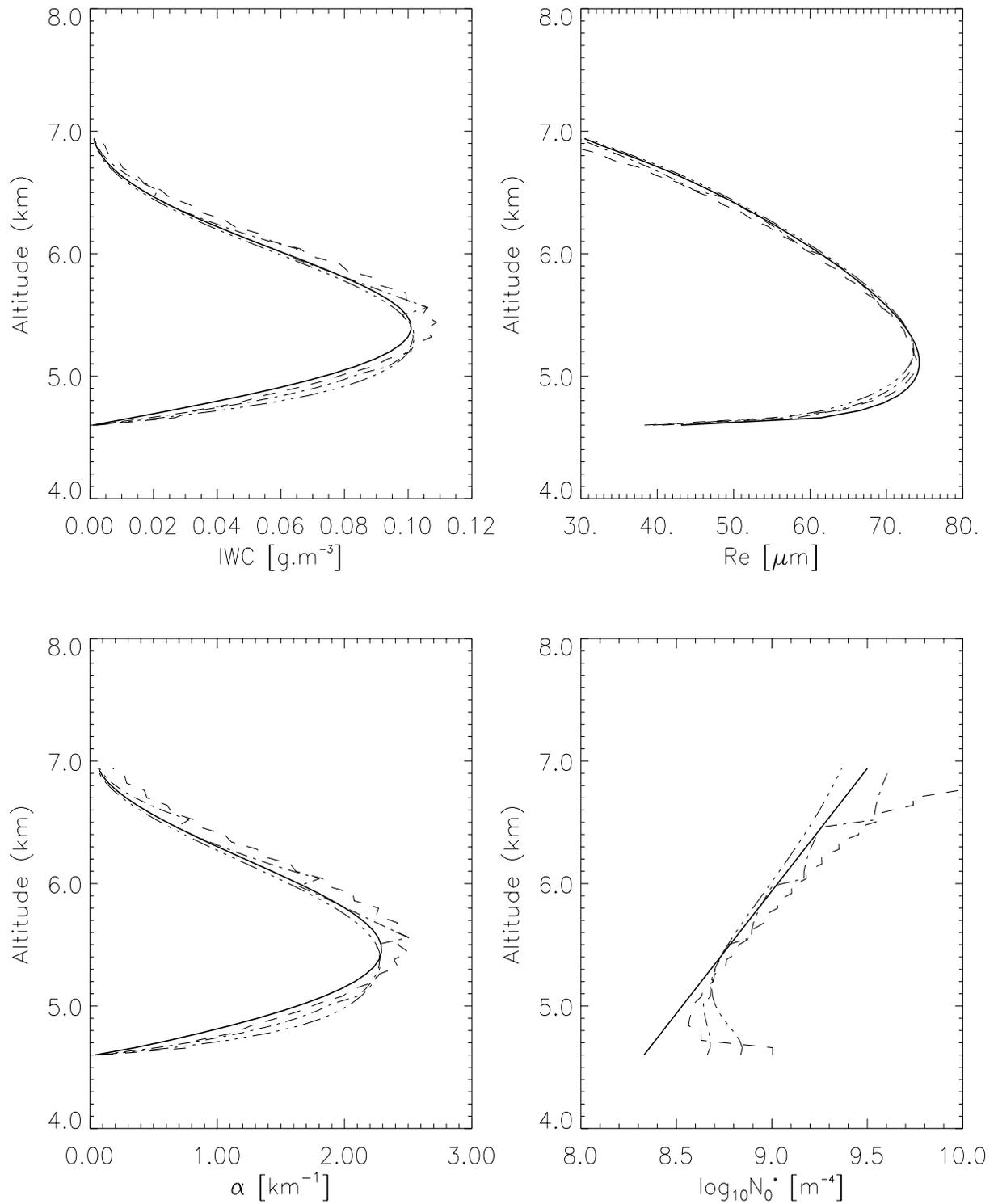


Figure III- 13 : Paramètres IWC , r_e , α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegZ pour des distances de segmentation de 120 m (---), 480 m (-.-) et 2200 m (-...-) ($\tau = 3.1$)

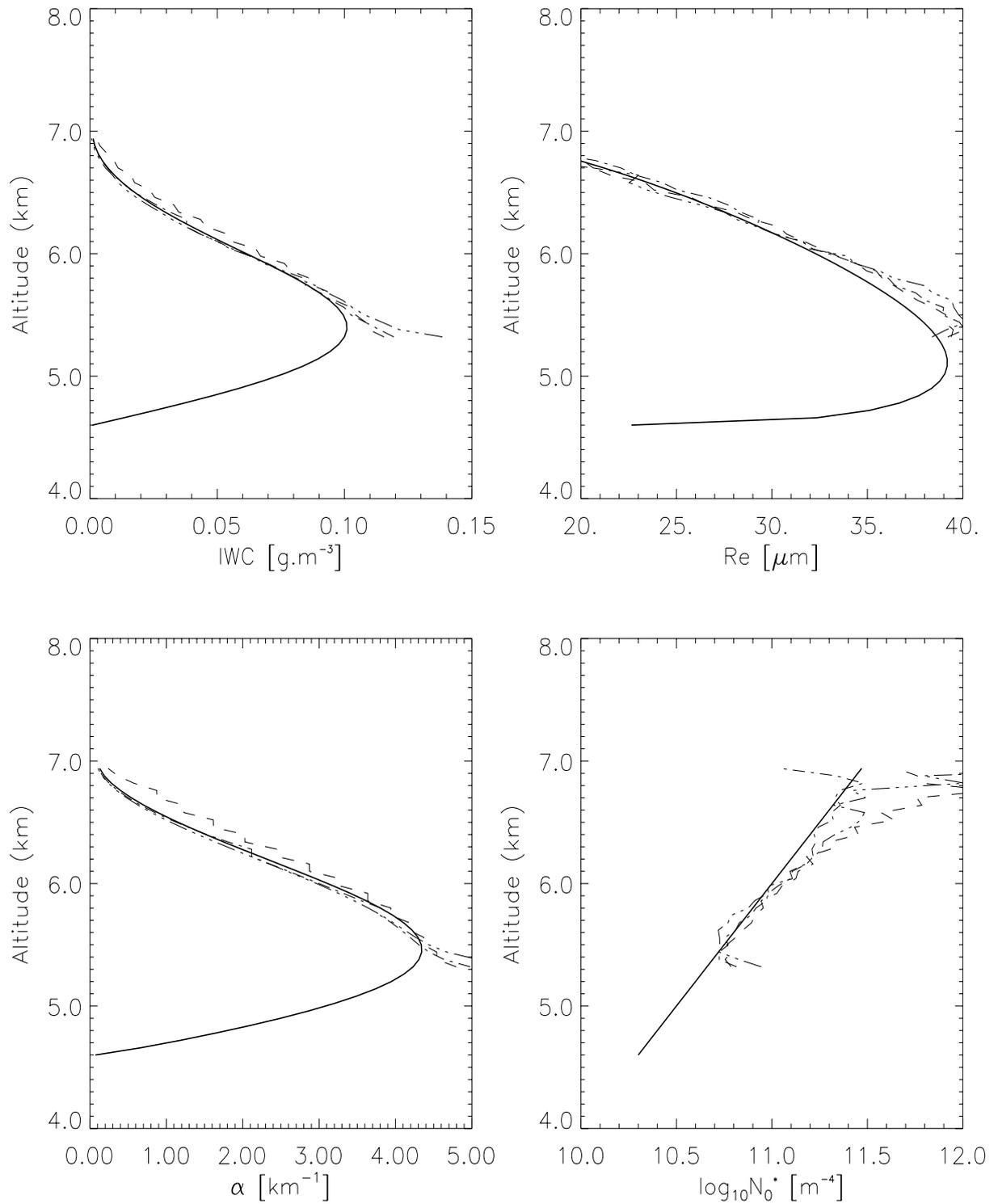


Figure III- 14 : Paramètres IWC, r_e, α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegK pour des distances de segmentation de 120 m (—), 480 m (—) et 1800 m (—) ($\tau = 5.9$)

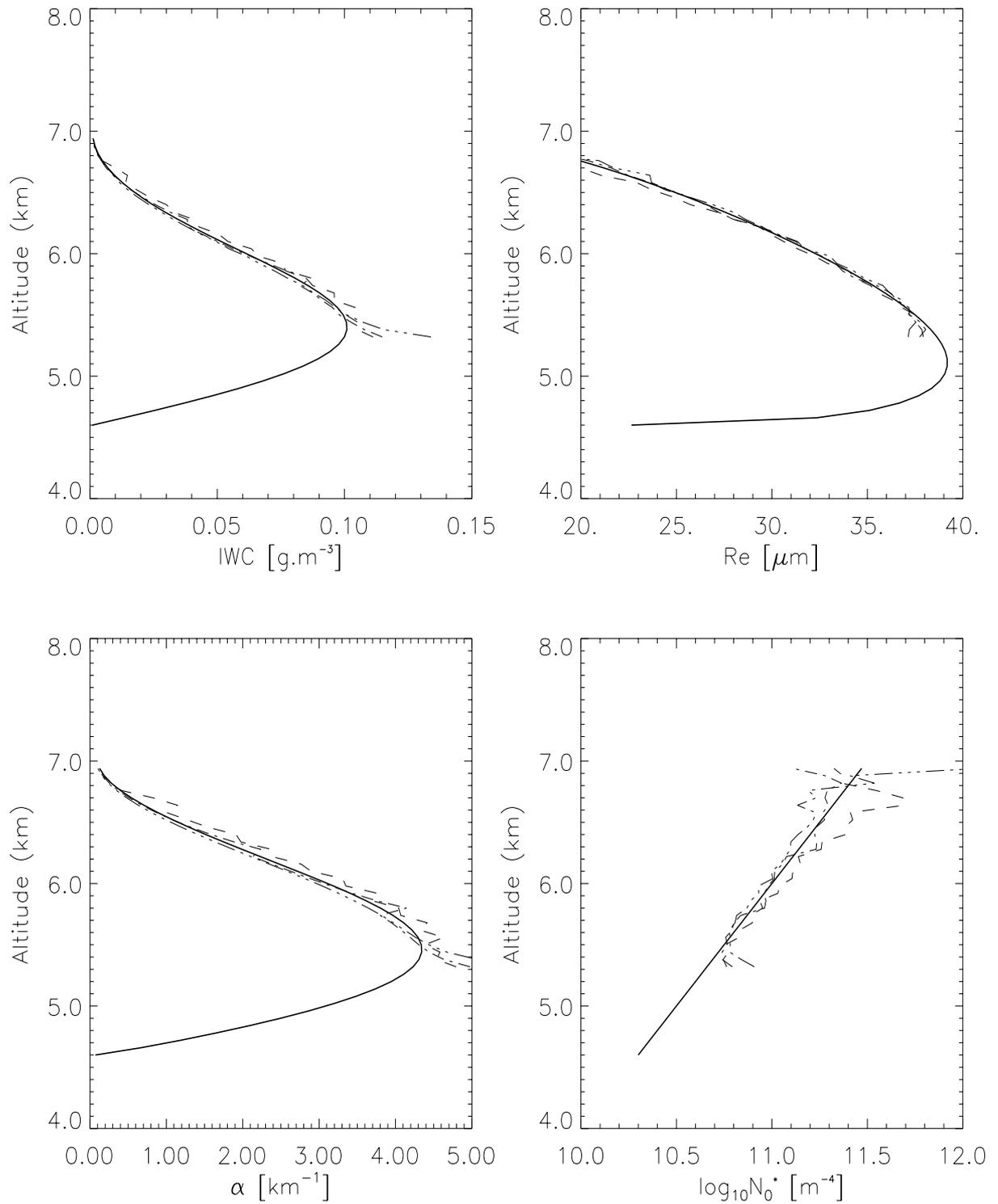


Figure III- 15 : Paramètres IWC, r_e, α et N_0^* simulés (traits épais) et restitués par l'algorithme SegZ pour des distances de segmentation de 120 m (_ _), 480 m (_ .) et 1800 m (_ ...) ($\tau = 5.9$)

La *figure III-16* représente les biais relatifs moyens calculés pour la restitution de α , IWC et r_e par les deux algorithmes segmentés pour différentes épaisseurs optiques initiales (K9 et Z9 : $\tau = 3.1$; K10 et Z10 : $\tau = 4.3$; K11 et Z11 : $\tau = 5.9$). Le même comportement que celui des simulations non bruitées est observé : le biais est très important pour 120 m et diminue au fur et à mesure jusqu'à une distance de 400 m, il augmente ensuite progressivement. En comparant à la *figure III-10(a)* pour une épaisseur optique initiale égale à 3.1, on remarque que les valeurs des biais calculés pour α par SegK et SegZ sont pratiquement identiques (les biais de SegZ sont inférieurs d'environ 1 % à ceux de SegK). L'introduction du bruit n'a pas d'incidence pour cette épaisseur optique. Les biais sont de l'ordre de 5 à 35 % quelle que soit l'épaisseur optique. Si l'utilisation de SegK ou SegZ n'a presque pas d'incidence sur la restitution de α , elle en a plus sur IWC et r_e . Ces différences proviennent de l'instabilité des algorithmes de restitution décrite pour les figures précédentes. Les biais calculés pour IWC varient de 5 à 35 % des valeurs initiales, leur valeur dépend de l'épaisseur optique initiale et augmente lorsque celle-ci diminue. Ces variations sont dues au calcul de IWC par l'atténuation du radar pour SegK : les erreurs sur la restitution de K diminuent lorsque l'épaisseur optique augmente (étant donnée la construction de la simulation, la réflectivité diminue lorsque τ augmente). Les biais calculé pour r_e vont du simple au double que l'on utilise SegZ ou SegK, mais restent faibles, ils représentent de 1 à 4 % des valeurs initiales.

Quel que soit le paramètre étudié, les distances de segmentation optimales pour des biais les plus faibles varient de 360 à 600 m.

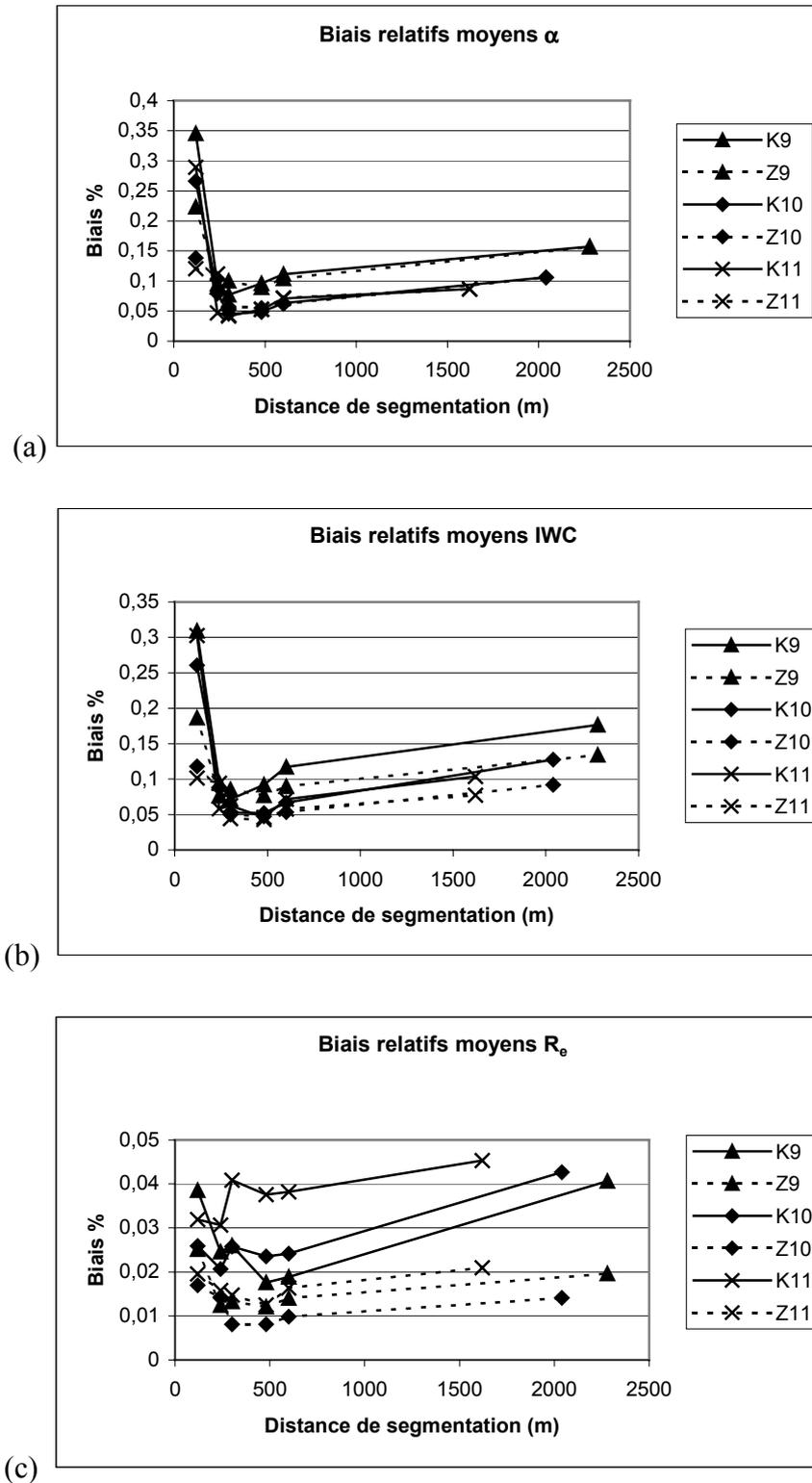


Figure III- 16 : Biais relatifs moyens calculés avec la restitution de α (a), IWC (b) et r_e (c) par les algorithmes SegK et SegZ pour trois épaisseurs optiques initiales ($\tau = 3$ (K9-Z9), $\tau = 4.3$ (K10-Z10) et $\tau = 5.9$ (K11-Z11))

La figure III-17 représente les épaisseurs optiques restituées par les algorithmes SegK et SegZ en fonction de la distance de segmentation pour deux épaisseurs optiques différentes (fig. III-17(a) : $\tau = 3.1$; fig. III-17(b) : $\tau = 5.9$). Pour la plus faible épaisseur optique initiale (fig. III-17(a)), SegK restitue des valeurs variant de 1 à 3% autour de la valeur initiale.

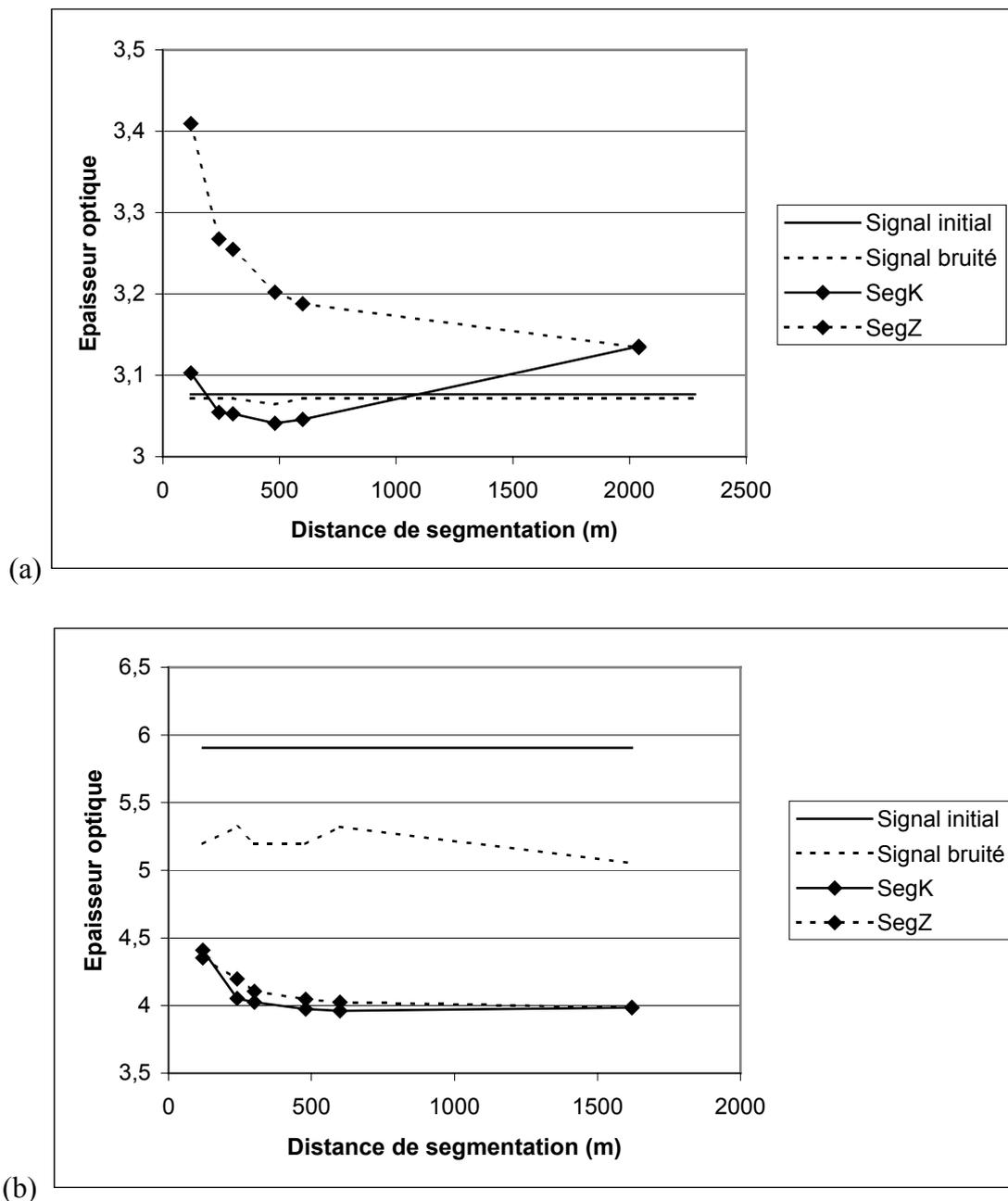


Figure III- 17 : τ restituées par SegK et SegZ pour $\tau_{init} = 3.1$ (a) et $\tau_{init} = 5.9$ (b)

Les valeurs calculées par SegZ sont plus importantes (de 3 à 10%) notamment pour la distance de 120 m, conséquence de l'important biais calculé pour α (fig. III-16(a)).

La figure III-17(b) montre une épaisseur optique diminuée d'environ 15% par l'introduction du bruit instrumental. En dehors des valeurs calculées par les distances de 120 et 240 m, distances qui surestiment la valeur de α et par conséquent de τ , les algorithmes ne sont pas capables de restituer une épaisseur optique supérieure à 4.1 (ce qui représente 65% de la valeur initiale). Plus la distance de segmentation augmente, plus l'épaisseur optique restituée diminue, ceci est dû à l'augmentation des biais de α avec la distance de segmentation

Comme pour la simulation non bruitée, le meilleur compromis entre un biais minimal sur les paramètres restitués et une épaisseur optique la moins biaisée possible semble se trouver pour une distance de segmentation d'environ 500 m.

III.5.2.2 Algorithme N_0^* variable

Comme pour le cas précédent, le même scénario que pour la simulation non bruitée (§ III-5-1-2) est utilisé pour l'application de l'algorithme N_0^* variable : une épaisseur de nuage variable avec la même introduction de bruit dans les mesures que dans le paragraphe précédent.

La figure III-18(a) représente les épaisseurs optiques initiales et restituées pour deux cas différents. Ces épaisseurs optiques sont bien restituées par les deux algorithmes avec un biais constant d'environ 0.2, la restitution de ce paramètre est insensible à sa valeur. La figure III-18(b) représente les biais absolus et les écarts-types calculés pour α par VarK et VarZ (pour

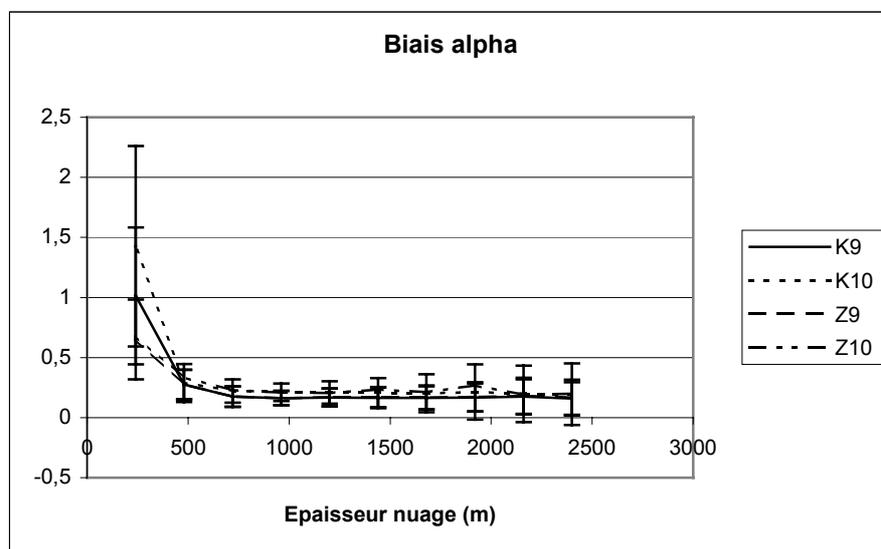
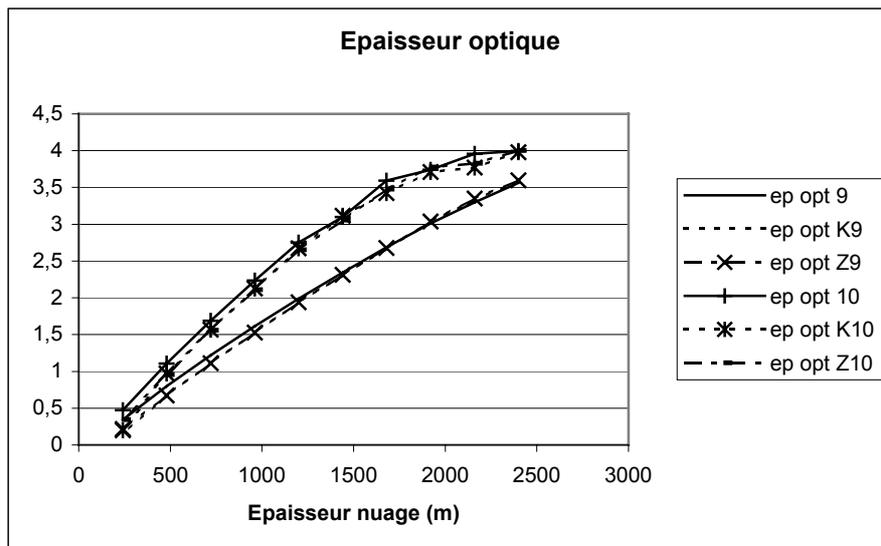


Figure III- 18 : (a) épaisseurs optiques initiales et restituées par segK et SegZ

(b) biais absolus de α calculés par SegK et segZ

$x = 9.5$ (K9-Z9) et $x = 10.5$ (K10-Z10)

des variations d'épaisseurs optiques nuageuses maximales de 4.1 et 4.6), les valeurs restituées sont pratiquement identiques quel que soit l'algorithme utilisé et quelle que soit l'épaisseur optique du nuage, par ailleurs elles diminuent et se stabilisent (malgré une augmentation des écarts-types) lorsque l'épaisseur du nuage augmente. On retrouve toujours un biais plus important pour une épaisseur de nuage minimale. La valeur de ces biais est

insensible à l'épaisseur optique de chaque épaisseur de nuage. Pour une épaisseur de 2400 m, le biais est deux fois plus important que les biais minimaux calculés avec les algorithmes segmentés. Comme pour la simulation non bruitée, l'épaisseur minimale de nuage nécessaire à une bonne convergence de l'algorithme est de 500 m.

III.6 Application des algorithmes à un test

III.6.1 Présentation du test

Comme mentionné en introduction, une inconnue majeure des facteurs influençant le réchauffement climatique concerne l'impact radiatif des nuages. Pour lever cette incertitude, la communauté scientifique a programmé le lancement de deux missions spatiales, EarthCARE (ESA/NASDA) et Cloudsat (NASA) - Calipso (CNES) (actuellement en cours de préparation). Le développement et la validation des algorithmes de traitement de données synergiques radar-lidar qui seront utilisés lors de ces missions s'inscrit dans le cadre de ces préparations.

Pour préparer la mission européenne EarthCARE et afin d'évaluer les performances des algorithmes disponibles dans cette communauté et plus particulièrement ceux de Donovan *et al.* (2001) et Tinel *et al.* (2002), un test a été engagé. L'objectif de ce test était d'appliquer en aveugle ces deux algorithmes synergiques sur un jeu de données « spatial » fourni par l'Université de Reading (UK). Le jeu de données d'entrée pour les algorithmes a été fabriqué à partir de mesures microphysiques, provenant de sondes *in-situ* 2D-C et 2D-P aéroportées, qui ont permis de construire des profils synthétiques de réflectivité d'un radar 94 GHz et de coefficient de rétrodiffusion d'un lidar. L'avion équipé de ces sondes avait effectué des spirales descendantes dans des nuages de glace afin de caractériser l'évolution des particules de glace précipitantes (Nasiri *et al.*, 2002), ces profils contiennent donc une variabilité

verticale réaliste. La *figure III-19* représente les profils simulés du radar et du lidar spatiaux. Les profils de réflectivité ont été calculés utilisant la théorie de diffusion de Mie, et avec l'hypothèse d'une fonction de densité des particules de glace appropriée en fonction de leur aire (Brown et Francis, 1995). L'atténuation atmosphérique est négligée. La convention d'étalonnage est une réflectivité de $0.01869 \text{ mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$ (ou -7.283 dBZ) pour une concentration de 1 million de particules de glace sphériques d'un diamètre de $100 \mu\text{m}$ par m^3 . Sur les cinq profils, le lidar est capable de pénétrer jusqu'à la base des nuages des profils 606 et 640, tandis que pour le 656, les derniers 500 m ne sont pas échantillonnés. Dans les deux autres cas (639 et 643) les 2000 derniers mètres du nuage ne sont pas échantillonnés par le lidar, ceci implique que les algorithmes n'ont été appliqués que dans la partie la plus haute des nuages.

Les paramètres à obtenir à partir de ces profils simulés étaient le contenu en glace (IWC) et le coefficient d'extinction visible (α). Les profils de rayon effectif sont implicitement calculés de ces deux variables en utilisant la formule définie au chapitre II:

$$r_e = \frac{3}{2\rho_i} \frac{\text{IWC}}{\alpha} \quad \text{(III- 34)}$$

III.6.2 Résultats et comparaison avec les données réelles

Les profils ayant été simulés avec une résolution verticale de 500 m, et la résolution spatiale du futur lidar d'EarthCARE étant de 100 m, les profils d'extinction ont été interpolés à une résolution de 100 m avant de calculer les profils de rétrodiffusion atténués. Les réflectivités radar ont également été interpolées (en restant dans les conditions instrumentales d'un radar spatial). L'algorithme de Donovan *et al.* (2001) a, pour sa part, été appliqué par les

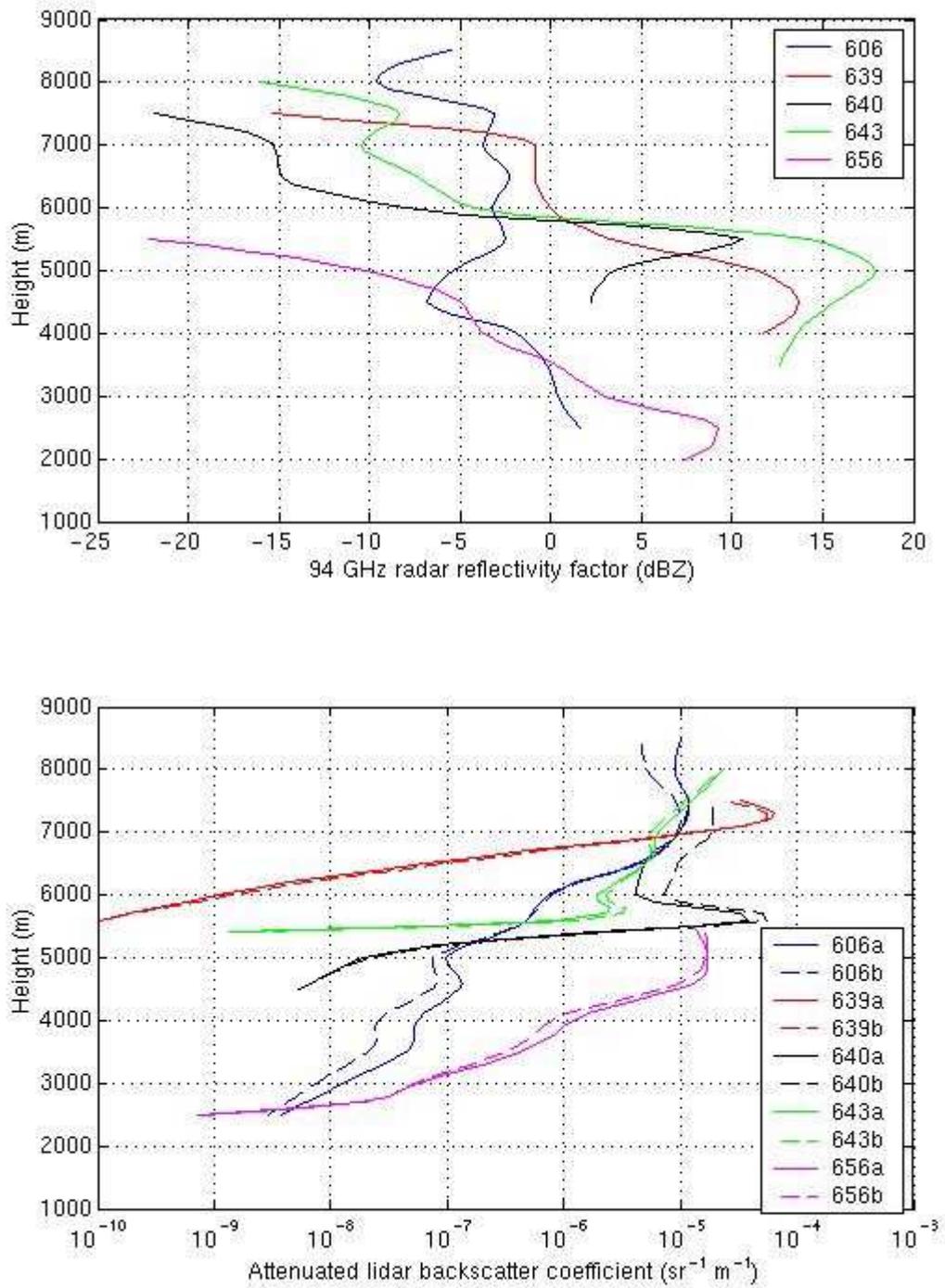


Figure III-19 : Profils simulés d'un radar et d'un lidar spatiaux à partir de spectres de distributions de sondes 2DC et 2DP (résolution verticale = 100 m)

auteurs directement sur les données avec une résolution de 500 m. Dans cette configuration, il sous-estimait le contenu en glace et le rayon effectif d'un facteur avoisinant 30%. Dans deux cas (639 à 700 m et 640 à 5500 m), l'algorithme a souffert de la basse résolution des données ce qui a entraîné une sous-estimation du coefficient d'extinction, mais cette sous-estimation aurait été moins importante pour une résolution de 100 m (ce qui a été démontré par la suite avec une nouvelle application de cet algorithme sur les profils de résolution de 100 m).

Les figures III-20 et III-21 représentent les résultats provenant de l'algorithme Tinel *et al.* (2002) appliqué aux deux profils instrumentaux.

Les profils 639, 643 et 656 restitués montrent un très bon accord avec les profils réels pour les trois paramètres (extinction optique, contenu en glace et rayon effectif). L'atténuation des signaux a été très bien corrigée. Les rayons effectifs supérieurs à 100 μm sont sous-estimés dans la restitution, cette sous-estimation étant certainement due aux effets de Mie (cf II-3-1). Les profils 606 et 640 montrent plus de variation dans la restitution. Même si celle-ci se rapproche des profils initiaux dans le bas du nuage, il existe des erreurs significatives dans le haut du nuage. Cela est certainement dû au fait que l'algorithme considère que N_0^* est constant sur une distance de 500 m. Ceci est plus particulièrement vrai pour le profil 606. Des pics de valeurs apparaissent pour r_e , notamment pour les profils 640, 643 et 656. L'origine de ces pics est soit due à la valeur constante de N_0^* sur le segment, soit aux faibles valeurs de α (les valeurs de r_e deviennent importantes si le dénominateur de (III-32) est sous-estimé à cause d'un α trop faible).

L'étude des résultats de ce test a amené une amélioration de l'algorithme. En effet, la détermination de α à la distance de référence peut poser problème. Comme on a pu le voir

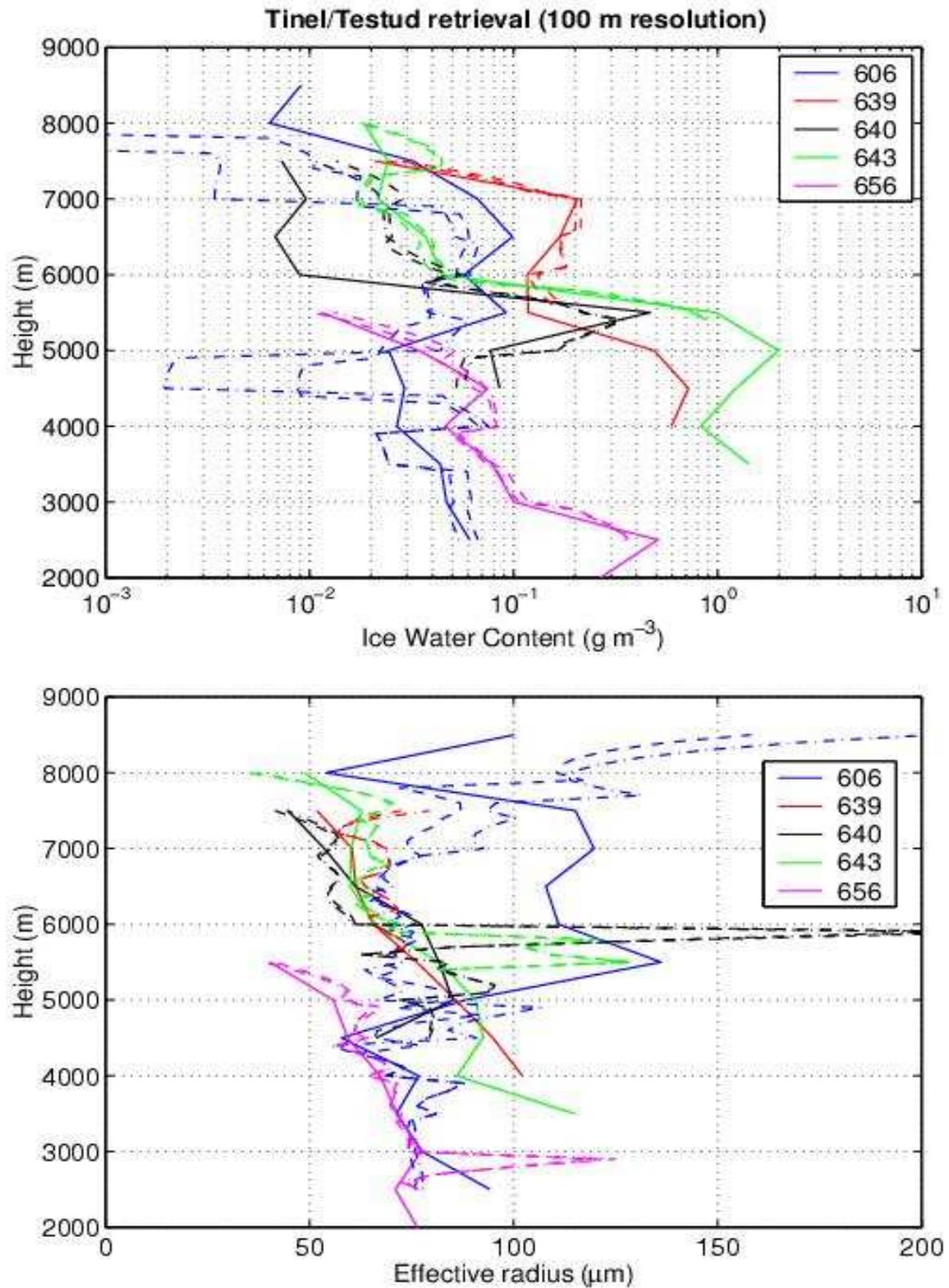


Figure III-20 : Restitution des profils de contenu en glace et de rayon effectif (en pointillés) par rapport aux données initiales (traits pleins)

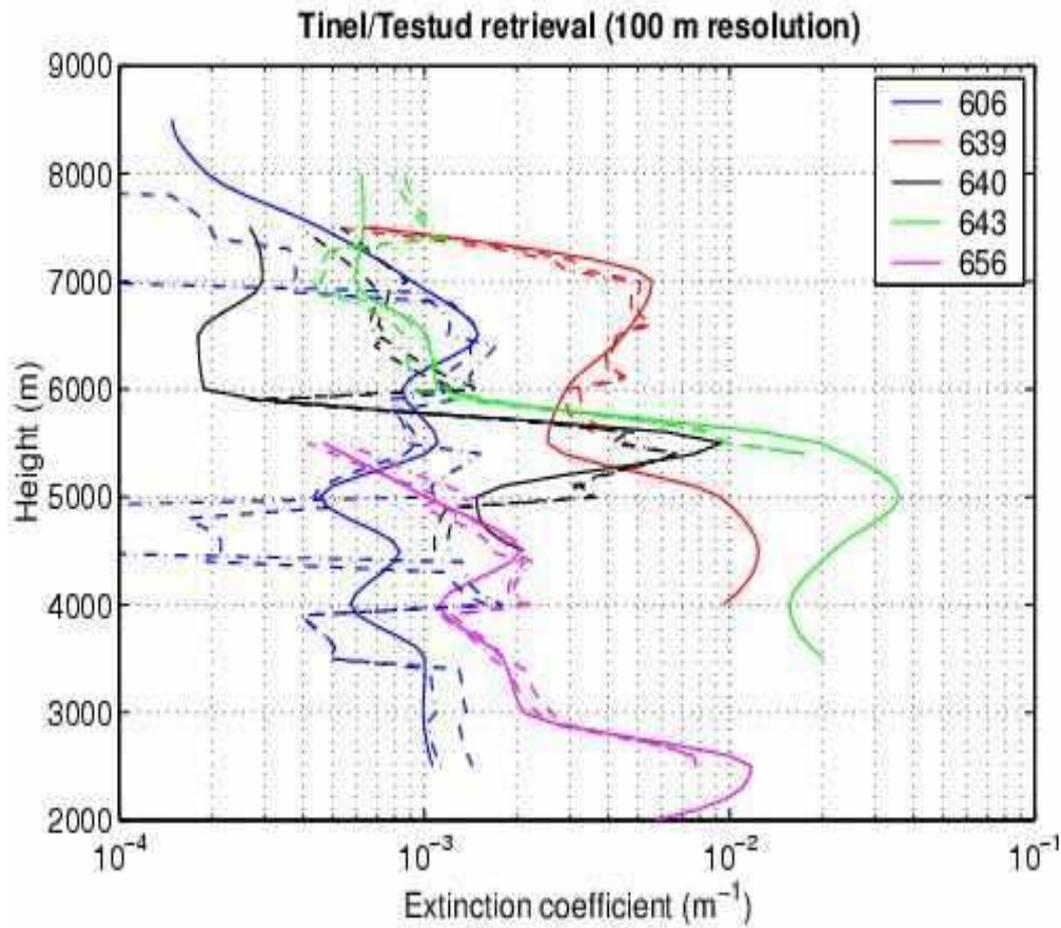


Figure III-21 : Restitution du coefficient d'extinction (en pointillés) par rapport aux données initiales (traits pleins) pour chaque profil nuageux

précédemment, la valeur de $\alpha(r_0)$ qui satisfait l'équation (III-14) est en fait l'intersection d'une droite ($y = \alpha(r_0)$) et d'une exponentielle. Or cette intersection est une double intersection si on fait l'hypothèse $\lambda < 1$. Dans certains cas, l'algorithme a tendance à converger vers la valeur nulle dans certaines configurations numériques (c'est ce qui se passe notamment dans le profil 606 du test). Cela a amené à effectuer un recouvrement des segmentations. Par exemple, si, pour une même radiale, on réalise une segmentation sur $[r_0 ; r_1]$, le segment suivant est alors $[r'_0 ; r'_1]$ avec $r'_0 = r_1$. L'application du recouvrement implique alors, pour s'affranchir des éventuelles divergences causées par l'algorithme, de prendre la

moyenne entre α calculé en r_1 lors de l'application de l'algorithme sur $[r_0 ; r_1]$ et α calculé en r'_0 lors de l'application de l'algorithme sur $[r'_0 ; r'_1]$.

Après application de cette méthode de recouvrement, on obtient de nouvelles valeurs présentées dans la *figure III-22*. On remarque que ces valeurs ont tendance à beaucoup moins diverger vers des valeurs faibles de α . Par contre, le problème de la sous-estimation des rayons effectifs n'est pas résolu. Par ailleurs, les pics de valeurs de r_e apparus dans la première restitution sont toujours présents. Ce sont donc plutôt les valeurs constantes de N_0^* qui induisent ces pics et non les faibles valeurs de α comme on aurait pu le penser.

III.6.3 Résultats de l'algorithme N_0^* variable

L'algorithme N_0^* variable a également été appliqué sur les données. Il est apparu que, grâce à l'épaisseur importante des nuages échantillonnés, cet algorithme a bien mieux restitué les paramètres recherchés que l'algorithme segmenté.

La *figure III-23* représente les paramètres restitués α , IWC, r_e et N_0^* comparés pour les trois premiers aux profils synthétiques. Cette méthode permet de restituer les valeurs faibles de α , car l'utilisation d'une intégrale sur un segment plus important, principe de base de l'algorithme, permet de ne pas être influencé par ces faibles valeurs. Par rapport à l'algorithme segmenté, l'utilisation de cet algorithme permet d'obtenir des profils plus lisses et sans discontinuités. Par ailleurs, les profils restitués sont dans l'ensemble plus en accord avec les profils de référence qu'avec l'algorithme précédent. Par contre, cet algorithme étant beaucoup plus instable, il entraîne une divergence des valeurs dans le bas du nuage (visible notamment pour le profil 643). Ces divergences ne sont pas importantes. Par ailleurs, l'épaisseur des nuages, importante pour les cinq cas (l'épaisseur minimale observée (profil 639) est de 2 km), impose des conditions difficiles d'application des algorithmes.

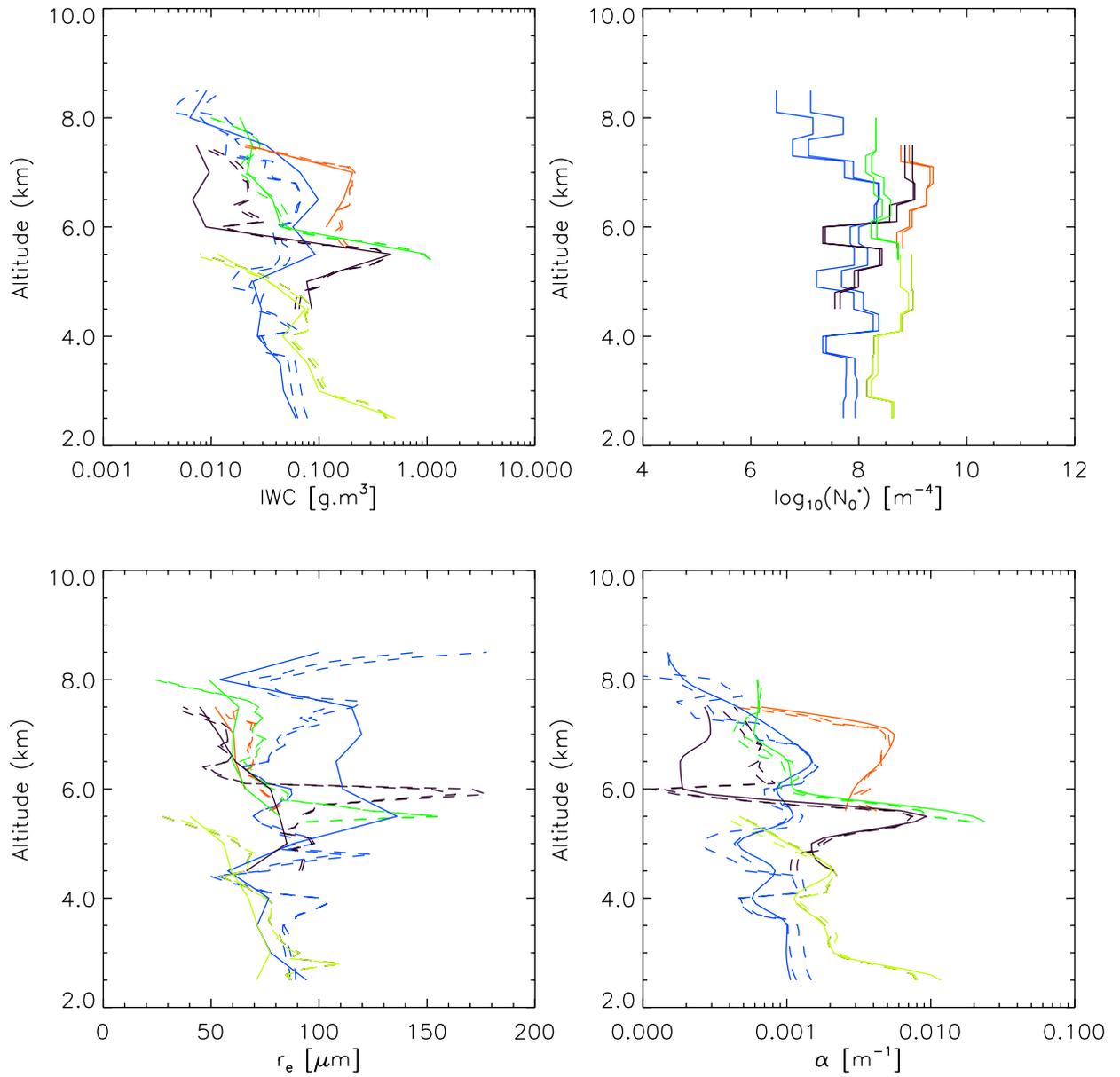


Figure III- 22 : Restitution de α , IWC, N_0^* et r_e avec l'utilisation du recouvrement

Traits pleins : profils « vrais » synthétisés

Tirets : profils restitués par l'algorithme

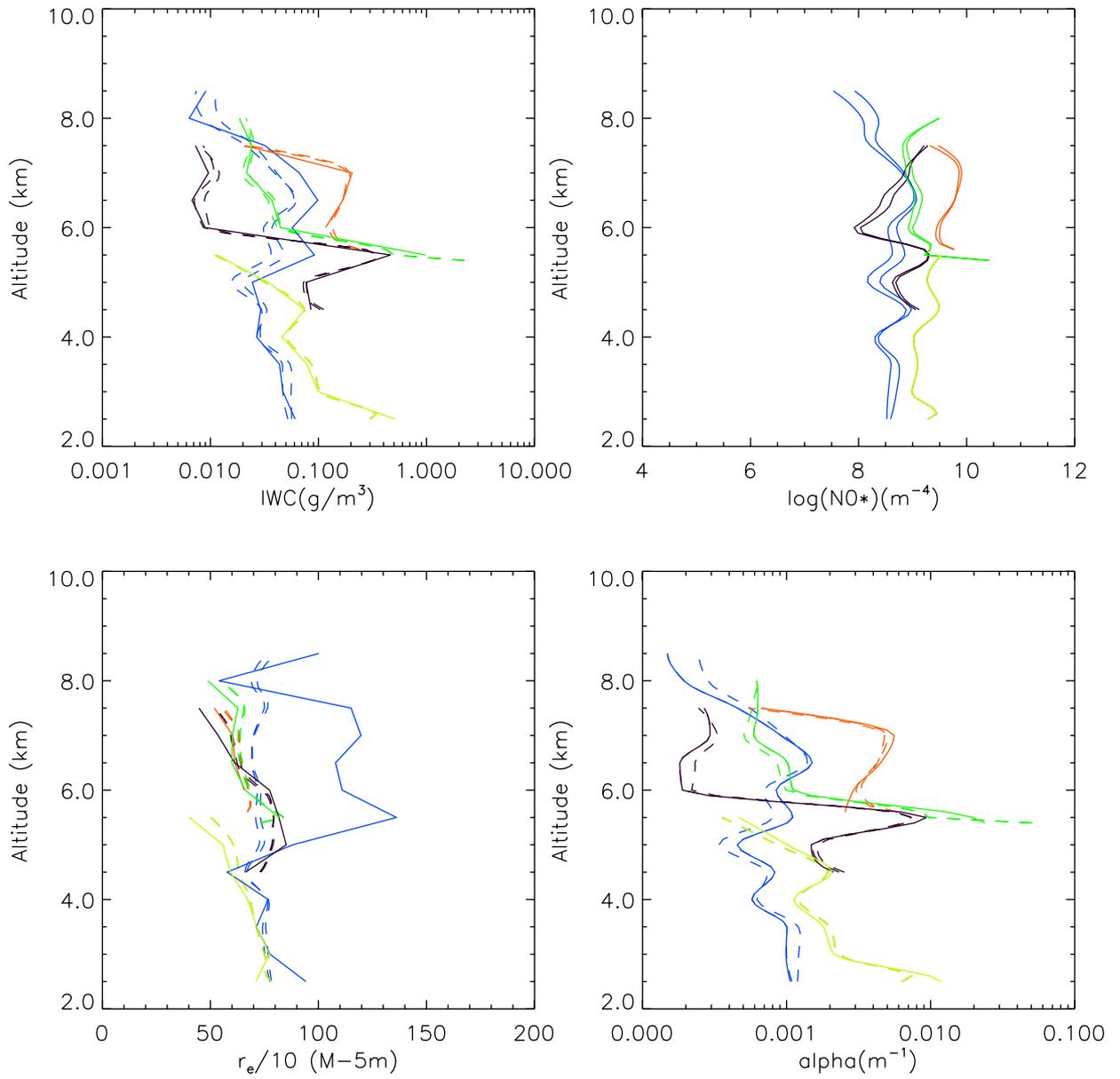


Figure III-23 : Profils de α , IWC, r_e et N_0^*

Traits pleins : profils « vrais » synthétisés

Tirets : profils restitués par l'algorithme VarZ

III.6.4 Inter-comparaison des algorithmes

Trois algorithmes différents ayant été appliqués lors de ce test en aveugle, il est intéressant de les comparer entre eux par la mesure des biais relatifs conséquents de la restitution des différents paramètres pour chaque profil.

Les *figures III-24 (a) et (b)* montrent que dans l'ensemble, les erreurs de restitutions de IWC et α ne sont pas très sensibles à la valeur initiale des paramètres (les valeurs de α pouvant varier d'un facteur 100 d'un profil à l'autre, voir *figure III-21*). Ces erreurs atteignent une valeur de 150% pour le profil 640. Incontestablement, l'algorithme N_0^* variable reproduit les biais les plus faibles (entre 10 et 25%) et l'algorithme segmenté sans recouvrement calcule les biais les plus importants (de 10 à 160%). Les écarts-types sont plus faibles pour les erreurs sur α que sur IWC, cette différence est due à l'introduction de l'erreur de N_0^* dans le calcul de IWC. Les biais relatifs concernant les rayons effectifs sont dans l'ensemble moins importants avec des écart-types également plus faibles. Ceci est dû à la compensation du rapport IWC/ α pour le calcul de r_e . Les biais les plus forts s'appliquent au profil 606 à cause des effets de Mie décrits au Chapitre II. Contrairement à ce que montrent les *figures III-24 (a) et (b)*, l'algorithme segmenté avec recouvrement est moins performant pour la restitution du rayon effectif. Il n'y a pas eu de phénomène de compensation dû au rapport IWC/ α mais plutôt l'effet inverse. En effet, la manière dont les algorithmes sous-estiment ou sur-estiment les valeurs de IWC et α influence les valeurs de r_e . Comme pour le contenu en glace et l'extinction optique, l'algorithme N_0^* variable, comme le laissait prévoir la *figure III-23*, est le plus performant des trois algorithmes pour la restitution des rayons effectifs.

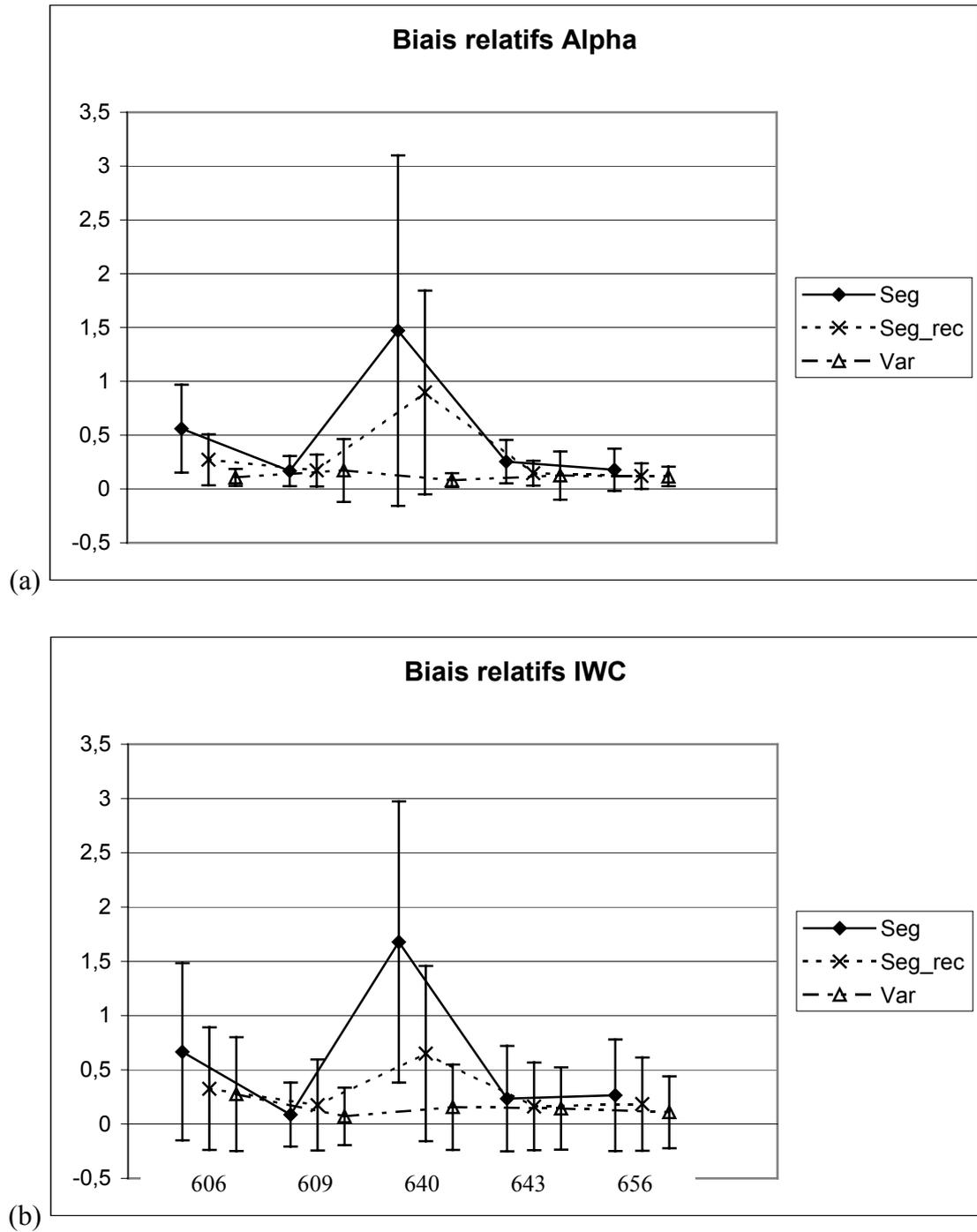


Figure III- 24 (a) et (b) : Biases relatifs calculés pour α (a) et IWC(b) par les trois algorithmes testés

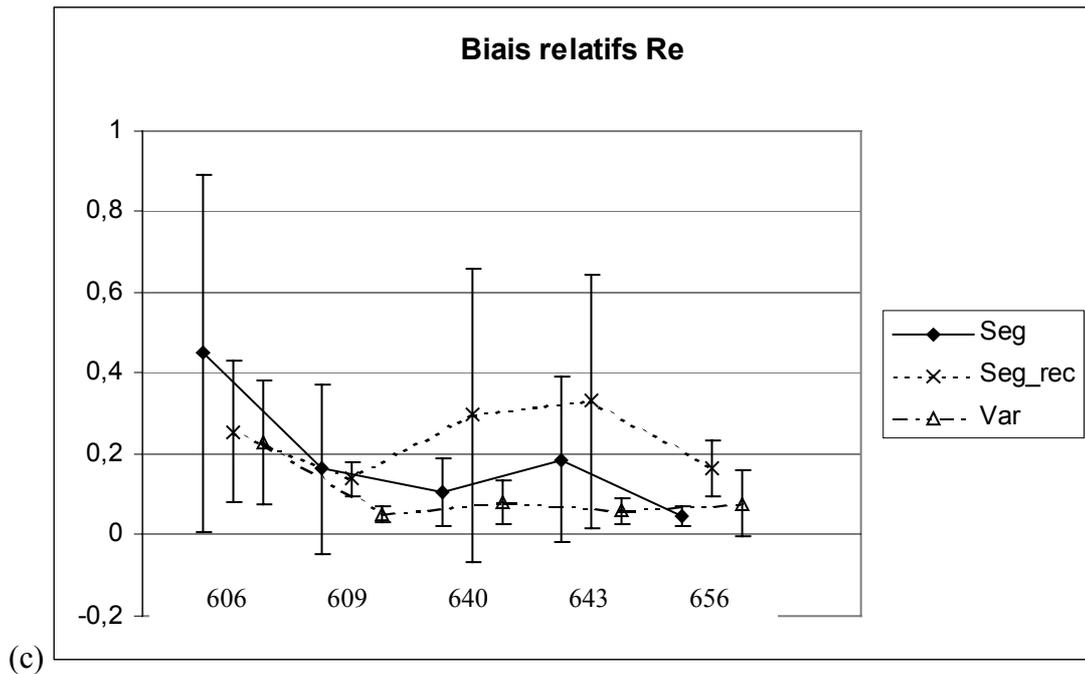


Figure III- 24 (c) : Biais relatifs calculés pour r_e par les trois algorithmes testés

III.7 Conclusion

Dans ce chapitre, trois algorithmes synergiques permettant de restituer les paramètres caractérisant le milieu nuageux à partir de mesures de télédétection ont été présentés et leurs différents avantages et inconvénients exposés. Des tests de simulations bruitées et non bruitées ont été effectués afin de qualifier le comportement de ces algorithmes. Enfin, les résultats d'un test en aveugle appliqué à ces algorithmes ont été exposés.

Le *tableau III-1* résume les hypothèses faites pour chaque algorithme, ainsi que la méthode de restitution des paramètres.

	Algorithme N_0^* constant	Algorithmes N_0^* segmentés			Algorithmes N_0^* variables	
Hypothèse N_0^*	Constant le long de la radiale	Constant le long des segments			Variable le long de la radiale	
Utilisation de K	Oui	Oui	Non : $K \ll Z$	Non : $K \approx 0$	Oui	Non : $K \ll Z$
Détermination de $\alpha(r_0)$	Eq. (III-8)	Eq. (III-8)	Eq. (III-12)	Eq. (III-13)	Eq. (III-31)	
Restitution de IWC à partir de :	Z_a	K	Z_a	Z_a	K	Z_a

Tableau III- 1 Résumé des hypothèses faites sur l'application des algorithmes synergiques

Les simulations ont montré que la valeur optimale de segmentation est de 500 m tandis qu'une épaisseur de nuage minimale (500 m) est nécessaire pour l'application de l'algorithme N_0^* variable.

Les simulations bruitées de l'application de l'algorithme segmenté ont montré des erreurs comprises entre 5 et 10 % pour la restitution de α et de IWC et entre 1 et 2 % pour r_e . Ce dernier bénéficie de la « compensation » des erreurs induite par son expression en fonction de IWC et α . Ces erreurs sont acceptables pour des calculs de bilan radiatif, sachant qu'elles n'ont été calculées que pour la zone du nuage sur laquelle l'application des algorithmes était possible. Si l'erreur calculée pour l'épaisseur optique de cette zone n'est que de 3 % pour SegK et 10 % pour SegZ, elle atteint 35 % lorsque l'on se réfère à l'épaisseur optique initiale, et l'application de l'algorithmie radar-lidar sur un nuage dont l'épaisseur optique est supérieure à 4.3 est limitée par l'atténuation du signal du lidar.

En ce qui concerne l'application N_0^* variable, celui-ci présente des erreurs du même ordre de grandeur que les algorithmes segmentés. Son application au test en aveugle a montré qu'il était le plus performant dans ce cas. Cet algorithme est le plus réaliste, mais présente l'inconvénient d'être à certains moments moins stable en r_0 , cette instabilité sera montrée dans le chapitre suivant dans l'application à des cas de données réelles.

CHAPITRE IV

APPLICATION DE L'ALGORITHME À DES DONNÉES RÉELLES

Le chapitre précédent a montré la capacité des différents algorithmes décrits à restituer les paramètres physiques caractérisant le milieu nuageux à travers des simulations instrumentales et l'application des algorithmes à un test en aveugle.

L'objectif de ce chapitre est l'application de ces algorithmes synergiques à des données réelles provenant de différentes expériences de terrain. Ces expériences, au nombre de trois, font partie des expériences préparatoires à la mission spatiale EarthCARE. Les objectifs de ces campagnes étaient de collecter des jeux de données radar et lidar pour permettre le développement et la validation (grâce à la collecte de mesures *in-situ* simultanées) des algorithmes de restitution des paramètres nuageux, ainsi que consolider les exigences scientifiques (sensibilités instrumentales, résolutions, faisabilité de la mission...) de la future mission EarthCARE.

Le premier cas étudié fait partie de l'expérience Clare'98 : il concerne un stratus glacé. Les comparaisons avec les résultats obtenus d'une part par l'application des algorithmes décrits au Chapitre III et d'autre part avec les mesures *in-situ* sont présentées.

La deuxième partie de ce chapitre concerne l'expérience Carl'99 : un cas de cirrus est étudié et les résultats comparés avec ceux de Donovan *et al.* (2001).

Le troisième cas étudié est plus complexe : il s'agit d'un nuage glacé avec présence de couches d'eau surfondue échantillonné lors de Carl'2000. L'algorithme variable est appliqué sur les données instrumentales avec la restitution du contenu en eau liquide et des rayons effectifs des particules d'eau surfondue. La comparaison de ces résultats avec les mesures *in-situ* est présentée.

Les trois cas présentés dans ce chapitre sont des nuages de nature différente, ils permettent de tester l'application des algorithmes sur différents types de nuages (avec notamment dans le dernier cas la présence de phase mixte).

IV.1 Application à un cas de stratus glacé

IV.1.1 L'expérience CLARE'98

Cette expérience s'est déroulée du 5 au 23 octobre 1998 (Wursteisen et Illingworth, 1999) à l'observatoire de Chilbolton au Royaume-Uni, impliquant une dizaine d'équipes internationales et mettant en jeu plusieurs instruments au sol et aéroportés (Illingworth *et al.*, 1999). Cinq radars opérant à des longueurs d'ondes différentes étaient déployés au sol parmi lesquels le radar nuage GALILEO (94 GHz) de Chilbolton et le radar nuage MIRACLE (95 GHz) du GKSS, 12 radiomètres, un lidar (0.35 μm), un ceilomètre (905 nm), deux caméras vidéo et des instruments de mesures météorologiques. Trois avions de mesures étaient également impliqués :

- le Falcon du DLR¹ (Allemagne) volant le plus souvent à une altitude de 10 km avec un lidar (355, 532 et 1064 nm) et un spectromètre,
- le C130 de l'UKMO² (Royaume-Uni) équipé de sondes microphysiques 2D-C et 2D-P,
- l'ARAT de l'INSU³ (France) équipé du radar nuage KESTREL (94 GHz) de l'université du Wyoming et le lidar LEANDRE (0.5 et 10 μm) du SA/LMD.

¹ DLR : Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

² UKMO : UK Meteorological Office

³

IV.1.2 Cas du 20 octobre 1998

Le 20 octobre 1998, plusieurs vols coordonnés ont été effectués à travers des nuages de phases glace et mixte situés à l'avant d'un front chaud avançant dans un flux de sud-ouest (Illingworth *et al.*, 1999). L'analyse des pressions de surface de l'UKMO montre le centre de la dépression situé entre le Groenland et l'Irlande (*fig. IV-1*).

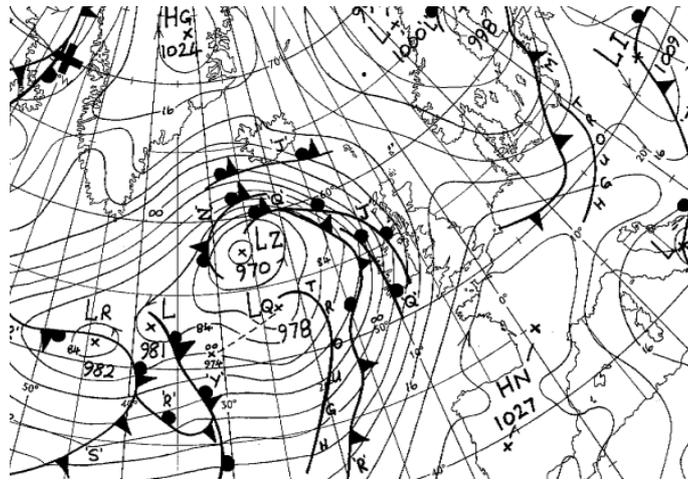


Figure IV- 1: Pressions de surface (UKMO)-20 octobre 1998- Clare'98 (R. Hogan)

Toute la journée, des strato-cumulus étaient présents par intermittence, mais des nuages de moyenne altitude sont également apparus entre 12 :00 et 16 :00 UTC. L'image satellite infrarouge (*fig. IV-2(a)*) de 15 :03 UTC montre la couverture nuageuse présente ce jour là au-dessus de Chibolton. Le radiosondage (*fig. IV-2(b)*) indique une couche saturée entre 500 et 650 mb associée aux nuages de moyenne altitude.

L'ARAT et le C130 ont échantillonné ces nuages de moyenne altitude en effectuant des passages au-dessus de Chibolton durant toute la journée. Les mesures effectuées de 14 :41 :51 à 14 :48 :01 UTC où les trajectoires de l'ARAT et du C130 étaient particulièrement coordonnées sont étudiées. La proximité de leurs trajets permet une meilleure comparaison des données instrumentales avec les données *in-situ*.

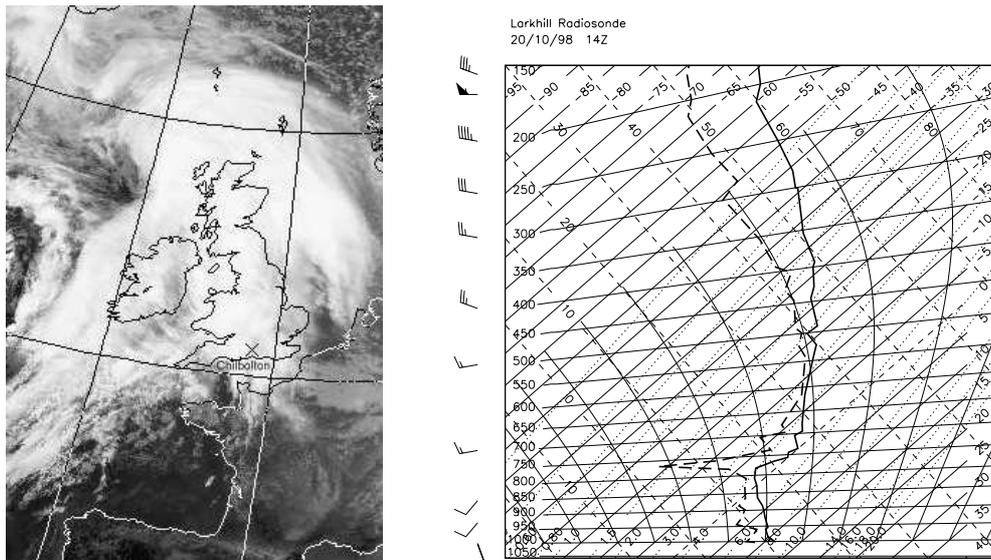


Figure IV-2 : Image infra-rouge et radiosondage à Chilbolton (1400 UTC – 20 oct. 1998) (R. Hogan)

La figure IV-3 montre une distance horizontale moyenne entre les 2 avions d'environ 300 mètres et une différence temporelle de position inférieure à une demi-minute. Au vu de la large étendue et de la stabilité apparente du nuage glacé sondé, il est possible de comparer les mesures effectuées par les deux avions grâce à ces conditions de stationnarité.

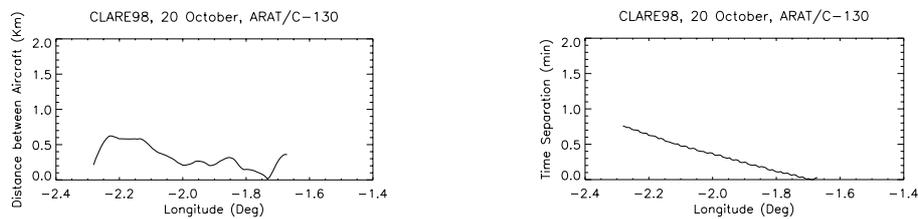


Figure IV-3 : Séparations horizontale et temporelle de l'ARAT et du C130 (D. Donovan)

La *figure IV-4* montre la réflectivité et le coefficient de rétrodiffusion apparents mesurés au nadir le long de la trajectoire de l'ARAT. La mesure de la réflectivité permet d'identifier plusieurs systèmes nuageux : celui situé en-dessous de 2 km est un système précipitant avec des réflectivités apparentes comprises entre -5 et 5 dBZ. Pour les systèmes situés au-dessus de 2 km d'altitude, qui sont des stratus (nuages glacés non-précipitants), il est intéressant de comparer les mesures radar et lidar et de voir comment le signal lidar pénètre dans le stratus glacé jusqu'à une altitude de 3.5 km, alors qu'il est rapidement atténué dans les autres nuages dont les réflectivités sont pourtant moins importantes (comprises entre -25 et -5 dBZ). Etant donnée l'atténuation du signal lidar au sommet de ces nuages, on peut en déduire que ceux-ci sont en phase liquide.

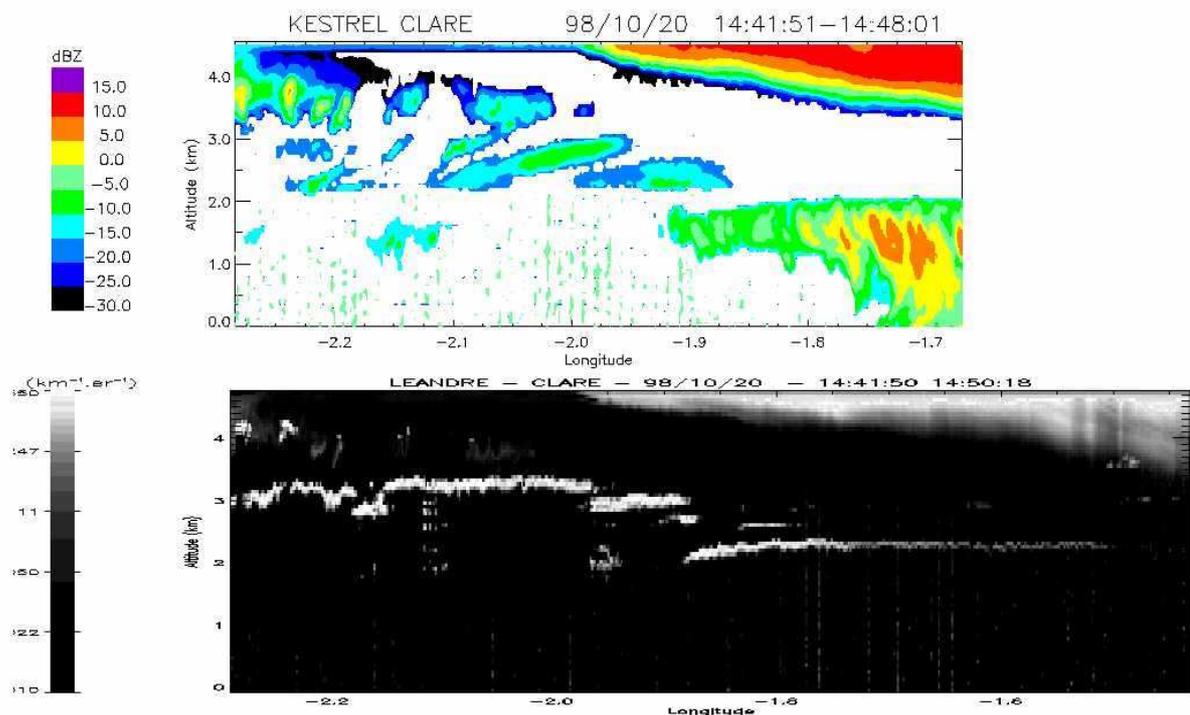


Figure IV-4 : *Réflectivité apparente (haut) du radar KESTREL et coefficient de rétrodiffusion apparent (bas) du lidar LEANDRE équipés à bord de l'ARAT. Cas du 20 octobre 1998 : 14 :41 :51- 14 :50 :15*

Les valeurs de la réflectivité apparente, présentées par la *figure IV-4*, sont sur-estimées de 9 dBZ. Cette sur-estimation, due à une réponse non-linéaire du récepteur du radar, a été estimée par Guyot *et al* (1999) et Hogan et Goddard (1999) d'après une comparaison entre les mesures des différents radars impliqués lors de cette expérience.

L'étude de ce cas est limitée dans la prochaine section à la zone où les signaux des deux instruments sont tous les deux exploitables, c'est-à-dire pour le stratus glacé entre -1.95° et -1.68°W (14 :44 :51-14 :48 :01 UTC). Les réflectivités apparentes ont été corrigées de l'étalonnage ainsi que de l'atténuation par la vapeur d'eau et les gaz atmosphériques avant l'application des algorithmes synergiques.

IV.1.3 Comparaison des algorithmes

Il a été montré dans la simulation (Chapitre III) que la segmentation était optimale pour des segments d'intégration de 500 m. Or, pour ce cas, le signal du lidar n'est pas exploitable pour des valeurs de coefficient de rétrodiffusion β_a inférieures à $0.0015 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ car le gradient de ce dernier décroît brusquement indiquant une atténuation du signal trop importante et un signal trop bruité. Cette restriction sur les valeurs de β_a implique une réduction de la zone exploitable dont l'épaisseur maximale est de 500 m (*fig. IV-4*). Cette réduction implique que seul l'algorithme avec N_0^* constant peut être appliqué, cet algorithme est identique à l'algorithme segmenté en considérant une segmentation de 500 m.

Les algorithmes SegK, SegZ, VarK et VarZ sont appliqués sur ce cas. Le *tableau III-1* rappelle les modes d'estimation des paramètres nuageux à partir des quatre algorithmes.

Les figures IV-5 et IV-6 représentent les paramètres (Z , β , k , IWC, r_e et α) restitués par les algorithmes SegK (a), SegZ (b), VarK(c) et VarZ(d). Les valeurs obtenues dans la partie inférieure (au-dessous de la ligne noire correspondant au seuil de β_a , voir figure IV-5) sont discutées plus loin.

Ces figures montrent que les valeurs des trois premiers paramètres (Z , β et k) diffèrent peu d'un algorithme à l'autre. L'atténuation restituée du signal radar étant très faible (de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} dB.km⁻¹), la réflectivité apparente peut être substituée à la réflectivité restituée pour les deux algorithmes en Z . En ce qui concerne les algorithmes SegK et VarK, reposant sur l'atténuation des deux signaux, une réflectivité 'vraie' est restituée grâce à la détermination du profil d'atténuation du signal radar. Les valeurs de réflectivité se présentent sous la forme de couches successives décroissant avec l'altitude. Les valeurs du coefficient de rétrodiffusion restitué montrent un signal lidar relativement faible (de 0.025 à 0.1 km⁻¹.sr⁻¹), la restitution de β présente des valeurs légèrement supérieures pour les deux algorithmes à N_0^* variable. Quant à la restitution du paramètre k , les valeurs sont comprises entre 0.035 et 0.025 sr⁻¹ et sont en accord avec celles calculées par Chepfer *et al.* (1999) dans la glace.

Les valeurs restituées de α sont équivalentes pour les deux algorithmes segmentés, cela est dû au fait que quelles que soient les hypothèses faites sur l'atténuation du signal radar, celles-ci sont très bien satisfaites, et quelle que soit l'équation utilisée (III-8, III-12 (atténuation faible) ou III-14 (atténuation négligeable)), les restitutions de α à l'altitude r_0 (ici, altitude définie par la valeur seuil de β_a) sont identiques comme le montre la figure IV-7(a).

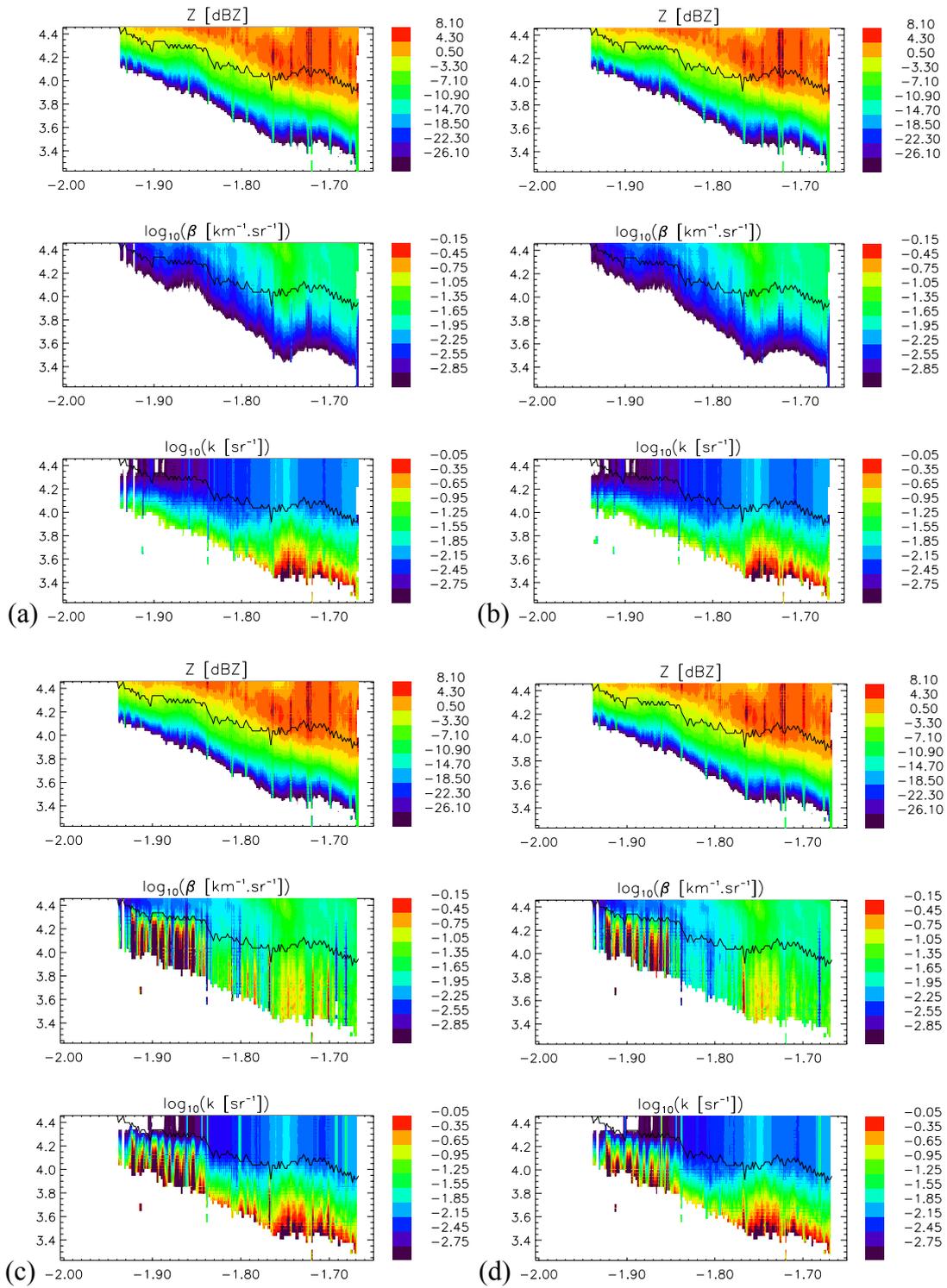


Figure IV-5 : Z, β et k restitués pour le cas de Clare'98 14 :45 – 14 :48

(a) SegK (b) SegZ (c) VarK (d) VarZ

Le trait noir représente la limite de la valeur seuil de β_a

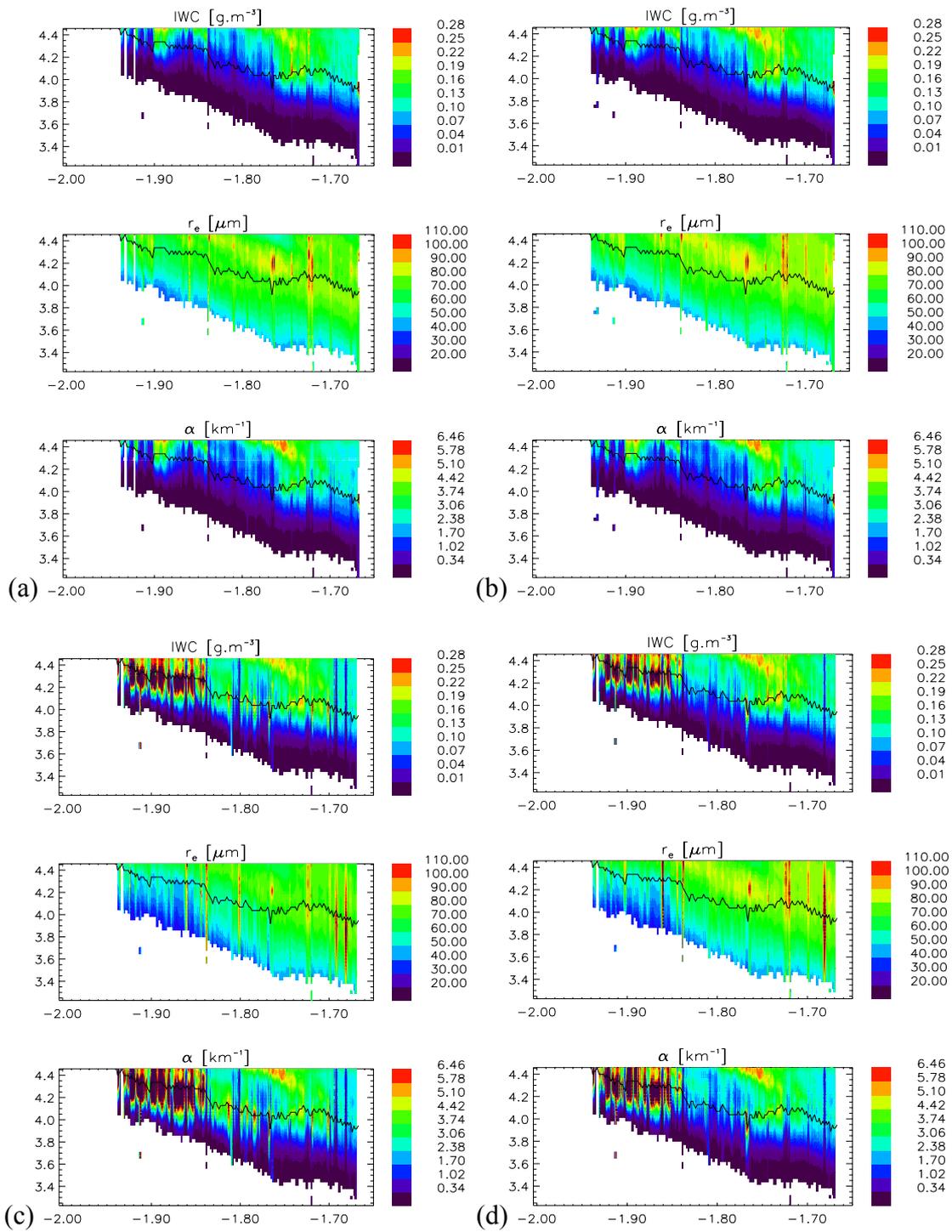


Figure IV-6 : IWC, r_e et α restitués pour le cas de Clare '98 14 :45 – 14 :48

(a) SegK (b) SegZ (c) VarK (d) VarZ

Le trait noir représente la limite de la valeur seuil de β_a

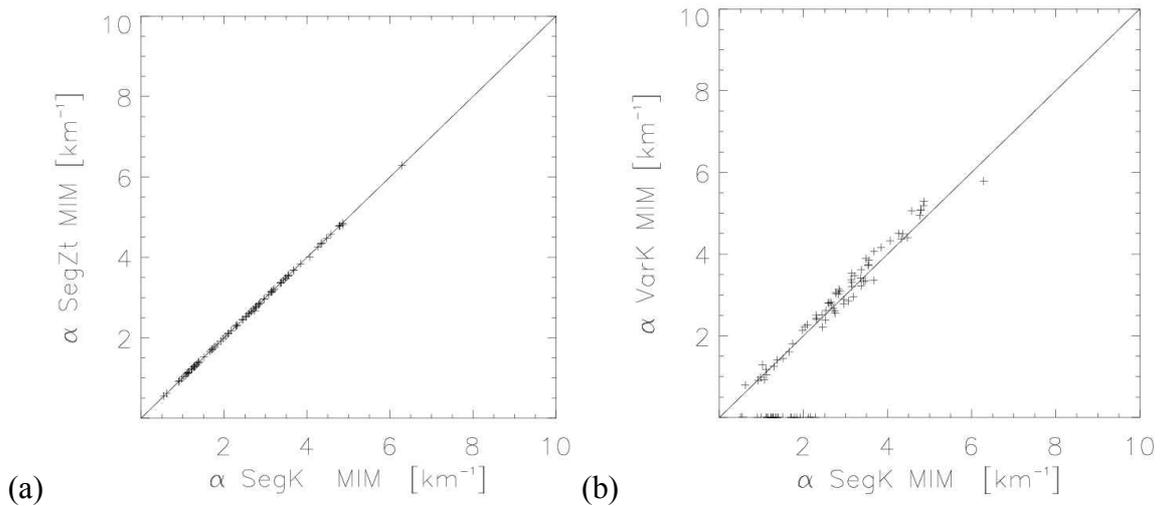


Figure IV-7 : comparaison des α restitués à r_0 pour les algorithmes SegZ-SegK (a) et VarK-SegK(b)

En ce qui concerne les deux algorithmes N_0^* variable (fig. IV-6 (c) et (d)), la restitution de α est dans l'ensemble identique à celle des algorithmes segmentés pour la partie est (droite) du nuage de -1.84° à -1.67°W . L'algorithme de restitution de $\alpha(r_0)$ a convergé vers des valeurs trop élevées de α (supérieures à 20 km^{-1}) pour la partie ouest, de -1.94° à -1.84°W . Cette divergence est due à la trop faible épaisseur du nuage sur laquelle s'applique l'algorithme (épaisseur inférieure à 200 m). Comme cela a été vu dans la simulation, cet algorithme nécessite une hauteur minimale d'intégration pour stabiliser la restitution. On remarque notamment (fig. IV-6(c)), sur le trait représentant la valeur seuil de β_a , quelques radiales pour lesquelles une divergence est observée dans la restitution de $\alpha(r_0)$. Ces divergences disparaissent pour une hauteur d'intégration supérieure ou égale à 500 m (même si quelques radiales présentent encore des valeurs élevées mais cette fois à cause de sauts de réflectivité dus aux bruits instrumentaux). Le fait que ces divergences soient moins nombreuses pour VarZ que pour VarK s'explique par l'apport d'une stabilité lors de l'utilisation de Z_a . La partie supérieure du nuage ne souffre pas de ces divergences, ceci

provient du mode de calcul du profil de $\alpha(r)$: plus on se rapproche des instruments (sommet du nuage), moins le signal est bruité, de même, plus on se rapproche de r_1 (sommet du

nuage), plus $\int_r^{r_0} \beta_a(s) ds$ est importante et s'impose par rapport à $\alpha(r_0)$ dans (III-6) : on retrouve

ici l'importance d'une hauteur minimale d'intégration pour l'application de cet algorithme.

La restitution de $\alpha(r_0)$ diffère peu de celle de SegK (fig. IV-7(b)) pour la partie non divergente (longitudes supérieures à $-1.74^\circ W$).

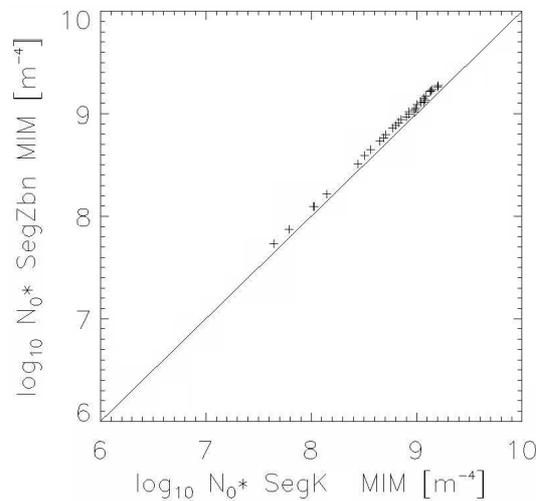


Figure IV-8 : Comparaison des N_0^* calculés à r_0 pour les algorithmes SegZ-SegK

La figure IV-8 montre que les N_0^* restitués par l'algorithme SegK à l'altitude r_0 sont plus faibles que ceux restitués par l'algorithme SegZ. En effet, dans le premier cas, l'utilisation de l'atténuation du signal radar (Eq. II-36) est équivalente à l'utilisation du profil de réflectivité vraie (Eq. II-37). Or, si on regarde en détail l'équation II-37, on s'aperçoit que pour une extinction lidar constante, plus la réflectivité diminue, plus N_0^* augmente (si la réflectivité diminue, cela implique une diminution des diamètres de particules et donc, pour une extinction constante, une augmentation de ce nombre de particules). Ces différences sont presque négligeables puisqu'elles sont de l'ordre de grandeur de 0.3 %, de plus il sera montré

dans le paragraphe suivant qu'elles tendent à disparaître dans le haut du nuage. Mais malgré leur faibles valeurs, elles sont amplifiées par les lois de puissance lors de la détermination des contenus en glace (*fig. IV-6*).

La *figure IV-9* représente les valeurs de N_0^* restituées pour l'ensemble de la zone étudiée par les quatre algorithmes. On retrouve la même tendance que celle observée à l'altitude r_0 , c'est à dire des valeurs plus faibles pour l'algorithme SegK (de 10^7 à $10^{9.5} \text{ m}^{-4}$) que pour SegZ (de $10^{7.5}$ à 10^{10} m^{-4}). Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles habituellement restituées dans la glace (cf chapitres II (modèle inverse) et III (test)).

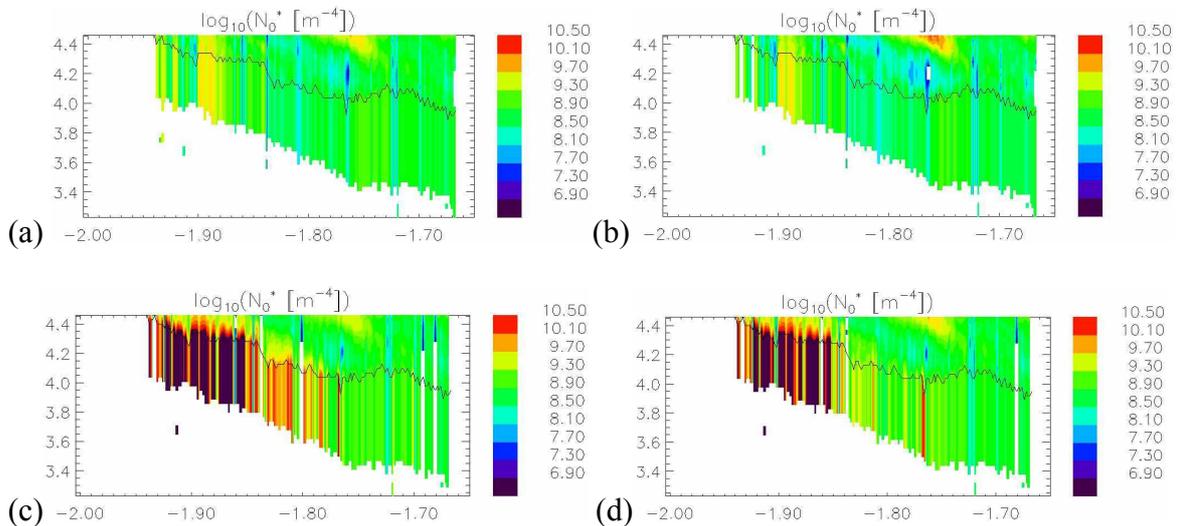


Figure IV-9 : N_0^* restitués pour le cas de Clare98 14 :45 – 14 :48

(a) SegK (b) SegZ (c) VarK (d) VarZ

Le trait noir représente la limite de la valeur seuil de β_a

Comme le montre la *figure IV-6(a)*, les valeurs de contenu en glace calculées par SegK sont un peu plus faibles que pour SegZ : la valeur moyenne de IWC varie de 0.1 à 0.13 g.m^{-3} pour le premier cas, de 0.1 à 0.15 g.m^{-3} pour le second cas. Une zone s'étendant de 4 à 4.4 km pour des longitudes comprises entre -1.7 et -1.75°W présente des valeurs de IWC plus importantes avec un maximum de 0.22 g.m^{-3} (SegK) et 0.28 g.m^{-3} (SegZ). Cette zone

correspond également à des valeurs de β plus importantes que dans le reste du nuage. Les différences dans la restitution de IWC atteignent 25%. Ces différences de contenus en glace, malgré une égale restitution de α , entraînent des restitutions différentes de rayons effectifs. L'algorithme SegK restitue une valeur moyenne de r_e de 70 μm avec un maximum de 100 μm , SegZ restitue une valeur moyenne de 80 μm avec un maximum de 110 μm (+ 10%). Une zone de rayons effectifs moins importants est observée dans la partie supérieure du nuage. On s'attend à trouver des rayons effectifs plus faibles dans cette zone, car celle-ci correspond à des valeurs de réflectivité moins importantes (réflectivité proportionnelle à D^6) et à des fortes valeurs de β (proportionnel à D^2), avec par conséquent une augmentation de N_0^* (fig. IV-8) et donc un nombre plus important de petites particules. La faible différence des $\alpha(r_0)$ restitués par les algorithmes segmentés et variables implique que les valeurs restituées de IWC et r_e soient du même ordre de grandeur. Un comportement équivalent à celui obtenu par SegK et SegZ est obtenu pour VarK et VarZ : c'est-à-dire des valeurs restituées de IWC et r_e plus importantes pour VarZ que pour VarK. La valeur moyenne des rayons effectifs (fig. IV-12) varie de 75 à 85 μm pour VarZ et de 65 à 75 μm pour VarK. Des valeurs maximales correspondant à du bruit instrumental sont également observées. Pour le contenu en glace, sa valeur moyenne, toujours dans la partie non divergente, varie de 0.09 à 0.15 $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ pour VarK et de 0.1 à 0.16 $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ pour VarZ.

Les valeurs de IWC et r_e sont du même ordre de grandeur que celles restituées par Donovan *et al.* (2001) pour le même cas d'étude. Une comparaison avec les mesures *in-situ*, permettant de déterminer l'algorithme le plus adapté, sera faite au § IV.1.4.

En ce qui concerne la partie du nuage où les valeurs de coefficient de rétrodiffusion apparent sont inférieures à la valeur seuil déterminée, les paramètres restitués ne peuvent pas être validés par des mesures *in-situ*. Il n'est donc pas évident de déterminer si ces valeurs sont très influencées par le signal bruité du lidar. Malgré cela, les valeurs des paramètres

restitués dans cette partie ne semblent pas aberrantes pour SegK. Les expressions des inversions de Hitschfeld-Bordan et Klett étant divergentes lors de leur application vers la distance la plus lointaine de l'instrument, on ne peut pas calculer les profils des atténuations instrumentales directement à partir des signaux apparents. La valeur de N_0^* est donc considérée comme étant constante le long des radiales instrumentales en-dessous du seuil de détection du signal lidar. Les valeurs de IWC et α (*fig. IV-6*) sont plus faibles que dans la partie supérieure du nuage, inférieures respectivement à 0.1 g.m^{-3} et 1.7 km^{-1} . Elles présentent les mêmes variations que celles de la réflectivité et du coefficient de rétrodiffusion (c'est-à-dire une décroissance des valeurs avec l'altitude). Les valeurs restituées par VarK et VarZ sont plus fortes en-dessous de la partie divergente. Une zone dont l'altitude varie de 3.7 à 4 km (longitudes comprises entre -1.67 et -1.74°W) présente des rayons effectifs plus importants (moyenne de $85 \text{ }\mu\text{m}$). Cette zone d'augmentation des rayons effectifs, et par conséquent de la taille des particules, est due au fait que la réflectivité (proportionnelle à D^6) reste importante dans cette zone alors que le signal du lidar a été atténué par la couche supérieure. Les valeurs de N_0^* restituées par VarK et VarZ (*fig. IV-9(c) et (d)*) sont plus importantes en-dessous de la partie divergente jusqu'à la longitude de -1.78°W pour SegK. Elles deviennent équivalentes à celles restituées par SegK et SegZ lorsque l'épaisseur du nuage devient plus importante.

IV.1.4 Comparaison des restitutions avec les mesures microphysiques

Une comparaison des paramètres restitués par l'algorithme avec l'utilisation des quatre modèles et ceux calculés avec les données microphysiques *in-situ* est effectuée. Il faut noter que le C130 volait à une altitude de 4.8 km et que la plus haute altitude pour laquelle des données combinées radar-lidar sont disponibles est 4.48 km. Etant donné que les altitudes de comparaison diffèrent de plus de 300 m et que les volumes échantillonnés ne sont pas identiques, une comparaison « globale » moyenne est effectuée sur une hauteur de 300 m.

La *figure IV-10* représente Z , IWC, r_e , α et N_0^* (moyennés sur 300 m) restitués par SegK, SegZ et VarZ comparés aux paramètres déduits des mesures *in-situ* microphysiques, ces paramètres étant calculés de deux façons différentes : à partir d'une relation masse-section efficace de la particule (méthode de l'aire projetée) ou d'une relation masse-diamètre de la particule, le diamètre étant calculé comme le diamètre moyen entre le diamètre maximum et le diamètre minimum de la particule mesurés par les sondes 2D-C et 2D-P. La *figure IV-11* représente les mêmes paramètres restitués par VarK.

De -1.95 à -1.85°W , la réflectivité restituée par l'algorithme varie autour de celle calculée par les mesures *in-situ*, de -1.85 à -1.67°W , elle est inférieure d'environ 5 dBZ. Ces différences sont dues aux altitudes de comparaison qui diffèrent de plus de 300 m. Pour ce profil, la partie droite du graphe présente les valeurs les plus élevées de IWC et α atteignant un maximum à une longitude de -1.7°W (pour les valeurs *in-situ*) et -1.73°W (pour les valeurs restituées), les valeurs sont plus faibles sur le reste de la trajectoire. Les valeurs

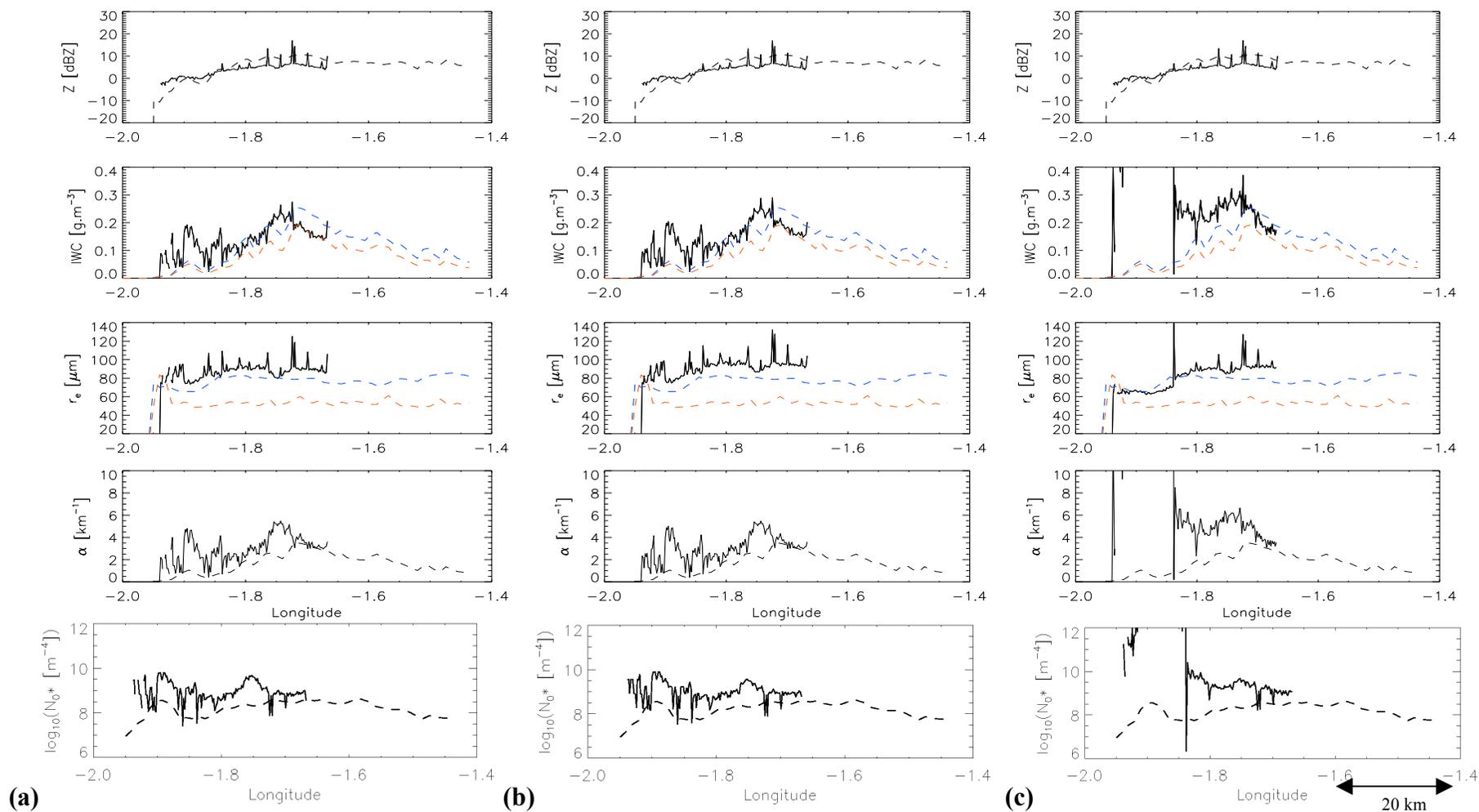


Figure IV- 10: Z , IWC , r_e , α et N_0 moyens restitués par SegK (a), SegZ (b) et VarZ (c) (traits pleins) en fonction de la longitude pour z variant de 4.2 à 4.48 km.

Les tirets représentent les valeurs calculées à partir des données in-situ.

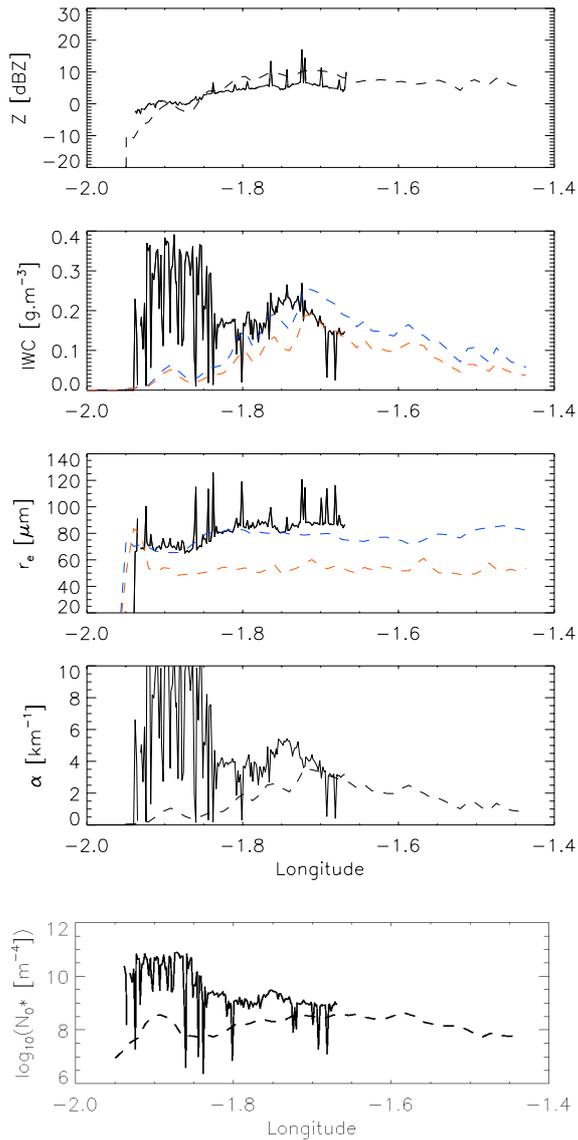


Figure IV- 11 : Z , IWC , r_e , α et N_0 moyens restitués par VarK (traits pleins) en fonction de la longitude pour z variant de 4.2 à 4.48 km.

Les tirets représentent les valeurs calculées à partir des données in-situ.

restituées de IWC sont comprises entre celles calculées par les deux méthodes microphysiques, celles de α sont légèrement supérieures. Les rayons effectifs sont équivalents à ceux calculés par la ‘méthode de l’aire projetée’, leurs valeurs sont comprises entre 70 et 90 μm . Les valeurs de N_0^* sont surestimées par rapport aux valeurs microphysiques. On remarque la partie divergente de VarZ pour des longitudes comprises entre -1.95° et -1.8°W , cette partie est plus importante pour VarK et s’étend de -1.95° à -1.75°W . Les valeurs de IWC, N_0^* et r_e restituées par les trois algorithmes SegK, SegZ et VarZ sont pratiquement identiques notamment pour la partie non divergente des algorithmes

N_0^* variable. Cette similitude est due au fait que, pour SegK, la détermination du profil $K(r)$ est moins influencée par $K(r_0)$ dans le haut du nuage que dans le bas. Comme pour la restitution de $\alpha(r)$ pour VarK (cf § IV-1-4), l'intégrale $\int_r^{r_0} Z_a^b(r) dr$ a de plus en plus d'influence sur le calcul de $K(r)$ par (III-5) au fur et à mesure que la distance d'intégration augmente. La réflectivité n'étant pratiquement pas atténuée dans ce cas de stratus glacé, le calcul dans la partie supérieure du nuage des paramètres nuageux par l'atténuation du signal radar devient équivalent à celui utilisant la réflectivité apparente. De même, pour VarZ, même si les α restitués à r_0 diffèrent de ceux restitués par SegK et SegZ, l'utilisation d'une intégrale dans la détermination du profil $\alpha(r)$ permet de ne plus être influencé par $\alpha(r_0)$ lorsque la distance d'intégration augmente. Les restitutions deviennent alors équivalentes quel que soit l'algorithme utilisé. Les valeurs restituées de IWC et r_e sont inférieures d'environ 10% à celles restituées par les trois algorithmes de la *figure IV-10*, alors que les coefficients d'extinction calculés à r_0 ne sont pas très différents. L'algorithme étant plus instable que les autres pour ces distances d'intégration (ici 500 m), la restitution de $K(r)$ est plus sujette à cette instabilité. Il aurait été nécessaire d'avoir une épaisseur de nuage plus importante et donc une distance d'intégration plus grande pour s'affranchir de ces instabilités.

IV.1.5 Conclusion partielle

Les différents algorithmes (SegK, SegZ, VarK et VarZ) testés sur ce cas d'étude ont montré qu'en présence d'une épaisseur suffisante de nuage, ils restituaient des paramètres nuageux voisins. Les algorithmes variables souffrent d'instabilité lorsque la couche nuageuse est trop fine.

Les propriétés nuageuses sont en bon accord avec les mesures *in-situ*. Il est intéressant également de noter que l'utilisation de différentes méthodes pour le traitement des mesures *in-situ* (dans ce cas, méthodes de la section efficace et du diamètre moyen) induisent d'importantes différences dans les valeurs retrouvées (rayons effectifs moyens de 50 μm dans un cas, de 80 μm dans un autre).

Pour ce cas d'étude, les algorithmes variables divergeant dans une partie du nuage, il est plus intéressant d'utiliser un algorithme segmenté ou constant. La comparaison effectuée avec les valeurs *in-situ* pour les deux modèles microphysiques montre que l'utilisation de l'algorithme SegK est la plus appropriée. Par ailleurs, l'utilisation de cet algorithme permet de s'affranchir totalement des étalonnages instrumentaux.

Malgré tout, il convient d'évaluer le degré de généralité de ces conclusions en faisant d'autres tests d'application des algorithmes sur d'autres cas. La deuxième partie de ce chapitre s'intéresse au cas d'un cirrus.

IV.2 Application à un cas de cirrus

L'objectif de cette partie est l'étude d'un cas de cirrus échantillonné lors de l'expérience Carl'99. Les objectifs de cette expérience, et plus particulièrement le cas du 29 avril 1999, sont exposés dans un premier temps. L'algorithme synergique de Donovan *et al.* (2001), ayant été appliqué par les auteurs sur ce cas, le principe de cette méthode est brièvement présenté dans une deuxième partie. La comparaison des résultats obtenus par Donovan *et al.* (2001) et par les algorithmes décrits au chapitre III est exposée dans une troisième partie.

IV.2.1 L'expérience CARL'99 : cas du 29 avril 1999

CARL'99 (Pelon *et al.*, 2001) s'inscrit dans le projet CARL (investigation of Cloud by ground-based and Airborne Radar and Lidar) regroupant l'IPSL¹, le GKSS (Allemagne), le NKUA² (Grèce) et le KNMI³ (Pays-Bas).

L'expérience Carl'99 est la première campagne expérimentale associée au projet CARL. Elle s'est déroulée du 26 avril au 14 mai 1999 sur le site de Palaiseau (France). Deux lidars (0.532 et 10.6 μm) du LMD, les radars RONSARD (CETP- 5 GHz) et MIRACLE (GKSS – 95 GHz) et un ceilomètre du KNMI étaient basés au sol, tandis que l'avion Merlin de Météo-France, équipé des sondes de mesures microphysiques *in-situ* du GKSS (FSSP, 2D-C et 2D-P), a effectué 5 vols durant les trois semaines de campagne.

¹ Institut Pierre Simon Laplace

² National and Kapodistrian University of Athens

³ Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut

Durant la campagne, l'Europe de l'ouest était sous l'influence d'un système de basses pressions avec un flux de sud-est, du golfe de Gênes (Italie) vers l'est de la France. Les couches de la moyenne troposphère étaient dominées par un front orienté du nord ouest vers le sud ouest, de l'Angleterre vers l'Europe Centrale et la péninsule italienne. L'orientation de ces systèmes a produit un flux de sud, de l'ouest de la Méditerranée vers la France et les îles britanniques et revenant sur l'Europe centrale par un flux de nord ouest.

Le 29 avril 1999, des cirrus associés au front situé dans le sud de la France se trouvaient au-dessus de Palaiseau. Les profils de température et d'humidité relevés à 12 :00 UTC à Trappes (15 km de Palaiseau) sont présentés en *figure IV-12*.

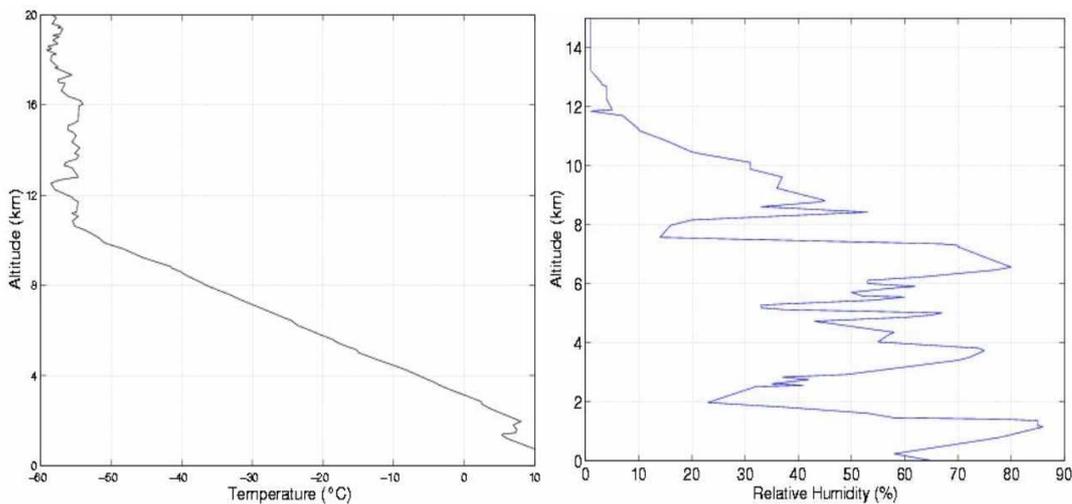


Figure IV- 12 : Profils de température et d'humidité relative au-dessus de Trappes – 29 avril 1999

Cette figure montre la présence de la tropopause à une altitude de 11 km tandis que l'humidité associée au flux de sud-est reste importante dans l'ensemble de la troposphère.

Cette étude s'intéresse plus particulièrement aux mesures de MIRACLE et du lidar-Yag (0.5 μm) de 13 :17 UTC à 13 :30 UTC (*fig. IV-13*) qui montrent la présence d'un cirrus s'étendant sur une épaisseur maximale de 1.5 km (7.5 – 9 km).

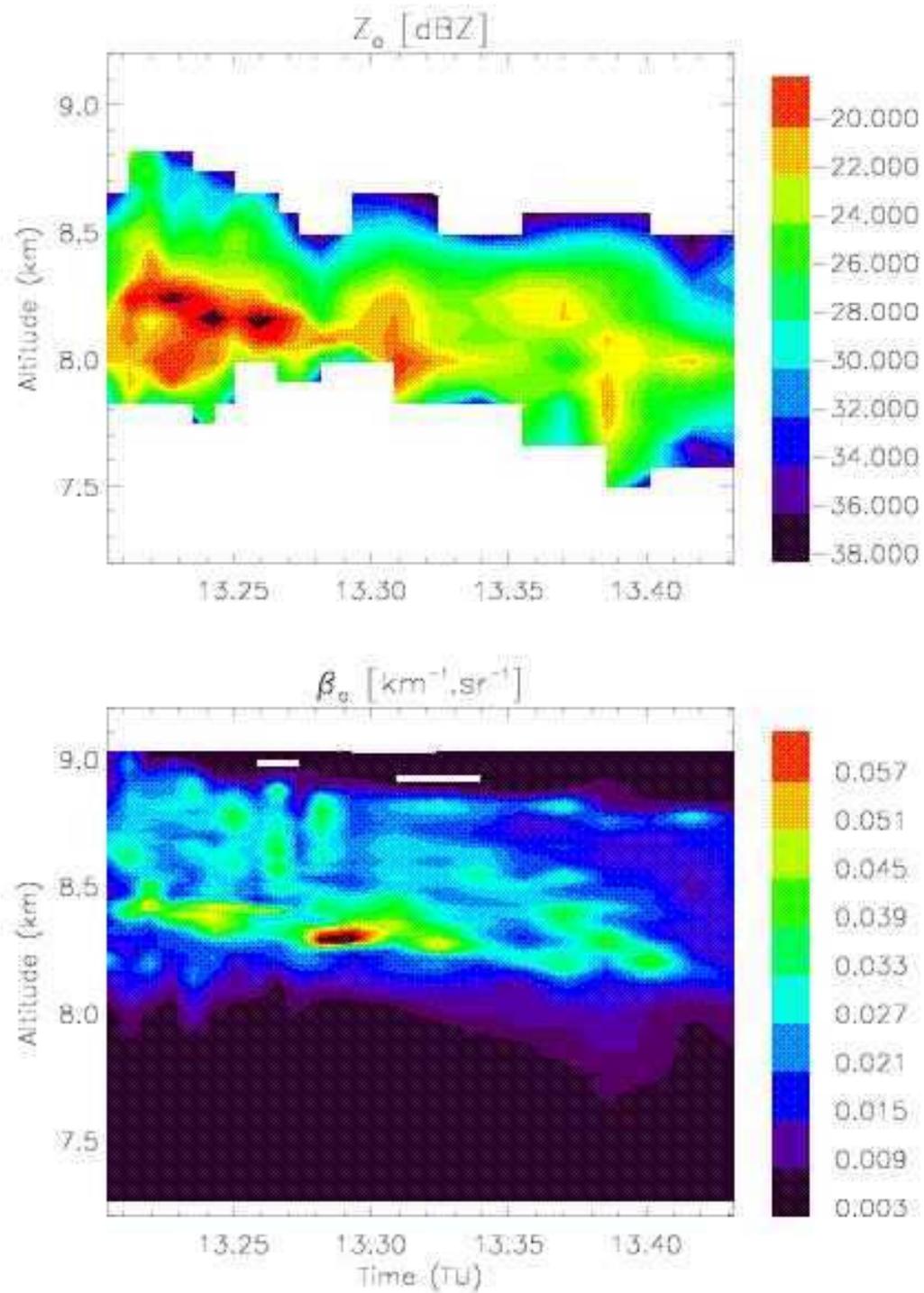


Figure IV- 13 : Réflectivité apparente (haut) et coefficient de rétrodiffusion apparent (bas)

29 avril 1999 (Carl'99)

La figure IV-13 indique une cellule de réflectivité plus importante (-22 à -18 dBZ de 7.9 à 8.3 km) que dans le reste du nuage (en moyenne -26 dBZ) de 13 :12 à 13 :20 UTC. Cette

réflectivité, ainsi que l'altitude du nuage, diminuent avec le temps (de 7.9 à 7.5 km). Les mesures du lidar montrent la présence d'une forte rétrodiffusion du signal au-dessus de 8.3 km. Les deux instruments présentent des différences dans la rétrodiffusion de leurs signaux : alors que la réflectivité du radar se trouve au-dessous de son seuil de détection (-44 dBZ) dans certains endroits du nuage (au-dessus de 8.5 km), le lidar indique la présence de particules nuageuses.

Des mesures *in-situ* microphysiques ont été effectuées ce jour de 11 :30 à 14 :00, le Merlin volant à une altitude de 8.5 km. Elles sont utilisées par la suite pour comparer les propriétés nuageuses restituées.

IV.2.2 Application des algorithmes synergiques radar-lidar

Les algorithmes synergiques SegK, SegZ, VarK et VarZ ont été appliqués sur ces mesures combinées. Les algorithmes en K et en Z présentant des résultats sensiblement identiques seuls les résultats de SegK et VarZ sont exposés. L'algorithme synergique de Donovan *et al.* (2001) ayant également été appliqué sur ces mesures, la comparaison des trois algorithmes est effectuée dans ce paragraphe après une brève description de Donovan *et al.* (2001).

II.4.3.4 IV.2.2.1 La méthode de Donovan *et al.* (2001)

Comme la méthode proposée dans ce manuscrit, l'algorithme de Donovan *et al.* (2001) contraint la restitution de l'atténuation du lidar à partir de la réflectivité du radar. Le principe, basé sur les diffusions simple et multiple des particules, est le suivant :

La première valeur de l'atténuation lidar, basée sur la mesure de la réflectivité, est injectée dans un processus itératif utilisant la rétrodiffusion lidar, afin de donner une restitution stable du radar et du lidar. Une première inversion, ne prenant pas en compte les effets de diffusion

multiple, est d'abord réalisée pour retrouver un premier profil d'extinction lidar. Celui-ci, en combinaison avec les diamètres de particules restitués, est ensuite utilisé afin d'estimer la contribution de la diffusion multiple. Une fois que cette diffusion multiple a été estimée en fonction de l'information du lidar, l'effet de la diffusion simple peut alors être estimé. Une nouvelle inversion est réalisée sur le signal simple estimé. La contribution de la diffusion multiple est alors une nouvelle fois calculée et une autre inversion est réalisée. Ce processus est répété jusqu'à ce que le profil de rétrodiffusion simple calculé ait convergé.

IV.2.2.2 Comparaison avec les algorithmes SegK et VarZ

Les deux algorithmes décrits dans les deux paragraphes précédents, ainsi que SegK et VarZ ont été appliqués sur les données combinées. La *figure IV-14(a)* présente le contenu en glace et les rayons effectifs restitués par l'algorithme Donovan *et al.* (2001). Les *figures IV-14 (b) et (c)* représentent les restitutions respectives de IWC, r_e et N_0^* par SegK et VarZ. Une distance de segmentation minimale de 500 m a été appliquée à SegK.

Le contenu en glace restitué par Donovan *et al.* (2001) varie de 0.001 à 0.08 g.m^{-3} . VarZ restitue des valeurs deux fois inférieures : 0.002 à 0.035 g.m^{-3} et SegK variant de 0.002 à 0.03 g.m^{-3} . Les trois méthodes déterminent des valeurs maximales au niveau des parties supérieures gauche et droite du nuage, les valeurs minimales sont calculées dans le bas du nuage. Pour les deux restitutions SegK et VarZ, la valeur de N_0^* diminue fortement avec l'altitude passant de $10^{10.5} \text{ m}^{-4}$ à $10^{7.5} \text{ m}^{-4}$. Les trois algorithmes montrent une croissance des rayons effectif dans la partie inférieure du nuage. Ce comportement était attendu avec les données apparentes du radar et du lidar (*fig. IV-13*) La réflectivité du radar est importante jusqu'à une altitude de 8.5 km, altitude à partir de laquelle elle décroît, au contraire du coefficient de rétrodiffusion apparent. La taille des particules de glace croît lors de leur

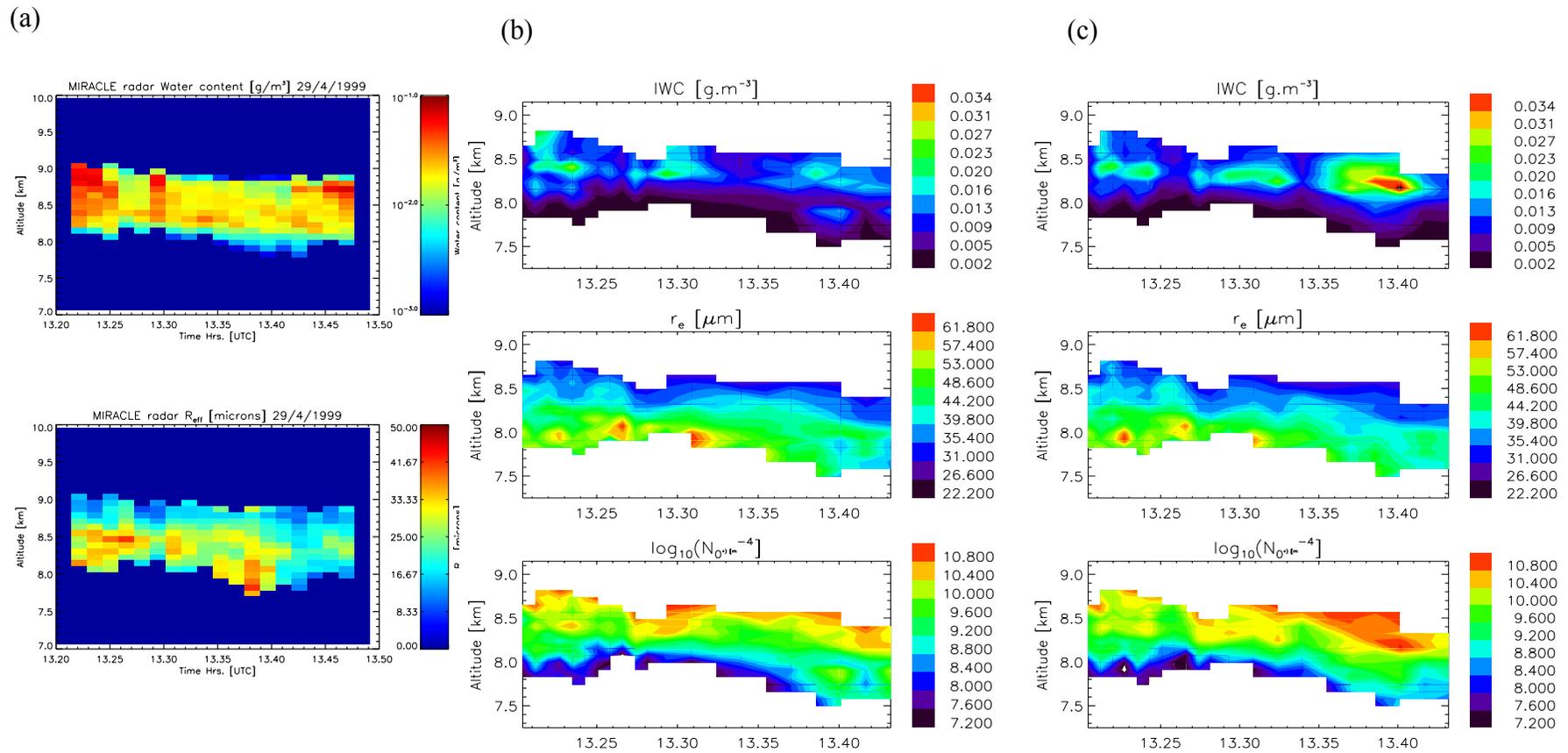


Figure IV- 14 : (a) IWC et r_e restitués par Donovan et al. (2001)

IWC, r_e et N_{0^*} restitués par SegK (b) et VarZ (c)

29 avril 1999 –13,2-13,5 UTC - Carl'99

subsidence dans le nuage, cette augmentation de leur taille est due au mécanisme de croissance par diffusion et certainement aux processus de coalescence par collision. Cela correspond en général à une diminution de leur concentration, ce qui est bien observé sur les figures III-14 (b) et (c) qui montrent une diminution nette de N_0^* entre le sommet et la base du cirrus. Les valeurs de rayon effectif restituées par les algorithmes diffèrent peu. Donovan *et al.* (2001) calculent des rayons dont la valeur ne dépasse pas 50 μm . Les algorithmes VarZ et SegZ restituent des valeurs moyennes identiques avec un maximum de 60 μm dans le bas du nuage et 20 μm dans la partie supérieure. Ces valeurs sont résumées et comparées aux mesures *in-situ* (fig. IV-15) échantillonnées par le Merlin dans le tableau IV-1.

La figure IV-15 représente le spectre de distribution des particules (a), la concentration (b), le contenu en glace (c) et le diamètre moyen (d) des particules échantillonnées par les sondes *in-situ*. L'avion volait à une altitude comprise entre 8 et 8.5 km. Le spectre de distribution met en évidence la présence d'un nombre important de petites particules d'un diamètre moyen de 12 μm , valeur confirmée par les mesures de FSSP (fig. IV-15 (c) et (d)). Le contenu en glace moyen, dominé par les particules de moyenne et grande tailles, est de 0.05 g.m^{-3} , avec des valeurs qui atteignent 0.3 g.m^{-3} pour les mesures réalisées entre 13 :59 et 14 :00. La sonde 2D-C met également en évidence la présence de particules de diamètre moyen de 100 μm .

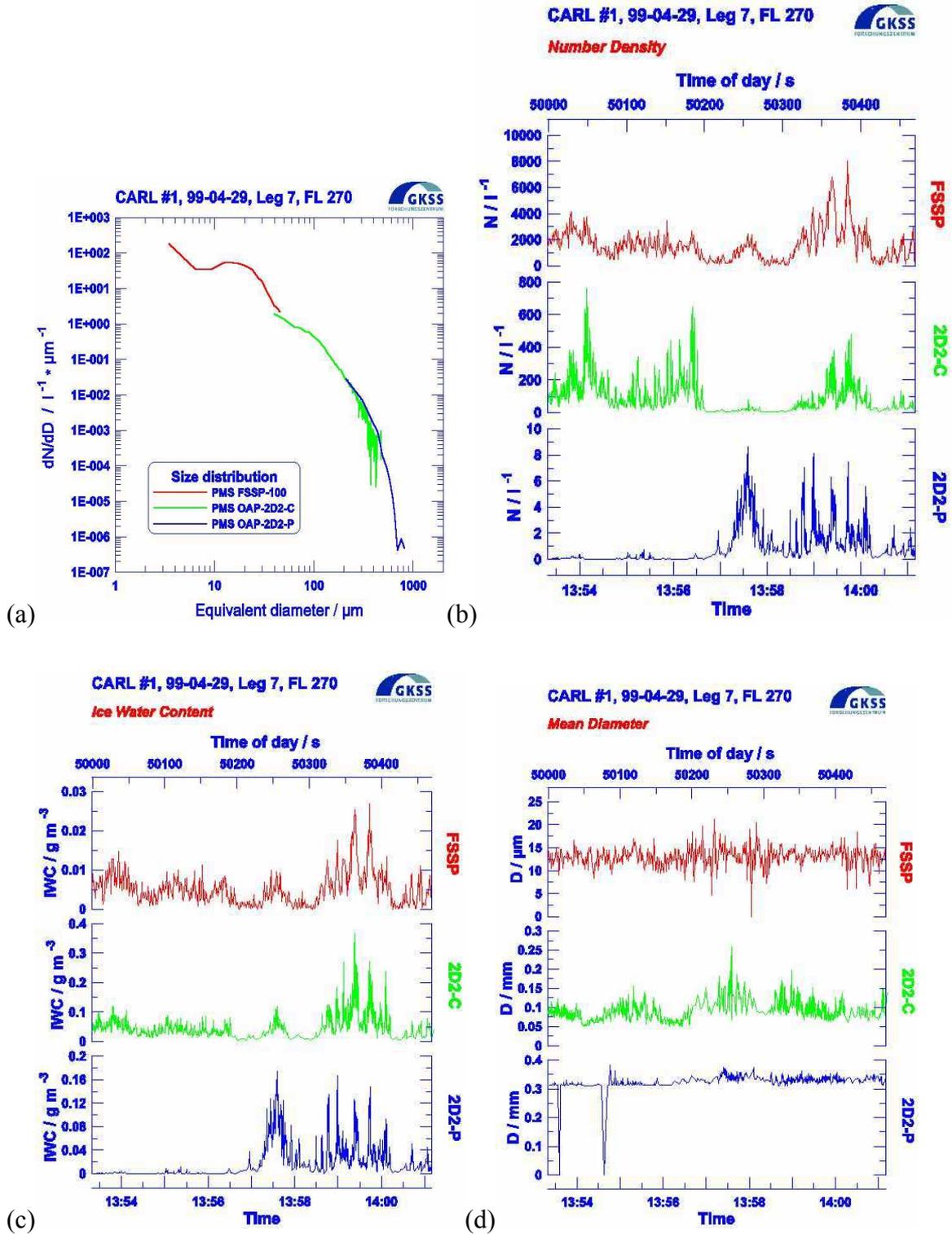


Figure IV- 15: Mesures in-situ (GKSS) - 29 avril 1999 - 13:54 - 14:01 UTC

(a) DDP (b) concentrations (c) contenus en glace (d) diamètres moyens des particules

Paramètres	Mesures <i>in-situ</i>	SegK et VarZ	Donovan <i>et al.</i> (2001)
Re [μm]	20-30	20-65	10-50
IWC [g.m^{-3}]	0.05-0.3	0.002-0.035	0.001-0.08

Tableau IV- 1 : Valeurs de IWC et r_e restitués par les algorithmes synergiques comparées avec les mesures *in-situ* – 29 avril 1999 – 13,2 – 13,5 UTC - Carl'99

Le *tableau IV-1* représente IWC et r_e calculés par les algorithmes et comparés aux mesures *in-situ*. Les contenus en glace restitués par les algorithmes sont inférieurs à ceux calculés par les mesures microphysiques, alors que les rayons effectifs sont supérieurs. La présence du nombre important de petites particules échantillonnées a influencé dans ce sens les valeurs de r_e . Les trois algorithmes restituent des valeurs proches, cette équivalence est due au fait que ces méthodes procèdent de la même manière, avec la contrainte de la réflectivité sur la restitution de l'extinction optique.

La *figure IV-16* représente les histogrammes des r_e restitués par SegK (a) et VarZ (b) pour trois zones d'altitudes différentes (7.5-8 km, 8-8.5 km et 8.5-9 km). Comme le montrait la *figure IV-14*, on observe une croissance de la taille des particules due aux processus microphysiques d'agrégation et/ou de coalescence lorsque l'altitude diminue, phénomène habituellement observé dans les nuages (Heymsfield et Platt, 1995). La courbe noire correspondant aux altitudes les plus faibles montre une quantité maximale de particules de 38 μm pour SegK (*fig. IV-16(a)*) et de 47 μm pour VarZ (*fig. IV-16(b)*). La zone intermédiaire met en évidence un maximum de particules de rayon de 35 μm pour les deux algorithmes. La partie supérieure du nuage (courbe rouge) présente un maximum à 22 μm pour SegK et 28 μm pour VarZ. Ces deux dernières méthodes restituent des rayons effectifs variant dans la même plage de valeurs pour les trois zones.

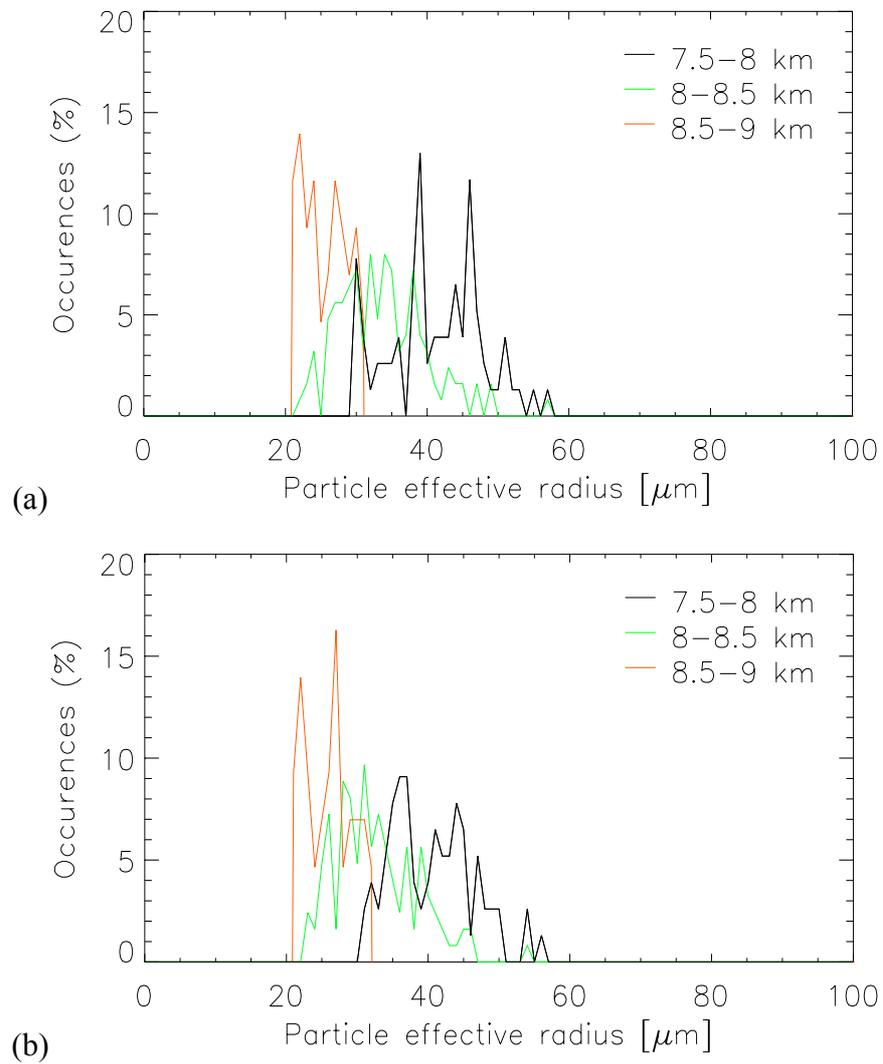


Figure IV- 16 : Histogrammes des r_e restitués par SegK (a) et VarZ (b)

29 avril 1999 – Carl'99

IV.3 Application à un type de nuage plus complexe: le nuage de phase mixte

Le cas étudié dans cette partie décrit des couches d'eau surfondue insérées dans des couches de glace dans un nuage de phase mixte. L'étude de ces couches d'eau surfondue est particulièrement importante car leur présence entraîne notamment la formation de givrage sur les avions (Politovich, 1989 ; Gayet *et al.*, 1992) : lorsque les avions traversent ces couches, les particules liquides se déposent en grande quantité sur les fuselages et givrent ; ce givrage alourdit les avions de manière conséquente et bloque leurs instruments de mesure. Hogan *et al.* (2002b) ont montré, sur une étude statistique de plusieurs années, que 14% des nuages glacés dont la température est comprise entre -14 et -10°C contiennent des couches d'eau surfondue. La présence de cette eau doit être prise en compte dans les modèles de transfert radiatif, car elle modifie manière considérable les flux radiatifs (Li et Le Treut, 1992 ; Sun et Shine, 1995 ; Hogan *et al.*, 2002a).

IV.3.1 L'expérience CARL'2000

Carl'2000 (Pelon *et al.*, 2001) est la deuxième expérience s'inscrivant dans le projet CARL. Comme pour Clare'98 et Carl'99, les objectifs de cette campagne étaient l'étude des paramètres nuageux pour des nuages d'altitude moyenne grâce à la combinaison instrumentale de radars, lidars et mesures *in-situ* (sol et aéroportés).

Cette expérience était basée sur l'aéroport de Brest à Guipavas et s'est déroulée du 6 au 24 novembre 2000. Le site de Brest avait notamment été sélectionné pour ses conditions météorologiques locales favorables (présence de systèmes frontaux).

Les systèmes au sol ont pris une part active à cette campagne. Leur rôle était la collecte de jeux de données par un radar et un lidar afin de décrire les propriétés nuageuses et la dynamique des nuages. Ce système instrumental synergique était composé de :

- Radar doppler nuage « Miracle » - 94,9 GHz (GKSS)
- Lidar rétrodiffusant « SLIM » (LMD).

Ces instruments étaient également couplés avec d'autres instruments du KNMI :

- Ceilomètre – 905 nm
- Radiomètre équipé d'une caméra

Tous ces instruments étaient basés sur l'aéroport de Brest et ont été survolés par deux avions instrumentaux lors de la campagne. L'ARAT était équipé avec le radar RASTA 95GHz du CETP (visées au nadir et à 40° vers l'avant) et le lidar LEANDRE du LMD (visées nadir et zénith). Il volait à une altitude constante de 5 km, alors que le Merlin de Météo-France opérait à des altitudes variables fixées en temps réel. Ce dernier était équipé de sondes de mesures *in-situ* du GKSS (FSSP, 2D-C et 2D-P) pour l'analyse des distributions en taille et des formes des particules nuageuses. Une sonde Nevzorov, dont l'objectif est de donner une information additionnelle sur les contenus en eau et en glace, était également installée à bord.

IV.3.2 Présentation du cas du 10 novembre 2000

Le 10 novembre 2000, une situation dépressionnaire était installée sur l'Atlantique Nord dans les basses couches troposphériques. Les masses d'air chaud et humide provenant de l'océan Atlantique ont créé un système composé de nuages chauds couvrant la partie occidentale de l'Europe et s'étendant vers l'est. La structure étudiée dans cette partie est associée à l'arrivée de ce front chaud sur l'Europe avec une dépression centrée sur

l'Atlantique Nord (fig. IV-17), les vols ont donc été effectués sur un axe ouest-est alors que le front approchait de Brest.

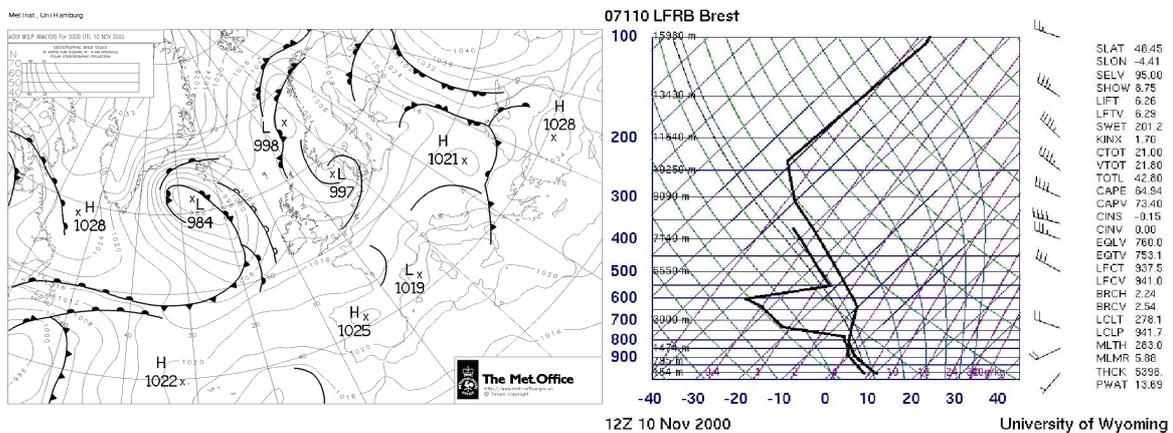


Figure IV- 17: Pressions de surface (UKMO) et profils verticaux de température et humidité

10 novembre 2000 - Brest

Le profil de température observé à 1200 UTC à Brest (fig IV-17) montre la présence de deux couches humides (l'une en-dessous de 2.5 km, la seconde au-dessus de 4 km). L'isotherme 0°C est observé vers l'altitude de 2 km (également observé par RASTA – fig IV-19(a) - avec un changement de réflectivité correspondant à la transition eau-glace). La couche nuageuse supérieure présente une température variant de -8°C à 3 km jusqu'à -20°C à 5 km.

Le front chaud se caractérisait par des nuages de basse et moyenne altitude couvrant entièrement la côte ouest de l'Europe. Le radar nuage MIRACLE montre également deux couches distinctes en-dessous (couche précipitante) et au-dessus (non précipitante) de 2 km (fig. IV-18). Le sommet du nuage se trouvait à une altitude de 9 km et l'altitude de sa base a diminué de 4 à 3 km avec une disparition progressive des nuages les plus hauts. Les observations radar montrent la présence de trois bandes nuageuses, deux s'étendant entre 3

et 8 km, la troisième, précipitante, se trouvant en-dessous de 2 km. La couche du milieu se trouvait entre 3 et 5 km, l'Arat volait au sommet de cette dernière.

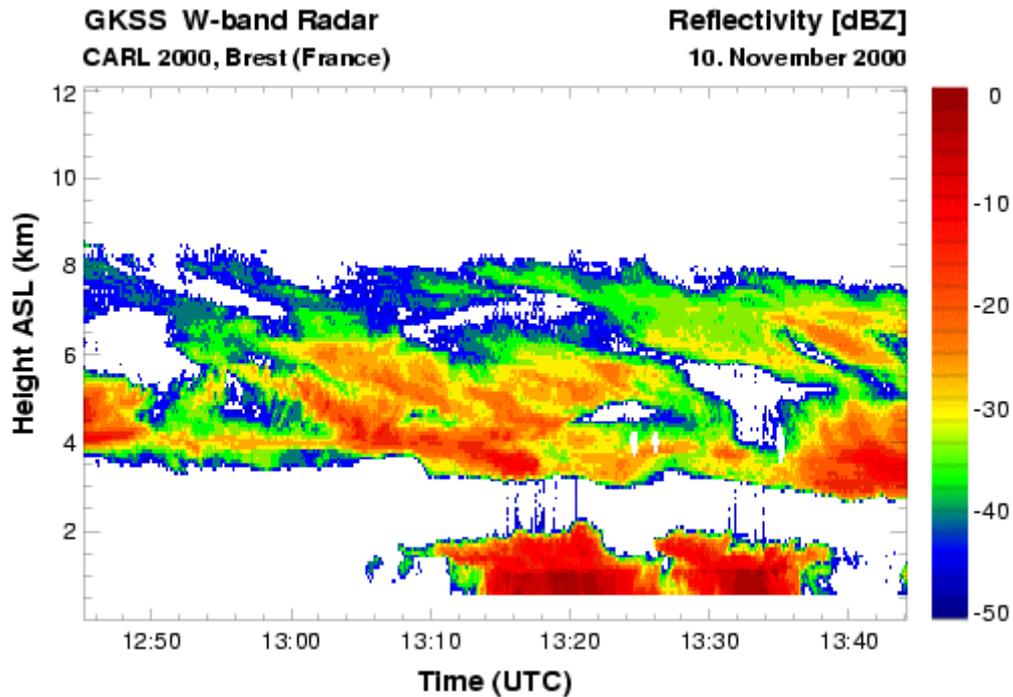


Figure IV- 18 : *Section verticale de réflectivité de MIRACLE (GKSS) - 10 novembre 2000 - 12:50 - 13:41 UTC - Carl'2000*

Les mesures aéroportées radar-lidar ont été effectuées entre 12 et 13 :40 UTC. La couche nuageuse la plus basse est précipitante comme le montrent les fortes vitesses Doppler vers le bas (*fig. IV-19(b)*). L'étude est focalisée sur la période 13:19:20 - 13:23:21 UTC (*fig. IV-19*). La bande brillante qui met en évidence la transition entre la couche mixte de particules d'eau et de glace et la pluie est très bien détectée par la mesure aéroportée radar (vers 1.3 km sur la *figure IV-19(a)*). Le lidar (*fig. IV-19(c)*) détecte une couche d'eau surfondue fractionnée se situant à une altitude minimale de 3.6 km jusqu'à une altitude de 4.2 km. Les mesures de l'Arat indiquent une température de -18°C à une altitude de 5 km.

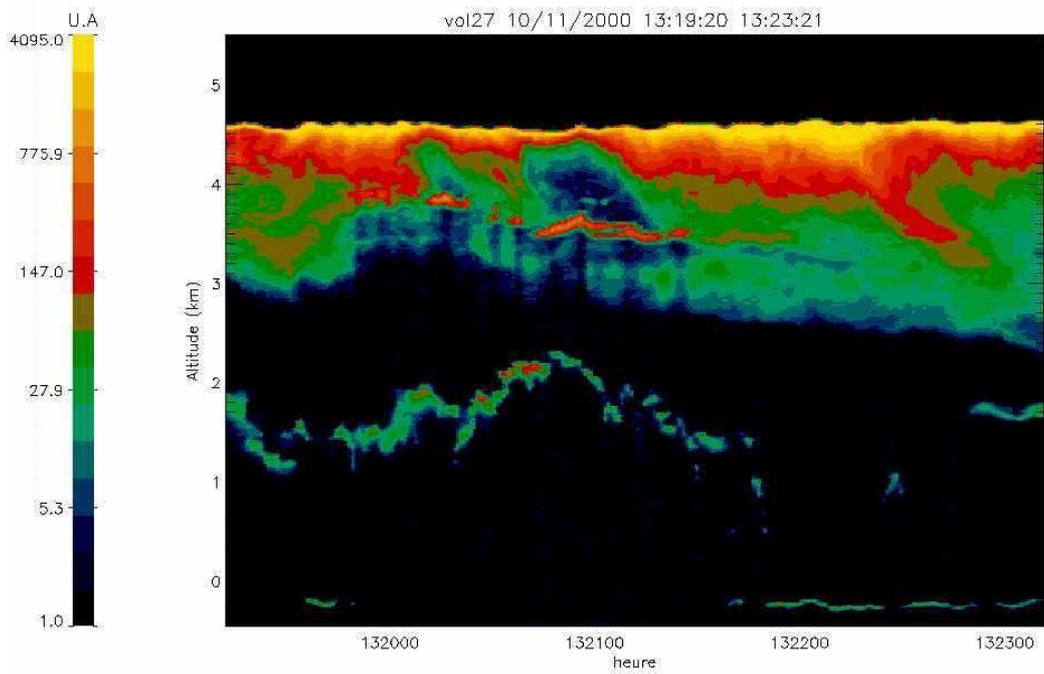
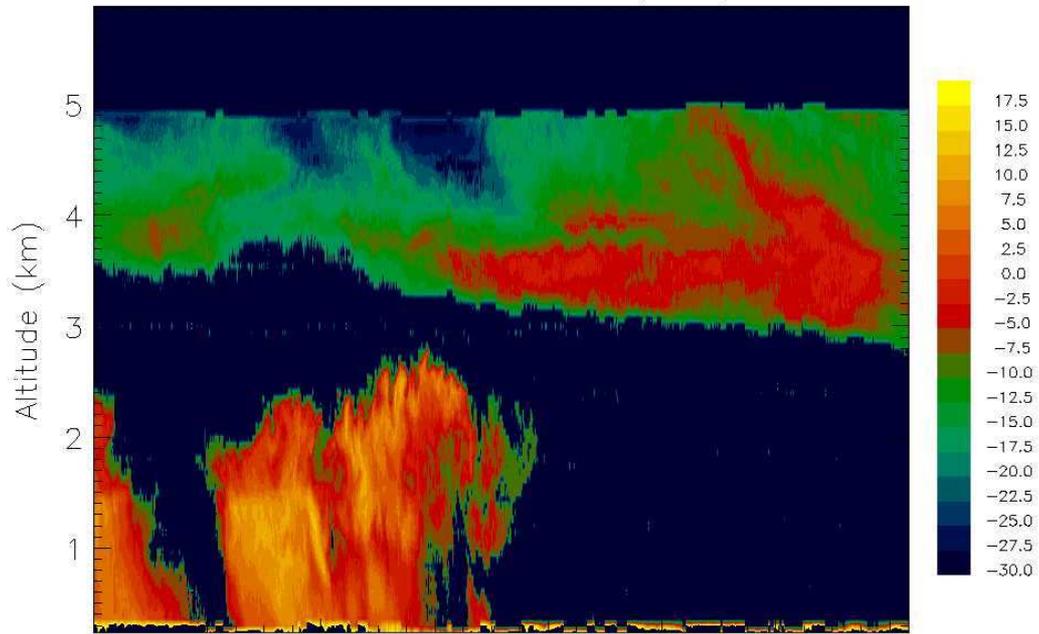


Figure IV- 19: Réflectivité apparente (dBZ) (a) de RASTA et signal non normalisé (c) de LEANDRE -
10/11/2000 - 13:19:20 - 13:23:21 UTC - Carl'2000

IV.3.3 Application de l'algorithme N_0^* variable

Les quatre algorithmes SegK, SegZ, VarK et VarZ ont été appliqués sur ces mesures combinées. La présence de la couche d'eau surfondue a eu un impact non négligeable sur la restitution des paramètres lors de l'application des algorithmes segmentés. En effet, la limite de segmentation se trouvant à la limite de la couche d'eau surfondue et les valeurs du coefficient de rétrodiffusion étant plus importantes à cet endroit, la restitution du contenu en glace et du rayon effectif sur l'ensemble du profil était biaisée. De même, l'application de VarK n'a pas été satisfaisante : le processus itératif diverge, une première explication de cette divergence est la présence de l'eau surfondue qui bruite le profil de K restitué. D'autres tests sont nécessaires afin de confirmer cette hypothèse. Seuls les résultats de VarZ sont donc présentés.

VarZ a été appliqué sur l'intégralité de l'épaisseur du nuage. La couche d'eau surfondue a ensuite été délimitée par la valeur du gradient du coefficient de rétrodiffusion. Le gradient présente une valeur maximale (*fig IV-20*) lors du passage du faisceau du lidar de la phase glace à la phase liquide. Cette croissance du gradient est due à la forte augmentation de la valeur du coefficient de rétrodiffusion. Cette valeur diminue ensuite lorsque le signal du lidar rencontre de nouveau la phase glace. On remarque également que le gradient de réflectivité ne semble pas affecté par le contenu en eau liquide. Les limites de la phase d'eau surfondue sont définies comme étant 30 m plus bas que le minimum et 30 m plus haut que le maximum. Le signal du lidar n'a pas été correctement normalisé pour l'ensemble du nuage à cause du fait que l'avion a volé la plupart du temps dans le nuage et non au-dessus : il n'y avait pas assez d'air clair entre l'avion et le nuage pour effectuer une normalisation correcte. De plus, le signal du lidar a saturé dans la couche d'eau surfondue. En l'absence de ces problèmes de données, les hypothèses de délimitation de la couche auraient été différentes, avec une prise

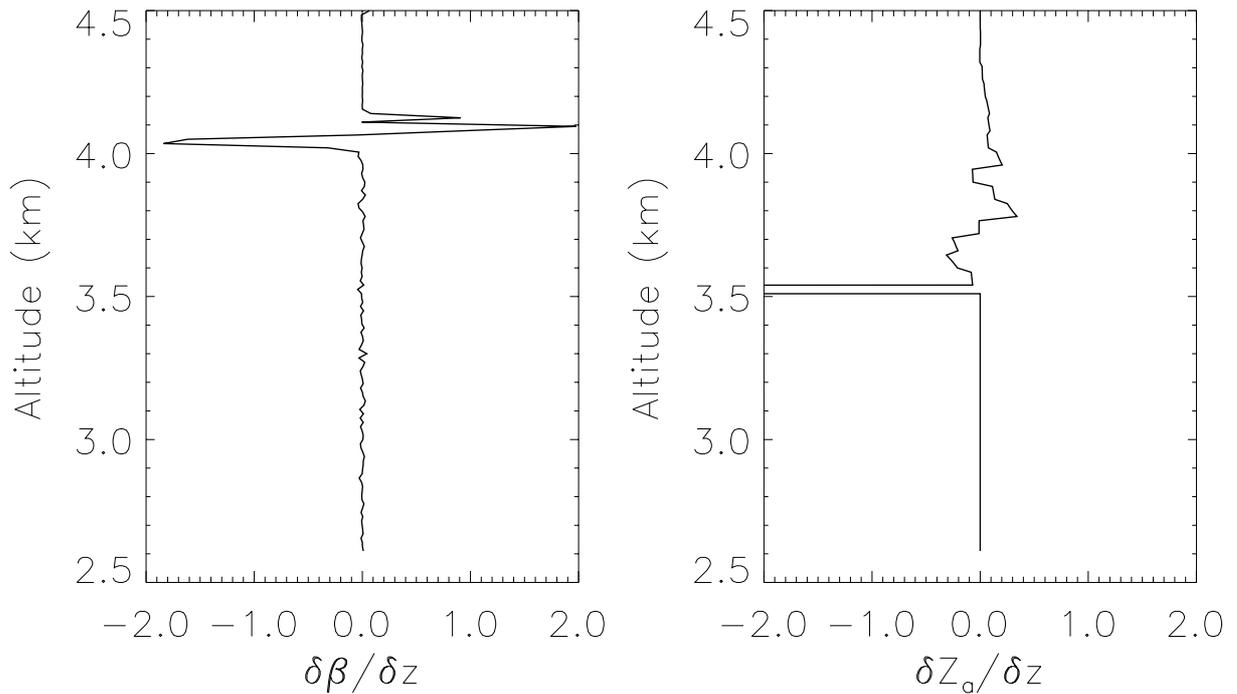


Figure IV- 20 : Profils de $\partial\beta_a/\partial z$ et $\partial Z_a/\partial z$ (13:20) - 10 novembre 2000 - Carl'2000

en compte d'une valeur minimale de β_a et un test sur la variation du gradient de β_a . Ces tests sont prévus pour les futures applications de l'algorithme sur des cas présentant des phases mixtes telles que celle-ci. Le contenu en eau a été calculé comme décrit au § III-3-3 et les rayons effectifs des gouttelettes d'eau ont ensuite été déterminés par le contenu en eau liquide et l'extinction optique du signal lidar.

La figure IV-21 représente IWC, LWC, les rayons effectifs des particules de glace et liquides et N_0^* restitués par VarZ. La valeur moyenne de IWC est de 0.015 g.m^{-3} avec des valeurs plus importantes dans la partie droite supérieure du nuage (0.04 g.m^{-3}) et dans la partie droite inférieure (0.035 g.m^{-3}). Cette dernière correspond également à une zone de réflectivité plus importante (fig. IV-19(a)). La partie gauche du nuage montre des rayons effectifs d'une valeur moyenne de 55 à 70 μm avec une augmentation jusqu'à 80 μm dans la partie gauche inférieure du nuage. Cette augmentation de la taille des particules est due aux processus microphysiques d'agrégation/coalescence au cours de la sédimentation des

particules jusqu'au bas du nuage. En conséquence, les valeurs de N_0^* diminuent avec l'altitude de 10^{10} à 10^8 m^{-4} . Dans la partie droite du nuage, on trouve des rayons effectifs plus importants d'une valeur moyenne de $80 \text{ }\mu\text{m}$ et un maximum de $90\text{-}95 \text{ }\mu\text{m}$ en-dessous de la couche d'eau surfondue en accord avec une réflectivité plus importante dans cette zone (*fig. IV-19 (a)*). On remarque également que la présence de cette couche d'eau surfondue n'affecte pas la valeur des rayons effectifs des particules de glace. Quelques pics de fortes valeurs de IWC apparaissent à l'endroit de la couche d'eau surfondue. Ils sont dus à la délimitation de la couche qui ne s'est pas effectuée assez précisément.

Le contenu en eau liquide est calculé à partir de l'équation (III-27) :

$$\text{LWC} = 1.212 * 10^{-2} * N_T^{-1/2} * \alpha^{3/2}$$

avec N_T égal à $50.\text{cm}^{-3}$, ce qui correspond au nombre moyen de particules mesuré par la sonde FSSP équipée sur le Merlin (cf section suivante). Ce contenu en eau liquide est faible avec une valeur moyenne de $5.10^{-3} \text{ g.m}^{-3}$ et quelques maxima de $4.10^{-2} \text{ g.m}^{-3}$. La valeur moyenne des rayons effectifs des gouttelettes d'eau est de $5 \text{ }\mu\text{m}$, valeur voisine de celles retrouvées par Hogan *et al.* (2002a) dans des stratus glacés. La hauteur de la couche d'eau surfondue n'excède pas 100 m , ce qui reste une valeur voisine de ce qui est habituellement mesuré pour ces couches (Hogan *et al.*, 2002a).

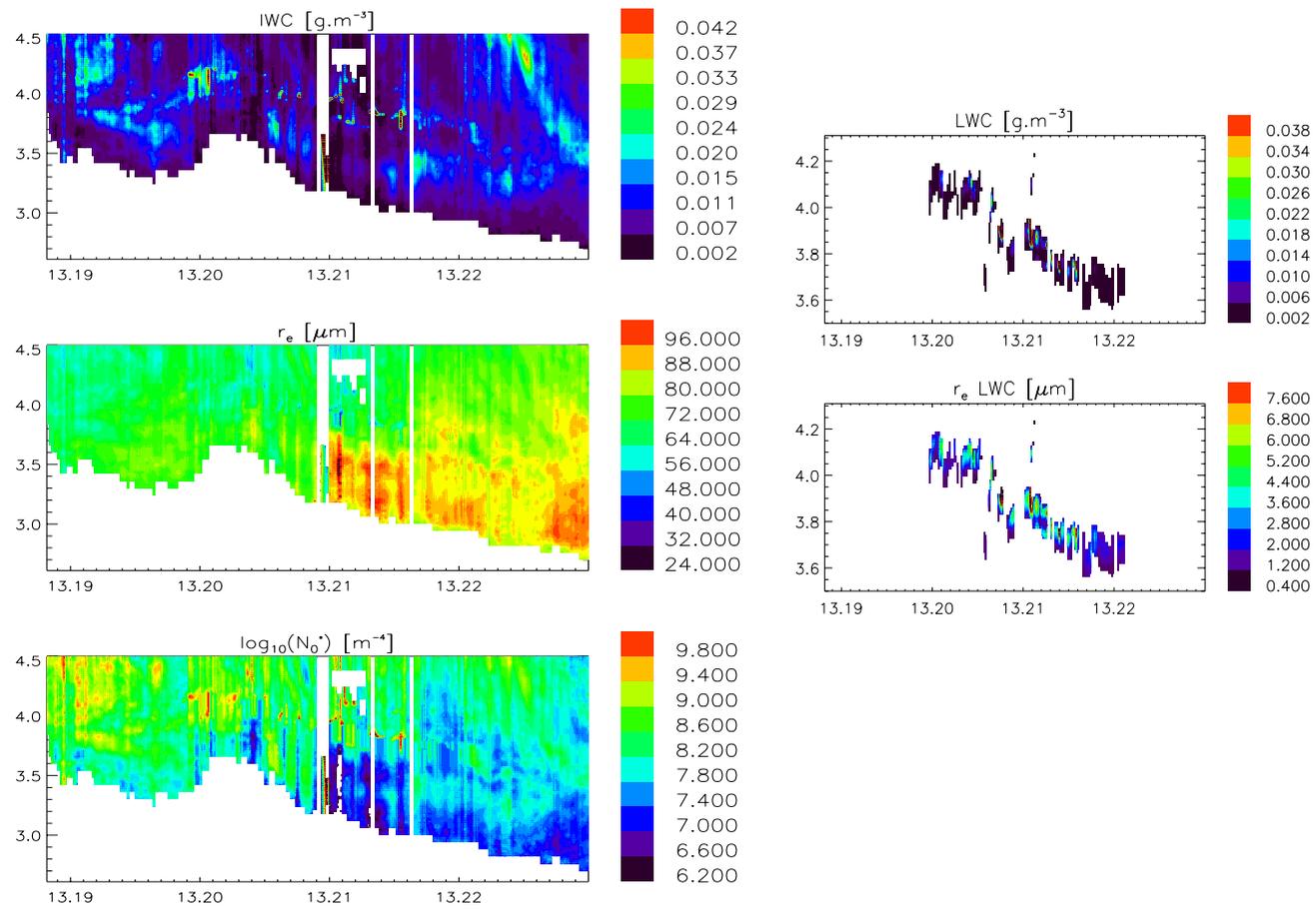


Figure IV- 21 : IWC, r_e (glace), N_0^* , LWC et r_e (eau) restitués par VarZ

10 novembre 2000 – 13 :18 :23 – 13 :23 :00 – Carl'2000

IV.3.4 Comparaison avec les mesures *in-situ*

Durant le vol de l'ARAT, le Merlin volait à une altitude de 4200 m et les mesures de la sonde Nevzorov ont confirmé son passage dans une partie de la couche d'eau surfondue. La *figure IV-22 (a)* représente la trajectoire des deux avions en fonction de la latitude et la longitude. L'étude de leur distance d'éloignement a montré que la distance séparant les deux avions était en moyenne de 3.5 km (*fig. IV-22(a)*), cette distance augmentant jusqu'à 5 km vers la fin de la période d'échantillonnage.

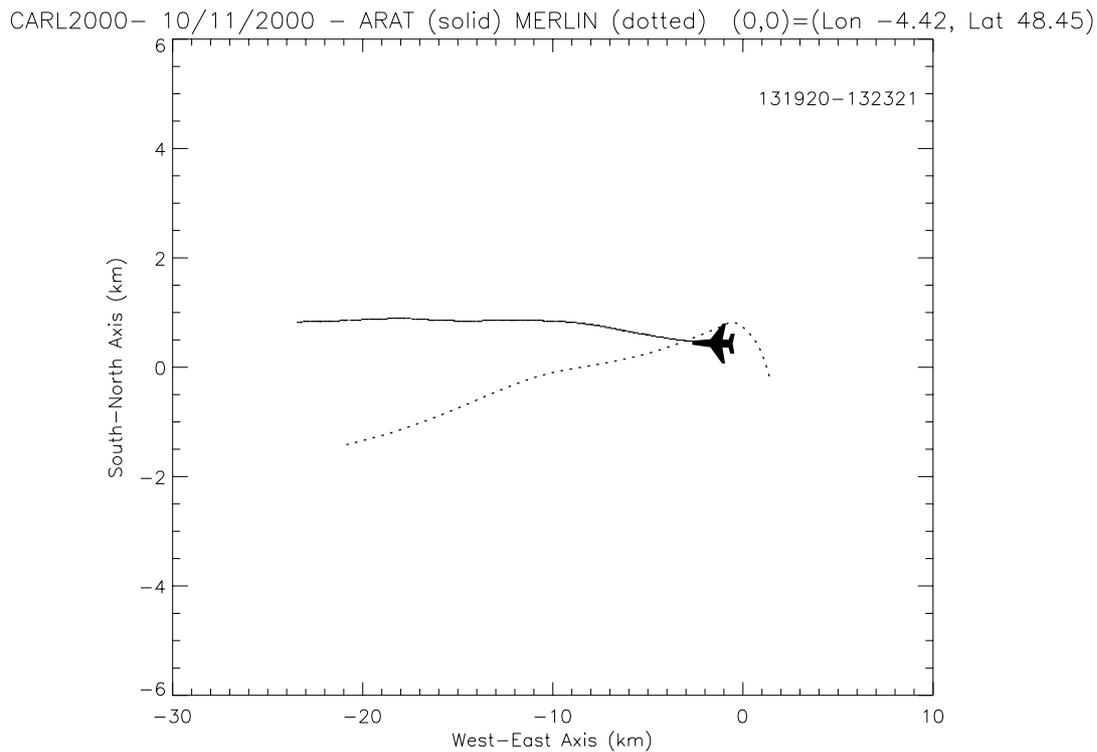


Figure IV- 22 (a) : trajectoire de l'ARAT et du Merlin

10 novembre 2000 - 13:19:20 - 13:23:21

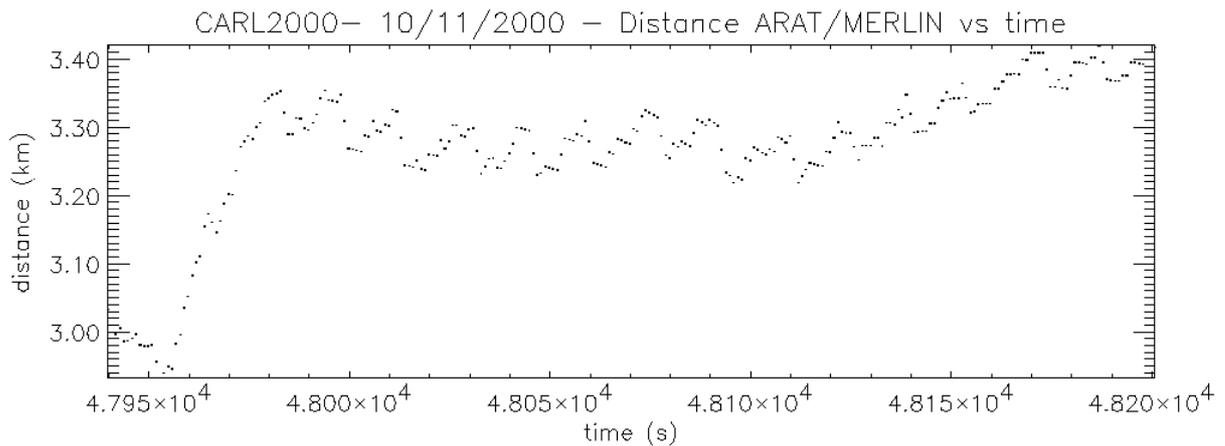


Figure IV-22 (b) : distance entre l'ARAT et du Merlin

10 novembre 2000 - 13:19:20 - 13:23:21

Le Merlin avait du retard sur l'ARAT au début de l'échantillonnage, ce n'est donc pas une configuration idéale pour comparer les propriétés nuageuses restituées mais elle reste suffisante pour évaluer les ordres de grandeur restitués. Le début des mesures radar et lidar s'est fait à une longitude de -4.42°W , et en se reportant à la *figure IV-22*, on remarque que les deux avions sont passés à cette position, l'ARAT étant passé avant le Merlin. Ces deux passages successifs permettent d'effectuer la comparaison entre les mesures *in-situ* et les valeurs restitués par VarZ. Le contenu en glace échantillonné par la sonde 2D-C est comparé au contenu en glace restitué par l'algorithme synergique dans la *figure IV-23 (a)*, le contenu en eau mesuré par la sonde Nevzorov est comparé à celui restitué par l'algorithme dans la *figure IV-23 (b)*. Ces comparaisons montrent une bonne corrélation entre les profils du contenu en glace avec des restitutions de valeurs de même ordre de grandeur. Ce contenu en glace est sur-estimé par les mesures de télédétection à la longitude de -4.5°W avec une valeur de $0.03 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ alors que les mesures *in-situ* calculent un contenu en glace de $0.015 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$. En ce qui concerne le contenu en eau liquide, les mesures *in-situ* font apparaître deux pics

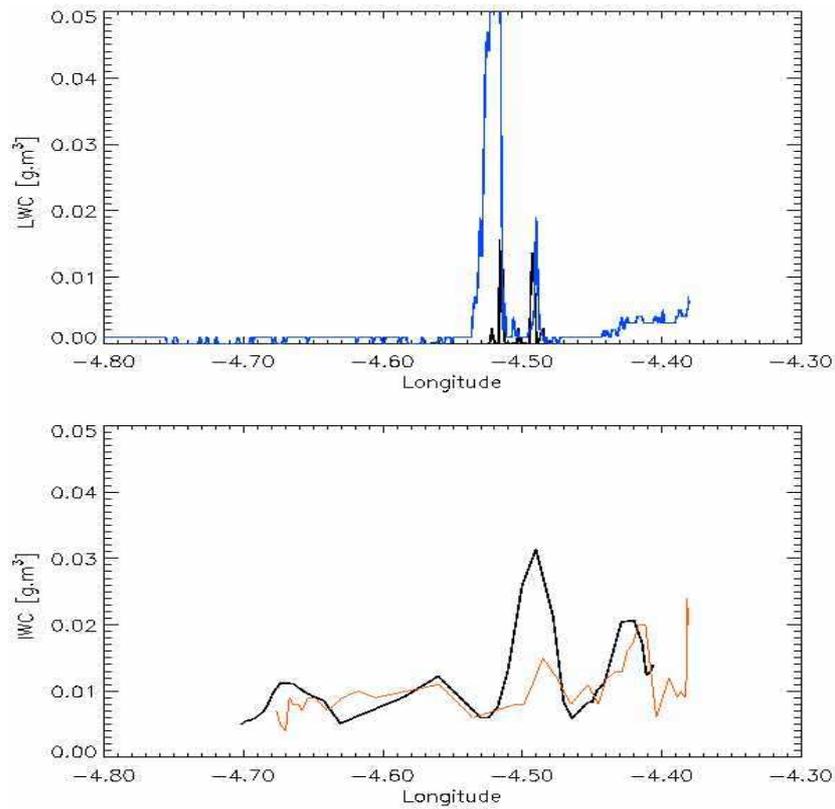


Figure IV- 23 : (a) Mesures in-situ LWC (bleu) comparées au LWC restitué par VarZ (noir)
 (b) Mesures in-situ IWC (rouge) comparées au IWC restitué par VarZ (noir)

de valeurs : le premier à $-4.5^{\circ}W$ avec une valeur maximale de $0.02 g.m^{-3}$, le second à $-4.53^{\circ}W$ avec une valeur maximale de $0.1 g.m^{-3}$. Le premier pic est détecté et restitué à $0.015 g.m^{-3}$ par l’algorithme synergique, le deuxième n’est restitué qu’avec une valeur de $0.018 g.m^{-3}$ soit une sous-estimation de 80%.

Une explication de cette sous-estimation pourrait être la saturation du signal lidar à $0.5 \mu m$ au passage de cette couche. Par ailleurs, la largeur de ce pic est de 0.02° soit environ 2 km, or la distance séparant les deux avions était au minimum de 3 km (*fig IV-22 (b)*), cette distance est inférieure à la largeur de la couche d’eau surfondue, il est donc possible que l’Arat ne soit passé que sur le côté de cette couche.

IV.4 Conclusion

Les algorithmes décrits dans le chapitre III ont été appliqués sur différents cas de campagne expérimentales. Ces cas décrivent les nuages glacés présents dans l'atmosphère : stratus glacés, cirrus et couches d'eau surfondue insérées dans les nuages de glace. Les deux algorithmes segmentés et variables ont confirmé les premiers résultats acquis lors des simulations (nécessité d'une distance minimale de segmentation pour Seg et d'une distance minimale d'application pour Var). Malgré le fait que l'algorithme segmenté n'ait pas divergé pour une distance de segmentation inférieure à 500 m pour le cas de Clare'98, des tests de distances de segmentation de 300 m ont été réalisés sur les données de Carl'99 et Carl'2000. Ces tests, dont les résultats n'ont pas été exposés dans ce chapitre, ont montré une divergence dans la restitution des paramètres microphysiques et radiatifs. L'algorithme variable a confirmé également son instabilité pour des distances d'application inférieures à 500 m dans le cas de Clare'98. Par contre, il a montré qu'il était plus performant, dans le cas de Carl'2000, que l'algorithme segmenté. Son application sur une épaisseur importante du nuage lui permet de ne pas être déstabilisé par des données bruitées ainsi que par la présence des couches d'eau surfondue. L'utilisation de l'atténuation du radar ou de la réflectivité apparente n'a pas montré de différences importantes dans la restitution des résultats. Les résultats obtenus sur l'application de l'algorithme synergique sur les couches d'eau surfondue montrent qu'une extension à une base de données de nuages présentant les mêmes caractéristiques est indispensable afin d'infirmier ou confirmer la sous-estimation du contenu en eau liquide par les mesures de télédétection.

En conclusion, pour les futures applications des algorithmes:

- l'algorithme segmenté devra plutôt être utilisé pour des couches nuageuses inférieures à 500 m,
- l'algorithme variable pourra être appliqué sur tous les cas avec une épaisseur minimale de nuage de 500 m,
- l'algorithme variable pourra également être appliqué sur des cas de phase mixte, des tests sont nécessaires pour évaluer le degré de performance de l'algorithme segmenté sur ces cas.

CHAPITRE V

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'élargissement des connaissances sur les propriétés nuageuses est indispensable à une meilleure compréhension de l'impact de ces nuages sur le réchauffement atmosphérique. Le signe même de cet impact est à l'heure actuelle encore indéterminé.

L'objectif de cette étude est la documentation des propriétés microphysiques et radiatives des nuages froids et mixtes. Les instruments utilisés pour cette étude sont : un radar nuage (95 GHz) et un lidar rétrodiffusant ($\lambda=0.5 \mu\text{m}$) sols ou aéroportés.

Dans une première partie de ce manuscrit, les paramètres nécessaires à la documentation du milieu physique nuageux ont été décrits. Ces paramètres (contenu en glace, rayon effectif et épaisseur optique de nuage) ainsi que ceux issus de la télédétection ont ensuite été définis par rapport à N_0^* , variable caractéristique de la distribution dimensionnelle des gouttes. Ces paramètres étant alors proportionnels aux moments de la distribution, cela m'a permis d'établir un modèle inverse, sous la forme d'un jeu de lois de puissance reliant ces paramètres entre eux. J'ai ainsi construit deux modèles inverses : le premier basé sur une modélisation en fonction de la température, le second en fonction du diamètre volumique moyen des particules de glace. Une modélisation en fonction de la température est plus facile à implémenter dans un traitement de données grâce à l'utilisation de profils de température provenant de modèles numériques de prévision météorologique (Liou et Illingworth, 2002). Malgré tout, la comparaison des deux modèles a montré que celui basé sur la taille des particules est plus réaliste par rapport aux données microphysiques initiales. L'un des objectifs de cette étude est le développement d'algorithmes synergiques combinant les

informations radar et lidar complétées par l'utilisation du modèle inverse. J'ai donc développé une méthode permettant d'implémenter le modèle inverse en fonction de la taille des particules dans ces algorithmes synergiques.

Dans une deuxième partie de ce manuscrit, les principes des algorithmes synergiques ont été exposés. Ils prennent en compte un paramètre normalisateur de la distribution dimensionnelle des particules : N_0^* . Le premier algorithme suppose N_0^* constant le long des radiales de chaque faisceau des instruments. Or, on sait que ce paramètre varie avec l'altitude et la température. Le deuxième algorithme décrit, appelé "algorithme segmenté", ne prend plus comme hypothèse une valeur constante de N_0^* sur toute l'épaisseur du nuage, mais seulement pour des fractions de radiales. J'ai également développé un troisième algorithme appelé "algorithme variable" ; cette méthode est basée sur une variation de N_0^* tout le long de la radiale des instruments.

J'ai testé et exploré les avantages et les limites de chaque algorithme par des simulations. Celles-ci m'ont permis de définir une distance minimale de segmentation ainsi qu'une distance minimale d'application de l'algorithme N_0^* variable. Ces distances sont les mêmes quelles que soient la résolution radiale employée et l'épaisseur optique du nuage : autour de 500 m. Les résultats d'un test réalisé sur des données simulées à partir de mesures microphysiques ont également été présentés. Les conditions dans lesquelles le test a été effectué étaient difficiles dans le sens où celui-ci a été conduit 'en aveugle', c'est-à-dire sans connaissance préalable des résultats à obtenir. L'intérêt de ce type de test est de valider les résultats des algorithmes par rapport aux données vraies. La comparaison des résultats obtenus par l'application des algorithmes avec les données microphysiques ont montré le net avantage à utiliser l'hypothèse de N_0^* variable avec l'altitude.

La troisième partie de ce manuscrit concerne l'application des algorithmes synergiques sur des cas expérimentaux. Ce sont divers cas de nuages de glace présents dans l'atmosphère : un

stratus et un cirrus pour les deux premiers, une situation plus complexe de présence de couches d'eau surfondue insérées entre deux couches de glace pour le troisième. Cette application m'a permis de déterminer pour quelles conditions choisir l'algorithme segmenté ou variable :

- l'algorithme segmenté a montré plus de stabilité en présence de fines couches nuageuses, la variation de N_0^* étant moins importante dans ces couches que sur l'épaisseur totale,
- l'algorithme N_0^* variable a permis d'obtenir des résultats très encourageants dans le cas de couches d'eau surfondue présentes dans les nuages glacés,
- les algorithmes basés uniquement sur l'atténuation du radar et du lidar ont été performants pour les deux premier cas. Ces résultats sont encourageants dans le sens où ils permettent d'être totalement indépendant de l'étalonnage des instruments.

Plusieurs perspectives peuvent être envisagées pour l'amélioration de la restitution des propriétés nuageuses par la combinaison radar-lidar :

- étendre l'étude de la base de données microphysiques afin de généraliser les lois du modèle inverse. L'étude des données *in-situ* des expériences Carl'2000 et Carl'2001 (stratus et cumulus) ainsi que des expériences EUCREX et CEPEX (cirrus) est prévue. Cette extension permettra d'améliorer la stratification en fonction du diamètre des particules, l'idéal serait de construire un modèle reposant à la fois sur la forme, la taille des particules (Heymsfield *et al.*, 2002) et la température,
- les simulations effectuées dans cette étude semblent montrer une instabilité des algorithmes dans la restitution des paramètres, soit en présence de faible extinction, soit quand le contenu en glace est faible. Des tests complémentaires de simulation sont nécessaires afin d'estimer précisément les conditions particulières de

divergences et convergences des algorithmes. Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier les limites des algorithmes en présence de variations plus complexes de N_0^* ,

- l'algorithme segmenté est en général plus stable que l'algorithme variable dans le nuage, mais les hypothèses de ce dernier sont plus réalistes. Le développement d'un algorithme hybride combinant le segmenté et le variable est envisageable : utiliser l'algorithme segmenté dans le bas du nuage, et à partir de la restitution de $\alpha(r_0)$ et $K(r_0)$ déterminer les profils de $\alpha(r)$ et $K(r)$ sur toute la radiale et non seulement sur le segment initial,
- une étude approfondie de nuages à phase mixte (couches d'eau surfondue) est indispensable afin de tester les performances de l'algorithme segmenté. Cette étude permettrait également d'évaluer si la divergence des algorithmes en K est due à la présence de l'eau liquide ou non. Des simulations de ce type de nuage sont également à envisager,
- enfin, il serait intéressant, à partir des champs verticaux restitués d'établir des relations statistiques entre le contenu en glace et l'extinction optique, car ces paramètres sont pris en compte dans les modèles de prévisions météorologiques et climatiques.

Mon travail est une des étapes de la préparation des missions spatiales CLOUDSAT/CALIPSO-CENA et EarthCARE. L'objectif scientifique de ces missions est la restitution des profils verticaux des propriétés nuageuses à partir de la combinaison radar-lidar. Cette étude a montré que cet objectif pouvait être atteint à partir d'une instrumentation au sol ou aéroportée. Le résultat le plus important est l'application de la méthode présentée

sur un cas complexe de nuage à phase mixte : les résultats obtenus sont encourageants dans la mesure où j'ai montré qu'une séparation quantitative eau/glace était possible.

CloudNet, un réseau européen, est actuellement mis en place. Ce projet regroupe les sites instrumentaux (radar, lidar, radiomètre) de Palaiseau (France), Chilbolton (UK) et Cabauw (Pays-Bas). Son objectif est la création d'une base de données pour la documentation et la validation des propriétés nuageuses avec les modèles de prévisions météorologiques européens (Météo France, UKMO, ECMWF¹). Les algorithmes décrits dans cette étude vont être adaptés dans le traitement semi-opérationnel des données de CloudNet.

¹ European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Atlas, D., S.Y. Matrosov, A.J. Heymsfield, M.D. Chou and D.B Wolff, 1995 :** Radar and radiation properties of ice clouds, *J. Appl. Meteor.*, **34**, 2329-2345.
- Atlas, D., R.C. Srivastava and R.S. Sekhon, 1973 :** Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence, *Rev. Geophys. Space.*, **11**, 1-35.
- Atlas, D. and C. W. Ulbrich , 1974 :** The physical basis for attenuation rainfall relationships and measurements of rainfall parameters by combined attenuation radar methods, *J. Rech. Atmosp.*, **8**, 275-298.
- Battan, L.J., 1973 :** Radar observations of the atmosphere, *University of Chicago Press*, 324 pp.
- Best, A.C., 1951 :** Drop-size distribution in cloud and fog. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **77**, 418-426.
- Brown, P.R.A., and P.N. Francis, 1995 :** Improved measurements of the ice water content in cirrus using a total-water evaporator, *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, **12**, 410-414.
- Cess, R.D., G.L. Potter, J.P. Blanchet, G.J. Boer, A.D. Del Genio, M. Déqué, V. Dymnikov, V. Galin, W.L. Gates, S.J. Ghan, J.T. Kiehl, A.A. Lacis, H. Le Treut, Z.-X. Li, X.-Z. Liang, B.J. McAvaney, V.P. Meleshko, J.F.B. Mitchell, J.-J. Morcrette, D.A. Randall, L. Rikus, E. Roeckner, J.F. Royer, U. Schlese, D.A. Sheinin, A. Slingo, A.P. Sokolov, K.E. Taylor, W.M. Washington, R.T. Wetherald, I. Yagai, and M.-H. Zhang, 1990 :** Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models. *J. Geophys. Res.*, **95**, N° D10, 16601-16615.
- Cess, R.D., M.-H. Zhang, W.J. Ingram, G.L. Potter, V. Alekseev, H.W. Barker, E. Cohen-Solal, R.A. Colman, D.A. Dazlich, A.D. Del Genio, M.R. Dix, V. Dymnikov, M. Esch, L.D. Fowler, J.R. Fraser, V. Galin, W.L. Gates, J.J. Hack, J.T. Kiehl, H. Le Treut, K.K.-W. Lo, B.J. McAvaney, V.P. Meleshko, J.-J. Morcrette, D.A. Randall, E. Roeckner, J.F. Royer, M.E. Schlesinger, P.V. Sporyshev, B. Timbal, E.M. Volodin, K.E. Taylor, W. Wang and R.T. Wetherald, 1996 :** Cloud feedback in atmospheric general circulation models: an update, *J. Geophys. Res.*, **101**, N° D8, 12791-12794.
- Chaumerliac, N., 2001 :** Nuages: formation et cycle de vie, école d'été IANR, La Londe Les Maures, 16-28 septembre 2001.
- Chepfer, H., J. Pelon, G. Brogniez, C. Flamant, V. Trouillet and P.H. Flamant, 1999 :** Impact of cirrus cloud ice crystal shape and size on multiple scattering effects: application to spaceborne and airborne backscatter lidar measurements during LITE mission and E LITE campaign, *Geoph. Res. Letters*, **26**, 14, 2203-2206.
- Davies, R., 1978 :** The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1712-1725.

- Deirmendjian, D., 1969** : Electromagnetic scattering on spherical polydispersions, Elsevier, New York.
- Delrieu G., A. Bellon and I. Saint André, 1991** : Mean K-R relationships: practical results for typical weather radar wavelengths, *J. Atmos. Sci.*, **8**, 683-697.
- Donovan, D.P. and A.C.A.P. van Lammeren, 2001** : Cloud effective particle size water content profile retrievals using combined lidar and radar observations. Part I: Theory and simulations. *J. Geophys. Res.*, **106**, N° D21, 27425-27448
- Donovan, D.P., A.C.A.P. van Lammeren, R.J. Hogan, H.W.J. Russchenberg, A. Apituley, P. Francis, J. Testud, J. Pelon, M. Quante and J. Goddard, 2001** : Cloud effective particle size water content profile retrievals using combined lidar and radar observations. Part II: comparison with IR radiometer and *in-situ* measurements of ice clouds. *J. Geophys. Res.*, **106**, N° D2, 27449-27464.
- Doviak, R.J., and D.S. Zrnic, 1984** : Doppler radar and weather observations, *Academic Press*, pp. 458.
- Dowling, D.R. and L.R. Radke, 1990** : A summary of the physical properties of cirrus clouds, *J. Appl. Meteor.*, **29**, 970-978.
- Ellingson, R.G., 1982** : On the effects of cumulus dimensions on longwave irradiance and heating rate calculations, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 886-896.
- ESA SP-1257(1), 2001** : EarthCARE - Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer - *The five candidate earth explorer core missions*, ESA Publications Divisions c/o ESTEC, PO Box 299, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands.
- Fouquart, Y., J.C. Buriez, M. Herman and R.S. Kandel, 1990** : The influence of clouds on radiation: a climate-modeling perspective, *Rev. Geo.*, **28**, 2, 145-166.
- Francis, P.N., 1999** : A summary of the clouds microphysics data collected during CLARE' 98 by the UKMO C-130 aircraft, *Int. Work. Proc.*, ESTEC, The Netherlands, 13-14 September 1999
- Francis, P.N., P. Hignett, and A. Macke, 1998** : The retrieval of cirrus cloud properties from aircraft multi-spectral reflectance measurements during EUCREX'93, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1273-1291.
- Francis, P.N., A. Jones, R.W. Saunders, K.P. Shine, A. Slingo, and Z. Sun, 1994** : An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus: some results from ICE'89. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 809-848.
- Fu, Q. and K.N. Liou, 1993** : Parameterization of the radiative properties of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 13, 2008-2025.

- Gayet, J.-F., F. Auriol, F. Immler, O. Schrems, A. Minikin, A. Petzold, J. Ovarlez, and J. Strom, 2002** : Microphysical and optical properties of a wave-cirrus cloud sampled during the INCA experiment, *Proc. Of the 11th Clouds Physics Conf.*, 3-7 June 2002, Ogden.
- Gayet, J.-F., P. Personne and D. Guffond, 1992** : Le givrage atmosphérique, *La Météorologie*, 43-44, 18-23.
- Gosset, M. and H. Sauvageot, 1992** : A dual-wavelength radar method for ice-water characterization in mixed-phase clouds, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 9, 538-547.
- Guyot, A., J. Testud, O. Danne, M. Quante and P. Francis, 1999** : Calibration of the university of Wyoming 95 GHz airborne radar during CLARE'98, *International Workshop Proceedings of CLARE'98 Cloud Lidar and Radar Experiment*, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 13-14 September 1999.
- Guyot, A., J. Testud, J. Pelon, V. Trouillet and P. Francis, 1999** : Synergy in ice clouds between airborne nadir pointing radar and lidar during CLARE'98, *International Workshop Proceedings of CLARE'98 Cloud Lidar and Radar Experiment*, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 13-14 September 1999.
- Heymsfield, A.J., S. Lewis, A. Bansemer, J. Iaquinta, and L.M. Miloshevich, 2002** : A general approach for deriving the properties of cirrus and stratiform ice cloud particles, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3-29.
- Heymsfield, A.J. and C.M.R. Platt, 1984** : A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 846-855.
- Hitschfeld, W. and J. Bordan, 1954** : Errors inherent in the radar measurement of rainfall at attenuating wavelengths. *J. Meteor.*, **11**, 58-67.
- Hogan, R.J., P.N. Francis, H. Flentje, A.J. Illingworth, M. Quante and J. Pelon, 2002a** : Characteristics of mixed-phase clouds Part I: lidar, radar and aircraft observations from CLARE'98, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, *en révision*.
- Hogan, R.J. and J.W.F. Goddard, 1999** : Calibration of the ground-based radars during CLARE'98, *International Workshop Proceedings of CLARE'98 Cloud Lidar and Radar Experiment*, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 13-14 September 1999.
- Hogan, R.J., A.J. Illingworth, J.P.V. Poiars Baptista and E.J. O'Connor, 2002b** : Characteristics of mixed-phase clouds Part II: a climatology from ground-based lidar, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, *en révision*.

- Hogan, R.J., A. J. Illingworth and P. Field, 1999 :** Polarimetric radar observations of the growth of highly-aligned ice crystals in the presence of supercooled water, *International Workshop Proceedings of CLARE'98 Cloud Lidar and Radar Experiment*, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 13-14 September 1999.
- Hogan, R.J., A.J. Illingworth and H. Sauvageot, 2000 :** Measuring crystal size in cirrus using 35- and 94- GHz radars, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 17, 27-37.
- Illingworth, A. J., and all CLARE participants, 1999 :** Overview of the flights and datasets, *International Workshop Proceedings of CLARE'98 Cloud Lidar and Radar Experiment*, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 13-14 September 1999.
- Illingworth, A. J. and T.M. Blackman, 2002 :** The need to represent raindrop size spectra as normalized gamma distributions for the interpretation of polarisation radar observations, *J. Appl. Meteor.*, 41, 286-297.
- Illingworth, A.J. and M.P. Johnson, 1999 :** The role of raindrop shape and size spectra in deriving rainfall rates using polarisation radar, *Proc. Of the 29th international conference on radar meteorology*, 301-304.
- Intrieri, J.M., G.L. Stephens, W.L. Eberhard, and T. Uttel, 1993 :** A method for determining cirrus cloud particle size using lidar and radar backscatter technique, *J. Appl. Meteor.*, 32, 1074-1082.
- Khrgian, A.K.A., I.P. Mazin and V. Cao, 1952 :** Distribution of drops according to size in clouds, *Tr. Tsent. Aerol. Observ.*, 7 (en russe), 56
- Klett, J.D., 1981 :** Stable analytical inversion solution for processing lidar returns, *Applied Optics*, 20, 2,211-220.
- Kosarev, A.L., and I.P. Mazin, 1991 :** an empirical model of the physical structure of upper-layer clouds. *Atmos. Res.*, 26, 213-228.
- Kumagai, H., H. Horie, H. Kuroiwa, H. Okamoto and S. Iwasiki, 2000 :** Retrieval of cloud microphysics using 95-GHz cloud radar and microwave radiometer, *Proc. SPIE*, 4152, 364-371.
- Laws, J.O. and D.A. Parsons, 1943 :** The relation of raindrop size to intensity. *Trans. Amer. Geophys. Union*, 24, 432-460.
- Lhermitte, R., 1987 :** A 94-GHz Doppler radar for cloud observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 5, 36-48.
- Lhermitte, R., 1988 :** Cloud and precipitation remote sensing at 94 GHz, *IEEE Trans. on geos. and rem. sens.*, 26, 3, 207-215.

- Li, Z.-X. and H. Le Treut, 1992** : cloud-radiation feedbacks in a general circulation model and their dependence on cloud modelling assumptions, *Climate Dynamics*, **7**, 133-139.
- Liao, L. and K. Sassen, 1994** : Investigation of relationships between Ka-band radar reflectivity and ice and liquid water content. *Atmos. Res.*, **34**, 299-313
- Liu, C.-L. and A. J. Illingworth, 2000** : Toward more accurate retrievals of ice water content from radar measurements of clouds, *J. Appl. Meteor.*, **39**, 1130-1146.
- Locatelli, J.D. and P.V. Hobbs, 1974** : Fall speeds and masses of solid precipitation particles, *J. Geophys. Res.*, **79**, N° 15, 2185-2197.
- Mace, G.G., T.P. Ackerman, P. Minnis and D.F. Young, 1998a** : Cirrus layer microphysical properties derived from surface-based millimetre radar and infrared interferometer, *J. Geophys. Res.*, **103**, D18, 23207-23216.
- Mace, G.G., K. Sassen, S. Kinne and T.P. Ackerman, 1998b** : An examination of cirrus cloud characteristics using data from millimetre wave radar and lidar: The 24 April SUCCESS case study, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1133-1136.
- Marshall, J.S., and W. M.K. Palmer, 1948** : The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5**, 165-166.
- Matrosov, S.Y., 1993** : Possibilities of cirrus particles sizing from dual-frequency radar measurements, *J. Geophys. Res.*, **98**, 20675-20683.
- Matrosov, S.Y., 1997** : Variability of microphysical parameters in high-altitude ice clouds: results of the remote sensing method, *J. Appl. Meteor.*, **36**, 633-648.
- Matrosov, S.Y., B.W. Orr, R.A. Kropfli and J.B. Snider, 1994** : Retrieval of vertical profiles of cirrus cloud microphysical parameters from Doppler radar and infrared radiometer measurements, *J. Appl. Meteor.*, **33**, 617-626.
- Matrosov, S.Y., T. Uttal, J.B. Snider and R.A. Kropfli, 1992** : Estimation of ice clouds parameters from ground-based infrared radiometer and radar measurements, *J. Geophys. Res.*, **97**, 11567-11574.
- McFarquhar, G.M. and A. Heymsfield, 1998** : The definition and significance of an effective radius for ice clouds, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2039-2052.
- Metcalf, J.I., A.A. Barnes and M.J. Kraus, 1975** : Final report of STM-8W weather documentation. AFCRL/Minuteman Rep. 3, Rep. AFCRL-TR-75-0207, Air Force Cambridge Research Laboratories, Hanscom, AFB, MA, 31 pp.
- Mie, G., 1908** : Beitrage zur optik truber mieden, speziell kolloidaler metallosingen, *Ann. Phys.*, **25**, 377-445.

- Nakajima T. and M.D. King, 1990** : Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements, Part I: Theory, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 15, 1878-1893.
- Nasiri, S.L., B.A. Baum, A.J. Heymsfield, P. Yang, M.R. Poellot, D.P. Kratz and Y. Hu, 2002** : The development of midlatitude cirrus models for MODIS Using FIRE-I, FIRE-II, and ARM *in-situ* data, *J. Appl. Meteor.*, **41**, 197-217.
- Ohtake, T., 1970** : Factors affecting the size distribution of raindrop and snowflakes. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 804-813.
- Okamoto, H., S. Iwasaki, M. Yasui, H. Horie, H. Kuroiwa and H. Kumagai, 2000** : An algorithm for retrieval of cloud microphysics using 95-GHz cloud radar and lidar,
- Ou, S.-C. and K.-N. Liou, 1995** : Ice microphysics and climate temperature feedback, *Atmos. Res.*, **35**, 127-138
- Paltridge, G.W., 1974** : Global cloud cover and earth surface temperature, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1571-1576.
- Pelon, J., J. Testud, V. Noël, C. Tinel, A. Guyot, K. Caillault, A. Protat, H. Chepfer, V. Trouillet, F. Baudin, P. H. Flmant, M. Quante, D. Nagel, H. Lemke, O. Danne, F. Albers, E. Raeschke, G. Kallos and E. Mavromatidis, 2001** : *Final Report of Investigation of Cloud by Ground-based and Airborne Radar and Lidar (CARL)*, European Commission, DGXII, Contract PL970567.
- Pinnick, R.G., S.G. Jennings, P. Chýlek, C. Ham and W.T. Grandy Jr., 1983** : Backscatter and extinction in water clouds, *J. Geophys. Res.*, **88**, N° C11, 6787-6796.
- Platt, C.M.R., 1977** : Lidar observations of a mixed-phase altostratus cloud, *J. Appl. Meteor.*, **16**, 339-345.
- Platt, C.M.R., 1979** : Remote sounding of high clouds, I: calculations of visible and infrared optical properties from lidar and radiometer, *J. Appl. Meteor.*, **18**, 1130-1143
- Platt, C.M.R., 1981** : Remote sounding of high clouds, III: Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 156-167.
- Platt C.M.R., S.A. Young, A.I. Carswell, S.R. Pal, M.P. McCormick, D.M. Winkere, M. DelGuasta, L. Stefanutti, W.L. Eberhard, M. Hardesty, P.H. Flamant, R. Valentin, B. Forgan, G.G. Gimmestad, H. Jäger, S.S. Khmetlevtsov, I. Kolev, B. Kaprieolev, Daren Lu, K. Sassen, V.S. Shamanaev, O. Uchino, Y. Mizuno, U. Wandinger, C. Weitkamp, A. Ansmann, and C. Wooldridge, 1994** : The Experimental Cloud Lidar Pilot study (ECLIPS) for Cloud Radiation Research, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **75**, 1635-1654.

- Platt, C.M.R., D.M. Winker, M.A. Vaughan and S.D. Miller, 1999 :** Backscatter-to-extinction ratios on the top layers of tropical mesoscale convective systems and in isolated cirrus from LITE observations, *J. Appl. Meteor.*, **38**, 1330-1345
- Politovich, M.K., 1989 :** Aircraft icing caused by large supercooled droplets, *J. Appl. Meteor.*, **26**, 856-868.
- Protat, A., C. Tinel and J. Testud, 2002:** Dynamic properties of water and ice clouds from dual beam airborne cloud radar data : The Carl'2000 and Carl'2001 validation campaigns, *Proc. Of the 11th Clouds Physics Conf.*, 3-7 June 2002, Ogden.
- Riedi, J., M. Doutriaux-Boucher, P. Goloub and P. Couvert, 2000 :** Global distribution of cloud top phase from POLDER/ADEOS I, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1707-1710.
- Russchenberg, H.W.J., 1993 :** Doppler polarimetric measurements of the gamma drop size distribution of rain. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 1815-1825
- Ryzhkov, A., D.S. Zrnich and B.A. Gordon, 1998 :** Polarimetric method for ice water content determination, *J. Appl. Met.*, **37**, 125-134.
- Sassen, K., 1978 :** Backscattering cross sections for hydrometeors: Measurements at 6328 Å, *Appl. Opt.*, **17**, 804-806.
- Sassen, K., 1987 :** Ice cloud content from radar reflectivity, *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 1050-1053.
- Sassen, K., M.K. Griffin and G.C. Dodd, 1989 :** Optical scattering and microphysical properties of subvisual cirrus clouds, and climatic applications, *J. Appl. Met.*, **28**, 91-98.
- Sassen, K. and K.N. Liou, 1979 :** Scattering of polarized laser light by water droplets, mixed-phase and ice crystal clouds. Part I: Angular scattering patterns, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 838-851.
- Sauvageot, H., 1982 :** Radar météorologie, Télédétection active de l' atmosphère, Collection technique et scientifique des télécommunications, *Eyrolles*, pp. 296.
- Sekhon, R.S. and R.C. Srivastava, 1970 :** Snow size spectra and radar reflectivity, *Journ. Atmosph. Sci.*, **27**, 299-307.
- Shettle, E.P., 1990 :** Models of aerosols, clouds and precipitation for atmospheric propagation studies. *Proc. 454 AGARD Conf.*, **15**.
- Srivastava, R.C., 1971 :** Size distribution of raindrop generated by their breakup and coalescence, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 410-415.
- Stephens, G.L., S. Tsay, P.W. Stackhouse Jr and P.J. Flatau, 1990 :** The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback, *Journ. Atmosph. Sci.*, **47**, 14, 1742-1753.

- Stith, J.L., J.E. Dye, A. Bansemer, and A.J. Heymsfield, 2002 :** Microphysical distributions of tropical clouds, *J. Appl. Meteor*, **41**, 97-117.
- Stratton, J.A., 1941 :** Electromagnetic theory. McGraw-Hill, New-York, 563-573.
- Sun, Z., and K.P. Shine, 1995 :** Parameterization of ice cloud radiative properties and its application to the potential climatic importance of mixed-phase clouds, *J. Climate*, **8**, 1874-1888.
- Testud J., P. Amayenc, X. Dou, and T. Tani, 1996 :** Tests of rain profiling algorithms for a spaceborne radar using raincell models and real data precipitation fields. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 426-453.
- Testud J., E. Le Bouar, E. Obligis, and M. Ali Mehenni, 2000 :** The rain profiling algorithm applied to polarimetric weather radar, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, No 3, 332-356.
- Testud, J., S. Oury, X. Dou, P. Amayenc and R. Black, 2001 :** The concept of normalized distribution to describe raindrop spectra: a tool for cloud physics and cloud remote sensing, *J. Appl. Meteor*, **40**, 118-1140.
- Testud J., C. Tinel, A. Guyot, and K. Caillault, 2000 :** Cloud parameter retrieval from combined remote sensing observations. *Proc. The First International workshop on Spaceborne Cloud Profiling radar*, January 24th –26th 2000, Tsukuba, Japon.
- Tinel C., J. Testud, A. Guyot, and K. Caillault, 2000 :** Cloud parameter retrieval from combined remote sensing observations. *Phys. Chem. Earth (B)*, **25**, 10-12, 1063-1067
- Tinel C., J. Testud, A. Protat and J. Pelon, 2002 :** Combined radar and lidar observations for the retrieval of radiative and microphysical properties in ice clouds, *Proc. Of the 11th Clouds Physics Conf.*, 3-7 June 2002, Ogden.
- Tokay, A. and D.A. Short, 1996 :** Evidence from tropical raindrop spectra of the origin of rain from stratiform versus convective clouds, *J. Appl. Meteor*, **35**, 3, 355-371
- Twomey, S., and T. Cocks, 1989 :** Remote sensing of clouds parameters from spectral reflectance in the near-infrared. *Beitr. Phys. Atmos*, **62**, 172-179.
- Uijlenhoet, R., 1999:** Parameterization of rainfall microstructure for radar meteorology and hydrology, Ph. D. Dissertation, Wageningen agricultural university, 271 pp.
- Ulbrich, C.W., 1983:** Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1764-1775.
- Yangang, L., Y. Laiguang, Y. Weinong, L. Feng, 1995 :** On the size distribution of cloud droplets, *Atm. Res.*, **35**, 201-216.
- Van de Hulst, H.C., 1957 :** Light scattering by small particles. *John Wiley and Sons*, New York
- Waldvogel, A., 1974 :** The N_0 jump of raindrop spectra. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1067-1078.

Wang, Z. and K. Sassen, 2002 : Cirrus cloud microphysical property retrieval using radar and lidar measurements. Part I : Algorithm description and comparison with *in-situ* data. *J. Appl. Meteor.*, **41**, 218-229.

Welch, R. M. and W. G. Zdunkowski, 1981 : The effect of cloud shape on radiative characteristics, *Beitr. Phys. Atmos.*, **54**, 482-491.

Willis, P.T., 1984 : Functional fits to some observed drops size distributions and parameterisation of rain, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1648-1661.

Wursteisen, P. and A.J. Illingworth, 1999 : CLARE'98 campaign summary, *International Workshop Proceedings of CLARE'98 Cloud Lidar and Radar Experiment*, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 13-14 September 1999.

Glossaire

α	Extinction optique lidar	$[\text{km}^{-1}]$
$\alpha_{\Gamma}, \beta_{\Gamma}$	Paramètres de la DDP Γ modifiée	
β	Coefficient de rétrodiffusion lidar	$[\text{km}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}]$
β_a	Coefficient de rétrodiffusion apparent lidar	$[\text{km}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}]$
BRT	Bilan radiatif terrestre	
D	Diamètre des particules assimilées à une sphère	$[\mu\text{m}]$
D_e	Diamètre équivalent fondu des particules	$[\mu\text{m}]$
D_o	Diamètre médian des particules	$[\mu\text{m}]$
D_m	Diamètre moyen pondéré	$[\mu\text{m}]$
DDP	Distribution dimensionnelle des particules	
IWC	Contenu en glace intégré	$[\text{g} \cdot \text{m}^{-3}]$
k	Rapport coefficient de rétrodiffusion/extinction	$[\text{sr}^{-1}]$
K	Facteur d'atténuation radar	$[\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}]$
K_w	Facteur diélectrique de l'eau	
LWC	Contenu en eau intégré	$[\text{g} \cdot \text{m}^{-3}]$
μ	Ordre de la DDP gamma	
M_n	Moment de la distribution d'ordre n	
η	Réflectivité radar	$[\text{m}^{-4}]$
N_0^*	Paramètre de normalisation de la DDP	$[\text{m}^{-4}]$
$N(D)$	Distribution dimensionnelle des particules	$[\text{m}^{-4}]$
Q_e	Efficacité d'extinction	
R_e	Rayon effectif des particules	$[\mu\text{m}]$
σ_a	Section efficace d'atténuation	$[\text{m}^2]$
σ_d	Section efficace de diffusion	$[\text{m}^2]$
σ_r	Section efficace de rétrodiffusion	$[\text{m}^2]$
S_i	Densité de flux de puissance incident	

S_r	Densité de flux de puissance rétrodiffusée	
τ	Epaisseur optique	
Z	Facteur de réflectivité radar	$[\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}]$ ou [dBZ]
Z_a	Facteur de réflectivité apparente radar	$[\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}]$ ou [dBZ]
Z_e	Facteur de réflectivité équivalente radar	$[\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}]$ ou [dBZ]

ANNEXE A

DIFFUSION D'ONDES PAR DES HYDROMÉTÉORES

La théorie de la diffusion des ondes électromagnétiques par les hydrométéores est basée sur les équations de Maxwell. En supposant que les ondes sont sphériques et homogènes, on peut utiliser la solution générale de diffusion par une particule donnée par Mie (1908). Cette solution a été reformulée par Stratton (1941), Van de Hulst (1957) et Deirmendjian (1969). Sauvageot (1982) a fait une synthèse dont nous nous servons dans cette annexe.

1. Solution de Mie (1908)

Lorsque l'onde électromagnétique émise par un radar rencontre une particule, l'énergie se décompose en plusieurs parties : une partie est absorbée par la particule et ensuite transformée en chaleur, et l'autre partie est diffusée dans toutes les directions. En radar, la puissance mesurée est celle qui retourne vers le radar, donc celle qui est diffusée par la particule dans cette direction privilégiée : la partie rétrodiffusée. La solution de Mie donne l'amplitude complexe des composantes du champ électrique diffusé à grande distance de la sphère, sous formes de suites convergentes. On en déduit les sections efficaces de diffusion totale σ_d , de rétrodiffusion radar σ_r et d'extinction (ou d'atténuation totale) σ_e .

$$\sigma_d = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (|a_l|^2 + |b_l|^2) \quad (\text{A-1})$$

$$\sigma_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l (2l+1) (a_l - b_l) \right|^2 \quad (\text{A-2})$$

$$\sigma_e = \frac{\lambda^2}{2\pi} (-\text{Re}) \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (a_l + b_l) \quad (\text{A-3})$$

La section efficace d'absorption σ_a est la différence entre la section efficace d'extinction et la section efficace de diffusion totale : $\sigma_e - \sigma_d$

Dans les équations (A-1), (A-2) et (A-3), l est un entier positif, a_l et b_l sont les coefficients de Mie, qui sont de fonctions de la taille radioélectrique $\alpha = 2\pi r/\lambda$ de la particule et de n (l'indice du milieu) et qui s'expriment à l'aide des fonctions de Bessel.

Deirmendjian (1969) a développé un procédé itératif afin de simplifier le calcul. Il utilise les formules de récurrence des fonctions de Bessel pour exprimer a_l et b_l qui ne font pas d'approximation.

2. Approximation de Rayleigh (1871)

Dans le cas où la taille radioélectrique des particules devant la longueur d'onde utilisée : $D < \lambda/16$ (Doviak et Zmic 1984), on se trouve dans la zone d'approximation de Rayleigh.

Pour $\alpha \ll \lambda$, les termes de degré supérieur à 5 du développement de a_l et b_l en séries de puissances de α deviennent négligeables. On obtient donc une simplification des expressions des coefficients de rétrodiffusion en remplaçant les coefficients par leur développements :

$$\sigma_d = \frac{2}{3} \frac{\pi^5}{\lambda^4} |\mathbf{K}_w|^2 \mathbf{D}^6 \quad (\text{A-4})$$

$$\sigma_r = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |\mathbf{K}_w|^2 \mathbf{D}^6 \quad (\text{A-5})$$

$$\sigma_e = \frac{\pi^2}{\lambda} \text{Im}(-\mathbf{K}_w) \mathbf{D}^3 \quad (\text{A-6})$$

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_d \quad (\text{A-7})$$

avec $\mathbf{K}_w = (n^2 - 1)/(n^2 + 2)$ le facteur diélectrique de l'eau.

En remplaçant les valeurs des coefficients de rétrodiffusion en approximation de Rayleigh dans les expressions des paramètres intégrés, on obtient des équations très simples. Notamment la réflectivité équivalente s'identifie alors à la réflectivité vraie : $\mathbf{Z} = \int \mathbf{N}(\mathbf{D}) \mathbf{D}^6 d\mathbf{D}$. Quant à l'atténuation spécifique, elle devient proportionnelle à la quantité d'eau liquide.

La *figure A.1* représente les sections efficaces de rétrodiffusion en fonction du diamètre des sphères de glace ou d'eau liquide à 94 GHz, en diffusion de Mie ou de Rayleigh. On remarque sur cette figure que l'approximation de Rayleigh est effectivement vérifiée avec l'hypothèse $\mathbf{D} < \lambda/16$ (Doviak et Zmic 1984) qui équivaut à $\mathbf{D} < 200\mu\text{m}$ à 94 GHz.

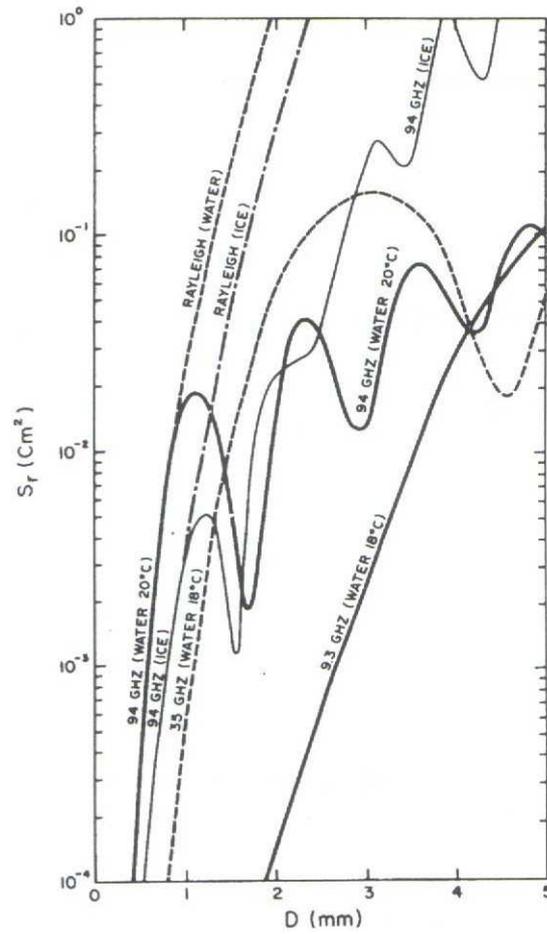


Figure A-1: Sections efficaces de rétrodiffusion des sphères d'eau et de glace à 94 GHz en fonction du diamètre.

Les résultats à 35 et 9.3 GHz sont indiqués pour référence (Lhermitte, 1987)

ANNEXE B

MESURES *IN-SITU* MICROPHYSIQUES

On trouvera ici la description des principes de fonctionnement des différentes sondes de mesures *in-situ* microphysiques citées dans le manuscrit.

1. La sonde FSSP 100

La FSSP-100 (Forward Scattering Spectrometer Probe) permet de mesurer quatre intervalles de taille différents répartis entre 0.5 et 47 μm .

Canal	Intervalles de mesure [μm]
0	2 - 47
1	2 - 32
2	1 - 16
3	0.5 - 8

Tableau A-1 : Intervalles de mesure [μm] mesurés par les quatre canaux de la FSSP

Pour l'étude des nuages, seuls les canaux 0 et 1 sont utilisés afin d'obtenir un recouvrement significatif des mesures avec les autres sondes optiques (2-DC et 2-DP, voir *Tableau A-1*). Dans chaque niveau, les particules sont classées dans 15 intervalles égaux de diamètres.

Le principe de mesure d'une FSSP est le suivant : un faisceau laser multi-mode de 5 mW (HeNe) est dirigé vers une petite ouverture. Les particules passant à travers le faisceau dans la profondeur de champ diffusé réfléchissent vers les optiques d'échantillonnage. L'intensité de la lumière diffusée est fonction de la taille et la forme des particules, ainsi que de l'intensité du faisceau laser.

Pour les particules sphériques, la théorie de Mie permet de relier l'énergie diffusée et la taille des particules. Les sondes interprètent alors directement l'intensité mesurée en fonction de la taille des particules.

Le volume échantillonné par la sonde est donné par le produit de la distance parcourue par l'intervalle et l'aire effective d'échantillonnage. Cette aire d'échantillonnage est elle-même déterminée par la largeur et la profondeur de champ du faisceau laser.

L'étalonnage des sondes est habituellement effectué par l'utilisation de perles de verre de diamètre connu jetées à travers la zone d'échantillonnage de la sonde. L'indice de réfraction du verre des perles étant connu, il est possible de convertir les intensités de diffusion mesurées des perles en taille de particules d'eau ou de glace.

2. La sonde OAP-2D2-C (2D-C)

La 2D-D appartient à la famille des OAP (Optical Array Probes). La taille des particules mesurées varie entre 25 et 800 μm .

La source de la lumière utilisée est comme dans le cas de la FSSP un laser (He-Ne). Lorsqu'une particule croise le faisceau, il se forme une image de celle-ci projetée sur une barrette de photo-diode composée de 32 éléments. La mise au point de l'image est faite par un système nécessaire de lentille grossissante puisque la largeur du photo-détecteur est de 200 μm , et donc trop importante pour la plupart des applications. Le volume échantillonné par la sonde est calculé de la même manière que pour la FSSP. Seules les particules traversant le plan focal de la sonde permettent d'obtenir une image nette, alors que celles passant en-dehors de ce plan produisent une image plus ou moins trouble. La largeur effective de la barrette permet de décider ou non de la détermination d'une manière unique de la taille d'une image si cette image apparaît entièrement sur la barrette de la diode. Cela implique que la possibilité qu'une image de taille importante obscurcisse un des éléments de la barrette est plus importante que pour les petites particules. Les images obscurcissant les éléments de barrette étant rejetées lors de l'analyse des données, la largeur effective de la barrette permet de corriger le volume d'échantillonnage des grosses particules.

L'étalonnage de la sonde est effectué par un disque de verre rotatoire sur lequel se trouvent des endroits opaques simulant des particules.

3. La sonde OAP-2D2-P (2D-P)

Le principe de fonctionnement de cette sonde est similaire à celui de la 2D-C, mais contrairement à cette dernière, la sonde ne possède pas de système de lentille grossissante et ne permet donc pas la mesure des particules inférieures à 200 μm .

Cette sonde s'adresse donc plutôt à la mesure des particules précipitantes dont la taille est comprise entre 200 et 6400 μm .

Capteurs	Intervalles de mesure [μm]
FSSP100	2 – 47
2D-C	25 – 800
2D-P	200 - 6400

Tableau A-2 : Intervalles de mesure [μm] des différents capteurs microphysiques

4. La sonde Nevzorov LWC/TWC

La sonde Nevzorov est constituée de deux capteurs séparés mesurant le LWC (Liquid Water Content : contenu en eau) et le TWC (Total Water Content : contenu en eau et glace) des nuages et du brouillard entre $0.003 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$ et $3 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$. Les deux capteurs sont montés sur une tête capteur commune, alignée parallèlement au flux d'air. Les erreurs de mesure de la sonde sont estimées à seulement 10% pour une vitesse d'avion comprise entre 10m/s et 80m/s.

Le fonctionnement de la sonde est basé sur la mesure de la perte de chaleur des capteurs par évaporation de l'eau nuageuse et par la convection de ces pertes de chaleur. Chaque capteur est composé d'un échantillonneur et d'une bobine de référence. Celle-ci est protégée des impacts de particules et permet le calcul direct de la perte de chaleur convective.

Les capteurs LWC et TWC sont constitués de bobines simples recouvertes de nickel. En ce qui concerne le capteur TWC, la bobine d'échantillonnage est collée contre un cône cylindrique en textolite tandis que le capteur de référence est placé dans une rainure superficielle de ce même

cylindre. Pour le capteur LWC, les deux bobines sont constituées de tiges en cuivre et appliquée dans des directions différentes sur une plaque de textolite. C'est à cause de cette disposition que le capteur échantillonneur de LWC n'est sensible qu'aux particules d'eau puisque les cristaux de glace sont réfléchis. Le capteur échantillonneur TWC réagit aussi bien aux gouttelettes d'eau qu'aux cristaux de glace grâce à sa forme conique.

ANNEXE C

SOLUTIONS EXACTES ET REFORMULÉES DE HITSCHFELD-BORDAN ET KLETT

Cette annexe présente les calculs détaillés aboutissant aux solutions exactes formulées par Hitschfeld-Bordan(1954) et Klett(1951) ainsi que leurs formulations respectives en fonction de l'atténuation du radar K et l'extinction du lidar α par Testud et al. (2000)

1. Solution exacte de Hitschfeld-Bordan (1954)

La réflectivité atténuée Z_a s'exprime en fonction de la réflectivité vraie Z en fonction de K par :

$$Z_a = Z \cdot 10^{-0.2 \int_b^r K(s) ds} \quad (C-1)$$

De même, la relation en loi de puissance entre K et Z est donnée par :

$$K(r) = aZ(r)^b \quad (C-2)$$

En récrivant (C-1) sous forme logarithmique, on obtient :

$$\ln(\mathbf{Z}_a(\mathbf{r})) = \ln(\mathbf{Z}(\mathbf{r})) - 0.46a \int_0^{\mathbf{r}} \mathbf{Z}^b(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \quad (\text{C-3})$$

Puis, on dérive (C-3) par rapport à \mathbf{r} :

$$\frac{1}{\mathbf{Z}_a(\mathbf{r})} \frac{\partial \mathbf{Z}_a(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} - \frac{1}{\mathbf{Z}(\mathbf{r})} \frac{\partial \mathbf{Z}(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} = -0.46a \mathbf{Z}^b(\mathbf{r}) \quad (\text{C-4})$$

Or, on peut montrer facilement que :

$$\frac{\partial \left(\frac{\mathbf{Z}_a(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}(\mathbf{r})} \right)^b}{\partial \mathbf{r}} = \left(\frac{\mathbf{Z}_a(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}(\mathbf{r})} \right)^b \left[\frac{\partial \mathbf{Z}_a(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} \frac{1}{\mathbf{Z}_a(\mathbf{r})} - \frac{\partial \mathbf{Z}(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} \frac{1}{\mathbf{Z}(\mathbf{r})} \right] \quad (\text{C-5})$$

La combinaison des équations (C-4) et (C-5) donne :

$$\frac{1}{b} \frac{\partial \left(\frac{\mathbf{Z}_a(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}(\mathbf{r})} \right)^b}{\partial \mathbf{r}} = -0.46a \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}) \quad (\text{C-6})$$

En intégrant (C-6) entre \mathbf{r} et \mathbf{r}_0 , on obtient l'équation suivante :

$$0.46ab \int_0^{\mathbf{r}} \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s}) d\mathbf{s} = \frac{\mathbf{Z}_a^b(0)}{\mathbf{Z}^b(0)} - \frac{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}^b(\mathbf{r})} \quad (\text{C-7})$$

On suppose qu'à l'altitude 0 (c'est-à-dire l'altitude du radar), l'atténuation du signal est nulle donc $Z_a(0) = Z(0)$.

On obtient alors la solution de Hitschfeld-Bordan :

$$Z(\mathbf{r}) = \frac{Z_a(\mathbf{r})}{\left(1 - 0.46ab \int_0^{\mathbf{r}} Z_a^b(\mathbf{s}) d\mathbf{s}\right)^{\frac{1}{b}}} \quad (\text{C-8})$$

2. Solution exacte de Klett (1951)

On sait que le coefficient de rétrodiffusion apparent β_a s'exprime en fonction du coefficient vrai de rétrodiffusion β en fonction de l'extinction α par :

$$\beta_a(\mathbf{r}) = \beta(\mathbf{r}) \cdot e^{-2 \int_0^{\mathbf{r}} \alpha(\mathbf{s}) d\mathbf{s}} \quad (\text{C-9})$$

avec : $\beta(\mathbf{r}) = k\alpha(\mathbf{r}) \quad (\text{C-10})$

Comme pour la réflectivité, on exprime (C-9) sous forme logarithmique, ce qui donne :

$$\ln(\beta_a(\mathbf{r})) = \ln(\beta(\mathbf{r})) - \frac{2}{k} \int_0^{\mathbf{r}} \beta(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \quad (\text{C-11})$$

En dérivant (C-11) par rapport à r , avec l'utilisation de (C-5) réécrite en fonction de β , et en intégrant à nouveau entre 0 et r , on obtient :

$$\frac{2}{k} \int_0^r \beta_a(s) ds = \frac{\beta_a(0)}{\beta(0)} - \frac{\beta_a(r)}{\beta(r)} \quad (C-12)$$

Lorsque le lidar se trouve à l'altitude 0, on n'a pas d'atténuation du signal, ainsi $\beta_a(0) = \beta(0)$.

On peut alors écrire la solution de Klett à partir de l'équation (C-12) :

$$\beta(r) = \frac{\beta_a(r)}{1 - 2k \int_0^r \beta_a(s) ds} \quad (C-13)$$

3. Solution reformulée de Hitschfeld-Bordan en fonction de l'atténuation (Testud *et al.*, 2000)

Si on reprend l'équation (C-7) non plus entre 0 et r , mais entre r et r_0 (r_0 étant considérée comme étant l'altitude la plus éloignée du radar et avec $\mathbf{K}(r) = aN_0^{*1-b}(r)\mathbf{Z}(r)^b$), on obtient :

$$0.46ab \int_r^{r_0} N_0^{*1-b}(s) Z_a^b(s) ds = \frac{Z_a^b(r_0)}{Z^b(r_0)} - \frac{Z_a^b(r)}{Z^b(r)} \quad (C-14)$$

On peut alors exprimer $Z^b(r)$ tel que :

$$Z^b(r) = \frac{Z^b(r_0) Z_a^b(r)}{Z_a^b(r_0) + 0.46ab Z^b(r_0) \int_r^{r_0} N_0^{*1-b}(s) Z_a^b(s) ds} \quad (C-15)$$

K et Z sont reliés par une loi de puissance tels que :

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \mathbf{a} \mathbf{N}_0^{*1-b}(\mathbf{r}) \mathbf{Z}^b(\mathbf{r}) \quad (\text{C-16})$$

La solution de Hitschfeld-Bordan peut alors être réécrite en fonction de l'atténuation :

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}) \mathbf{N}_0^{*1-b}(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) \mathbf{N}_0^{*1-b}(\mathbf{r}_0) + 0.46 \mathbf{b} \mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \int_r^{\mathbf{r}_0} \mathbf{N}_0^{*1-b}(\mathbf{s}) \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s}} \quad (\text{C-17})$$

Si on suppose que \mathbf{N}_0^* est constant entre r et \mathbf{r}_0 , alors :

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + 0.46 \mathbf{b} \mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \int_r^{\mathbf{r}_0} \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s}} \quad (\text{C-18})$$

3. Solution reformulée de Klett en fonction de l'extinction (Testud *et al.*, 2000)

Récrivons (C-12) dans l'intervalle $[\mathbf{r}, \mathbf{r}_0]$:

$$\frac{2}{\mathbf{k}} \int_r^{\mathbf{r}_0} \beta_a(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} = \frac{\beta_a(\mathbf{r}_0)}{\beta(\mathbf{r}_0)} - \frac{\beta_a(\mathbf{r})}{\beta(\mathbf{r})} \quad (\text{C-19})$$

Comme pour la réflectivité, on peut alors exprimer le coefficient de rétrodiffusion avec :

$$\beta(\mathbf{r}) = \frac{\beta(\mathbf{r}_0)\beta_a(\mathbf{r})}{\beta_a(\mathbf{r}_0) + \frac{2}{\mathbf{k}}\beta(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \beta_a(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{C-20})$$

Avec $\beta(\mathbf{r}) = \mathbf{k}\alpha(\mathbf{r})$, on écrit l'expression de l'extinction :

$$\alpha(\mathbf{r}) = \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)\beta_a(\mathbf{r})}{\beta_a(\mathbf{r}_0) + 2\alpha(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \beta_a(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{C-21})$$

ANNEXE D

ALGORITHMIQUE RADAR-LIDAR

Cette annexe présente les calculs détaillés aboutissant à l'établissement de l'équation (III-8).

Les trois hypothèses permettant d'établir l'équation (III-8) sont :

$$\alpha(\mathbf{r}) = \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)\beta_a(\mathbf{r})}{\beta_a(\mathbf{r}_0) + 2\alpha(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \beta_a(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{D-1})$$

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{K}(\mathbf{r}_0)\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + 0.46\mathbf{b}\mathbf{K}(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}_0} \mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{D-2})$$

$$\int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \alpha(\mathbf{s})d\mathbf{s} = \mathbf{m}[\mathbf{N}_0^*(\mathbf{r})]^{1-\mathbf{n}} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \mathbf{K}^{\mathbf{n}}(\mathbf{s})d\mathbf{s} \quad (\text{D-3})$$

En reprenant l'équation (D-1), on obtient :

$$\alpha(\mathbf{r}) = \frac{\frac{\alpha(\mathbf{r}_0)\beta_a(\mathbf{r})}{\beta_a(\mathbf{r}_0)}}{1 - 2\frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\beta_a(\mathbf{r}_0)} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}} \beta_a(\mathbf{s})d\mathbf{s}} \quad (\text{D-4})$$

Ce qui permet d'exprimer $\alpha(r)$ en fonction de la dérivée d'une fonction logarithmique :

$$\alpha(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left[\ln \left(1 - 2 \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\beta_a(\mathbf{r}_0)} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}} \beta_a(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} \right) \right] \quad (\text{D-5})$$

En intégrant $\alpha(r)$ sur l'intervalle $[r_1, r_0]$, on obtient :

$$2 \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \alpha(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} = \ln \left[1 + 2 \frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\beta_a(\mathbf{r}_0)} \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \beta_a(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} \right] \quad (\text{D-6})$$

Cette dernière formulation permet d'écrire l'expression de $\alpha(r_0)$:

$$\alpha(\mathbf{r}_0) = \frac{\beta_a(\mathbf{r}_0)}{2 \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \beta_a(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s}} \left[\exp \left(2 \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \alpha(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s} \right) - 1 \right] \quad (\text{D-7})$$

En exprimant (D-2) et (D-3) dans (D-7), on retrouve alors l'équation (III-8):

$$\alpha(\mathbf{r}_0) = \frac{\beta_a(\mathbf{r}_0)}{2 \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \beta_a(\mathbf{s}) \mathbf{d}\mathbf{s}} \left[\exp \left(2\alpha(\mathbf{r}_0) \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}_1} \left(\frac{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{s})}{\mathbf{Z}_a^b(\mathbf{r}_0) + \left(\frac{\alpha(\mathbf{r}_0)}{\mathbf{mN}_0^{*1-n}} \right)^{1/n} \mathbf{I}(\mathbf{s}, \mathbf{r}_0)} \right)^n \mathbf{d}\mathbf{s} \right) - 1 \right] \quad (\text{D-8})$$

ANNEXE E

BRUIT DANS LES MESURES

1. Bruit dans les mesures radar

Le bruit introduit dans les simulations représente le bruit de mesure. Il est du même type que celui décrit dans Testud *et al.* (1996) et dépend des caractéristiques du radar utilisé.

En supposant que le signal et le bruit sont estimés en utilisant le même nombre d'échantillons indépendants N_i , la réflectivité bruitée Z_b s'exprime en fonction de la réflectivité atténuée Z_a :

$$Z_b = 10 \log \left(f_1 \cdot 10^{Z_a/10} + (f_2 - 1) \left(\frac{r}{3} \right)^2 10^{Z_{3km}/10} \right) \quad (E-1)$$

Dans cette équation, les réflectivités sont toutes exprimées en unité logarithmique (dBZ).

Z_{3km} est le seuil de détection du radar à 3 km pour un rapport signal à bruit de 0 dB.

r est la distance radiale entre le radar et le point de mesure de la réflectivité.

Le premier terme représente le speckle et le deuxième le bruit thermique. Pour le bruit thermique, on suppose qu'il est parfaitement étalonné et que le nombre d'échantillons est très important.

f_1 et f_2 sont deux fonctions aléatoires ayant toutes deux une distribution de probabilité de type gamma (Doviak et Zrnic 1984), dépendant du nombre d'échantillons indépendants N_i :

$$P(f) = \frac{N_i^{N_i} f^{N_i-1} \exp(-N_i f)}{(N_i - 1)!} \quad (D-2)$$

où $E(f) = 1$ et $\text{var}(f) = 1/N_i$

$E(f)$ est l'espérance mathématique (la moyenne) de f , et $\text{var}(f)$ la variance de f .

2. Bruit dans les mesures lidar

Pour bruite le coefficient de rétrodiffusion apparent, on lui ajoute un bruit additif gaussien proportionnel à la variance du signal ($\text{var}(\beta)$).

$$\text{On a : } \text{var}(\beta_a) = a\beta_a^2 + b\beta_a + c \quad (D-3)$$

$a\beta^2$ représente le bruit atmosphérique, $b\beta$ le bruit du signal et d le bruit lié à la géométrie propre du système (speckle). On suppose que le bruit atmosphérique et le speckle sont négligeables dans le nuage.

Le rapport de la variance du signal sur le signal moyen \bar{S} est défini par :

$$\frac{\text{var}(S)}{\bar{S}} = \frac{\text{var}(\beta_a)}{\beta_a} \quad (D-4)$$

et

$$\text{var}(S) = \frac{r^2}{c} 2eGk\bar{S}\Delta f \quad (D-5)$$

où e est la charge de l'électron, G le gain du signal, k une constante, Δf la bande passante, r la distance au lidar et c le rapport entre le signal S à la distance r et le coefficient de rétrodiffusion.

L'expression du coefficient de rétrodiffusion β_b [$\text{km}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] est :

$$\beta_b = \beta_a + f_3 \text{var}(\beta_a) \quad (\text{D-6})$$

avec f_3 fonction aléatoire ayant une distribution de probabilité de type gamma.

Dans les simulations du chapitre III, on prendra $G = 10^7$, $\Delta f = 6$ MHz et $e = 6 \cdot 10^{-19}$ C. Des tests effectués sur les données de Clare'98 ont montré que $c = 10^4 \text{ km}^3$ et $k = 10^5$.

L'expression numérique de β_b est :

$$\beta_b = \beta_a + f_3 \sqrt{2.4 \cdot 10^{-5} * r^2 * \beta_a} \quad (\text{D-7})$$

ANNEXE F

ARTICLE

**Cloud Parameter Retrieval
from Combined Remote Sensing Observations**

C. Tinel, J. Testud, A. Guyot and K. Caillault

Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires

Received 16 June 2000 ; accepted 7 July 2000

Phys. Chem. Earth (B), Vol. 25, No. 10-12, pp. 1063-1067, 2000

Abstract. To appreciate the radiative impact of clouds in the dynamics of the global atmosphere, it is important to deploy from space, from aircraft, or from ground, instruments able to describe the cloud layering and to document the cloud characteristics (namely liquid and/or ice water content, and the effective particle radius). Combining passive and active remote sensing techniques, microwave or VIS/IR, is a possible way to achieve this goal. A statistical knowledge of particle spectra drawn from microphysical data base is nevertheless indispensable to build the inverse model and algorithms needed to retrieve the cloud parameters from remote sensing observations. The present paper covers three subjects:

- Techniques to analyse particle spectra from cloud databases: What are the key parameters to characterise a particle spectrum? What are their statistics? How do they vary with temperature?
- Building of the inverse model: How do the parameters which define the response of remote sensing instruments (radar reflectivity Z , radar specific attenuation K , lidar backscattering coefficient β , lidar extinction coefficient α) relate to the cloud parameters interesting to evaluate cloud radiative properties (liquid water content LWC, ice water content IWC, effective radius of particles r_e).
- Algorithm retrieval: What are the uncertainties in the retrievals of radar or lidar alone? What do combined observations of radar and lidar bring? What kind of combined algorithm can we consider to improve the retrieval?

Results of the combining algorithm applied tot data sets are then presented.

1. Introduction

Clouds exert an enormous influence on our weather and climate, but they are currently not correctly represented in the numerical global models. No-precipitating clouds (such as cirrus, strato-cumulus and midlevel clouds) play a significant role on the Earth's radiative transfert. One of the goals of the international scientist community is the development of a better documentation of microphysical, dynamical and radiative properties of clouds.

In this paper, we propose and apply the concept of an algorithm retrieval combining lidar and radar data. This algorithm is based on the use of power laws between integrated microphysical and instrumental parameters.

A method combining radar reflectivity and lidar backscattering coefficient to infer properties of the particle size distribution is described and results of the analysis applied to CLARE98 data are given.

Correspondance to : Claire Tinel,

CETP/UVSQ/CNRS,

10-12 Avenue de l'Europe, 78140 Vélizy, France.

Tel : (33-1) 39 25 39 21, e-mail : tinel@cetp.ipsl.fr

2. Investigating the statistical properties of the PSD

The physical characterization of an observed cloud particle size distribution (PSD) raises three questions:

(i) Which liquid water content LWC (or ice water content IWC, if solid particles) does correspond to this PSD?

(ii) What is the "mean" particle diameter?

(iii) What is the "intrinsic" shape of the PSD?

The liquid water content relates to the cloud droplet size distribution $N(D)$ [D : droplet diameter] as:

$$LWC = \frac{\pi \rho_w}{6} \int_0^\infty N(D) D^3 dD \quad (1)$$

where ρ_w is the density of water. The expression of the ice water content IWC is more complex since it depends on particle density and shape. We will use hereafter the formulation of Francis et al.(1998) who calculates the IWC from the microphysical observations as:

$$IWC = \frac{\pi \rho_w}{6} \int_0^\infty N(D_{eq}) D_{eq}^3 dD_{eq} \quad (2)$$

where D_{eq} is the "equivalent melted diameter", and $N(D_{eq})$ is the PSD in equivalent melted diameter. D_{eq} is empirically related to the cross sectional A of the ice particle observed by the 2D probe through:

$$D_{eq} = 1.097 A^{0.50}, \quad A \leq 0.0052 \text{ mm}^2 \quad (3)$$

$$D_{eq} = 0.615 A^{0.39}, \quad A > 0.0052 \text{ mm}^2$$

The characterization of the mean particle size is more subjective. Ideally we should consider the effective particle radius r_e defined for a spectrum of liquid cloud droplets as:

$$r_e = \frac{3}{2} \frac{1}{\rho_w} \frac{LWC}{2A_c} = \frac{M_3}{2M_2} \quad (4)$$

where A_c is the integral of A over the PSD, and M_3 and M_2 are respectively the third and second moment of $N(D)$.

However, for ice, the effective radius is written as:

$$r_e = \sqrt{3IWC / (3\rho_i A_c)} \quad (5)$$

which cannot be expressed simply in terms of "moments" of $N(D_{eq})$.

In the following we choose to characterize the mean particle size by the "volume weighted mean diameter" (usually referred to as the "mean volume diameter" in the literature) defined as:

$$D_m = M_4 / M_3 \quad (6)$$

where M_4 and M_3 denote the fourth and third moment of the PSD in D if liquid droplets, or in D_{eq} if ice particles.

Thus we define the normalization of the PSD from the general form:

$$N(D) = N_0^* F(D / D_m) \quad (7)$$

where N_0^* is the normalization parameter along the concentration axis, D_m the normalization parameter along the diameter axis and $F(X)$ is the "normalized PSD" describing the "intrinsic" shape of the PSD (noting $X = D/D_m$). For an ice particle spectrum D stands for D_{eq} .

By virtue of (6), $F(X)$ verifies:

$$\int_0^{\infty} F(X)X^4 dX = \int_0^{\infty} F(X)X^3 dX \quad (8)$$

While (1) [or (2) for an ice particle spectrum] provides:

$$\int_0^{\infty} F(X)X^3 dX = \frac{6}{\pi\rho_w} \frac{LWC}{N_0^* D_m^4} \quad (9)$$

In order to obtain a normalized function F independent of LWC and D_m , we should require that:

$$\int_0^{\infty} F(X)X^3 dX = C \quad (10)$$

where C is an arbitrary constant. A "natural" value to assign to the arbitrary constant C is $C = 6/(\pi\rho_w)$, so that the "normalized LWC" associated to the "normalized PSD" is equal to 1. However, we will show that this is not the best value for C , for the reason explained hereafter. It follows from (9) and (10) that N_0^* is defined by:

$$N_0^* = \frac{6}{C} \frac{1}{\pi\rho_w} \frac{LWC}{D_m^4} \quad (11)$$

When the PSD is an exponential of the form $N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D)$, it may be easily shown that $F(X) = \exp(-4X)$, and that:

$$N_0^* = \frac{1}{C} N_0 \frac{\Gamma(4)}{4^4} \quad (12)$$

It is obviously interesting to define C so that N_0^* equals N_0 when the PSD is exponential, thus C should be set to:

$$C = \Gamma(4)/4^4 \quad (13)$$

and:

$$N_0^* = \frac{LWC}{\pi\rho_w} \frac{4^4}{D_m^4} \quad (14)$$

3. Normalized PSD in ice clouds observed during Clare

CLARE (Cloud and Radiation Experiment) deployed various observing systems for cloud and radiation at Chilbolton (England) in October 1998. The ground based experiment (including various meteorological radars and passive microwave observations) was coordinated with flights of three aircrafts: the C130 of the UK Met. Office, the Falcon of the German DLR, and the Fokker 27 "ARAT" of the French INSU. For the purpose of this paper, we are particularly interested in the C130 and Fokker 27 flights. The C130 performed microphysical sampling from 2DP, 2DC and FSSP probes in ice clouds at various altitude levels. The Fokker 27 was equipped with a cloud radar and a back-scattering lidar combination that provided the data exploited in section 6.

In this section we report some results obtained from analyzing cloud ice particle spectra observed from the C130 using the approach described in section 2.

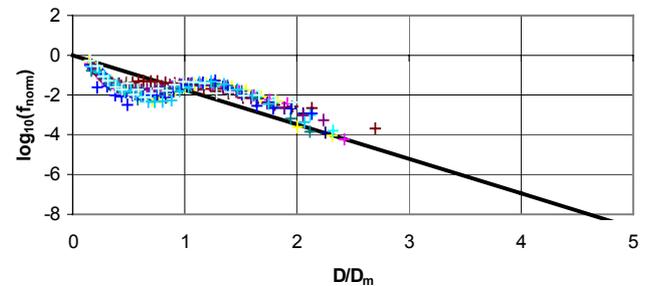


Fig. 1: The Normalized PSD for the legs of CLARE at -32°C temperature.

Figure 1 shows an example of normalized PSD obtained from ice particle spectra sampled at -32°C . The spectrum is integrated over 60s (i.e. 7.2 km). Note the remarkable stability of the PSD normalized shape between the various spectra collected at a given temperature.

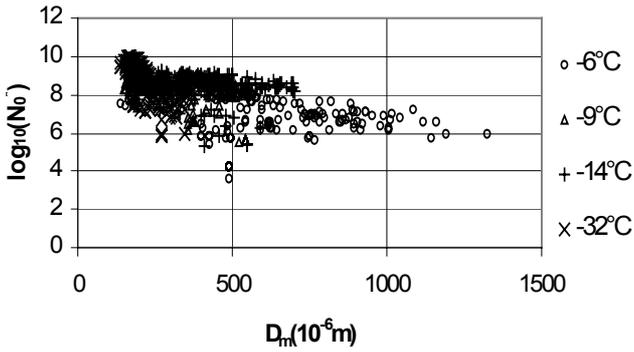


Fig. 2: Scatter plot of N_0^* versus D_m for the CLARE microphysical data set

At the opposite of this stability in shape, the normalization parameters N_0^* and D_m appear very variable and poorly correlated between themselves, as shown in the scatter plot of Fig.2.

In future work it would be essential to check if the stability of the shape of the PSD found for the CLARE data set is maintained when our analysis is applied to others data sets (with different cloud types, corresponding to different climatic zones, etc.). A key point in particular would be to check if the temperature suffices to define the shape of the normalized PSD.

4. Inverse model for radar and lidar retrieval

Moments of the DSD represent more or less faithfully most of the relevant integral parameters of the DSD for radar or lidar data analysis. This is the reason for this investigation of the relationships between moments. A general expression of the i^{th} order moment of the DSD is:

$$M_i = \int N_0^* F(D/D_m) D^i dD = N_0^* D_m^{i+1} \xi_i \quad (15)$$

where ξ_i is the i^{th} order moment of the normalized distribution $F(X)$:

$$\xi_i = \int F(X) X^i dX \quad (16)$$

Thus, between two moments of order i and j , the following relationship stand:

$$\frac{M_i}{N_0^*} = \xi_i \xi_j^{-\frac{i+1}{j+1}} \left[\frac{M_j}{N_0^*} \right]^{\frac{i+1}{j+1}} \quad (17)$$

$$M_i = \xi_i \xi_j^{-\frac{i+1}{j+1}} [N_0^*]^{-\frac{i+1}{j+1}} M_j^{\frac{i+1}{j+1}} \quad (18)$$

Equations (17) and (18) establish that, when parameterized by N_0^* , the relationship between two moments of order i and j of the DSD is a power law whose exponent is $(i+1)/(j+1)$. Equation (17) also shows that after normalization of the moments by N_0^* , the power law relationship only depends on the moments of $F(X)$. Indeed such a dependence is expected to be weak (as far as realistic $F(X)$'s are considered), since by definition $\xi_3 = \xi_4 = \Gamma(4)/4^4$, which strongly constrains the other moments. The same argument may be used to emphasize [from (18)] the fact that the variability of the relationship between two moments is mainly due to that in N_0^* which appears to be a key parameter of the relationship between moments.

The above Eqs. (1) to (5) show how the "physical" parameters interesting to appreciate the effect of the cloud on the radiative budget of the atmosphere, LWC (or IWC) and r_e , relate to moments of the PSD. Similarly the equivalent radar reflectivity Z_e , the specific radar attenuation K , the backscattering coefficient for lidar β , the lidar extinction coefficient α , are approximately proportional to moments of the PSD. For a spectrum of liquid cloud droplets, we have simply, in the framework of the Rayleigh approximation:

$$Z_e = M_6 \quad (19)$$

For a spectrum of ice particles, and with the same Rayleigh approximation, Z_e expresses as:

$$Z_e = \frac{|K_i|^2}{\rho_i^2 |K_w|^2} M_6 \quad (20)$$

where K_i and K_w are the refractive coefficients for ice and water, respectively, and ρ_i is the density of solid ice.

The radar attenuation K is approximately proportional to a moment of order between 3 and 4 following the type of particles (liquid or solid) and their size (validity of the Rayleigh approximation).

The lidar extinction coefficient α is approximately given by:

$$\alpha = 2A_c \quad (21)$$

Thus α is proportional to M_2 for liquid particles, and to a moment of order approximately 2.5 for ice particles.

β is proportional to α :

$$\beta = f\alpha \quad (22)$$

with coefficient f depending on particle shape and orientation.

For a given shape $F(X)$ of the normalized PSD, we expect from (17) that the relationship between two integral parameters of the PSD, after normalization by N_0^* , are functional. As we have seen in section 3, that is not exactly true: systematic variation of the shape are observed as a function of the temperature. Despite this fact, Fig. 3 shows that for the CLARE data set, the normalized relationships between K and Z_e , α and K , IWC and K are almost functional. This demonstrates the robustness of our Inverse Model, funded upon the following set of power-laws relationships [together with (22)]:

$$K = a [N_0^*]^{1-b} Z_e^b \quad (23)$$

$$\alpha = c [N_0^*]^{1-d} K^d \quad (24)$$

$$IWC = p [N_0^*]^{1-q} K^q \quad (25)$$

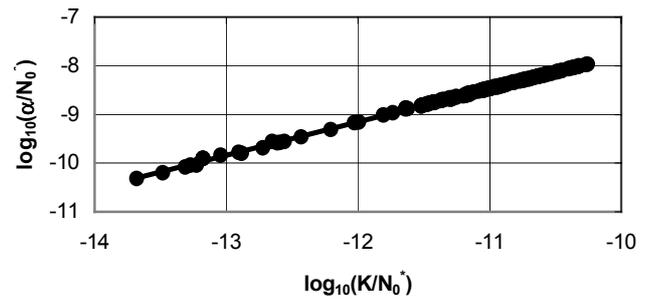


Fig. 3: The α/N_0^* versus K/N_0^* relationship for the CLARE microphysical data set and for a 95GHz radar.

5. Cloud radar and lidar synergetic algorithm

5.1 Similarity of the inversion problem for radar and lidar

The radar measures an apparent (attenuated) radar reflectivity defined as:

$$Z_a = Z_e \cdot 10^{0.2 \int_0^r K(s) ds} \quad (26)$$

Under the assumption of a power-law between K and Z_e , (26) may be inverted to retrieve Z_e . Hitschfeld, and Bordan gave the exact solution of this inversion in 1954 [hereafter referred to as HB54]. However, as recognized by these authors, this solution is numerically unstable, unless an external constraint is integrated in the process. One of the reasons of this instability is the impossibility to set a fixed relationship between K and Z_e because of the natural variability of N_0^* .

Similarly, the lidar measures an apparent back-scattering coefficient β_a defined as:

$$\beta_a = \beta \cdot \exp\left[-2 \int_0^r \alpha(s) ds\right] \quad (27)$$

If it is assumed that β and α are related through a relation like $\beta=f\alpha$, the problem posed by the inversion of (27) for β is formally identical to that solved by HB54, as recognized by Klett (1981). The numerical instability of the solution, and the necessity of an external constraint are the same.

Various possibilities have been investigated for the external constraint. For example, with the TRMM precipitation radar, the external constraint is found in an

estimate of the integrated path attenuation between the satellite and the ocean surface, used as a reference target. With the lidar, the molecular scattering measured beyond the cloud layer provides the reference target. What we want to investigate presently is a combined constraint between the cloud radar and the lidar.

5.2 A combined radar and lidar algorithm

The HB54 solution of (26) may be written with respect to K in the following manner (Testud et al., 2000):

$$K(r) = \frac{K(r_0)Z_a^b(r)}{Z_a^b(r_0) + 0.46bK(r_0) \int_0^r Z_a^b(s) ds} \quad (28)$$

where r_0 is a reference bound ($r < r_0$).

The interest of such a formulation is that (i) it eliminates the very variable N_0^* parameter, and (ii) it provides an expression of the K profile not subject to radar calibration uncertainty. However the value at the reference bound $K(r_0)$ has to be determined independently.

In the same way, the Klett solution of (27) may be written as:

$$\alpha(r) = \frac{\alpha(r_0)\beta_a(r)}{\beta_a(r_0) + 2\alpha(r_0) \int_0^r \beta_a(s) ds} \quad (29)$$

Here the expression of $\alpha(r)$ is independent from f and from the lidar calibration, but is subject to the determination of α at the reference bound r_0 .

To determine $K(r_0)$ and $\alpha(r_0)$ in (28) and (29), we use the following integral constraint:

$$\int_1^0 \alpha(s) ds = c [N_0^*]^{1-d} \int_1^0 K^d(s) ds \quad (30)$$

This integral constraint expresses the consistency of $K(r)$ and $\alpha(r)$ profiles with relationship (24) of the Inverse Model. The bounds of integration r_1 and r_0 should be chosen so that the type of particles is the same along $[r_1, r_0]$ in order to legitimate the implicit assumption made in (28) and (29) that N_0^* and f , respectively, are constant along the path. Since $\alpha(s)$ and $K(s)$ in (30) are function of $\alpha(r_0)$ [$\alpha(s)$ through (29), and $K(s)$ through (28) and (24)], (30) may be considered as an implicit equation in $\alpha(r_0)$ that may be solved by a standard numerical technique. Once $\alpha(r_0)$ has been determined, then the K and α profiles between r_1 and r_0 may be derived, and subsequently IWC and r_e through (25), (21) and (5). Nevertheless the difficulty to overcome is related to the presence of parameter N_0^* in (30). The way to get around is to start with a first guess of N_0^* , then to determine the K and α profiles, then to derive an improved estimate of N_0^* as in Testud et al, (2000) through:

$$N_0^* = \left[\frac{1}{a Z_a(r_0) + K(r_0)I(r_1, r_0)} K(r_0) \right]^{\frac{1}{1-b}} \quad (31)$$

$$\text{where } I(r_1, r_0) = 0.46b \int_{r_1}^{r_0} Z_a^b(s) ds$$

This estimate may be used in (30) to restart the process. The convergence is generally met in a few iterations. The algorithm also provides an estimate of f (assumed constant along the segment $[r_1, r_0]$) as:

$$f = \frac{\beta_a(r_0)}{\alpha(r_0)} + 2 \int_{r_1}^{r_0} \beta_a(s) ds \quad (32)$$

The above-described algorithm has several advantages:

- it does not need to specify any value for f (though f is assumed constant along $[r_1, r_0]$); f is estimated by the algorithm;
- it calculates parameter N_0^* that scales all the relationships of the inverse model;
- it can be segmented according to the various cloud layers met on the path, allowing to adjust a distinct N_0^* for the different layers.

However it should be noticed that the N_0^* estimate given in (31) is dependent on the radar calibration. Thus though the K profile from (28) is free from radar calibration error, the algorithm requires a good radar calibration.

6. Application of the synergetic algorithm to real data

In CLARE the ARAT was equipped with the nadir looking "LEANDRE" lidar operating at 0.5 μ developed by Service d'Aéronomie and INSU, and with the 95 GHz cloud radar of University of Wyoming, connected to the dual beam antenna of CETP (looking alternately at nadir and at 45° fore).

The synergy between radar and lidar is particularly efficient when probing an ice cloud, since the penetration of the radar and of the lidar in this type of cloud is comparable. The subsequent data analysis is focused on a particular leg [20 October 1998 from 14:41 to 14:48] when the ARAT flew around 4.5 km altitude, and the C130 flew

at 4.65 km altitude along the same leg. The altitude of the freezing level was around 1.8 km. Thanks to a good coordination between the two aircrafts, a very satisfactory coincidence in space and time of the ground tracks of the two aircrafts was met on this leg.

Between longitudes 1.7 and 2°W and above 3 km altitude, the two instruments (nadir looking) really see the same cloud, and the synergetic algorithm can be efficiently performed. The Inverse Model considered in the retrieval is the following, corresponding to Fig.3 for Eq. (33):

$$\begin{aligned}
 K &= 3.024 \times 10^{-5} N_0^* 0.2332 Z^{0.7668} \\
 \alpha &= 0.11967 N_0^* 0.3141 K^{0.6859} \\
 IWC &= 0.1256 N_0^* 0.3112 K^{0.6888}
 \end{aligned}
 \tag{33}$$

Figure 4 displays the along track evolution of the parameters retrieved by the synergetic algorithm [Z_e , α , IWC , r_e , and N_0^*] at the highest altitude observable with the cloud radar and lidar: 4.3 km altitude. Figure 4 also shows the along track evolution of IWC , r_e and N_0^* deduced from the C130 microphysical probes at 4.65 km altitude.

Some conclusions can be deduced from this analysis:

- The agreement between the radar/lidar retrieval and the microphysical probes is good, particularly for IWC , although there is a difference of height between the two aircrafts,

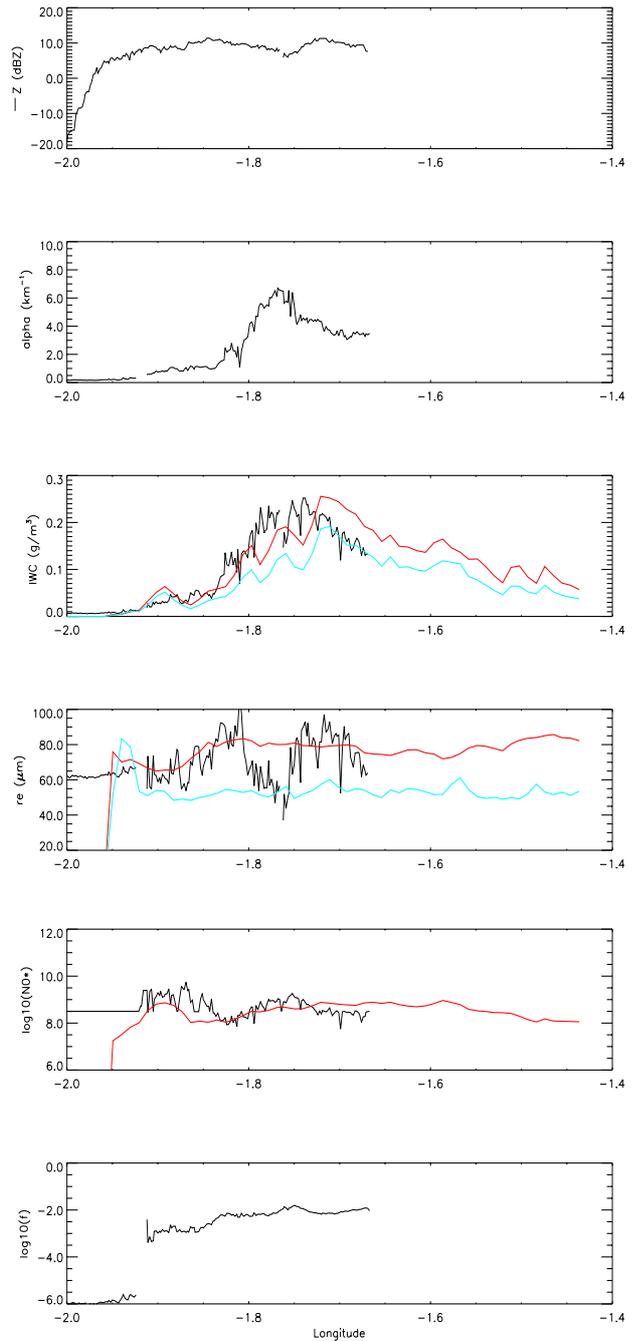


Fig. 4 : Along track evolution at 4.5 km altitude of the various parameters retrieved from the synergetic algorithm. From top to bottom: radar reflectivity Z_e , extinction coefficient α , ice water content IWC , effective radius r_e , PSD parameter N_0^* . The last three are compared with the estimates derived from the C130 microphysical data at 4.65 km altitude

- We observe a spatial shift between in situ and retrieved parameters, which is perhaps the consequence of a GPS drop-off,
- Concerning the part between -1.93° W and -1.83° W, there was an insufficient penetration of the lidar beam. Microphysical parameters were retrieved by calculating the mean f coefficient in the available part (above -1.83° W), and the retrieved β .

7. Conclusion

From these first tests with from the CLARE data set, the potential of the cloud radar and lidar combination on the same platform seems very promising. Further analysis should be directed towards:

- extending the analysis to other microphysical data sets to test the degree of generality of the inverse model, specially to the experience CARL99 data set;
- investigate the segmentation of the analysis in the conditions where different types of cloud are met along the beam.

Hitschfeld, W. and J. Bordan, 1954: Errors inherent in the radar measurement of rainfall at attenuating wavelengths. *J. Meteor.*, 11, 58-67.

Klett J.D., 1981, Stable Analytical Inversion Solution for Processing Lidar Returns, 20, 2, 211-220.

Testud J., E. Le Bouar, E. Obligis, and M. Ali Mehenni, 2000: The rain profiling algorithm applied to polarimetric weather radar, *J. Atmos. Oceanic Technol.* 17, No 3, 332-356.

Testud J., C. Tinel, A. Guyot, and K. Caillault, 2000: Cloud parameter retrieval from combined remote sensing observations, *Proc. The First International Workshop on Spaceborne Cloud Profiling Radar, January 24th-26th 2000, Tsukuba, Japan*

References

Francis, P. N., P. Hignett, and A. Macke, 1998: The retrieval of cirrus cloud properties from aircraft multi-spectral reflectance measurements during EUCREX'93, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 124, 1273-1291.

ANNEXE G

RÉSUMÉ ÉTENDU

11th Clouds Physics and Atmospheric Radiation Conference

2-7 June 2002, Ogden

COMBINED RADAR AND LIDAR OBSERVATIONS FOR THE RETRIEVAL OF RADIATIVE AND MICROPHYSICAL PROPERTIES IN ICE CLOUDS

Claire Tinel , Jacques Testud, Alain Protat

CETP, Vélizy, France

Jacques Pelon

Service d'Aéronomie, Paris, France

INTRODUCTION

To appreciate the radiative impact of clouds in the dynamics of the global atmosphere, it is important to deploy from space, from aircraft, or from ground, instruments to describe the cloud layering and to document the cloud characteristics (namely liquid and/or ice water content, and effective radius).

Earth CARE (Earth Cloud Aerosol Radiation Explorer) is an ESA mission aiming to address this question. It plans to combine on the same spaceborne platform a cloud radar and a lidar to retrieve the microphysical and radiation properties of clouds. The same combination (radar -lidar) will be also launched with the Afternoon-train of Cloudsat (NASA cloud radar) and Calipso (CNES lidar).

RALI (RADar-LIdar) developed at IPSL (France), which combines the 95 GHz cloud radar RASTA of the CETP and the 0.5 μm wavelength backscattering lidar LEANDRE of the Service d'Aéronomie, is an airborne demonstrator for this mission.

The first tests of RALI were successfully completed during the last Carl2000 and Carl2001 field projects (in November 2000 in Brest and in March 2001 in Bretigny-sur-Orge, France), where both instruments were mounted on board the french ARAT aircraft. The Meteo-France MERLIN aircraft, instrumented with microphysical probes of the GKSS (Germany) for Carl2000 and of the LAMP/Météo-France (France) for Carl2001, was simultaneously flying within the clouds below the ARAT.

We will present in this paper the principles of the algorithm that combines lidar and radar data. Then we will show some simulation results taking into account the natural variability of the intercept parameter of the particle size distribution and we will also present results of this algorithm applied to data from Carl2001.

Corresponding author's address: Claire Tinel, CETP/UVSQ/CNRS, 10-12 av de l'Europe, 78140 Vélizy, France

e-mail: Claire.Tinel@cetp.ipsl.fr

2. RADAR LIDAR SYNERGY

2.1 Synergy algorithm inputs

The radar lidar algorithm is based on three essential elements:

- the apparent reflectivity Z_e from the radar,
- the apparent backscattering coefficient β_e from the lidar,
- an inverse model consisting of microphysical power laws relating clouds parameters to instrumental parameters.

2.2 Inverse model

The inverse model, as explained in Tinel et al (2000), is founded upon a set of power law relationships relating the radar parameters (attenuation K and reflectivity Z), the lidar parameters (backscattering coefficient β and extinction coefficient α) and the normalized distribution parameter N_0^* . The power laws are:

$$K = a [N_0^*]^{-b} Z_e^b \quad (1)$$

$$\alpha = c [N_0^*]^{-d} K^d \quad (2)$$

$$IWC = p [N_0^*]^{-q} K^q \quad (3)$$

$$\beta = f\alpha \quad (4)$$

The coefficients of these power laws are established from microphysical data sets.

In the present study we used the Clare98 microphysical data set. This field project, which associated airborne radar and lidar data and microphysical in-situ measurements took place in Chilbolton, UK, in autumn 1998. In future we plan in a near future to use more data sets in order to build up some detailed comparison study.

We calculated the reflectivity, the ice water content, the radar attenuation and the optical extinction from in-situ measurements (Clare98). When plotting one of those parameters versus another, the dispersion of the

points makes any regression impossible. Once normalized by N_0^* as in tinel et al (2000), the same plot becomes a straight line as illustrated in Figure 1.

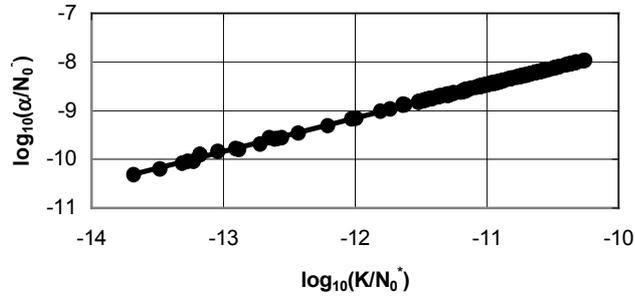


Fig 1. : The α/N_0^* versus K/N_0^* relationship for the CLARE98 microphysical data set and for a 95GHz radar

It is then easy to compute a robust regression with a set of constant coefficients to obtain a series of power laws relationships. These relations connect the instrumental parameters to the microphysical ones as in (1), (2) and (3).

This inverse model will be used in the synergetic algorithm

2.3 Retrieval Method

Thanks to the similarity between reflectivity and backscattering coefficient exact expressions (written respectively by Hitschfeld and Bordan, 1954 and Klett, 1981), it is possible to write the exact expressions of the radar attenuation and lidar extinction as written by Testud et al, 2000.

$$K(r) = \frac{K(r_0)Z_a^b(r)}{Z_a^b(r_0) + 0.46bK(r_0) \int_{r_0}^r Z_a^b(s)ds} \quad (5)$$

$$\alpha(r) = \frac{\alpha(r_0)\beta_a(r)}{\beta_a(r_0) + 2\alpha(r_0) \int_{r_0}^r \beta_a(s)ds} \quad (6)$$

where r is the distance from the radar and r_0 and r_1 the extreme boundaries of the integration length.

To retrieve those two last profiles, the values of K and α at r_0 are set from the following constraint:

$$\int_{r_1}^{r_0} \alpha(s) ds = c [N_0^*(r)]^{1-d} \int_{r_1}^{r_0} K^d(s) ds \quad (7)$$

Combining (5), (6) and (7), it is possible to retrieve $\alpha(r_0)$ through an iterative process initiated with a first guess of N_0^* . We assume in this calculation that N_0^* is constant between r_0 and r_1 . $[r_0, r_1]$ is the integration length corresponding to a distance equal to 5 instrumental gates. The iteration process converges toward a value of $\alpha(r_0)$. We also assume that the reflectivity attenuation is negligible in ice clouds. The knowledge of $\alpha(r_0)$ and $Z(r_0)$ allows to calculate the value of $N_0^*(r_0)$ (from the power law relationships), which is equal to the value of $N_0^*[r_0, r_1]$.

Once we obtain the α profile, and an IWC profile, (from Z and N_0^*), it is possible to retrieve an effective radius (r_e) profile.

The present method is an improved version of Tinel et al, 2000, as the value of N_0^* is segmented along the retrieved profile (because of the variation of temperature with altitude and particles aggregation).

3 APPLICATION OF THE ALGORITHM TO A SIMULATED CASE

3.1 Hypothesis of the simulation.

This simulation is a first case simulation which does not take into account the instrument noise and the multiple scattering of particles. The power laws used in this simulation are from the Clare98 (field campaign in Chilbolton, autumn 1998) microphysical data set.

The principle is the following. We start with two variable profiles of IWC and N_0^* for a 3 km height field. Once we get those two profiles, we calculate the Z and α profiles from the combination of (1), (2), (3) and (5). An assumption is made on the f parameter which is set to a constant value of 0.05 (it is assumed in the literature that f varies from 0.01 to 0.1 in iced clouds). It is then possible to calculate an effective backscattering coefficient β profile. It is also assumed in this simulation that the atmospheric temperature ranges from -9°C to -15°C .

The next step consists in calculating the attenuated backscattering coefficient profile which is one of the three input parameters of the algorithm. We consider that reflectivity is not attenuated. It is then possible to apply the algorithm.

3.2 Parameters retrieval

Figure 2 represents the expected and retrieved parameters through the simulation.

The solid lines represent the expected parameters and the dashed lines the retrieved parameters.

The segmentation provides well retrieved profiles even if slight differences appear. Mean standard deviations have been calculated. The values are:

$$\begin{aligned}\sigma(\alpha) &= 0.315 \\ \sigma(\text{re}) &= 5.257 \\ \sigma(\beta) &= 0.016 \\ \sigma(\text{IWC}) &= 0.0116 \\ \sigma(\log(N_0^*)) &= 0.185\end{aligned}\tag{8}$$

These values are small and correspond approximately for all parameters to a 10% relative error. This would be acceptable for radiative transfert calculations.

This simulation is a really first test of the algorithm. It has been made to prove that it is possible to retrieve a nearly-variable N_0^* profile

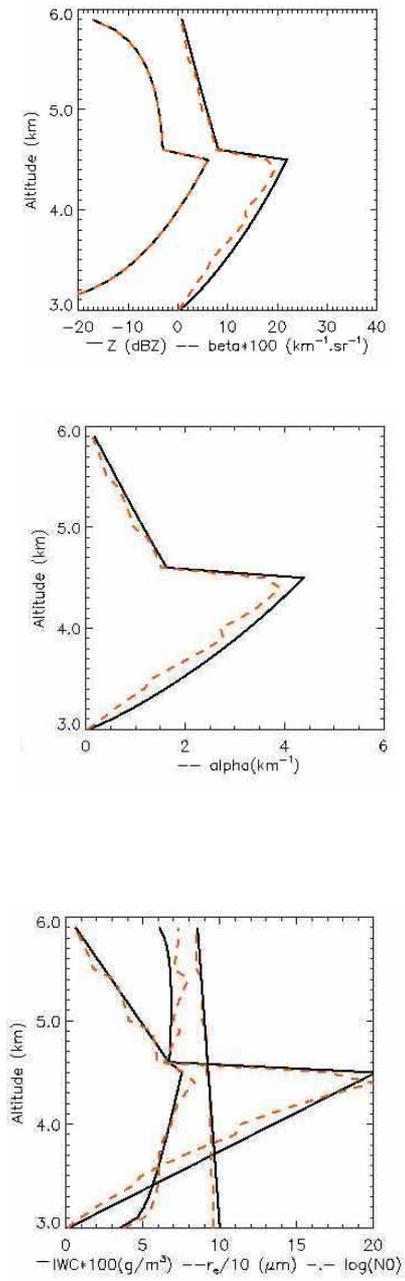


Figure 2 : expected and retrieved parameters from top to bottom:

(a) radar reflectivity and lidar backscattering coefficient

(b) radar attenuation and lidar extinction

(c) Ice water content, effective radius and N_0^*

4 APPLICATION OF THE ALGORITHM TO REAL DATA

The two last field campaigns which combined airborne radar and lidar were the Carl2000 in november 2000 and Carl2001 in march 2001 campaigns.

The synergetic algorithm has been applied to those data. Figure 3 shows the results of the algorithm for one straight flight pattern on the 10^h of November 2000. That shows a good penetration of the lidar and radar beam into the upper cloud layer (iced stratus). The lower cloud layer, which is a precipitating layer, is well described by the radar. The backscattered power of the lidar shows the top of this precipitating layer. Thin supercooled layers are also seen by the lidar (at an altitude ranging from 3.9 km to 4.2 km).

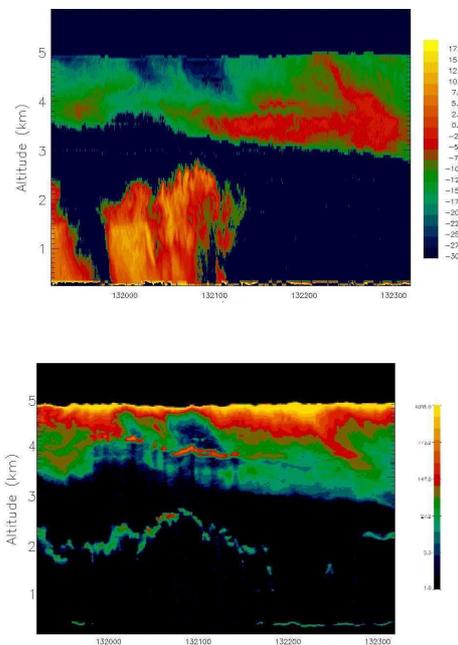


Figure 3: Illustration of apparent reflectivity (top) of RASTA radar and apparent backscattering coefficient (bottom) of LEANDRE lidar during Carl2000 on the 10th of November 2000.

The presence of those supercooled layers is confirmed by the in-situ measurements. The Merlin was flying within the cloud at an altitude of about 4-4.2 km, and the measurements of the TW probe onboard the aircraft indicates the presence of cloud water in this part of the cloud.

Figure 4 shows the retrieved microphysical and radiative parameters from the synergetic algorithm. The segmentation of N_0^* has been done on 8 instrumental gates (about 120 meters). This is why N_0^* values seem to be broken up. Effective radius values range from 60 to 100 μm in the ice

cloud, and lower values are found (from 13 to 45 μm) in the supercooled layer as expected (Francis et al., 1998). Values of the ice water content are ranging from 0.001 to 0.04 $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ in the ice part of the cloud. In this present case effective radii are calculated with the hypothesis of the presence of ice only. Thus we plan to apply two different algorithms on this supercooled layer: the first one will only take into account the reflectivity. Since the $N0^*$ value is not really different below and above the supercooled layer, we will use this value and the reflectivity to calculate the ice water content of this layer (from the power law relationship). The second algorithm will concern the liquid water content. Since liquid water is mainly seen by the lidar, we will consider an inverse model which takes into account the only lidar measurements. This should be more representative of the truth.

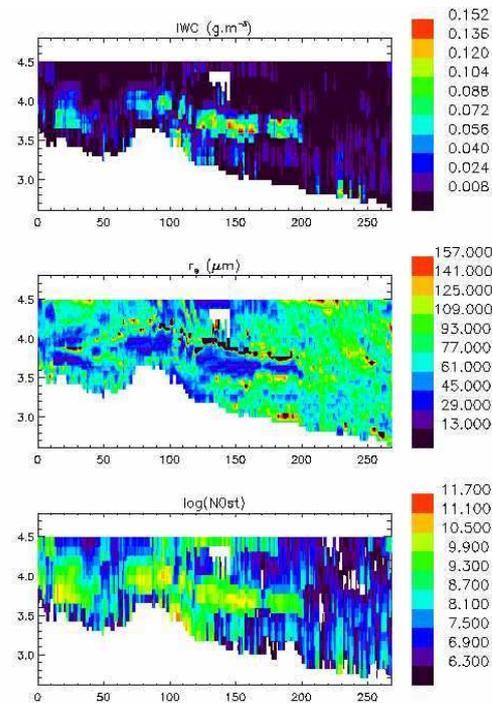


Figure 4: from top to bottom: retrieved ice water content, effective radius and $N0^*$ parameters from the synergetic algorithm for the iced stratus.

5 FURTHER WORK

The next step will be to study the extension of the microphysical database set which will allow us to generalize the power relationships expressions,

The simulation will be extended with the introduction on noise instrument and the variation of f parameter,

The new power law relationships retrieved and the improvement of the algorithm due to the simulation study is currently applied to the database set from Carl 2000 and Clare 2001.

A segmentation of the algorithm between liquid and ice phases is planned as described above.

A dynamical approach, as explained in Protat et al (2002) will be applied to these data to study the dynamics to microphysics interactions.

References:

- Francis, P. N., P. Hignett, and A. Macke, 1998: The retrieval of cirrus cloud properties from aircraft multi-spectral reflectance measurements during EUCREX'93, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, pp. 1273-1291.
- Hitschfeld, W. and J. Bordan, 1954: Errors inherent in the radar measurement of rainfall at attenuating wavelengths. *J. Meteor.*, **11**, 58-67.
- Klett J.D., 1981, Stable Analytical Inversion Solution for Processing Lidar Returns, **20**, 2, 211-220.
- Protat A., C. Tinel, and J. Testud, 2002: dynamical properties of water and ice clouds from dual-beam airborne cloud radar data: the Carl2000 and Carl2001 validation campaigns, *Proc. of the 11th Cloud Physics Conf*, P5.18, Ogden, 3-7 June 2002.
- Testud J., E. Le Bouar, E. Obligis, and M. Ali Mehenni, 2000: The rain profiling algorithm applied to polarimetric weather radar, *J. Atmos. Oceanic Technol.* **17**, No 3, 332-356.
- Tinel C., J. Testud, A. Guyot and K. Caillault, 2000: Cloud parameter retrieval from combined remote sensing observations, *Phys. Chem. Earth (B)*, No 10-12, 1063-1067.. *Oceanic Technol.*