



HAL
open science

Analyse du potentiel de la radiométrie infrarouge thermique pour la caractérisation des nuages de glace en Arctique

Yann Blanchard

► **To cite this version:**

Yann Blanchard. Analyse du potentiel de la radiométrie infrarouge thermique pour la caractérisation des nuages de glace en Arctique. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université of Sherbrooke, 2011. Français. NNT : . tel-00753586

HAL Id: tel-00753586

<https://theses.hal.science/tel-00753586>

Submitted on 19 Nov 2012

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

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

Département de géomatique appliquée
Faculté des lettres et sciences humaines
Université de Sherbrooke

Analyse du potentiel de la radiométrie
infrarouge thermique pour la caractérisation des
nuages de glace en Arctique

Yann Blanchard

Mémoire présenté pour l'obtention du grade de Philosophiae
Doctor en télédétection

Mars 2011

© Yann Blanchard, 2011

Composition du jury

Cette thèse a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

M. Alain Royer, directeur de recherche (Département de géomatique appliquée, Université de Sherbrooke)

M. Norm O'Neill, codirecteur de recherche (Département de géomatique appliquée, Université de Sherbrooke)

M. Yannick Huot, examinateur (Département de géographie et télédétection, Université de Sherbrooke)

M. Martin Aubé, examinateur (Département de physique, CÉGEP de Sherbrooke)

M. Jean-Pierre Blanchet, examinateur externe (Département des sciences de la Terre et de l'atmosphère, Université de Québec À Montréal)

M. Jacques Pelon, examinateur externe (LATMOS, ISPL, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France)

Résumé

Dans le contexte actuel de changements climatiques, il est crucial d'approfondir nos connaissances des nuages de glace fins (TIC) et de leurs paramètres intensifs et extensifs. Les TICs peuvent avoir pour effet de refroidir ou de réchauffer le climat, en fonction de leurs paramètres météorologiques et microphysiques. Ainsi, l'épaisseur optique (COD) et la taille des particules sont essentiels pour pouvoir simuler les nuages de glace dans les modèles climatiques.

L'objectif de notre recherche est d'évaluer le potentiel des mesures radiométriques infrarouge thermique (IRT) afin d'inverser le COD et le diamètre effectif (D_{eff}) des particules des nuages de glace en Arctique. Une étude de la sensibilité des mesures IRT aux paramètres d'études a permis de conclure que le COD engendre des fortes variations en termes de température de brillance alors que la taille entraîne des variations du second ordre. Nous avons également précisé la sensibilité de l'IRT à d'autres paramètres tels que le contenu en vapeur d'eau, l'altitude et l'épaisseur du nuage, la forme des particules et leur type de distribution.

En s'appuyant sur la sensibilité de l'IRT aux paramètres d'études, nous avons développé une méthode d'inversion basée sur une méthode de recherche de concurrence entre les mesures radiométriques et des simulations réalisées par un modèle de transfert radiatif, pour lesquelles varient le COD ainsi que D_{eff} . L'étape de validation s'effectue avec les résultats d'inversion du LIDAR et du RADAR présents sur le site d'étude.

La méthode d'inversion et la validation ont été appliquées sur 100 cas de TICs observés à la station polaire d'Eureka, Nunavut, Canada (80°N , 86°W). Les résultats présentés montrent une bonne inversion du COD et ont permis d'effectuer une classification des TICs en termes de TIC1 (pour les cristaux de $D_{\text{eff}} < 30 \mu\text{m}$) et de TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$ et jusqu'à $300 \mu\text{m}$). Nous avons également testé l'influence des divers paramètres sur les résultats de l'inversion. Les résultats de l'inversion ont permis de classifier les TICs durant deux hivers.

Au terme de cette recherche, nous avons proposé des perspectives d'application de la méthode d'inversion en insistant sur les originalités de ce travail.

Mots-clés : Télédétection ; nuages de glace ; radiométrie infrarouge thermique ; Arctique.

Abstract

An important goal, within the context of improving climate change modelling, is to enhance our understanding of aerosols and their radiative effects (notably their indirect impact as cloud condensation nuclei). The cloud optical depth (COD) and average ice particle size of thin ice clouds (TICs) are two key parameters whose variations could strongly influence radiative effects and climate in the Arctic environment.

Our objective was to assess the potential of using multi-band thermal radiance measurements of zenith sky radiance for retrieving COD and effective particle diameter (D_{eff}) of TICs in the Arctic. We analyzed and quantified the sensitivity of thermal radiance on many parameters, such as COD, D_{eff} , water vapor content, cloud bottom altitude and thickness, size distribution and shape.

Using the sensitivity of IRT to COD and D_{eff} , the developed retrieval technique is validated in comparison with retrievals from LIDAR and RADAR.

Retrievals were applied to ground-based thermal infrared data acquired for 100 TICs at the high-Arctic PEARL observatory in Eureka, Nunavut, Canada and were validated using AHSRL LIDAR and MMCR RADAR data. The results of the retrieval method were used to successfully extract COD up to values of 3 and to separate TICs into two types : TIC1 characterized by small crystals ($D_{\text{eff}} < 30 \mu\text{m}$) and TIC2 by large ice crystals ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$, up to $300 \mu\text{m}$). Inversions were performed across two polar winters.

At the end of this research, we proposed different alternatives to apply our methodology in the Arctic.

Keywords : Remote sensing ; ice clouds ; thermal infrared multi-band radiometry ; Arctic.

Remerciements

En préambule à ce mémoire, je tiens à adresser mes remerciements les plus sincères à toutes les personnes qui ont contribué, à leur manière, à m'encourager à réaliser ce doctorat jusqu'au bout. Similaire à un voyage, cette étape universitaire est une épreuve qui requiert passion, persévérance, inspiration et, tout au long de ce périple, somme toute éprouvant, apporte de nombreux enrichissements (que ce soit à travers les contacts au quotidien ou avec la participation à divers projets).

Je tiens tout d'abord à remercier vivement Monsieur Alain Royer, qui, en sa qualité de directeur de mes travaux, a été présent et disponible et surtout, qui a su m'insuffler sa créativité. Dans ce voyage de quatre années, il m'a guidé sur ma longue route. Grâce à son appui bienveillant et efficace, j'ai pu avancer à bon pas, franchir les étapes difficiles et garder le cap dans les sentiers parfois tortueux de l'écriture d'une thèse. Je lui exprime ici ma sincère reconnaissance.

Mes remerciements, naturellement, s'adressent aussi à Monsieur Norm O'Neill, codirecteur de mon doctorat, autant pour sa rigueur et son professionnalisme que pour sa patience lors des rondes de corrections - très formatrices mais sans doute aussi éprouvantes pour le correcteur que pour le rédacteur. Ses relectures minutieuses m'ont été d'un grand secours pour passer les derniers écueils qui guettent le thésard plein de bonne volonté, mais parfois débordé au terme de son voyage.

Je tiens également à remercier Monsieur Jean-Pierre Blanchet, examinateur externe, avec qui chaque rencontre est une source d'enrichissement. Ses connaissances en climatologie et ses commentaires enthousiastes m'ont été très précieux, tout au long de ce périple.

Ma gratitude va, enfin, aux membres du Jury, Messieurs Jacques Pelon, Yannick Huot et Martin Aubé, d'avoir accepté de participer à la dernière étape de ce doctorat.

Mes remerciements s'adressent aussi aux organismes qui m'ont apporté leur soutien matériel au cours de cette thèse : NSERC, FQRNT, CANDAC, GEC3. Leur appui financier m'a permis de mener ce projet de recherche, ainsi que les campagnes de terrain en Arctique.

Un grand merci, donc, à ceux que j'ai rencontré tout au long de ma route et qui m'ont permis de mener ma thèse à bon port.

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Remerciements	iv
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xi
1. Les nuages de glace en Arctique : Interactions avec le climat	1
1.1. Importance des nuages de glace dans le climat	1
1.1.1. Formation, croissance et précipitation des nuages de glace	2
1.1.1.1. Formation par nucléation homogène	3
1.1.1.2. Formation par nucléation hétérogène	3
1.1.1.3. Croissance des cristaux de glace	4
1.1.1.4. Précipitation	5
1.1.2. Effet radiatif des nuages de glace dans le climat	5
1.2. Effets des aérosols sur les nuages de glace	6
1.2.1. Définition des aérosols et leur suivi	6
1.2.2. Effets sur le climat	7
1.2.3. Effets radiatifs des aérosols	9
1.2.4. Impact des aérosols sur les nuages de glace	10
1.3. Contexte de l'Arctique	12
1.3.1. Climat en Arctique et à Eureka	13
1.3.1.1. Spécificités météorologiques de la zone Arctique	13
1.3.1.2. Tendances du climat en Arctique et à Eureka	14
1.3.2. Les aérosols en Arctique : Nature et occurrence	16
1.3.3. Présence des nuages de cristaux de glace en Arctique	17
1.4. Instrumentation et méthodes pour la caractérisation des nuages de glace	19
1.4.1. Les mesures <i>in situ</i>	19
1.4.2. Les mesures dans le visible	20
1.4.3. Les LIDARs	21

1.4.4.	L'infrarouge thermique	22
1.4.5.	Les RADARs et les micro-ondes	23
1.4.6.	Synergie entre les instruments pour inverser les paramètres des nuages de glace	25
1.4.7.	Limitations des méthodes d'inversion	26
1.5.	Objectifs et hypothèses de recherche	27
1.5.1.	Objectifs généraux	27
1.5.2.	Hypothèses de recherche	28
2.	Étude des cristaux de glace par radiométrie infrarouge thermique	29
2.1.	Modélisation des paramètres intensifs et extensifs des nuages de glace	29
2.1.1.	Distribution de taille des particules	30
2.1.1.1.	Distribution gamma modifiée (DGM)	30
2.1.1.2.	Distribution lognormale (DLN)	31
2.1.2.	Épaisseur optique des nuages (ou <i>Cloud Optical Depth</i>)	32
2.1.2.1.	Optique de base	32
2.1.2.2.	Épaisseur optique des nuages	35
2.1.3.	Contenu en glace du nuage	36
2.1.4.	Formes des cristaux de glace	37
2.2.	Définitions des termes utilisés dans l'infrarouge thermique	39
2.2.1.	Émittance et luminance	39
2.2.2.	Émissivité thermique	40
2.2.3.	Transmittance de l'atmosphère	41
2.3.	Modélisation des interactions dans l'IRT	43
2.3.1.	Définition générale de l'équation du transfert radiatif	43
2.3.2.	Modèle de transfert radiatif	43
2.3.3.	Mesures radiométriques dans l'IRT	44
2.3.3.1.	Radiomètres IRT CE-312 et CE-332	44
2.3.3.2.	Interféromètre P-AERI	47
2.4.	Sensibilité de l'infrarouge thermique pour l'étude des nuages de glace	48
2.4.1.	Indice de réfraction de la glace	48
2.4.2.	Propriétés optiques des nuages de glace	49
2.4.2.1.	Effet de la taille sur l'efficacité d'extinction	49
2.4.2.2.	Effet spectral de la taille l'albédo de simple diffusion	51
2.4.2.3.	Représentation selon le paramètre de Van de Hulst	52

2.4.3.	Influence des différents paramètres des nuages de glace dans l'IRT	53
2.4.3.1.	Influence de D_{eff} et du COD sur la température de brillance	53
2.4.3.2.	Analyse de l'influence spectrale des principaux paramètres du nuage	57
3.	Méthodologie pour l'inversion des paramètres intensifs et extensifs	60
3.1.	Développement d'un algorithme d'inversion des paramètres des nuages de glace .	60
3.1.1.	Détection des nuages de glace et profil atmosphérique	62
3.1.2.	Définition du modèle de cristaux de glace	63
3.1.3.	Données radiométriques IRT	63
3.1.4.	Algorithme d'inversion	64
3.1.5.	Validation	65
3.1.5.1.	Le diamètre effectif	65
3.1.5.2.	L'épaisseur optique	66
3.2.	Site d'étude et instrumentation	67
3.2.1.	Site de recherche PEARL (<i>Polar Environment Atmospheric Research Laboratory</i>)	67
3.2.2.	Instruments pour l'application de la méthodologie et la validation des résultats	68
3.2.2.1.	LIDAR AHSRL	69
3.2.2.2.	RADAR à nuages MMCR	71
3.2.2.3.	Radiomètre MWR	71
3.3.	Exemple d'application	72
3.4.	Sensibilité de la méthode d'inversion	78
3.4.1.	Sensibilité à un bruit d'écart-type 1°K sur la mesure	78
3.4.2.	Sensibilité au profil atmosphérique	79
3.4.3.	Sensibilité au contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère	80
3.4.4.	Sensibilité à l'altitude basse du nuage	81
3.4.5.	Sensibilité à l'épaisseur du nuage	82
3.4.6.	Sensibilité à la distribution de taille des particules	83
3.4.7.	Sensibilité à la forme des particules	86
4.	Résultats et discussion	89
4.1.	Campagnes de mesure et intercomparaison entre les mesures IRT	89
4.1.1.	Campagnes de terrain effectuées à Eureka	89
4.1.1.1.	Campagne septembre 2007	89
4.1.1.2.	Campagne novembre 2008	93
4.1.1.3.	Campagne février-mars 2009	93

4.1.1.4. Intercomparaison entre le radiomètre et le P-AERI (septembre 2007)	95
4.2. Inversion appliquée sur un nuage en évolution	97
4.3. Application de l'inversion sur 100 cas de nuages observés en Arctique	99
4.3.1. Description des 100 cas de nuages	99
4.3.2. Résultats de l'inversion sur les 100 cas de nuages	102
4.4. Comparaison de l'inversion avec l'interféromètre P-AERI	104
4.5. Analyse du choix de la distribution	107
4.6. Analyse du choix de la forme des particules	108
4.7. Analyse de l'effet d'autres paramètres sur les résultats de l'inversion	114
4.7.1. Limitation de l'épaisseur du nuage	115
4.7.2. Profil vertical exponentiel décroissant des particules de glace	116
4.7.3. Pondération des bandes	118
4.7.4. Analyse des résultats	118
4.8. Climatologie des inversions de TIC1 et TIC2	119
5. Conclusion et perspectives	122
5.1. Conclusion	122
5.2. Originalités du projet	125
5.3. Perspectives d'applications et d'améliorations	125
5.3.1. Potentiel d'application de la méthode d'inversion	125
5.3.2. Illustration du potentiel de validation au sol des inversions du satellite CALIPSO	126
5.3.3. Utilisation de l'infrarouge lointain	128
5.3.4. Inversion de la vapeur d'eau intégrée dans le cas des ciels clairs	130
6. Références	135
Appendices	149
A Distribution de tailles des particules	150
B Équation du transfert radiatif dans l'IRT	151
C Sensibilité de l'algorithme d'inversion	157
D Efficacité d'extinction pour différentes formes	160

Liste des figures

1.1	Processus de nucléation homogène et hétérogène des cristaux de glace	4
1.2	Schéma des effets indirects des aérosols sur les nuages	8
1.3	Forçage radiatif (FR) moyen entre 1750 et 2005	9
1.4	Évolution des températures de surface mesurées à Eureka au cours depuis 1954 .	15
1.5	Distribution verticale de la fraction des nuages pour différentes zones en Arctique	18
2.1	Variation de l'efficacité d'extinction Q_{ext} en fonction du paramètre de taille . . .	34
2.2	Schéma d'occurrence de différentes formes de cristaux de glace	37
2.3	Émittance pour différentes températures (200, 250 et 300°K) entre 0 et 30 μm .	40
2.4	Transmittance de l'atmosphère entre 6 et 24 μm pour différents gaz	42
2.5	Transmittance des principaux gaz et des filtres du radiomètre	46
2.6	Transmittance des six filtres du radiomètre CIMEL CE-312	47
2.7	Indice de réfraction réel et imaginaire de la glace et de l'eau entre 7 et 15 μm . .	49
2.8	Variation spectrale de l'efficacité d'extinction en fonction de différents D_{eff} . . .	50
2.9	Variation spectrale de l'albédo de simple diffusion en fonction de différents D_{eff}	51
2.10	Efficacité d'extinction des particules de glace sphériques	52
2.11	Représentation de l'influence des paramètres de COD et du diamètre effectif D_{eff}	54
2.12	Simulations de la méthode de la différence spectrale pour deux tailles de cristaux	55
2.13	Différence spectrale de température de brillance des bandes à 13 et 9.1 μm . . .	56
2.14	Différence spectrale de température de brillance des bandes à 8.7 et 10.65 μm .	56
3.1	Organigramme Méthodologique	61
3.2	Localisation de la station d'Eureka, Nunavut, Canada	68
3.3	Instrumentation disponible sur le site de PEARL à Eureka	69
3.4	Données du LIDAR et du RADAR pour le cas du 4 avril 2008	72
3.5	Coefficient de rétrodiffusion des particules obtenu à partir du LIDAR AHSRL .	73
3.6	Mesures du spectromètre P-AERI	74
3.7	Look-up table pour plusieurs D_{eff} et plusieurs COD	75
3.8	Histogramme du coût en fonction du COD et de D_{eff}	75
3.9	Représentation 3D du coût en fonction du COD et de D_{eff}	76

3.10	Profil de l'épaisseur optique obtenu à partir du LIDAR AHSRL	77
3.11	Profil du diamètre effectif obtenu à partir du LIDAR AHSRL et du RADAR MMCR	77
3.12	Effet du mode de diffusion multiple sur les températures de brillance	84
3.13	Effet de quatre distributions sur l'efficacité d'extinction	84
3.14	Effet de quatre distributions sur l'albédo de simple diffusion	85
3.15	Schéma des six formes modélisées par Yang <i>et al.</i> (2000)	87
3.16	Efficacité d'extinction pour des particules de formes différentes	87
4.1	Mesures effectuées entre le 12 et 17 septembre 2007	90
4.2	Mesures effectuées entre le 18 et 23 septembre 2007	91
4.3	Mesures effectuées entre le 31 octobre et 6 novembre 2008	94
4.4	Intercomparaison entre les données du P-AERI et du radiomètre CE-332	96
4.5	Résultats de l'inversion pour un nuage en train de précipiter	98
4.6	Température de la base du nuage en fonction de l'altitude basse du nuage	100
4.7	D_{eff} de référence (avec la méthode LIDAR + RADAR)	101
4.8	COD de référence (calculé à partir des profils de β_{LIDAR})	102
4.9	Résultats de l'inversion du COD pour 100 nuages mesurés en Arctique	103
4.10	Résultats de l'inversion de D_{eff} pour 100 nuages mesurés en Arctique	103
4.11	Comparaison de l'inversion avec celle issue des données P-AERI	106
4.12	Inversion de la taille en utilisant 245 couples <i>Taille-Forme</i>	112
4.13	Classification des six formes de Yang et al. (2000) en fonction d'échantillons	112
4.14	Histogramme d'occurrence des formes en fonction de la température du nuage	113
4.15	Histogramme d'occurrence des formes en fonction du taux de dépolarisation	114
4.16	Profil vertical du rapport de luminance intégrée (entre 8 et 13.5 μm)	115
4.17	Profil vertical du rapport de luminance intégrée pour un nuage situé à 5km	116
4.18	Profil vertical en utilisant un profil exponentiel décroissant	117
4.19	Profil vertical exponentiel décroissant pour un nuage situé à 5km	117
4.20	Évolution temporelle du COD en fonction du jour julien	120
4.21	Comparaison de l'occurrence des TIC2 en fonction de la quantité de sulfate	121
5.1	Passage de CALIPSO proche de PEARL le 2 janvier 2007 à 11h05	128
5.2	Efficacité d'extinction des particules de glace dans l'infrarouge lointain	129

5.3	Corrélation entre la quantité de vapeur d'eau issue du radiosondage et T_b	131
5.4	Profils verticaux de la concentration en vapeur d'eau observés à Eureka	132
5.5	Inversion du contenu intégré en vapeur d'eau réalisée avec les données du MWR	133
5.6	Inversion du contenu intégré en vapeur d'eau réalisée avec les données IRT	133
5.7	Comparaison entre les inversions IRT et MWR	134
A.1	Distributions de tailles de particules utilisées pour $D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	150
A.2	Distributions de tailles de particules utilisées pour $D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	150
B.1	Schéma du transfert radiatif dans l'atmosphère	152
B.2	Schéma de la luminance ascendante et descendante	153
C.1	Sensibilité de l'inversion pour un bruit d'écart-type de 1°K des T_b	157
C.2	Sensibilité de l'inversion pour deux profils atmosphériques différents	157
C.3	Sensibilité de l'inversion pour deux valeurs de contenu en vapeur d'eau	158
C.4	Sensibilité de l'inversion pour deux altitudes différentes	158
C.5	Sensibilité de l'inversion pour différentes valeurs d'épaisseur du nuage	158
C.6	Sensibilité de l'inversion pour plusieurs distributions	158
C.7	Sensibilité de l'inversion pour différentes formes	159
D.1	Effet de sept formes sur le terme d'efficacité d'extinction entre 0 et 50 μm	160

Liste des tableaux

2.1	Calcul du maximum de sensibilité pour chacune des six bandes	53
2.2	Analyse de l'effet de la variation de différents paramètres des nuages	58
3.1	Sensibilité de l'inversion pour un bruit d'écart-type 1°K des T_b	79
3.2	Sensibilité de l'inversion pour deux profils atmosphériques différents	80
3.3	Sensibilité de l'inversion pour deux valeurs de contenu en vapeur d'eau	81
3.4	Sensibilité de l'inversion pour deux altitudes différentes	81
3.5	Sensibilité de l'inversion pour différentes valeurs d'épaisseur du nuage	82
3.6	Sensibilité de l'inversion pour plusieurs distributions	86

3.7	Sensibilité de l'inversion pour différentes formes	88
4.1	Statistiques des principaux paramètres qui décrivent les 100 cas de nuages choisis	100
4.2	Analyse de la probabilité de détection des TIC1 et TIC2	104
4.3	Résultats de l'inversion du CE-312 et du P-AERI	105
4.4	Résultats de la comparaison entre les résultats du P-AERI et ceux du CE-312 .	106
4.5	Résultats de la discrimination des TIC1 et TIC2	107
4.6	Résultats de la validation de l'inversion pour différentes configurations	108
4.7	Résultats de la discrimination TIC1/TIC2 pour différentes distributions	109
4.8	Résultats de la validation de l'inversion pour différentes formes des particules . .	110
4.9	Résultats de la discrimination TIC1/TIC2 pour différentes formes de particules	111
4.10	Résultats de la validation de l'inversion pour des propositions de modifications .	118
4.11	Résultats de la discrimination TIC1/TIC2 pour des propositions de modifications	119
5.1	Statistiques de l'inversion de la vapeur d'eau à partir des températures de brillance	131

Liste des sigles et des acronymes

AERONET	<i>AEROsol NETwork</i>
AHSRL	<i>Arctic High Spectral Resolution LIDAR</i>
AMS	<i>Aerosol Mass Spectrometer</i>
API	<i>Année Polaire Internationale</i>
ASTER	<i>Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer</i>
CANDAC	<i>Canadian Network for the Detection of Atmospheric Change</i>
CCN	<i>Cloud Condensation Nucleii</i>
COD	<i>Cloud Optical Depth</i>
CIWV	<i>Column-integrated Water Vapor</i>
DD	<i>Diamond Dust</i>
DGF	<i>Dehydration Greenhouse Feedback</i>
DGM	<i>Distribution Gamma Modifiée</i>
DLN	<i>Distribution Lognormale</i>
ECMWF	<i>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts</i>
FR	<i>Forçage Radiatif</i>
GIEC	<i>Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat</i>
IN	<i>Ice Nucleii</i>
IPCC	<i>Intergovernmental Panel on Climate Change</i>
IPY	<i>International Polar Year</i>
IRL	<i>Infrarouge Lointain</i>
IRT	<i>Infrarouge Thermique</i>
IWC	<i>Ice Water Content</i>
IWP	<i>Ice Water Path</i>
LUT	<i>Look-Up Table</i>
MMCR	<i>Millimeter Cloud RADAR</i>
MWR	<i>MicroWave Radiometer</i>
NARR	<i>North American Regional Reanalysis</i>

NETD	<i>Noise Equivalent Temperature Difference</i>
P-AERI	<i>Polar-Atmospheric Emitted Radiance Interferometer</i>
PEARL	<i>Polar Environment Atmospheric Research Laboratory</i>
SAW	<i>SubArctic Winter</i>
SEARCH	<i>Study of Environmental ARctic Change</i>
SSA	<i>Single Scattering Albedo</i>
TIC	<i>Thin Ice Cloud</i>
TOA	<i>Top of Atmosphere</i>

1. Les nuages de glace en Arctique : Interactions avec le climat et instrumentation pour les caractériser

Dans ce chapitre, nous définirons, dans un premier temps, les nuages de glace en détaillant leurs différents processus de formation, ainsi que leurs interactions avec le climat. Nous précisons ensuite la nature des aérosols et leurs impacts sur le climat, notamment sur les nuages de glace. Nous délimiterons notre zone d'étude à l'Arctique, en décrivant l'influence de cet environnement particulier sur les nuages de glace. Puis, nous passerons en revue les principales méthodes et instrumentations utilisées pour l'étude des nuages de glace. Pour finir, nous définirons les objectifs et les hypothèses de ce projet de recherche.

1.1. Importance des nuages de glace dans le climat

Dans le contexte actuel de changements climatiques, il est important de rappeler que l'eau contenue dans l'atmosphère constitue un de ses plus influents composants, dont une certaine partie est visible à travers les nuages, sous forme d'eau liquide, glacée ou en phase mixte. En effet, le couvert nuageux moyen est évalué à 50% à l'échelle du globe (Liou, 2002). De plus, les nuages jouent un rôle essentiel dans l'équilibre de l'énergie de la terre à cause de leur rôle dans l'absorption et la diffusion des radiations solaires et infrarouges (Turner *et al.*, 2003). D'un côté, ils diffusent et absorbent les radiations solaires (longueur d'onde comprise entre 0.3 et 4 μm). De l'autre, ils absorbent et émettent les radiations infrarouges thermiques (entre 4 et 100 μm). D'après Cess *et al.* (1990), les diverses interactions entre les nuages et le climat constituent une des sources d'incertitude des modèles et des scénarios climatiques. En fonction de leur altitude, de leur type, de leur phase, de leur albédo, de leur épaisseur optique ou de la forme de leurs particules, les nuages peuvent avoir un impact positif ou négatif sur le climat et peuvent soit réchauffer ou refroidir l'atmosphère (Knap *et al.*, 2005). Globalement, les nuages bas et opaques ont tendance à refroidir la température de surface de la Terre, alors que les nuages hauts et transparents la réchauffent (selon le phénomène de l'effet de serre qui confine les radiations thermiques de la terre près de la surface) (Stephens *et Webster*, 1981; Houghton, 2002). Une bonne définition de la phase du nuage est impor-

tante puisque les nuages de glace et les nuages d'eau liquide n'ont pas les mêmes impacts sur le climat (Key et Intrieri, 2000).

L'influence des nuages sur le climat s'exprime en termes de **forçage radiatif** (FR) qui quantifie la contribution des nuages sur le bilan radiatif du système Terre-Atmosphère. D'après Liou (2002), le FR annuel des nuages au sommet de l'atmosphère est négatif et de l'ordre de -17 W/m^2 (pour l'année 1985). Certains satellites, comme NIMBUS 7, ont permis de cartographier le FR net annuel des nuages, à l'échelle du globe (Kyle *et al.*, 1993). Ses résultats permettent de se rendre compte alors des disparités spatiales du FR : celui-ci peut atteindre des valeurs extrêmes de -75 W/m^2 dans les zones océaniques de l'hémisphère sud et il peut être positif, bien que faible de l'ordre de quelques unités de W/m^2 , dans les régions polaires.

L'enjeu actuel est de parfaire notre compréhension des interactions entre les nuages et le climat afin de permettre une bonne paramétrisation des nuages, cruciale pour améliorer la précision des modèles climatiques (Strabala *et al.*, 1994).

Tout au long de ce travail, nous nous intéressons spécifiquement aux **nuages optiquement fins constitués exclusivement de cristaux de glace**. Les cirrus, qui constituent une catégorie parmi les nuages de glace, se forment, dans des conditions normales, à des altitudes élevées où la température est froide (Liou, 1986). Cependant, en Arctique, les conditions météorologiques sont propices à la formation de nuages de glace à des altitudes basses. Du fait de leur phase thermodynamique différente des autres nuages, les nuages de glace jouent un rôle important, mais pas encore parfaitement connu, dans le transfert radiatif (Curry *et al.*, 1996). Dans un premier temps, je vous propose de décrire les processus de formation de ces nuages de glace ainsi que leurs effets sur le climat.

1.1.1. Formation, croissance et précipitation des nuages de glace

Il est possible que des cristaux de glace se forment dès que la température de l'atmosphère est inférieure à 0°C . Cependant, il est fréquent d'observer des gouttelettes d'eau refroidies (aussi

appelées surfondues) même quand la température est inférieure à -20°C (Michel, 1964). Pour qu'il y ait formation des nuages de cristaux de glace, il faut une condition de sursaturation de l'air par rapport à la glace.

Dans le cas d'un nuage de glace, la formation des cristaux peut se réaliser selon deux procédés différents : la **nucléation homogène** ou **hétérogène** (Pruppacher et Klett, 1997) :

1.1.1.1. Formation par nucléation homogène

Dans le cas de la nucléation homogène, nous considérons une gouttelette d'eau pure, sans présence de particules étrangères (Rogers, 1979). Au fur et à mesure que la température diminue, l'arrangement moléculaire des particules d'eau se rapproche de celui de la glace. Dans le cas de gouttelettes d'eau surfondues, la nucléation en phase solide se fait lorsque l'orientation des molécules d'eau a obtenu la structure cristalline de la glace (Pruppacher, 1995). Ce phénomène de surfusion explique la présence dans les nuages de gouttes d'eau liquide à des températures allant jusqu'à -35°C . Il a même été possible en laboratoire d'atteindre -43°C pour des petites gouttes d'eau (rayon de quelques nanomètres) (Mossop, 1955).

À une température donnée, il existe une condition d'équilibre entre les phases solide et liquide, qui est décrite par l'équation de Clausius-Clayperon. À l'équilibre, l'énergie libre de Gibbs par mole, qui tient compte de l'enthalpie et l'entropie du système thermodynamique, est égale pour les deux phases. De plus, avec l'équation de Kelvin, il est possible de déterminer le rayon critique jusqu'auquel la particule peut grossir, connaissant les conditions thermodynamiques, selon l'énergie libre et selon la saturation (Byers, 1965).

1.1.1.2. Formation par nucléation hétérogène

La nucléation hétérogène se produit quand il y a présence de particules étrangères qui servent de **noyaux de formation de la glace** (IN en anglais pour *ice nucleii*). Ces molécules étrangères permettent à l'eau de geler à des températures moins froides (Rogers, 1979). Il existe dès lors **trois modes de formation** des cristaux de glace. Dans le premier cas, l'eau

est absorbée directement depuis sa phase gazeuse sur la surface des noyaux de glaciation où elle se transforme alors en glace : il s'agit du **mode de dépôt**. Le second phénomène se nomme le **mode de glaciation** durant lequel la particule étrangère initie la phase glacée à partir de l'intérieur même de la goutte d'eau surfondue. Le troisième mode, le **mode de contact**, se produit lorsqu'une particule glacée rencontre une goutte surfondue qui gèle alors instantanément (Pruppacher et Klett, 1997). Ces trois processus ainsi que la nucléation homogène sont représentés sur la figure 1.1.

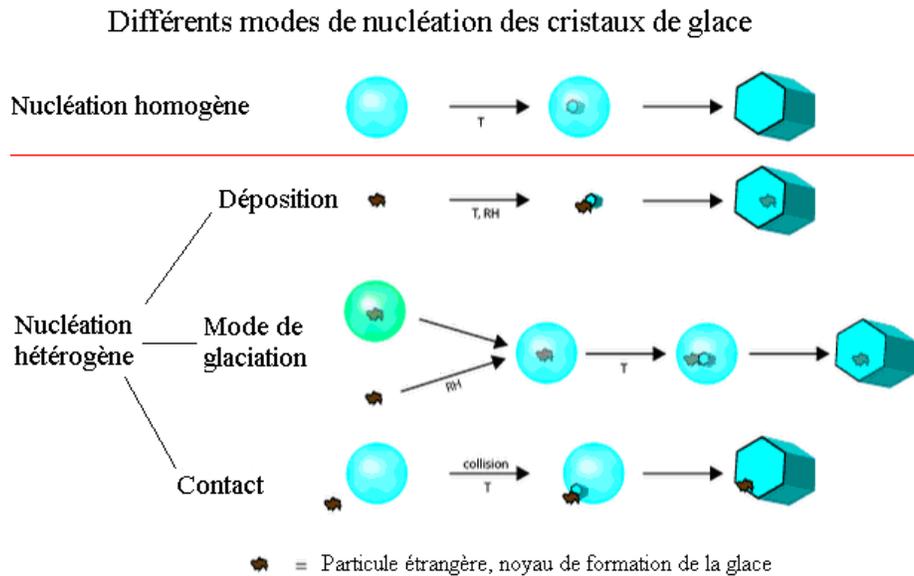


Figure 1.1: Processus de nucléation homogène et hétérogène des cristaux de glace

1.1.1.3. Croissance des cristaux de glace

Une fois formés, les cristaux de glace vont croître en fonction de la quantité d'eau présente et de la température selon la notion de sursaturation (Rogers, 1979).

Le phénomène qui décrit la croissance des cristaux de glace est nommé le **processus de Bergeron**. Dans un nuage mixte se trouvent à la fois des cristaux de glace et des gouttelettes d'eau ainsi que de la vapeur d'eau. Comme la glace a une pression de vapeur saturante plus faible que celle de l'eau liquide, les cristaux de glace ont un pouvoir d'attraction de la

vapeur d'eau plus fort. En effet, pour le cas d'un environnement sursaturé pour l'eau liquide et la glace, les particules des deux phases attirent la vapeur d'eau qui se dépose dessus. Cependant, comme les cristaux de glace sont plus loin de leur courbe de saturation, ils attirent la vapeur d'eau plus rapidement et grossissent plus vite que les gouttelettes d'eau (Stull, 2000). Au fur et à mesure de la croissance des particules d'eau et de glace, la sursaturation diminue pour atteindre, à un certain moment, la valeur de pression de vapeur saturante de l'eau. Cela signifie que l'environnement devient saturé pour l'eau, mais reste encore en sursaturation pour la glace. Dès lors, les gouttes d'eau commencent à s'évaporer alors que les cristaux de glace continuent de croître.

Il arrive également que des collisions se produisent entre les cristaux de glace par un phénomène d'**agrégation**. Selon Pruppacher et Klett (1997), qui recensent diverses études à ce sujet, ce phénomène est fortement lié à la température et le nombre des collisions a tendance à décroître avec la diminution de la température. La forme des nouveaux cristaux issus des collisions sera classée comme des agrégats. Ainsi les cristaux vont croître en précipitant et en absorbant l'humidité des couches inférieures de l'atmosphère.

1.1.1.4. Précipitation

La précipitation des cristaux de glace dépend de nombreux paramètres comme la densité de l'air, sa viscosité et la taille des particules. Quand les cristaux de glace ont atteint une taille limite, ils commencent à précipiter. Des collisions, ou coalescences, peuvent alors se produire ce qui modifie également la forme des particules.

1.1.2. Effet radiatif des nuages de glace dans le climat

Comme tous les nuages, les nuages de glace participent à l'équilibre du bilan radiatif du système Terre-Atmosphère selon deux processus : Une de leurs fonctions importantes dans la balance de l'énergie de la terre est de réfléchir les radiations solaires, qui sont renvoyées vers le ciel, diminuant ainsi la quantité d'énergie totale qui atteint la surface. Cet effet, connu sous le nom de **l'effet d'albédo solaire**, entraîne un refroidissement du système. Par

ailleurs, les nuages de glace absorbent les émissions infrarouges thermiques de la Terre et les réémettent, ce qui réduit la perte de chaleur du système Terre-Atmosphère. Cet effet est appelé communément l'**effet de serre infrarouge** et a pour effet de réchauffer le système (Liou, 2002).

D'après Lynch (1996), la **taille des cristaux** est un paramètre déterminant pour définir si les nuages réchauffent ou refroidissent l'atmosphère. Dans son étude, il a déterminé que si les cristaux sont gros, il en résulte une rétroaction positive (un FR positif); au contraire, s'ils sont plus petits, leur effet sera négatif. En compilant des études et des mesures in-situ, Heymsfield et Platt (1984) en sont arrivés à la synthèse que les cristaux de glace, dans ces nuages, ont des formes très variables et une taille maximale comprise entre 20 et 2000 μm . Ceci montre la grande variabilité de ce paramètre et ainsi, l'incertitude qui peut exister lors de la modélisation. En effet, à l'appui du travail de Stephens *et al.* (1990), force est de constater que la modélisation des paramètres des nuages de glace, notamment la taille des cristaux, est essentielle pour représenter correctement les interactions avec le climat.

1.2. Effets des aérosols sur les nuages de glace

Nous avons vu précédemment que les particules atmosphériques peuvent servir de noyaux de condensation ou de glaciation pour les nuages. Dans cette partie, nous définissons d'abord les **aérosols** ainsi que leurs impacts sur le climat. Nous détaillons enfin un type d'interaction entre les aérosols et les cristaux de glace.

1.2.1. Définition des aérosols et leur suivi

Les aérosols atmosphériques sont définis comme des particules fines en phase solide ou liquide, en suspension dans l'atmosphère dont la taille varie de 0.01 à 100 μm (Hinds, 1999). Certains aérosols peuvent être du même ordre de grandeur que les cristaux de glace. Les sources de ces aérosols sont variées et il faut faire la distinction entre les aérosols d'origine naturelle (processus volcaniques, embruns marins, poussières désertiques soulevées par le vent, incendies dans les forêts ...) et les aérosols d'origine artificielle ou anthropique (com-

bustion du charbon, du pétrole, du bois ...) (Seinfeld et Pandis, 1998). Andreae a catalogué les émissions des différentes sources d'aérosols naturelles et anthropiques à l'échelle globale en termes de milliers de tonnes émises par an (Andreae, 1995), ainsi que leur temps de résidence dans l'atmosphère. Les aérosols peuvent être de nature, de masse, de concentration, de provenance et de taille très variables (Kaufman *et al.*, 2002). D'autant plus que, comme le montre Ramanathan *et al.* (2001), leur répartition à l'échelle de la Terre n'est pas uniforme et ils se concentrent généralement dans l'hémisphère nord.

Le suivi au sol des aérosols peut être effectué par des réseaux terrestres d'instruments mesurant l'extinction du rayonnement solaire par les aérosols, tels que les réseaux AERONET, AEROCAN, PHOTONS, RIMA. À titre d'exemple, le réseau AERONET (pour *AEROSol NETwork*), géré par la NASA (Holben *et al.*, 1998), est constitué de plus de deux cents stations au sol qui mesurent, à partir de la photométrie solaire, un indicateur de la quantité d'aérosols présents dans l'atmosphère en termes d'**épaisseur optique** (définie dans la section 2.1.2.), rendant possible le suivi du transport des événements aérosoliens.

1.2.2. Effets sur le climat

Les aérosols peuvent avoir des impacts variés sur le climat selon différents processus physiques et chimiques, dépendant de leurs caractéristiques intensives et extensives. En effet, les aérosols ont à la fois des effets directs et indirects sur le climat et les nuages :

- L'**effet direct** des aérosols fait référence à la modification des propriétés optiques de l'atmosphère, sans nuage. En effet, la présence d'aérosols (dont la taille est comparable à la longueur d'onde) dans l'atmosphère augmente la diffusion (*ie.* la redirection du rayonnement solaire) et l'absorption du rayonnement solaire et ainsi diminue la quantité d'énergie transmise jusqu'au sol (Blanchet, 1995). L'absorption par ces particules a pour effet de réchauffer les couches atmosphériques et de diminuer la vapeur d'eau disponible.

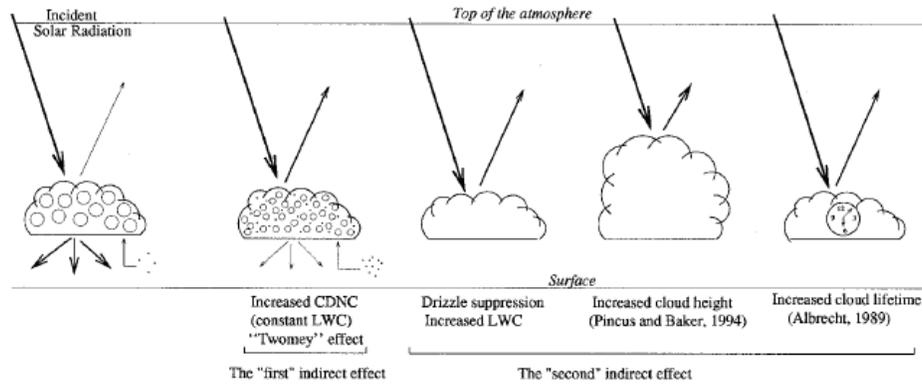


Figure 1.2: Schéma des effets indirects des aérosols sur les nuages (tirée de Haywood et Boucher, 2000)

- Les **effets indirects**, illustrés sur la figure 1.2 (tirée de Haywood et Boucher (2000)) concernent les interactions aérosols-nuages et tous les changements provoqués chez ces derniers. Le premier type d'interaction entre les aérosols, les nuages et le rayonnement est caractérisé par l'effet "Twomey" (Twomey, 1974). Cela décrit l'augmentation du nombre de gouttelettes et la diminution de leur taille dans un nuage en réponse à une augmentation du nombre de noyaux de condensation (CCN pour *Cloud Condensation Nucleii*). Cet effet a des répercussions importantes sur la diffusion du rayonnement visible à travers un nuage, comme l'augmentation de l'albédo. Les autres interactions sont la diminution de la bruine, l'augmentation de la hauteur des nuages, l'augmentation de leur durée de vie ainsi que la modification de leur température. Ces rétroactions des aérosols sur les nuages ont un impact sur la dynamique des nuages, en raison de la modification de leur bilan énergétique.

Les aérosols peuvent également être à l'origine d'un processus indirect dans le **cycle de la vapeur d'eau**. En effet, certains aérosols, dont les particules d'acide sulfurique (H_2SO_4), peuvent modifier les propriétés des cristaux de glace et causer une précipitation du nuage. Cela a pour effet de diminuer la quantité d'eau dans l'atmosphère et ainsi de permettre au rayonnement infrarouge de la terre de s'évacuer (Blanchet et Girard, 1994). Dans la mesure où ce processus concerne directement les cristaux de glace, nous le détaillerons dans la partie 1.2.4.

1.2.3. Effets radiatifs des aérosols

Afin d'avoir une notion quantitative du FR des différents composants de l'atmosphère, le GIEC (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat ou IPCC en anglais pour *Intergovernmental Panel on Climate Change*) propose le tableau récapitulatif de la figure 1.3.

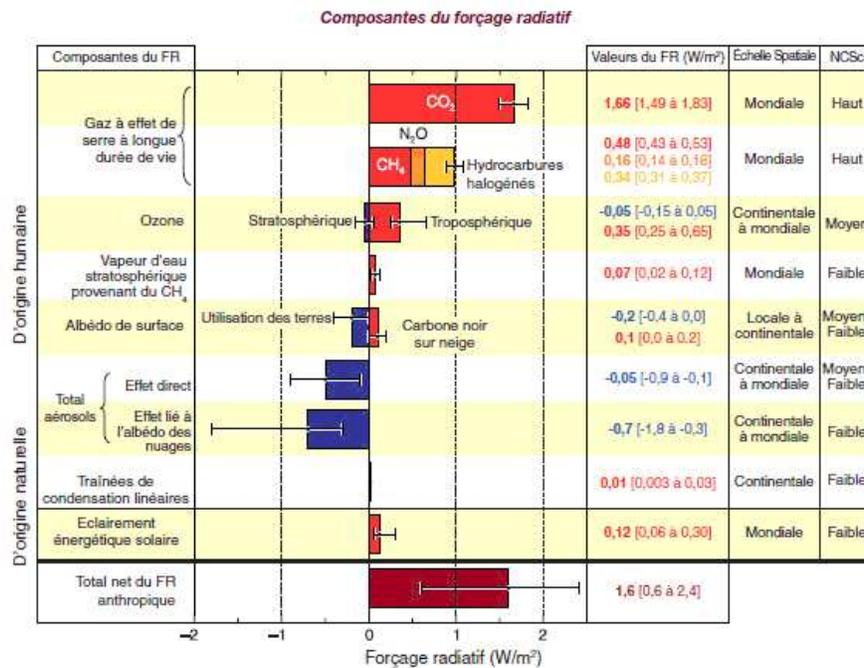


Figure 1.3: Forçage radiatif (FR) moyen entre 1750 et 2005 (tirée d'IPCC, 2007)

Les aérosols atmosphériques jouent un rôle important sur le bilan radiatif de la Terre même si les mécanismes par lesquels ils influencent le climat sont extrêmement complexes et mal appréhendés. En effet, la figure 1.3 illustre que les aérosols ont globalement un FR négatif, dont la contribution est estimée entre -0.4 et $-2.7 W/m^2$ (IPCC, 2007). Les effets directs et indirects des aérosols restent, en 2007, la source principale d'incertitude sur le forçage anthropique. Les FRs directs (estimés entre -0.1 et $-0.9 W/m^2$) et indirects (entre -0.3 et $-1.8 W/m^2$) dépendent tous deux des **propriétés intensives** des aérosols (taille, composition chimique). Ce forçage est donc variable spatialement et temporellement suivant la nature des aérosols et leur temps de séjour dans l'atmosphère.

La problématique des effets des aérosols sur le climat est complexe et explique pourquoi l'évaluation quantitative des effets directs et indirects reste, parmi les différents forçages anthropiques connus, la plus incertaine. La principale raison de cette incertitude provient de la difficulté à tenir compte à la fois de l'action des aérosols sur les nuages et des rétroactions. De nouveau, les propriétés intensives de l'aérosol peuvent également jouer un rôle important, en particulier pour prévoir la fraction d'une population d'aérosols pouvant servir de CCN.

Dans notre projet, nous nous intéressons avant tout aux nuages de glace et donc considérons principalement les interactions qui peuvent exister entre les aérosols et les cristaux de glace.

1.2.4. Impact des aérosols sur les nuages de glace

Comme cela a été présenté dans la partie 1.1, les aérosols peuvent servir d'IN pour les cristaux de glace en modifiant la structure moléculaire de l'eau. Ils sont donc essentiels dans la formation des nuages de glace. De nombreuses études s'intéressent aux différents types d'aérosols et à leurs effets sur la formation des particules de glace. Cependant, il existe des interactions plus complexes entre les aérosols et les nuages de glace. À titre d'exemple, Diehl *et al.* (1998) ont ainsi analysé l'impact de différents gaz, comme le SO_2 , le HCl et le HNO_3 sur des cristaux de glace en montrant que ces gaz réduisaient l'évaporation des particules de glace, augmentant leur durée de vie. Citons également la **brume arctique** (*Arctic Haze*), qui est une manifestation visible des aérosols en Arctique (Quinn *et al.*, 2007) et dont le maximum de turbidité survient à la fin de l'hiver et début du printemps. Les aérosols de sulfate et d'acide sulfurique, d'origine anthropique, qui représentent 40% à 60% de la masse totale des aérosols en hiver en Arctique (Sirois et Barrie, 1999), sont, en partie, responsables de ce phénomène de brume arctique. Du fait de leur forte concentration et de leurs propriétés chimiques, ces aérosols jouent un rôle majeur dans les interactions entre les aérosols et les cristaux de glace au printemps en Arctique (Quinn *et al.*, 2007).

Les aérosols de sulfate et d'acide sulfurique recouvrent les IN, diminuant leur température de glaciation. En effet, Bigg (1980) a montré qu'en présence d'acide sulfurique, certaines particules d'eau restaient dans la phase liquide à des températures plus froides. Il explique que plusieurs de ces IN sont, en effet, désactivés par la présence d'acide sulfurique qui les enrobe et les empêche de se transformer en phase solide.

Des expériences en laboratoire ont permis de contrôler ce phénomène en montrant la corrélation entre la concentration en acide sulfurique et la température de gel (Bertram *et al.*, 1996 ; Bertram *et al.*, 2000). Des observations et des prélèvements de cristaux de glace par avion (Borys, 1989) ont montré que la présence de l'acide sulfurique a pour effet de réduire le nombre de noyaux de glaciation, et par extension le nombre de cristaux de glace. En effet, comme certains noyaux recouverts par l'acide sulfurique sont en partie désactivés et gèlent à des températures plus faibles, les autres IN liquides se transforment en glace et croissent selon le processus de Bergeron. Avec la même quantité de vapeur d'eau, comme le nombre de particules de glace est plus faible, alors les cristaux croissent plus rapidement et atteignent des tailles plus grandes et sont plus susceptibles de précipiter.

Lorsqu'un nuage n'est pas contaminé par l'acide sulfurique, pour le même contenu en eau et dans des conditions météorologiques favorables à la formation de cristaux de glace, il y a une concentration plus élevée de cristaux, avec des tailles plus petites. Par souci de clarté et conformément à la définition de Grenier *et al.* (2009), nous appellerons ce type de nuages des **TIC** (pour *Thin Ice Cloud*) de type I, nommé **TIC1**. Si des aérosols d'acide sulfurique sont introduits dans le nuage, alors certains cristaux seront désactivés et il en résultera un nombre plus faible de cristaux de glace qui auront cependant une taille beaucoup plus grande. Ce type de nuage, nommé TIC de type 2B (et que nous appellerons **TIC2** dans ce document) aura de plus fortes probabilités de précipiter.

D'après Blanchet et Girard (1994 ; 1995b), ce phénomène a un impact fort et indirect sur le climat car il modifie le cycle de transformation de la masse d'air chaud et humide en une masse d'air froid et sec au début de l'hiver par le phénomène de rétroaction "**déshydratation - effet de serre**" (ou DGF pour *Dehydration Greenhouse Feedback*). En effet, Girard (1998) écrit que la vapeur d'eau a un rôle primordial dans ce cycle dans la mesure où sa concen-

tration détermine le refroidissement de l'atmosphère ou de la surface. La présence d'acide sulfurique fait augmenter indirectement la taille de certains cristaux et augmenter l'efficacité de précipitation des nuages de glace, ce qui augmente la transmittance de l'atmosphère dans l'infrarouge et refroidit le sol et les couches inférieures du système Terre-Atmosphère. Girard et Blanchet (2001) montrent que la connaissance de la taille de ces cristaux de glace est cruciale pour comprendre et modéliser ce phénomène. D'après Girard et Blanchet (2005), plus la quantité de vapeur d'eau disponible est élevée, plus la taille des cristaux de glace activés est importante et plus l'effet de la rétroaction "déshydratation - effet de serre" est conséquent, ce qui entraîne un FR négatif.

Les effets indirects des aérosols apportent de nouvelles problématiques de recherche sur la taille des particules atmosphériques de glace pouvant aller de quelques microns jusqu'à plusieurs centaines de microns et entraîner un FR soit positif soit négatif en fonction de la quantité d'acide sulfurique et de vapeur d'eau.

1.3. Contexte de l'Arctique

Bien que les mesures dans les zones polaires soient particulièrement délicates, que ce soit au sol (coût élevé de logistique) ou par satellite (observations complexes des nuages durant la nuit polaire, même en utilisant les méthodes classiques de mesures par infrarouge, en raison de la température du sol), elles sont essentielles pour observer et comprendre les mécanismes climatiques de cette région spécifique. Ces dernières années, l'étude des zones polaires est devenue un point d'intérêt croissant parmi les chercheurs particulièrement au cours des années 2007 à 2009, lors de l'Année Polaire Internationale (ou API, *IPY* en anglais). L'objectif principal était d'essayer de mieux comprendre l'équilibre environnemental délicat de ces régions éloignées et d'étudier les évolutions et changements qui s'y produisent. Cet événement mondial a permis à des équipes de scientifiques, de plusieurs endroits du globe, de pouvoir effectuer leurs recherches sur diverses caractéristiques spécifiques de l'Arctique et de l'Antarctique (comme le climat polaire, l'évolution de la banquise, les transformations dans les tourbières ...) et de comparer et partager leurs résultats à toute la communauté. Ainsi, cette

4^e édition de l'API a permis de constituer une importante base de données et d'accroître nos connaissances des problématiques polaires, par exemple grâce au projet Polar-AOD¹ avec les données d'épaisseur optique mesurées par photométrie solaire dans les régions polaires.

Notre zone d'étude se situant en Arctique, nous prendrons en compte ses différentes spécificités climatiques et météorologiques. De plus, ces conditions particulières apportent de nouvelles problématiques concernant les aérosols et leurs interactions sur les nuages. Par conséquent, les nuages de glace ont des comportements uniques en Arctique que je vais détailler dans cette partie.

1.3.1. Climat en Arctique et à Eureka

1.3.1.1. Spécificités météorologiques de la zone Arctique

Du fait de sa position extrême, l'Arctique est exposée à des conditions météorologiques uniques et spécifiques dont certaines ont un impact significatif sur notre sujet d'étude. Il s'agit, entre autres, des **températures et des quantités de vapeur d'eau extrêmement basses**(Serreze et Barry, 2005), des **inversions de température** qui se produisent fréquemment durant l'hiver dans la basse troposphère (Serreze *et al.*, 2008) et l'**absence de la radiation solaire** pendant des périodes prolongées.

Durant l'hiver arctique, les conditions météorologiques deviennent encore plus extrêmes du fait de l'absence de radiation provenant du soleil. Ainsi, à partir des mois de septembre et octobre, les températures du sol et de l'atmosphère se refroidissent et atteignent des valeurs extrêmement basses, ce qui est propice à la formation d'une masse d'air froid au-dessus de l'Arctique. Un cyclone d'échelle planétaire, appelé le **vortex polaire**, se forme dans la stratosphère aux latitudes élevées en raison de forts gradients thermiques avec les régions méridionales (Gerrard *et al.*, 2002). Ce vortex polaire est caractérisé par des conditions relativement stables et est limité par le front polaire qui sépare les masses d'air polaire et tropical (Ryberg, 2006). Au cours de l'hiver et du début du printemps, le vortex s'étend, se déplace

1. <http://polaraod.isti.cnr.it:8080/Polar/>

et parfois se divise, ce qui a pour effet de pousser le front polaire vers le sud. Transportés par le vent, les aérosols peuvent alors être injectés dans la masse d'air froid arctique. De plus, les températures basses, le faible taux de précipitation et l'absence de réaction chimique, qui nécessitent l'énergie solaire, laissent le temps aux aérosols de s'accumuler dans l'atmosphère (Sirois et Barrie, 1999). Par conséquent, grâce à ces conditions stables, les aérosols, d'une durée de vie de trois à sept jours en été, peuvent durer trois à sept semaines en hiver. Toutes ces conditions ont pour effet d'augmenter les probabilités d'occurrence des nuages de cristaux de glace en Arctique durant l'hiver (Curry, 1983).

Un autre élément essentiel concerne l'**inversion de température** qui se produit entre le sol et qui peut se rendre jusqu'aux premiers kilomètres de l'atmosphère. Ce phénomène se produit quand la température du sol est plus faible que celle des premières couches de l'atmosphère. D'après Serreze *et al.* (1992), qui ont compilé plus de 100 ans d'observations, ces inversions apparaissent avec une fréquence très importante durant l'hiver. Leur effet majeur est de confiner l'air froid proche du sol et d'empêcher les mélanges avec l'air libre présent dans les couches supérieures de la troposphère. Ces inversions ont également pour effets de confiner les aérosols au niveau de la couche d'inversion et également de modifier le processus de réduction de l'ozone lors du retour du soleil au printemps (Serreze et Barry, 2005). Ces auteurs mentionnent également que les nuages peuvent amplifier ce phénomène d'inversion.

1.3.1.2. Tendances du climat en Arctique et à Eureka

Les modèles climatiques globaux prédisent que l'Arctique est particulièrement sensible et vulnérable au réchauffement causé par l'augmentation des gaz à effets de serre (IPCC, 2007). Durant le dernier siècle, alors que la température de la Terre a augmenté de 0.6°C, la température des régions polaires a augmenté de 2.4°C (Casper, 2010). Des mesures compilées lors des cinquante dernières années ont montré que l'Arctique a le plus fort réchauffement parmi toutes les régions du globe (Hansen *et al.*, 2006), surtout durant l'hiver, entre novembre et avril (Hansen *et al.*, 1999). En Arctique, ces changements se produisent généralement dans la partie basse de la troposphère (Serreze *et al.*, 2008). Cependant, le réchauffement en Arc-

tique n'est pas uniforme d'un point de vue spatial et saisonnier. En effet, d'après Hansen *et al.* (1999), certaines régions de l'Arctique sont sujettes à plus de variations que d'autres. De plus, d'après une compilation des données de température de surface du satellite AVHRR² depuis vingt-huit ans, il apparaît des tendances saisonnières aux changements de température de surface. La tendance globale est au réchauffement, cependant il apparaît que durant l'hiver, contrairement aux autres saisons, la température tend à se refroidir, pour certaines zones terrestres (Alaska et Sibérie).

Le climat de notre zone d'étude à Eureka (80°N) est typique de l'archipel arctique canadien avec un long et sombre hiver qui favorise une forte inversion de température de la surface jusqu'aux premiers kilomètres de l'atmosphère (Serreze *et al.*, 2008). La transition vers l'été se déroule avec un rapide réchauffement qui est amplifié par la durée croissante de l'éclairement solaire et la rupture du vortex polaire arctique (Lesins *et al.*, 2010).

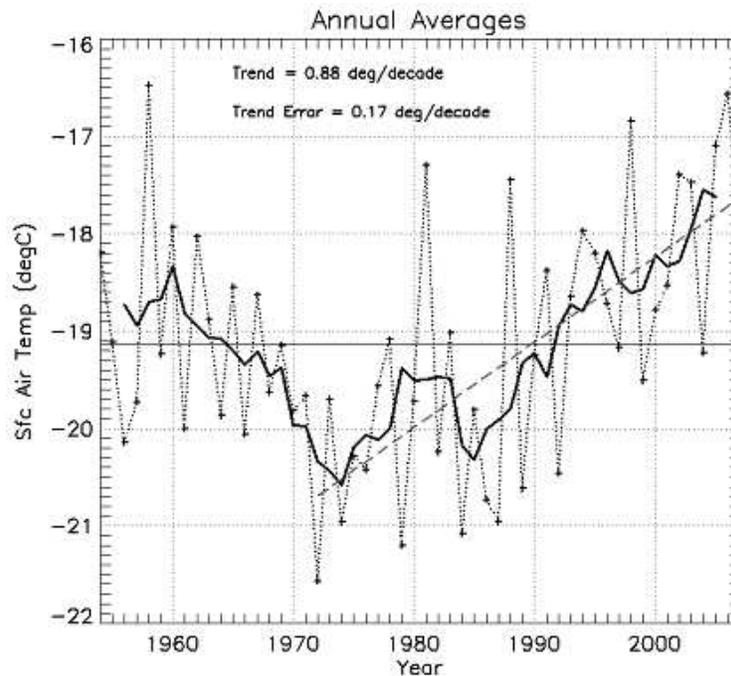


Figure 1.4: Évolution des températures de surface mesurées à Eureka au cours des cinquante dernières années (tirée de Lesins *et al.*, 2010)

2. <http://svs.gsfc.nasa.gov>

Le graphique de la figure 1.4 compile les températures de surface au cours des cinquante dernières années (Lesins *et al.*, 2010). Chaque point représente la moyenne annuelle de la température du sol. La courbe moyenne montre deux tendances : une diminution de la température jusque dans les années 1970, puis une augmentation de 0.88 degré par décennie depuis. Ce graphique permet de constater que l'évolution du climat à Eureka est assez similaire à celui observé dans le reste de l'Arctique, avec une augmentation de 3.2°C depuis 1972 (Lesins *et al.*, 2010).

1.3.2. Les aérosols en Arctique : Nature et occurrence

Bien que l'Arctique soit considéré comme une zone d'air pur où très peu de pollution d'ordre anthropique est émise, il faut prendre en compte que le **transport des aérosols** à partir des latitudes plus basses apporte des aérosols de sources et de natures différentes. D'après Stohl (2006), il existe trois différentes voies permettant à la pollution d'être acheminée en Arctique. Il peut s'agir soit d'un transport des polluants dans les basses couches de la troposphère suivi (i), ou non (ii), par une ascension verticale dans la masse d'air de l'Arctique ; soit d'un autre transport (iii) se produisant pour les aérosols qui ont été soulevés hors de l'Arctique et transportés dans les plus hautes couches de la troposphère et qui redescendent rendus en Arctique. Les aérosols transportés en Arctique proviennent de préférence de l'Europe, de l'Amérique du Nord et également de l'Asie. Les voies de transport des polluants varient, en fonction des saisons et de la provenance des aérosols.

Sirois et Barrie (1999) ont effectué une étude quantitative et temporelle sur quinze ans de dix-huit polluants (SO_4^{2-} , NO_3^- ...) à la station d'Alert, à l'extrême nord de l'île d'Ellesmere (82.3°N). Ils ont montré que le composant anthropique dominant est le SO_4^{2-} dans l'Arctique canadien (avec une concentration annuelle moyenne de $0.5 \mu g.m^{-3}$, pouvant atteindre des moyennes de $1.5 \mu g.m^{-3}$ durant l'hiver). Il y a une forte variation saisonnière avec des fortes valeurs au printemps, ce qui produit notamment l'effet de la brume arctique (*Arctic Haze*). Ce phénomène aérosolien a des impacts directs et indirects sur le climat, qui sont intensifiés en Arctique du fait de l'**amplification polaire** (Blanchet, 1995). Des études

plus récentes continuent d'affirmer que les sulfates restent le constituant majeur de la pollution anthropique en Arctique, même si sa quantité diminue depuis les vingt dernières années alors que celles des nitrates augmentent (Quinn *et al.*, 2007).

Comme nous l'avons détaillé dans la partie 1.1, les aérosols peuvent servir d'IN pour les cristaux de glace. De plus, dans la partie 1.2, nous avons expliqué que les aérosols pouvaient aussi avoir un effet chimique sur les nuages ce qui modifie leurs caractéristiques. Il apparaît donc évident que les aérosols transportés en Arctique peuvent jouer un rôle crucial sur les nuages et sur le climat.

1.3.3. Présence des nuages de cristaux de glace en Arctique

La climatologie des nuages en Arctique fait l'objet d'un nombre croissant d'études, cependant les résultats varient encore largement selon les sources et les zones d'études. Ainsi, Curry *et al.* (1996) ont compilé plusieurs d'entre elles et il en résulte que la fraction moyenne des nuages de glace durant l'hiver arctique est comprise entre 40 et 60%. Depuis, ce chiffre a été confirmé puisque d'après Serreze et Barry (2005), le couvert nuageux est supérieur à 50% durant l'hiver.

Il est également possible d'observer les nuages par satellite en utilisant des techniques actives, comme le LIDAR et le RADAR. Ainsi, en compilant ces deux instruments à bord des satellites CALIPSO et CloudSat, Grenier *et al.* (2009) ont établi une moyenne régionale de présence des nuages au dessus des zones polaires durant le mois de janvier 2007. Le graphique 1.5 montre, pour différentes zones en Arctique, la fraction d'occurrence en fonction de leur profil vertical, pour différents types de nuages. Comme cela a été défini dans la section précédente, les nuages nommés TIC1 (pour *Thin Ice Cloud*) correspondent à des cristaux de petites tailles, qui ne sont pas visibles sur les images du RADAR (puisque la limite de détection du RADAR se situe environ à 30-40 μm) alors que les TIC-2B (nommés TIC2), correspondent à des nuages dont les particules ont des tailles supérieures, et qui peuvent indiquer une contamination par le SO_4^{2-} .

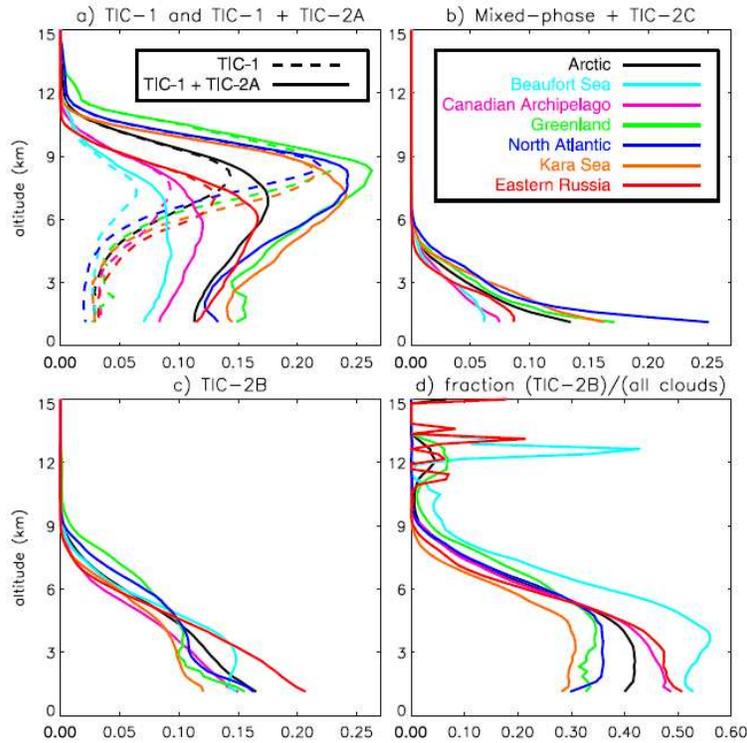


Figure 1.5: Distribution verticale de la fraction des nuages pour différentes zones en Arctique (tirée de Grenier *et al.*, 2009). À noter que la région *Arctic* représente la synthèse de toutes les régions

Cette figure 1.5 permet de constater que dans l'Arctique les TIC1 (courbe pointillée noire sur le graphique *a*) se situent de préférence à des plus hautes altitudes et, dans le cas de l'arctique canadien (*Canadian Archipelago* représenté en rose), avec des occurrences relativement faibles comparées à d'autres régions polaires. Les TIC-2B sont généralement proches du sol et leur profil vertical est assez standard dans toutes les régions d'études. Le graphique *d* résume la fraction des TIC-2B par rapport à tous les autres nuages. En moyenne dans l'Arctique (courbe noire), environ 40% des nuages dont l'altitude est inférieure à 5 km sont des TIC-2B, *ie.* qu'ils peuvent être potentiellement pollués.

Un autre phénomène non négligeable est la présence de cristaux de glace en suspension dans l'atmosphère à quelques centaines de mètres du sol (Lesins *et al.*, 2009). Ces *Diamond Dust* (DD) ont une occurrence importante durant l'hiver en Arctique et notamment

à Eureka, puisqu'ils ont été observés pendant 32.5% du temps durant les mois de décembre, janvier, février entre 2000 et 2006, en présence de ciel clair. Les cristaux de glace en présence de nuages ont, quant à eux, été mesurés durant 35.8% du temps (Lesins *et al.*, 2009). Cependant, il faut rester prudent à l'égard de ces statistiques puisqu'il a été conclu que ces DD pouvaient en partie résulter de neige soufflée provenant du relief environnant, et ne peuvent pas être généralisés à l'Arctique. Ce phénomène de DD n'est pas explicitement analysé dans notre étude sur les nuages de glace.

1.4. Instrumentation et méthodes pour la caractérisation des nuages de glace

Compte tenu de la gamme de tailles de cristaux de glace (dimension maximale entre 20 et 2000 μm selon Heymsfield et Platt (1984)), les instruments utilisés doivent permettre de mesurer les interactions entre les cristaux de glace et les rayonnements incidents afin d'extraire les paramètres intensifs ou extensifs des nuages de glace (voir chapitre 2 pour une définition des paramètres étudiés au cours de ce travail). Les deux principales techniques de télédétection au sol pour étudier la taille de ces particules de glace sont le RADAR et l'infrarouge thermique. Cependant, nous passons ici en revue les principaux instruments (terrestres, aéroportés ou satellitaires) et méthodes utilisés pour la détection et l'analyse des paramètres directement et indirectement liés aux propriétés des cristaux de glace.

1.4.1. Les mesures *in situ*

Une technique relativement directe pour l'observation des cristaux de glace consiste à employer des sondes aéroportées qui donnent des informations *in situ* dans le nuage au passage de l'avion. Ces sondes optiques comptent les particules sur plusieurs canaux et permettent une description de la distribution de leur taille, de quelques microns jusqu'à plusieurs centaines de microns, selon le type de sonde utilisé (Febvre *et al.*, 2009).

Par exemple, le néphélomètre polaire mesure la fonction de phase de diffusion qui est une fonction fondamentale du transfert radiatif. Elle décrit le patron de la diffusion angulaire qui résulte de la diffusion par une particule ou par un ensemble de particules (Hansen et Travis,

1974). Il est ainsi possible de distinguer si les particules sont constituées d'eau liquide ou de glace, et de déterminer leur taille.

Ce type des mesures *in situ* sert fréquemment de source de validation pour les méthodes d'inversion au sol ou satellitaires (Brogniez *et al.*, 2004). Cependant, il faut signaler que ces mesures décrivent les caractéristiques des cristaux de glace de façon ponctuelle, spatialement et temporellement.

Il existe aussi des problèmes intrinsèques d'instrumentation et d'échantillonnage qui peuvent rendre certaines données extraites suspectes (voir par exemple Febvre *et al.*, 2009). Mis à part les problèmes liés à l'instrumentation, il se peut que ces mesures ne soient pas complètement représentatives de l'ensemble du nuage (Liou, 2002).

1.4.2. Les mesures dans le visible

Dans la mesure où les nuages semitransparents de glace (comme des cirrus) couvrent de 20% à 40% de la surface du globe (Wylie et Menzel, 1999), il est judicieux d'utiliser les satellites afin d'avoir une vision plus globale et de pouvoir effectuer des études à grande échelle. Cette section est un bref survol des techniques de télédétection des nuages de glace dans le visible à partir des capteurs satellitaires (ou des capteurs aéroportés simulant les capteurs satellitaires)

La mesure de la réflectance des nuages permet de représenter leur pouvoir de réflexion du rayonnement solaire, qui dépend des propriétés de diffusion des particules (Nakajima et King, 1990). La réflectance peut également informer sur certains des paramètres extensifs des nuages, comme l'épaisseur optique (King *et al.*, 1997) ou des paramètres intensifs comme la taille, en utilisant un *look-up table* de transfert radiatif (King *et al.*, 2004).

De nombreuses études ont été effectuées en utilisant les capteurs POLDER (voir par exemple Baran et Labonnote, 2006) et MODIS, dans sa version aéroportée ou satellitaire (par exemple Baum *et al.*, 2000 ; Meyer *et al.*, 2007). Ces deux dernières études ont montré qu'il est possible d'identifier la phase des nuages pour discriminer les nuages de glace et aussi de réaliser une carte de l'épaisseur optique des nuages de glace à l'échelle du globe. Cependant l'inversion

des paramètres des nuages de glace aux longueurs d’onde du visible dépendent énormément du modèle de forme des particules choisi (Knap *et al.*, 2005). Zhang *et al.* (2009) ont étudié la robustesse des inversions de l’épaisseur optique issues de POLDER et MODIS en fonction du choix du modèle de glace et ont confirmé cette limitation. De plus, il n’est pas possible d’utiliser ces méthodes durant la nuit polaire, du fait de l’absence de rayonnement solaire.

1.4.3. Les LIDARs

Les LIDARs sont des instruments actifs (de source contrôlée) qui mesurent la rétrodiffusion des particules atmosphériques en réponse à un signal émis par un laser à pulsation (*pulsed LIDAR*). Ces lasers à pulsation émettent dans les longueurs d’onde du visible (fréquemment la bande verte à 532 *nm*) et du proche infrarouge (à 1064 *nm*) (Weitkamp, 2005). La sensibilité fondamentale de la diffusion de Mie en fonction du paramètre de taille (*cf.* figure 2.1) rend les mesures à ces longueurs d’ondes particulièrement adaptées pour l’étude des particules d’une taille inférieure au micromètre, comme les aérosols. Cependant, compte tenu de la taille des cristaux de glace, les interactions entre le rayonnement visible du LIDAR et les particules de glace se produisent d’après la théorie de diffusion de Mie pour laquelle l’efficacité d’extinction des particules (voir la définition dans la section 2.1) est invariante en fonction de la taille (Chepfer *et al.*, 2001) (voir également sur la Figure 2.1 la section *geometric optics region*). Comme il est complexe de déterminer s’il s’agit d’un changement de la taille ou du nombre des particules, cela suggère qu’il ne sera pas possible d’inverser directement les informations sur la taille des grosses particules d’après les valeurs de rétrodiffusion.

Comme les LIDARs sont sensibles à l’extinction du signal lumineux par le nuage, ils permettent néanmoins d’estimer une valeur d’épaisseur optique d’après le profil de rétrodiffusion (Kay *et al.*, 2006). Cette méthode sera développée dans le point 3.1.5.2.

Certains LIDARs possèdent la capacité de mesurer la polarisation du signal rétrodiffusé. Le taux de dépolarisation est défini comme le rapport entre la rétrodiffusion en mode perpendiculaire (au plan formé par le vecteur dans la direction de la lumière incidente et le vecteur dans la direction de la diffusion) et celle en mode parallèle (Weitkamp, 2005). Cette

information permet d’abord de pouvoir distinguer entre les particules d’eau liquide sphérique (avec un taux de dépolarisation faible) et les particules de glace de géométrie plus complexe (avec un taux de dépolarisation élevé). De plus, le taux de dépolarisation des particules de glace dépend de l’indice de réfraction, de l’orientation des cristaux ainsi que de leur forme et de leur taille (Noel *et al.*, 2004). Des études se basant uniquement sur des données de polarisation du LIDAR ont permis d’exprimer un indice de forme en fonction du pourcentage de dépolarisation (Noel *et al.*, 2002). Le taux de dépolarisation donne des indications sur la complexité de la particule puisque plus la forme des cristaux de glace est complexe et non-sphérique, plus le taux de dépolarisation est potentiellement élevé (conclusion semi-quantitative tirée des travaux comme Chiriaco *et al.*, 2004).

1.4.4. L’infrarouge thermique

Parmi les études sur les particules de glace, nombreuses sont celles qui utilisent des instruments destinés à la mesure dans le spectre de l’**infrarouge thermique** (IRT) (autour de $10\ \mu\text{m}$), car il a pour avantage d’être sensible à une large gamme de taille de particules (de quelques microns jusqu’à des centaines de microns) (d’après les résultats de Chiriaco *et al.*, 2004). D’abord, grâce au pic de l’indice de réfraction imaginaire de la glace qui se situe autour de $12.5\ \mu\text{m}$ (voir figure 2.7), il est possible de différencier les particules constituées de glace des autres types de particules atmosphériques en étudiant leur signature spectrale. Sensibles à la taille des particules (Brogniez *et al.*, 2004), les mesures dans l’IRT sont également influencées par la densité volumique des particules, l’altitude et la quantité de vapeur d’eau qui sont des paramètres à fixer pour pouvoir étudier leur taille.

Des radiomètres thermiques (constitués de plusieurs bandes dans l’IRT), embarqués à bord des satellites et destinés à l’étude des cristaux de glace, sont utilisés depuis plus de trente ans, notamment avec les instruments AVHRR (sur NOAA 7) (Inoue, 1987), MODIS (sur Terra et Aqua) (Strabala *et al.*, 1994) et la caméra IRT sur Calipso (Baum *et al.*, 2000). Les méthodes d’inversion des propriétés des particules de glace se sont affinées en fonction des bandes utilisées et de leur résolution.

Afin d'exploiter les informations spectrales des mesures dans l'IRT, la méthode de différence spectrale (*Split Window* en anglais) a été développée et adaptée pour la discrimination des nuages de glace (Inoue, 1985). Son principe est de choisir des bandes n'ayant pas la même sensibilité à certains paramètres (tels que la taille ou l'épaisseur optique) et de représenter l'évolution de leur différence lorsque ces paramètres varient (voir partie 2.4.3).

Cette méthode a été exploitée de nombreuses fois avec des bandes différentes ou même divers paramètres (comme l'indice de forme ou l'émissivité) (Ackerman *et al.*, 1990 ; Strabala *et al.*, 1994 ; Baran, 2003). Quand le nombre de bandes dépasse trois, il est nécessaire d'utiliser une approche multi-dimensionnelle, comme la méthode du *Look-up table*, qui consiste à simuler un tableau référence en faisant varier certains paramètres dans les simulations et ensuite de déterminer la simulation la plus proche des mesures spectrales afin d'inverser les paramètres choisis. Cette méthode sera développée plus en détail dans la partie 3.1.

Certains auteurs rajoutent également des bandes dans les fenêtres atmosphériques du proche infrarouge (autour de $3.7 \mu\text{m}$) pour rajouter des informations spectrales (Baran *et al.*, 1999). Ces méthodes de comparaison spectrales entre des mesures et des simulations sont assez standards et sont appliquées aux mesures radiométriques IRT au sol, aéroportée et également satellitaire.

Il faut signaler également qu'il est possible d'étendre cette méthode aux mesures prises par des spectromètres (par exemple pour le P-AERI, décrit dans le chapitre 2). Compte tenu de la résolution fine des bandes, ces instruments sont plus sensibles aux variations spectrales des paramètres des cristaux de glace. Des méthodes d'inversion ont déjà été développées pour ces instruments (Yang *et al.*, 2005).

1.4.5. Les RADARs et les micro-ondes

Parmi les instruments actifs utilisés, le RADAR est une technique pertinente pour l'étude de la taille des hydrométéores. Selon la fréquence choisie, les mesures RADAR sont particulièrement sensibles à la taille des particules atmosphériques, selon la notion de réflectivité RADAR Z (en $\text{mm}^6.\text{m}^{-3}$), qui décrit la capacité d'une cible à renvoyer le signal incident, que ce soit par réflexion, diffusion ou diffraction (Gossard et Strauch, 1983). En effet, quand

les particules sont plus petites que la longueur d'onde (voir figure 2.1 pour *Rayleigh region*), la réflectivité est proportionnelle au sixième moment du diamètre (D) d'une distribution ($n(D)$) de particules (Matrosov *et al.*, 1992). Cette relation n'est plus valable quand les particules sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde (*Mie region* sur la figure 2.1) et dans ce cas, la réflectivité RADAR est proportionnelle au 3.8^e moment du diamètre (Matrosov *et al.*, 2002).

Ainsi, la gamme de détection des particules atmosphériques dépend surtout de la fréquence du RADAR. Les RADARs à nuages micro-ondes millimétriques (*Milli-Meter Cloud RADAR* ou MMCR en anglais) apparaissent alors comme une technique particulièrement adaptée pour l'étude des cristaux de glace. À titre d'exemple, le RADAR installé à Eureka, dont la fréquence est de 34.86 GHz ($\lambda=8.6$ mm), permet l'étude des particules de l'ordre de quelques millimètres et moins. Cependant, la sensibilité diminue lorsque les particules deviennent relativement petites (< 100 μm) (Matrosov, 1993) du fait du coefficient de rétrodiffusion qui devient très faible, proche de sa limite en sensibilité et il convient d'être prudent quant à la précision des résultats pour les petites particules de glace. Plus la fréquence du RADAR est élevée (*ie.* plus la longueur d'onde est petite) et plus il sera possible de détecter des petites particules, par exemple avec des fréquences de 640 GHz (Hong *et al.*, 2009). Le RADAR est également sensible à la densité numérique du nuage et permet de renseigner sur le contenu en glace et le taux de précipitation (Sassen, 1987).

Les méthodes classiques d'inversion des cristaux de glace utilisent plusieurs bandes afin d'être sensibles aux différences spectrales des particules, notamment pour l'inversion de la taille (Matrosov, 1993).

À noter que les RADARs Doppler (que nous n'utilisons pas dans cette étude) sont également adaptés pour l'étude des cristaux de glace puisqu'ils sont sensibles à la vitesse des particules, qui dépend des paramètres microphysiques tels que la taille des particules (Matrosov *et al.*, 2002).

Les RADARs embarqués sur des satellites font également l'objet d'un développement de méthodes spécifiques. Ainsi, des études ont montré qu'il était possible d'inverser les para-

mètres microphysiques des nuages de glace à partir des données du RADAR de CloudSat en injectant dans l'algorithme soit l'information d'épaisseur optique (Benedetti *et al.*, 2003), soit la température du nuage (Austin *et al.*, 2009).

1.4.6. Synergie entre les instruments pour inverser les paramètres des nuages de glace

Il est possible d'améliorer les méthodes d'inversion en combinant le potentiel de différents instruments, afin de capter les effets des nuages de glace dans différentes régions spectrales.

En combinant un RADAR et un radiomètre IRT de trois bandes au sol, Matrosov *et al.* (1992) ont pu affiner l'inversion de la taille des cristaux de glace, et également montrer qu'il est possible d'extraire un profil des tailles (Matrosov, 1999).

En intégrant les profils de rétrodiffusion des LIDARs avec les méthodes d'inversion des radiomètres IRT, il est possible d'extraire de nombreux paramètres comme la taille, l'épaisseur optique, le contenu en eau de la glace ainsi que l'émissivité (Chiriaco *et al.*, 2004 ; Chiriaco *et al.*, 2007). De plus, l'information de dépolarisation du LIDAR permet également d'obtenir des informations sur la complexité de la forme des particules, ainsi que sur leur orientation (Noel *et al.*, 2002).

Cette synergie a d'ailleurs été au cœur de la conception du satellite CALIPSO qui est équipé d'un LIDAR et d'une caméra thermique trois bandes, ce qui lui permet d'inverser les paramètres microphysiques des nuages de glace (Chomette *et al.*, 2003 ; Dubuisson *et al.*, 2008). Cette synergie a également été employée pour des capteurs aéroportés (Brogniez *et al.*, 2004) ou des capteurs au sol (Comstock et Sassen, 2001).

Il est intéressant de combiner les profils de rétrodiffusion du LIDAR avec ceux du RADAR afin d'améliorer l'inversion de la taille des cristaux de glace. La méthode développée par Intrieri *et al.* (1993) était sujette à des hypothèses concernant la description de la diffusion multiple. Elle a été reprise et améliorée par Donovan et van Lammeren (2001) afin

de pouvoir inverser des profils de taille, en résolvant les limitations liées aux problèmes de diffusion multiple. Cette méthode a été déjà comparée avec des mesures d'un radiomètre IRT à bande large pour l'inversion de l'émissivité (Donovan *et al.*, 2001). Notons également la synergie entre LIDAR, RADAR et radiomètre IRT qui permet de combiner les avantages de chacun des instruments (Delanoë et Hogan, 2008).

En associant les données LIDAR avec celles du RADAR installé sur notre site d'étude d'Eureka, Eloranta *et al.* (2007) ont appliqué la technique de Donovan *et al.* pour mesurer la taille des particules dont la taille est supérieure au micron. Cette méthode sera décrite en détails dans la partie validation de notre méthodologie (partie 3.1.5.).

Une manière visuelle de représenter cette synergie est d'utiliser une variante de l'indice de couleur (*Color Ratio* étant un terme utilisé pour les analyses LIDAR) qui correspond au rapport entre les profils de rétrodiffusion du RADAR et ceux du LIDAR, et qui est corrélé au rayon effectif des particules (Bourdages *et al.*, 2009).

1.4.7. Limitations des méthodes d'inversion

Outre certaines restrictions et hypothèses spécifiques aux instruments et aux méthodes développées jusqu'à présent pour l'étude des paramètres intensifs et extensifs des nuages de glace, il faut signaler qu'il existe des limites communes à ces méthodes.

La première des limites concerne les paramètres de glace choisis pour l'inversion (Zhang *et al.*, 2009). En effet, il existe une très grande diversité dans la forme des particules de glace, qui est dépendante du processus de formation, de la température et de la quantité d'eau. Même si certaines formes sont prédominantes (notamment les colonnes hexagonales ou les agrégats), il apparaît très complexe de modéliser adéquatement toutes les variations possibles au sein d'un nuage. Eichler *et al.* (2009) ont montré que le choix des paramètres de modélisation des cristaux est majeur puisqu'il peut conduire à des différences relatives de 20% dans l'inversion de la taille et jusqu'à 70% pour l'épaisseur optique, dans le cas des inversions dans le visible.

L'orientation des particules, leur distribution verticale ainsi que leur distribution de taille sont des paramètres *a priori* inconnus qui peuvent engendrer des erreurs dans l'inversion.

Dans notre travail, nous nous efforcerons de simplifier ce problème complexe en développant tout d'abord notre algorithme pour l'inversion de sphères avec une distribution verticale homogène. Ensuite, nous effectuerons des analyses pour connaître l'influence de ces choix afin de déterminer l'erreur de l'inversion.

Le second problème majeur concerne la validation des méthodes d'inversion. En effet, parmi les méthodes développées, certaines comparent leurs résultats avec des mesures *in situ*. Cependant, les mesures prises par les sondes ne permettent pas d'avoir un aperçu global des paramètres microphysiques des nuages (Liou, 2002). De plus, ces validations ne concernent que quelques cas de nuages à des instants précis.

Dans ce projet, nous allons comparer les résultats de nos inversions avec ceux d'autres instruments indépendants pour une période de deux hivers.

1.5. Objectifs et hypothèses de recherche

1.5.1. Objectifs généraux

L'objectif principal de ce projet est de concevoir un **algorithme d'inversion de la taille des particules et de l'épaisseur optique des nuages de glace** en Arctique à partir des mesures radiométriques IRT, d'étudier sa robustesse et de le valider à partir des données recueillies à la station arctique d'Eureka. Une analyse temporelle de la classification entre TIC1 (petites particules) et TIC2 (grosses particules) sera faite dans le but d'étudier la variabilité des paramètres des nuages extraits en fonction de la saisonnalité et des conditions météorologiques. Notre étude permettra également de mieux comprendre la complémentarité de la radiométrie IRT avec les instruments classiques pour une caractérisation complète des aérosols et de leurs effets sur les nuages. Le but à long terme de ce projet est de contribuer aux études des effets des particules de glace sur le climat arctique.

1.5.2. Hypothèses de recherche

La première hypothèse formulée est que les mesures dans l'IRT sont adaptées pour étudier la taille des particules et de l'épaisseur optique des nuages en Arctique. Pour valider cette hypothèse, il faudra effectuer une étude de sensibilité de l'IRT en fonction des paramètres des cristaux de glace (voir Chapitre 2), et valider les résultats de notre inversion avec ceux du LIDAR et du RADAR tout au long de l'année et les analyser en fonction des diverses conditions météorologiques (voir Chapitre 4).

La seconde hypothèse de ce travail est de supposer que la radiométrie IRT, avec seulement six bandes, est suffisante pour effectuer cette étude sur les propriétés des nuages de glace optiquement minces en Arctique. Afin de le vérifier, il faudra comparer notre méthode avec celle utilisée sur les données du spectromètre P-AERI installé à Eureka et confronter les résultats (Chapitre 4).

2. Étude des cristaux de glace par radiométrie infrarouge thermique

Dans cette partie, nous décrirons, dans un premier temps, la modélisation des paramètres intensifs et extensifs des nuages de glace. Puis, nous rappellerons les concepts sous-jacents aux mesures par **radiométrie infrarouge thermique** (IRT). Ensuite, nous démontrerons l'intérêt et la pertinence d'utiliser l'IRT pour l'analyse des cristaux de glace. Enfin, nous effectuerons une étude de sensibilité des différents facteurs de l'environnement sur la mesure IRT des nuages de glace.

2.1. Modélisation des paramètres intensifs et extensifs des nuages de glace

Notre étude porte spécifiquement sur les **nuages optiquement fins de cristaux de glace** qui sont constitués soit d'une particule d'aérosol servant de noyau autour duquel s'est agglomérée la glace, soit de glace pure. Tant que la température est suffisamment basse et qu'il y a suffisamment d'humidité, ces cristaux croissent en suivant le processus de Bergeron et en faisant diminuer la vapeur d'eau de l'atmosphère avant de précipiter. En fonction de la température de l'air, de l'environnement, du taux d'humidité, du type du noyau de glaciation, cela conduit à différentes formes et tailles de cristaux de glace, ce qui rend plus difficile la modélisation (Danielson *et al.*, 2002 ; Stefanof, 2007). Une bonne modélisation des effets optiques des nuages de glace est cruciale car en fonction de leur densité et de la taille des particules, ils peuvent avoir un **FR positif ou négatif** sur le climat (Stephens *et al.*, 1990).

La représentation complète des nuages de glace est possible en utilisant différents types de paramètres, soit microphysiques, soit optiques. Ces paramètres sont divisés en deux catégories : ceux extensifs (qui varient avec le nombre ou la concentration des particules) et ceux intensifs (qui changent avec la nature des particules). Afin de détecter à distance leurs paramètres microphysiques (comme l'épaisseur optique, la taille ou le contenu en glace), les études se basent sur des processus physiques qui interagissent dans les nuages de glace et

qui sont mesurables, directement ou indirectement, depuis le sol : l’extinction de l’énergie incidente solaire, l’émissivité thermique du nuage et la rétrodiffusion d’un signal incident. La description de ces processus physiques permet de mettre en avant les facteurs clés qui seront utilisés dans notre étude.

2.1.1. Distribution de taille des particules

La distribution de taille des particules de glace est un paramètre microphysique qui représente le nombre de particules par unité de volume par unité d’incrément de rayon r , ou rayon équivalent dans le cas des autres formes que les sphères. Dans la littérature, les distributions gamma modifiée et lognormale sont fréquemment utilisées comme représentation de la distribution de taille des particules ; les distributions exponentielles ou gaussiennes le sont plus rarement.

Dans les articles consultés, il n’y avait peu ou pas de justification du choix de ces fonctions analytiques standards. Par contre, un article récent ([Tian *et al.*, 2010](#)) compare des distributions exponentielles, gamma et lognormale avec des mesures de cristaux de glace à des latitudes tropicales. Il conclut que la distribution lognormale donne la meilleure corrélation avec les données mesurées. C’est donc cette dernière qui a été utilisée majoritairement au cours de ce travail. Dans notre projet de recherche, nous avons considéré des particules monodispersées ainsi que des distributions lognormales et gamma modifiée afin d’étudier la robustesse de notre inversion selon cette inconnue. Les prochains paragraphes présentent les deux distributions, qui sont par ailleurs illustrées dans l’annexe A.

2.1.1.1. Distribution gamma modifiée (DGM)

La **distribution gamma modifiée** a été proposée par Deirmendjian (1969) afin de représenter la distribution de divers hydrométéores dont les particules de glace. Depuis, cette distribution est fréquemment utilisée pour modéliser les nuages de glace dans des études d’inversion des paramètres microphysiques des cristaux de glace ([Matrosov, 1999](#) ; [Eloranta](#)

et al., 2007b). Cette définition est décrite par la formule suivante :

$$n(D) = aD^\alpha \exp(-bD^\gamma) \quad (2.1)$$

où $n(D)$ représente le nombre de particules par unité de volume par unité d'incrément du diamètre D , D est le diamètre des particules. a dépend du nombre de particules de la distribution, b est un paramètre de la distribution de taille, α et γ sont des paramètres fournis par l'utilisateur.

2.1.1.2. Distribution lognormale (DLN)

Pour nos calculs de transfert radiatif, nous avons choisi une **distribution volumique lognormale** monomodale de particules de glace afin de représenter la variabilité en taille au sein d'un nuage (comme dans *Wagner et al.*, 2006 ; *Kokhanovsky*, 2006). Elle est définie par l'équation 2.2 (*Parker*, 1993) et (*Hansen et Travis*, 1974) :

$$n(r) = \frac{1}{r \ln \sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_g}{\ln \sigma} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

où r_g est le rayon géométrique moyen, et $\ln \sigma$ est l'écart-type de la DLN sur une échelle logarithmique. Le paramètre de taille peut également être exprimé sous forme du rayon effectif d'après la définition 2.3 de Hansen et Travis (1974), pour une distribution $n(r)$ entre r_1 et r_2 dans laquelle G est l'aire de la section efficace géométrique des particules par unité de volume :

$$r_{eff} = \frac{1}{G} \int_{r_1}^{r_2} r \pi r^2 n(r) dr \quad (2.3)$$

Le rayon effectif de la distribution, qui est proportionnel au rapport entre le volume et la surface projetée de l'ensemble des particules de la distribution, est dépendant du rayon géométrique moyen d'après la relation 2.4 en insérant l'équation 2.2 dans la 2.3.

$$r_{eff} = \exp(2.5(\ln \sigma)^2) r_g \quad (2.4)$$

Pour notre modèle d'inversion, nous avons choisi le **diamètre effectif** D_{eff} comme paramètre de taille (en prenant simplement $D_{eff} = 2r_{eff}$). Ce paramètre intensif est une des sorties majeures de notre algorithme d'inversion. Nous avons choisi une valeur de sigma de 1.5 pour notre modèle d'inversion. Les parties de l'étude de sensibilité et des résultats de ce document (Chapitre 3 et 4) montrent la pertinence de ce paramètre sur les résultats de l'inversion.

2.1.2. Épaisseur optique des nuages (ou *Cloud Optical Depth*)

2.1.2.1. Optique de base

L'extinction correspond à l'atténuation du rayonnement électromagnétique par des processus de diffusion (*ie.* l'élimination de puissance lumineuse dans une direction donnée par des particules qui redirigent la lumière dans une direction autre que la direction originale³) et d'absorption. En définissant le coefficient d'extinction σ_{ext} comme la fraction de lumière perdue par unité de distance d'incrément ds , il est possible d'écrire la formule 2.5.

$$\frac{dL}{L} = -\sigma_{ext}(s)ds \quad (2.5)$$

où L est la luminance dans la direction ds (pour l'angle zénithal θ). En intégrant 2.5 sur une distance S (à travers un nuage par exemple), l'équation devient 2.6.

$$\frac{L}{L_0} = \exp\left(-\int_0^S \sigma_{ext}(s)ds\right) = \exp(-\tau(S)) \quad (2.6)$$

où L_0 est la luminance au début du chemin parcouru et $\tau(s)$ est l'épaisseur optique (sans unité) dans la direction s (pour l'angle zénithal θ). Si l'atmosphère (ou le nuage) est horizontalement homogène, il est possible de présumer que $\sigma_{ext}(s)$ est seulement fonction de l'altitude Z et donc :

$$\frac{L}{L_0} = \exp\left(-\int_0^S \sigma_{ext}(Z)m dZ\right) = \exp(-m\tau(Z_S)) \quad (2.7)$$

3. *outscattering* en anglais

$$\tau(Z_S) = \int_0^{Z_S} \sigma_{ext}(Z) dZ \quad (2.8)$$

où $ds = m dZ$, m est la masse d'air, sans unité (pour une atmosphère stratifiée horizontalement, $m = 1/\cos\theta$, pour des petits angles θ), Z_S est la distance verticale associée à la distance $(0,S)$ et $\tau(Z_S)$ est l'épaisseur optique verticale prise pour des atmosphères qui sont supposées horizontalement homogènes (pour lesquelles, $\tau(S) = m\tau(Z_S)$).

Le coefficient d'extinction représente l'aire optique effective de toutes les particules dans un petit volume par unité de ce volume. Il se décompose en termes d'aire de la section efficace A_p de chaque particule du petit volume, de la densité numérique (nombre de particules par unité de volume) N et de l'efficacité d'extinction Q_{ext} dans le cas d'un nuage de particules sphériques monodispersées de diamètre D :

$$\sigma_{ext} = N A_p Q_{ext} = \frac{\pi N D^2 Q_{ext}}{4} \quad (2.9)$$

L'**efficacité d'extinction** Q_{ext} , sans dimension, correspond au rapport entre la section efficace d'extinction (*cross-section* en anglais) de chaque particule comparativement au simple masquage que constitue sa surface géométrique projetée (A_p). La représentation de Q_{ext} donne une mesure relative de l'habilité d'une particule à atténuer un signal et permet d'illustrer la dépendance à la géométrie, la nature et la taille de la particule. Q_{ext} est fonction de la taille des particules, de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction m .

Le coefficient d'extinction décrit à la fois les processus d'**absorption** et de **diffusion** des particules selon la relation simple 2.10 :

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{diff} \quad (2.10)$$

L'indice de réfraction se compose d'une partie réelle m_r et imaginaire m_i : $m = m_r - i.m_i$. La partie réelle a une forte influence sur la diffusion d'une particule. La partie imaginaire décrit les pertes par absorption d'un rayon incident d'une particule (*cf.* figure 2.7 pour voir le comportement spectral de l'indice de réfraction de la glace).

Au cours de cette étude, nous analyserons également l'effet des différents choix de distribution de tailles sur nos résultats. Ainsi, pour une distribution $n(D)$, le coefficient d'extinction s'exprime comme suit, avec $D_{A_p}^2 = \frac{4A_p}{N\pi}$ et $\langle Q_{ext} \rangle = \int_0^{D_{max}} \pi \frac{D^2}{4} Q_{ext} n(D) dD / \int_0^{D_{max}} \pi \frac{D^2}{4} n(D) dD$.

$$\sigma_{ext} = \int_0^{D_{max}} \pi \frac{D^2}{4} Q_{ext} n(D) dD = \langle Q_{ext} \rangle N \pi \frac{D_{A_p}^2}{4} \quad (2.11)$$

La théorie de Mie donne des solutions exactes pour l'efficacité d'extinction (en donnant séparément les termes de diffusion et d'absorption) des particules sphériques et homogènes en fonction de la taille et de l'indice de réfraction. Diverses méthodes permettent d'obtenir des solutions pour des particules qui ne sont pas sphériques (comme la méthode des Matrices T) ou des particules qui sont très larges et d'une forme géométrique simple (la méthode de *Ray Tracing*, par exemple).

Les interactions de diffusion et d'absorption d'une particule sont fondamentalement fonction du paramètre de taille $x = 2\pi r/\lambda$. La figure 2.1, tirée de Schanda (1986), représente les variations de Q_{ext} en fonction du paramètre de taille (calculs de Mie pour des particules de glace monodispersées caractérisées par une certaine valeur de l'indice de réfraction).

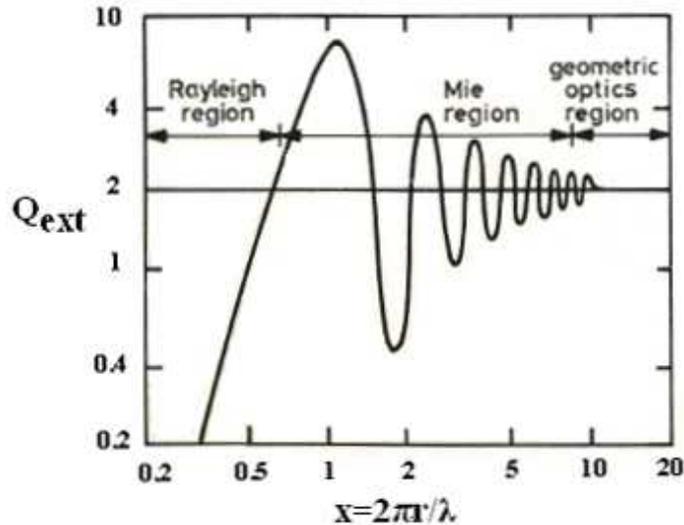


Figure 2.1: Variation de l'efficacité d'extinction Q_{ext} en fonction du paramètre de taille (tirée de Schanda, 1986)

Sur la figure 2.1, nous pouvons identifier trois zones qui correspondent à des comportements différents de l'efficacité d'extinction en fonction de x . Puisque notre étude concerne les cristaux de glace, nous nous intéressons plus précisément à la **zone de diffusion de Mie** (quand $1 \leq x \leq 10$, quand la taille de la particule, exprimée comme une circonférence, est du même ordre que la longueur d'onde) et la **région de géométrie optique** (pour $x > 10$ quand la taille des particules est largement supérieure à la longueur d'onde). Dans ce dernier cas, la valeur de Q_{ext} tend vers une valeur asymptotique de 2 quelque soit la taille des particules, ce qui rend impossible la discrimination de taille à partir des mesures spectrales d'extinction pour ces grosses particules.

Le paramètre de taille x est relié au **paramètre de Van de Hulst** (van de Hulst, 1957; voir également Hansen et Travis, 1974, pour un résumé du sens physique de ce paramètre).

$$\rho = 2 \frac{2\pi r}{\lambda} |m - 1| = 2x|m - 1| \quad (2.12)$$

où $|m - 1|$ est le module du nombre complexe $m - 1$ (pour des petites valeurs de m_i , $|m - 1| \cong m_r - 1$). Ce facteur joue un rôle assez important car sa variation spectrale est importante dans l'IRT pour des particules de glace et d'eau (voir la figure 2.10).

2.1.2.2. Épaisseur optique des nuages

Pour un nuage d'épaisseur ΔZ dans la direction verticale, son coefficient d'extinction moyen, qui représente une moyenne sur une partie de l'atmosphère, s'exprime comme :

$$\langle \sigma_{ext} \rangle (m^{-1}) = \int_{\Delta Z} \sigma_{ext}(Z) \frac{dZ}{\Delta Z} \quad (2.13)$$

L'**épaisseur optique** des nuages est un paramètre clé pour leur modélisation, car il contrôle fondamentalement les interactions du transfert radiatif à l'intérieur d'un nuage. En même temps, il est directement lié aux paramètres microphysiques des particules qui constituent

le nuage. À partir des équations 2.8 et 2.13, nous pouvons écrire :

$$\tau = \langle \sigma_{ext} \rangle \Delta Z \quad (2.14)$$

L'épaisseur optique totale du nuage τ sera notée **COD** (*Cloud Optical Depth*) dans la suite du document.

2.1.3. Contenu en glace du nuage

Un autre paramètre important pour la caractérisation des nuages de glace est **son contenu en glace** décrit par le terme IWC (*Ice Water Content*) en $kg.m^{-3}$. Ce paramètre représente la masse des cristaux dans un volume élémentaire par unité de volume élémentaire. Pour une distribution volumétrique de taille des cristaux de glace $V(D)$ connue, l'IWC est simplement la somme de la masse de toutes les particules dans le volume élémentaire ([Ebert et Curry, 1992](#)) :

$$IWC = \int_0^{\infty} \rho_{ice} V(D) dD \quad (2.15)$$

dans laquelle ρ_{ice} décrit la densité de la glace de l'atmosphère, qu'ils ont fixé à $0.85 g.cm^{-3}$. À noter que D , dans l'équation 2.15, représente la dimension la plus grande des cristaux de glace (qui sont supposés être des colonnes hexagonales dans [Ebert et Curry, 1992](#)). Ces derniers définissent également le terme d'IWP (pour *Ice Water Path*) qui correspond à l'intégration de l'IWC entre les limites inférieure (z_1) et supérieure (z_2) du nuage (*cf* 2.16). Comme le COD, l'IWP résulte d'une intégration verticale à travers une distance.

$$IWP = \int_{z_1}^{z_2} IWC dz \quad (2.16)$$

Pour des particules monodispersées de taille moyenne D_{eff} , le nombre de particules est $N = IWC / (\rho_{ice} \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot D_{eff}^3 / 8)$. Le coefficient d'extinction s'exprime donc par l'équation 2.17.

$$\sigma_{ext} = \frac{IWC}{\rho_{ice} \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot D_{eff}^3 / 8} \langle Q_{ext} \rangle \pi \frac{D_{eff}^2}{4} \quad (2.17)$$

En supposant que σ_{ext} correspond à une moyenne à travers le nuage, nous obtenons l'équation 2.18 :

$$\tau = \frac{3}{2} \frac{IWC}{\rho_{ice} D_{eff}} \langle Q_{ext} \rangle \Delta Z \quad (2.18)$$

Cette relation se trouve, par exemple, dans Yang *et al.* (2003b). Cette expression confirme que les paramètres extensifs d'épaisseur optique et de l'IWC sont reliés.

2.1.4. Formes des cristaux de glace

La problématique de la modélisation de la **forme des cristaux** est un sujet encore mal maîtrisé, qui suscite de nombreux travaux à l'heure actuelle, comme le montre de récentes études (Yang *et al.*, 2000 ; Baran, 2003 ; Ehrlich *et al.*, 2008). Comme les flocons de neige, les cristaux de glace peuvent prendre des formes diverses et variées. En effet, selon la température de formation, ainsi que les processus de croissance, les cristaux ont des formes et des orientations différentes. Bien souvent, les nuages sont constitués d'un mélange de particules de formes et d'orientation diverses (Wendisch *et al.*, 2007). Cependant, des études ont montré qu'il existe une certaine répartition des formes selon la température. La figure 2.2 schématise la prédominance de certaines formes en fonction de la température de l'atmosphère.

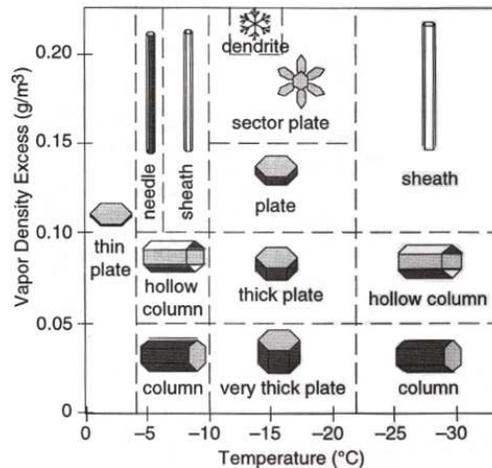


Figure 2.2: Schéma d'occurrence de différentes formes de cristaux de glace en fonction de la température et de l'excès de vapeur d'eau (qui correspond à un état de sursaturation) (tirée de Stull, 2000)

Les études citées précédemment ont permis de calculer les propriétés optiques de ces particules et d'extraire notamment les termes d'efficacité d'extinction. Il faut également noter que l'influence de la forme se retrouve dans le terme du facteur d'asymétrie qui décrit le comportement asymétrique de la fonction de phase de diffusion (Hansen et Travis, 1974). Afin de pouvoir comparer les formes entre elles, leur dimension s'exprime en termes de diamètre effectif équivalent, qui représente un rapport entre le volume et la surface d'une particule, quelque soit sa forme (Yang *et al.*, 2000) :

$$D_{eff\ eq} = \frac{3\ Volume}{2\ Surface} \quad (2.19)$$

La forme des particules apporte un nouveau degré de liberté au problème d'inversion, qu'il faut prendre en compte dans la méthodologie. Au cours de ce travail, l'effet de la forme sera analysé avec plus de détails (Chapitres 3 et 4).

En conclusion de cette partie sur la modélisation, nous avons choisi les paramètres des nuages que nous souhaitons étudier au cours de ce travail. Ebert et Curry (1992) énoncent que les nuages de glace, supposés verticalement homogènes, peuvent être paramétrés dans les modèles climatiques en fonction du rayon effectif de la distribution et l'IWP (et par extension le COD).

- La **taille** des particules est un paramètre clé pour représenter les propriétés optiques des nuages du fait de son rôle à la fois dans l'émissivité thermique et dans la réflectivité (Stephens *et al.*, 1990). De plus, nous remarquons que les petits cristaux de glace peuvent avoir, s'ils sont suffisamment nombreux, un effet important sur ces processus d'émissivité et de réflectivité, d'où l'intérêt de déterminer précisément la taille de ces cristaux pour pouvoir modéliser correctement les nuages de glace (Platt *et al.*, 1989; Ebert et Curry, 1992).
- Le principal paramètre extensif que nous souhaitons analyser est **l'épaisseur optique du nuage** (COD) qui définit le pouvoir d'atténuation du nuage et permet ainsi de quantifier les interactions du nuage avec son environnement.

2.2. Définitions des termes utilisés dans l'infrarouge thermique

2.2.1. Émittance et luminance

Par définition, tout corps dont la température interne est supérieure à 0°K émet des radiations à une longueur d'onde (λ) fixée qui sont dépendantes de sa température. La relation entre la température et l'amplitude des radiations émises a été démontrée par Planck (Planck, 1901, d'après Schanda, 1986). La loi de Planck est décrite par l'équation 2.20 et représentée sur la figure 2.4 pour une gamme de température allant de 200 à 300°C (qui sont des valeurs courantes de température du ciel en Arctique). Cette équation est valide dans le cas d'un corps noir (Schanda, 1986), c'est-à-dire que le corps noir est en équilibre thermodynamique avec son environnement : il absorbe toutes les radiations incidentes et réémet totalement le rayonnement (loi de Kirchoff). La **luminance spectrale** L_λ^* (en $W.m^{-2}.m^{-1}.sr^{-1}$), à la surface d'un corps noir, s'écrit de la façon suivante :

$$L_\lambda^* = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/k\lambda T} - 1)} \quad (2.20)$$

où T représente la température du corps noir (en Kelvin), λ est la longueur d'onde du rayonnement (en m), c est la célérité de la lumière ($2.99.10^8 m.s^{-1}$), k est la constante de Boltzmann ($1.38.10^{-23} J.K^{-1}$), h est la constante de Planck ($6.63.10^{-34} J.s$). Il est important de noter que l'émission est isotropique (un élément important dans la recherche d'une solution de transfert radiatif pour des longueurs d'ondes qui sont fortement influencées par les radiations thermiques)

D'après la loi de Lambert, l'émittance spectrale E_λ^* (en $W.m^{-2}.m^{-1}$) est définie comme étant le résultat de l'intégration de la luminance spectrale sur toutes les directions d'un demi-espace (ce qui équivaut à la puissance par unité de surface incidente sur une surface hémisphérique).

$$E_\lambda^* = \pi L_\lambda^* \quad (2.21)$$

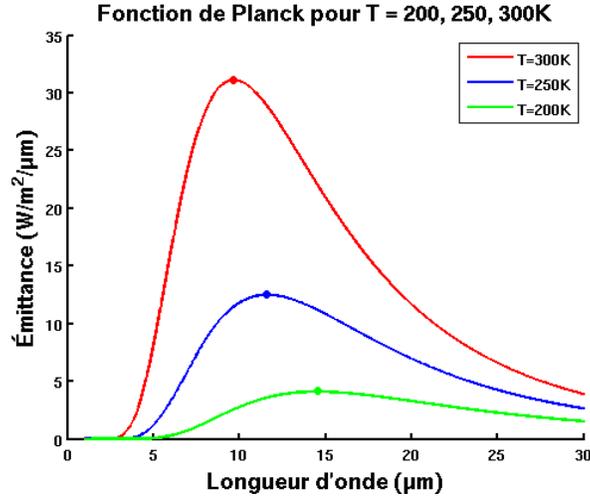


Figure 2.3: Émittance pour différentes températures (200, 250 et 300°K) entre 0 et 30 μm d'après la loi de Planck

La figure 2.3 illustre que les pics d'émission des trois températures se situent entre 10 et 15 μm . De plus, nous remarquons que plus la température diminue, plus la longueur d'onde du maximum de la courbe d'émittance spectrale augmente, conformément à la loi de Wien (où $\lambda_{max} (\mu\text{m}) = 2897/K$).

2.2.2. Émissivité thermique

L'émissivité spectrale d'un corps, dont la température interne est T , est définie comme étant le rapport entre l'énergie qu'il émet (E_λ) et celle qu'un corps noir à la même température rayonnerait (E_λ^*), à une certaine longueur d'onde λ . Ainsi, l'émissivité spectrale décrit la capacité d'un corps à absorber et réémettre l'énergie rayonnée et s'exprime, sans unité, par l'équation 2.22 (Wallace et Hobbs, 1977).

$$\epsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_\lambda^*} \quad (2.22)$$

D'après la loi de Stefan-Boltzmann, il est possible d'exprimer l'émissivité d'un corps noir en fonction de sa température T et de la constante de Boltzmann ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$).

L'émissivité du corps gris s'exprime par l'équation 2.23 :

$$\epsilon = \frac{E}{\sigma T^4} \quad (2.23)$$

Le terme de température de brillance d'un corps, en Kelvin, est défini comme étant la température interne qu'aurait un corps noir qui émettrait le même rayonnement (qui correspond à T_{app} , solution de l'équation $L_\lambda(mesure) = L_\lambda^*(T_{app})$).

2.2.3. Transmittance de l'atmosphère

L'objet de cette étude est d'observer la luminance thermique descendante du ciel et des nuages de glace. Pour cela, il est notamment important de connaître la **transmittance** verticale de l'atmosphère de différents gaz. La valeur de concentration de carbone est de 380 *ppmv* (*parts per million by volume*) (valeur globale estimée en 2006, d'après les mesures de CO_2 à Hawaii, effectuée par *National Oceanic and Atmospheric Administration*, NOAA) et celle de l'ozone est standard dans le modèle *SubArctic Winter* (noté SAW dans la documentation de MODTRAN) (8 g/cm^2).

Afin de montrer l'influence de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère, nous avons représenté, sur la figure 2.4, deux valeurs de vapeur d'eau : celle du modèle SAW avec 0.4 g/cm^2 et une valeur extrêmement basse mesurée par radiosondage en hiver en Arctique de 0.05 g/cm^2 .

D'après la figure 2.4, nous pouvons voir une zone du spectre dont la transmittance de l'atmosphère est supérieure à 90%, entre 8 et 13 μm , exceptée pour la bande d'absorption de l'ozone autour de 9.5 μm . Cette fenêtre atmosphérique se nomme l'**infrarouge thermique**. L'IRT est délimitée à la fois par la transmittance du CO_2 et par celle de la vapeur d'eau. La figure 2.4 montre également que le spectre de transmittance de la vapeur d'eau dépend de la quantité de vapeur d'eau contenue dans le profil vertical de l'atmosphère. En fait, tous les spectres vont varier selon la quantité des gaz mais la vapeur d'eau est le gaz le plus variable parmi ceux qui influencent l'IRT. Ainsi, entre 9.5 et 12 μm , l'influence du contenu en vapeur d'eau est minime (inférieure à 1% de la transmission totale), alors qu'elle est plus

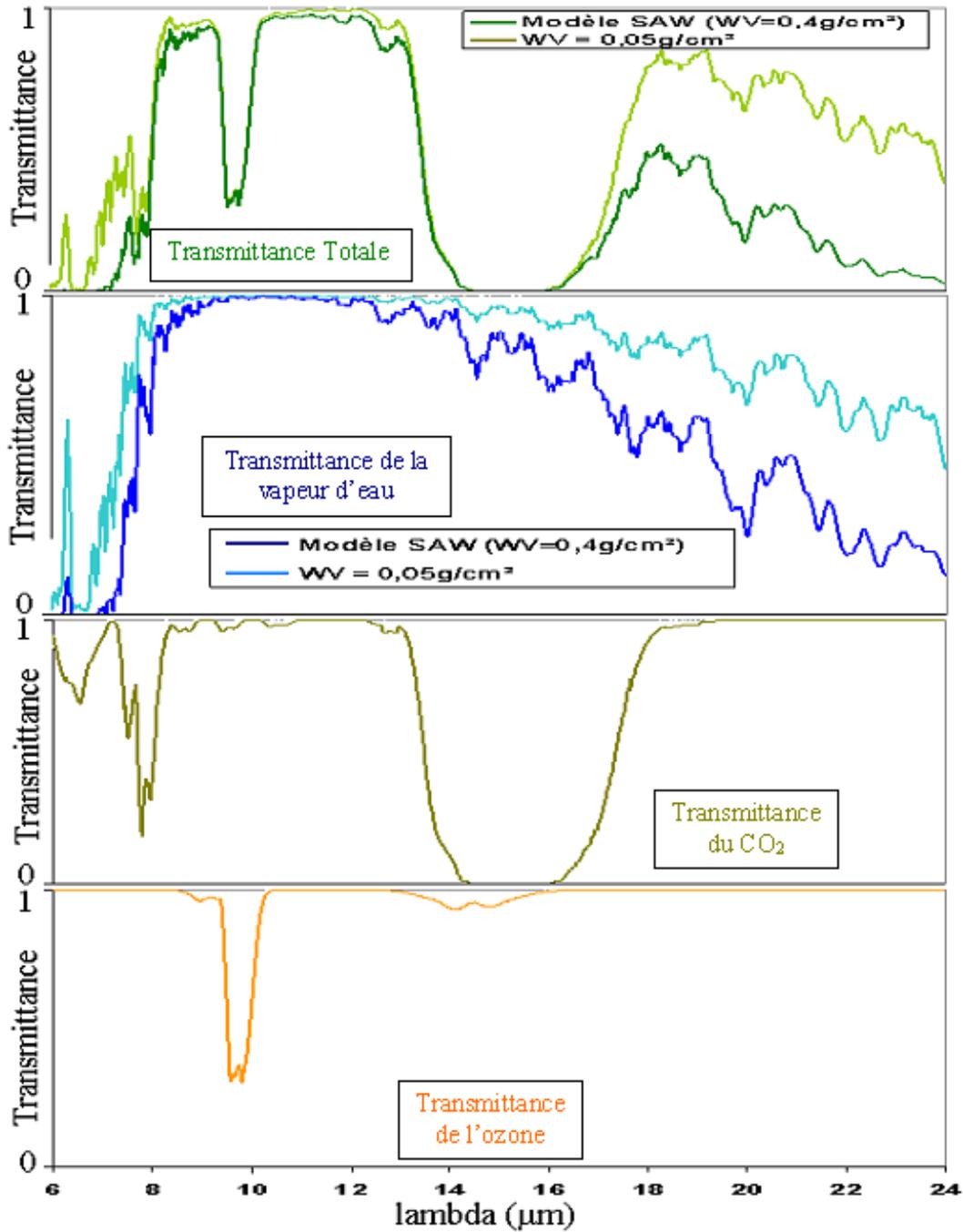


Figure 2.4: Transmittance de l'atmosphère entre 6 et 24 μm pour différents gaz et pour différentes valeurs de vapeur d'eau

significative pour λ compris entre 7 et 9.5 μm puis au-delà de 12 μm . Sur le graphique de la transmittance totale, il est important de remarquer l'existence d'une autre fenêtre atmosphérique à partir de 17 μm qui est fortement dépendante de la vapeur d'eau. Cette partie

du spectre, appelée parfois *Dirty Window*, appartient à la région de l'**infrarouge lointain** (IRL ; voir la section 5.3.3 pour une définition plus détaillée de cette région).

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés spécifiquement à la zone du spectre comprise entre 8 et 13.5 μm , pour laquelle nous souhaitons montrer le potentiel pour l'étude des nuages de glace.

2.3. Modélisation des interactions dans l'IRT

2.3.1. Définition générale de l'équation du transfert radiatif

L'**équation du transfert radiatif** permet de décrire l'interaction entre le rayonnement et l'atmosphère. Dans un souci de concision, nous avons choisi de détailler la résolution de cette équation dans le cas de l'IRT, dans l'Annexe B.

La résolution de l'équation du transfert radiatif, après l'avoir appliquée dans l'IRT (Lenoble, 1993), permet d'exprimer la luminance monochromatique arrivant au sol avec l'équation 2.24 (*cf.* l'annexe B pour la définition des différents termes de l'équation).

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}^*, \tau_{\lambda}) = \int_0^{\tau_{\lambda}^*} B_{\lambda}[T(\tau'_{\lambda})] \exp(\tau'_{\lambda} - \tau_{\lambda}^*) d\tau'_{\lambda} \quad (2.24)$$

2.3.2. Modèle de transfert radiatif

Afin de simuler l'atmosphère et de calculer les interactions multiples qui y ont lieu, il est nécessaire d'avoir recours à un modèle de transfert radiatif, dont le rôle est de résoudre l'équation du transfert radiatif pour une certaine partie du spectre.

Parmi les nombreux codes, nous avons choisi celui qui semblait le plus pertinent pour effectuer notre recherche en fonction des différentes contraintes. Nous cherchions un modèle qui puisse caractériser les processus de diffusion, d'absorption et d'extinction dans l'IRT avec une résolution spectrale fine, afin de pouvoir la comparer avec la résolution de nos

instruments. De plus, le modèle devait permettre de pouvoir introduire des caractéristiques spécifiques, telles que des profils atmosphériques ainsi que les propriétés optiques des cristaux de glace. Nous avons retenu **MODTRAN 4**⁴ (pour *MODerate resolution atmospheric TRANsmission*) (Berk *et al.*, 1999), qui est un modèle de transfert radiatif à bande étroite, avec une résolution spectrale fine de 1 cm^{-1} (qui correspond à une résolution de $d_\lambda = -dv/v^2 = 1/(1/8 \cdot 10^{-4})^2 = 6.4 \cdot 10^{-7} \text{ cm} = 0.0064 \text{ }\mu\text{m}$ à $8 \text{ }\mu\text{m}$ et à une résolution de $0.02 \text{ }\mu\text{m}$ à $14 \text{ }\mu\text{m}$). Nous avons également utilisé l’option de diffusion multiple (Stamnes *et al.*, 1988) dans nos simulations après avoir étudié l’influence de cette option sur les simulations (*cf.* section 3.4.6.).

2.3.3. Mesures radiométriques dans l’IRT

2.3.3.1. Radiomètres IRT CE-312 et CE-332

Un radiomètre infrarouge thermique est un instrument passif qui permet la **mesure de la luminance thermique** de l’atmosphère dans différents canaux. Il est possible de les utiliser de jour comme de nuit, ce qui est un énorme avantage pour l’Arctique où la nuit polaire dure 4 mois.

Dans le cadre de ce projet, les deux radiomètres IRT utilisés sont le CE-332 et le CE-312, conçus par Cimel Electronique, qui permettent de mesurer, grâce à une thermopile, une différence de luminance entre une cible dans le champ de visée de l’appareil et le miroir interne (température interne de la tête optique). Le principe des deux instruments étant le même, nous allons seulement expliciter le fonctionnement du CE-332 :

Le détecteur mesure, en termes de comptes numériques, le flux incident qui se compose du rayonnement provenant de la cible et aussi du rayonnement qui provient des diverses parties du détecteur. Afin de se soustraire de ce dernier terme et ne conserver que le rayonnement de la cible, la mesure sur un miroir doré permet de déterminer le bruit causé par le détecteur. La contribution du nuage s’obtient en effectuant une différence de comptes numériques entre

4. MODTRAN 5 n’était pas encore disponible au moment où nous avons réalisé ce travail

une mesure de la cible et une seconde mesure, proche dans le temps, du rayonnement interne du détecteur. La luminance de la cible L_{cible} , (en $mW/cm^2/sr$), s'exprime par l'équation (2.25).

$$L_{cible} = L(T_d) + \frac{C_{(filtre)} - C_{(miroir)}}{S_i} \quad (2.25)$$

où $L(T_d)$ est la luminance du miroir interne du détecteur et S_i est le coefficient de proportionnalité qui représente la sensibilité du radiomètre pour chaque bande i (Pancrati, 2003). En effet, grâce à trois filtres centrés sur 8.7, 10.8 et 13 μm , il est possible d'obtenir la luminance intégrée sur ces bandes. La **température de brillance** de la cible, en Kelvin, sur chaque bande i , est déterminée en utilisant une relation empirique inspirée de la fonction de Planck (Piétras, 1996).

$$T_{cible\ i} = n_i \sqrt{\frac{-b_i}{\ln\left(\frac{L_{cible-i}}{a_i}\right)}} \quad (2.26)$$

Les coefficients a_i , b_i , n_i et S_i , pour chacune des bandes, sont obtenus lors de l'étalonnage d'après une méthode décrite par Pancrati (2003), qui consiste à viser un corps noir dont la température est connue.

Dans le cas du CE-332, l'acquisition synchrone sur les trois canaux permet de prendre six mesures par seconde. La résolution radiométrique, exprimée en termes de *Noise Equivalent Temperature Difference* (NETD), est inférieure à 65 mK pour chaque bande, à 23°C (Piétras, 1996). Le champ de visée de chaque canal est de 3° .

Afin de comprendre le choix des bandes, le graphique de la figure 2.5 illustre la transmittance des trois filtres, par rapport aux principaux gaz absorbants entre 7 et 15 μm . La courbe du continuum (en rouge) représente la contribution de basse fréquence spectrale des phénomènes d'absorption de la vapeur d'eau (Berk *et al.*, 1999), ce qui, dans notre cas, est valide puisque nous utilisons des bandes relativement larges comparées aux raies d'absorption de la vapeur d'eau. Cette courbe permet de montrer que l'influence de la vapeur d'eau dans la fenêtre 8-13.5 μm est différente selon les bandes. En effet, la bande à 13 μm est plus influencée que celle à 8.7 μm , donc la différence spectrale des bandes à 13 μm et à 8.7 μm pourrait permettre d'informer sur la quantité de vapeur d'eau. Par ailleurs, nous voyons

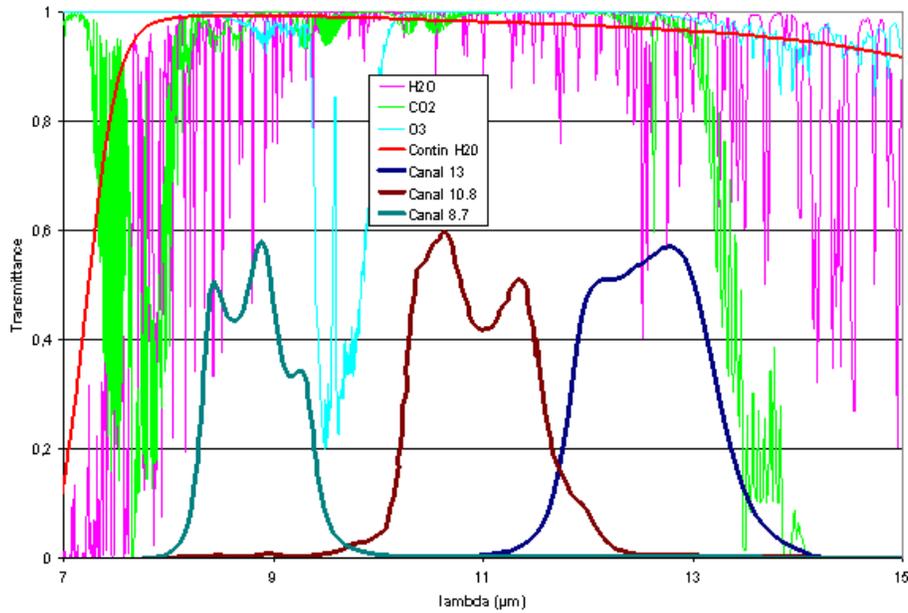


Figure 2.5: Transmittance des principaux gaz absorbants dans le domaine IRT (7-15 μm) comparée avec la transmittance des filtres du radiomètre CIMEL CE-332. Les transmittances des gaz ont été obtenues avec MODTRAN4 pour une atmosphère de type *Subarctic Winter*

que la bande à 13 μm est légèrement influencée par le CO_2 et que celle à 8.7 μm l'est par l'ozone. Finalement, ces trois bandes correspondent approximativement aux canaux de la caméra thermique embarquée à bord du satellite CALIPSO.

Le second radiomètre utilisé (CE-312) diffère par le nombre et le choix de ses six bandes qui correspondent à celles du capteur ASTER⁵ dans le thermique ainsi qu'une bande centrée sur 13 μm . Sa résolution radiométrique (encore définie en termes de NETD) est de 50mK (à 20°C) et le mode opératoire est de prendre, toutes les quatre minutes, une mesure de chaque filtre successivement. Les fonctions filtres de ses six bandes sont représentées sur la figure 2.6. Les bandes choisies pour ce radiomètre sont plus fines et permettent d'avoir des informations spectrales plus complètes qu'avec le radiomètre CE-332. Cet instrument est simple d'utilisation, portable et peu coûteux, cependant il présente le désavantage de ne pas pouvoir être piloté par ordinateur (dans sa version 2008).

5. <http://asterweb.jpl.nasa.gov/characteristics.asp>

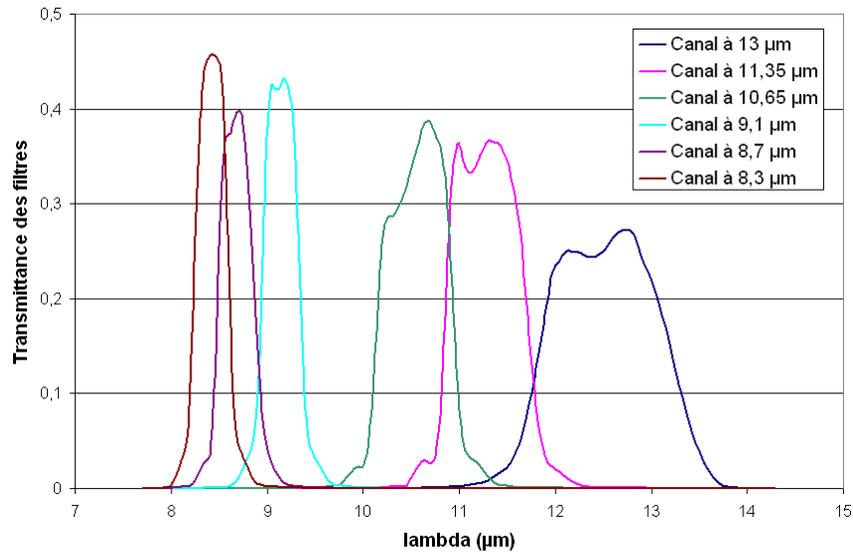


Figure 2.6: Transmittance des six filtres du radiomètre CIMEL CE-312

2.3.3.2. Interféromètre P-AERI

L'interféromètre à transformée de Fourier P-AERI (Polar-Atmospheric Emitted Radiance Interferometer), développé par les universités de Wisconsin et d'Idaho, installé à Eureka, permet la mesure d'un spectre de luminances entre 3.33 et 23.54 μm , avec une erreur inférieure à $0.4 \text{ mW}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{cm}^{-1}$ (Knuteson *et al.*, 2004), soit un NETD inférieur à 30 mK . Son fonctionnement est basé sur un interféromètre de Michelson, qui permet d'obtenir une résolution spectrale de 0.5 cm^{-1} (soit de $0.5 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}$ à $3.33 \mu\text{m}$ et de $27.4 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}$ à $23.54 \mu\text{m}$), combiné à deux corps noirs, dont la température est connue à 0.03°K près, afin d'être constamment étalonné. Dans chaque cycle de mesures de dix minutes, l'instrument pointe durant six minutes vers le ciel et, grâce à un miroir mobile, pointe successivement sur le corps noir à température ambiante, puis sur le 2^e corps noir, à 60°C , durant deux minutes. Grâce à la résolution spectrale fine, il est possible de mesurer la luminance de 1058 bandes spectrales entre 8 et $13.5 \mu\text{m}$.

Cet instrument présente l'avantage d'être installé de façon permanente en Arctique (du moins jusqu'à l'été 2008), cependant il est très dispendieux et nécessite d'être installé dans un bâtiment dont la température et l'humidité sont contrôlées.

À partir des mesures spectrales du P-AERI, nous pouvons appliquer les fonctions filtres des deux radiomètres afin de simuler les trois ou les six valeurs de luminance correspondantes (selon le radiomètre choisi). Ainsi, il est possible d'effectuer une intercomparaison entre les instruments durant les campagnes de mesures.

2.4. Sensibilité de l'infrarouge thermique pour l'étude des nuages de glace

Dans cette partie, nous souhaitons montrer que les mesures radiométriques dans l'IRT sont particulièrement bien adaptées pour l'étude des cristaux de glace et de leurs propriétés microphysiques.

2.4.1. Indice de réfraction de la glace

La nature des particules est représentée, d'un point de vue spectral, par leur **indice de réfraction**, qui permet de décrire leurs interactions (absorption et diffusion) face à un rayonnement incident (Warren, 1984). Ces valeurs compilées par Warren en 1984, ont été recalculées entre 200 nm et 2 m (Warren et Brandt, 2008) et sont représentées sur la figure 2.7 (entre 7 et 15 μm). Nous voyons que l'indice de réfraction varie dans l'IRT en fonction de la longueur d'onde, que ce soit sa partie réelle ou sa partie imaginaire, surtout à partir de 10 μm . Le maximum de la partie imaginaire de l'indice de réfraction dans l'IRT indique qu'il y a un pic d'absorption (Bohren et Huffman, 1983) et donc d'émissivité de la glace autour de 12.3 μm .

Afin de comparer la signature spectrale de la glace, nous avons superposé l'indice de réfraction réel et imaginaire de l'eau, sur la figure 2.7. Un comportement spectral différent apparaît, entre les spectres de l'eau et de la glace, à partir de 10 μm . En se basant seulement sur la partie imaginaire de l'indice de réfraction, Strabala *et al.* (1994) expliquent que l'absorption dans un nuage de glace est plus élevée que dans un nuage d'eau liquide, pour une même quantité d'eau. Il serait possible d'utiliser les propriétés spectrales de l'indice de réfraction à des longueurs d'onde plus larges que 10 μm afin de discriminer la glace de l'eau.

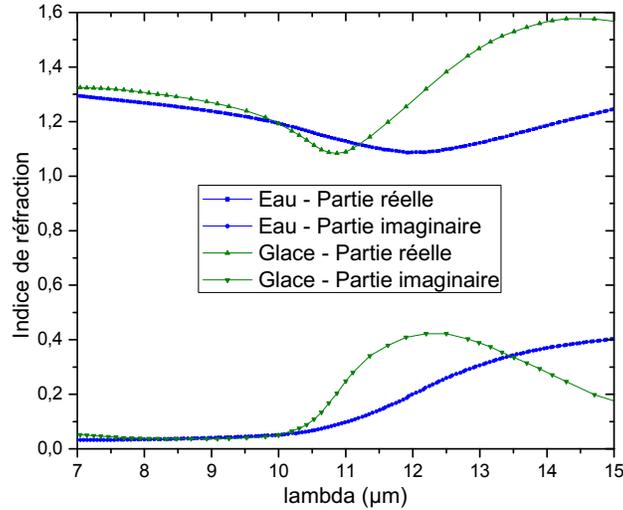


Figure 2.7: Indice de réfraction réel et imaginaire de la glace et de l'eau entre 7 et 15 μm , tracée à partir des valeurs de Warren et Brandt (2008)

Cependant, la détermination de la phase reste relativement complexe pour des nuages dont le COD est du même ordre de grandeur et il faut alors utiliser d'autres éléments de discrimination, comme la taille des particules. Une autre piste consiste à exploiter les différences du coefficient d'absorption dans l'infrarouge lointain pour affiner la discrimination (Turner *et al.*, 2003).

2.4.2. Propriétés optiques des nuages de glace

Comme énoncés dans la partie 2.1.2, les deux processus radiatifs majeurs qui se produisent dans les nuages de glace sont d'une part l'absorption et l'émission et d'autre part la diffusion du rayonnement incident.

Ainsi, en analysant la sensibilité du coefficient d'extinction aux différents paramètres variables des nuages de glace, les effets dus à l'absorption et à la diffusion se combinent.

2.4.2.1. Effet de la taille sur l'efficacité d'extinction

Dans un premier temps, nous souhaitons voir l'effet spectral des particules de glace sur l'efficacité d'extinction Q_{ext} dont la valeur, qui dépend de la taille, de la forme et la nature des particules, a été calculée à partir d'un code de diffusion de Mie. Ce terme décrit la capacité

des particules à atténuer le signal incident (*cf.* 2.1.2.). Le graphique de la figure 2.8 illustre les variations spectrales de ce paramètre en fonction de différents diamètres effectifs D_{eff} (pour une DLN $\sigma = 1.5$ de particules sphériques de glace). Ce graphique représente uniquement les effets de la taille des particules. L'analyse de l'effet de la forme et du choix de la distribution sera développée dans la section méthodologique (3.4.6. et 3.4.7.) ainsi que celle des résultats (chapitre 4).

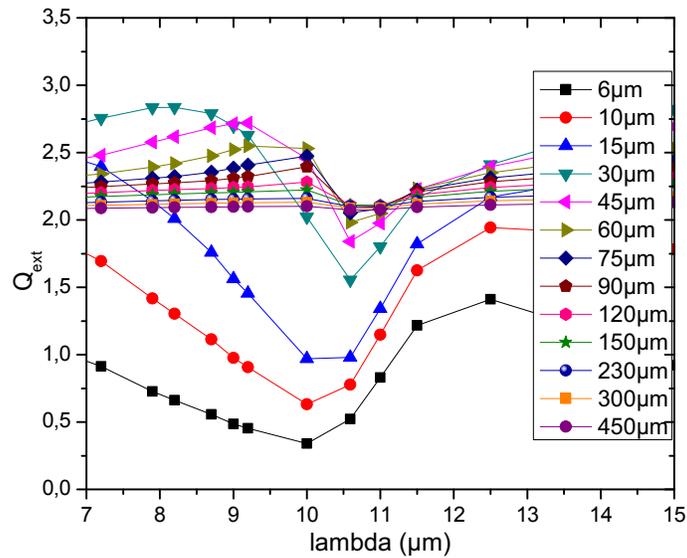


Figure 2.8: Variation spectrale de l'efficacité d'extinction en fonction de différents D_{eff} (pour une DLN $\sigma = 1.5$ de particules sphériques de glace), où les droites de couleur ne représentent pas l'interpolation entre les points

Selon les tailles des cristaux de glace, l'efficacité d'extinction a un comportement spectral très différent, sur lequel s'appuie notre algorithme d'inversion pour être sensible au paramètre de taille. La variation de Q_{ext} est grande pour les petites particules, dans la zone de diffusion de Mie (*cf.* figure 2.1), ce qui permet d'augurer d'une bonne sensibilité pour pouvoir les identifier. Lorsque les tailles de particules sont grandes devant la longueur d'onde du rayonnement, le mode de diffusion géométrique, où le Q_{ext} tend vers la valeur de 2, est atteint (*cf.* figure 2.1).

2.4.2.2. Effet spectral de la taille l'albédo de simple diffusion

L'albédo de simple diffusion (en anglais SSA pour *single scattering albedo*) est le rapport entre le coefficient de diffusion et d'extinction. Il permet d'illustrer la proportion de diffusion par rapport à l'extinction. Le graphique de la figure 2.9 représente les variations spectrales et montre que certaines bandes (8.3, 8.7 et 9.1 μm) sont dominées par la diffusion ($SSA > 0.5$) alors que les trois autres (10.6, 11.35, 13 μm) le sont plutôt par l'absorption.

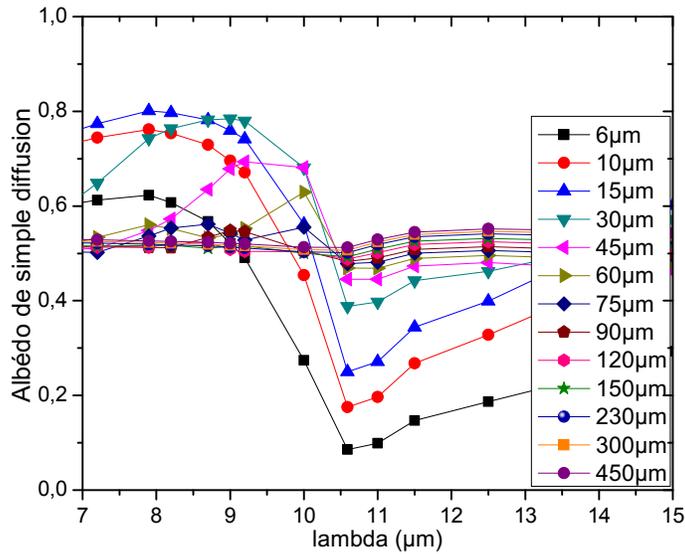


Figure 2.9: Variation spectrale de l'albédo de simple diffusion en fonction de différents D_{eff} (pour une DLN $\sigma = 1.5$ de particules sphériques de glace), où les droites de couleur ne représentent pas l'interpolation entre les points

La figure 2.9 montre que deux tendances se dégagent en fonction de la taille des particules. Pour les petites particules, la composante de diffusion est dominante sur l'absorption pour les longueurs d'onde inférieures à 10 μm , mais ce phénomène s'inverse pour les longueurs d'onde plus grandes que 10 μm . Cette tendance est cohérente avec la variation de l'indice de réfraction (figure 2.7), pour lequel il apparaît une augmentation de la partie imaginaire à partir d'une longueur d'onde de 10 μm et une diminution puis une augmentation de la partie réelle avec un minimum autour de 10.8 μm . Cependant, quand la taille des particules augmente, le SSA tend vers la valeur de 0.5, ce qui signifie que l'absorption et la diffusion apportent la même contribution à l'extinction.

2.4.2.3. Représentation selon le paramètre de Van de Hulst

Le potentiel des bandes dans l'IRT peut également être analysé par l'intermédiaire du paramètre effectif de Van de Hulst, qui tient compte de la taille et également de la nature des particules, d'après l'indice de réfraction. Ce paramètre a été défini dans la section 2.1.2. Ici, cette définition est étendue à une distribution de particules en utilisant le D_{eff} comme indicateur de taille moyenne (O'Neill *et al.*, 2005). La figure 2.10 représente l'efficacité d'extinction Q_{ext} en fonction de ce paramètre.

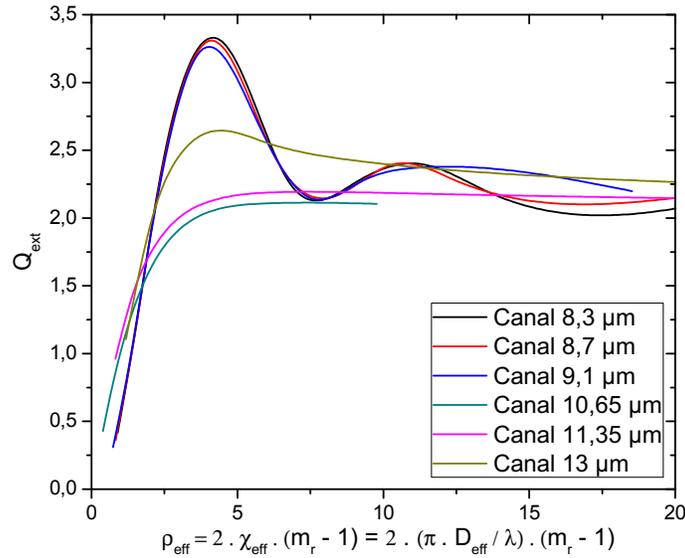


Figure 2.10: Efficacité d'extinction des particules de glace sphériques (pour une DLN $\sigma = 1.5$) en fonction du paramètre effectif de Van de Hulst ($\rho_{eff} = 2 \frac{2\pi r_{eff}}{\lambda} |m - 1| = 2x_{eff} |m - 1|$) pour les six canaux spectraux du radiomètre CE-312

La figure 2.10 illustre la présence d'un maximum autour de $\rho_{eff} = 4.3$, pour les bandes inférieures à $10 \mu\text{m}$. Avec cette valeur qui représente la limite de la dépendance monotone entre la taille des particules et la pente de l'efficacité d'extinction versus ρ_{eff} (O'Neill *et al.*, 2008), nous pouvons calculer le diamètre maximum jusqu'auquel la bande sera sensible (Tableau 2.1).

L'analyse du tableau 2.1 montre que les bandes n'ont pas la même sensibilité selon la taille et que les bandes à 10.65 et $11.35 \mu\text{m}$ semblent permettre l'étude des particules de plus grandes

	Indice de réfraction réel	Diamètre effectif max
Bande 8.3 μm	1.3	18.2 μm
Bande 8.7 μm	1.28	20.5 μm
Bande 9.1 μm	1.26	23 μm
Bande 10.65 μm	1.09	66 μm
Bande 11.35 μm	1.14	42 μm
Bande 13 μm	1.47	21.8 μm

Tableau 2.1: Calcul du maximum de sensibilité pour chacune des six bandes en utilisant le premier maximum de Q_{ext} (valeur de 4.3 du paramètre de Van de Hulst)

tailles. Il faut néanmoins noter que cette variation de $D_{eff\ max}$ est compliquée par le fait que le paramètre de Van de Hulst est influencé non seulement par la taille des particules, mais aussi par l'indice de réfraction. Cette influence est évidente dans la figure 2.10 où les courbes à fort indice de réfraction imaginaire (10.65, 11.35, 13 μm) sont fortement amorties par rapport aux trois autres courbes pour lesquelles l'indice est relativement petit (voir une illustration similaire sur la figure 9 de [Hansen et Travis, 1974](#))

2.4.3. Influence des différents paramètres des nuages de glace sur la radiométrie dans l'IRT

2.4.3.1. Influence de D_{eff} et du COD sur la température de brillance

Les quatre graphiques de la figure 2.11 montrent les effets du COD et du D_{eff} sur les six bandes. Pour chacun de ces graphiques, nous avons fixé un des paramètres d'étude (en choisissant des valeurs relativement moyennes par rapport aux cas étudiés, à savoir COD = 0.5 et $D_{eff} = 65 \mu\text{m}$) pour faire varier le second afin de pouvoir visualiser leurs effets séparément. Nous avons d'abord choisi de tracer les réponses spectrales (graphes A et B) puis de tracer le comportement des bandes en fonction de la variation de ces paramètres (graphes C et D). Sur ces graphiques, les droites de couleur ne représentent pas l'interpolation entre les points.

L'analyse des graphiques de la figure 2.11 montre que le COD est le paramètre extensif majeur en ce qui concerne la variation de température de brillance. La taille (paramètre

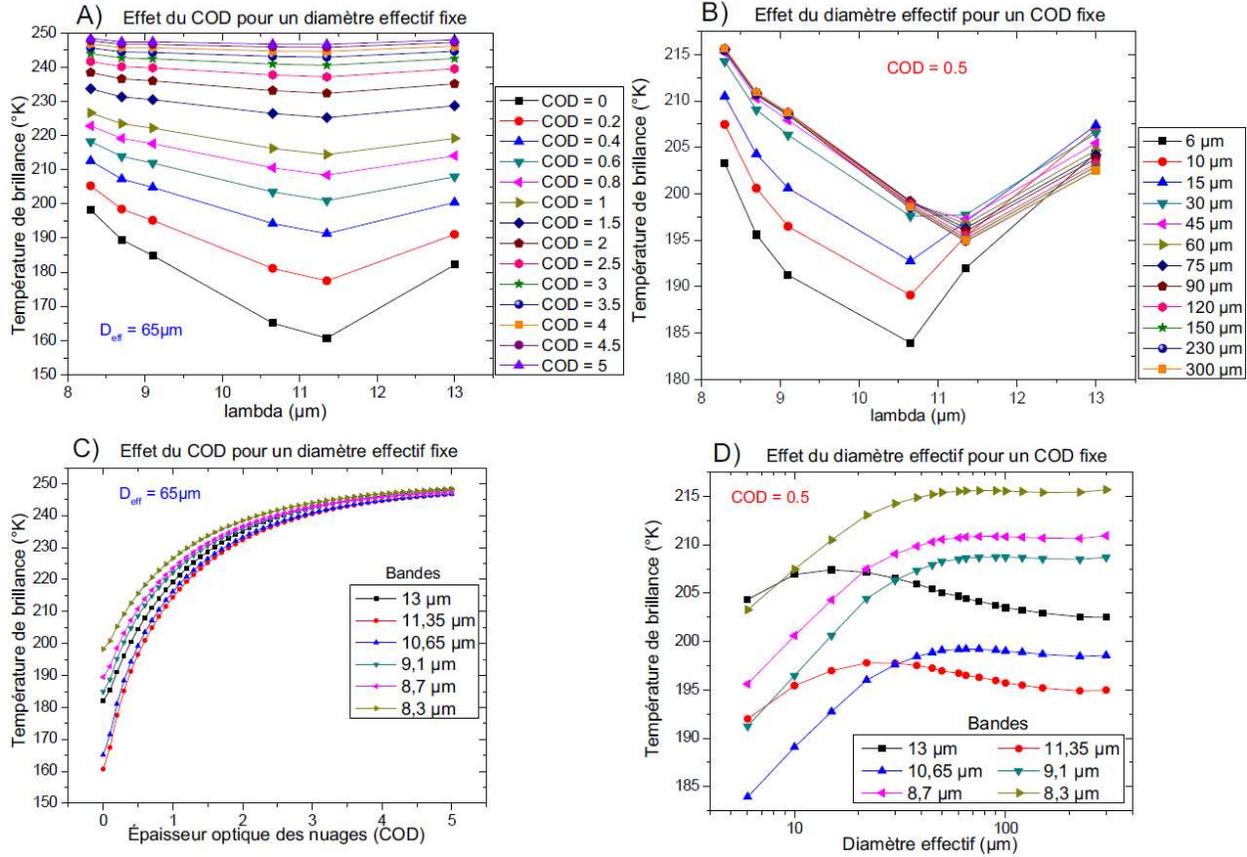


Figure 2.11: Représentation de l'influence des paramètres de COD et du diamètre effectif D_{eff} sur les bandes. Ces graphiques ont été réalisés pour un nuage compris entre 3 et 5km, verticalement et horizontalement homogène, avec des conditions atmosphériques inspirées par des mesures de radiosondage à Eureka, avec une DLN de particules de glace sphérique d'écart type 1.5 et le mode de diffusion multiple de MODTRAN

intensif), en revanche, a plutôt une influence sur la signature spectrale. Le graphique C permet de montrer que les températures de brillance de toutes les bandes convergent vers une valeur asymptotique avec l'augmentation du COD. Cela aura pour conséquences de lisser la réponse spectrale et de rendre imprécise l'inversion du COD au-delà de $COD > \approx 2$ ou 3. Le graphique D présente le comportement des bandes en fonction de la taille. Au-delà de 45 ou 60 μm, la température de brillance est quasiment constante (sauf pour les bandes 13 et 11.35 μm), ce qui rend difficile l'identification des grosses particules. Cela illustre les limites de discrimination de l'infrarouge thermique.

Dans la partie 1.4.4, nous avons cité la méthode de *Split-Window* qui exploite les sensibilités des bandes à différents paramètres. La figure 2.12 représente un exemple de cette méthode en fonction de la taille des particules et du COD des nuages à partir de simulations.

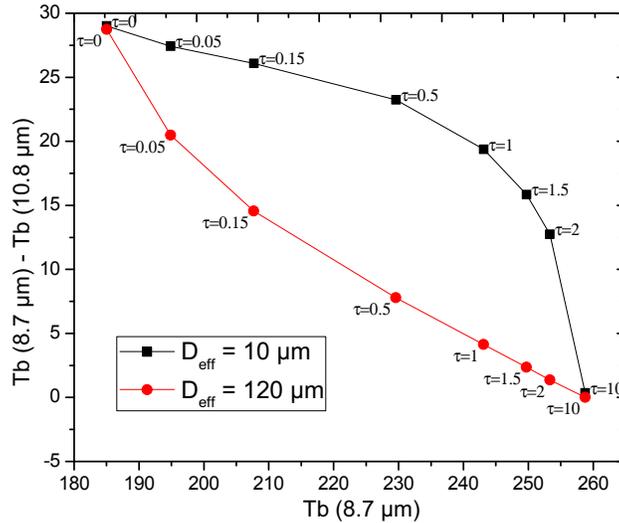


Figure 2.12: Simulations de la méthode de la différence spectrale pour deux tailles de cristaux en faisant varier l'épaisseur optique de 0 (cas d'un ciel clair) à 10 (cas d'un ciel opaque)

La figure 2.12 illustre la différence entre les températures de brillance des bandes 8.7 μm et 10.8 μm selon les variations de la bande 8.7 μm , en fonction de deux tailles de particules ($D_{eff} = 10 \mu\text{m}$ et $120 \mu\text{m}$). Les variations du COD dans les simulations permettent de représenter l'évolution des températures de brillance entre un ciel clair ($\tau = 0$) et un ciel opaque ($\tau = 10$). Ces deux cas correspondent aux bases de l'arche pour lesquelles il n'y a qu'un faible potentiel de discrimination entre les tailles. Cela est dû au fait qu'il s'agit d'un cas sans nuage (pour le $\tau = 0$) et que, pour le cas du ciel opaque, les températures de brillance tendent vers une asymptote (*cf.* figure 2.11C). Cependant, pour un COD compris entre 0.05 et 2, la différence de température de brillance est supérieure à 7°K. Cette méthode de différence spectrale est la base de nombreuses méthodes d'inversion du couple $COD - D_{eff}$ (voir [Inoue, 1985](#)).

La représentation de la différence spectrale permet également d'illustrer et de comprendre le comportement des bandes avec la variation du COD et de D_{eff} . Les graphiques 2.13 et 2.14

représentent les différences de températures de brillance entre deux bandes, en fonction de la variation du COD. Sur la figure 2.13, la différence spectrale permet d'illustrer la dispersion

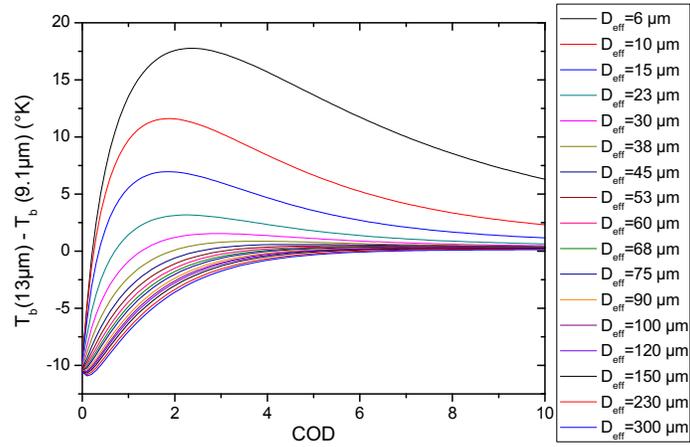


Figure 2.13: Différence spectrale de température de brillance des bandes à 13 et 9.1 μm , en fonction de la variation du COD, pour les 17 D_{eff}

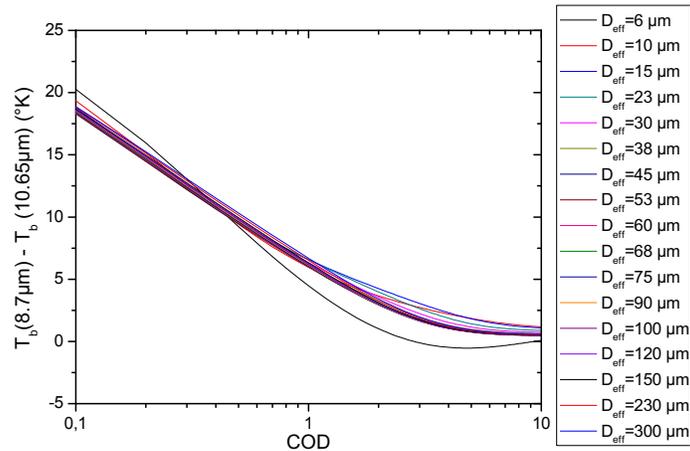


Figure 2.14: Différence spectrale de température de brillance des bandes à 8.7 et 10.65 μm , en fonction de la variation du COD, pour les 17 D_{eff}

(en termes de ΔT_b) des tailles, lorsque le COD augmente. Cette figure permet de conclure que la discrimination des tailles semble être optimum pour un $\text{COD} \approx 2$, en ne considérant que les bandes 13 et 9.1 μm . La figure 2.14 démontre qu'en choisissant une différence spectrale entre deux autres bandes (les bandes à 8.7 et 10.65 μm), le comportement des courbes en fonction du COD n'est pas similaire à la figure précédente. En effet, sur cette figure, le ΔT_b décroît

de façon linéaire avec l'augmentation du COD, et ce, indépendamment de la taille des particules (exception faite des particules très petites, à $6 \mu\text{m}$), et permet ainsi d'inverser le COD.

Les trois derniers graphiques permettent de justifier l'intérêt de choisir des bandes qui se comportent différemment en fonction des variations du COD ou de la taille, dans le but de proposer une méthode d'inversion.

Signalons également que pour des valeurs de COD supérieures à 5, les mesures de T_b sont indépendantes du COD, comme illustré sur la figure 2.11. Les ΔT_b observés permettent alors d'inverser directement la taille des particules. Cependant, comme dans ce travail nous nous concentrons sur les nuages fins, cette méthode n'a pas été exploitée.

2.4.3.2. Analyse de l'influence spectrale des principaux paramètres du nuage

Nous pouvons quantifier les variations de température de brillance en fonction des différents paramètres d'entrée de MODTRAN (COD, D_{eff} , la distribution, l'altitude, l'épaisseur, la forme des cristaux et le contenu en vapeur d'eau) en simulant leurs valeurs extrêmes (et en gardant tous les autres paramètres fixes) puis en calculant leur différence, en T_b , par rapport à un cas de référence choisi pour cette section. Le tableau 2.2 représente une compilation de ces résultats pour le cas de référence d'une DLN de particules sphériques d'écart-type 1.5, pour un nuage situé entre 4 et 5km, composé de cristaux de $D_{eff} = 45 \mu\text{m}$, pour un $COD = 0.5$, avec un contenu en vapeur d'eau de 0.45 g/cm^2 .

L'étude du tableau 2.2 montre l'importance de chacun des paramètres sur chacune des bandes et confirme que l'épaisseur optique est le paramètre le plus influent, notamment sur les bandes à 11.35 et $10.65 \mu\text{m}$. Les bandes inférieures à $11 \mu\text{m}$ sont plutôt sensibles aux variations du paramètre de taille. D'après les autres résultats, nous observons que les autres paramètres ne sont pas négligeables et qu'il faut en tenir compte dans la méthodologie. L'altitude sera déterminée avec une bonne précision grâce au LIDAR, alors que le contenu en vapeur d'eau sera déduit des profils de radiosondage. Il faut noter que les erreurs engendrées par le choix

	COD		D_{eff} (μm)		Altitude basse (km)		Épais. (km)		WV (g/cm^3)		Distibution	Formes	Tb Réf (K)
Cas de référence	0.5		45		4		1		0.45		$\sigma = 1.5$	Sphères	
Δ input	0.01	3	6	450	2	7	0.2	5	0.1	0.6	$\sigma=1.1; \sigma=1.9$ Mono; Γ_{mod}	6 formes de Yang	
Bande 13 Range Tb	-28.1 / 36.1 64.2		-5.9 / -4.1 1.8		2.5 / -8.4 -10.9		0.9 / -4.9 -5.8		-4.5 / 1.4 5.9		-1.1 / 5.7 6.8	-3.3 / -0.1 3.2	208
Bande 11.3 Range Tb	-44.5 / 41.9 86.4		-9.9 / -2.9 7		3.2 / -10.5 -14.7		1.2 / -6.9 -8.1		-2.7 / 1.1 3.8		-1 / 7.3 8.3	-3.7 / -0.2 3.5	199.7
Bande 10.6 Range Tb	-40.2 / 40.7 80.9		-15.5 / 0.6 18.3		3.2 / -10.2 -14.4		1.2 / -6.9 -8.1		-1.8 / 0.8 2.6		-0.1 / 8.8 8.9	-3.2 / 0.3 3.5	199.7
Bande 9.1 Range Tb	-26.1 / 34.1 60.2		-18.7 / 2.4 21.1		2.9 / -8.9 -11.8		1.4 / -5.9 -7.3		-2.2 / 0.7 2.9		0.1 / 11.6 11.5	-3.6 / 0.5 4.1	207.7
Bande 8.7 Range Tb	-23.6 / 32 55.6		-16.8 / 1.9 18.7		3 / -8.5 -11.5		1.1 / -5.6 -6.7		-4 / 1 5		0.1 / 9.2 9.1	-3.9 / 0.7 4.8	210.3
Bande 8.3 Range Tb	-19.2 / 28.5 47.7		-13.7 / 1.5 15.2		2.8 / -7.4 -10.2		0.9 / -4.8 -5.7		-4.9 / 1.1 6.1		0 / 7.3 7.3	-3.5 / 0.7 4.2	215.3

Tableau 2.2: Analyse de la variation de la température de brillance des six bandes en fonction de la variation de différents paramètres des nuages (COD, D_{eff} , altitude, épaisseur, contenu en vapeur d'eau, distribution et formes) qui varient autour du cas de référence

de la distribution (parmi des DLNs avec un écart-type de 1.1, 1.5 ou 1.9, une DGM dont les paramètres ont été choisis pour correspondre à la distribution de référence et des particules monodispersées), ce sont surtout les particules monodispersées qui engendrent une forte erreur par rapport à la distribution de référence. Étant donné qu'il est très complexe d'avoir des informations sur la distribution des particules ainsi que sur la forme des particules, ces paramètres restent inconnus et devront être intégrés dans le calcul de l'erreur de l'inversion.

Dans notre travail, les effets de la forme des particules seront également pris en compte, puisqu'ils peuvent avoir des effets importants sur les mesures dans l'IRT (Wendisch *et al.*, 2007).

Au cours de ce chapitre, les concepts théoriques qui gouvernent l'IRT ont d'abord été rappelés. Ensuite, nous avons montré que l'IRT peut être utile pour l'étude des nuages de glace. Enfin, en utilisant plusieurs canaux dans le spectre, nous avons démontré que les mesures

radiométriques sont sensibles à différents paramètres microphysiques. Le COD est le paramètre qui a le plus d'influence sur les mesures d'IRT et cela signifie que l'inversion devrait donner de bons résultats, du moins pour des $COD < \approx 2$ ou 3. Le paramètre de D_{eff} semble plus complexe à inverser, car les variations spectrales de l'efficacité d'extinction saturent rapidement avec l'augmentation du D_{eff} . Au vu de l'analyse de sensibilité, nous pouvons déduire que l'inversion des petites particules (jusqu'à 45-60 μm) devrait être possible, alors qu'il apparaît plus difficile d'identifier les grosses particules.

3. Méthodologie pour l'inversion des paramètres intensifs et extensifs des cristaux de glace

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que les nuages de glace ont une occurrence de 20-30% à l'échelle du globe, qui peut dépasser 50% en Arctique. Nous avons également décrit les principaux instruments utilisés pour l'analyse des paramètres de ces nuages de glace. Comme leur FR dépend de leurs propriétés intensives et extensives, il est essentiel de pouvoir connaître les paramètres majeurs que sont la taille des cristaux de glace et l'épaisseur optique des nuages, afin de pouvoir les modéliser. Nous avons rappelé les bases de l'infrarouge thermique en montrant sa pertinence pour l'étude des nuages de glace.

Au cours de ce chapitre, nous allons décrire la méthodologie développée pour l'étude des nuages de glace et présenter le site d'étude qui a permis la validation. Une étude de sensibilité sera aussi effectuée pour connaître les erreurs engendrées par les différentes données introduites dans la méthode ainsi que diverses inconnues.

3.1. Développement d'un algorithme d'inversion des paramètres des nuages de glace

Pour répondre à l'objectif fixé, nous avons, dans un premier temps, développé une méthode de télédétection au sol et d'analyse des particules de glace par radiométrie IRT. En comparant les mesures avec des simulations faites par un modèle atmosphérique de transfert radiatif, nous avons analysé le potentiel d'inversion du transfert radiatif afin d'extraire le paramètre de la taille moyenne des particules et de l'épaisseur optique de nuages. Nous avons également étudié la sensibilité de l'inversion face à des paramètres comme la forme et la distribution des particules ou l'altitude du nuage. L'algorithme a été validé à partir des instruments installés à Eureka, notamment un LIDAR et un RADAR à nuages. L'organigramme de la figure 3.1 présente les étapes méthodologiques de ce projet qui permettent de répondre aux objectifs fixés.

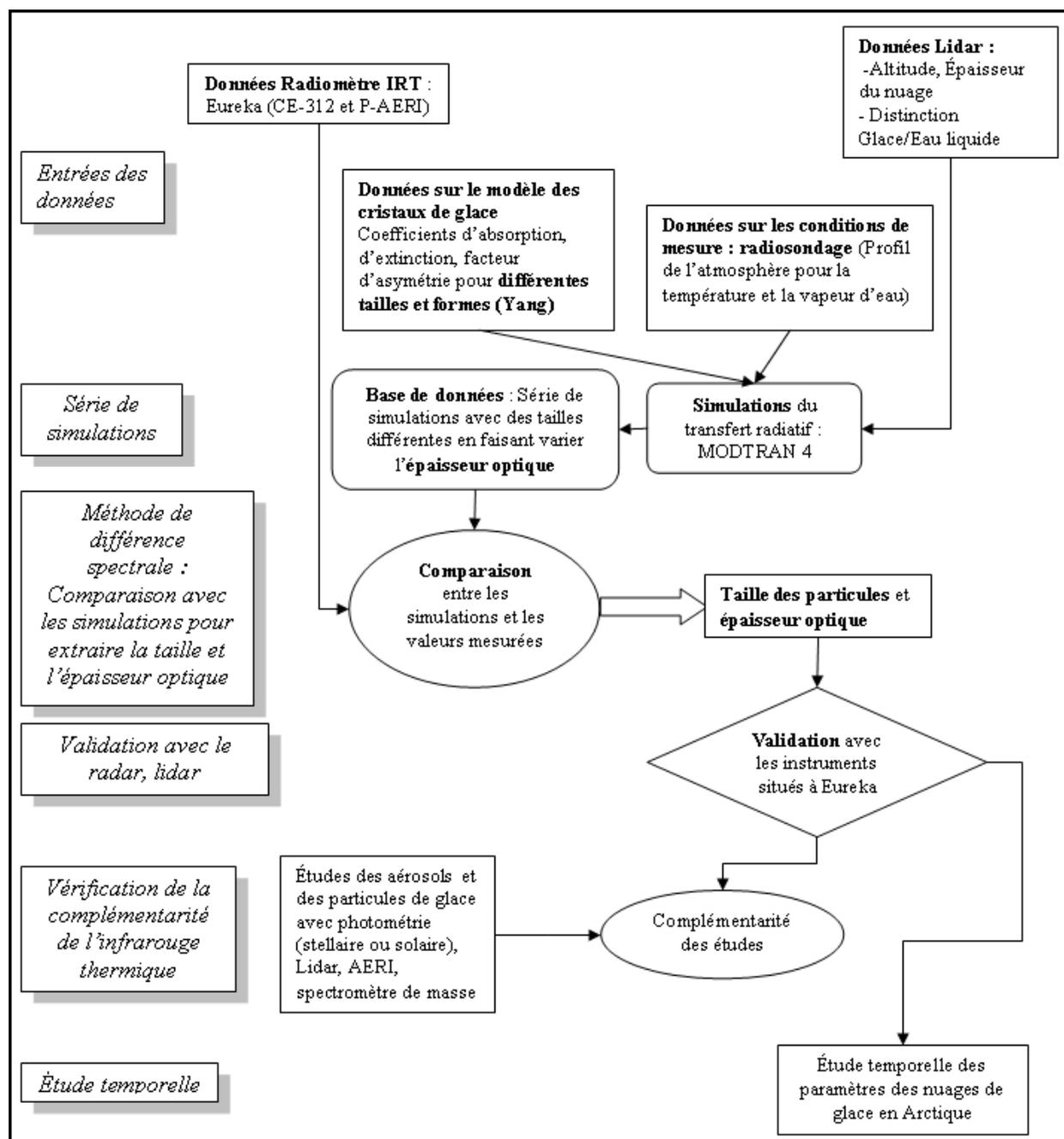


Figure 3.1: Organigramme Méthodologique : Méthodologie pour la validation de notre méthode d'inversion de l'épaisseur optique et de la taille des particules de glace supermicroniques en Arctique

La première étape méthodologique consiste à définir un algorithme d'inversion de la taille des particules de glace et de l'épaisseur optique des nuages, basé sur une méthode de différence spectrale (Inoue, 1985) et sur le modèle de transfert radiatif MODTRAN (Berk *et al.*, 1999).

3.1.1. Détection des nuages de glace et profil atmosphérique

Dans un premier temps, il s'agit de détecter des cas de nuages de glace à l'aide du profil de rétrodiffusion et du taux de dépolarisation du LIDAR. L'altitude et l'épaisseur du nuage sont déterminées à partir du coefficient de rétrodiffusion des particules (défini à la section 3.2.2.1.). Nous considérons que les limites du nuage sont définies par les valeurs de coefficient de rétrodiffusion des particules qui dépassent $2.10^{-6}m^{-1}sr^{-1}$ (seuil arbitraire également utilisé par un autre LIDAR installé à Eureka). De plus, dans le cas d'un nuage de cristaux de glace, le LIDAR mesure un taux de dépolarisation élevé ($> 20\%$) du fait de la géométrie complexe des particules de glace (valeur fixée à partir des résultats de Noel *et al.*, 2002).

Il est souhaitable de fixer les paramètres de l'environnement afin de rendre les simulations plus réalistes, en utilisant les radiosondages biquotidiens, lancés toutes les douze heures. Comme les mesures IRT sont sensibles à la quantité de vapeur d'eau et à la température dans l'atmosphère, il est nécessaire de les connaître avec précision. Ainsi grâce aux radiosondages, il est possible d'extraire le profil de pression, de température et d'humidité avec une résolution de $7.5 m$, néanmoins cette valeur est à contraster par la faible résolution temporelle. Comme il n'est possible d'introduire que 90 niveaux atmosphériques dans MODTRAN 4, nous avons choisi une résolution verticale fine dans la troposphère et plus grossière pour le reste de l'atmosphère ($200 m$ entre 0 et $12 km$, de $500 m$ entre 12 et $20 km$, puis de $10 km$ jusqu'à $100 km$). Nous avons testé la sensibilité de la résolution du profil aux luminances mesurées en choisissant des résolutions plus fine et plus grossière (respectivement de $100 m$ et de $400 m$, entre 0 et $8km$) et en comparant avec les luminances obtenues avec la configuration de résolution retenue. Cette analyse a montré que les luminances simulées ne sont pas très sensibles au choix de la résolution (respectivement 0.17% et 0.13% dans le cas des ciels sans nuage et, dans le cas d'un nuage de glace de $COD=2$, respectivement 0.01% et 0.78%).

Bien que la quantité de vapeur d'eau soit calculée à partir de profil de température du point de rosée, nous allons également montrer qu'il est possible d'inverser cette valeur avec les mesures radiométriques IRT dans le cas des ciels clairs (section 5.3.4.).

3.1.2. Définition du modèle de cristaux de glace

La seconde étape consiste à déterminer le modèle de particules de glace arctiques utilisé pour l'inversion. Nous avons fait l'hypothèse simplificatrice, dans un premier temps, de modéliser des particules de glace sphériques (*cf.* section 3.4.7. pour voir l'influence de ce choix sur les résultats, comparée à d'autres formes). Pour définir le modèle, nous exécutons un calcul de Mie avec un code inspiré par celui d'Evans (1988) afin d'obtenir les coefficients d'extinction et d'absorption normalisés par la valeur du coefficient d'extinction à $500 \mu\text{m}$, ainsi que leur facteur d'asymétrie. Ces valeurs ont été calculées pour 17 valeurs de diamètres effectifs de sphère de glace ($D_{eff} = 6, 10, 15, 23, 30, 38, 45, 53, 60, 68, 75, 90, 100, 120, 150, 230, 300 \mu\text{m}$) et introduites dans MODTRAN. Les valeurs de l'indice de réfraction utilisées sont celles calculées par Warren et Brandt (2008) (*cf.* figure 2.7). Comme Tian *et al.* (2010), nous avons choisi comme référence une DLN de particules de glace sphériques et nous avons pris $\sigma = 1.5$. Cependant, nous avons testé les effets du choix de la distribution sur les résultats en essayant l'inversion avec une distribution monomodale et une distribution gamma modifiée. Les effets de la forme sont aussi étudiés en utilisant des propriétés optiques de six autres formes de cristaux calculées par Yang *et al.* (2000), des agrégats, des droxtales, des colonnes solides et creuses, des cristaux en forme de balles et des plaquettes (*cf.* figure 2.2).

3.1.3. Données radiométriques IRT

Afin d'appliquer notre méthode, nous avons besoin de mesures IRT dans les six bandes du CE-312 (8.3, 8.7, 9.1, 10.7, 11.4 et $13 \mu\text{m}$, voir figure 2.6 pour la transmittance des filtres). Pour cela, nous avons principalement utilisé les données spectrales du P-AERI auxquelles nous avons appliqué les six fonctions filtres. Les données du CE-312 issues des campagnes de terrain, ont, quant à elles, servi à l'intercomparaison avec le P-AERI, quand cela était

possible (*cf.* partie 4.1). Le fonctionnement de ces instruments a été décrit dans la partie 2.3.3.

3.1.4. Algorithme d'inversion

L'algorithme d'inversion des paramètres d'étude est basé sur une méthode de comparaison des différences multi-bandes de températures de brillance mesurées avec des *look-up tables* (**LUT**). En effet, les bandes du radiomètre ont des comportements spectraux différents selon l'influence spectrale des paramètres des cristaux de glace, et nous cherchons à produire la simulation la plus proche des valeurs mesurées. Cette méthode a déjà été expérimentée avec un radiomètre aéroporté (Brogniez *et al.*, 2004) et embarqué à bord du satellite Terra (MODIS) (Chiriaco *et al.*, 2004).

Pour construire le LUT, il faut faire varier, dans les simulations MODTRAN, l'épaisseur optique du nuage afin de couvrir l'étendue de densité numérique entre un ciel clair ($\tau = 0$) et un ciel plus opaque ($\tau = 5$) avec un pas de 0.1, ce qui fait 51 valeurs de COD. Simultanément, nous définissons des modèles de distribution de tailles de cristaux de glace avec des tailles différentes (les dix-sept tailles présentées dans la section 3.1.2, dans le cas de référence), ce qui, avec l'indice de réfraction, modifient leur coefficient d'extinction et donc leur propriété optique de diffusion et d'absorption. En intégrant les autres données d'entrée (le profil et les altitudes du nuage), nous exécutons une simulation pour chaque épaisseur optique et chaque taille sur les six bandes, constituant ainsi une base de données de 867 spectres de températures de brillance.

Afin de réaliser l'inversion, la mesure radiométrique est comparée avec les valeurs du LUT. La simulation la plus proche est déterminée selon la formule du coût (Pardé *et al.*, 2007) qui s'exprime en $^{\circ}K$ avec la formule 3.1, avec i correspondant aux six bandes du radiomètre.

$$cout = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^6 (T_b(i)_{mesuree} - T_b(i)_{simulee})^2}{6}} \quad (3.1)$$

La simulation la plus proche permet d'inverser le couple $COD - D_{eff}$. La détermination du D_{eff} permet de classer le nuage dans la catégorie des TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu\text{m}$) ou des TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu\text{m}$). Cette valeur arbitraire a été fixée en fonction de la plus petite valeur détectée par le RADAR (parmi les cas examinés).

3.1.5. Validation

3.1.5.1. Le diamètre effectif

Dans la partie 2.1.1, nous avons décrit le terme D_{eff} pour une DLN. Nous avons choisi d'exprimer D_{eff} afin de pouvoir le valider avec la méthode synergétique entre le LIDAR et le RADAR, qui utilise une distribution gamma modifiée.

Le rapport entre le coefficient de rétrodiffusion du RADAR et celui du LIDAR (définis respectivement dans les sections 3.2.2.2. et 3.2.2.1.) est directement proportionnel au paramètre de taille D'_{eff} suivant la formule 3.2 (Eloranta *et al.*, 2007b) :

$$D'_{eff} = \sqrt[4]{\frac{\beta_{RADAR}}{\beta_{LIDAR}}} \quad (3.2)$$

D'_{eff} peut s'exprimer en fonction de D_{eff} , d'après Donovan et van Lammeren, 2001. En faisant l'hypothèse de particules sphériques et d'une distribution gamma modifiée et en s'inspirant des annexes de Tampieri et Tomasi (1976), nous arrivons à la relation 3.3 :

$$D'_{eff} = \sqrt[4]{\frac{\Gamma(\frac{\alpha+7}{\gamma})}{\Gamma(\frac{\alpha+4}{\gamma})}} D_{eff} \quad (3.3)$$

où Γ est la fonction décrite par Abramowitz et Stegun (1964).

Dans le cas d'une distribution de cristaux de glace avec un seul mode, nous avons choisi des valeurs de $\alpha = 1$ et $\gamma = 1$, comme dans Eloranta *et al.* (2007a).

Avec cette méthode, nous pouvons obtenir ainsi un profil vertical de la taille des cristaux de glace. En intégrant sur l'épaisseur du nuage, il devient possible de calculer la valeur moyenne

de D_{eff} au sein du nuage. Dans un premier temps, nous supposons une distribution verticale homogène, mais nous allons également étudier l'effet d'une distribution verticale exponentielle décroissante (section 4.7.2.).

Il est alors possible de comparer D_{eff} issu de la méthode d'Eloranta et la valeur de D_{eff} extraite de notre inversion dans le but d'effectuer une validation.

3.1.5.2. L'épaisseur optique

L'épaisseur optique est un paramètre fondamental qui représente l'atténuation par le nuage. Il est fonction du paramètre extensif de l'abondance et, en deuxième ordre, du paramètre intensif de la taille des particules. Le COD est défini par l'équation 3.4 où σ_{ext} est le coefficient d'extinction.

$$\tau_{0.55\mu m} = \int \sigma_{ext}(0.55\mu m, z) dz \quad (3.4)$$

Afin de permettre la validation de l'inversion de ce paramètre, nous devons exprimer sa valeur à $0.55 \mu m$, qui est une valeur calculée par MODTRAN. Pour cela, la relation triviale 3.5, décrite par Pierangelo (2005), relie les épaisseurs optiques dans le visible et dans l'infrarouge thermique :

$$\tau_{0.55\mu m} = \tau_{\lambda} \frac{\langle \sigma_{ext}(0.55\mu m) \rangle}{\langle \sigma_{ext}(\lambda) \rangle} \quad (3.5)$$

où nous présumons que $\langle \sigma_{ext} \rangle$ représente une moyenne à travers le nuage.

Pour le LIDAR AHSRL, le COD peut être calculé grâce à la formule 3.6 en supposant que le rapport S_c , paramètre intensif qui représente le rapport de l'extinction sur la rétro-diffusion pour les particules de glace composant le nuage (*extinction to backscatter ratio* en anglais) (Weitkamp, 2005), est indépendant de l'altitude dans la région du nuage. La valeur du rapport S_c a été fixée à $28.7 sr$ aux longueurs d'onde dans l'IRT pour les particules de glace (Eloranta, 2010) et cette valeur est du même ordre de grandeur que d'autres LIDARs installés en Arctique. Cependant, cette valeur de S_c varie légèrement en fonction de la taille et de la forme des particules (Reichardt *et al.*, 2008) et il faut tenir compte du fait que cette

valeur influe directement sur la valeur de validation du COD. Néanmoins, nous présumons que le rapport S_c reste constant à travers le nuage.

$$\tau_{0.532\mu m} = S_c \int \beta_c LIDAR(z) dz \quad (3.6)$$

La validation de l'inversion de la taille se fera en comparant ces deux valeurs d'épaisseur optique à $0.55 \mu m$ et $0.532 \mu m$, en supposant négligeables les variations du COD entre ces deux valeurs.

3.2. Site d'étude et instrumentation

3.2.1. Site de recherche PEARL (*Polar Environment Atmospheric Research Laboratory*)

Dans le but d'analyser les nuages de cristaux de glace, nous avons choisi un site en Arctique, dans le Grand Nord Canadien. La base d'Eureka ($79^{\circ}59'$ N, $85^{\circ}56'$ W) située dans le Nunavut, sur l'île d'Ellesmere près du fjord Slidre, présente de nombreux avantages logistiques, géographiques et météorologiques pour l'étude des nuages de glace. En effet, ce centre de recherche géré par CANDAC⁶ (*Canadian Network for the Detection of Atmospheric Change*) est doté d'un impressionnant regroupement d'instruments destinés aux études atmosphériques. De plus, ce site est également une station de mesures d'Environnement Canada, ce qui nous permet d'avoir accès aux données des radiosondages. En outre, l'analyse climatique de Lesins et al. (2010), permet de comprendre l'évolution du climat pour la zone spécifique d'Eureka depuis les cinquante dernières années. Relativement isolé des sources directes importantes de pollution, ce laboratoire permet de caractériser les nuages de glace et aussi d'observer les événements de pollution transportés depuis des latitudes plus basses. Du fait du vortex polaire, qui caractérise la circulation cyclonique à très grande échelle, persistante durant l'hiver, et de l'inversion de température, le climat y est très stable durant l'hiver ce qui prolonge la durée de vie des nuages de glace (Sirois et Barrie, 1999). Les conditions météorologiques y sont extrêmes, ce qui permet d'observer des nuages de glace à des altitudes

6. www.candac.ca

beaucoup plus basses qu'aux tropiques, ce qui facilite leur étude par radiométrie IRT.

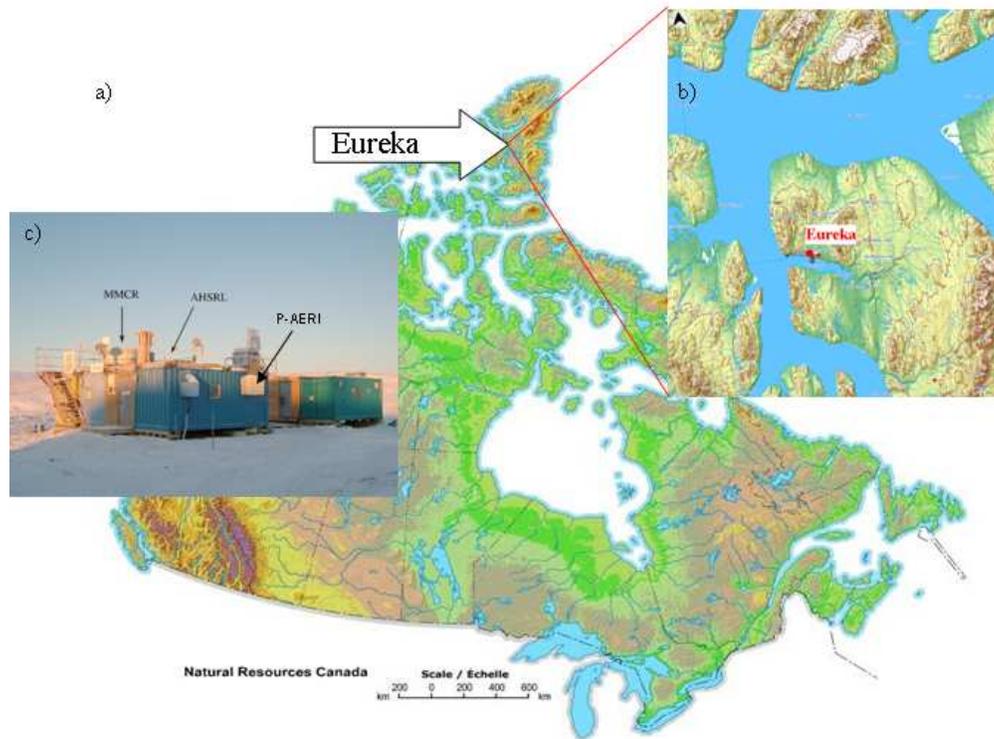


Figure 3.2: a) et b) Localisation de la station d'Eureka, Nunavut, Canada (Sources : Ressources Naturelles Canada). c) Édifice contenant les instruments de mesure

La figure 3.2 représente le site d'Eureka sur une carte du relief du Canada et est illustrée d'une photo de la station de recherche de CANDAC (le P-AERI se trouve à l'intérieur du conteneur bleu et le LIDAR AHSRL et le RADAR MMCR se trouvent dans le bâtiment contigu).

3.2.2. Instrumentation pour l'application de la méthodologie et la validation des résultats

L'instrumentation présente à Eureka couvre une large gamme de mesures qui nous permet l'application et la validation de la méthodologie ainsi que la validation des résultats (Figure 3.3). Parmi les instruments présents en permanence, nous avons utilisé principalement l'in-

terféromètre P-AERI qui nous permet d'extraire les températures de brillance des six bandes afin de simuler notre instrument (le CE-312). Le LIDAR AHSRL et le RADAR MMCR sont essentiels pour l'étape de validation de la méthodologie. Les données des radiosondages bi-quotidiens sont très utiles car les profils de température et d'humidité à Eureka sont très éloignés des profils standards de MODTRAN. Les données du radiomètre micro-ondes MWR ont été également utilisées afin de comparer les résultats de l'inversion de la quantité de vapeur d'eau (*cf.* section 5.3.4.).

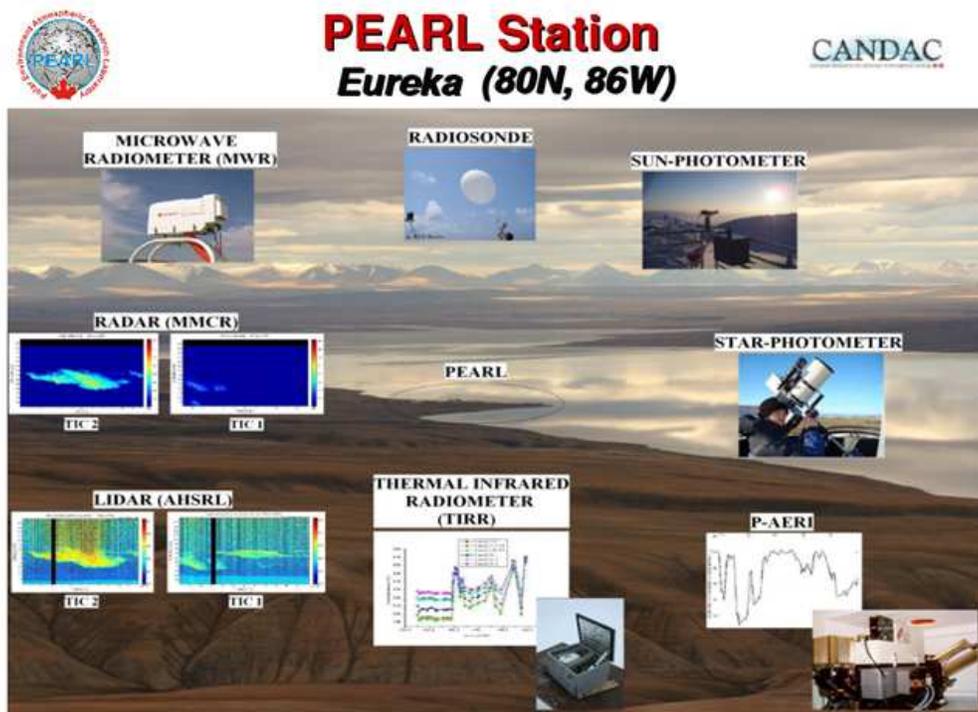


Figure 3.3: Instrumentation disponible sur le site de PEARL à Eureka

3.2.2.1. LIDAR AHSRL

Le LIDAR à très haute résolution spectrale (AHSRL pour *Arctic High Spectral Resolution LIDAR*) présent à Eureka nous fournit, en temps réel, un profil vertical de l'atmosphère, moyenné temporellement sur 2.5 s, jusqu'à 15 km d'altitude avec une résolution verticale de 7.5 m. L'équation du LIDAR permet d'obtenir le coefficient de rétrodiffusion $\beta_{LIDAR}(R)$

d'après l'équation 3.7 de la puissance reçue à la distance R (Weitkamp, 2005) :

$$P(R) = K.G(R).\beta_{LIDAR}(R).T(R) \quad (3.7)$$

avec K et $G(R)$ dépendants des performances du LIDAR et déterminés lors de la conception de l'instrument, et $T(R)$ correspondant au terme de transmission à la distance R . Le coefficient de rétrodiffusion est le paramètre optique fondamental qui caractérise la puissance de la lumière rétrodiffusée et nous informe indirectement sur la densité volumétrique des particules et, après intégration, sur la densité verticale de l'épaisseur des nuages. Ce coefficient représente la fraction de radiation rétrodiffusée dans la direction antérieure par unité d'angle solide par unité de distance (Weitkamp, 2005). À partir du coefficient de rétrodiffusion et en utilisant la valeur de $S_c = 28.7$ sr (*cf.* section 3.1.5.2.), il est possible d'estimer l'épaisseur optique en intégrant $\beta_{LIDAR}(R)$ sur l'atmosphère. L'AHSRL permet de calculer le coefficient d'extinction à partir d'une approche de dérivées spatiales (Hair *et al.*, 2001) mais cette approche, qui tend à être assez sensible au bruit du profil du coefficient de rétrodiffusion, n'a pas été utilisée dans ce travail.

Le taux de dépolarisation est important pour connaître la forme des particules observées et d'en déduire la phase (liquide ou glace) du nuage. Le taux de dépolarisation, défini dans la partie 1.4.3., est décrit par la relation 3.8 dans le cas du LIDAR AHSRL, où β_{LIDAR} et τ représentent le coefficient de rétrodiffusion et la transmittance atmosphérique, respectivement, pour le plan de polarisation orthogonal (\perp) et le plan parallèle (\parallel) à celui du laser :

$$\delta_{LIDAR}(R) = \frac{\beta_{LIDAR \perp}(R)}{\beta_{LIDAR \parallel}(R)} \quad (3.8)$$

Il a été démontré que, si le taux de dépolarisation est élevé (supérieur à 20%), cela signifie que les particules ne sont pas régulières et sphériques (facteur de forme élevé), ce qui nous permettra de confirmer la détection des nuages de glace (Chiriaco *et al.*, 2004). Un taux de dépolarisation faible au dessus d'un nuage de cristaux de glace peut être la signature d'une couche d'eau liquide surfondue dans le nuage.

Les données LIDAR sont disponibles à partir du mois d'août 2005 jusqu'à aujourd'hui avec parfois quelques intermittences dans les données dues à des dysfonctionnements de l'instrument. Les données sont disponibles sur le site de l'Université du Wisconsin à Madison⁷.

3.2.2.2. RADAR à nuages MMCR

Le RADAR à nuages micro-ondes millimétriques (MMCR pour *Millimeter Cloud RADAR*) est un instrument actif utilisé pour l'étude de l'atmosphère qui permet de caractériser les particules atmosphériques en fonction de leur réponse à l'onde RADAR incidente, d'après le terme de coefficient de rétrodiffusion du RADAR (Gossard et Strauch, 1983). Ainsi, le RADAR installé à Eureka, dont la fréquence est de 34.86 GHz, permet l'étude des particules de l'ordre du millimètre ($\lambda = 8.6 \mu\text{m}$). Cependant, la sensibilité diminue lorsque les particules deviennent relativement petites ($< 30\text{-}40 \mu\text{m}$ selon la densité volumique du nuage) (Matrosov, 1993) car le coefficient de rétrodiffusion devient très faible. Le coefficient de rétrodiffusion a le même sens physique que son analogue LIDAR. Les nuages constitués de petites particules ne sont donc pas visibles sur les profils du RADAR.

Tout comme le LIDAR AHSRL, le RADAR MMCR a été installé à PEARL en 2005 dans le cadre du programme SEARCH (*Study of Environmental Arctic Change*) de la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*). Les données sont également accessibles sur le même site que celui du LIDAR.

3.2.2.3. Radiomètre MWR

Il est également possible d'exploiter la présence, à Eureka, du radiomètre micro-ondes MWR (*MicroWave Radiometer*) qui utilise le fait que les propriétés d'absorption de l'eau sont différentes aux deux fréquences utilisées (23.8 et 31.4 GHz) pour calculer le contenu intégré en vapeur d'eau précipitable dans la colonne (CIWV en anglais pour *Column-integrated water vapor*) qui s'exprime en g/cm^2 . En effet, la mesure à 23.8 GHz est très fortement affectée par la vapeur d'eau, ce qui n'est pas le cas de la bande à 31.4 GHz. Ces mesures disponibles

7. http://lidar.ssec.wisc.edu/syst/ahsrl/ahsrl_data.htm

quasiment en continu permettent de comparer les résultats de l'inversion de la vapeur d'eau effectuée avec le radiomètre et détaillée dans la section 5.3.4.

3.3. Exemple d'application

Afin de visualiser le fonctionnement de la méthodologie, nous avons choisi de l'appliquer sur un cas mesuré à Eureka, le 4 avril 2008 à 10h UT. La figure 3.4 représente les mesures du LIDAR (coefficient de rétrodiffusion et taux de dépolarisation) et du RADAR (coefficient de rétrodiffusion).

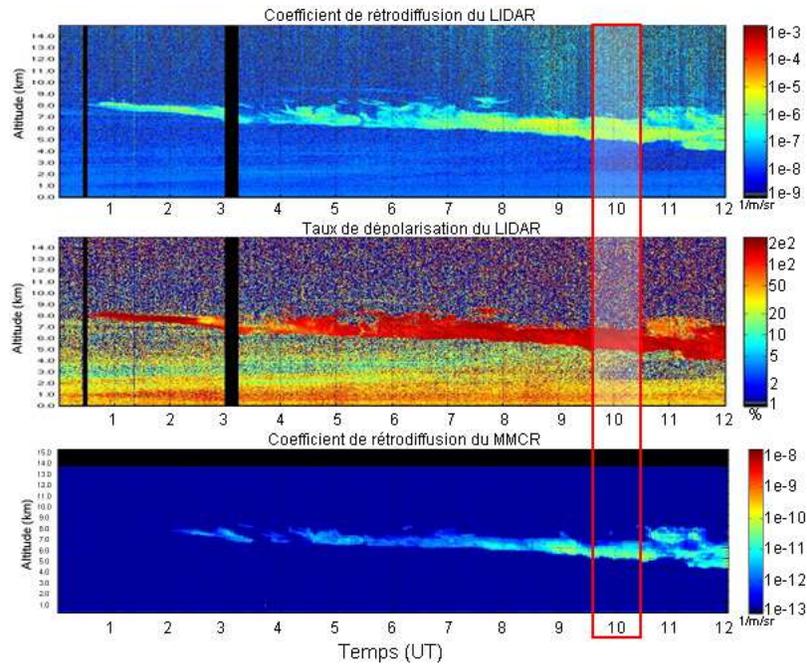


Figure 3.4: Le coefficient de rétrodiffusion et le taux de dépolarisation du LIDAR et le coefficient de rétrodiffusion du RADAR le du 4 avril 2008 à 10h UT, où le rectangle rouge représente la période étudiée

Afin de déterminer l'altitude de la base du nuage et son épaisseur, il faut tracer le profil du coefficient de rétrodiffusion des particules (figure 3.5 qui correspond à une moyenne des mesures du LIDAR entre 10h et 10h05 UT). Celui-ci représente le profil vertical des éléments de l'atmosphère qui ne sont pas des molécules et permet ainsi d'illustrer la présence des cristaux de glace.

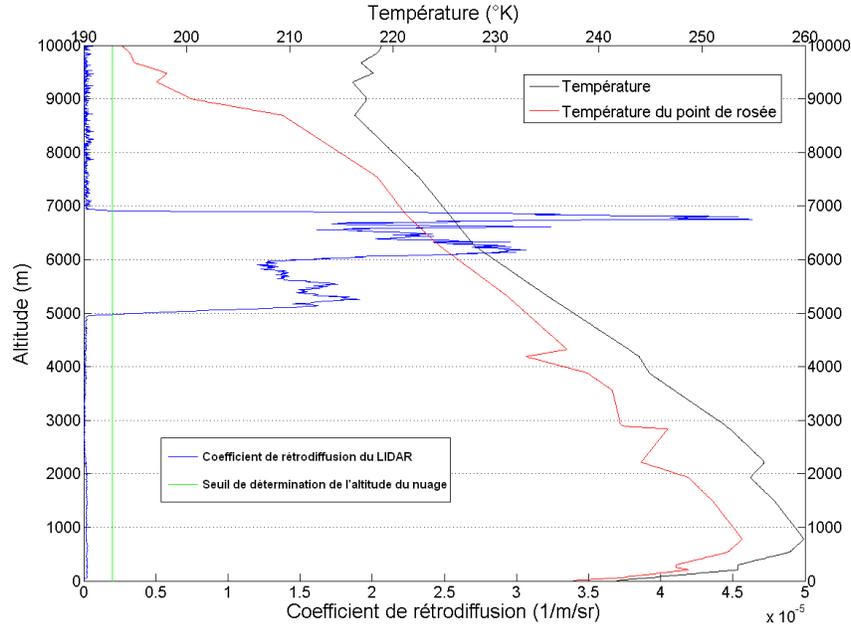


Figure 3.5: Coefficient de rétrodiffusion des particules obtenu à partir du LIDAR AHSRL (en bleu) ainsi que le profil vertical de température (en noir) et de la température du point de rosée (en rouge). La ligne verte représente le seuil vertical d'identification de l'altitude du nuage

D'après la figure 3.5, il apparaît que les valeurs supérieures à $2.10^{-6}m^{-1}sr^{-1}$ (ligne verte verticale) sont comprises entre 5 et 6.9 km. Nous vérifions également que le taux de dépolarisation est supérieur à 20%. Il faut ensuite échantillonner les altitudes afin de pouvoir les introduire dans le profil atmosphérique de MODTRAN dont le pas est de 200 m. Ainsi pour ce cas précis, les limites du nuage sont 5 et 7 km.

Le profil atmosphérique du radiosondage de 12h UT est également extrait afin de connaître précisément les profils de pression, température et humidité. À partir du profil, il est également possible d'extraire le contenu intégré en vapeur d'eau qui est, dans ce cas, $0.304 g/cm^2$.

Pour ce cas, nous avons utilisé les mesures IRT du spectromètre P-AERI prises pendant cinq minutes. Après avoir extrait les données du P-AERI (courbe marron sur la figure 3.6), nous avons appliqué les six filtres normalisés du radiomètre. La figure 3.6 montre le résultat de la convolution des filtres avec le P-AERI, qui est représenté par des étoiles vertes.

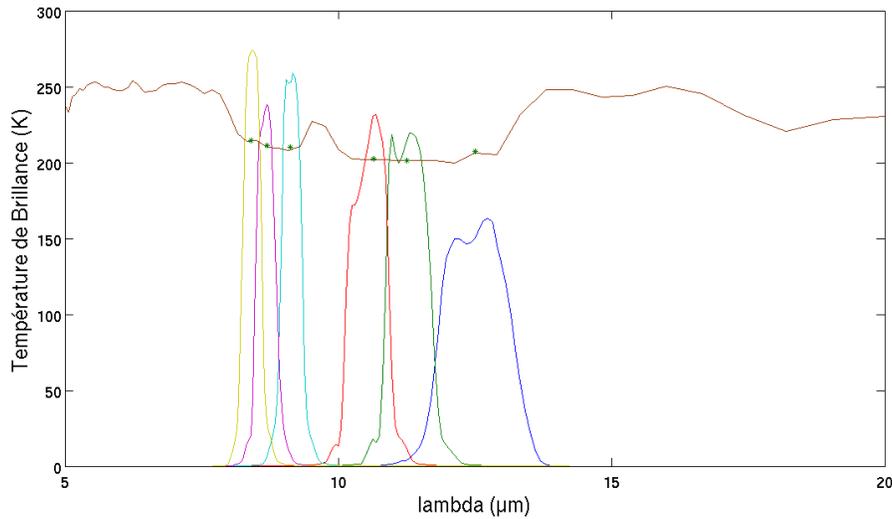


Figure 3.6: Mesures du spectromètre P-AERI (en marron) sur lesquelles ont été convoluées les fonctions filtre des 6 bandes du radiomètre CE-312 (points en vert). Les réponses spectrales des filtres sont superposées et illustrées par différentes couleurs.

Afin de réaliser l'inversion il faut construire la base de données (LUT) qui sera comparée avec les mesures. Pour cela, après avoir introduit le profil atmosphérique ainsi que les altitudes, nous faisons varier le COD entre 0 et 5 (section 3.1.4.) et le D_{eff} de la DLN (avec $\sigma = 1.5$) (les dix-sept valeurs détaillées à la section 3.1.2.). La figure 3.7 représente les spectres des températures de brillance pour les six bandes pour certaines valeurs de COD.

Afin d'effectuer l'inversion, nous recherchons la simulation la plus proche de la mesure du 4 avril à l'aide de la fonction coût. Les figures 3.8 et 3.9 illustrent les valeurs du logarithme du coût pour tous les spectres du LUT.

La figure 3.8 représente, pour chaque valeur de COD comprise entre 0 et 3, un histogramme de coût en fonction des dix-sept valeurs de taille classées selon la valeur de leur D_{eff} . Ainsi les particules de petite taille TIC1 (6 à 30 μm) sont teintées de bleu alors que les plus grosses particules TIC2 (à partir de 45 μm jusqu'à 300 μm) sont coloriées en rouge. Cette figure permet de voir l'évolution du coût en fonction du COD ainsi que de D_{eff} . Nous pouvons constater un net minimum en COD et, à partir de l'historgramme multi-couleurs, en D_{eff} .

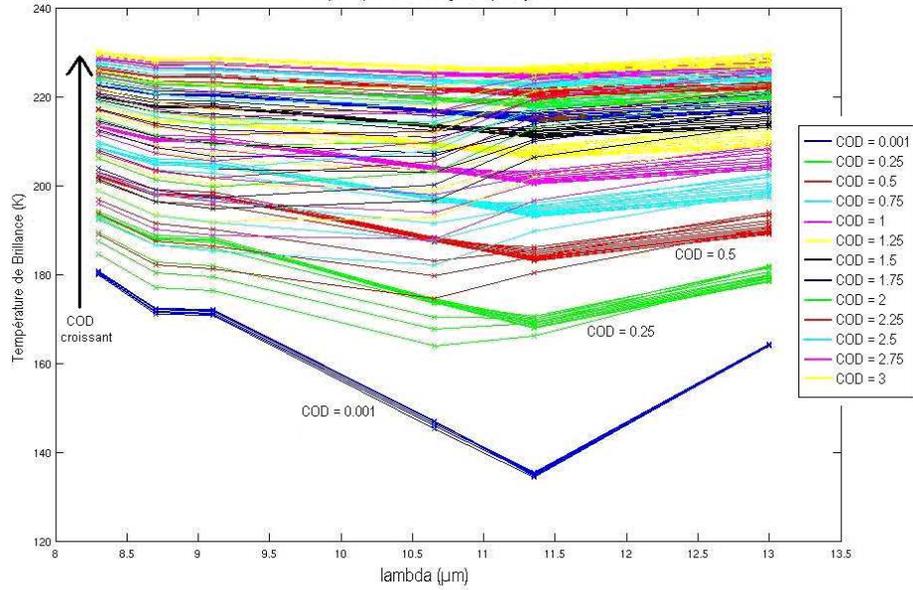


Figure 3.7: *Look-up table* (LUT) constitué de simulations en température de brillance de plusieurs D_{eff} et de plusieurs COD. Chaque couleur représente une valeur de COD et une gamme de valeurs de D_{eff} et où les droites de couleur ne représentent pas l'interpolation entre les points.

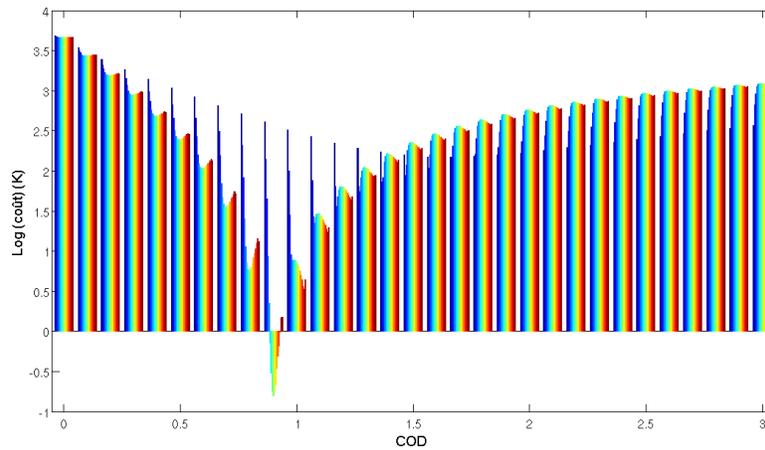


Figure 3.8: Histogramme du coût en fonction du COD variant entre 0 et 3 avec un pas de 0.1, pour 17 D_{eff} (17 couleurs où le bleu foncé correspond à $D_{eff} = 6 \mu\text{m}$ et le rouge foncé à $D_{eff} = 300 \mu\text{m}$) de distribution de particules sphériques

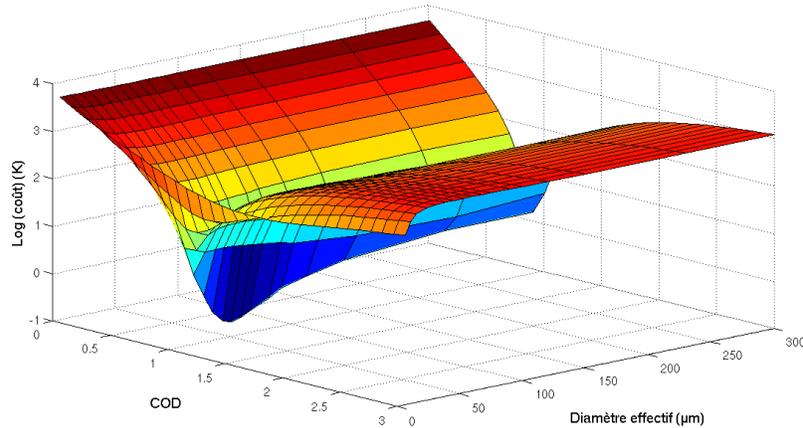


Figure 3.9: Représentation 3D du coût en fonction du COD et du diamètre effectif. Les couleurs de ce graphique n'ont aucun lien avec les couleurs de la figure 3.8.

La figure 3.9 décrit l'information du coût sous forme surfacique. Cette représentation permet non seulement d'illustrer la valeur minimale du coût qui correspond à la valeur inversée, mais aussi de montrer qu'il existe d'autres valeurs qui sont proches. Dans le cas du 4 avril 2008, le coût minimum était de $1.09^{\circ}K$ qui correspond à une valeur de COD de 0.9 et un diamètre effectif de $60 \mu\text{m}$.

L'étape suivante consiste à valider cette inversion à partir d'instruments indépendants. Le COD sera comparé avec la valeur obtenue à partir de l'intégration du coefficient de rétrodiffusion du LIDAR (figure 3.10), qui donne une valeur de 0.94 entre 5 et 7 km.

Le diamètre effectif est validé à partir de la méthode décrite à la section 3.1.5.1. Le profil de D_{eff} obtenu à partir de cette méthode, pour la période de temps qui correspond à l'inversion ci-dessus, est présenté sur la figure 3.11. La valeur de validation obtenue (ainsi que son écart-type), qui correspond à la valeur moyenne et à l'écart-type du profil de la figure 3.11, est respectivement de $67.63 \mu\text{m}$ et de $11.07 \mu\text{m}$.

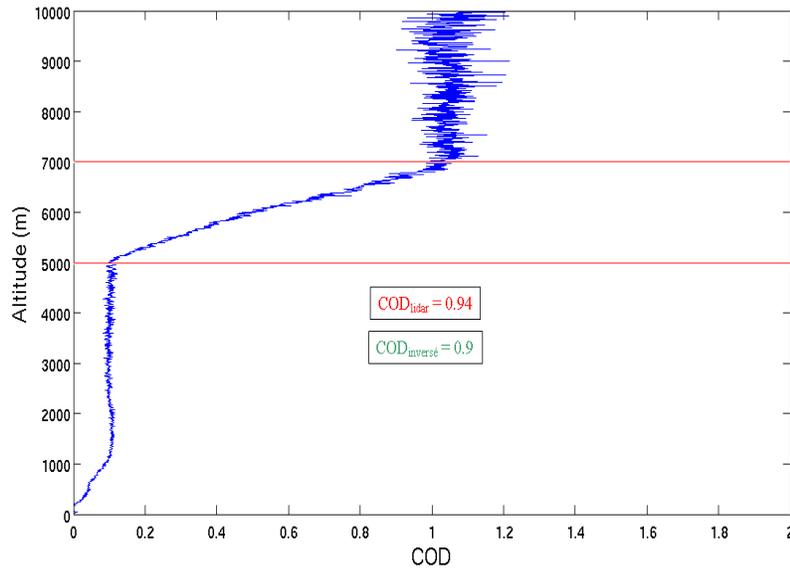


Figure 3.10: Profil de l'épaisseur optique obtenu à partir du LIDAR AHSRL

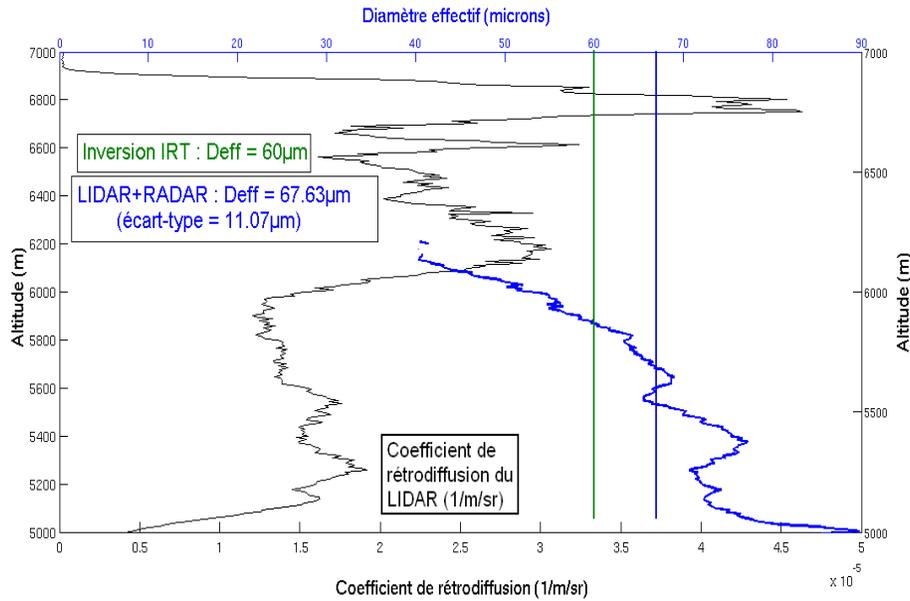


Figure 3.11: Profil du diamètre effectif obtenu à partir du LIDAR AHSRL et du RADAR MMCR

Dans notre exemple d'inversion décrit ci-dessus, force est de constater que le COD inversé est proche de la valeur de validation (0.9 pour notre méthode d'inversion contre 0.94 pour le LIDAR, avec un écart-type de 0.04). L'inversion de D_{eff} est également encourageante,

bien que cet exemple mette en avant les éventuelles limites de la validation puisqu'il faut comparer un profil avec une valeur intégrée. De plus, le RADAR ne détecte pas les petits cristaux situés au-delà de 6.2 km , cela a pour conséquence que la valeur moyenne obtenue par la méthode de validation est surestimée.

Dans la partie résultat de ce document, nous nous attarderons à étudier l'influence du choix du profil vertical de la distribution des cristaux de glace.

3.4. Sensibilité de la méthode d'inversion

Après avoir appliqué la méthodologie à un cas concret, il est important d'étudier sa sensibilité à différents paramètres (autres que ceux de sortie de l'inversion) tels que la forme, le choix de la distribution, le profil atmosphérique, la quantité de vapeur d'eau, l'altitude et l'épaisseur du nuage, afin de déterminer l'erreur qu'une incertitude dans ces paramètres peut engendrer lors de l'inversion. Cette section n'implique pas le cas concret présenté dans la section précédente.

Dans tous les cas qui suivent, nous avons considéré cinq couples $COD - D_{eff}$ de référence pour un cas de nuage situé entre 5 et 7 km . Nous avons choisi un cas moyen (COD de 0.8 et $D_{eff} = 68 \mu\text{m}$) et quatre cas extrêmes, pour une DLN de particules sphériques de glace avec $\sigma = 1.5$. Pour étudier l'influence de chacun des sept paramètres, nous avons appliqué l'inversion sur ces cinq cas de référence en faisant varier seulement le paramètre étudié, et en conservant les températures de brillance correspondant aux cas de référence (exception faite du premier cas où nous avons volontairement perturbé la température de brillance). Les graphiques, qui illustrent ces études de sensibilité, ont été placés dans l'annexe C.

3.4.1. Sensibilité à un bruit d'écart-type 1°K sur la mesure

Dans un premier temps, nous cherchons à montrer la robustesse de la méthode en rapport à une erreur sur la mesure des températures de brillance. Cela signifie que nous avons ajouté 10000 vecteurs aléatoires de bruit de valeur moyenne 0 et d'écart-type 1°K sur chaque bande.

Puis, nous avons appliqué la méthode d'inversion, en gardant les autres paramètres du *lookup table* identiques aux cas de référence et calculé la valeur moyenne et l'écart-type. Les résultats de l'inversion sont représentés par le tableau 3.1.

Tb de référence		Tb - écart-type (1°K)		Tb + écart-type (1°K)	
		COD	D_{eff}	COD	D_{eff}
COD = 0.8	$D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	0.8 (0%)	34 μm	0.8 (0%)	128 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.2 (0%)	13 μm	0.2 (0%)	17 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	1.9 (5%)	14 μm	2.1 (5%)	17 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.2 (0%)	90 μm	0.2 (0%)	272 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	1.9 (5%)	75 μm	2 (0%)	264 μm

Tableau 3.1: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (colonne de gauche) après avoir appliqué un bruit d'écart-type de 1°K aux températures de brillance simulées. Les couleurs bleue et rouge des D_{eff} représentent respectivement les particules classées comme TIC1 et TIC2.

Le tableau 3.1 permet de montrer qu'un bruit stochastique d'écart-type de 1°K n'a qu'une faible influence sur le COD, et seulement quand celui-ci est élevé (supérieur à 0.8), comme le laissait augurer la figure 2.11A. Concernant la taille, les erreurs sont importantes pour les particules de 68 et 150 μm , cependant elles restent classifiées comme étant des TIC2. L'influence sur les petites particules est minime, ce qui montre que l'algorithme d'inversion est robuste pour séparer les petites et les grosses particules, dans le cas d'une erreur dans la mesure.

3.4.2. Sensibilité au profil atmosphérique

Le profil du radiosondage est un des intrants de la méthodologie et il convient de voir son influence sur les résultats. Pour l'étude de la sensibilité, nous nous intéressons surtout aux valeurs absolues du profil de température à la base du nuage (*ie.* à 5 *km*). La valeur utilisée pour les cinq cas de référence est de 237°K et nous allons étudier les effets sur les résultats pour un profil dont la valeur à 5 *km* est de 226°K et un à 248°K (qui sont des profils réels

extraits des radiosondages d'Eureka), qui sont représentés par le tableau 3.2.

Référence : T (à 5 km) = 237°K		T (à 5 km) = 226°K		T (à 5 km) = 248°K	
COD = 0.8	$D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	1.2 (50%)	230 μm	0.7 (12.5%)	75 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.4 (100%)	23 μm	0.2 (0%)	10 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	2.5 (25%)	23 μm	1.5 (25%)	15 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.4 (100%)	300 μm	0.2 (0%)	230 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	2.5 (25%)	300 μm	1.4 (30%)	53 μm

Tableau 3.2: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (colonne de gauche) après avoir choisi un profil plus froid (colonne centrale) ou plus chaud (colonne de droite) de 11°K

Le tableau 3.2 montre que le profil est un paramètre influent pour notre méthode d'inversion. En effet, d'importantes erreurs pour l'inversion du COD sont constatées (erreur jusqu'à 100% pour les faibles valeurs de COD). Cela est dû au fait que la température de brillance du nuage dépend également de la température du profil (à l'altitude du nuage), ce qui a une influence sur le COD. Pour les grosses particules avec des fortes épaisseurs optiques, l'inversion pourrait éventuellement engendrer des erreurs dans la discrimination $TIC1/TIC2$ si le profil est mal défini. Par contre, nous constatons que pour les particules de petite taille, le profil n'a que très peu d'influence sur le D_{eff} inversé.

3.4.3. Sensibilité au contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère

Comme cela a été décrit dans le chapitre 2, la vapeur d'eau (WV pour *water vapor*) a une influence sur la transmission de l'atmosphère dans l'IRT. Nous avons choisi d'étudier l'impact du contenu en vapeur d'eau dans l'atmosphère sur la méthode d'inversion. La valeur des cas de référence est de 0.30 g/cm^2 , ce qui est une valeur classique durant l'hiver arctique. Nous avons donc appliqué l'inversion pour des valeurs extrêmes de 0.05 et 0.55 g/cm^2 , les résultats sont représentés sur le tableau 3.3.

Avec le tableau 3.3, nous voyons que le contenu en vapeur a peu d'effet sur les valeurs absolues du COD, puisque celui-ci ne varie que 0.1 par rapport aux cas de référence (ce qui

Référence : WV = 0.30 g/cm ²		WV = 0.05 g/cm ²		WV = 0.55 g/cm ²	
COD = 0.8	$D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	0.9 (12.5%)	90 μm	0.7 (12.5%)	68 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.3 (50%)	15 μm	0.1 (50%)	10 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	2.1 (5%)	15 μm	1.9 (5%)	15 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.3 (50%)	300 μm	0.1 (50%)	68 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	2.1 (5%)	300 μm	1.9 (5%)	230 μm

Tableau 3.3: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (colonne de gauche) pour une quantité intégrée de vapeur d'eau de 0.05 g/cm² (colonne centrale) ou de 0.55 g/cm² (colonne de droite)

représente tout de même 50% pour des valeurs de COD faibles); et seules les grosses particules sont sensibles aux variations de WV.

Ces résultats permettent d'affirmer que l'algorithme d'inversion est relativement peu sensible à la valeur de vapeur d'eau pour des petites particules.

3.4.4. Sensibilité à l'altitude basse du nuage

Dans la méthodologie, l'altitude est déterminée à partir du profil du LIDAR avec une très fine précision. Cependant, il est intéressant de vérifier son influence sur l'inversion, dans la situation où il n'y aurait pas ou peu d'information sur la hauteur des nuages. Pour cela, nous avons choisi deux valeurs d'altitude basse pour un nuage de 2 km d'épaisseur : 1 km et 8 km. Les résultats sont représentés sur le tableau 3.4.

Référence : Altitude basse (5 km)		Altitude basse (1 km)		Altitude basse (8 km)	
COD = 0.8	$D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	0.5 (37.5%)	30 μm	1.3 (62.5%)	230 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.1 (50%)	10 μm	0.3 (50%)	23 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	1.1 (45%)	15 μm	2.5 (25%)	30 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.1 (50%)	53 μm	0.3 (50%)	230 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	1.0 (50%)	38 μm	2.5 (25%)	53 μm

Tableau 3.4: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (colonne de gauche) pour un nuage de 2 km d'épaisseur pour une altitude basse de 1 km (colonne centrale) et de 8 km (colonne de droite)

Au vu des résultats du tableau 3.4, l'altitude apparaît comme un paramètre essentiel pour l'algorithme d'inversion puisqu'une erreur d'altitude engendre de fortes erreurs dans l'inversion du COD, pour les COD supérieurs à 0.8, ainsi que de fortes erreurs pour l'inversion de la taille des grosses particules, qui peuvent mener à une mauvaise identification des TIC2. En effet, comme dans le cas de la section 3.4.2., le COD est très sensible à la température du nuage (définie à partir du profil), ce qui peut engendrer des erreurs d'identification des TIC2 et également créer des fortes erreurs d'inversion du COD (jusqu'à 62.5%).

Il apparaît alors comme très important de définir précisément l'altitude basse du nuage, avec une précision inférieure au kilomètre et c'est pour cela que le LIDAR est indispensable pour l'application de notre méthode.

3.4.5. Sensibilité à l'épaisseur du nuage

L'épaisseur des nuages est également déterminée à partir des mesures du coefficient d'extinction du LIDAR et il faut également étudier son influence sur l'inversion. Pour cela nous avons choisi d'appliquer la méthodologie sur un nuage avec une épaisseur très fine (0.4 km) ainsi que sur un nuage très épais (5 km). L'altitude basse est conservée à 5 km. Les résultats sont illustrés par le tableau 3.5.

Référence : Épaisseur (2 km)	Épaisseur faible (0.4 km)	Épaisseur élevée (5 km)
COD = 0.8 $D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	1.0 (25%) $150 \mu\text{m}$	0.7 (12.5%) $53 \mu\text{m}$
COD = 0.2 $D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.2 (0%) $23 \mu\text{m}$	0.2 (0%) $10 \mu\text{m}$
COD = 2.0 $D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	2.4 (20%) $15 \mu\text{m}$	1.7 (15%) $15 \mu\text{m}$
COD = 0.2 $D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.2 (0%) $230 \mu\text{m}$	0.2 (0%) $68 \mu\text{m}$
COD = 2.0 $D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	2.4 (20%) $300 \mu\text{m}$	1.6 (20%) $60 \mu\text{m}$

Tableau 3.5: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (colonne de gauche) pour un nuage à 5 km d'altitude pour une épaisseur faible de 0.4 km (colonne centrale) et élevée de 5 km (colonne de droite)

L'épaisseur a un impact moindre sur l'inversion du COD que l'altitude puisque l'erreur absolue maximale, par rapport aux cas de référence, est de 0.4, soit 20% dans le cas du COD de

2.0 (contre une erreur de 1 pour l'altitude). En ce qui concerne l'inversion de la taille, c'est encore l'inversion des particules de grandes tailles qui est sensible aux erreurs dans l'épaisseur.

Dans la section 4.7., nous allons étudier plus en détails l'influence de l'épaisseur du nuage sur les inversions.

3.4.6. Sensibilité à la distribution de taille des particules

Avant d'arriver aux présents choix de la configuration de l'inversion, *ie.* la distribution lognormale et le choix du mode de diffusion multiple, d'autres configurations avaient été testées précédemment. L'étude effectuée dans cette partie consiste à montrer l'influence des paramètres choisis, ainsi que la sensibilité de l'inversion à ces choix.

Dans un premier temps, nous avons commencé par choisir des particules sphériques de glace monodispersées dans le cas d'une simple diffusion. Ensuite, nous avons rajouté le mode de diffusion multiple (Stamnes *et al.*, 1988) afin de mieux modéliser les interactions qui ont lieu dans le nuage. La figure 3.12 représente l'effet du mode de simple diffusion ou de diffusion multiple pour un cas exemple (avec COD = 0.5) de particules monodispersées.

Sur cet exemple, nous constatons que le choix du mode de diffusion multiple est critique puisque des différences de plus de 5°K apparaissent pour les grosses particules, quelque soit la bande choisie. Dans l'ensemble de ce document (sauf les cas explicitement énoncés), les résultats présentés ont été effectués en utilisant le mode de diffusion multiple.

Ensuite, nous avons appliqué une distribution de particules sphériques avec une DLN d'écart-type $\sigma = 1.5$, ainsi qu'une DLN avec un écart-type $\sigma = 1.9$ pour les mêmes valeurs de D_{eff} . Nous avons également testé une DGM en prenant $\alpha = 1$ et $\gamma = 1$. Le terme de paramètre de la distribution b a été choisi afin d'avoir les mêmes valeurs de D_{eff} que la distribution DLN (avec $\sigma = 1.5$) (*cf.* Annexe A).

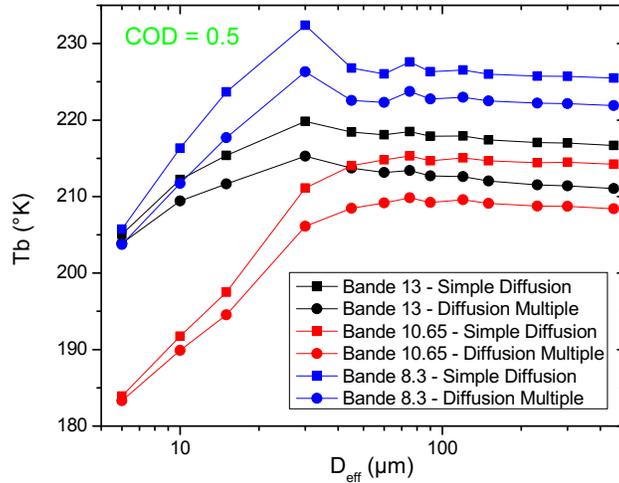


Figure 3.12: Effet du mode de diffusion multiple sur les températures de brillance pour trois bandes (8.3, 10.65 et 13 μm) pour un exemple de $\text{COD} = 0.5$ et des particules monodispersées

Les figures 3.13 et 3.14 permettent d'illustrer l'effet du choix de la distribution (parmi deux DLN, une DGM et des particules monodispersées) sur leur efficacité d'extinction Q_{ext} , ainsi que sur leur albédo de simple diffusion (*Single Scattering Albedo*).

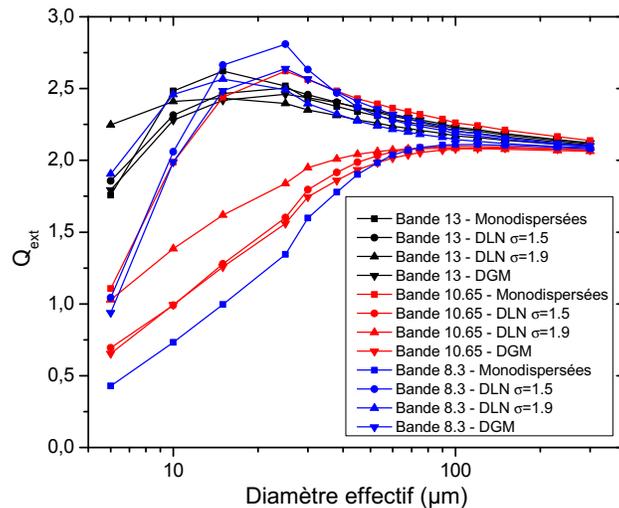


Figure 3.13: Effet de quatre distributions (monodispersées, DLN ($\sigma = 1.5$), DLN ($\sigma = 1.9$) et DGM) sur le terme d'efficacité d'extinction pour trois bandes (8.3, 10.65 et 13 μm)

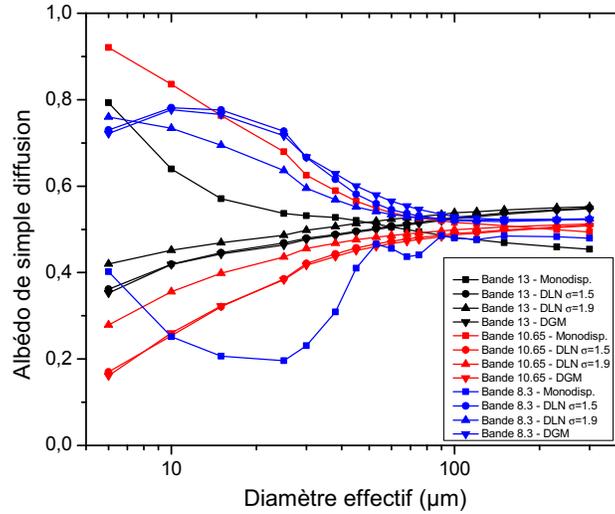


Figure 3.14: Effet de 4 distributions (monodispersées, DLN ($\sigma = 1.5$), DLN ($\sigma = 1.9$) et DGM) sur le terme d'albédo de simple diffusion pour trois bandes (8.3, 10.65 et 13 μm)

Les figures 3.13 et 3.14 montrent que le choix des distributions est important car il engendre des différences sur l'efficacité d'extinction et sur l'albédo de simple diffusion. Même au sein du même type de distribution, l'écart-type peut avoir une forte influence, notamment sur l'efficacité d'extinction. En ce qui concerne la DGM et la DLN $\sigma = 1.5$ (pour lesquelles nous avons choisi d'avoir les mêmes valeurs de tailles), il n'y a que très peu de différences sur Q_{ext} ou sur l'albédo de simple diffusion. Il est donc normal de s'attendre à ce que ces deux distributions donnent des résultats assez similaires.

La distribution de taille des particules constitue une des inconnues de l'inversion. D'ailleurs, le choix de la forme analytique de la distribution peut différer selon les auteurs. Nous avons décidé d'étudier les effets du choix de la distribution sur l'inversion. Cependant, comme les cinq cas de référence ont été simulés avec une DLN ($\sigma = 1.5$), nous allons appliquer la méthode en utilisant des particules monodispersées, puis une DLN avec $\sigma = 1.9$ et aussi avec une DGM. Le tableau 3.6 représente les erreurs engendrées par le choix de la distribution.

Référence : DLN $\sigma = 1.5$		Monodispersées		DLN $\sigma = 1.9$		DGM	
COD = 0.8	$D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	0.6 (25%)	300 μm	0.8 (0%)	53 μm	0.8 (0%)	53 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.2 (0%)	10 μm	0.2 (0%)	10 μm	0.2 (0%)	10 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	2.4 (20%)	10 μm	2.0 (0%)	10 μm	2.1 (5%)	10 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.1 (50%)	75 μm	0.2 (0%)	100 μm	0.2 (0%)	120 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	1.4 (30%)	150 μm	2.0 (0%)	100 μm	2.0 (0%)	120 μm

Tableau 3.6: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence simulés avec une DLN ($\sigma = 1.5$) (colonne de gauche) pour plusieurs distributions (monodispersée, DLN ($\sigma = 1.9$) et DGM)

Nous pouvons voir sur le tableau 3.6 que le choix de la distribution engendre des erreurs que ce soit pour l'inversion du COD ou l'inversion du D_{eff} . Cependant les détails des erreurs liées à chaque distribution montrent que c'est le cas monodispersé qui crée de fortes variations au niveau du COD et de la taille. Comme les distributions DGM et DLN ont des allures assez semblables, il est logique que le résultat de leur inversion soit assez similaire.

3.4.7. Sensibilité à la forme des particules

La forme des particules de glace est également un paramètre inconnu qui fait l'objet de nombreuses études. Nous avons choisi d'étudier six formes différentes décrites, en termes de coefficient d'extinction et d'absorption ainsi que de facteur d'asymétrie, par Yang *et al.* (2000) et schématisées sur la figure 3.15. Afin de pouvoir comparer les particules avec des formes différentes, leur dimension est exprimée en terme de $D_{eff\ eq}$ (décrit par l'équation 2.19). Cette formule, déduite pour des particules sphériques, est aussi pertinente pour des cristaux de glace (Yang *et al.*, 2000).

Le graphique 3.16 illustre l'influence de la forme des particules sur le terme d'efficacité d'extinction pour différentes formes de cristaux de glace : des sphères (d'après le code de Mie de Evans, 1988), des colonnes solides ou creuses, des plaquettes hexagonales, des agrégats, des droxtales, des balles en rosette 3D, pour des particules de $D_{eff\ eq}$ de 30 μm . Les graphiques d'efficacité d'extinction pour deux autres tailles ont été placés dans l'annexe D.

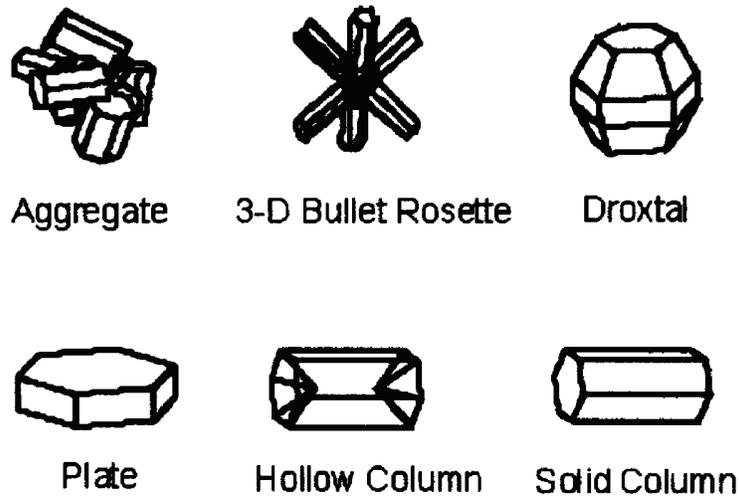


Figure 3.15: Schéma des six formes modélisées par Yang *et al.* (2000) : Agrégats, balles en rosette, droxtales, plaquettes, colonnes creuses et solides

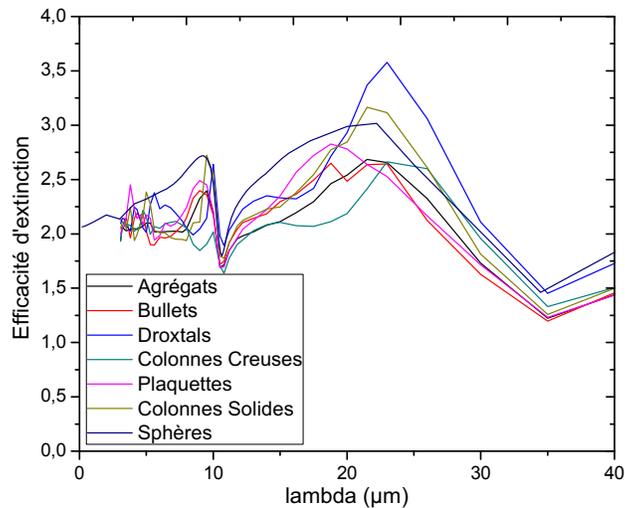


Figure 3.16: Efficacité d'extinction entre 0 et 40 μm pour des particules de diamètre effectif équivalent 30 μm et de formes différentes

Sur la figure 3.16 et dans l'annexe D, nous pouvons voir que le comportement spectral des particules de glace est très spécifique selon la taille du diamètre équivalent, même si l'efficacité d'extinction tend vers 2 pour les grosses particules. Pour les particules dont le diamètre équivalent est de 30 μm , il y a une forte amplitude de variations en fonction de la forme des particules, surtout dans l'IRT et autour de 25 μm .

L'analyse de sensibilité est résumée par le tableau 3.7, sur lequel sont représentées les erreurs maximales et minimales causées par l'ensemble des formes (pour le même $D_{eff\ eq}$ que celui des particules sphériques).

Référence : Sphères		Erreur min due aux formes		Erreur max due aux formes	
COD = 0.8	$D_{eff} = 68 \mu\text{m}$	1.0 (25%)	150 μm	0.7 (12.5%)	53 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	0.2 (0%)	23 μm	0.3 (50%)	10 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 15 \mu\text{m}$	2.4 (20%)	15 μm	1.7 (15%)	15 μm
COD = 0.2	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	0.2 (0%)	230 μm	0.2 (0%)	68 μm
COD = 2.0	$D_{eff} = 150 \mu\text{m}$	2.4 (20%)	300 μm	1.6 (20%)	60 μm

Tableau 3.7: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence simulés avec des particules sphériques (colonne de gauche) après avoir appliqué la méthodologie sur six formes (Yang *et al.*, 2000)

Nous constatons d'emblée que le choix des formes induit des erreurs conséquentes dans l'inversion du D_{eff} des grosses particules mais qu'il n'engendre pas d'erreurs majeures dans le contexte d'une simple classification des tailles (entre TIC1 et TIC2), puisque l'incertitude de D_{eff} sur les grosses particules restent au-delà de la valeur limite de 30 μm . L'inversion des petites particules n'est pas très influencée par le choix de la forme. L'inversion du COD est peu sensible aux variations causées par les formes.

Nous pouvons donc conclure que les erreurs engendrées par la forme des particules ne sont pas critiques pour les performances le fonctionnement de l'algorithme d'inversion.

4. Résultats et discussion

4.1. Campagnes de mesure et intercomparaison entre les mesures IRT

4.1.1. Campagnes de terrain effectuées à Eureka

Depuis le début du projet, nous avons effectué trois campagnes de mesures intensives à la station de PEARL, aux mois de septembre 2007, novembre 2008 et février 2009. Leur objectif majeur était d'appliquer la méthodologie, de comparer les mesures du radiomètre IRT avec celles du P-AERI et de valider avec les inversions du LIDAR et du RADAR. Pour réaliser les mesures, nous avons utilisé le radiomètre CE-332 (trois bandes) ou le CE-312 (six bandes), en fonction de la disponibilité. Nous avons ainsi pu compiler 35 jours de mesures radiométriques IRT. Cette partie décrit les campagnes de mesures et les données obtenues ainsi que les difficultés rencontrées.

4.1.1.1. Campagne septembre 2007

Planifiée pour se dérouler lors de la transition de l'été à l'hiver arctique, la campagne de terrain de 2007 était l'occasion de prendre contact avec le site d'étude et de se confronter aux réalités des mesures sur le terrain dans des conditions délicates. L'instrument de référence (six bandes) qui devait être utilisé lors de toutes les campagnes n'était pas disponible en raison d'un retard de livraison. Pour cette raison, nous avons apporté le radiomètre trois bandes (8.7, 10.8 et 12 μm) CIMEL CE-332, qui était protégé du froid dans une boîte isolée.

Pour des questions de lisibilité, les deux semaines de mesures ont été séparées sur deux figures différentes (figures 4.1 et 4.2) et sont accompagnées des mesures du coefficient de rétrodiffusion du LIDAR ainsi que du taux de dépolarisation, afin de pouvoir identifier les cas de nuages de glace.

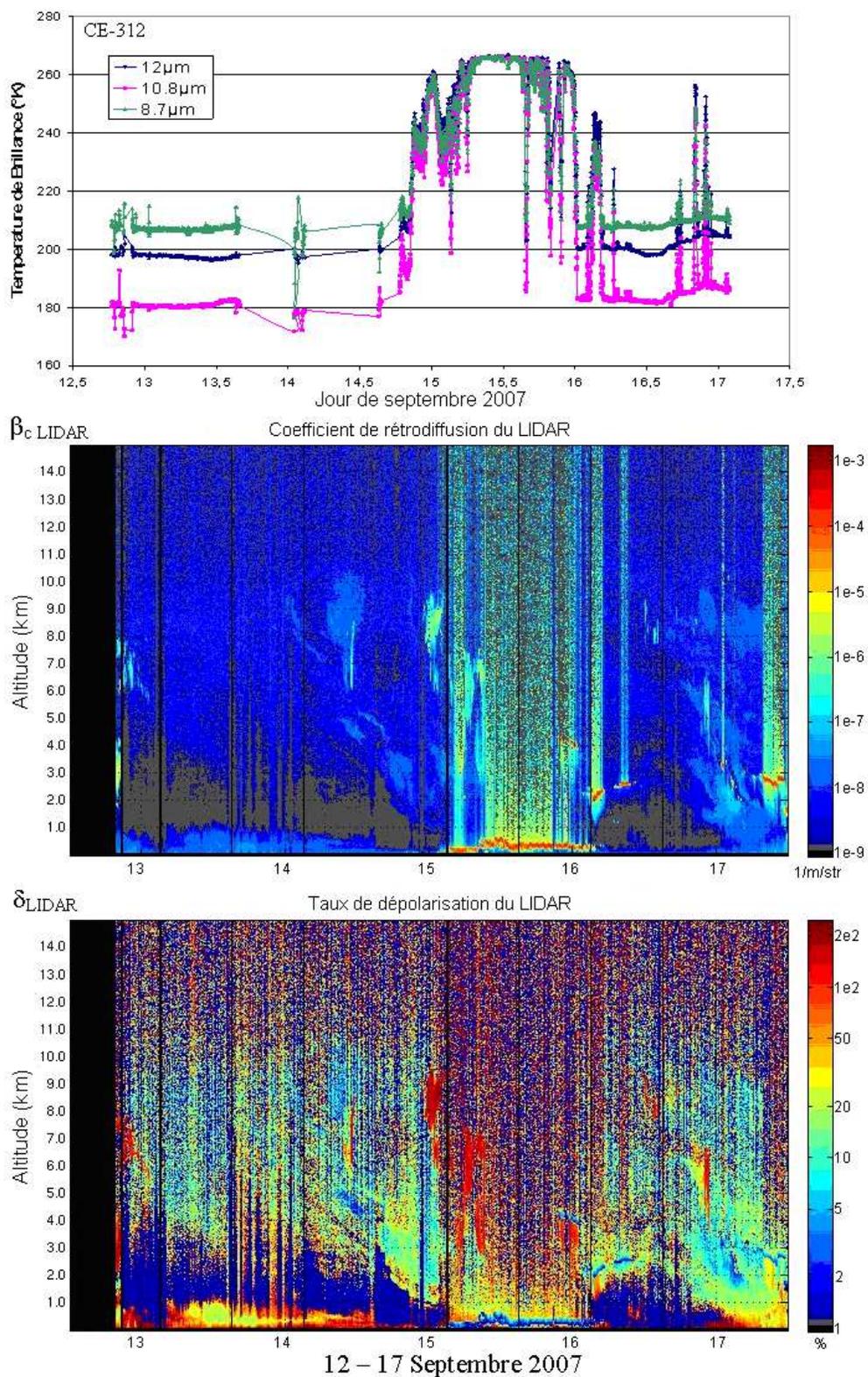


Figure 4.1: Mesures effectuées par le radiomètre CE-332 et le LIDAR AHSRL entre le 12 et 17 septembre 2007

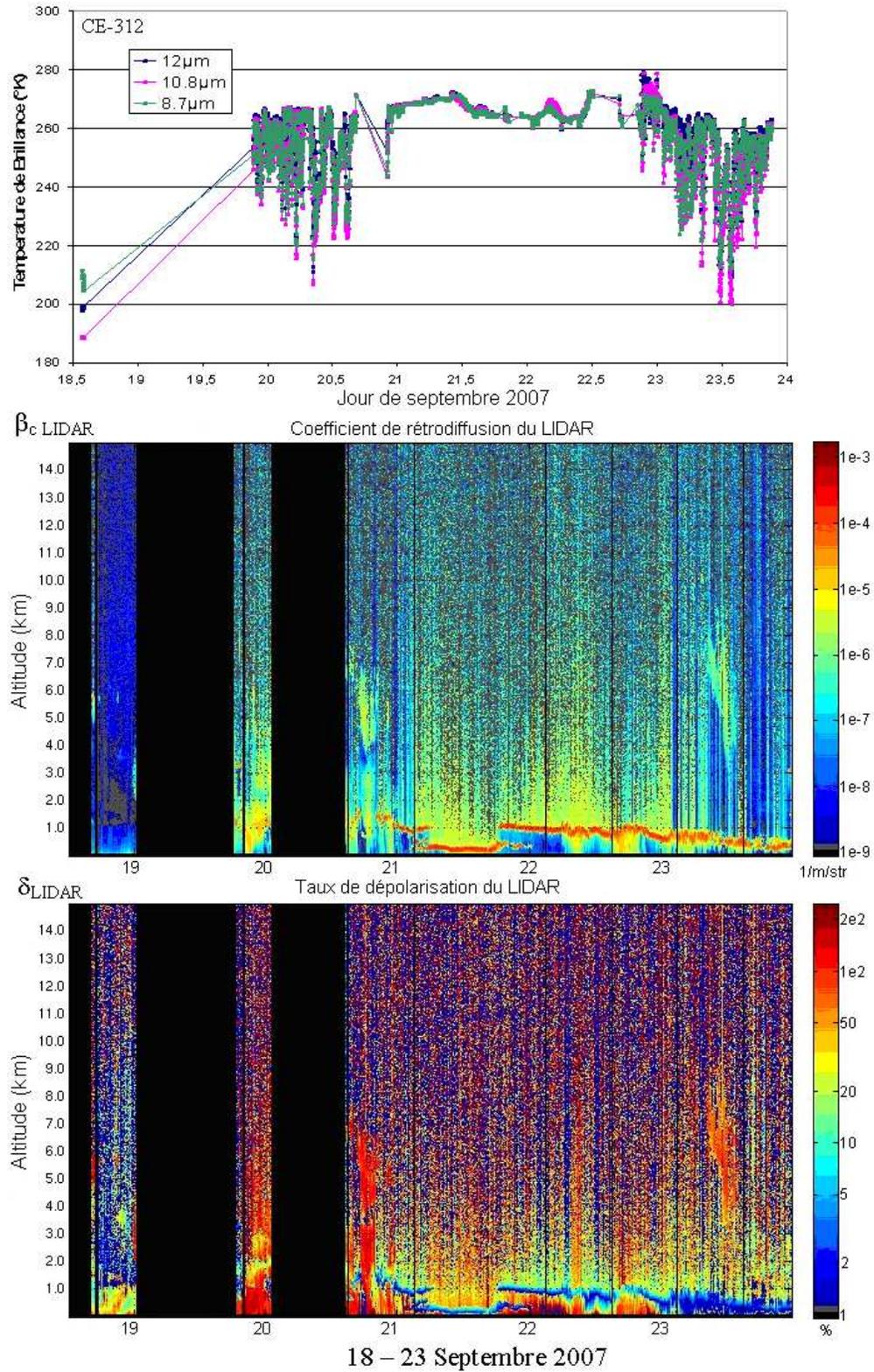


Figure 4.2: Mesures effectuées par le radiomètre CE-332 et le LIDAR AHSRL entre le 18 et 23 septembre 2007

D'après le graphique de température de brillance de la figure 4.1, les mesures permettent d'identifier les ciels clairs, où les trois courbes de température de brillance prennent des valeurs relativement faibles (et qui sont stables et constantes), et les épisodes nuageux qui sont plus chauds.

Les données du LIDAR démontrent la présence de nuages d'eau liquide (dont le coefficient de rétrodiffusion est élevé et le taux de dépolarisation est inférieur à 5%, en bleu sur les figures 4.1 et 4.2) et de nuages de glace dont le taux de dépolarisation est représenté en rouge (pour des valeurs supérieures à 20%) sur les deux figures. Ces données permettent de déduire que la semaine de mesures était dominée par des ciels sans nuage. Nous pouvons toutefois signaler la présence d'un nuage bas d'eau liquide le 15 septembre qui sature les mesures du radiomètre, toutes les bandes tendant à mesurer une valeur identique de température de brillance. Cette série d'images LIDAR montre la présence de nuages de glace au-dessus des nuages liquides (début du 15 septembre), ce qui rend impossible l'analyse radiométrique de ces derniers.

La figure 4.2 récapitule les données mesurées durant la semaine du 18 au 24 septembre 2007. Les données de température de brillance montrent la plupart du temps des valeurs très élevées, comprises entre 260°K et 270°K et qui correspondent à des cas de nuages d'eau liquide. Cette série de données permet aussi de mettre en évidence que des problèmes techniques ou des opérations de maintenance peuvent limiter la quantité de données disponibles, bien que ces instruments soient censés fonctionner automatiquement et en permanence (bandes noires sur les images du LIDAR et du RADAR). En pratique, nous avons cherché les cas où tous les instruments étaient disponibles afin d'effectuer notre inversion.

Cette campagne de mesure est intéressante car elle nous a permis d'effectuer des mesures à proximité du P-AERI et de réaliser ainsi une intercalibration de l'instrument (*cf.* section 4.1.1.4.). Cependant, comme cet instrument ne comporte que trois bandes, nous n'avons pas appliqué la méthode d'inversion sur ces mesures.

4.1.1.2. Campagne novembre 2008

La seconde campagne s'est déroulée à la fin du mois d'octobre et début du mois de novembre 2008, lorsque la nuit polaire était bien installée et que les températures oscillaient autour de -20°C . La figure 4.3 présente le résultat de cette semaine de mesures avec les données du radiomètre CE-312 (six bandes : 8.3, 8.7, 9.1, 10.65, 11.35, 13 μm) ainsi que celles du LIDAR AHSRL.

Les valeurs élevées du coefficient de rétrodiffusion et le taux de dépolarisation démontrent la présence, le 1^{er} novembre, d'un nuage de glace compris approximativement entre 4 à 8 *km*. Le reste de la semaine est dominé par des ciels clairs, malgré la présence de deux cas de nuages d'eau liquide.

Contrairement à ce que nous avons prévu, nous n'avons pas pu effectuer d'intercalibration entre les instruments IRT. En effet, l'instrument avec lequel nous devions effectuer l'intercomparaison (le P-AERI) était en cours de remplacement par le E-AERI (pour *Extended-AERI*), qui lui, devait réaliser des mesures entre 3.33 et 25 μm .

4.1.1.3. Campagne février-mars 2009

Une troisième campagne de mesures s'est déroulée au début de l'année 2009. L'objectif était d'effectuer une intercalibration avec le nouveau E-AERI. Malheureusement, cet instrument a connu de nombreuses défaillances (problème du logiciel d'acquisition des données, problème avec les corps noirs, problème de sauvegarde des données) qui remettent en doute la fiabilité de ses mesures.

Avec le radiomètre CE-312, nous avons effectué deux semaines de mesure dans des conditions extrêmes. En effet, la température extérieure était inférieure à -40°C et a atteint un minimum de -49°C pendant la campagne. Bien que le radiomètre ait été recouvert d'une couche d'isolant thermique, nous avons constaté qu'une température inférieure à -21°C au niveau de la tête de l'instrument provoquait un blocage du moteur asservissant la rotation des filtres, causant l'arrêt du fonctionnement de l'appareil. Nous devions alors rentrer l'instrument pour qu'il se

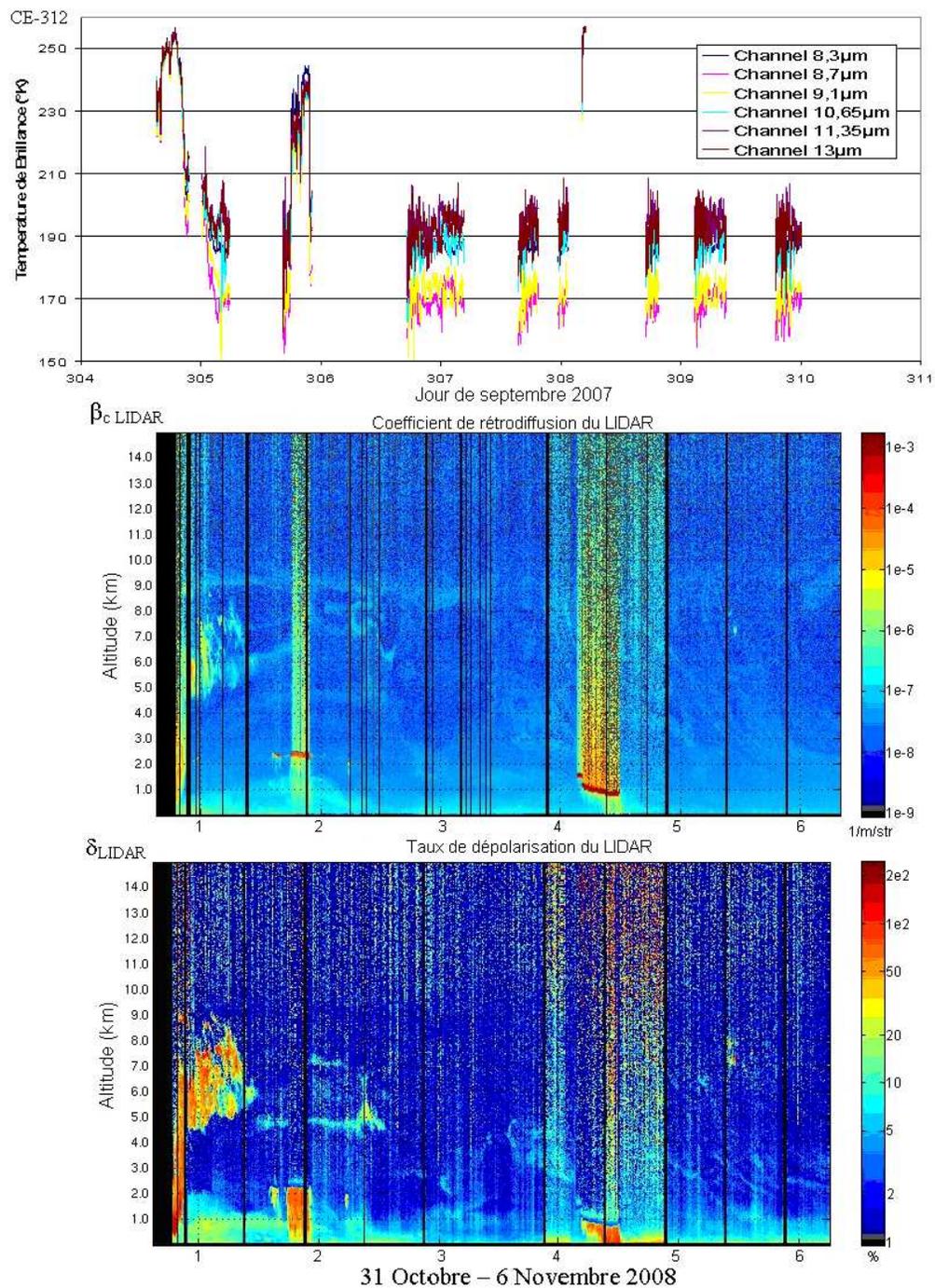


Figure 4.3: Mesures effectuées par le radiomètre CE-312 et le LIDAR AHSRL entre le 31 octobre et 6 novembre 2008

réchauffe avant de pouvoir recommencer à prendre des mesures. Les données obtenues lors de cette campagne sont caractérisées par des fortes variations de la température de la tête du radiomètre, qui entrent en compte dans le calcul de la température de brillance. Ceci nous oblige à être prudents sur les résultats de cette campagne et explique pourquoi nous n'avons pas exploité ces mesures pour appliquer l'inversion.

4.1.1.4. Intercomparaison entre le radiomètre et le P-AERI (septembre 2007)

Afin de valider les mesures du radiomètre et de vérifier sa calibration, nous souhaitons les confronter aux mesures du P-AERI en comparant leurs températures de brillance issues de leurs mesures de luminance. Pour cela, dans un premier temps, il faut convoluer le spectre de luminance du P-AERI avec les fonctions filtres du radiomètre afin d'obtenir des luminances intégrées. En appliquant les coefficients de calibration a , b et n de chaque bande (section 2.3.5.1.), nous pouvons extraire les températures de brillance pour chaque bande (simulées à partir des données du P-AERI).

Pour valider les mesures du radiomètre (le CE-312 à trois bandes) par rapport aux données P-AERI, nous l'avons placé, lors de la campagne de septembre 2007 à Eureka, à trois mètres du P-AERI afin qu'ils visent les mêmes cibles. En effet, comme leur angle d'ouverture (FOV pour *Field of view*) est de 3° pour le radiomètre et de 1.5° pour le P-AERI, nous considérons qu'ils mesurent les mêmes nuages.

Ces mesures réalisées sur plusieurs jours permettent d'avoir une bonne diversité de cibles et de températures de brillance mesurées. La figure 4.4 représente le résultat de cette intercomparaison pour le canal à $8.7 \mu\text{m}$ dont le coefficient de détermination $R^2=0.97$. Ces comparaisons ont également été effectuées pour les bandes $10.8 \mu\text{m}$ ($R^2=0.98$) et $12.6 \mu\text{m}$ ($R^2=0.99$).

À travers cette intercomparaison, nous pouvons voir que les bandes du radiomètre sont relativement bien corrélés avec les données du P-AERI pour une gamme de température allant de 210 à 270°K. Cependant, il faut noter que dans le cas des ciels clairs (indiqués sur la figure 4.4), il peut y avoir une différence allant jusqu'à 10°K (alors que le RMSE est de

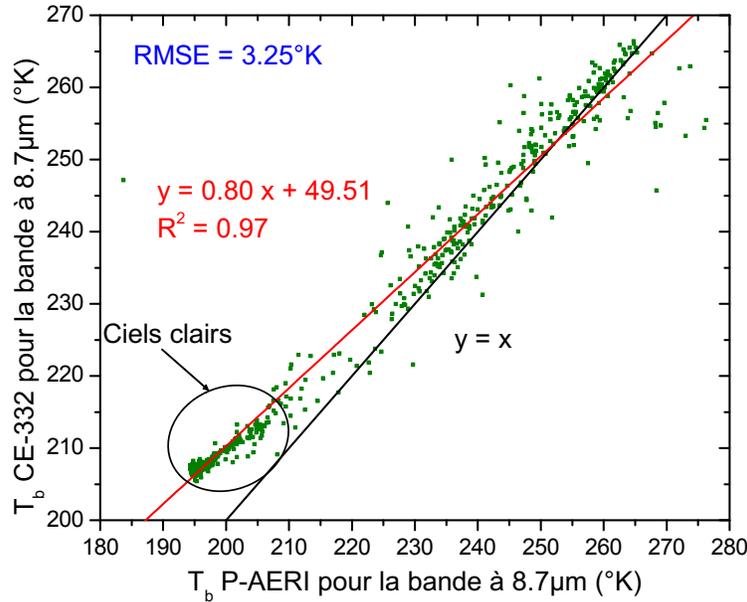


Figure 4.4: Intercomparaison des températures de brillance entre les données du P-AERI et du radiomètre CE-332 pour la bande $8.7 \mu\text{m}$, obtenues lors de la campagne de septembre 2007 à Eureka

3.25°K) qu'il faudra corriger afin d'effectuer la calibration des valeurs du radiomètre selon la calibration du P-AERI sur ses corps noirs. Ces erreurs sont dues au fait que la calibration du CIMEL CE-332 n'avait pas été réalisée depuis plusieurs années. L'étape de calibration est cruciale pour garantir des mesures radiométriques précises. Une calibration sur deux corps noirs (un corps noir à température ambiante et un à $+60^\circ\text{C}$) est effectuée par le P-AERI toutes les dix minutes, ce qui garantit une bonne précision de ses mesures. C'est pour cela que le P-AERI est considéré comme l'instrument de référence.

Dans la suite de ces résultats, nous avons privilégié les données du P-AERI desquelles nous avons extrait les six bandes simulées du radiomètre CE-312. Comme les mesures des deux radiomètres durant les campagnes de terrain ne contenaient pas suffisamment de données intéressantes, nous avons préféré exploiter les mesures du P-AERI pour profiter de la grande série de données (entre le mois d'août 2006 et avril 2008) et de sa calibration régulière sur ses corps noirs.

4.2. Inversion appliquée sur un nuage en évolution

Afin de voir la cohérence de l'inversion de la taille et du COD, nous avons décidé de l'appliquer à plusieurs moments sur un nuage en cours de précipitation (figure 4.5).

Pour faciliter la compréhension du phénomène, nous avons représenté le coefficient de rétrodiffusion β_{LIDAR} et le taux de dépolarisation δ_{LIDAR} du LIDAR, puis également le coefficient de rétrodiffusion β_{RADAR} du RADAR, ainsi que D'_{eff} obtenu à partir de β_{LIDAR} et β_{RADAR} (cf. section 3.1.5.1.).

Le graphique 4.5 représente l'inversion du COD et D_{eff} , ainsi que la comparaison avec les valeurs du LIDAR (pour l'épaisseur optique) et de la combinaison LIDAR et RADAR (pour la taille). Ce dernier calcul représente la moyenne non pondérée sur la colonne verticale. Nous avons fait ce choix car la pondération optique du LIDAR est complexe, notamment quand il s'agit de définir les fonctions de poids ([Platnick, 2000](#)).

Sur ce graphique, nous avons également rajouté les barres d'erreurs qui correspondent, dans le cas de l'inversion du radiomètre, aux valeurs inversées pour l'hypothèse où la température de brillance mesurée serait supérieure (et respectivement inférieure) de 1°K par rapport à la valeur mesurée initialement. Les barres d'erreurs représentées pour l'inversion du diamètre avec le LIDAR et le RADAR correspondent à l'écart type autour de la valeur moyenne.

Sur cette figure 4.5, nous pouvons voir, dans un premier temps, que l'allure des courbes est cohérente avec le fait que le nuage est en train de précipiter, c'est-à-dire que la taille de ses particules ainsi que son épaisseur optique augmentent.

Ce graphique illustre également qu'avant 9h, le RADAR ne fonctionnait pas, ce qui explique l'absence de données de validation, mais que, d'après la taille des particules inversées avec le radiomètre (de l'ordre de 30 μm), ces particules n'auraient pas été détectées par le RADAR.

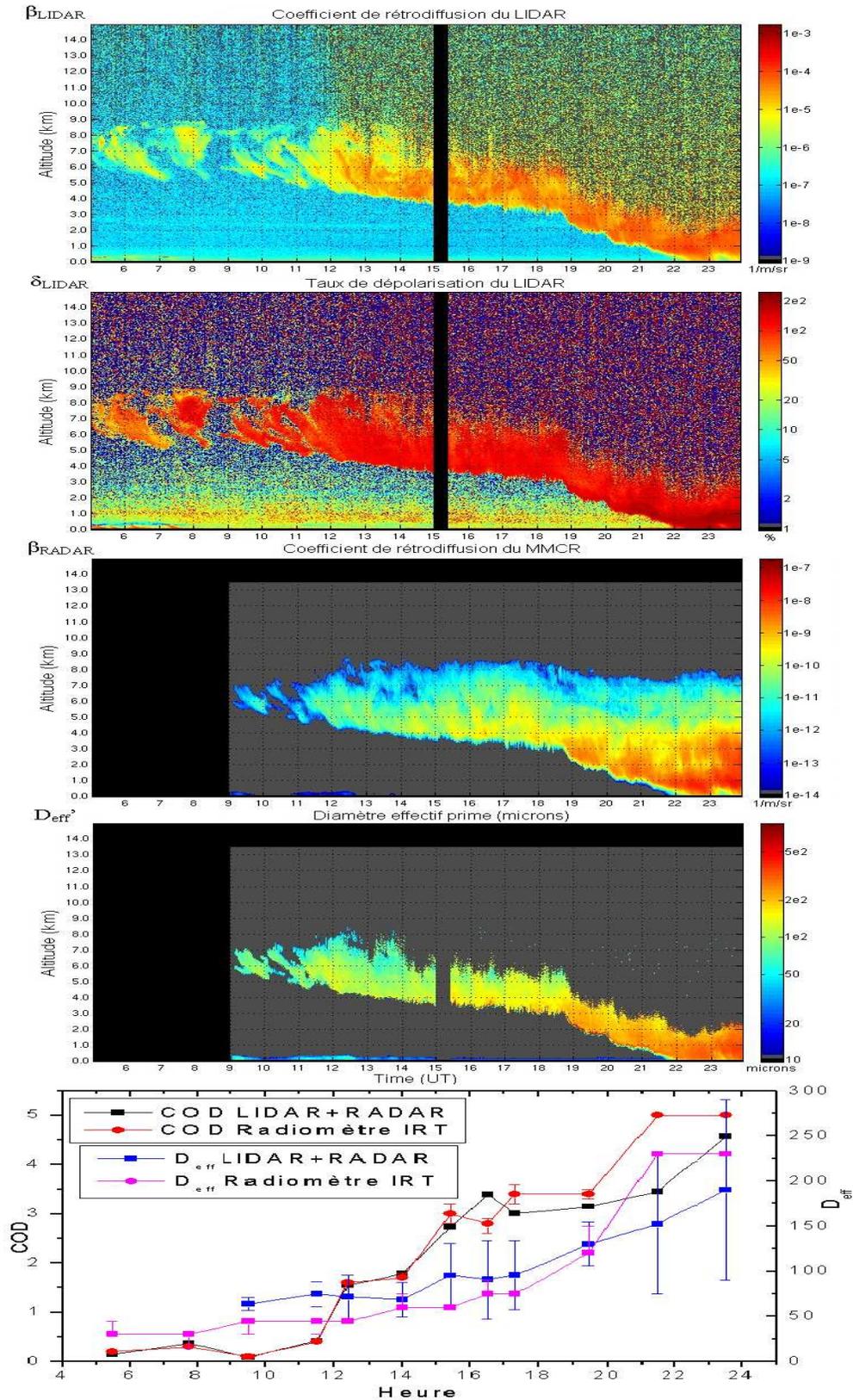


Figure 4.5: Résultats de l'inversion pour un nuage en train de précipiter, comparés avec β_{LIDAR} , δ_{LIDAR} , β_{RADAR} et D'_{eff} (pour les données du 31 décembre 2006). Le graphique présente l'inversion du COD et D_{eff} (resp. en rouge et en rose) du radiomètre par rapport aux valeurs de validation (resp. en noir et en bleu)

La troisième remarque concerne le fait que les erreurs associées aux inversions appliquées au spectre du radiomètre thermique, sont généralement faibles, ce qui signifie que l'inversion semble robuste. Il convient de signaler qu'après 21h, le COD inversé atteint la valeur limite de l'inversion ($COD = 5$), ce qui signifie que les valeurs de taille ne sont ni très fiables ni significatives, ce qui se traduit par une valeur de ΔT_b très élevée.

La variabilité de l'inversion de taille par le LIDAR et le RADAR augmente quand le nuage devient plus épais et se rapproche du sol. En effet, la distribution verticale des particules varie fortement entre des grosses particules proches du sol et des particules plus fines en altitude qui commencent à croître en précipitant, comme l'illustre le graphique de D'_{eff} de la figure 4.5.

À travers cet exemple, nous pouvons également soulever l'idée qu'une analyse temporelle des nuages peut améliorer la classification entre les TIC1 et les TIC2. En effet, les TIC1 ont une évolution temporelle assez lente puisque leur structure est stable ; alors que les TIC2 ont des vitesses de sédimentation plus élevées et précipitent plus rapidement. Ainsi, en réalisant l'inversion régulièrement durant l'épisode nuageux, il est possible d'améliorer la discrimination TIC1/TIC2.

4.3. Application de l'inversion sur 100 cas de nuages observés en Arctique

4.3.1. Description des 100 cas de nuages

Dans le but d'obtenir des statistiques fiables sur le potentiel de l'inversion du COD et du D_{eff} dans l'IRT, nous avons décidé d'appliquer l'algorithme d'inversion, avec les données P-AERI intégrées, sur 100 nuages observés à Eureka entre septembre 2006 et avril 2008 et de le valider. Nous avons choisi les nuages afin d'avoir une bonne représentativité et une bonne variabilité des paramètres d'épaisseur optique, de taille, d'altitude et divers profils atmosphériques (contenu en vapeur d'eau). Les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le tableau 4.1.

	Altitude Basse (km)	Épaisseur (km)	Contenu en Vapeur d'eau (g/cm ²)	Température de la base du nuage (°K)	Cloud Optical Depth (LIDAR)	D _{eff} (µm) (LIDAR + RADAR) – TIC2
Valeur Moyenne	3,63	2,66	0,26	242,5	0,75	90,84
Écart-type	1,71	1,44	0,18	9,67	0,87	95,34
Valeur Maximale	8,8	6	0,92	264,2	4,41	316
Valeur Minimale	1	0,4	0,07	213,89	0,03	31

Tableau 4.1: Statistiques des principaux paramètres qui décrivent les 100 cas de nuages choisis

Afin de représenter la dispersion de ces 100 nuages, nous avons analysé les données et nous les avons représentées selon différents paramètres (tels que l'altitude et la température de la base du nuage).

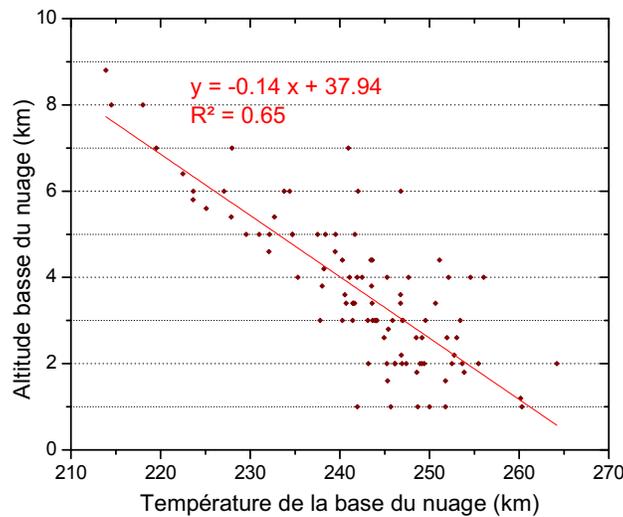


Figure 4.6: Température de la base du nuage en fonction de l'altitude basse du nuage pour les 100 cas mesurés à Eureka. L'effet d'échantillonnage est dû au fait que les altitudes ont été ré-échantillonnées selon le pas du profil atmosphérique dans MODTRAN (qui est de 200 m)

La figure 4.6 permet de constater une certaine linéarité entre l'altitude du bas du nuage et sa température. En effet, plus le nuage est élevé, plus sa température est basse, conformément au profil de température. Cependant il faut signaler qu'il existe une inversion en température proche du sol dans les premiers kilomètres (voir section 1.3.1.1.), ce qui peut expliquer

pourquoi certains nuages très bas (environ 1 km) se trouvent à des températures plus basses que la droite de régression.

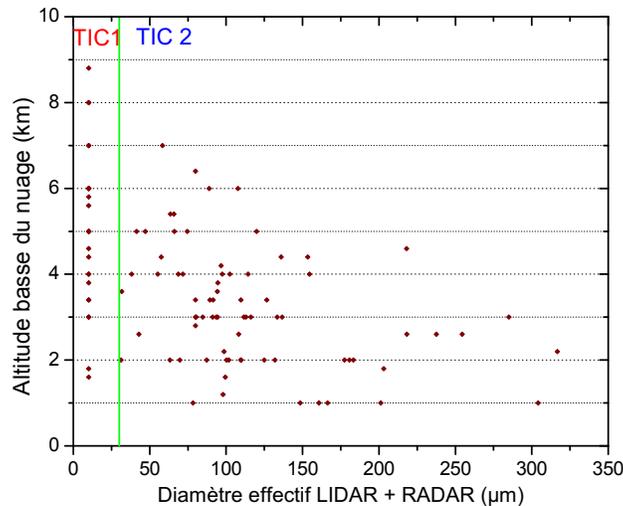


Figure 4.7: D_{eff} de référence (avec la méthode LIDAR + RADAR) en fonction de l'altitude pour les 100 cas mesurés à Eureka

La figure 4.7 représente la dispersion du D_{eff} des cristaux de glace en fonction de l'altitude, avec la séparation entre les TIC1 et les TIC2 fixée arbitrairement à $30\ \mu\text{m}$, selon la taille minimale détectée par le RADAR. Les nuages qui n'étaient pas détectés par le RADAR ne permettaient pas d'obtenir une valeur de validation de D_{eff} , alors ils ont été positionnés arbitrairement à une valeur $D_{eff} = 10\ \mu\text{m}$. Sur cette figure, les cristaux de grosse taille se trouvent surtout à des altitudes faibles (inférieures à 3 km) alors qu'au contraire, il est possible de trouver des petits cristaux à des altitudes supérieures à 6 km .

Sur la figure 4.8, nous avons représenté l'inversion du COD obtenue à partir β_{LIDAR} en fonction de l'altitude de la base du nuage. Grâce au LIDAR, il est possible de détecter des nuages optiquement très fins (valeur minimale de $\text{COD} = 0.03$). Les nuages avec une faible valeur de COD peuvent se trouver à n'importe quelle altitude alors que les nuages avec un fort COD sont de préférence situés à des altitudes relativement basses.

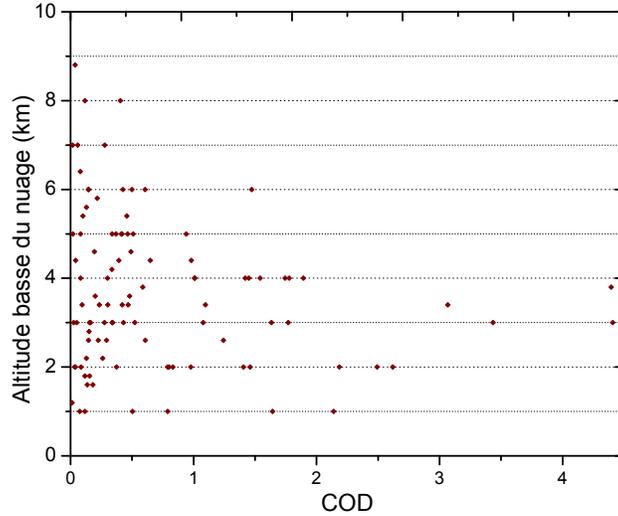


Figure 4.8: COD de référence (calculé à partir des profils de β_{LIDAR}) en fonction de l'altitude pour les 100 cas de nuages mesurés à Eureka

4.3.2. Résultats de l'inversion sur les 100 cas de nuages

L'algorithme d'inversion décrit dans le chapitre 3 a été appliqué aux 100 nuages présentés précédemment. Nous rappelons que la configuration du LUT choisie pour l'inversion est la suivante : le COD varie de 0 à 5 avec un pas de 0.1, pour une DLN d'écart-type $\sigma = 1.5$, dix-sept tailles de diamètre effectif (6, 10, 15, 23, 30, 38, 45, 53, 60, 68, 75, 90, 100, 120, 150, 230, 300 μm) pour des particules sphériques, avec le mode de diffusion multiple (*cf.* section 3.1.4.). Dans la suite de ce chapitre, nous analyserons l'effet de ces choix sur les résultats de l'inversion.

Les figures 4.9 et 4.10 représentent les résultats de ces inversions, respectivement du COD et de D_{eff} .

D'après la figure 4.9, la courbe du COD présente une bonne corrélation entre les valeurs inversées du radiomètre et celles du LIDAR, conformément aux conclusions de la section 2.4.3, avec un RMSE de 0.24. En ne considérant que les points dont le COD est inférieur à 2, le RMSE est de 0.1. Les valeurs sont relativement proches de la droite $y = x$ pour des faibles valeurs de COD, et il commence à y avoir des erreurs plus importantes et une plus forte dispersion quand le COD est supérieur à 2.

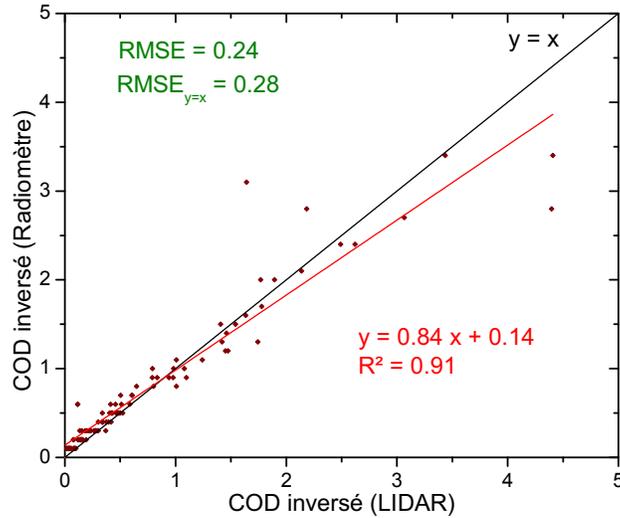


Figure 4.9: Résultats de l'inversion du COD pour 100 nuages mesurés en Arctique en choisissant une DLN avec un écart-type de 1.5, et avec le mode de diffusion multiple. La ligne rouge représente la ligne de régression et la ligne noire la droite $y = x$

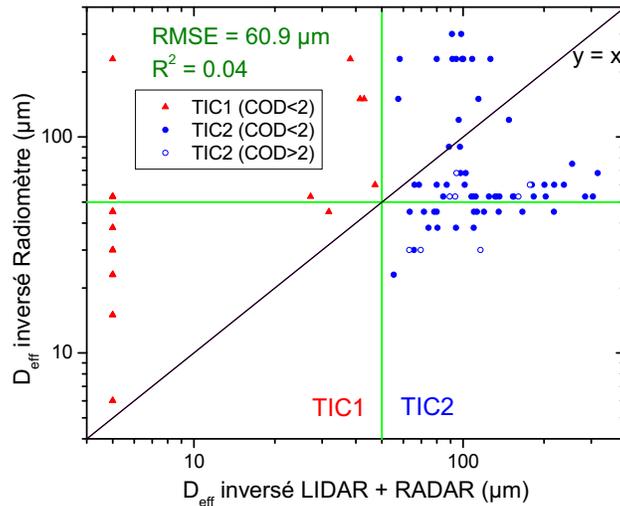


Figure 4.10: Résultats de l'inversion de D_{eff} avec la même configuration que pour l'inversion du COD

Sur la figure 4.10, la courbe de l'inversion du D_{eff} est plus complexe à analyser car la corrélation est assez dispersée. Elle est en effet grandement influencée par les résultats marginaux de l'inversion des grosses particules. Afin de représenter l'inversion d'une manière plus visuelle, nous avons choisi de prendre des axes logarithmiques. Il faut rappeler que le RADAR

n'est pas capable de détecter les particules plus petites que 30-40 μm , et c'est la raison pour laquelle il n'y a pas de valeur de validation avant 30 μm , bien que l'inversion du radiomètre nous ait donné treize valeurs comprises entre 6 et 30 μm . Ces TIC1 ne rentrent pas en compte dans le calcul de régression. Il faut considérer le fait que les six bandes ne sont pas très sensibles aux différences entre les tailles des particules au-delà de 50 μm , ce qui peut expliquer la forte dispersion des valeurs pour les TIC2.

Eureka				
Inversion	TIC	Référence LIDAR+RADAR		
		TIC 1	TIC 2	
Classification à partir de l'inversion	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	13	5	Exactitude totale = 82% Err. de détection TIC1 = 50.0% Err. de détection TIC2 = 6.8%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	13	69	

Tableau 4.2: Analyse de la probabilité de détection des TIC1 et TIC2 selon le radiomètre IRT et le LIDAR/RADAR pour les 100 cas observés en Arctique

Les résultats présentés précédemment permettent de compléter le tableau 4.2 sur l'identification des TIC1 et TIC2, pour une limite inférieure des TIC2 fixée à 30 μm . Les performances de l'inversion sont traduites par le terme de l'exactitude totale, qui représente les nuages qui ont été bien classifiés. L'erreur de détection pour les TIC1 et les TIC2 correspond au nombre de cas qui ont été mal inversés par rapport au nombre total de TIC1 et TIC2 (définis d'après la référence du LIDAR et RADAR). Les résultats de ce tableau montrent des résultats globaux qui sont significatifs (82%) avec cependant de fortes erreurs de commission de l'ordre de 50% pour les TIC1. Il faut noter que ces résultats sont influencés par la valeur limite fixée et par le pas du COD et du D_{eff} .

4.4. Comparaison de l'inversion avec l'interféromètre P-AERI

Afin de vérifier l'hypothèse affirmant que le radiomètre thermique six bandes est suffisant pour réaliser une inversion, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus par l'instrument P-AERI. Pour ce faire, nous avons appliqué strictement la même méthodologie avec la même configuration des particules, mais aux 1058 longueurs d'onde disponibles du spectro-

mètre, comprises entre 8 et 13.5 μm . Nous avons rapporté les résultats de l'inversion dans le 4.6 et les résultats de la comparaison dans le tableau 4.4.

<i>Paramètres à inverser</i>	COD		D_{eff}	
	R^2	RMSE	R^2	RMSE
<i>Configuration de l'inversion</i>				
Référence : Inversion à partir des 6 bandes simulées du CE-312	0.91	0.24	0.04	60.9
Inversion avec P-AERI sur les 1058 bandes	0.94	0.21	0.03	56.4

Tableau 4.3: Résultats de l'inversion en utilisant les six bandes du radiomètre CE-312 et les 1058 bandes du P-AERI, en utilisant la configuration de référence (section 4.3.2.)

Nous remarquons que le P-AERI est encore plus sensible que le radiomètre, notamment sur l'inversion du COD. La significativité des différences entre les deux cas a été vérifiée à un niveau de confiance de 95%, avec un test de Student.

Concernant D_{eff} , les résultats de l'inversion sont beaucoup plus mitigés, avec des valeurs RMSE élevées. Ces statistiques pâtissent du fait de la mauvaise qualité de l'inversion pour des grosses particules. De plus, les résultats pour les très petites particules ne sont pas pris en compte pour le calcul des statistiques (*ie.* que, d'après les résultats des simulations de la section 2.4.3.1, nous supputons que la qualité des statistiques auraient été améliorée s'il avait été possible d'obtenir des données de validation pour les petites tailles).

Les résultats des inversions issues des deux instruments sont comparés sur la figure 4.11 et dans le tableau 4.4. Nous cherchons à vérifier si le choix des six bandes est judicieux et si elles permettent d'obtenir des résultats significatifs comparés à ceux obtenus avec le spectre du P-AERI.

En ce qui concerne l'inversion du COD, nous constatons une forte corrélation ($R^2 = 0.96$ et une pente proche de 1) entre l'inversion du radiomètre et celle du P-AERI. Cela signifie que les six bandes du radiomètre suffisent pour donner des résultats significatifs et cohérents pour effectuer une inversion du COD.

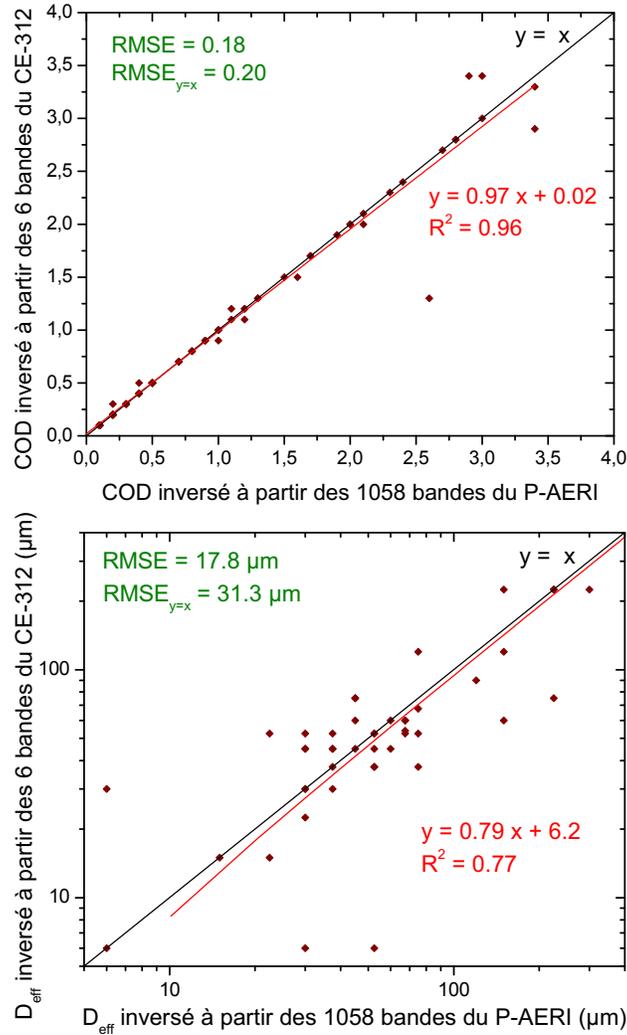


Figure 4.11: Comparaison de l'inversion à 6 bandes avec l'inversion réalisée à partir des données du P-AERI. Les inversions ont été effectuées pour 100 nuages mesurés en Arctique en choisissant une DLN de tailles avec $\sigma = 1.5$, et avec le mode de diffusion multiple

Paramètres à inverser	COD		D_{eff}	
	R^2	RMSE	R^2	RMSE
Comparaison entre les résultats de P-AERI et ceux du radiomètre	0.96	0.18	0.77	17.8

Tableau 4.4: Résultats de la comparaison entre les résultats de l'inversion du P-AERI avec ceux du CE-312

La comparaison des inversions de D_{eff} montre également une assez bonne corrélation ($R^2 = 0.77$ mais avec une pente de 0.79), même si nous constatons une dispersion des particules de grosses tailles. D'après le tableau 4.5, nous pouvons voir la discrimination TIC1 vs TIC2 pour le P-AERI comparée à celle effectuée à partir de l'inversion avec le radiomètre.

100 cas Eureka				
	TIC	Inversion Radiomètre (6 bandes)		
		TIC 1	TIC 2	
Inversion P-AERI (1058 bandes)	TIC1	16	6	Exactitude totale = 82% Err. de détection TIC1 = 42.9% Err. de détection TIC2 = 8.3%
	TIC2	12	66	

Tableau 4.5: Résultats de la discrimination des TIC1 et TIC2 en appliquant la méthode d'inversion sur les données du P-AERI (qui sert de référence) et sur celles du radiomètre

Ces résultats sont très encourageants puisqu'ils montrent que les six bandes du radiomètre permettent d'atteindre des performances semblables à celles du spectromètre, en ce qui concerne l'inversion des caractéristiques des nuages de glace. Cela suggère que les six valeurs de température de brillance suffisent pour décrire le comportement du nuage en fonction du COD. En ce qui concerne D_{eff} , la qualité de l'inversion est légèrement dégradée (tableau 4.5) lorsqu'un radiomètre est utilisé au lieu d'un spectromètre. Cependant les résultats restent acceptables, avec une exactitude totale équivalente.

4.5. Analyse du choix de la distribution

Au cours de la section 3.4.6., nous avons discuté des différentes configurations utilisées pour décrire la distribution des particules, ainsi que leurs influences sur l'inversion. Le choix de la distribution est d'autant plus délicat qu'il s'agit d'un des paramètres dont il n'est pas possible de valider le choix. Nous allons cependant appliquer la méthode d'inversion en utilisant ces distributions afin de voir les conséquences sur les résultats. Ces résultats sont résumés par le tableau 4.6.

Configuration de l'inversion	COD		D_{eff}	
	R ²	RMSE	R ²	RMSE
Particules monodispersées	0.91	0.18	0.00	62.2
DLN ($\sigma=1.5$) simple diffusion	0.91	0.16	0.04	61.0
Référence : DLN de particules sphériques ($\sigma=1.5$) avec diffusion multiple. Inversion à partir des 6 bandes simulées du CE-312 (Tableau 4.3)	0.91	0.24	0.04	60.9
DLN ($\sigma=1.9$)	0.91	0.25	0.01	62.0
DGM	0.89	0.25	0.03	61.3

Tableau 4.6: Résultats de la validation de l'inversion à six bandes pour différentes configurations de la méthodologie

L'analyse de ce tableau montre que l'inversion du COD est significative (entre 0.89 et 0.91), quelque soit la configuration choisie. Les paramètres de la distribution n'ont pas une réelle influence sur l'inversion du COD. Nous constatons néanmoins que le RMSE pour les particules monodispersées et pour la DLN avec simple diffusion est plus faible que les autres cas, ce qui peut être dû au fait que ces configurations ont des comportements différents des autres configurations (comme nous l'avons indiqué dans la section 3.4.6.).

Concernant le D_{eff} , les résultats de l'inversion sont beaucoup plus délicats à commenter. Nous pouvons signaler que ce sont les distributions (DLN ou DGM) qui donnent les meilleures statistiques d'inversion. Nous avons alors comparé la discrimination des TIC1 et TIC2 pour ces différentes distributions (tableau 4.7) qui confirme que ce sont les DLN (avec un $\sigma = 1.5$) et la DGM qui donnent les meilleures performances.

4.6. Analyse du choix de la forme des particules

Le choix de la forme des particules est important et c'est une des inconnues de la méthode d'inversion car il n'est pas possible de connaître les formes sans des mesures *in situ*. Jusqu'à présent, nous avons fait le choix de simplifier le problème en utilisant des modèles de particules sphériques. Dans cette partie, nous allons comparer les résultats de l'inversion effectuée pour des sphères avec différentes formes de particules monodispersées, modélisées par Yang *et al.* (2000). Nous pourrions ainsi comprendre l'influence du choix de la forme des particules sur l'inversion.

100 cas de nuages à Eureka				
Inversion	TIC	Référence LIDAR+RADAR		
		TIC1	TIC2	
Particules monodispersées	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	10	4	Exactitude totale = 80% Err. de détection TIC1 = 61.5% Err. de détection TIC2 = 5.4%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	16	70	
DLN ($\sigma = 1.5$) simple diffusion	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	6	10	Exactitude totale = 70% Err. de détection TIC1 = 76.9% Err. de détection TIC2 = 13.5%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	20	64	
Référence : (Tableau 4.2)	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	13	5	Exactitude totale = 82% Err. de détection TIC1 = 50.0% Err. de détection TIC2 = 6.8%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	13	69	
DLN ($\sigma = 1.9$)	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	21	24	Exactitude totale = 71% Err. de détection TIC1 = 19.2% Err. de détection TIC2 = 32.4%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	5	50	
DGM	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	11	4	Exactitude totale = 81% Err. de détection TIC1 = 57.7% Err. de détection TIC2 = 5.4%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	15	70	

Tableau 4.7: Résultats de la discrimination TIC1/TIC2 pour différentes distributions de taille des particules

Nous avons d'abord appliqué l'algorithme d'inversion, aux 100 cas de nuages décrits précédemment, sur chacune des formes séparément, en utilisant toutes les tailles possibles (dans la gamme de 2 à 300 μm) pour les six formes simulées par Yang (ce qui justifie le nombre différent de tailles pour chaque forme). Dans un deuxième temps, en combinant les modèles de toutes les tailles des six formes de Yang ainsi que les particules sphériques avec les différentes distributions, nous arrivons à un total de 245 couples *Taille-Forme* différents. Ainsi, en sortie de la méthode d'inversion, nous obtenons une valeur de taille et une forme. Le résultat de l'inversion des 100 cas mesurés à Eureka est représenté dans le tableau 4.8.

Le tableau 4.8 permet de voir que, peu importe la forme de particules choisies, l'inversion du COD reste très satisfaisante (avec un R^2 proche de 0.9 et un RMSE inférieur à 0.30 qui garantissent une significativité avec une confiance de 90%). Pour l'inversion de la taille, les performances sont peu variables selon les formes choisies. Notons que, d'après le tableau 4.8, les droxtales donnent des résultats légèrement meilleurs.

<i>Paramètres à inverser</i>	COD		D_{eff}	
	R ²	RMSE	R ²	RMSE
<i>Configuration de l'inversion</i>				
Agrégats (26 tailles)	0.90	0.29	0.04	61.1
Balles en rosette 3D (32 tailles)	0.90	0.29	0.02	61.7
Droxtales (22 tailles)	0.91	0.25	0.07	59.8
Colonnes Creuses (32 tailles)	0.90	0.29	0.01	61.9
Plaquettes (36 tailles)	0.90	0.29	0.05	60.2
Colonnes Solides (29 tailles)	0.90	0.26	0.00	62.2
Ensemble des 7 formes (6 Yang + sphères) (245 tailles)	0.90	0.28	0.13	56.5

Tableau 4.8: Résultats de la validation de l'inversion pour différentes formes des particules

Puisque nous souhaitons analyser l'effet du choix de la forme sur la discrimination TIC1/TIC2, nous avons classifié les résultats de toutes ces inversions. Le tableau 4.9 permet d'affirmer que ce sont les droxtales qui donnent les meilleurs résultats. De plus, si nous utilisons l'ensemble des 245 couples *Taille-Forme*, la discrimination peut atteindre 80% d'exactitude totale.

Afin de visualiser la distribution de l'inversion des formes (en utilisant les 245 modèles de glace pour les sept formes, ce qui correspond à la dernière ligne du tableau 4.9), nous avons représenté la figure 4.12. Nous pouvons voir que ce sont les agrégats, les balles en forme de rosette 3D et les plaquettes qui sont les plus fréquemment inversées. Il n'y a pas vraiment de tendance flagrante concernant une éventuelle corrélation entre la forme inversée des particules et le D_{eff} de référence (de la combinaison LIDAR + RADAR).

En prenant en compte différentes formes de particules dans la méthode d'inversion, nous augmentons la quantité de modèles de cristaux de glace (ce qui augmente la complexité et la durée des simulations), mais nous affinons aussi, dans un sens statistique, l'inversion du COD et la discrimination TIC1/TIC2.

Afin de vérifier s'il existait une corrélation entre la température du nuage et le type de formes inversé (comme décrit par [Yang et al., 2003a](#)), nous avons découpé la gamme de température de la base du nuage par paliers de 5°C. Nous avons également regroupé certaines

100 cas de nuages à Eureka				
Inversion	TIC	Référence LIDAR+RADAR		
		TIC1	TIC2	
Agrégats	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	17	12	Exactitude totale = 79% Err. de détection TIC1 = 34.6% Err. de détection TIC2 = 16.2%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	9	62	
Balles en rosette 3D	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	8	8	Exactitude totale = 74% Err. de détection TIC1 = 69.2% Err. de détection TIC2 = 10.8%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	18	66	
Droxtales	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	8	1	Exactitude totale = 81% Err. de détection TIC1 = 69.2% Err. de détection TIC2 = 1.4%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	18	73	
Colonnes Creuses	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	19	14	Exactitude totale = 79% Err. de détection TIC1 = 26.9% Err. de détection TIC2 = 18.9%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	7	60	
Plaquettes	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	12	9	Exactitude totale = 77% Err. de détection TIC1 = 53.8% Err. de détection TIC2 = 12.2%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	14	65	
Colonnes Solides	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	16	13	Exactitude totale = 77% Err. de détection TIC1 = 38.5% Err. de détection TIC2 = 17.6%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	10	61	
Ensemble des 7 formes (6 Yang + sphères)	TIC1 ($D_{eff} \leq 30 \mu m$)	13	7	Exactitude totale = 80% Err. de détection TIC1 = 50.0% Err. de détection TIC2 = 9.5%
	TIC2 ($D_{eff} > 30 \mu m$)	13	67	

Tableau 4.9: Résultats de la discrimination TIC1/TIC2 pour différentes formes de particules

formes semblables pour se conformer à l'article de Yang *et al.* (voir figure 4.13). Ainsi les colonnes (solides ou creuses) ont été associées aux plaquettes hexagonales.

La figure 4.14 représente, avec un histogramme, l'occurrence des quatre groupes de formes en fonction de la température. Il existe un maximum d'occurrences pour les agrégats, les balles et les colonnes autour de $-30^{\circ}C$. D'après la figure 4.13, tirée de Yang *et al.* (2003a), les agrégats sont dominants à des températures avoisinant les $-35^{\circ}C$, alors que les balles en rosette 3D sont surtout présentes autour de $-40^{\circ}C$ et que les colonnes et plaquettes sont prépondérantes au-delà de $-45^{\circ}C$. Les droxtales (et par extension les sphères) sont habituellement associées à des tailles de particules plus petites (d'après la figure 4.13) et se situent de préférence proche du haut du nuage, donc à des températures plus froides.

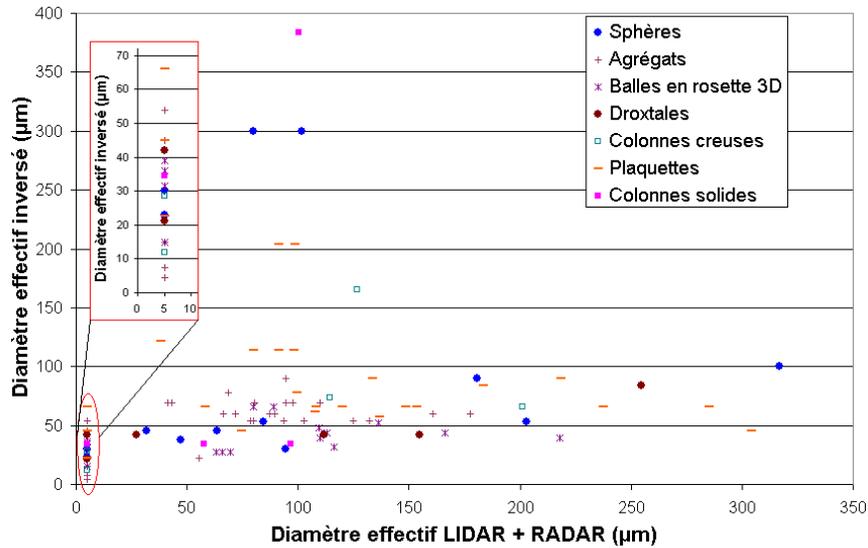


Figure 4.12: Inversion de la taille en utilisant 245 couples *Taille-Forme*

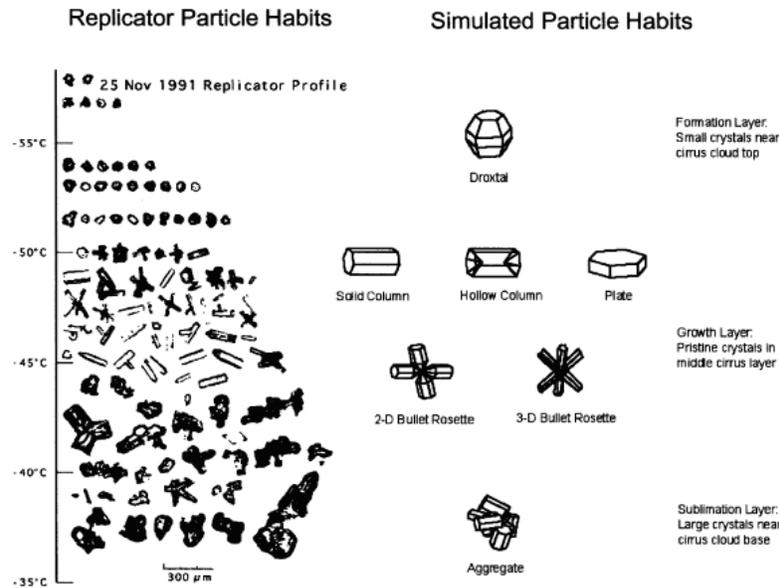


Fig. 1. (left panel) A vertical sampling of crystals obtained by a replicator on 25 November 1991 during the First ISCCP Field Experiment (FIRE, ISCCP refers to the International Satellite Cloud Climatology Project) in Coffeyville, Kansas (after Heymsfield and Jaquinta [5] with permission of the American Meteorological Society). (right panel) The ice crystal morphologies in cirrus clouds that have been suggested for light scattering and radiative transfer calculations.

Figure 4.13: Classification des six formes de Yang et al. (2000) en fonction d'échantillons (tirée de Yang et al. (2003a)). Les tailles des particules à la gauche du graphique sont représentatives des tailles relatives de chacune des catégories de formes

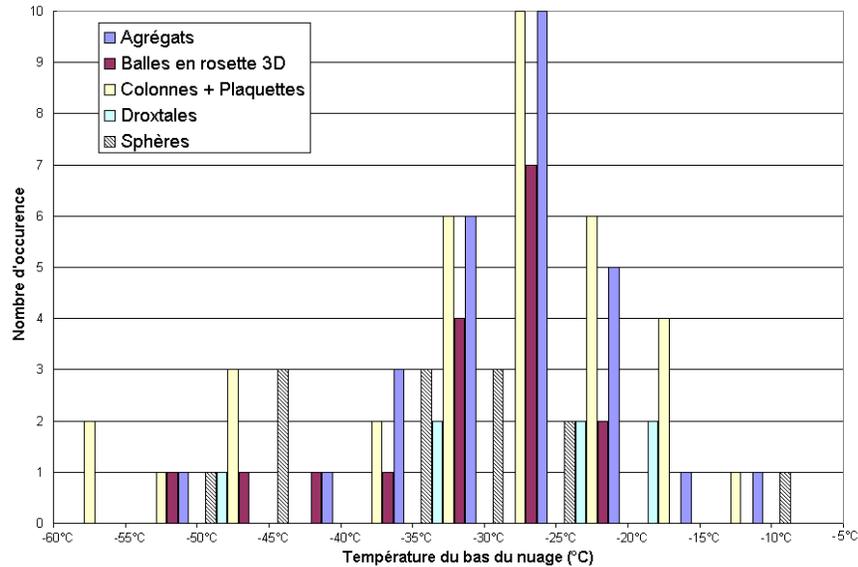


Figure 4.14: Histogramme d'occurrence des formes d'après l'inversion, en fonction de la température de la base du nuage

Notre inversion décrit partiellement cet énoncé puisqu'un maximum d'occurrences des particules pseudo-sphériques (sphères et droxtales) est observé à des températures plus froides (autour de -35°C) que les pics d'occurrences des autres formes (autour de -25°C).

En calculant les tailles moyennes inversées pour l'ensemble des formes, nous n'observons pas vraiment de corrélation avec la figure 4.13, puisque ce sont les balles, les droxtales et les agrégats qui correspondent à l'inversion des petites tailles alors que les colonnes et les plaquettes sont plutôt associées aux grosses particules.

En exploitant les données de polarisation du LIDAR, il est possible d'avoir des informations sur la complexité de la forme des particules (Noel *et al.*, 2002). Ainsi les particules avec une géométrie sphériques sont caractérisées par un taux de dépolarisation faible puisqu'elles ne dépolarisent pas le signal incident. Les particules de formes plus complexes ont un taux de dépolarisation progressivement plus élevé, selon leur complexité. Nous avons utilisé cette information pour vérifier les résultats de nos inversions. Pour cela, nous avons extrait du profil de dépolarisation du LIDAR la valeur moyenne au sein du nuage (limité par ses al-

titudes inférieure et supérieure). Les résultats de cette comparaison sont représentés par la figure 4.15.

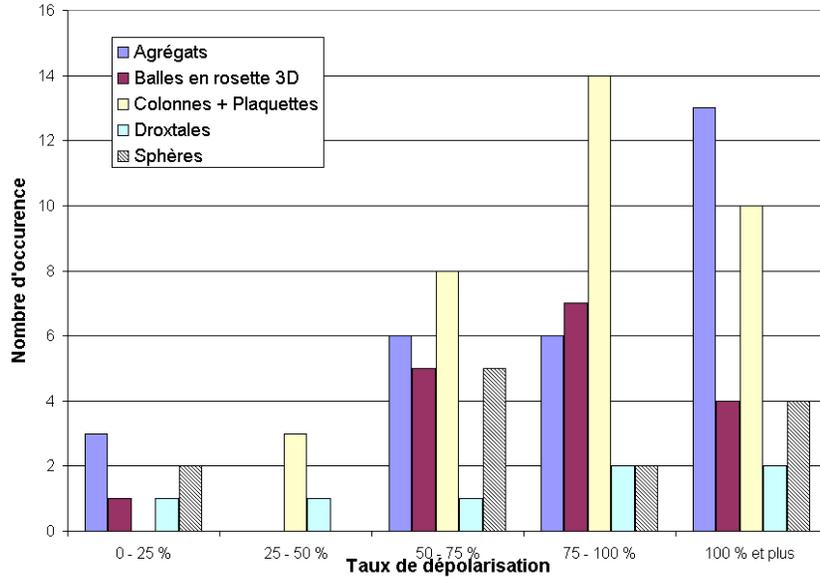


Figure 4.15: Histogramme d'occurrence des formes en fonction du taux de dépolarisation

Sur cette figure 4.15, nous remarquons que les particules sphériques sont caractérisées par des taux de dépolarisation très variables, alors qu'elles auraient dû être caractérisées par un taux de dépolarisation faible. Nous constatons que le maximum d'occurrence des colonnes et des balles en rosette 3D se situe dans la zone de 75 à 100% alors que celui des agrégats se situe au-delà des 100%, ce qui serait cohérent avec une hypothèse qui dit que, si notre classification des formes a un certain niveau de significativité, alors la forme avec la géométrie la plus complexe (*ie.* les agrégats) devrait avoir un taux de dépolarisation plus élevé (*cf.* figure 4.13).

4.7. Analyse de l'effet d'autres paramètres sur les résultats de l'inversion

Par la suite, nous avons tenté d'améliorer l'algorithme d'inversion notamment en jouant avec la distribution verticale des particules, ainsi que sur la pondération des bandes.

4.7.1. Limitation de l'épaisseur du nuage

Nous avons décrit dans notre chapitre 3, la sensibilité de l'inversion à l'épaisseur du nuage. D'après Pancrati (2003), les mesures radiométriques sont surtout sensibles aux couches basses de l'atmosphère. Ainsi, le radiomètre est plutôt sensible aux couches basses du nuage et très peu sensible au sommet du nuage. Afin d'exploiter ce fait, nous avons effectué une analyse du profil vertical de la luminance émise, à différents niveaux de l'atmosphère. Nous avons considéré un nuage bas à 2 km d'altitude (figure 4.16) ainsi qu'un nuage haut situé à 5 km d'altitude (figure 4.17) et tous deux ayant une épaisseur de 5 km. Sur ces figures, le trait bleu représente la limite basse du nuage et le trait rouge la limite haute. Nous avons extrait, pour chaque altitude, la luminance émise entre le nuage et le capteur au sol ($L_{sol} - L(z)$), que nous avons ensuite normalisée en fonction de la luminance au sommet de l'atmosphère (TOA pour *Top of Atmosphere*) et intégrée entre 8 et 13.5 μm . Cette analyse a été effectuée pour cinq valeurs de COD (du ciel clair $COD = 0$ jusqu'à $COD = 5$).

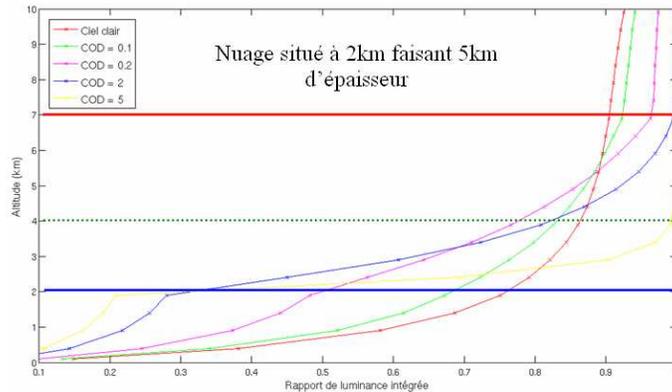


Figure 4.16: Profil vertical du rapport de luminance intégrée (entre 8 et 13.5 μm) pour un nuage situé à 2km. Les lignes bleue et rouge indiquent la base et le sommet du nuage

Les figures 4.16 et 4.17 cherchent à montrer l'influence du choix de l'épaisseur du nuage en termes de luminance reçue, pour un nuage haut et un nuage bas. Dans les deux cas, la quantité de signal reçue entre le sol et le haut du nuage (trait rouge) est supérieure à 90% du signal total.

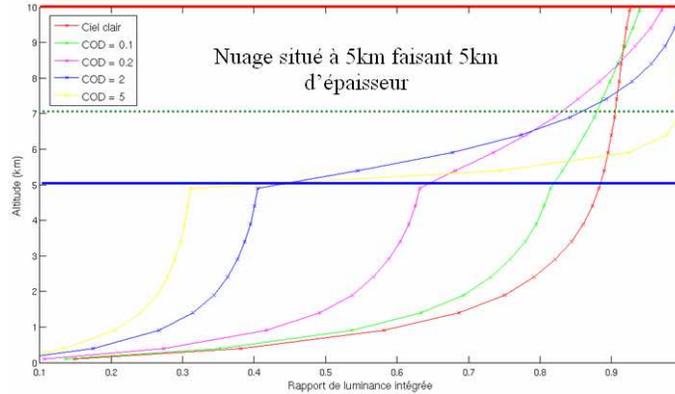


Figure 4.17: Profil vertical du rapport de luminance intégrée (entre 8 et 13.5 μm) pour un nuage situé à 5km

En limitant l'épaisseur du nuage à 2 *km* (au lieu de 5 *km*) et en se référant au trait vert, il apparaît que quelque soit le nuage, le capteur va recevoir au moins 75% du signal. Nous souhaitons ainsi essayer de nous détacher de l'incertitude liée à l'épaisseur du nuage, quand le nuage est trop opaque pour que le LIDAR puisse passer au travers et donner l'épaisseur précisément.

Nous avons appliqué cette proposition à la méthode d'inversion afin de voir son influence sur la centaine de cas (voir section 4.7.4). Pour se faire, nous avons conservé la valeur de l'altitude basse du nuage et nous avons limité l'épaisseur à 2 *km* (pour tous les nuages dont l'épaisseur était supérieure à 2 *km*).

4.7.2. Profil vertical exponentiel décroissant des particules de glace

Comme variante de l'analyse de la section précédente, nous avons appliqué un profil vertical exponentiel décroissant pour les particules. En effet, nous avons illustré, sur les figures précédentes, que ce sont les couches du nuage les plus basses qui ont le plus d'influence sur la luminance mesurée (pour les cas d'un profil de coefficient d'extinction indépendant de l'altitude). Nous avons alors proposé d'appliquer un profil exponentiel décroissant afin d'augmenter le coefficient d'extinction des particules qui se trouvent dans les couches les plus basses. Les figures 4.18 et 4.19 représentent l'effet d'un profil exponentiel sur le profil

vertical du rapport de luminance intégrée (normalisé en fonction de la luminance TOA).

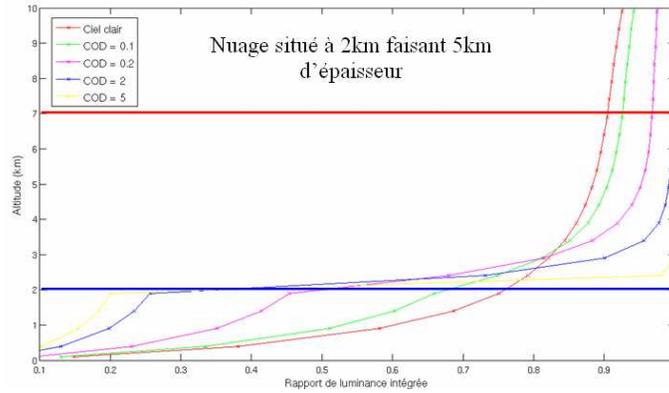


Figure 4.18: Profil vertical du rapport de luminance intégrée (entre 8 et 13.5 μm) pour un nuage situé à 2km en utilisant un profil exponentiel décroissant

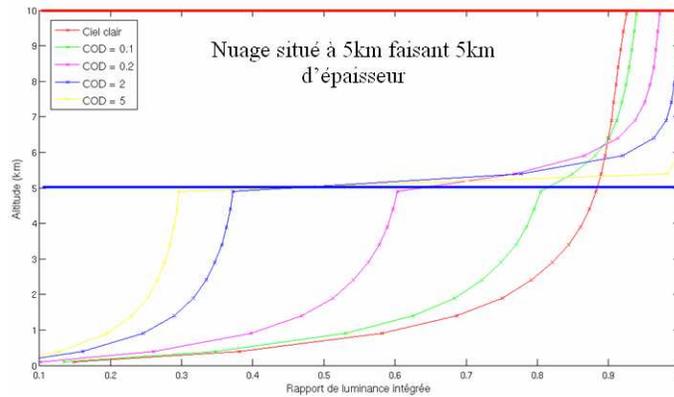


Figure 4.19: Profil vertical du rapport de luminance intégrée pour un nuage situé à 5km en utilisant un profil exponentiel décroissant

Sur les figures 4.18 et 4.19, nous constatons que le profil a pour effet d'accroître légèrement l'effet des premières couches du nuage. Les chiffres, par rapport à la section 4.7.1., sont maintenant de 85% et 90% du signal reçu TOA, pour le signal reçu à 2 km au dessus de la base du nuage. Il apparaît que le choix du profil vertical peut avoir une influence sur le signal reçu. Dans la partie 4.7.4, nous allons appliquer ce test aux 100 cas mesurés à Eureka.

4.7.3. Pondération des bandes

Dans ce paragraphe, la proposition pour l'amélioration de la méthode d'inversion consiste à pondérer certaines bandes dans la fonction coût, lors de l'étape de la détermination de la simulation la plus proche des mesures. En effet, nous avons indiqué dans le chapitre 2, en utilisant le calcul de Van de Hulst, que les bandes à 10.65 et 11.35 μm sont les plus sensibles aux particules de grosses tailles (tableau 2.1). À partir de cette constatation, nous avons voulu voir l'effet d'une pondération d'un facteur arbitraire de 2 de ces deux bandes dans le calcul du minimum de la fonction coût. Ainsi, en donnant plus de poids à ces deux bandes, nous espérons que l'inversion sera plus précise pour les particules de grosses tailles.

4.7.4. Analyse des résultats

Après avoir appliqué chacune des trois propositions de modifications de l'algorithme d'inversion, nous avons comparé leurs résultats sur les 100 cas de nuages (tableau 4.10) et sur la discrimination TIC1/TIC2 (tableau 4.11).

<i>Configuration de l'inversion</i>	<i>Paramètres à inverser</i>		<i>COD</i>		<i>D_{eff}</i>	
	<i>R²</i>	<i>RMSE</i>	<i>R²</i>	<i>RMSE</i>	<i>R²</i>	<i>RMSE</i>
Référence : DLN de particules sphériques ($\sigma=1.5$) avec diffusion multiple. Inversion à partir des 6 bandes simulées du CE-312 (Tableau 4.3)	0.91	0.24	0.04	60.9		
Limitation de l'épaisseur à 2km	0.68	0.38	0.00	62.1		
Profil vertical en exponentielle décroissante	0.71	0.37	0.03	61.2		
Pondération des bandes	0.90	0.25	0.11	58.6		

Tableau 4.10: Résultats de la validation de l'inversion pour différentes propositions de modifications de l'algorithme d'inversion

Le tableau 4.10 permet de constater que les propositions de modifications de l'algorithme n'apportent pas vraiment de résultats satisfaisants quand ils sont comparés avec les valeurs de validation. Le tableau 4.11 démontre, quant à lui, que la pondération des bandes 10.65 et 11.35 μm n'apporte aucune amélioration au regard des résultats sur la discrimination du type de TIC comparés à la configuration de référence.

100 cas de nuages à Eureka				
Inversion	TIC	Référence LIDAR+RADAR		
		TIC1	TIC2	
Référence : (Tableau 4.2)	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	13	5	Exactitude totale = 82% Err. de détection TIC1 = 50.0% Err. de détection TIC2 = 6.8%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	13	69	
Limitation de l'épaisseur à 2km	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	13	8	Exactitude totale = 79% Err. de détection TIC1 = 50.0% Err. de détection TIC2 = 10.8%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	13	66	
Profil vertical en exponentielle décroissante	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	12	8	Exactitude totale = 78% Err. de détection TIC1 = 53.8% Err. de détection TIC2 = 10.8%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	14	66	
Pondération des bandes	TIC1 ($D_{\text{eff}} \leq 30 \mu\text{m}$)	13	5	Exactitude totale = 82% Err. de détection TIC1 = 50.0% Err. de détection TIC2 = 6.8%
	TIC2 ($D_{\text{eff}} > 30 \mu\text{m}$)	13	69	

Tableau 4.11: Résultats de la discrimination TIC1/TIC2 pour différentes propositions de modifications de l'algorithme d'inversion

4.8. Climatologie des inversions de TIC1 et TIC2

Pour conclure cette partie, nous avons cherché à analyser l'évolution temporelle des paramètres inversés (le COD et la taille, caractérisée par la discrimination entre les TIC1 et les TIC2). Ainsi durant les hivers 2006-2007 et 2007-2008, nous avons représenté le COD de référence (inversé par le LIDAR, en orange) et le COD inversé par le radiomètre (droite verte) en fonction du jour julien, en classifiant les TIC1 et TIC2 selon l'inversion de référence du LIDAR + RADAR (couleurs foncées) et celle du radiomètre (couleurs claires). La figure 4.20 représente la climatologie des TIC durant ces deux hivers.

À travers la figure 4.20, nous cherchons à analyser s'il existe un certain cycle dans l'apparition des points classifiés comme des TIC1 et des TIC2. Nous remarquons que durant l'hiver 2006-2007, les points classifiés comme des TIC2, par le LIDAR + RADAR, étaient souvent associés aux pics de COD et qu'il y avait, par quatre fois, la présence de petits cristaux (TIC1) avant un cas de nuages optiquement épais de TIC2 (une observation qui s'applique plutôt pour les données du LIDAR + RADAR). Cette tendance se retrouve, à un degré moindre) durant l'hiver 2007-2008.

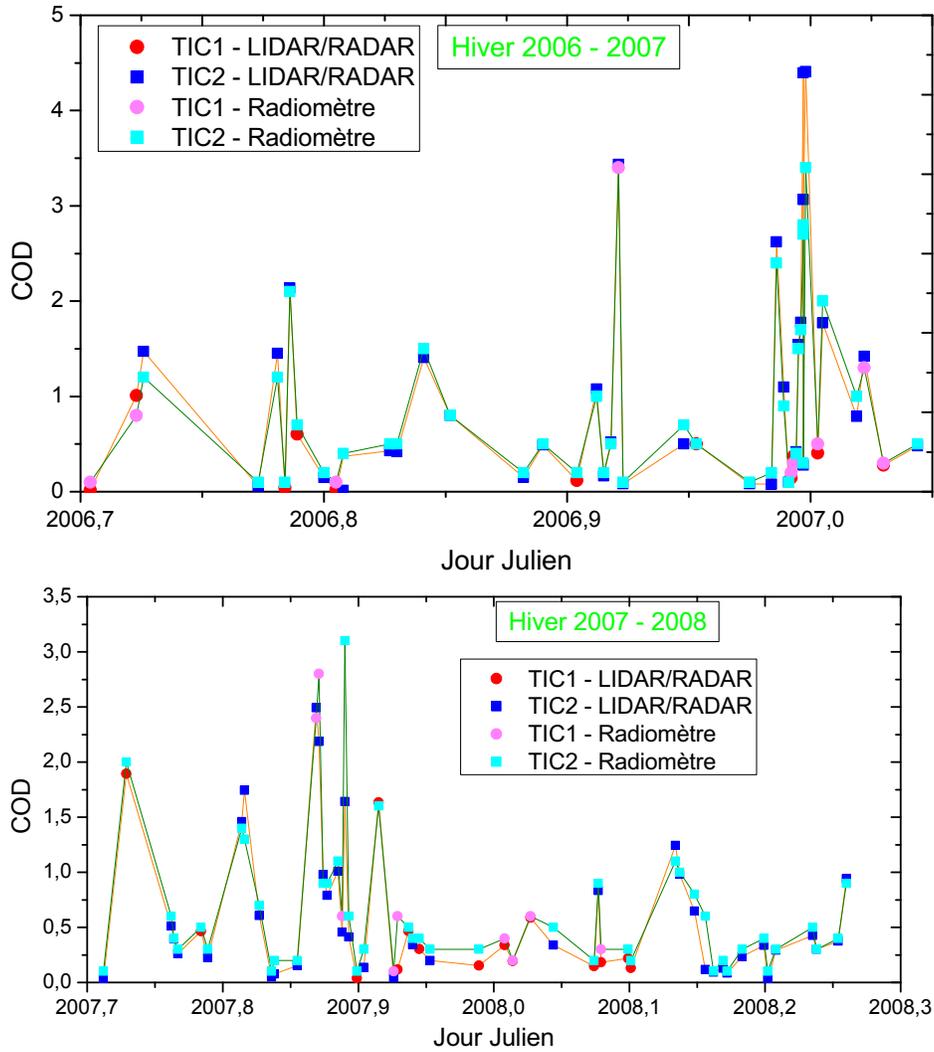


Figure 4.20: Évolution temporelle du COD en fonction du jour julien sur les hivers 2006-2007 et 2007-2008

Afin de tester une éventuelle corrélation entre la quantité de sulfate et la présence de TIC2, telle que présentée par Blanchet et Girard (1994), nous avons calculé les moyennes mensuelles de sulfate mesurées par l'AMS (*Aerosol Mass Spectrometer*), installé à PEARL (Kuhn *et al.*, 2010), en comparant les pourcentages d'occurrence des TIC2. La figure 4.21 illustre la présence d'aérosols de sulfate et informe sur leur masse (en $\mu\text{g}/\text{m}^3$), sur l'axe des ordonnées à gauche, l'occurrence des TIC2 étant représentée sur l'axe de droite. Même si la comparaison n'est pas exhaustive, il est intéressant de noter que durant le mois de décembre 2006, la quantité de sulfate était relativement élevée, comparativement à la moyenne du mois de

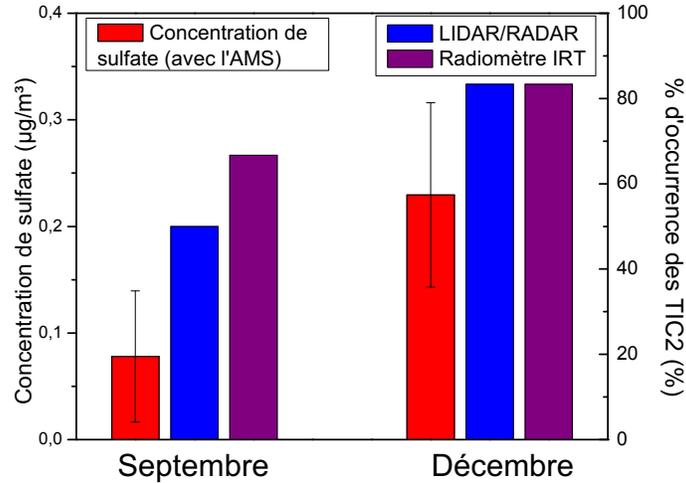


Figure 4.21: Comparaison de l'occurrence des TIC2 en fonction de la quantité de sulfate mesurée à PEARL (610 m d'altitude) par l'AMS, pour les mois de septembre et décembre 2006

septembre 2006 qui était inférieure à $0.1 \mu\text{g}/\text{m}^3$. Cela se traduit alors par de nombreux cas de TIC2 durant cette période, avec 12 TIC2 (resp. 12 TIC2) sur 15 cas de nuages pour les inversions LIDAR + RADAR (resp. pour les inversions avec le radiomètre).

Cependant il faut noter que le nombre de points relativement limité des inversions ne permet pas de pouvoir trouver une corrélation directe avec la quantité de sulfate. De plus, il convient d'être prudent car l'AMS effectue des mesures proche du sol (à une altitude de 610 m), qui se situe généralement sous la couche d'inversion de température (qui isole la basse troposphère et confine les particules proche du sol). Il faut alors prendre en compte des facteurs comme la météorologie, afin de considérer le transport vertical des aérosols, et le patron de rétrodiffusion du LIDAR, afin de comprendre l'homogénéité verticale des aérosols.

5. Conclusion et perspectives

5.1. Conclusion

Tout au long de ce document, nous nous sommes efforcés de démontrer l'intérêt de l'étude des nuages de glace optiquement fins (TIC) et de détailler leurs paramètres intensifs et extensifs. Les TICs peuvent avoir pour effet de refroidir ou de réchauffer le climat, en fonction de leurs paramètres météorologiques et microphysiques. Ainsi, l'épaisseur optique (COD) et la taille des particules sont essentiels pour pouvoir simuler les nuages de glace dans les modèles climatiques. C'est grâce à cette modélisation qu'il est possible de comprendre leurs rôles sur le climat et calculer leur forçage radiatif. L'étude des TICs peut permettre également de renseigner sur les effets indirects de certains aérosols, puisque les aérosols d'acide sulfurique, par exemple, ont des effets sur les processus de formation des nuages de glace ce qui affecte la taille de leurs cristaux. Des nombreuses méthodes d'études des paramètres intensifs et extensifs des nuages de glace ont été développées jusqu'à ce jour, ce qui démontre que le sujet est toujours d'actualité. Nous avons décrit les instruments permettant l'étude des nuages de glace (tels que le LIDAR, le RADAR, le radiomètre) qu'ils soient terrestres ou sur des plateformes aéroportées ou satellitaires. Nous avons ensuite montré l'intérêt d'effectuer des synergies entre les instruments afin de couvrir une plus large gamme du spectre et ainsi d'être sensibles à différentes caractéristiques des cristaux de glace.

Par la suite, nous avons détaillé les paramètres utilisés pour la modélisation des cristaux de glace. Nous avons ensuite cherché à démontrer la sensibilité des mesures dans l'infrarouge thermique (IRT) (entre 8 et 13.5 μm). Il est notamment possible d'utiliser les propriétés spectrales de l'indice de réfraction à des longueurs d'onde plus larges que 10 μm afin de discriminer la glace de l'eau, selon la taille des cristaux de glace. Nous avons également décrit l'équation du transfert radiatif en explicitant la sensibilité de l'IRT au terme de coefficient d'extinction. L'épaisseur optique est fortement liée à ce dernier, qui varie aussi en fonction de la taille et de la forme des particules. Nous avons montré que le COD engendrait de fortes variations en termes de température de brillance alors que pour la taille, ces variations étaient du second ordre. Nous avons également calculé la sensibilité de l'IRT à d'autres paramètres

tels que le contenu en vapeur d'eau, l'altitude, l'épaisseur, la forme des particules et le type de distribution.

Dans le chapitre 3, nous avons proposé une méthode d'inversion utilisant la radiométrie infrarouge thermique, validée par les résultats d'inversion du LIDAR et du RADAR durant deux hivers. La méthode d'inversion développée est basée sur une méthode de recherche de concurrence entre les mesures radiométriques (de température de brillance) et des simulations réalisées par un modèle de transfert radiatif, pour lesquelles varient le COD ainsi que la taille des particules. Cette méthode nécessite de connaître les altitudes basses et hautes du nuage (déterminées par le LIDAR) ainsi que les profils de température et d'humidité (extraits des radiosondages). Nous avons décrit également les méthodes d'inversion du COD et du diamètre qui nous servent pour la validation de nos résultats. Par la suite, nous avons présenté la zone d'étude qui se situe à Eureka, dans l'Arctique canadien. Cette station de recherche est équipée d'une multitude d'instruments dédiés à la recherche atmosphérique dont certains servent à la validation des résultats de l'inversion. La méthodologie a été illustrée par un cas mesuré à Eureka afin de détailler chaque étape de la méthode d'inversion. Pour finir, nous avons également étudié la sensibilité de l'inversion à différents paramètres tels que l'erreur de la mesure, l'altitude basse et l'épaisseur, la distribution de taille et la forme des particules, le profil du radiosondage et la quantité de vapeur d'eau. Nous avons ainsi pu constater que l'altitude, le profil, la forme ainsi que la distribution pouvaient avoir de fortes conséquences sur l'inversion s'ils étaient mal définis, dans un contexte de discrimination TIC1/TIC2.

Dans la partie concernant les résultats, nous avons présenté les campagnes de mesures réalisées durant les mois de septembre 2007, novembre 2008 et février 2009. Ces campagnes, effectuées avec les radiomètres CIMEL CE-332 (trois bandes) et CE-312 (six bandes), ont permis de collecter 35 jours de mesures. Nous avons ainsi pu effectuer une intercomparaison entre le radiomètre trois bandes CE-332 et le P-AERI. Nous avons pu étudier la corrélation entre ces deux instruments et constater que la calibration est cruciale pour garantir une bonne précision des résultats. C'est pour cette raison que les données du P-AERI ont été utilisées pour appliquer la réponse spectrale nominale des filtres du CE-312 et extraire les

valeurs de luminance des six bandes. Par la suite, nous avons appliqué la méthode d'inversion à un cas de nuage en cours de précipitation, dans le but d'illustrer l'inversion et de vérifier la cohérence des résultats de l'inversion pour ce cas ponctuel. Afin d'obtenir des statistiques sur l'efficacité de l'inversion, nous avons appliqué notre méthode sur 100 cas de nuages mesurés à Eureka entre septembre 2006 et avril 2008. Nous avons ainsi pu exprimer les résultats de l'inversion pour la configuration de référence (avec une DLN d'écart-type 1.5 pour des particules sphériques, avec le mode diffusion multiple de MODTRAN). Les résultats ont montré que l'inversion du COD est relativement robuste et assez exacte, avec un RMSE de 0.24, alors que l'inversion de la taille devient plus compliquée pour des grandes tailles de particules. Cependant la discrimination entre les TIC1 et les TIC2 donne des résultats prometteurs. Nous avons comparé ces résultats avec les données des 1058 bandes du P-AERI et les résultats ont montré que les radiomètres six bandes ne sont pas significativement limités par le nombre de bandes, ce qui valide la seconde hypothèse de cette recherche. Par la suite, nous avons testé les résultats de l'inversion en fonction du choix de la distribution et du choix des formes des particules, en utilisant les six formes de Yang. Nous avons ensuite proposé quelques améliorations de la méthodologie concernant le profil vertical des particules ainsi que la pondération des bandes, des améliorations peu concluantes mais qui ont néanmoins permis de mieux comprendre les degrés de liberté de l'inversion. Enfin, nous avons essayé d'analyser la climatologie de ces nuages de glace en représentant le COD et la discrimination TIC1/TIC2 selon une échelle temporelle, montrant qu'il est possible d'avoir une large gamme de valeur de COD aussi bien pour les TIC1 que pour les TIC2. Nous avons également cherché à comparer ces résultats avec les mesures de concentration en acide sulfurique effectuées par l'AMS (pour *Aerosol Mass Spectrometer*) présent à Eureka. Ces résultats sont cohérents avec l'hypothèse du DGF, mais malheureusement, le nombre d'échantillons est trop faible pour pouvoir obtenir des tendances significatives.

Dans ce 5^e chapitre, après avoir décrit les motivations et résumé le cheminement de cette recherche, nous allons proposer des perspectives d'applications et d'améliorations de cette recherche.

5.2. Originalités du projet

Ce travail de recherche a permis d'explorer les capacités de la radiométrie multispectrale thermique à bandes larges pour permettre la caractérisation des nuages de glace. En effet, nous avons démontré le potentiel d'une nouvelle méthode de surveillance des cristaux de glace en Arctique afin d'analyser les nuages de glace optiquement minces et de permettre de mieux quantifier leur rôle sur le climat.

Plus spécifiquement, ce projet a permis de mettre en avant une méthode prometteuse pour l'inversion du COD et de la taille effective des particules de glace à partir des données radiométriques IRT. Cette méthode a fait l'objet d'une validation continue avec des mesures complémentaires (LIDAR et RADAR) pour des cas variés de nuages de glace, malgré que la méthode de validation comporte également des imperfections, comme le fait de ne pas pouvoir détecter les petites particules.

Enfin, à travers cette étude, nous avons pu représenter les variations temporelles du COD et de la classification TIC1/TIC2 pour 100 cas de nuages de glace en Arctique, durant deux hivers.

5.3. Perspectives d'applications et d'améliorations

5.3.1. Potentiel d'application de la méthode d'inversion

Comme il a été démontré à travers ce travail, le radiomètre IRT est particulièrement bien adaptée aux conditions de l'Arctique puisqu'il peut fonctionner pendant l'hiver polaire et même à des températures extérieures extrêmes (à condition que la tête du radiomètre soit chauffée). De plus, comme cet instrument est largement moins dispendieux et plus portatif que le P-AERI, il pourrait être déployé à l'échelle de l'Arctique, sous forme d'un réseau (comme avec les photomètres solaires d'AERONET). Ainsi, il serait possible de surveiller et de suivre les déplacements des masses nuageuses glacées à l'échelle de l'Arctique afin de mieux comprendre l'effet indirect des aérosols sur le climat.

La principale limitation de la méthode d'inversion concerne les données à mettre en entrée, qui proviennent d'instruments différents. En effet, à part les données radiométriques IRT, il faut connaître le profil atmosphérique ainsi que les altitudes du nuage. Pour ce dernier, il peut être envisageable d'avoir un LIDAR en synergie avec le radiomètre afin de limiter les altitudes du nuage (peut-être un micro-LIDAR comme ceux utilisés par le réseau MPLNET⁸ si la pénétration de ces LIDARs est suffisante pour déduire l'altitude basse et l'épaisseur du nuage). La connaissance du profil, avec une bonne résolution temporelle, nécessite d'effectuer des radiosondages ce qui paraît irréaliste, en particulier si ces radiomètres sont dispersés en Arctique. Il serait possible d'utiliser alors les profils d'analyses météorologiques ECMWF (pour *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*) ou NARR (pour *North American Regional Reanalysis*) qui sont modélisés à partir des données satellitaires et terrestres. Cependant, il faut tout de même signaler que ces modèles atteignent leurs limites dans les régions polaires, du fait du faible nombre de stations terrestres.

Il faut également signaler que la méthode d'inversion développée au cours de ce travail est adaptée aux régions polaires, où la quantité de vapeur est très faible et où les nuages sont bas. Dans les autres endroits du globe et surtout dans les tropiques, la forte quantité de vapeur d'eau ne permettrait pas d'étudier les nuages de glace depuis le sol.

5.3.2. Illustration du potentiel de validation au sol des inversions du satellite CALIPSO

Le satellite CALIPSO, lancé en 2006, a embarqué un LIDAR à 532nm et 1064nm, ainsi qu'une caméra thermique à trois bandes (8.65, 10.6 et 12 μ m). Un des objectifs de cette mission est d'inverser l'émissivité des nuages de glace ainsi que la taille des particules, à partir de la synergie entre ces deux instruments.

Sachant que CALIPSO, qui fait partie de la constellation A-Train, décrit une orbite polaire héliosynchrone, cela signifie que sa période de répétibilité en Arctique est élevée (environ 30 fois par mois dans une zone de 100km autour de PEARL, d'après Drummond (2009). Il

8. <http://mplnet.gsfc.nasa.gov/>

serait alors fort intéressant de pouvoir valider les résultats de l'inversion des nuages de glace avec CALIPSO.

La méthode d'inversion de l'émissivité, et par extension de l'épaisseur optique d'absorption, nécessite la connaissance de la température du haut du nuage ainsi que la température de la surface (Stubenrauch *et al.*, 1999 ; Chomette *et al.*, 2003). À partir d'une température de brillance mesurée, il est possible d'obtenir une émissivité pour chacune des bandes. L'inversion de D_{eff} se fait en utilisant la technique du *Look-up table* (Dubuisson *et al.*, 2008).

À titre d'exemple, pour montrer le principe de la comparaison des résultats issus de CALIPSO avec ceux du radiomètre IRT, nous avons choisi le cas du 2 janvier 2007 à 11h05. Nous avons récupéré les profils du LIDAR CALIOP de CALIPSO (à gauche sur la figure 5.1) et du LIDAR AHSRL d'Eureka (à droite), ainsi que les températures de brillance pour les bandes 8.65, 10.6 et 12.05 μm (en bas à gauche). La trace du passage du satellite (en bleue) ainsi que la position de PEARL (en vert fluo) sont représentées sur cette figure.

Vu que CALIPSO ne passait pas exactement au dessus de PEARL, nous avons fait une moyenne des mesures satellitaires qui se trouvaient dans un rayon de 10 *km* de PEARL et nous avons recopié la valeur moyenne ainsi que l'écart-type pour le COD et pour D_{eff} . Nous avons alors appliqué notre méthode d'inversion à ce cas du 2 janvier et les résultats sont représentés sur la figure 5.1. Nous remarquons que l'inversion du COD est assez disparate et que la valeur de l'inversion avec la caméra thermique de CALIPSO est inférieure à celles inversées par les autres instruments. En effet, comme indiqué précédemment, il s'agit de l'épaisseur optique d'absorption, qui vaut environ la moitié de l'épaisseur optique totale. Cet écart peut aussi être dû au fait que les instruments thermiques ne mesurent pas la même partie du nuage. À propos de l'inversion de D_{eff} , les résultats sont très variables selon la méthode employée.

Cet exemple présenté dans cette section a pour objectif d'illustrer le potentiel d'une validation au sol des inversions de CALIPSO pour les nuages de glace, en utilisant la méthode développée au cours de ce document, ainsi que la méthode de validation.

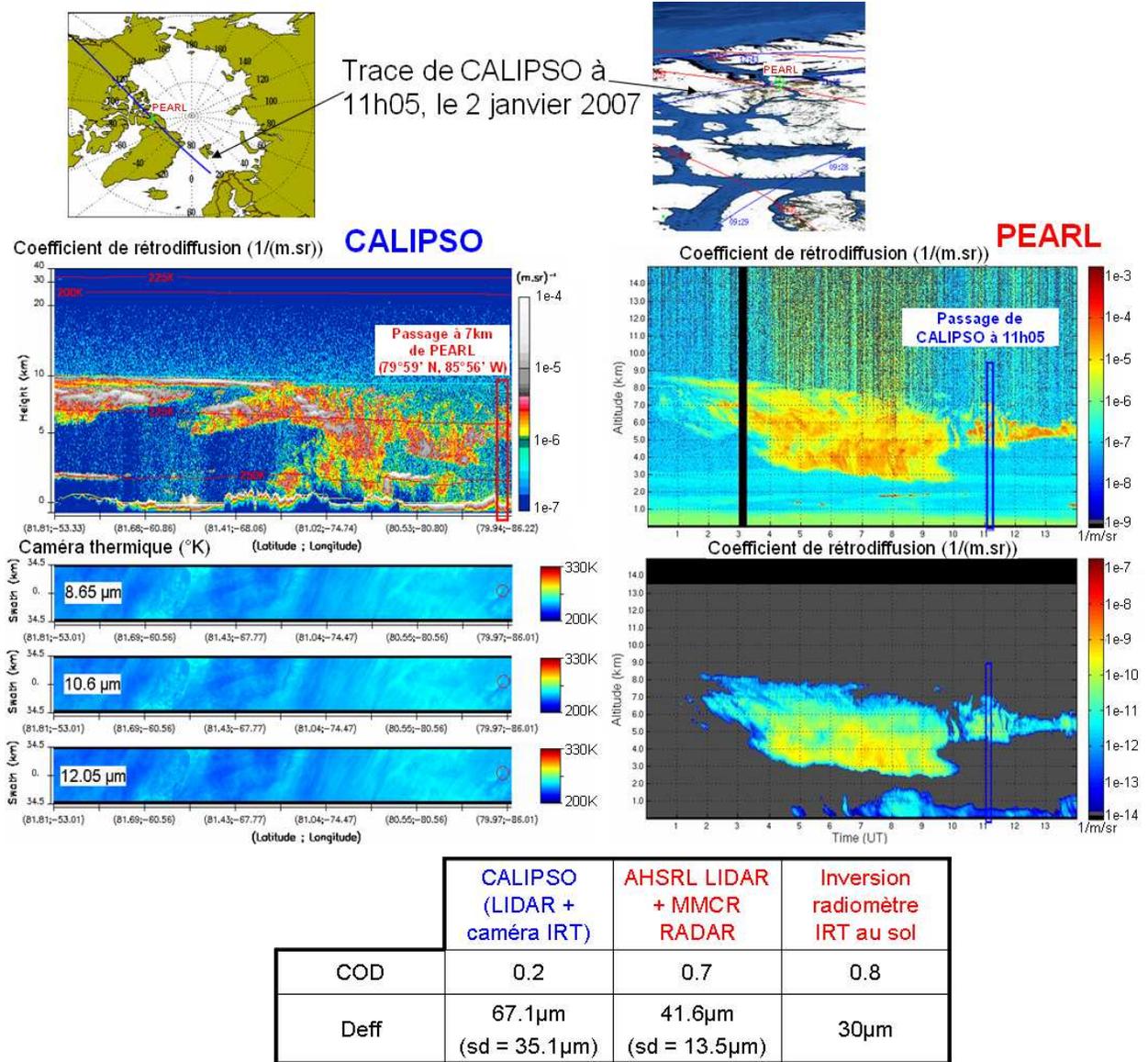


Figure 5.1: Passage de CALIPSO proche de PEARL le 2 janvier 2007 à 11h05. Nous avons représenté les profils du coefficient de rétrodiffusion des LIDARS de CALIPSO et de PEARL ainsi que les mesures en température de brillance des trois bandes de la caméra thermique IIR. Les résultats des inversions du COD et de D_{eff} des différentes méthodes sont représentés en bas à droite

5.3.3. Utilisation de l'infrarouge lointain

Une autre proposition consiste à utiliser l'infrarouge lointain afin d'affiner la méthode d'inversion et d'améliorer la méthodologie. En effet, nous avons vu sur la figure 2.5 que la

transmittance de l'atmosphère est dépendante de la quantité de vapeur d'eau, notamment pour les longueurs d'onde supérieures à $13 \mu\text{m}$. Ainsi, le spectre de transmittance de la zone de l'infrarouge lointain (IRL, pour des longueurs d'onde comprises entre 15 et $100 \mu\text{m}$) est directement proportionnelle à la quantité de vapeur d'eau. Or, en Arctique durant l'hiver, cette valeur de vapeur d'eau peut être extrêmement faible ce qui a pour conséquence d'ouvrir une fenêtre atmosphérique qui permet l'étude des nuages. L'un des avantages d'utiliser l'IRL est d'être ainsi capable de déterminer plus précisément la quantité de vapeur d'eau dans le cas des ciels clairs.

Le plus grand avantage d'utiliser l'IRL est de pouvoir améliorer l'inversion de la taille des particules. En effet, d'après une analyse similaire à celle du tableau 2.1 avec le paramètre de Van de Hulst, l'IRL est plutôt sensible aux particules qui ont des D_{eff} inférieurs à $130 \mu\text{m}$ (pour une bande à $40 \mu\text{m}$), ce qui le rend particulièrement adapté pour faire la discrimination entre des TIC1 et des TIC2. La figure 5.2 présente Q_{ext} pour neuf tailles de cristaux.

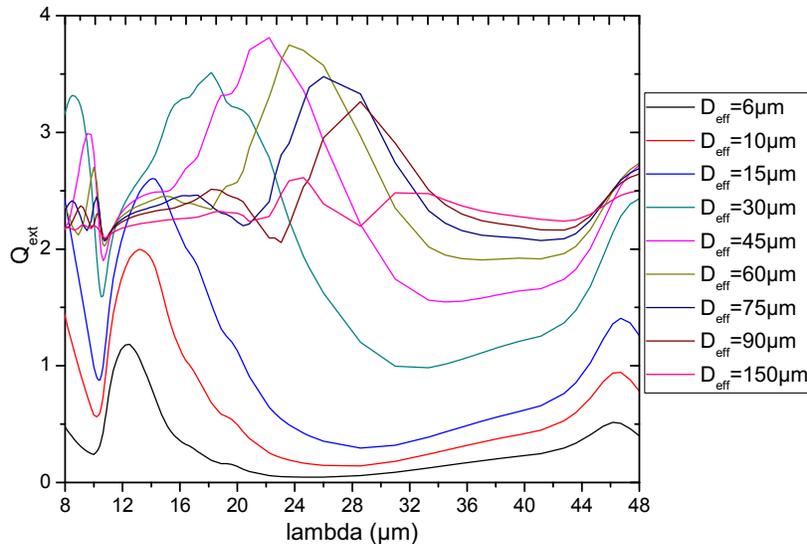


Figure 5.2: Efficacité d'extinction (Q_{ext}) pour des distributions de particules sphériques de glace dans l'IRL

Sur la figure 5.2, nous pouvons voir que l'IRT est plutôt sensible aux petites particules (jusqu'à $45 \mu\text{m}$). Dans la partie de l'IRL, nous constatons de très amples variations du Q_{ext}

surtout autour de 20-25 μm et au-delà de 40-45 μm . Ces différences de comportement spectral permettent d'envisager une bonne discrimination dans la taille des particules, même pour des particules de tailles supérieures à 100 μm , tel que présenté par Yang *et al.* (2003b).

En se référant aux courbes de transmittance (figure 2.5) et de l'efficacité d'extinction, nous proposons d'ajouter une bande centrée sur 19 μm , sur le pic de transmission de l'atmosphère pour être sensible à la vapeur d'eau. Nous pourrions également rajouter une bande centrée autour de 24 μm , où il y a un fort écart de Q_{ext} selon la taille des particules. Il serait aussi intéressant d'ajouter une bande large centrée autour de 40 μm qui serait sensible à l'absorption des particules (qui se caractérise par une valeur de SSA faible (Yang *et al.*, 2003b)).

5.3.4. Inversion de la vapeur d'eau intégrée dans le cas des ciels clairs

Dans le chapitre 3, nous avons étudié la sensibilité de l'inversion et analysé l'effet de la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère. Dans le but d'exploiter le potentiel de la radiométrie IRT, nous souhaitons montrer qu'il est possible d'effectuer une inversion de la vapeur intégrée dans l'atmosphère dans le cas de ciel sans nuage. En effet, nous avons indiqué, dans le chapitre 2, que la transmittance entre 8 et 13.5 μm est sensible à la vapeur d'eau, notamment pour les bandes 8.3, 8.7 et 13 μm . Ceci signifie que dans le cas des ciels clairs (quand $\beta_{LIDAR} < 2.10^{-6} \text{ m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ entre 0 et 15 km), la quantité en eau dans l'atmosphère est liée à la température de brillance de ces bandes, comme l'illustre la figure 5.3.

La figure 5.3 démontre la bonne corrélation entre la quantité de vapeur d'eau intégrée et les valeurs de température de brillance. Nous voyons, sur le tableau 5.1, que les bandes 8.3, 8.7 et 13 μm ont des valeurs de pente et de R^2 les plus élevées et des erreurs-types les plus faibles, comparées aux autres bandes. Ce résultat justifie le choix de ces trois bandes pour l'inversion de la vapeur d'eau dans le cas des ciels clairs.

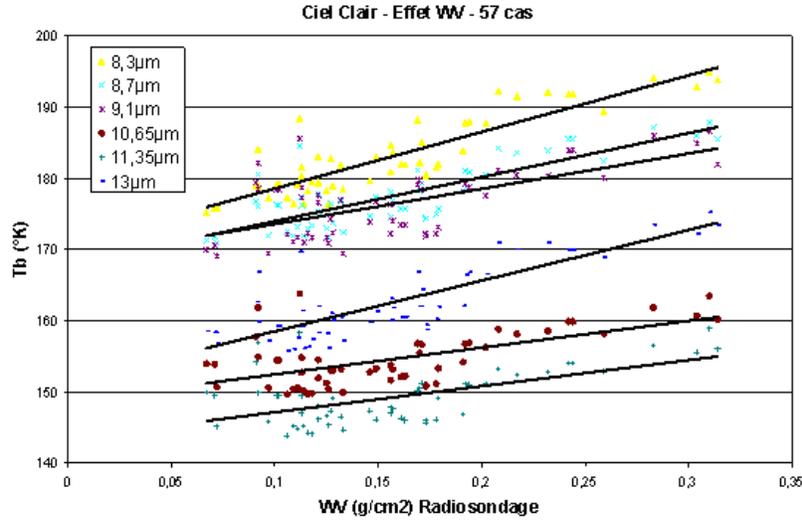


Figure 5.3: Corrélation entre la quantité de vapeur d'eau issue du radiosondage et les températures de brillance pour 54 cas de ciels clairs mesurés à Eureka

Bandes	Équation de la régression	R ²	Erreur-type (RMSE) (°K)	Erreur sur la pente (°K / (g/cm ²))
8.3µm	79.53x + 170.63	0.78	2.66	5.93
8.7µm	61.87x + 167.8	0.66	2.79	6.21
9.1µm	49.63x + 168.62	0.41	3.73	8.44
10.65µm	37.63x + 148.69	0.37	3.09	6.88
11.35µm	36.7x + 143.47	0.33	3.26	7.27
13µm	71.19x + 151.41	0.68	3.07	6.84

Tableau 5.1: Statistiques de l'inversion de la vapeur d'eau à partir des températures de brillance. Ici le x correspond aux valeurs de vapeur d'eau (en g/cm²)

En partant de ce constat, nous avons adapté la méthode d'inversion (développée dans le chapitre 3) dans le but d'inverser la quantité de vapeur d'eau en présence de ciels clairs. En faisant varier la quantité de vapeur d'eau du profil entre 0 et 0.6 g/cm², nous obtenons alors un LUT sur lequel nous pouvons superposer les mesures et ainsi déduire la simulation du ciel clair la plus proche.

Nous souhaitons que cette méthode d'inversion soit indépendante du profil atmosphérique et pour cela, nous avons d'abord tracé le profil vertical de l'humidité pour plusieurs cas

de ciels clairs au mois de décembre 2007 afin d'étudier leurs formes et d'extraire un profil standard (figure 5.4). Sur cette figure, nous constatons une très grande diversité des profils verticaux de la concentration en vapeur d'eau. Nous pouvons voir aussi que pour une même valeur de vapeur d'eau intégrée (par exemple $CIWV=0.16 \text{ g/cm}^2$), il y a plusieurs formes de profils possibles. Le modèle *SubArctic Winter* (SAW) n'est pas représentatif des autres profils et surestime la quantité de vapeur d'eau. Nous avons extrait de ces onze profils, un profil moyen standard.

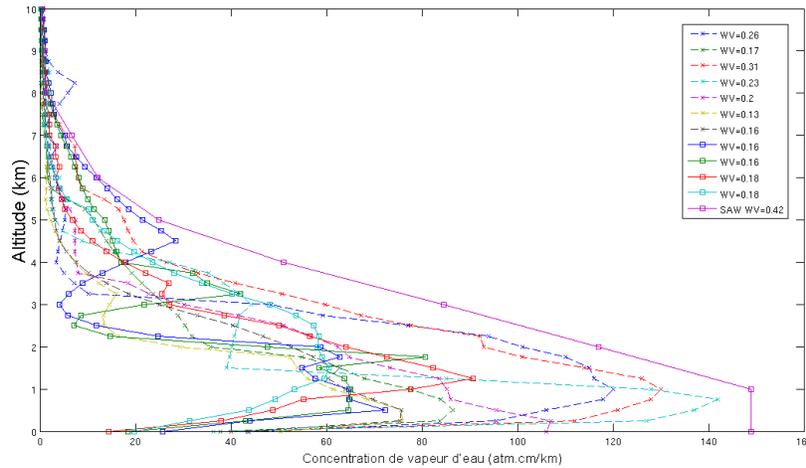


Figure 5.4: Profils verticaux de la concentration en vapeur d'eau de 11 ciels clairs observés à Eureka en décembre 2007, ainsi que le profil du modèle SAW (SubArctic Winter)

Nous avons ensuite sélectionné 54 cas de ciels clairs pour lesquels nous avons récupéré les données du P-AERI, les radiosondages et les valeurs du radiomètre micro-onde MWR (quand cela était possible). La figure 5.5 illustre les valeurs de vapeur d'eau intégrée obtenues à partir des radiosondages et du MWR. Il faut noter que malgré une bonne corrélation ($R^2=0.87$), il y a un biais important d'environ 0.1 g/cm^2 entre les deux résultats d'inversion. Ce biais entre ces deux instruments a déjà été exposé dans la littérature ([Ha et al., 2010](#)).

Nous avons ensuite appliqué l'algorithme d'inversion de la vapeur d'eau sur les 54 cas de ciels clairs, en conservant le profil fixe et en ne faisant varier que la vapeur d'eau. Les résultats sont représentés par la figure 5.6 pour la comparaison avec les valeurs obtenues par radiosondage, et par la figure 5.7 pour les valeurs extraites du MWR.

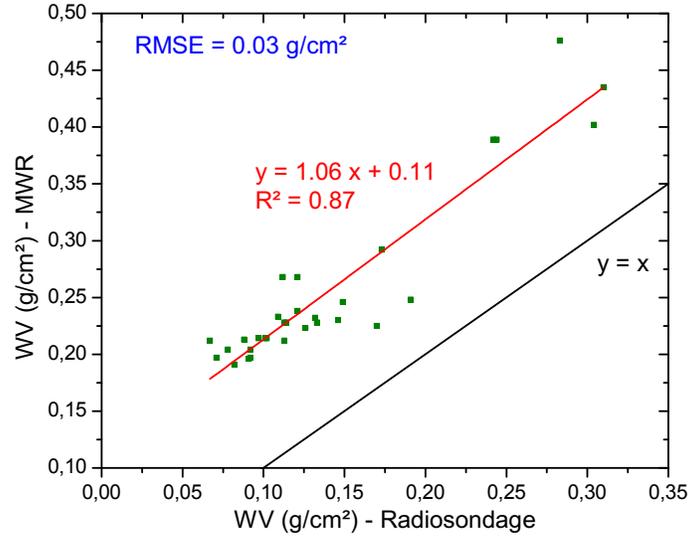


Figure 5.5: Inversion du contenu intégré en vapeur d'eau réalisée avec les données du MWR comparées aux valeurs obtenues à partir des radiosondages. La ligne rouge représente la régression et la ligne noire, la droite $y=x$

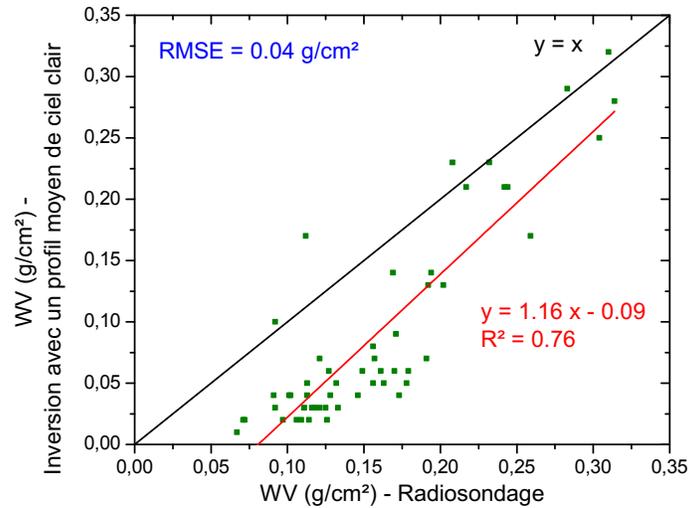


Figure 5.6: Inversion du contenu intégré en vapeur d'eau réalisée avec les données IRT comparées aux valeurs obtenues à partir des radiosondages

Les résultats représentés sur les figures 5.6 et 5.7 montrent le potentiel de la radiométrie IRT pour déterminer la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère dans le cas des ciels clairs. Cependant, il faut considérer le biais important qui existe par rapport aux mesures

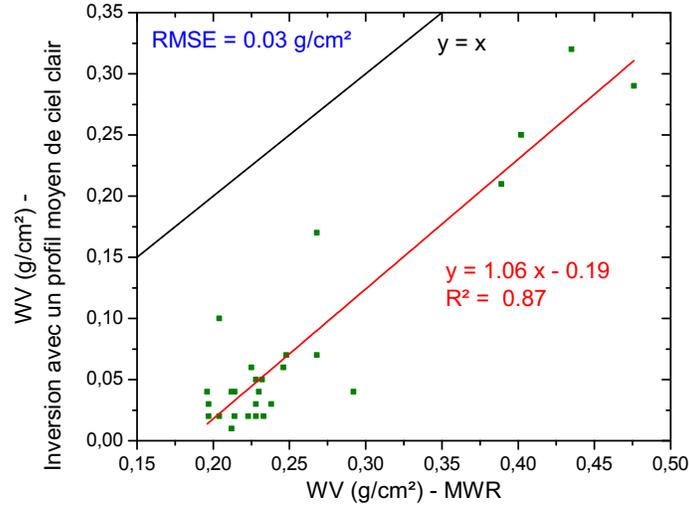


Figure 5.7: Inversion du contenu intégré en vapeur d'eau réalisée avec les données IRT comparées aux valeurs obtenues à partir du MWR

des radiosondages, et encore plus important avec les données du MWR. Ce biais sera à corriger lors des inversions. Avec un réseau de radiomètre IRT à l'échelle de l'Arctique, il serait possible de faire le suivi de la quantité de vapeur d'eau et ainsi d'affiner les modèles d'assimilation comme ECMWF, qui ne sont pas très précis pour les faibles concentrations en vapeur d'eau, puisqu'ils peuvent avoir un biais positif de 20 à 30 % dans l'estimation de l'humidité en Arctique (Bromwich et Wang, 2005).

6. Références

- Abramowitz, M. et Stegun, I. A. (1964). *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover Publications, New York.
- Ackerman, S. A., Smith, W. L., Revercomb, H. E., et Spinhirne, J. D. (1990). The 27-28 october 1986 FIRE IFO Cirrus Case Study : Spectral properties of cirrus clouds in the 8-12 μm window. *Monthly Weather Review*, Vol. 118, No. 11, pp. 2377-2388.
- Andreae, M. O. (1995). *Climatic effects of changing atmospheric aerosol levels*, Vol. Vol. 16 of *World Survey of Climatology; Future climates of the world : a modelling perspective*, pp. 347-398. A. Henderson-sellers, Elsevier.
- Austin, R. T., Heymsfield, A. J., et Stephens, G. L. (2009). Retrieval of ice cloud microphysical parameters using the CloudSat millimeter-wave radar and temperature. *J.Geophys.Res.*, Vol. 114, No. D8, page D00A23.
- Baran, A. J. (2003). Simulation of Infrared Scattering from Ice Aggregates by Use of a Size-Shape Distribution of Circular Ice Cylinders. *Appl.Opt.*, Vol. 42, No. 15, pp. 2811-2818.
- Baran, A. J., Brown, S. J., Foot, J. S., et Mitchell, D. L. (1999). Retrieval of Tropical Cirrus Thermal Optical Depth, Crystal Size, and Shape Using a Dual-View Instrument at 3.7 and 10.8 μm . *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 56, No. 1, pp. 92-110.
- Baran, A. J. et Labonnote, L. C. (2006). On the reflection and polarisation properties of ice cloud. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 100, No. 1-3, pp. 41-54.
- Baum, B. A., Kratz, D. P., Yang, P., Ou, S. C., Hu, Y., Soulen, P. F., et Tsay, S.-C. (2000). Remote sensing of cloud properties using MODIS airborne simulator imagery during SUCCESS 1. Data and models. *J.Geophys.Res.*, Vol. 105, No. D9, pp. 11767-11780.
- Benedetti, A., Stephens, G. L., et Haynes, J. M. (2003). Ice cloud microphysics retrievals from millimeter radar and visible optical depth using an estimation theory approach. *J.Geophys.Res.*, Vol. 108, No. D11, page 4335.

Berk, A., Anderson, G. P., Acharya, P. K., Chetwynd, J. H., Bernstein, L. S., Shettle, E. P., Matthew, M. W., et Adler-Golden, S. M. (1999). MODTRAN 4 users manual. Technical report, Air Force Research Laboratory, Hanscom AFB.

Bertram, A. K., Koop, T., Molina, L. T., et Molina, M. J. (2000). Ice Formation in (NH₄)₂SO₄-H₂O Particles. *The Journal of Physical Chemistry A*, Vol. 104, No. 3, pp. 584-588.

Bertram, A. K., Patterson, D. D., et Sloan, J. J. (1996). Mechanisms and Temperatures for the Freezing of Sulfuric Acid Aerosols Measured by FTIR Extinction Spectroscopy. *The Journal of physical chemistry*, Vol. 100, No. 6, pp. 2376-2383.

Bigg, E. K. (1980). Comparison of Aerosol at Four Baseline Atmospheric Monitoring Stations. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 19, No. 5, pp. 521-533.

Blanchet, J.-P. (1995). *Mechanisms of direct and indirect climate forcing by aerosols in the Arctic region*, chapter 6, pp. 109-121. *Aerosol Forcing of Climate*. Charlson, R. J. and Heintzenberg, J., Wiley, New York.

Blanchet, J.-P. et Girard, E. (1994). Arctic 'greenhouse effect'. *Nature*, Vol. 371, page 383.

Blanchet, J.-P. et Girard, E. (1995). Water vapor-temperature feedback in the formation of continental Arctic air : its implication for climate. *Science of The Total Environment*, Vol. 160-161, pp. 793-802.

Bohren, C. F. et Huffman, D. R. (1983). *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley-VCH Verlag GmbH.

Borys, R. D. (1989). Studies of ice nucleation by Arctic aerosol on AGASP-II. *Journal of Atmospheric Chemistry*, Vol. 9, No. 1, pp. 169-185.

Bourdages, L., Duck, T. J., Lesins, G., Drummond, J. R., et Eloranta, E. W. (2009). Physical properties of High Arctic tropospheric particles during winter. *Atmospheric Chemistry and Physics*, Vol. 9, No. 18, pp. 6881-6897.

Brognez, G., Parol, F., Bécu, L., Pelon, J., Jourdan, O., Gayet, J.-F., Auriol, F., Verwaerde, C., Balois, J.-Y., et Damiri, B. (2004). Determination of cirrus radiative parameters from combination between active and passive remote sensing measurements during FRENCH/DIRAC 2001. *Atmospheric Research*, Vol. 72, No. 1-4, pp. 425-452.

- Bromwich, D. H. et Wang, S.-H. (2005). Evaluation of the NCEP-NCAR and ECMWF 15- and 40-Yr Reanalyses Using Rawinsonde Data from Two Independent Arctic Field Experiments. *Monthly Weather Review*, Vol. 133, No. 12, pp. 3562-3578.
- Byers, H. R. (1965). *Elements of Cloud Physics*. University of Chicago Press, Chicago.
- Casper, J. K. (2010). *Changing ecosystems : effects of global warming*. Facts on Files, New York.
- Cess, R. D., Potter, G. L., Blanchet, J.-P., et et al. (1990). Intercomparison and interpretation of cloud-climate feedback processes in nineteen atmospheric general circulation models. *J.Geophys.Res.*, Vol. 95, pp. 16601-16615.
- Chepfer, H., Goloub, P., Riedi, J., Haan, J. F. D., Hovenier, J. W., et Flamant, P. H. (2001). Ice crystal shapes in cirrus clouds derived from POLDER/ADEOS-1. *J.Geophys.Res.*, Vol. 106, No. D8, pp. 7955-7966.
- Chiriaco, M., Chepfer, H., Minnis, P., Haeffelin, M., Platnick, S., Baumgardner, D., Dubuisson, P., McGill, M., Noël, V., Pelon, J., Spangenberg, D., Sun-Mack, S., et Wind, G. (2007). Comparison of CALIPSO-Like, LaRC, and MODIS Retrievals of Ice-Cloud Properties over SIRTa in France and Florida during CRYSTAL-FACE. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, Vol. 46, No. 3, pp. 249-272.
- Chiriaco, M., Chepfer, H., Noel, V., Delaval, A., Haeffelin, M., Dubuisson, P., et Yang, P. (2004). Improving Retrievals of Cirrus Cloud Particle Size Coupling Lidar and Three-Channel Radiometric Techniques. *Monthly Weather Review*, Vol. 132, No. 7, pp. 1684-1700.
- Chomette, O., Garnier, A., Pelon, J., Lifermann, A., Bret-Dibat, T., Ackerman, S., Chepfer, H., Dubuisson, P., Giraud, V., Hu, Y., Kratz, D., Noel, V., Platt, C. M. R., Sirou, F., et Stubenrauch, C. (2003). Retrieval of cloud emissivity and particle size frame of the CALIPSO mission. *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2003. IGARSS '03. Proceedings. 2003 IEEE International*, Vol. 3, pp. 1520-1522.
- Comstock, J. M. et Sassen, K. (2001). Retrieval of Cirrus Cloud Radiative and Backscattering Properties Using Combined Lidar and Infrared Radiometer (LIRAD) Measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 18, No. 10, pp. 1658-1673.

Curry, J. (1983). On the Formation of Continental Polar Air. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 40, No. 9, pp. 2278-2292.

Curry, J. A., Rossow, W. B., Randall, D., et Schramm, J. L. (1996). Overview of Arctic Cloud and Radiation Characteristics. *Journal of Climate*, Vol. 9, No. 8, pp. 1731-1764.

Danielson, E., Levin, J., et Abrams, E. (2002). *Meteorology*. McGraw Hill Edition.

Deirmendjian, D. (1969). *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*. Elsevier, New York, New York.

Delanoë, J. et Hogan, R. J. (2008). A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer. *J. Geophys. Res.*, Vol. 113, No. D7, page D07204.

Diehl, K., Mitra, S. K., et Pruppacher, H. R. (1998). A laboratory study on the uptake of HCl, HNO₃, and SO₂ gas by ice crystals and the effect of these gases on the evaporation rate of the crystals. *Atmospheric Research*, Vol. 47-48, pp. 235 - 244.

Donovan, D. P. et van Lammeren, A. C. A. P. (2001). Cloud effective particle size and water content profile retrievals using combined lidar and radar observations 1. Theory and examples. *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, No. D21, pp. 27425-27448.

Donovan, D. P., van Lammeren, A. C. A. P., Hogan, R. J., Russchenberg, H. W. J., Apituley, A., Francis, P., Testud, J., Pelon, J., Quante, M., et Goddard, J. (2001). Cloud effective particle size and water content profile retrievals using combined lidar and radar observations 2. Comparison with IR radiometer and in situ measurements of ice clouds. *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, No. D21, pp. 27449-27464.

Drummond, J. R. (2009). Communication personnelle.

Dubuisson, P., Giraud, V., Pelon, J., Cadet, B., et Yang, P. (2008). Sensitivity of Thermal Infrared Radiation at the Top of the Atmosphere and the Surface to Ice Cloud Microphysics. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, Vol. 47, No. 10, pp. 2545-2560.

Ebert, E. E. et Curry, J. A. (1992). A Parameterization of Ice Cloud Optical Properties for Climate Models. *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. D4, pp. 3831-3836.

Ehrlich, A., Wendisch, M., Bierwirth, E., Herber, A., et Schwarzenböck, A. (2008). Ice crystal shape effects on solar radiative properties of Arctic mixed-phase clouds-Dependence on microphysical properties. *Atmospheric Research*, Vol. 88, No. 3-4, pp. 266-276.

Eichler, H., Ehrlich, A., Wendisch, M., Mioche, G., Gayet, J. F., Wirth, M., Emde, C., et Minikin, A. (2009). Influence of ice crystal shape on retrieval of cirrus optical thickness and effective radius : A case study. *J.Geophys.Res.*, Vol. 114, No. D19, page D19203.

Eloranta, E. W. (2010). Communication personnelle.

Eloranta, E. W., Garcia, J., Razenkov, I., et Hedrick, J. (2007a). Particle size measurements using data from a high spectral resolution lidar and a millimeter wavelength radar. *ARM Science Meeting 2007*.

Eloranta, E. W., Uttal, T., et Shupe, M. (2007b). Cloud particle size measurements in Arctic clouds using lidar and radar data. *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2007. IGARSS '07. Proceedings. 2007 IEEE International*, pp. 2265-2267.

Evans, B. (1988). Phase Function and efficiency factors for most particle shapes and particle size distributions. Technical report, Code documentation, DREV.

Febvre, G., Gayet, J.-F., Minikin, A., Schlager, H., Shcherbakov, V., Jourdan, O., Busen, R., Fiebig, M., Kärcher, B., et Schumann, U. (2009). On optical and microphysical characteristics of contrails and cirrus. *J.Geophys.Res.*, Vol. 114, No. D2, page D02204.

Gerrard, A. J., Kane, T. J., Thayer, J. P., Duck, T. J., Whiteway, J. A., et Fiedler, J. (2002). Synoptic scale study of the Arctic polar vortex's influence on the middle atmosphere, 1, Observations. *J. Geophys. Res.*, Vol. 107, No. D16, page 4276.

Girard, E. (1998). *Etude d'un effet indirect des aérosols acides en Arctique : le cycle de déshydratation*. Thèse de doctorat, McGill University.

Girard, E. et Blanchet, J.-P. (2001). Simulation of Arctic Diamond Dust, Ice Fog, and Thin Stratus Using an Explicit Aerosol-Cloud-Radiation Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 58, No. 10, pp. 1199-1221.

Girard, E., Blanchet, J.-P., et Dubois, Y. (2005). Effects of arctic sulphuric acid aerosols on wintertime low-level atmospheric ice crystals, humidity and temperature at Alert, Nunavut. *Atmospheric Research*, Vol. 73, No. 1-2, pp. 131-148.

Gossard, E. E. et Strauch, R. G. (1983). *Radar observation of clear air and clouds*. Elsevier, Amsterdam; New York.

Grenier, P., Blanchet, J.-P., et Muñoz-Alpizar, R. (2009). Study of polar thin ice clouds and aerosols seen by CloudSat and CALIPSO during midwinter 2007. *J. Geophys. Res.*, Vol. 114, No. D9, page D09201.

Ha, J., Park, K.-D., Kim, K., et Kim, Y.-H. (2010). Comparison of atmospheric water vapor profiles obtained by GPS, MWR, and radiosonde. *Asia-Pacific Journal of Atmospheric Sciences*, Vol. 46, pp. 233-241.

Hair, J. W., Caldwell, L. M., Krueger, D. A., et She, C.-Y. (2001). High-Spectral-Resolution Lidar with Iodine-Vapor Filters : Measurement of Atmospheric-State and Aerosol Profiles. *Appl. Opt.*, Vol. 40, No. 30, pp. 5280–5294.

Hansen, J., Ruedy, R., Glascoe, J., et Sato, M. (1999). GISS analysis of surface temperature change. *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, No. D24, pp. 30997-31022.

Hansen, J., Sato, M., Ruedy, R., Lo, K., Lea, D. W., et Medina-Elizade, M. (2006). Global temperature change. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol. 103, No. 39, pp. 14288-14293.

Hansen, J. E. et Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, Vol. 16, No. 4, pp. 527-610.

Haywood, J. et Boucher, O. (2000). Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols : A review. *Reviews of Geophysics*, Vol. 38, No. 4, pp. 513-543.

Heymsfield, A. J. et Platt, C. M. R. (1984). A Parameterization of the Particle Size Spectrum of Ice Clouds in Terms of the Ambient Temperature and the Ice Water Content. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 41, No. 5, pp. 846-855.

Hinds, W. C. (1999). *Aerosol Technology Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles*. Wiley, New York.

Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J. P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y. J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I., et Smirnov, A. (1998). AERONET—A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization. *Remote Sensing of Environment*, Vol. 66, No. 1, pp. 1-16.

Hong, G., Yang, P., Baum, B. A., Heymsfield, A. J., Weng, F., Liu, Q., Heygster, G., et Buehler, S. A. (2009). Scattering database in the millimeter and submillimeter wave range of 100-1000 GHz for nonspherical ice particles. *J. Geophys. Res.*, Vol. 114, No. D6, page D06201.

Houghton, J. (2002). *The Physics of Atmospheres*. Cambridge Univ. Press, New York.

Inoue, T. (1985). On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μ m window region. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, Vol. 63, No. 1, pp. 88-98.

Inoue, T. (1987). A Cloud Type Classification With NOAA 7 Split-Window Measurements. *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No. D4, pp. 3991-4000.

Intrieri, J. M., Stephens, G. L., Eberhard, W. L., et Uttal, T. (1993). A Method for Determining Cirrus Cloud Particle Sizes Using Lidar and Radar Backscatter Technique. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 32, No. 6, pp. 1074-1082.

IPCC (2007). *Climate Change 2007 : The Physical Science Basis*. Cambridge Univ. Press, New York.

Kaufman, Y. J., Tanre, D., et Boucher, O. (2002). A satellite view of aerosols in the climate system. *Nature*, Vol. 419, No. 6903, pp. 215-223.

Kay, J. E., Baker, M., et Hegg, D. (2006). Microphysical and dynamical controls on cirrus cloud optical depth distributions. *J. Geophys. Res.*, Vol. 111, No. D24, page D24205.

Key, J. R. et Intrieri, J. M. (2000). Cloud Particle Phase Determination with the AVHRR. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 39, No. 10, pp. 1797-1804.

King, M. D., Platnick, S., Yang, P., Arnold, G. T., Gray, M. A., Riedi, J. C., Ackerman, S. A., et Liou, K.-N. (2004). Remote Sensing of Liquid Water and Ice Cloud Optical Thickness and Effective Radius in the Arctic : Application of Airborne Multispectral MAS Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 21, No. 6, pp. 857-875.

King, M. D., Tsay, S.-C., Platnick, S. E., Wang, M., et Liou, K. N. (1997). Cloud retrieval algorithms for MODIS : Optical thickness, effective particle radius, and thermodynamic phase. Technical Report MODIS Algorithm Theoretical Basis Document.

Knap, W. H., C.-Labonnote, L., Brogniez, G., et Stammes, P. (2005). Modeling total and polarized reflectances of ice clouds : evaluation by means of POLDER and ATSR-2 measurements. *Applied Optics*, Vol. 44, No. 19, pp. 4060-4073.

Knuteson, R. O., Revercomb, H. E., Best, F. A., Ciganovich, N. C., Dedecker, R. G., Dirks, T. P., Ellington, S. C., Feltz, W. F., Garcia, R. K., Howell, H. B., Smith, W. L., Short, J. F., et Tobin, D. C. (2004). Atmospheric Emitted Radiance Interferometer. Part I : Instrument Design. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 21, No. 12, pp. 1763-1776.

Kokhanovsky, A. (2006). Microphysics and geometry of clouds. *Cloud Optics*, pp. 1-31.

Kuhn, T., Damoah, R., Bacak, A., et Sloan, J. J. (2010). Characterizing aerosol transport into the Canadian High Arctic using aerosol mass spectrometry and Lagrangian modelling. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, Vol. 10, No. 5, pp. 13407-13443.

Kyle, H. L., Arking, A., Hickey, J. R., Ardanuy, P. E., Jacobowitz, H., Stowe, L. L., Campbell, G. G., Haar, T. V., House, F. B., Maschhoff, R., et Smith, G. L. (1993). The Nimbus Earth Radiation Budget (ERB) Experiment : 1975 to 1992. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 74, No. 5, pp. 815-830.

Lenoble, J. (1993). *Atmospheric radiative transfer*. A. Deepak Publishing, Hampton.

Lesins, G., Bourdages, L., Duck, T. J., Drummond, J. R., Eloranta, E. W., et Walden, V. P. (2009). Large surface radiative forcing from topographic blowing snow residuals measured in the High Arctic at Eureka. *Atmospheric Chemistry and Physics*, Vol. 9, No. 6, pp. 1847-1862.

Lesins, G., Duck, T. J., et Drummond, J. R. (2010). Climate Trends at Eureka in the Canadian High Arctic. *Atmosphere-Ocean*, Vol. 48, No. 2, pp. 59-80.

Liou, K.-N. (1986). Influence of Cirrus Clouds on Weather and Climate Processes : A Global Perspective. *Monthly Weather Review*, Vol. 114, No. 6, pp. 1167-1199.

Liou, K.-N. (2002). *An Introduction to Atmospheric Radiation (Second Edition)*. Academic Press.

- Lynch, D. K. (1996). Cirrus clouds : Their role in climate and global change. *Acta Astronautica*, Vol. 38, No. 11, pp. 859-863.
- Matrosov, S. Y. (1993). Possibilities of Cirrus Particle Sizing From Dual-Frequency Radar Measurements. *J.Geophys.Res.*, Vol. 98, No. D11, pp. 20675-20683.
- Matrosov, S. Y. (1999). Retrievals of vertical profiles of ice cloud microphysics from radar and IR measurements using tuned regressions between reflectivity and cloud parameters. *J.Geophys.Res.*, Vol. 104, No. D14, pp. 16741-16753.
- Matrosov, S. Y., Korolev, A. V., et Heymsfield, A. J. (2002). Profiling Cloud Ice Mass and Particle Characteristic Size from Doppler Radar Measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 19, No. 7, pp. 1003-1018. doi : 10.1175/1520-0426(2002)0192.0.CO ;2.
- Matrosov, S. Y., Uttal, T., Snider, J. B., et Kropfli, R. A. (1992). Estimation of Ice Cloud Parameters From Ground-Based Infrared Radiometer and Radar Measurements. *J.Geophys.Res.*, Vol. 97, No. D11, pp. 11567-11574.
- Meyer, K., Yang, P., et Gao, B.-C. (2007). Ice Cloud Optical Depth From MODIS Cirrus Reflectance. *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, Vol. 4, No. 3, pp. 471-474.
- Michel, B. (1964). *Éléments de la physique de la neige et de la glace*. Les presses de l'université de Laval, Québec.
- Mossop, S. C. (1955). The Freezing of Supercooled Water. *Proceedings of the Physical Society.Section B*, Vol. 68, No. 4, page 193.
- Nakajima, T. et King, M. D. (1990). Determination of the Optical Thickness and Effective Particle Radius of Clouds from Reflected Solar Radiation Measurements. Part I : Theory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 47, No. 15, pp. 1878-1893.
- Noel, V., Chepfer, H., Ledanois, G., Delaval, A., et Flamant, P. H. (2002). Classification of Particle Effective Shape Ratios in Cirrus Clouds Based on the Lidar Depolarization Ratio. *Appl.Opt.*, Vol. 41, No. 21, pp. 4245-4257.

Noel, V., Winker, D. M., McGill, M., et Lawson, P. (2004). Classification of particle shapes from lidar depolarization ratio in convective ice clouds compared to in situ observations during CRYSTAL-FACE. *J.Geophys.Res.*, Vol. 109, No. D24, page D24213.

O'Neill, N. T., Eck, T. F., Reid, J. S., Smirnov, A., et Pancrati, O. (2008). Coarse mode optical information retrievable using ultraviolet to short-wave infrared Sun photometry : Application to United Arab Emirates Unified Aerosol Experiment data. *J.Geophys.Res.*, Vol. 113, No. D5, page D05212.

O'Neill, N. T., Thulasiraman, S., Eck, T. F., et Reid, J. S. (2005). Robust optical features of fine mode size distributions : Application to the Québec smoke event of 2002. *J. Geophys. Res.*, Vol. 110, No. D11, page D11207.

Pancrati, O. (2003). *Téledétection de l'aérosol désertique depuis le sol par radiométrie infrarouge thermique multibande*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille.

Pardé, M., Goïta, K., et Royer, A. (2007). Inversion of a passive microwave snow emission model for water equivalent estimation using airborne and satellite data. *Remote Sensing of Environment*, Vol. 111, No. 2-3, pp. 346-356.

Parker, C. R. (1993). *Aerosol Science and Technology*. McGray-Hill Inc.

Pierangelo, C. (2005). *Apports du sondage infrarouge à l'étude des aérosols atmosphériques*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie.

Piétras, C. (1996). *Développement d'un radiomètre infrarouge thermique multicanal : qualification du prototype large champ CLIMAT*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille.

Planck, M. (1901). On the Distribution of Energy in the Spectrum. *Annales Geophysicae*, Vol. 4, No. 3, pp. 553-563.

Platnick, S. (2000). Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *J.Geophys.Res.*, Vol. 105, No. D18.

Platt, C. M. R., Spinhirne, J. D., et Hart, W. D. (1989). Optical and Microphysical Properties of a Cold Cirrus Cloud : Evidence for Regions of Small Ice Particles. *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. D8, pp. 11151-11164.

Pruppacher, H. R. (1995). A New Look at Homogeneous Ice Nucleation in Supercooled Water Drops. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 52, No. 11, pp. 1924-1933.

Pruppacher, H. R. et Klett, J. D. (1997). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publishers.

Quinn, P. K., Shaw, G., Andrews, E., Dutton, E. G., Ruoho-Airola, T., et Gong, S. L. (2007). Arctic haze : current trends and knowledge gaps. *Tellus B*, Vol. 59, No. 1, pp. 99-114.

Ramanathan, V., Crutzen, P. J., Kiehl, J. T., et Rosenfeld, D. (2001). Aerosols, Climate, and the Hydrological Cycle. *Science*, Vol. 294, No. 5549, pp. 2119-2124.

Reichardt, J., Reichardt, S., Lin, R.-F., Hess, M., McGee, T. J., et Starr, D. O. (2008). Optical-microphysical cirrus model. *J. Geophys. Res.*, Vol. 113, No. D22, page D22201.

Rogers, R. R. (1979). *A short course in cloud physics*. Pergamon Press, Oxford.

Ryberg, K. (2006). *Aerosol-Cloud Interactions in the Arctic Boundary Layer Ny-Alesund, Svalbard*. Thèse de doctorat, Lulea University of Technology.

Sassen, K. (1987). Ice Cloud Content from Radar Reflectivity. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, Vol. 26, No. 8, pp. 1050-1053.

Schanda, E. (1986). *Physical Fundamentals of Remote Sensing*. Springer Verlag.

Seinfeld, J. H. et Pandis, S. N. (1998). *Atmospheric chemistry and physics - From Air Pollution to Climate Change*. Wiley.

Serreze, M. C., Barrett, A. P., Stroeve, J. C., Kindig, D. N., et Holland, M. M. (2008). The emergence of surface-based Arctic amplification. *The Cryosphere Discussions*, Vol. 2, No. 4, pp. 601-622.

Serreze, M. C. et Barry, R. G. (2005). *The Arctic Climate System*. Cambridge Univ. Press, New York.

Serreze, M. C., Schnell, R. C., et Kahl, J. D. (1992). Low-Level Temperature Inversions of the Eurasian Arctic and Comparisons with Soviet Drifting Station Data. *Journal of Climate*, Vol. 5, No. 6, pp. 615-629.

Sirois, A. et Barrie, L. A. (1999). Arctic lower tropospheric aerosol trends and composition at Alert, Canada : 1980-1995. *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, No. D9, pp. 11599-11618.

Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., et Jayaweera, K. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, Vol. 27, No. 12, pp. 2502-2509.

Stefanof, A. (2007). Etude 3-d de la sensibilité du climat arctique à la rétroaction déshydratation - effet de serre. Mémoire de maîtrise, Université de Québec À Montréal.

Stephens, G. L. (1980). Radiative Properties of Cirrus Clouds in the Infrared Region. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 37, No. 2, pp. 435-446.

Stephens, G. L., Tsay, S.-C., Stackhouse, P. W., et Flatau, P. J. (1990). The Relevance of the Microphysical and Radiative Properties of Cirrus Clouds to Climate and Climatic Feedback. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 47, No. 14, pp. 1742-1754.

Stephens, G. L. et Webster, P. J. (1981). Clouds and Climate : Sensitivity of Simple Systems. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 38, No. 2, pp. 235-247.

Stohl, A. (2006). Characteristics of atmospheric transport into the Arctic troposphere. *J. Geophys. Res.*, Vol. 111, No. D11, page D11306.

Strabala, K. I., Ackerman, S. A., et Menzel, W. P. (1994). Cloud Properties inferred from 8-12 μm Data. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 33, No. 2, pp. 212-229.

Stubenrauch, C. J., Holz, R., Chédin, A., Mitchell, D. L., et Baran, A. J. (1999). Retrieval of cirrus ice crystal sizes from 8.3 and 11.1 μm emissivities determined by the improved initialization inversion of TIROS-N Operational Vertical Sounder observations. *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, No. D24, pp. 31793-31808.

Stull, R. (2000). *Meteorology for Scientists & Engineers*. Brooks Cole.

- Tampieri, F. et Tomasi, C. (1976). Size distribution models of fog and cloud droplets in terms of the modified gamma function. *Tellus*, Vol. 28, No. 4, pp. 333–347.
- Tian, L., Heymsfield, G. M., Li, L., Heymsfield, A. J., Bansemer, A., Twohy, C. H., et Srivastava, R. C. (2010). A Study of Cirrus Ice Particle Size Distribution Using TC4 Observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 67, No. 1, pp. 195-216.
- Turner, D. D., Ackerman, S. A., Baum, B. A., Revercomb, H. E., et Yang, P. (2003). Cloud Phase Determination Using Ground-Based AERI Observations at SHEBA. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 42, No. 6, pp. 701-715.
- Twomey, S. (1974). Pollution and the planetary albedo. *Atmospheric Environment (1967)*, Vol. 8, No. 12, pp. 1251-1256.
- van de Hulst, H. (1957). *Light Scattering by Small Particles*. Wiley, NY.
- Wagner, R., Benz, S., Möhler, O., Saathoff, H., et Schurath, U. (2006). Probing ice clouds by broadband mid-infrared extinction spectroscopy : case studies from ice nucleation experiments in the AIDA aerosol and cloud chamber. *Atmospheric Chemistry and Physics*, Vol. 6, No. 12, pp. 4775-4800.
- Wallace, J. M. et Hobbs, P. V. (1977). *Atmospheric Science : An Introductory Survey*. Academic Press.
- Warren, S. G. (1984). Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Appl. Opt.*, Vol. 23, No. 8, pp. 1206-1225.
- Warren, S. G. et Brandt, R. E. (2008). Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave : A revised compilation. *J.Geophys.Res.*, Vol. 113, No. D14, page D14220.
- Weitkamp, C. (2005). *LIDAR : Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer.
- Wendisch, M., Yang, P., et Pilewskie, P. (2007). Effects of ice crystal habit on thermal infrared radiative properties and forcing of cirrus. *J.Geophys.Res.*, Vol. 112, No. D8, page D08201.

Wylie, D. P. et Menzel, W. P. (1999). Eight Years of High Cloud Statistics Using HIRS. *Journal of Climate*, Vol. 12, No. 1, pp. 170-184.

Yang, P., Baum, B. A., Heymsfield, A. J., Hu, Y. X., Huang, H.-L., Tsay, S.-C., et Ackerman, S. (2003a). Single-scattering properties of droxtals. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 79-80, pp. 1159 - 1169.

Yang, P., Liou, K. N., Wyser, K., et Mitchell, D. (2000). Parameterization of the scattering and absorption properties of individual ice crystals. *J.Geophys.Res.*, Vol. 105, No. D4, pp. 4699-4718.

Yang, P., Mlynczak, M. G., Wei, H., Kratz, D. P., Baum, B. A., Hu, Y. X., Wiscombe, W. J., Heidinger, A., et Mishchenko, M. I. (2003b). Spectral signature of ice clouds in the far-infrared region : Single-scattering calculations and radiative sensitivity study. *J.Geophys.Res.*, Vol. 108, No. D18, page 4569.

Yang, P., Tsay, S.-C., Wei, H., Guo, G., et Ji, Q. (2005). Remote sensing of cirrus optical and microphysical properties from ground-based infrared radiometric Measurements-part I : a new retrieval method based on microwindow spectral signature. *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, Vol. 2, No. 2, pp. 128-131.

Zhang, Z., Yang, P., Kattawar, G., Riedi, J., Labonnote, L. C., Baum, B. A., Platnick, S., et Huang, H. L. (2009). Influence of ice particle model on satellite ice cloud retrieval : lessons learned from MODIS and POLDER cloud product comparison. *Atmospheric Chemistry and Physics*, Vol. 9, No. 18, pp. 7115-7129.

Appendices

Annexe A

Distribution de tailles des particules

Dans cette annexe, on souhaite illustrer les distributions utilisées au cours de ce travail, décrites dans la section 2.1.1., pour deux valeurs de D_{eff} .

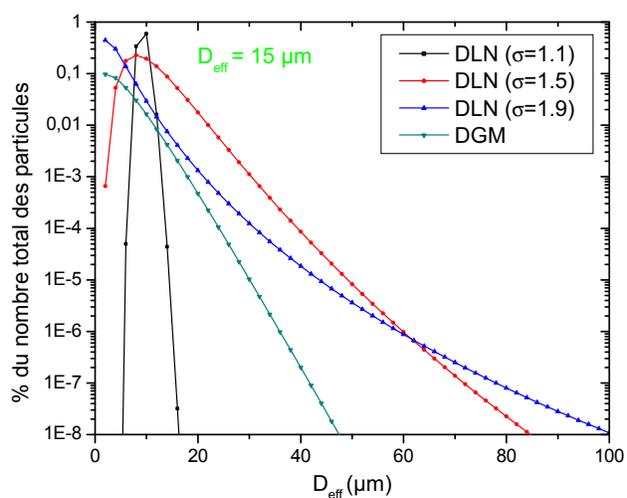


Figure A.1: Distributions de tailles de particules utilisées au cours de ce travail, pour $D_{eff} = 15 \mu\text{m}$

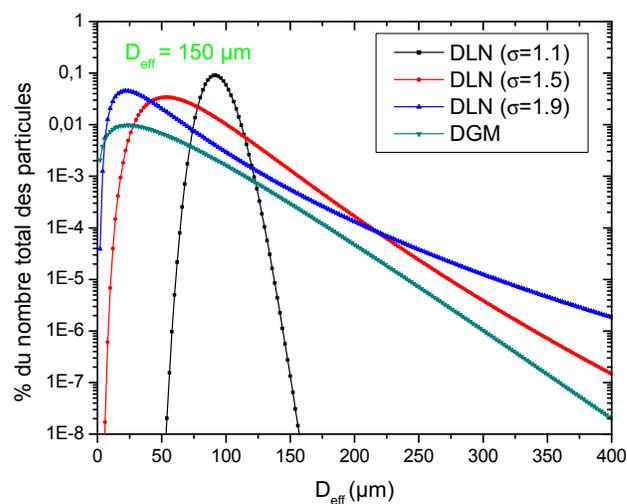


Figure A.2: Distributions de tailles de particules utilisées au cours de ce travail, pour $D_{eff} = 150 \mu\text{m}$

Annexe B

Équation du transfert radiatif dans l'IRT

Définition générale de l'équation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif permet de décrire l'interaction entre le rayonnement et l'atmosphère. Dans cette partie, nous allons détailler la résolution de cette équation.

Le rayonnement incident, dans une direction s donnée par les angles zénithal θ et azimutal φ est caractérisé par une luminance spectrale L_λ (en bleu sur la figure B.1). D'autre part, la fonction source monochromatique J_λ (en rouge) exprime le rayonnement généré par émission et diffusion dans la direction s . En considérant l'hypothèse d'une atmosphère plan-parallèle (c'est-à-dire horizontalement homogène), le problème peut se schématiser de la façon suivante :

On obtient ainsi l'équation de transfert radiatif qui exprime la variation dL_λ de la luminance spectrale à la traversée de la couche d'épaisseur dz dans la direction $s(\theta, \varphi)$.

$$u \frac{dL_\lambda(\tau_\lambda, u, \varphi)}{d\tau_\lambda} = L_\lambda(\tau_\lambda, u, \varphi) - J_\lambda(\tau_\lambda, u, \varphi) \quad (0.1)$$

où $u = |\mu| = |\cos \theta|$ et τ_λ est l'épaisseur optique entre le sommet de l'atmosphère et la couche à l'altitude z .

Selon la direction du rayonnement, on peut séparer cette équation en un système d'équations

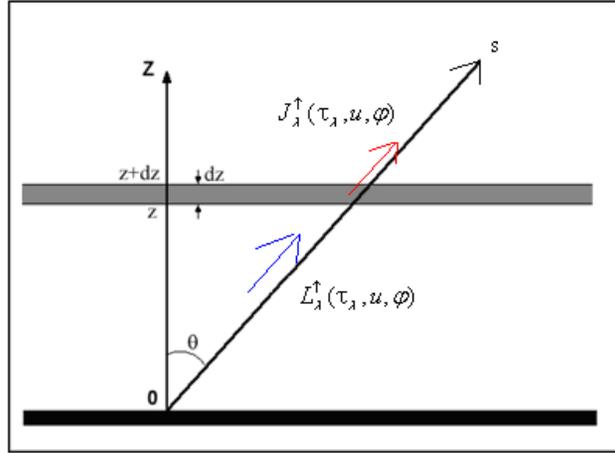


Figure B.1: Schéma du transfert radiatif pour une couche de l'atmosphère d'épaisseur dz , à l'altitude z

ascendante et descendante (sur la figure B.2).

Le système d'équations de Schwarzschild à résoudre est le suivant (Wallace et Hobbs, 1977).

$$\begin{cases} u \frac{dL_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} = L_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) - J_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \\ -u \frac{dL_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} = L_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) - J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \end{cases} \quad (0.2)$$

Comme on souhaite mesurer la luminance descendante depuis le sol, on cherche donc à résoudre l'équation différentielle du 1^{er} ordre avec 2nd membre qu'on écrit :

$$u \frac{dL_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} + L_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) = J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \quad (0.3)$$

Pour chercher la solution à l'équation de transfert radiatif, on doit intégrer 0.3 sur les limites de l'atmosphère.

Dans un premier temps, il faut trouver la solution générale de l'équation homogène :

$$u \frac{dL_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} + L_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) = 0 \quad (0.4)$$

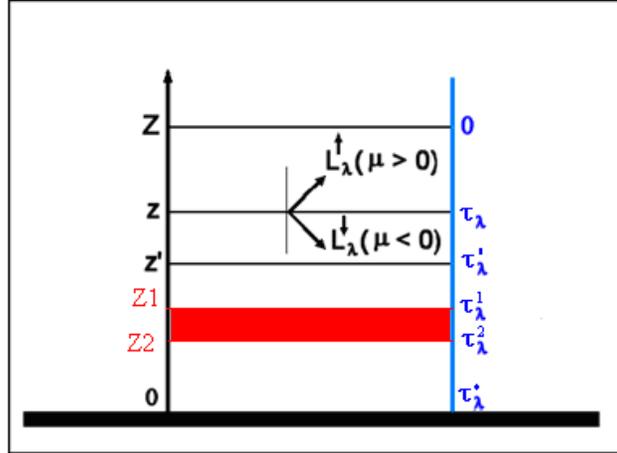


Figure B.2: Schéma de la luminance ascendante et descendante à l'altitude z (pour l'épaisseur optique τ_λ)

La solution générale de l'équation 0.4 s'exprime par :

$$L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda, u, \varphi) = C_1 \exp\left(-\int_0^{\tau_\lambda} \frac{d\tau_\lambda}{u}\right) = C_1 \exp\left(-\frac{\tau_\lambda}{u}\right) \quad (0.5)$$

Afin de trouver la constante C_1 , on se place au sommet de l'atmosphère, où $\tau_\lambda = 0$. Ainsi :

$$L_\lambda^\downarrow(0, u, \varphi) = C_1 \exp\left(-\frac{0}{u}\right) = C_1 \quad (0.6)$$

On peut réécrire 0.5 de la façon suivante :

$$L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda, u, \varphi) = L_\lambda^\downarrow(0, u, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_\lambda}{u}\right) \quad (0.7)$$

La seconde étape consiste à rechercher une solution particulière à l'équation 0.3 afin d'intégrer le second membre de l'équation. Pour cela, on utilise la méthode de variation des constantes.

$$L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda, u, \varphi) = C_2(\tau_\lambda, u, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_\lambda}{u}\right) \quad (0.8)$$

En prenant le différentiel de 0.8, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
\frac{dL_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} &= \frac{dC_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) + C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \frac{d \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right)}{d\tau_{\lambda}} \\
&= \frac{dC_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) - \frac{1}{u} C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) \\
&= \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) \left(\frac{dC_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} - \frac{1}{u} C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \right)
\end{aligned} \tag{0.9}$$

On peut injecter cette expression dans 0.3.

$$u \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) \left[\frac{dC_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} - \frac{1}{u} C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \right] + C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) = J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \tag{0.10}$$

$$\exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) \left[u \frac{dC_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} - C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) + C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \right] = J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \tag{0.11}$$

On peut alors écrire :

$$u \frac{dC_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi)}{d\tau_{\lambda}} \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) = J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \tag{0.12}$$

En intégrant l'équation 0.12 entre 0 et l'altitude z , on obtient :

$$C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) = \frac{1}{u} \int_0^{\tau_{\lambda}} J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau'_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(\frac{\tau'_{\lambda}}{u}\right) d\tau'_{\lambda} \tag{0.13}$$

Ainsi d'après 2.21 la solution particulière s'exprime par :

$$\begin{aligned}
L_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) &= C_2(\tau_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) \\
&= \frac{1}{u} \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) \int_0^{\tau_{\lambda}} J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau'_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(\frac{\tau'_{\lambda}}{u}\right) d\tau'_{\lambda} = \frac{1}{u} \int_0^{\tau_{\lambda}} J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau'_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(\frac{\tau'_{\lambda} - \tau_{\lambda}}{u}\right) d\tau'_{\lambda}
\end{aligned} \tag{0.14}$$

Pour déterminer la solution de l'équation du transfert radiatif 0.3, il faut rajouter la solution particulière 0.14 et la solution générale 0.7.

$$L_{\lambda}^{\downarrow}(\tau_{\lambda}, u, \varphi) = L_{\lambda}^{\downarrow}(0, u, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau_{\lambda}}{u}\right) + \frac{1}{u} \int_0^{\tau_{\lambda}} J_{\lambda}^{\downarrow}(\tau'_{\lambda}, u, \varphi) \exp\left(\frac{\tau'_{\lambda} - \tau_{\lambda}}{u}\right) d\tau'_{\lambda} \tag{0.15}$$

C'est ainsi que s'exprime la luminance descendante.

Solution de l'équation du transfert radiatif dans l'IRT

Pour appliquer ces équations à notre étude, on place l'observateur au sol (à l'altitude 0 qui correspond à l'épaisseur optique τ_λ^* , l'épaisseur optique totale de l'atmosphère) qui vise au zénith ($\theta = \varphi = 0 \Rightarrow u = \mu = \cos(\theta) = 1$). On réécrit l'équation de la luminance descendante, en supprimant les arguments angulaires, afin de simplifier la lecture.

$$L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda^*, \tau_\lambda) = L_\lambda^\downarrow(0) \exp(-\tau_\lambda^*) + \int_0^{\tau_\lambda^*} J_\lambda^\downarrow(\tau'_\lambda) \exp(\tau'_\lambda - \tau_\lambda^*) d\tau'_\lambda \quad (0.16)$$

On émet alors l'hypothèse, communément admise, que le nuage est dans un équilibre thermodynamique, ce qui signifie qu'on considère le nuage dans un état d'équilibre entre les processus radiatifs d'absorption et d'émission (Liou, 2002). Dans ce cas la loi de Kirchhoff peut s'appliquer et la fonction source équivaut à la fonction de Planck :

$$J_\lambda(\tau'_\lambda) = B_\lambda [T(\tau'_\lambda)] \quad (0.17)$$

où l'écriture de τ'_λ comme argument de T signifie que T est fonction de l'altitude z' . En effet la source d'émission est la luminance émise par un corps noir dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local et est décrite par la loi de Planck (voir 2.2.1).

De plus, on peut négliger le terme de luminance au sommet de l'atmosphère $L_\lambda^\downarrow(0)$ par rapport aux fonctions sources d'émission (Lenoble, 1993).

La luminance monochromatique arrivant au sol sera :

$$L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda^*, \tau_\lambda) = \int_0^{\tau_\lambda^*} B_\lambda [T(\tau'_\lambda)] \exp(\tau'_\lambda - \tau_\lambda^*) d\tau'_\lambda \quad (0.18)$$

Expression de l'émissivité thermique du nuage

Afin d'exprimer les paramètres d'épaisseur optique et de rayon effectif de la distribution du nuage de glace, on peut soustraire la luminance dans le cas d'un ciel clair à la luminance dans le cas d'un nuage de glace. On suppose que le nuage, situé entre les épaisseurs optiques

τ_λ^1 et τ_λ^2 est homogène et a une température T_c (cf le rectangle rouge de la figure B.2 qui représente le nuage). Le ciel clair est caractérisé par la même température que le nuage.

$$\begin{aligned}\Delta L_\lambda^\downarrow &= L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda^*, \tau_\lambda^2)_{nuage} - L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda^*, \tau_\lambda^1)_{cielclair} \\ &= B_\lambda [T_c] \left(\int_0^{\tau_\lambda^2} \exp(\tau'_\lambda - \tau_\lambda^*) d\tau'_\lambda - \int_0^{\tau_\lambda^1} \exp(\tau'_\lambda - \tau_\lambda^*) d\tau'_\lambda \right) \\ &= B_\lambda [T_c] \int_{\tau_\lambda^1}^{\tau_\lambda^2} \exp(\tau'_\lambda - \tau_\lambda^*) d\tau'_\lambda\end{aligned}\quad (0.19)$$

En posant $u = \tau'_\lambda - \tau_\lambda^*$, on peut écrire :

$$\Delta L_\lambda^\downarrow = B_\lambda [T_c] \int_{\tau_\lambda^1 - \tau_\lambda^*}^{\tau_\lambda^2 - \tau_\lambda^*} e^u du = B_\lambda [T_c] e^{\tau_\lambda^2 - \tau_\lambda^*} - e^{\tau_\lambda^1 - \tau_\lambda^*} = B_\lambda [T_c] e^{\tau_\lambda^2 - \tau_\lambda^*} (1 - e^{\tau_\lambda^1 - \tau_\lambda^2}) \quad (0.20)$$

On pose que la transmittance du nuage t_λ (entre les épaisseurs optiques τ_λ^1 et τ_λ^2) comme étant :

$$t_\lambda = \exp(\tau_\lambda^1 - \tau_\lambda^2) \quad (0.21)$$

Donc on peut réécrire l'équation 0.19 :

$$\Delta L_\lambda^\downarrow = B_\lambda [T_c] e^{\tau_\lambda^2 - \tau_\lambda^*} (1 - t_\lambda) \quad (0.22)$$

L'émissivité thermique est caractérisée par le rapport entre la luminance émise par le nuage et la luminance émise par un corps noir qui aurait la même température que le nuage :

$$\epsilon_\lambda = \frac{\Delta L_\lambda^\downarrow}{B_\lambda [T_c] - L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda^*, \tau_\lambda^1)_{cielclair}} = \frac{B_\lambda [T_c] e^{\tau_\lambda^2 - \tau_\lambda^*} (1 - t_\lambda)}{B_\lambda [T_c] - L_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda^*, \tau_\lambda^1)_{cielclair}} \quad (0.23)$$

On comprend ainsi que l'émissivité est liée à l'épaisseur optique du nuage τ_λ et indirectement relié au coefficient d'extinction, donc à la taille des particules, ainsi qu'à la distribution et à leur efficacité d'extinction, d'après les expressions 2.11 et 2.14.

Annexe C

Sensibilité de l'algorithme d'inversion

Dans cette section, nous avons représenté les graphiques extraits à partir des tableaux de l'étude de la sensibilité de l'algorithme d'inversion pour sept différents paramètres (voir partie 3.4.)

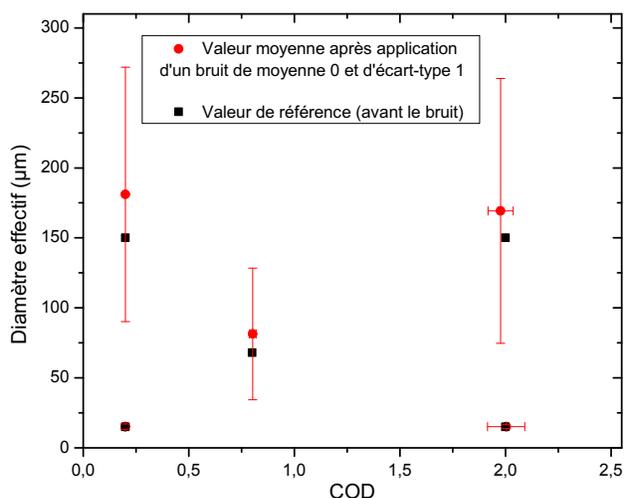


Figure C.1: Sensibilité de l'inversion de cinq cas de référence (en noir) après avoir appliqué un bruit d'écart-type de 1°K aux températures de brillance simulées

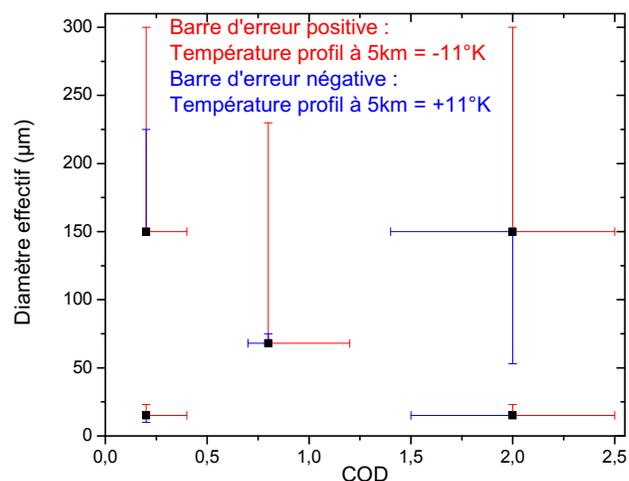


Figure C.2: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (en noir) après avoir appliqué la méthode d'inversion sur 2 profils atmosphériques différents

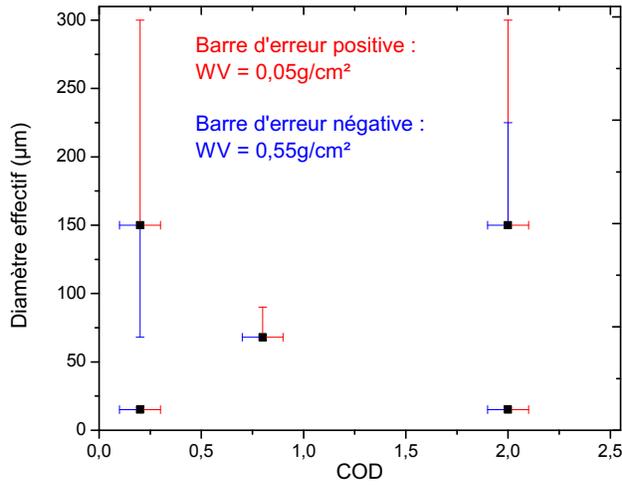


Figure C.3: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence (en noir) après avoir appliqué l'inversion sur deux valeurs de contenu en vapeur d'eau (0.05 et 0.55 g/cm^2)

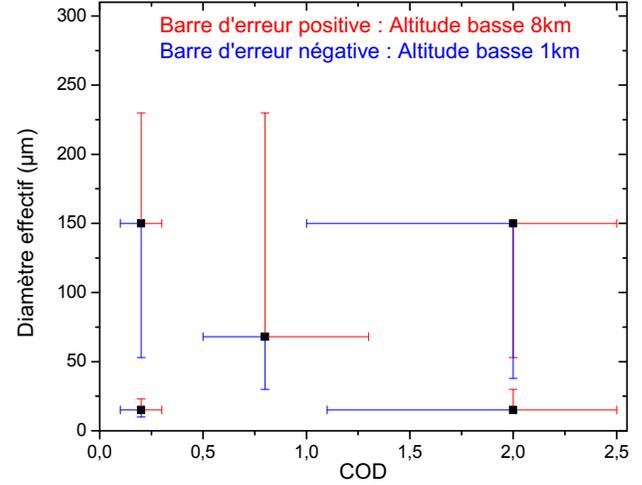


Figure C.4: Sensibilité de l'inversion de cinq cas de référence pour une altitude de 5 km (en noir) après avoir appliqué la méthodologie sur deux altitudes différentes (2 et 7 km)

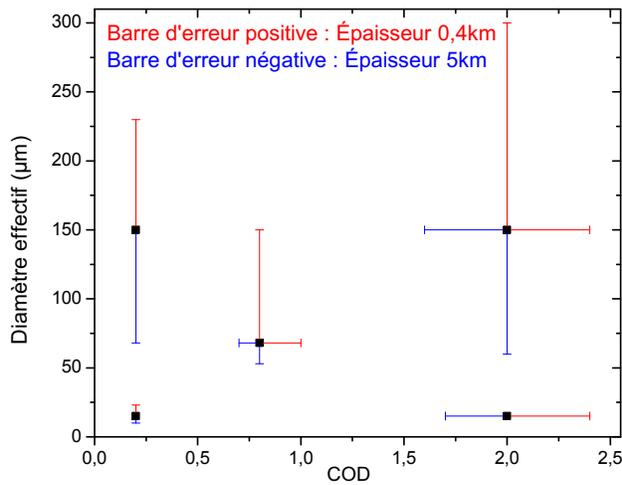


Figure C.5: Sensibilité de l'inversion pour cinq cas de référence avec une épaisseur de 2 km (en noir) pour différentes valeurs d'épaisseur du nuage

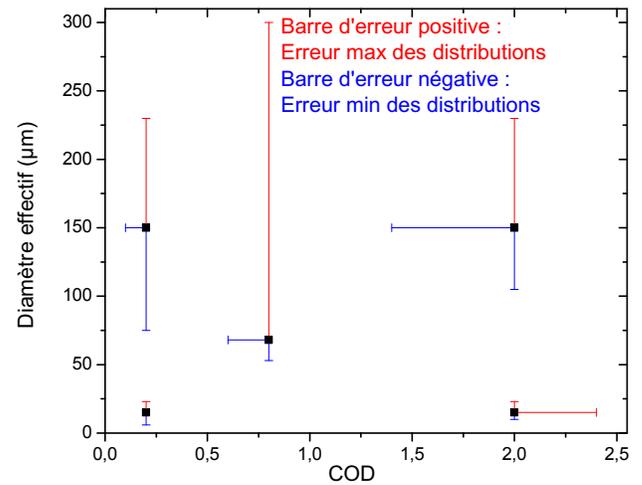


Figure C.6: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence simulés avec une DLN ($\sigma = 1.5$) (en noir) pour plusieurs distributions (monodispersée, DLN ($\sigma = 1.9$) et DGM)

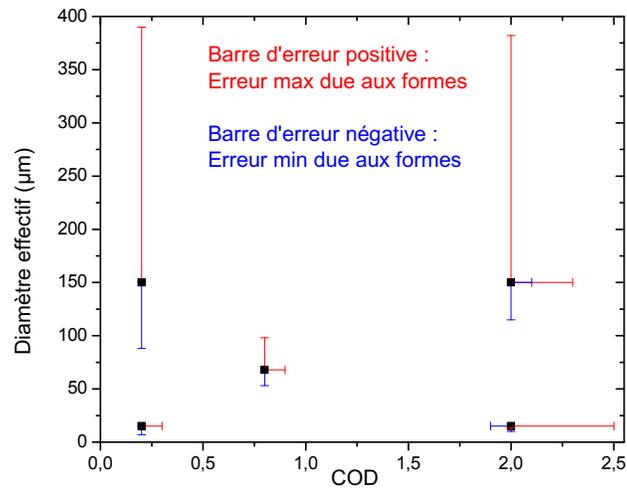


Figure C.7: Sensibilité de l'inversion des cinq cas de référence simulés avec des particules sphériques (en noir) après avoir appliqué la méthodologie sur six formes (Yang *et al.*, 2000)

Annexe D

Efficacité d'extinction pour différentes formes

Ici, nous représentons l'influence de la forme des particules sur le terme d'efficacité d'extinction pour des particules monodispersées de taille de $D_{eff\ eq}$ de 6, 30 et 150 μm .

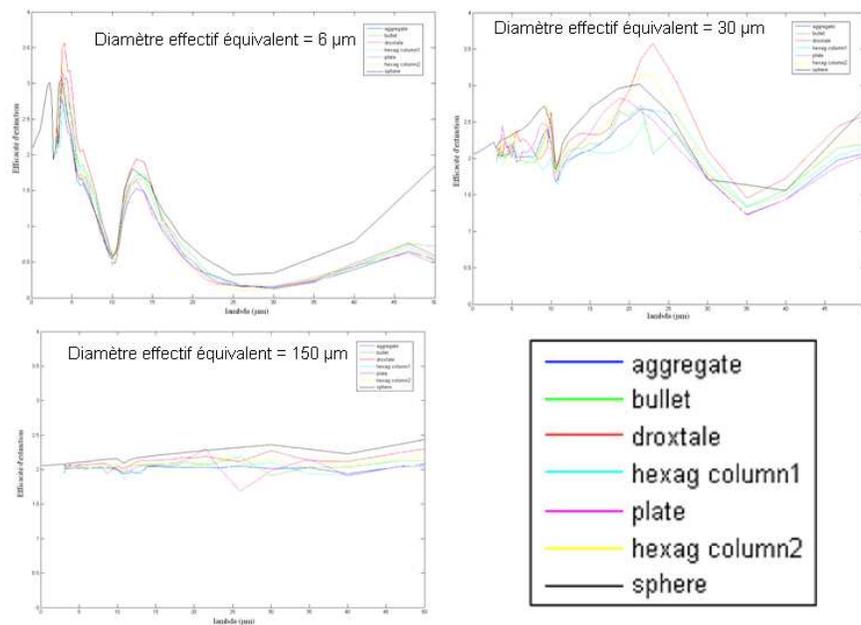


Figure D.1: Effet de sept formes sur le terme d'efficacité d'extinction entre 0 et 50 μm