

THÈSE DE DOCTORAT

présentée à

L'UNIVERSITÉ LILLE1

- École doctorale SMRE -

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Lille1

dans la spécialité

“Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère”.

Étude des propriétés optiques et radiatives des nuages de type cirrus déduites de la synergie des mesures de rayonnement passif et actif : application dans le contexte de l'A-Train et des futures missions spatiales.

Thèse soutenue le 25/10/2012 par

Odran SOURDEVAL

devant un jury composé de

M. Jacques PELON	Rapporteur et Président de jury
M. Johannes QUAAS	Rapporteur
M. Anthony J. BARAN	Examineur
M. Julien DELANOË	Examineur
Mme Anne LIFERMANN	Invitée
M. Gérard BROGNIEZ	Directeur de thèse
M. Laurent C.-LABONNOTE	Co-encadrant de thèse

Thèse effectuée au

LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

U.F.R. de Physique, Université Lille1

59655 Villeneuve d'Ascq, France

Résumé/Abstract

Les nuages de glace de type cirrus sont reconnus comme ayant un impact radiatif important mais encore mal déterminé sur le système Terre-atmosphère. Récemment, la constellation de satellites A-Train a efficacement contribué à leur étude, grâce un panel d'instruments en parfaite synergie les uns avec les autres. Dans cette thèse, nous proposons d'utiliser l'instrumentation de l'A-Train afin d'étudier les propriétés optiques et radiatives des cirrus. Dans un premier temps, des données issues de deux campagnes aéroportées sont utilisées, afin d'effectuer une validation des mesures du radiomètre infrarouge spatial IIR. Nous montrons de très bonnes similitudes entre les mesures radiométriques aéroportées et spatiales, ce qui permet de conclure à la validation de ces dernières. Une seconde étude présente un algorithme développé dans le but de restituer l'épaisseur optique des cirrus et la dimension effective des cristaux qui les composent, à partir des mesures de IIR. Nous montrons que ses résultats sont en accord avec des mesures in situ et des produits opérationnels, mais remarquons cependant que leur qualité pourrait être améliorée dans l'hypothèse d'une meilleure connaissance des propriétés de nuages d'eau liquide sous-jacents. Une troisième étude propose donc une amélioration de cet algorithme, permettant de restituer simultanément les propriétés d'une couche de nuage de glace et de deux couches de nuage d'eau liquide. Cet algorithme 'multi-couches' est appliqué sur un grand nombre de cas, de manière à juger efficacement de la qualité de ses résultats. Des comparaisons avec divers produits opérationnels montrent une bonne cohérence de nos restitutions.

Cirrus are cloud types that are recognized to have a strong but still poorly understood impact on the Earth-atmosphere radiation balance. Recently, the A-Train satellite constellation has efficiently contributed to the study of these clouds, due to a multitude of instruments in perfect synergism. In this PhD research, several A-Train instruments have been used to study the optical and radiative properties of cirrus. Firstly, with the help of the data from two airborne campaigns, we have performed a validation of the measurements from the Infrared Imaging Radiometer (IIR) onboard CALIPSO. We have observed strong similarities between the airborne and space borne radiometric measurements, which allows validating the latter. A second study presents an algorithm developed in order to perform retrievals of the optical thickness of cirrus and the effective size of their ice crystals using IIR measurements. We demonstrate that these retrievals are perfectly coherent with in situ measurements and operational products of IIR. It is nevertheless observed that better constraints on the properties of liquid water clouds underneath cirrus layers could significantly improve the retrievals. Therefore, a third study presents a modification of this algorithm, allowing us to simultaneously retrieve the properties of one cirrus layer and two layers of liquid water clouds underneath. This 'multi-layer' algorithm is applied to a large amount of cases in order to assess its effectiveness. Comparisons with several operational products indicate a good coherence of our retrievals.

Remerciements

Quelque mois après la fin de la thèse, me voici face à l'exercice tout aussi traditionnel que délicat qu'est celui des remerciements. Ce recul semble cependant posséder l'avantage de mettre plus clairement les choses à plat, et ainsi faciliter ce qui s'apparente en fin de compte à un bilan humain de l'aventure que furent ces trois années de doctorat. Pour cette raison je serais personnellement tenté de placer ces quelques lignes en fin de manuscrit, à la suite de la conclusion scientifique, mais au risque que bien peu de personnes s'aventurent si loin je m'incline à suivre la coutume.

Mes premières pensées vont naturellement vers Gérard Brogniez et Laurent C.-Labonnote qui m'ont fait l'honneur d'encadrer cette thèse. Je vous remercie bien entendu pour la possibilité que vous m'avez donné de pouvoir réaliser ce travail passionnant, et également pour la grande disponibilité dont vous avez toujours fait preuve pour me guider tout au long de ces années. Je vous suis extrêmement reconnaissant pour les connaissances, la méthodologie, et la vision du travail scientifique que vous m'avez prodigué. Plus particulièrement, merci Gérard pour m'avoir appris à prendre du recul et à adopter la rigueur nécessaire à un travail scientifique. Laurent, merci pour l'esprit critique dont tu as toujours fait preuve à l'égard de mon travail, qui a donné naissance à d'innombrables idées. Je vous remercie finalement de votre confiance et de la liberté que vous m'avez laissé prendre envers ce travail.

Je tiens également à remercier mes deux rapporteurs, Jacques Pelon et Johannes Quaas, d'avoir pris le temps de lire en détail ce manuscrit et d'avoir aidé à éclaircir et corriger cette version finale. Merci également aux examinateurs Anthony J. Baran et Julien Delanoë, ainsi qu'à Anne Lifermann, pour m'avoir fait l'honneur de juger ce travail et de participer à la soutenance de thèse (malgré les surprises réservées par les transports ferroviaires).

Je remercie l'ensemble du LOA pour leur aide précieuse et leur accueil plus que chaleureux durant ces trois années, qui furent un réel plaisir à passer parmi vous. Je remercie plus spécifiquement Frédéric Parol et Philippe Dubuisson qui ont suivi mon travail de près depuis le master. Je remercie également Fabrice Ducos, François Tullieux, et Christine Deroo qui m'ont aidé à sortir de nombreux casse-têtes informatiques. Romain, ta place est dans le prochain paragraphe mais je te remercie tout de même ici, pour les nombreux posters de dernière minute! Merci au pôle ICARE pour avoir fourni les données nécessaires à ce travail, et au Cluster EGI de Lille pour les ressources informatiques.

Une pensée toute particulière va bien entendu vers les thésards, masters, stagiaires, et autres qui ont participé à donner une ambiance si agréables à ces trois années. Après de nombreuses tentatives de listes plus exhaustives et personnalisées je dois malheureusement,

ou peut être au contraire bien heureusement, me contraindre au fait que celle-ci est impossible. Je sais cependant que vous saurez me pardonner de ne pas vous citer explicitement, et vous remercie pour l'ambiance de ces trois années et de certainement de nombreuses à venir.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour leur support, en particulier pour les relectures douloureuses des premières versions du manuscrit. Au delà de la thèse, une pensée va à tous ceux qui ont croisé mon chemin durant ces nombreuses années passées à Lille¹ (oui, mêmes les chimistes!), puisqu'une page se tourne aujourd'hui mais rien ne s'efface. Finalement mes plus grand remerciements vont naturellement vers celle qui m'a accompagné tout au long de ces trois années et sans qui cette expérience n'aurait sans aucun doute jamais pu être la même.

Table des matières

Introduction	7
1 Les nuages de glace de type cirrus	11
1.1 Introduction	11
1.2 Définitions et Généralités	11
1.3 L'étude des cirrus	15
1.4 Propriétés optiques, radiatives et microphysiques des nuages de glace	19
1.5 Impact des cirrus sur le climat	26
1.6 Conclusion	32
2 Les campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08	33
2.1 Introduction	33
2.2 Présentation générale des campagnes	33
2.3 Instrumentation	35
2.4 Journées d'étude	41
2.5 Conclusion	48
3 Validation des mesures de niveau 1 de IIR/CALIPSO	49
3.1 Introduction	49
3.2 Le radiomètre IIR	49
3.3 Protocole de la validation	52
3.4 Comparaisons des mesures de IIR et de CLIMAT-AV	56
3.5 Etude des écarts observés entre les mesures radiatives de CLIMAT-AV et de IIR. . .	63
3.6 Conclusion	74

4	Restitution de propriétés de cirrus à partir de mesures radiométriques infrarouges	75
4.1	Introduction	75
4.2	Application de la méthode d'estimation optimale	77
4.3	Les différentes sources d'erreurs	84
4.4	Contenu en information	91
4.5	Résultats d'inversions à partir de mesures de IIR et de CLIMAT-AV	101
4.6	Comparaisons aux mesures <i>in situ</i>	113
4.7	Comparaisons avec les produits opérationnels de IIR	119
4.8	Analyse des erreurs	127
4.9	Conclusion	129
5	Inversions simultanées de propriétés de nuages de glace et d'eau liquide	132
5.1	Introduction	132
5.2	Algorithme d'inversion multi-couche	134
5.3	Cas d'étude le long d'une courte scène	149
5.4	Restitutions à plus grande échelle des paramètres nuageux	158
5.5	Conclusion	186
	Conclusion et perspectives	188
A	Concepts utiles à l'utilisation de codes de transfert radiatif	193
A.1	Equation générale de transfert radiatif	193
A.2	Hypothèse de l'atmosphère <i>plan-parallèle</i>	194
A.3	Méthodes de résolutions de l'équation de transfert radiatif	196
A.4	Traitement des gaz atmosphériques	202
A.5	Utilisation de codes de transfert radiatif	204
B	Publication parue	207
	Références bibliographiques	208

Introduction

Il ne fait aucun doute que les nuages ont depuis l'Antiquité passionné les Hommes qui leurs ont associé, selon les époques, de nombreux attributs météorologiques, artistiques ou encore théologiques [Cusset, 2003]. Bien que nos connaissances sur ces objets atmosphériques ont aujourd'hui largement évolué, les nuages restent malgré tout une préoccupation majeure pour de nombreuses communautés scientifiques. En plus de l'importance de leur étude pour une bonne compréhension des phénomènes météorologiques, c'est également leur impact sur le climat qui est un sujet de préoccupation majeur depuis quelques décennies [WCRP, 1986]. Il est en effet reconnu que les nuages possèdent un impact radiatif extrêmement important sur le système Terre-Atmosphère, et que cet impact reste encore mal déterminé [Forster et al., 2007]. Bien que leur impact radiatif puisse se comprendre assez simplement par une dualité entre effet de serre et effet dit *parasol* (ou d'*albédo*), c'est précisément l'équilibre entre ces deux effets qu'il est nécessaire de quantifier avec précision. De nombreuses études ont toutefois montré que cet équilibre peut dépendre des propriétés optiques, radiatives ou microphysiques des nuages, telles que leur épaisseur optique, la taille des particules qui les composent, ou encore leur contenu en eau ou en glace [Hu and Stamnes, 2000, Zhang et al., 1999]. Les nuages de glace, dont les cirrus, se montrent plus particulièrement problématiques puisque la complexité et la variabilité de la forme des cristaux qui les composent rendent plus difficile l'étude de leurs propriétés, et donc d'autant plus incertaine la description de leur impact sur le climat [Lynch et al., 2002].

Pour ces raisons, de nombreuses campagnes aéroportées ont depuis les dernières décennies été dédiées à l'étude des cirrus (par exemple FIRE [Ackerman et al., 1990], FRENCH [Brog-niez et al., 2004], CIRCLE-2 [Gayet et al., 2011, Mioche et al., 2010], ou TC⁴ [Toon et al., 2010] pour n'en citer que quelques-unes). Cependant, malgré l'importance primordiale de celles-ci, de telles campagnes restent malheureusement trop ponctuelles pour permettre une étude globale de ces nuages, qui peuvent recouvrir de 15% à près de 40% de la surface du globe tout au long de l'année [Sassen et al., 2008]. C'est pourquoi l'utilisation de mesures issues d'instruments spatiaux se montre indispensable à une étude complète et précise de ce type de nuages. Il est par exemple possible de citer l'apport considérable de la mission ISCCP

(International Satellite Cloud Climatology Project) [Rossow and Schiffer, 1991] qui a permis depuis le début des années 1980 d'établir une climatologie de tous les types de nuages. Plus récemment, c'est la mission A-Train qui se montre particulièrement efficace pour effectuer une étude nouvelle et précise des phénomènes climatiques. Celle-ci implique en effet de nombreux satellites évoluant en formation serrée, et qui effectuent des mesures sur tout le globe à l'aide d'un large panel d'instruments actifs et passifs parfaitement complémentaires. Parmi ces satellites, CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation) et CloudSat sont plus particulièrement dédiés à l'étude des nuages, et notamment des nuages de glace grâce à des instruments comme le radiomètre infrarouge IIR (Infrared Imaging Radiometer).

L'émergence récente de telles possibilités de synergies instrumentales a notamment participé à la popularisation de l'utilisation de méthodes variationnelles dans les algorithmes d'inversion. Ces méthodes permettent en effet de tirer facilement avantage d'un grand nombre de mesures de manière à retrouver différents types de paramètres [Rodgers, 2000]. Elles possèdent également l'avantage de permettre un traitement clair des erreurs de manière à estimer une incertitude fiable sur les restitutions. Une telle estimation des incertitudes est en effet indispensable afin de contraindre le plus précisément possible les informations fournies aux modèles climatiques. De nombreux algorithmes opérationnels utilisent donc aujourd'hui l'estimation optimale afin de restituer des propriétés d'une ou de plusieurs couches de nuages de glaces, comme par exemple l'algorithme DARDAR (raDAR/liDAR) développé par Delanoë and Hogan [2008, 2010]. Il faut noter qu'il est cependant encore assez rare de rencontrer des algorithmes permettant de restituer simultanément les propriétés de nuages de glace et d'eau liquide, puisque les algorithmes se concentrent en général sur un seul type de nuage. Il sera néanmoins montré dans cette thèse qu'une mauvaise connaissance des propriétés de nuages d'eau liquide sous-jacents aux nuages de glace peut avoir un impact conséquent sur la qualité des restitutions des propriétés de ces derniers. Ces conclusions rejoignent les observations de travaux tels que ceux de Watts et al. [2011] qui observent une claire amélioration de la qualité des restitutions de propriétés de nuages de glace lorsque les propriétés de nuages d'eau liquide sous-jacents sont simultanément retrouvées. C'est pourquoi il est important de considérer les cas de doubles couches entre nuages d'eau et de glace, afin d'obtenir non seulement une information beaucoup plus complète sur les propriétés nuageuses de la colonne atmosphérique, mais également de manière à optimiser la qualité des restitutions des propriétés de chaque

couche.

C'est donc dans ce cadre que s'inscrit cette thèse, qui est dédiée à l'étude des propriétés optiques, radiatives et microphysiques de nuages de glace, en s'appuyant sur les possibilités de synergies qu'offrent des missions spatiales telles que l'A-Train. Au fil de ce manuscrit, des informations tirées d'instruments participant à cette mission sont donc analysées, puis utilisées de manière à restituer des propriétés de nuages de glace par l'intermédiaire d'une méthode variationnelle. Ces propriétés sont restituées premièrement dans des cas d'inversions mono-couches, puis dans des cas d'inversions multi-couches (ensembles avec des propriétés de nuages d'eau liquide). Pour une meilleure clarté dans la présentation des résultats de nos diverses études, cette thèse est divisée en cinq chapitres principaux qui sont brièvement décrits ci-dessous :

Le premier chapitre a pour but de poser les bases sur lesquels reposent les études effectuées durant cette thèse. Pour ce faire, celui-ci démarre donc par une description générale des différents genres nuageux, avant de présenter quelques moyens utilisés pour l'étude des nuages de glace de genre cirrus que nous traiterons plus particulièrement. Celui-ci se poursuit alors par une introduction de quelques propriétés optiques, radiatives et microphysiques de nuages de glace qui seront utiles au fil de cette thèse. Avant de conclure ce chapitre, une dernière partie traite de l'impact des cirrus sur le climat, en présentant également une brève climatologie de ces nuages.

Cette thèse se poursuit ensuite sur un chapitre dédié à la présentation de deux campagnes aéroportées, appelées CIRCLE-2 et Biscay '08, qui seront très largement utilisées dans nos études. Dans ce chapitre le lecteur pourra donc trouver une présentation générale de ces campagnes, mais également une présentation plus détaillée de trois journées d'études dites 'optimales'. Les instruments de télédétection ou *in situ* qui furent utilisés durant ces campagnes y sont également décrits.

Le troisième chapitre de cette thèse traite de la validation des mesures de niveau 1 du radiomètre infrarouge IIR. Cette étude représente la première validation aéroportée de cet instrument, qui sera ensuite placé au centre de nos travaux. Ce chapitre commence donc par une présentation détaillée de ce radiomètre, puis décrit le protocole suivi pour sa validation grâce aux mesures de télédétection effectuées durant CIRCLE-2 et Biscay '08. Les résultats de cette validation sont ensuite présentés, et analysés.

Une fois les mesures du radiomètre IIR validées, celles-ci sont utilisées dans le quatrième chapitre de manière à restituer des propriétés de cirrus telles que l'épaisseur optique et le diamètre effectif de leurs cristaux. Afin d'obtenir la meilleure description possible des erreurs associées à nos restitutions, une méthode d'estimation optimale est utilisée. La première partie de ce chapitre est donc dédiée à effectuer une présentation détaillée du fonctionnement de cette méthode, ainsi que des différentes sources d'incertitudes qui sont à considérer. Ce chapitre se poursuit sur une étude de contenu en information qui permet de mieux appréhender les résultats de nos inversions. Ces derniers sont ensuite présentés, puis comparés à des mesures *in situ* effectuées durant CIRCLE-2 et aux résultats de l'algorithme opérationnel de IIR. Enfin, une analyse des erreurs est effectuée de manière à mieux comprendre les limites de notre algorithme.

Enfin, le cinquième chapitre de cette thèse présente une amélioration de l'algorithme d'inversion décrit dans le chapitre 4. Le 'nouvel' algorithme aura pour objectif de restituer simultanément les propriétés d'une couche de nuage de glace et de deux couches de nuage d'eau liquide sous-jacentes. Cette amélioration permet alors de corriger quelques possibles défauts aperçus dans l'algorithme original, mais également d'obtenir une description beaucoup plus complète de la colonne atmosphérique. La première partie de ce chapitre présente donc les modifications appliquées à l'algorithme utilisé dans le chapitre 4. Un cas d'étude est ensuite présenté afin de mieux comprendre les capacités du nouvel algorithme. Enfin, des résultats de restitutions effectuées le long d'orbites complètes sont illustrés dans la dernière partie de ce chapitre, avant d'être comparés à divers produits d'algorithmes opérationnels restituant indépendamment des propriétés de nuages de glace et d'eau liquide.

Chapitre 1

Les nuages de glace de type cirrus

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif principal de décrire de manière claire le contexte dans lequel se trouve notre étude. Pour cela il semble important de définir dans un premier temps ce que sont les nuages de glace, ainsi que leur place parmi les autres catégories nuageuses. C'est donc ici le but du premier paragraphe de ce chapitre, qui se propose de définir les différentes classifications nuageuses, ainsi que la spécificité des nuages de glace et des cirrus en particulier. Dans un second temps sont présentées de manière générale les méthodes les plus utilisées pour l'étude des cirrus, c'est à dire les missions aéroportées et spatiales. Ce paragraphe ne se veut pas être une énumération complète des différentes missions dédiées à l'étude de ces nuages, mais décrit plutôt quelques-unes d'entre elles, dont la mission spatiale A-Train qui est à la base de cette thèse. Quelques résultats de mesures *in situ* y sont également présentés de manière à appuyer l'importance de l'étude des nuages de glace. Dans un troisième temps il semble judicieux, avant de poursuivre ce manuscrit, de présenter quelques grandeurs servant à décrire les propriétés optiques, microphysiques et radiatives de ces nuages. Enfin, ce chapitre se termine par une discussion sur l'importance de l'étude des cirrus, à travers une brève climatologie et une présentation de la problématique liée à leur impact radiatif.

1.2 Définitions et Généralités

1.2.1 Histoire de nuages: Nomenclatures et Classifications

L'observation de l'atmosphère révèle un large panel de structures nuageuses qu'il n'est pas, à première vue, aisé de caractériser. C'est au début du XIX^e siècle que la météorologie se

développe au point que les scientifiques ressentent le besoin de nommer et de regrouper les nuages suivant leurs caractéristiques. Le premier à s'y intéresser fut le naturaliste français Lamarck qui, en 1802, distingua cinq groupes principaux de nuages. Lamarck n'a pas encore une connaissance précise de leur composition, qu'il qualifie alors de *brume*. Sa classification se base donc sur leurs formes : *nuages en voile*, *atroupés*, *pommelés*, *en balayures* et *groupés*. Les cirrus, ou *nuages en balayures*, sont décrits comme étant peu épais, étendus, et ressemblant à des coups de pinceau. Leur intérêt principal concerne alors les renseignements qu'ils fournissent sur les changements météorologiques, et sur la direction des vents en altitude [Lamarck, 1802]. Ce n'est qu'un an plus tard, en 1803, que le chimiste anglais Howard publie une classification qui restera à la base de celle utilisée aujourd'hui. Celle-ci a l'avantage d'utiliser des termes latins et d'être beaucoup plus détaillée que celle de Lamarck. Il y regroupe sept catégories de structures nuageuses : trois principales, qui sont les *cirrus* (fibreux), les *cumulus* (verticalement larges), et les *stratus* (étendus), ainsi que quatre autres catégories intermédiaires (ou composées) qui sont les *cirrocumulus*, *cirrostratus*, *cumulostratus* et les *cumulocirrostratus* - ou *nimbus*. Howard poursuit également plus loin sa classification en traitant de la composition et de la formation des structures nuageuses [Howard, 1803].

Au cours du XIX^e siècle de nombreuses classifications et nomenclatures apparaissent et évoluent, ce qui commence à nuire à la communication entre les scientifiques. C'est ce qu'observe au cours de ses voyages le météorologue écossais Abercrombie, qui décide en 1887 de publier une *Suggestion de nomenclature internationale pour les nuages* [Abercrombie, 1887]. Cette nomenclature contient dix groupes nuageux classés en fonction de leurs altitudes, dont les *cirrus*, les *cirrostratus* et les *cirrocumulus* parmi les nuages hauts. Cette nomenclature s'imposa, au point qu'elle fut reprise en 1896 dans la première édition de l'*Atlas international des nuages* [Hildebrandsson et al., 1896] sous la forme qui est toujours en vigueur aujourd'hui. L'Organisation Météorologique Mondiale (OMM), dans son édition la plus récente de l'Atlas [OMM, 1987], classe ainsi les nuages en dix genres principaux qui sont répartis dans trois étages en fonction de leurs altitudes (voir le tableau 1.1).

Le classement des genres nuageux dans ces étages est complexe car certains nuages peuvent être verticalement étendus. Leur répartition se fait en général de la manière présentée dans le tableau 1.2. Les nuages dont un astérisque est accolé à leur nom correspondent aux nuages pouvant se retrouver dans différents étages. Par exemple les *nimbostratus* se trouvent toujours dans l'étage moyen, mais peuvent également s'étendre vers les étages supérieurs et inférieurs.

Étage	Régions Polaires	Régions Tempérées	Régions Tropicales
Supérieur	3 - 8 km	5 - 13 km	6 - 18 km
Moyen	2 - 4 km	2 - 7 km	2 - 8 km
Inférieur	Surface - 2 km	Surface - 2 km	Surface - 2 km

Tableau 1.1: Répartition moyenne des étages nuageux en fonction de la zone géographique. [OMM, 1987]

Étage	Genre
Supérieur	Cirrus, Cirrostratus, Cirrocumulus
Moyen	Alto cumulus, Altostratus*, Nimbostratus*
Inférieur	Stratocumulus, Stratus, Cumulonimbus*, Cumulus*

Tableau 1.2: Classification des structures nuageuses par étages. [OMM, 1987]

De même pour les cumulonimbus et les cumulus, que l'on retrouve toujours dans l'étage inférieur, mais qui peuvent s'étendre beaucoup plus haut dans la troposphère. La figure 1.1 permet de bien rendre compte de cette classification.

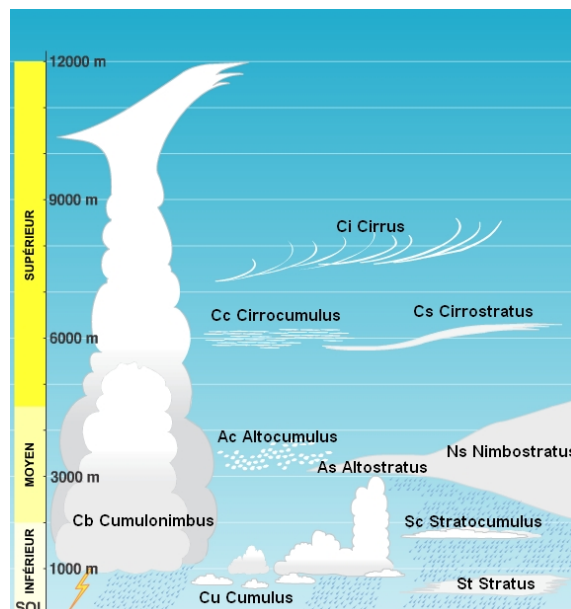


Figure 1.1: Schématisation de la répartition des genres nuageux dans les étages troposphériques. (source Météo-France)

1.2.2 Les nuages de glace

Les nuages de glace se trouvent presque exclusivement dans l'étage supérieur de la troposphère, comme défini précédemment. Il est cependant important de bien distinguer les trois genres de nuages que l'on y rencontre, c'est à dire les cirrus, les cirrocumulus et les cirrostratus. Il faut noter qu'il existe un grand nombre d'espèces et de variétés à chacun de ces genres nuageux, mais qui ne seront pas énumérées en détail ici par souci de brièveté. L'Organisation Météorologique Mondiale en donne les définitions suivantes [OMM, 1987] :

- *Cirrus (Ci)* : Nuages détachés ayant la forme de filaments délicats de couleur blanche (voir figure 1.2a). Ils sont composés presque exclusivement de cristaux de glace.
- *Cirrostratus (Cs)* : Nuages ressemblant à un voile transparent, d'apparence fibreux, qui s'étendent de manière à recouvrir partiellement ou totalement le ciel (voir figure 1.2b). Ils se composent principalement de cristaux de glace.
- *Cirrocumulus (Cc)* : Nuages fins composés de petits éléments ayant la forme de grains, arrangés de manière plus ou moins régulière (voir figure 1.2c). Ils sont composés presque exclusivement de cristaux de glace. La présence d'eau surfondue est possible mais celle-ci se transforme très rapidement en glace.

Les nuages de genre cirrus se distinguent donc des cirrocumulus par leurs aspects fibreux, et des cirrostratus par leurs aspects discontinus et moins étendus. Il faut enfin noter qu'il est tout à fait possible, dans certaines conditions, de retrouver des cristaux de glace de manière moins importante dans d'autres genres de nuages comme les altocumulus, les altostratus, les cumulonimbus ou encore les nimbostratus.

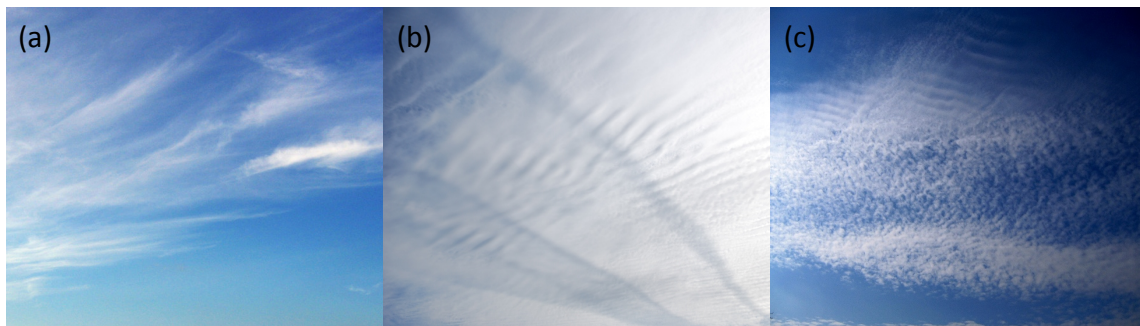


Figure 1.2: Photographie de nuages de glace de type cirrus (a), cirrostratus (b) et cirrocumulus (c).

1.3 L'étude des cirrus

C'est à partir du milieu du XX^e siècle que la météorologie moderne, et plus particulièrement la recherche sur les cirrus, se développe réellement. Ce bond en avant est essentiellement dû à l'avènement des technologies nouvelles permettant d'étudier les cirrus de manière *in situ* et globale. Dès lors, une grande quantité de missions dédiées à leurs études ont vu le jour, dont parmi elles de nombreuses campagnes aéroportées et spatiales.

1.3.1 Observations aéroportées et importance des mesures *in situ* des cristaux de glace

On attribue la première campagne aéroportée dédiée à l'étude des cirrus au géophysicien allemand [Weickmann](#) qui, vers la fin de la seconde guerre mondiale, effectue des mesures *in situ* de la forme et de la taille de leurs cristaux de glace [[Weickmann, 1945, 1947](#)]. S'en sont suivies un très grand nombre de campagnes aéroportées, comme par exemple les campagnes FIRE (First ISCCP Project Regional Experiment) de 1989 à 1995 [[Ackerman et al., 1990](#), [Heymsfield and Miloshevich, 1995](#), [Heymsfield et al., 1990](#)], la campagne ICE (International Cirrus Experiment) en 1989 [[Raschke et al., 1990](#)], EUCREX (EUropean Cloud Radiation EXperiment) en 1993 et 1994 [[Sauvage et al., 1999](#)], FRENCH (Field Radiation Experiment on Natural Cirrus and High-level clouds) en 2001 [[Brogniez et al., 2004](#)] ou plus récemment la campagne TC⁴ (Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling) en 2007 [[King et al., 2010](#), [Toon et al., 2010](#)]. Toutes ces campagnes furent d'innombrables sources d'informations sur la composition des cirrus, mais aussi sur les phénomènes liés à leur formation et à leur évolution.

Lors de campagnes aéroportées, les avions embarquent un grand nombre d'instruments de mesures actifs et passifs tels que des lidars ou des radiomètres. Toutefois, l'énorme avantage de ces campagnes réside dans la possibilité d'utiliser des instruments permettant d'effectuer des mesures *in situ*. Ces instruments apportent toutes sortes d'informations sur la forme et la taille des cristaux de glace, ou encore sur le contenu en glace des nuages. C'est ce que l'on décrit généralement étant comme les propriétés microphysiques des nuages de glace. Certains de ces appareils effectuent donc des mesures optiques, comme par exemple les sondes PMS (Particle Measurement System's) 2D-C (Two-Dimensional Cloud) [[Heymsfield](#)

and Baumgardner, 1985], PMS 2D-S (Two-Dimensional Stereo) [Lawson et al., 2006], PMS FSSP (Forward-Scattering Spectrometer Probe) [Knollenberg, 1981] ou encore l'imageur de particules CPI (Cloud Particle Imager) [Lawson et al., 2001]. Le lecteur pourra retrouver plus d'informations sur certains de ces instruments dans le prochain chapitre de cette thèse. D'autres instruments de mesures ont également été développés de manière à collecter et observer des échantillons de glace [Heymsfield and Miloshevich, 1995]. La figure 1.3a permet de donner un parfait exemple de relevés *in situ* de particules de glace. On y remarque que, dû à un phénomène de sédimentation nuageuse, la taille des cristaux augmente considérablement vers la base du cirrus. Ce phénomène altère également la forme des cristaux, de manière à composer des agrégats extrêmement complexes.

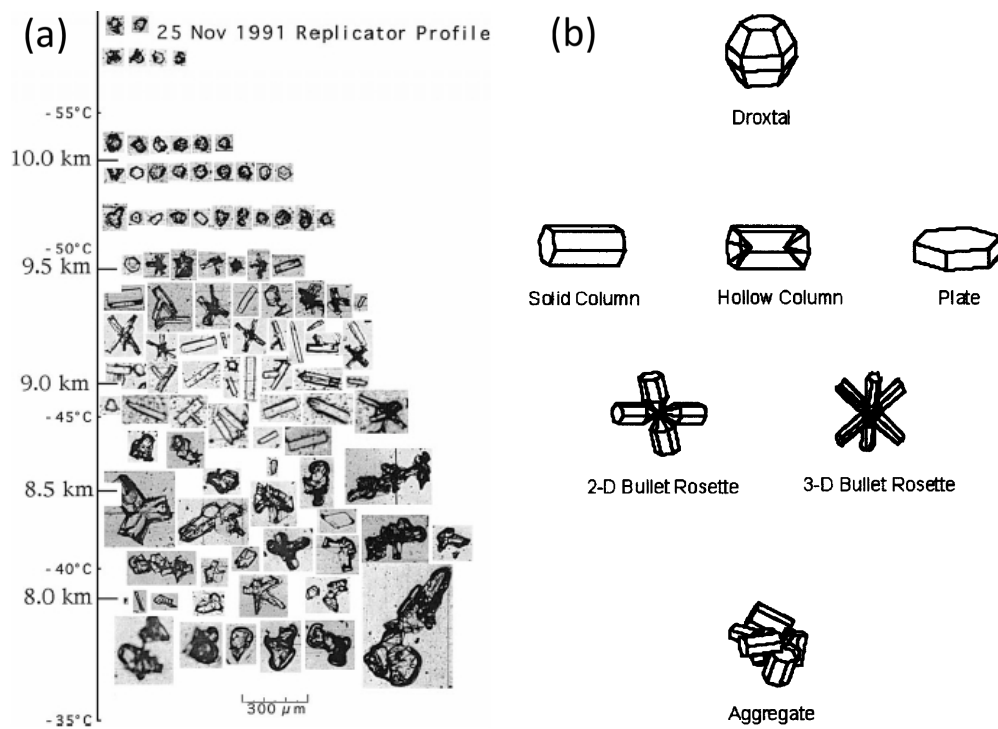


Figure 1.3: (a) : Mesures par ballons sondes effectuées dans le cadre de la campagne FIRE-II le 21 Novembre 1994, à l'aide d'un Cloud Particle Replicator [Heymsfield and Iaquina, 2000]. (b) : Modèles de cristaux pouvant correspondre aux mesures *in situ*. [Yang et al., 2003]

L'apport de telles mesures est par conséquent extrêmement important dans le but d'étudier la forme des cristaux qui composent les nuages de glace, et ainsi de pouvoir simuler les propriétés radiatives de ceux-ci dans les modèles climatiques. De nombreux modèles de particules voient donc le jour en se basant sur des formes de cristaux purs telles que celles tabulées par

Magono and Lee [1966] (*Solid Column, Hollow Column, Hexagonal Plate, ...*). Ceux-ci sont développés de manière à rendre compte des observations *in situ* et des mesures de télédétection, afin de pouvoir simuler avec précision l'interaction entre les particules de nuages et les radiations incidentes. Ces modèles peuvent ainsi correspondre à des cristaux uniques purs (comme par exemple ceux développés par Yang and Liou [1998] ou Yang et al. [2003]), ou contenant des inclusions de bulles d'air ou de poussières (comme le modèle IHM développé par Labonnote et al. [2000]). Cependant, l'utilisation de cristaux purs peut montrer des limites au vu de la complexité des cristaux. Par conséquent d'autres modèles basés sur des ensembles de cristaux voient également le jour, comme les modèles d'ensemble de particules hexagonales de Baran and C.-Labonnote [2007] ou les mélanges de Baum et al. [2005, 2010]. Des exemples de modèles de cristaux uniques purs, ainsi que des mélanges pouvant correspondre à la réalité *in situ*, peuvent être observés sur la figure 1.3b.

1.3.2 Observations satellitaires : la mission A-Train

Malgré la quantité et la qualité des informations amenées par les campagnes aéroportées, l'utilisation de moyens d'observation spatiaux est une nécessité dans le but d'étudier de manière globale et continue les cirrus. Depuis le lancement des premiers satellites météorologiques avec TIROS-1 en avril 1960, le développement d'instruments capables d'effectuer des mesures depuis l'espace n'a cessé de s'accélérer. Il faut notamment citer l'importance de la mission ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) qui a effectué depuis 1982 une étude complète des nuages à partir de mesures radiométriques [Rossow and Schiffer, 1991].

Les scientifiques ont aujourd'hui à leur disposition des instruments tels que des radars, des lidars ou encore des radiomètres pouvant effectuer des mesures multi-spectrales, multi-angulaires et parfois même polarisées du système Terre-atmosphère à chaque instant. L'utilisation de chacun d'entre eux apporte donc une information précieuse et unique sur l'état de la Terre et de l'atmosphère. Cependant une synergie entre tous ces instruments pourrait permettre d'obtenir un panel d'informations qui serait beaucoup plus exploitable. C'est ici le projet que propose l'agence spatiale américaine NASA (National Aeronautics and Space Administration) lorsqu'elle lance en 2002 le premier satellite de la mission A-Train, qui a pour but d'effectuer une étude nouvelle et précise des phénomènes climatiques. Cette mission est aujourd'hui composé de cinq satellites volant en formation rapprochée, et effectuant chaque jour des mesures

quasi-simultanées sur l'ensemble du globe. Ces satellites sont représentés sur la figure 1.4.

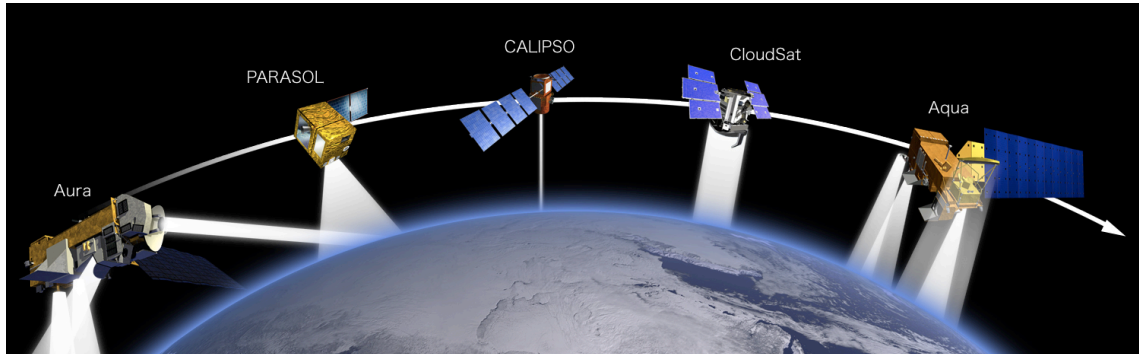


Figure 1.4: Satellites composant la mission spatiale A-Train (source NASA)

Le premier d'entre eux, Aqua, fut lancé durant le mois de mai 2002 dans le but d'étudier le cycle de l'eau sur Terre. Il embarque entre autre le spectroradiomètre MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) qui effectue des mesures radiatives dans 36 canaux mesurant dans des longueurs d'ondes allant de 0.4 à 14.4 μm . En juillet 2004, Aura fut lancé avec quatre instruments passifs à son bord afin d'étudier la chimie et la dynamique de l'atmosphère. Quelques mois plus tard, en décembre 2004, c'est au tour de PARASOL d'être lancé en collaboration avec le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). Celui-ci embarque l'instrument POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance) qui possède la capacité unique d'effectuer des mesures de luminances polarisées et multi-directionnelles dans neuf canaux spectraux allant de 0.44 à 1.02 μm . PARASOL dérive actuellement de l'A-Train, qu'il devrait définitivement quitter fin 2012. Enfin, en avril 2006, ce sont les deux satellites CloudSat et CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation) qui sont lancés simultanément. Tous deux sont spécialisés dans l'étude des nuages ainsi que des aérosols. CloudSat embarque le radar CPR (Cloud Profiling Radar) qui effectue des mesures à 94 GHz, et CALIPSO embarque la caméra à grand champ WFC (Wild Field Camera), le lidar CALIOP (Cloud-Aerosol LIidar with Orthogonal Polarization) et le radiomètre infrarouge IIR (Imaging Infrared Radiometer). Les caractéristiques de ces deux derniers instruments seront développées plus en détail par la suite. Un résumé de ces satellites, ainsi que de leurs instrumentations et missions principales, est reporté dans le tableau 1.3.

<i>Satellite</i>	<i>Lancement</i>	<i>Etude principale</i>	<i>Instruments</i>
Aqua	Mai 2002	Cycle de l'eau	AIRS; AMSR-E; AMSU-A CERES; HSB; MODIS
Aura	Juil. 2004	Chimie et dynamique de l'atmosphère	HIRDLS; MLS; OMI; TES
PARASOL	Dec. 2004	Nuages et aérosols	POLDER
CALIPSO	Avr. 2006	Nuages et aérosols	CALIOP; IIR; WFC
CloudSat	Avr. 2006	Nuages	CPR

Tableau 1.3: Liste des satellites de l'A-Train en 2011

1.4 Propriétés optiques, radiatives et microphysiques des nuages de glace

Les propriétés microphysiques, radiatives, et optiques des nuages de glace servent à donner une description précise de la composition interne de ces nuage et de l'ensemble des interactions qu'ils peuvent avoir avec différents types de rayonnements (comme celui du Soleil, de la Terre, ou d'instruments de mesure). Il faut toutefois noter que les distinctions entre ces groupes de propriétés nuageuses sont parfois faibles, et que beaucoup d'interconnexions existent entre celles-ci. La répartition en trois sous-groupes est donc ici effectuée plus dans un but de clarté que de classification. Les propriétés radiatives sont en général celles qui possèdent la définition la plus large, et qui sont également les plus importantes d'un point de vue climatique. Elles décrivent l'ensemble des effets radiatifs globaux liés aux nuages, tels que l'absorption, la diffusion ou la réflexion. Cependant, afin de décrire proprement ces propriétés radiatives nuageuses, il est également important de définir des propriétés optiques (comme celles reliées aux phénomènes de diffusions), et microphysiques (qui sont une caractéristique intrinsèque de la composition du nuage).

La partie qui suit n'a bien entendu pas pour but de décrire en détail toutes les propriétés des nuages de glace, qui sont parfaitement détaillées dans un grand nombre d'ouvrages complets [Hansen and Travis, 1974, Lenoble, 1993, Liou, 2002], mais plutôt de proposer un bref résumé

de celles qui seront utiles au fil de cette thèse. Afin de présenter ces propriétés, une approche physique du point de vue de l'observation a été choisie dans ce paragraphe. Il faut noter que la plupart des propriétés décrites ci-dessous sont généralisables à toutes les formes de nuages, ou de composants atmosphériques. Enfin, les propriétés radiatives et optiques sont logiquement dépendantes de l'indice complexe des cristaux, et donc de la longueur d'onde du rayonnement incident. Cette dépendance n'est cependant pas explicitée par la suite pour des raisons de clarté.

1.4.1 Propriétés radiatives

Avant de traiter les propriétés décrivant l'interaction entre les nuages de glace et un rayonnement incident, il est bon de spécifier les différentes façons de décrire ce dernier. Tout rayonnement contient une énergie, notée Q , qui est exprimée en Joules. Une variation de cette énergie dans un intervalle de temps donné représente alors la *puissance radiative* ϕ , exprimé en Watts. A partir de là, il est possible de définir le *flux radiatif* F (que l'on appelle également *éclairage* lorsque celui-ci est reçu par une surface), ainsi que la *luminance* L . Le flux radiatif correspond à la quantité de puissance radiative reçue ou émise par une surface S , alors que la luminance correspond à la quantité de ce même flux qui est contenue dans un angle solide ω . Ces relations sont reproduites dans l'équation 1.1. Dans la suite de ce paragraphe, la luminance est utilisée pour rendre compte des phénomènes radiatifs car elle représente la grandeur radiative la plus complète. Cependant l'ensemble des relations exprimées ci-dessous sont également valables en terme de flux et de puissance radiative.

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \text{ (en W)}, \quad F = \frac{d\phi}{dS} \text{ (en W.m}^{-2}\text{)}, \quad L = \frac{d\phi}{dSd\omega} \text{ (en W.m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{)} \quad (1.1)$$

L'un des phénomènes radiatifs les plus observable est l'atténuation de la lumière à travers une couche nuageuse. Celle-ci traduit, de manière générale, la présence de phénomènes d'absorption et/ou de diffusion par les particules qui composent le nuage. On peut décrire une variation de la luminance le long d'un trajet optique l de la manière suivante:

$$dL = -\sigma_{ext}(l)Ldl, \quad (1.2)$$

où σ_{ext} représente le *coefficient d'extinction volumique* (en m^{-1}). C'est ce que l'on appelle la loi de Beer-Lambert. Il faut noter que cette équation est en fait un cas particulier de

l'équation de transfert radiatif, dans le cas où les apports de luminance par phénomènes de diffusion multiple et d'émission sont ignorés (voir Annexe A pour plus de détail). Cela correspond aux cas des nuages optiquement fins, ce qui est parfaitement compatible avec les cirrus. Cependant les définitions données ci-dessous restent tout à fait valables en présence de diffusion multiple et d'émission.

L'intégration de l'équation 1.2 exprime alors l'atténuation de la luminance incidente L_{inc} le long du trajet optique l . L'épaisseur optique d'extinction τ_{ext} d'un nuage correspond donc à l'intégration du coefficient d'extinction le long de ce trajet optique, allant de la base au sommet de celui-ci, comme le traduit l'équation 1.3.

$$L(l) = L_{inc} \exp\left[-\int_{base}^{top} \sigma_{ext}(l) dl\right] = L_{inc} \exp[-\tau_{ext}] \quad (1.3)$$

Comme tout corps physique, les nuages de glace absorbent une partie du rayonnement incident, qu'ils réémettent ensuite en suivant la loi de Planck. Le raisonnement présenté dans les équations 1.2 et 1.3 pour l'extinction totale peut ainsi tout à fait être réédité pour les phénomènes d'absorption, de manière à définir un *coefficient volumique d'absorption* σ_{abs} et une *épaisseur optique d'absorption* τ_{abs} . Ceux-ci caractérisent ainsi la part d'atténuation de la luminance incidente qui est uniquement due aux phénomènes d'absorption. Les phénomènes de diffusion sont donc dans ce cas totalement ignorés. Mais il est également possible dans le cas de diffusion par le nuage, de définir de la même manière un *coefficient volumique de diffusion* σ_{diff} et une *épaisseur optique de diffusion* τ_{diff} qui ne prennent pas en compte les phénomènes d'absorption. Les coefficients volumiques peuvent alors logiquement être reliés de la manière suivante :

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{diff}. \quad (1.4)$$

L'épaisseur optique d'extinction caractérise donc l'atténuation totale du rayonnement incident par le nuage. Pour associer un ordre de grandeur à celle-ci, il est possible de citer par exemple le travail de Sassen and Cho [1992]. Ces derniers ont étudié l'épaisseur optique visible des cirrus, mesurée par lidar durant la campagne FIRE, afin d'y associer quelques propriétés d'observation qui sont regroupées dans le tableau 1.4. On y découvre que les cirrus ayant une épaisseur optique d'extinction inférieure à 0.03 sont invisibles à l'oeil nu. Les cirrus fins, qui permettent de laisser transparaître la couleur du ciel clair, ont une épaisseur optique inférieure à 0.3. Si celle-ci est supérieure à 3, alors on peut considérer qu'il s'agit là d'un

nuage de type cirrostratus, qui est beaucoup plus opaque.

<i>Catégories</i>	<i>Intervalle d'épaisseur optique</i>	<i>Observation</i>
Sous-visibles	< 0.03	Invisible dans le ciel
Fins	$0.03 - 0.3$	Translucides avec couleur bleutée
Opaques	$0.3 - 3.0$	Apparaissent blanc
Cirrostratus	> 3.0	Le disque du soleil devient indistinct

Tableau 1.4: Catégories de cirrus selon leur intervalle d'épaisseur optique [Sassen and Cho, 1992]

1.4.2 Diffusions simples par les cristaux de glace

Des phénomènes de diffusions sont bien présents dans les nuages de glace, comme en témoigne par exemple la présence de photo-météores tels que les halos. Ceux-ci peuvent être observés en présence de cirrus ou de cirrostratus, à des angles de 22° et 46° par rapport à la direction d'incidence solaire. Un exemple de halo de 22° est observable sur la figure 1.5. Ceux-ci sont formés par la diffusion de la lumière par des cristaux de glace ayant une forme majoritairement hexagonale. Les diffusions dues aux rayons traversant le cristal hexagonal entre deux faces latérales forment le halo de 22° , alors que le halo de 46° est formé par un rayon diffusé en pénétrant par une base de l'hexagone et en ressortant par une face latérale.



Figure 1.5: Halo de 22° vue en présence d'un cirrus

Les phénomènes de diffusion simple peuvent être décrits de manière générale en établissant une relation entre les vecteurs de Stockes (qui décrivent l'état d'une onde électromagnétique) et une matrice de diffusion [van de Hulst, 1957]. En considérant la lumière incidente comme étant non polarisée (ce qui est le cas pour le Soleil) et en supposant les cristaux orientés de manière aléatoire, la luminance diffusée peut être directement reliée à la luminance incidente par ce que l'on appelle la fonction de diffusion, notée f . Cette fonction est dépendante de l'angle entre le rayonnement incident et le rayonnement diffusé, appelé angle de diffusion Θ . On peut noter que l'intégration de cette fonction de diffusion est égale à la valeur du coefficient volumique de diffusion σ_{diff} . On définit finalement la *fonction de phase* $p(\Theta)$ en normalisant la fonction de diffusion de la manière suivante :

$$p(\Theta) = \frac{4\pi}{\sigma_{\text{diff}}} f(\Theta) . \quad (1.5)$$

Une telle normalisation rend ainsi la fonction de phase indépendante du nombre de particules. Au final, la fonction de phase est normalisée de la façon suivante :

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 p(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta = 1 . \quad (1.6)$$

La figure 1.6 représente un exemple de fonction de phase correspondant à différents modèles de cristaux de glace. On y remarque pour des cristaux hexagonaux (trait continu) la présence des deux pics à 22° et 46° , caractéristiques des halos. Ces pics de diffusion sont logiquement absents lorsque le cirrus est composé d'agrégats (traits discontinus).

La part de rayonnement diffusé par rapport au rayonnement total atténué est indiqué par l'*albédo de diffusion simple* ϖ_0 tel que :

$$\varpi_0 = \frac{\sigma_{\text{diff}}}{\sigma_{\text{ext}}} . \quad (1.7)$$

Ainsi, un albédo de diffusion simple nul exprime le fait que les phénomènes de diffusion sont totalement absents, alors qu'au contraire une valeur unitaire traduit l'absence d'absorption.

Une autre propriété utile à l'étude des cirrus est le *facteur d'asymétrie*, noté g . Ce paramètre donne une indication de la direction privilégiée par la diffusion, et est compris entre -1 et 1. Par exemple un facteur d'asymétrie égale à 1 est caractéristique d'un cas de diffusion totalement vers l'avant, alors qu'une valeur de -1 indique une rétrodiffusion totale. Une diffusion isotrope correspond par conséquent à un facteur d'asymétrie nul. On définit en

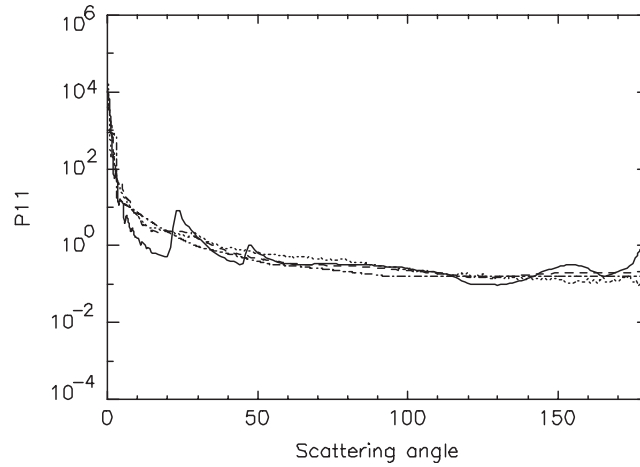


Figure 1.6: Fonction de phase à $0.55\mu\text{m}$ en fonction de l'angle de diffusion, correspondant à différents types de cristaux dont des cristaux hexagonaux (trait pleins), à des agrégats (tirés). [Baran, 2004]

général ce paramètre comme étant le cosinus moyen de l'angle de diffusion, comme indiqué dans l'équation 1.8. Une explication plus détaillée du lien entre la fonction de phase et le facteur d'asymétrie est donnée dans l'annexe A.

$$g = \langle \cos(\Theta) \rangle = \frac{\int_{-1}^1 p(\Theta) \cos(\Theta) d(\cos(\Theta))}{\int_{-1}^1 p(\Theta) d(\cos(\Theta))} \quad (1.8)$$

Le coefficient volumique d'extinction σ_{ext} , le facteur d'asymétrie g et l'albédo de diffusion simple ϖ_0 sont extrêmement importants dans les calculs radiatifs ainsi que dans la modélisation des propriétés optiques de cristaux de glace. De manière générale un ensemble de ces coefficients est souvent associé à des propriétés microphysiques telles que la taille des cristaux ou le contenu en glace.

1.4.3 Propriétés microphysiques

La caractérisation d'une taille représentative des cristaux de glace n'est pas une chose aisée aux vues de la complexité de leurs formes. La notion de taille effectif est donc souvent utilisée de manière à fournir une représentation de la taille des cristaux. Cette notion peut toutefois être associée à différentes définitions selon le type de mesures effectuées. L'une des définitions les plus largement utilisée représente le rapport entre le volume $V(L)$ et l'aire projetée $A(L)$ d'un cristal de taille maximale L [Grenfell and Warren, 1999, Mitchell, 2002, Yang et al.,

2000]. Pour un cristal unique, le *diamètre effectif* peut ainsi être défini de la manière suivante :

$$D_{\text{eff}} = \frac{3 \int_L V(L)n(L)dL}{2 \int_L A(L)n(L)dL}, \quad (1.9)$$

où $n(L)$ la distribution en taille de celui-ci.

Il est utile pour la suite de cette thèse de préciser que dans le cas d'un nuage d'eau liquide le calcul d'une taille effective se simplifie puisque les gouttelettes sont considérées comme étant sphériques. On aura donc tendance à parler ici de *rayon effectif* puisqu'il n'y a plus nécessité de rendre compte d'une taille maximale effective. Son calcul s'effectue donc directement en fonction du rayon r et de la distribution en taille $n(r)$ définie entre r_1 et r_2 [Hansen and Travis, 1974] :

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} r^3 n(r) dr}{\int_{r_1}^{r_2} r^2 n(r) dr}. \quad (1.10)$$

Il est usuel de définir pour les gouttelettes d'eau liquide une *variance effective* qui renseigne sur la largeur de la distribution. Celle-ci se calcule comme :

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{r_{\text{eff}}^2} \frac{\int_{r_1}^{r_2} (r - r_{\text{eff}})^2 r^2 n(r) dr}{\int_{r_1}^{r_2} r^2 n(r) dr}. \quad (1.11)$$

Enfin, la notion de *contenu en glace*, ou IWC (Ice Water Content), est également très utilisée pour la description de la microphysique d'un cirrus. Cette propriété est en effet fort utile puisqu'elle correspond directement à la concentration en glace dans le nuage. Elle est ainsi beaucoup plus physique que la taille effective des cristaux qui peut perdre de sa signification dans le cas de géométries très complexes, où de mélanges de cristaux. Pour des particules de glace de volume V , de dimension maximale L , et qui suivent une distribution en taille $n(L)$, le contenu en glace se définit habituellement de la manière suivante :

$$IWC = \rho_{\text{glace}} \int_L n(L)V(L)dL \quad (1.12)$$

où ρ_{glace} décrit la masse volumique de la glace (en générale prise comme étant de 0.92 g.cm^{-3} , bien que celle-ci puisse dépendre de la taille des cristaux [Brown and Francis, 1995]).

L'intégration de l'IWC sur l'épaisseur du nuage correspond à ce que l'on appelle l'IWP (Ice Water Path), ou *contenu en glace intégré*, qui est défini dans l'équation 1.13.

$$IWP = \int_{Z_{\text{base}}}^{Z_{\text{top}}} IWC(z) dz \quad (1.13)$$

On remarque néanmoins en utilisant les équations 1.9 et 1.12 que le contenu en glace peut facilement être relié à la taille effective des cristaux, comme le montre l'équation suivante :

$$D_{eff} = \frac{3}{2} \frac{IWC}{\rho_{glace} \int_L A(L)n(L)dL} . \quad (1.14)$$

1.5 Impact des cirrus sur le climat

Afin de bien comprendre l'importance de la recherche sur les cirrus, mais également dans le but de fournir des informations nécessaires à une compréhension optimale de cette thèse, il semble nécessaire d'effectuer un résumé des connaissances climatologiques actuelles sur ces nuages ainsi que de l'impact de ceux-ci sur le climat. Les paragraphes suivants exposent donc dans un premier temps quelques informations climatologiques sur les cirrus, puis dans un second temps présentent certaines des connaissances et des incertitudes actuelles liées à leurs effets radiatifs globaux.

1.5.1 Climatologie des cirrus

La place qu'occupent les cirrus dans l'atmosphère peut se caractériser en deux points : l'étendue verticale et l'étendue horizontale. L'étendue verticale est décrite par des paramètres tels que l'altitude ou l'épaisseur des nuages, alors que l'étendue horizontale peut être décrite par leur taux de recouvrement terrestre (qui représente le pourcentage de couverture horizontale dans le ciel que possèdent les nuages).

Il y a différentes façons d'observer et d'analyser des nuages de glace comme les cirrus pour une étude climatologique. Les observations peuvent se faire à partir du sol, par étude aéroportée, par sondage ballon ou encore par observation satellitaire. Dans la plupart des cas, l'instrumentation peut être active tels un radar ou un lidar, et/ou passive tel un radiomètre. Chacun de ces instruments possède des avantages et des inconvénients du point de vue de la détection des cirrus. Par exemple le radiomètre a l'avantage d'avoir une fauchée bien plus large que les instruments actifs, mais il peut ne pas identifier les cirrus les plus fins, ou ne pas les différencier d'autres nuages, selon la longueur d'onde utilisée. Le radar est quant à lui d'une grande utilité pour effectuer un sondage précis de l'atmosphère. Cependant celui-ci est beaucoup plus sensible aux grosses particules et peut ainsi également ignorer les nuages

les plus fins. Il sera toutefois beaucoup plus sensible à la base des cirrus qui, comme vu sur la figure 1.3, est composée de particules beaucoup plus grosses. Le lidar semble être l'instrument le mieux adapté à leur détection puisqu'il permet d'observer les cirrus les plus fins. Son inconvénient est néanmoins qu'il sature pour des épaisseurs optiques de l'ordre de 2 ou 3 dans le visible.

<i>Propriétés</i>	<i>Valeur moyenne</i>	<i>Intervalle</i>
Epaisseur du nuage	1,5 km	0,1 à 8 km
Altitude du centre du nuage	9 km	4 à 20 km

Tableau 1.5: Climatologie moyenne des cirrus estimée à l'aide d'inter-comparaisons entre différentes campagnes d'observations. [Dowling and Radke, 1990]

Dans le souci d'établir une climatologie fiable, il est donc important d'inter-comparer les résultats de ces différents types de modes d'observation et d'instrumentation. C'est par exemple le travail qu'a effectué Dowling and Radke [1990] en utilisant des données spatiales, aéroportées et de sondage ballon pour en déduire une climatologie moyenne des cirrus, présentée dans le tableau 1.5. Ces propriétés varient bien entendu en fonction de la saison et de la position géographique, c'est pourquoi ce tableau propose également de grands intervalles d'observation. Dowling and Radke établissent également que la couverture nuageuse moyenne des cirrus est comprise entre 25 et 50% selon la zone géographique et la saison.

Aujourd'hui de nouvelles informations sont disponibles, notamment grâce aux possibilités qu'offrent l'A-Train en matière de synergie instrumentale. A titre d'exemple, il est possible de citer une étude récente de Sassen et al. [2008] qui utilise la complémentarité entre les mesures du lidar CALIOP et du radar CPR de manière à établir une climatologie complète des cirrus. En effet, les caractéristiques respectives de ces deux instruments les rendent tout à fait adaptés à une synergie puisque le lidar pourra détecter les cirrus fins et épais, et renseigner sur la température de leur sommet, et le radar pourra renseigner sur l'altitude de leur base en cas de saturation du signal lidar. Sassen et al. déterminent de cette manière l'altitude du sommet et de la base des cirrus en utilisant une année complète de données CALIOP/CPR. La moyenne annuelle des résultats qu'ils observent est résumée sur la figure 1.7. Celle-ci montre la variation géographique de l'altitude des cirrus, et conclut à une épaisseur moyenne

de 2 km (entre 1,5 km aux pôles et 2,5 km à l'équateur). A partir de ces observations, Sassen

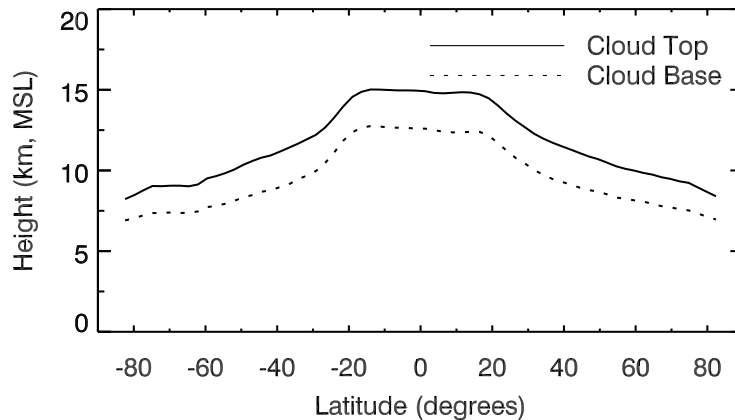


Figure 1.7: Altitude du sommet et de la base des cirrus en fonction de la latitude. [Sassen et al., 2008]

et al. établissent également des statistiques de recouvrement du globe par les cirrus. Ces statistiques sont résumées dans le tableau 1.6 où elles y sont également comparées à la base de donnée ISCCP qui, on le rappelle, est obtenue à partir de mesures passives [Rossow and Schiffer, 1991]. On dénote des similarités entre ces deux bases de donnée dans la plupart des intervalles de latitudes, avec cependant quelques différences au niveau de l'équateur. Celles-ci peuvent être expliquées par le fait que les mesures passives sont moins sensibles aux nuages les plus fins, et ainsi retrouvent un taux de recouvrement moindre.

Il existe donc encore aujourd'hui d'importantes incertitudes sur le taux de recouvrement des cirrus, puisque celui-ci peut varier en fonction du type de mesures utilisées. Ces incertitudes peuvent en outre poser des problèmes quant à l'estimation précise de l'impact radiatif de ces nuages, comme il l'est expliqué dans le paragraphe suivant.

1.5.2 Impact radiatif des cirrus

Afin de bien comprendre l'effet que peuvent avoir les cirrus ou les nuages en général sur le climat, il est utile d'effectuer un petit rappel de la manière dont se traduit l'impact de leurs propriétés radiatives à l'échelle globale. Il est courant de traiter les sujets liés aux changements climatiques en utilisant le concept de *forçage radiatif*. Celui-ci représente la différence entre l'énergie radiative reçue (provenant du Soleil) et l'énergie radiative émise par le système Terre-atmosphère. Cette différence est effectuée à un endroit donné, qui correspond en général à la

<i>Latitude</i>	CloudSat/ CALIPSO, %		ISCCP, %	
	<i>Land</i>	<i>Water</i>	<i>Land</i>	<i>Water</i>
~-85° to -60°	6,3	7,1	7,2	6,0
-60° to -30°	11,6	15,1	14,0	8,3
-30° to -15°	14,0	14,6	17,1	10,5
-15° to +15°	36,0	33,4	21,2	17,9
+15° to +30°	15,3	19,6	11,3	12,2
+30° to +60°	13,9	17,8	15,7	9,3
+60° to ~+85°	9,2	7,5	8,3	5,8

Tableau 1.6: Recouvrement moyen par intervalle de latitude à partir de données CloudSat/CALIPSO et ISCCP. [Sassen et al., 2008]

surface, à la tropopause, ou au sommet de l'atmosphère. Les avantages et les inconvénients de ces différentes définitions sont par exemple discutés par Stenchikov et al. [1998] lors d'une étude sur l'impact radiatif de l'éruption du volcan Pinatubo. De manière générale, un forçage radiatif positif correspond à un réchauffement du système considéré, et un forçage radiatif négatif traduit un refroidissement de ce système. Ce paragraphe ne traitera que du forçage radiatif nuageux, c'est à dire lié à l'effet radiatif des nuages.

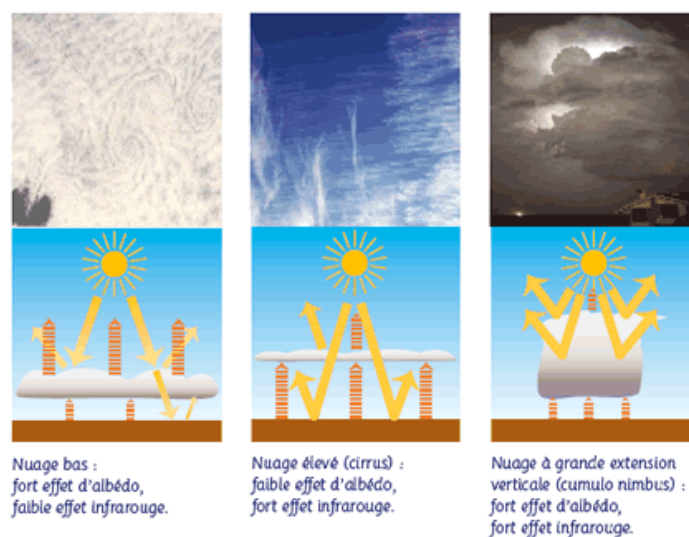


Figure 1.8: Balance entre l'effet de serre et l'effet parasol, en fonction du type de nuage. (source CNES)

Il y a deux acteurs principaux au forçage radiatif nuageux. Le premier est l'*effet de serre*, qui est relié à l'absorption d'un rayonnement incident par les particules qui composent le nuage, et donc à la réémission d'un rayonnement en suivant la loi de Planck. Cette réémission est isotrope, et est donc partiellement dirigée vers le sol. Une partie du rayonnement ascendant (émis par le système Terre-atmosphère) peut ainsi être piégé par les nuages et réémis vers le sol, ce qui tend à augmenter le forçage radiatif. Le second effet est ce que l'on appelle communément l'*effet parasol*. Il est relié à l'albédo du nuage, c'est à dire à la portion de rayonnement réfléchi par le nuage, par rapport au rayonnement total incident. L'effet parasol aura ainsi tendance à diminuer le forçage radiatif nuageux (puisque une partie du rayonnement solaire réfléchi par le nuage n'atteindra pas le sol). C'est au final la balance entre ces deux effets qu'il est indispensable de déterminer. La figure 1.8 illustre de manière simplifiée la balance entre ces deux phénomènes principaux, en fonction du type de nuages.

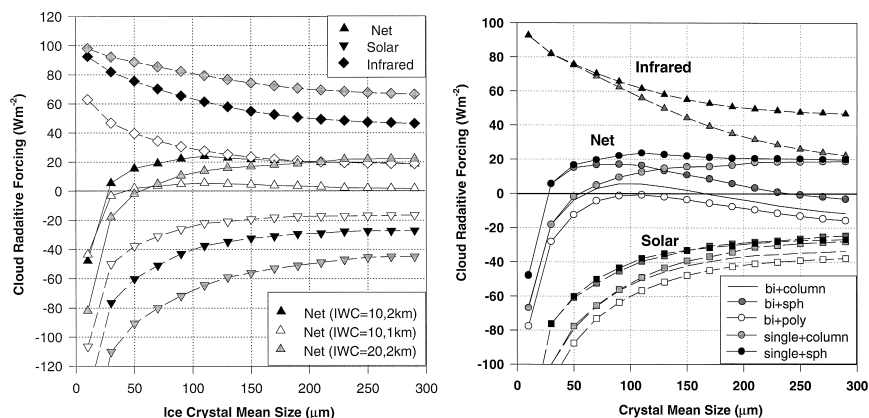


Figure 1.9: Forçage radiatif des cirrus en fonction de la taille de leurs cristaux de glace, pour différentes formes, distributions en taille, IWC et altitude. [Zhang et al., 1999]

La réalité est cependant beaucoup plus complexe, et depuis longtemps la détermination précise de l'impact radiatif des cirrus pose problème. Liou [1986] pose très bien cette problématique en exposant les résultats de diverses études traitant de leur impact sur le climat. Le problème provient de la complexité à déterminer avec exactitude la climatologie de ces nuages, mais aussi de la très grande complexité de leurs propriétés optique et microphysique. En effet, de nombreuses études se sont intéressées à l'importance de la couverture nuageuse des nuages sur le climat de manière à étudier la rétroaction nuageuse [Hartmann et al., 1992, Schneider, 1972, Wetherald and Manabe, 1980]. Cependant il est également important de ne pas oublier les fortes incertitudes liées à la complexité de la microphysique des cirrus. Par ex-

emple, Zhang et al. [1999] montrent que le forçage radiatif (établi au sommet de l’atmosphère lors de son étude) peut varier énormément en fonction de la forme des particules, mais aussi de leurs tailles, de leurs distributions en taille, de leurs altitudes ou encore de leurs contenus en glace, comme le montre la figure 1.9. Cette figure illustre que le forçage peut être positif ou négatif en fonction de ces paramètres. Une autre étude menée par Choi and Ho [2006] montre par exemple l’impact de l’épaisseur optique des nuages de glace sur le forçage radiatif, avec un palier à une épaisseur optique visible de 10 où le forçage radiatif passe de positif à négatif.

Cette complexité à l’observation et à la modélisation des nuages, particulièrement des nuages de glace, rend donc leur étude indispensable à une bonne compréhension dans l’espoir d’une quantification fiable du changement climatique et de son impact sur les phénomènes terrestres, atmosphériques et océaniques dans les prochaines décennies. Dans le quatrième rapport du GIEC, les chercheurs affirment même que ‘les rétroactions liées aux nuages restent la plus grande source d’incertitude [sur le climat]’ [Forster et al., 2007]. Leurs conclusions montrent en effet qu’il existe encore une très grande part d’incertitude liée à l’albédo des nuages en général, comme le montre la figure 1.10.

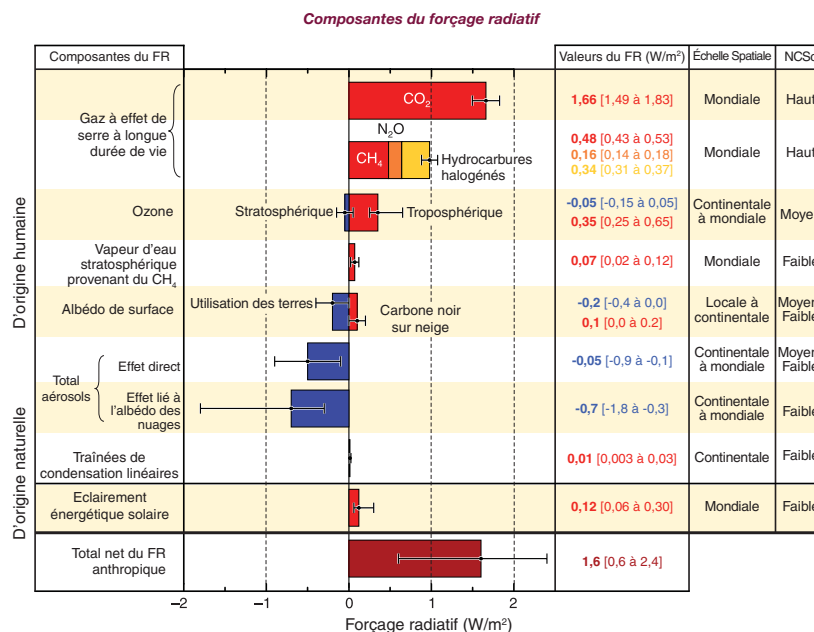


Figure 1.10: Forçage radiatif moyen à l’échelle du globe en 2005 par rapport à 1750. [Forster et al., 2007]

1.6 Conclusion

Il a été vu au fil de ce chapitre qu'il existe un grand nombre de genres nuageux, définis en fonction de leurs formes et de leurs altitudes. Parmi ceux-ci se trouvent trois genres de nuages de glace situés dans la haute troposphère, que sont les cirrus, les cirrocumulus et les cirrostratus. Les cirrus sont les nuages de glace les plus fins optiquement, et possèdent une structure globale filamenteuse. Cependant, le fait qu'ils possèdent une épaisseur optique aussi faible, allié à leurs très hautes altitudes, les rend difficilement observables. En conséquence, un grand nombre de campagnes aéroportées et spatiales ont été mises en place depuis les dernières décennies pour leur étude. Les campagnes aéroportées étudient ces nuages de façon très précise et locale, de manière à mieux comprendre la complexité de leurs compositions grâce à de nombreuses mesures *in situ*. En complémentarité de celles-ci, les missions spatiales permettent des observations beaucoup plus globales et continues. Parmi ces missions on retrouve la mission spatiale A-Train qui, depuis 2002, étudie de manière précise les phénomènes climatiques grâce à un train de satellites volant en forte proximité et effectuant des mesures actives et passives de l'ensemble du globe. Elle participe ainsi à l'étude des cirrus grâce à des satellites tels que CALIPSO et CloudSat qui sont équipés du radiomètre infrarouge IIR, du lidar CALIOP et du radar CPR, qui permettent tous de retrouver un grand nombre de paramètres microphysiques, optiques et radiatifs des nuages de glace. Ces propriétés permettent de rendre compte de la composition microphysique des cirrus, mais aussi des phénomènes d'absorptions et de diffusion qui régissent leurs interactions avec les rayonnements du Soleil ou de la Terre. La caractérisation de ces interactions est en effet primordiale afin de réduire les incertitudes qui résident toujours sur la balance entre les effets de serre et parasol qui sont dus à ces nuages. Leur impact radiatif est d'autant plus conséquent que leur couverture nuageuse est très importante. De plus, nous avons vu qu'une mauvaise paramétrisation des propriétés des cirrus peut mener à un forçage radiatif positif ou négatif selon les configurations. Ainsi, les fortes incertitudes sur leur composition et sur leur taux de recouvrement fait aujourd'hui des cirrus l'une des incertitudes majeures dans les prévisions climatiques. Il est donc nécessaire de poursuivre leurs études grâce à des mesures aéroportées et satellitaires afin de retrouver leurs propriétés avec la meilleure précision possible, et ainsi réduire notre méconnaissance de leur forçage radiatif.

Chapitre 2

Les campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08

2.1 Introduction

Il a été vu dans le chapitre précédent que l'étude des cirrus est aujourd'hui devenue une priorité dans le but de définir de manière précise leur impact radiatif sur le système Terre-atmosphère. Pour ce faire, de nombreuses missions spatiales et aéroportées ont été entreprises avec l'objectif d'améliorer nos connaissances sur la composition, la dynamique ou encore la climatologie de ces nuages. C'est dans ce contexte que se place ce chapitre, puisque deux campagnes aéroportées récentes dédiées non seulement à l'étude des cirrus, mais aussi à la validation de mesures spatiales, y sont présentées.

La première partie de ce chapitre est donc dédiée à la présentation générale de ces deux campagnes, ainsi que du protocole qu'elles ont suivi et de l'instrumentation utilisée. Dans un second temps, plus de détails sont donnés sur cette instrumentation, et en particulier sur le radiomètre infrarouge CLIMAT-AV, le lidar LNG et les divers instruments *in situ* qui furent embarqués. Enfin, une présentation plus approfondie de trois journées de mesures optimales est effectuée dans la troisième partie de ce chapitre.

2.2 Présentation générale des campagnes

Les campagnes Cirrus CLoud Experiment (CIRCLE) - 2 et Biscay '08 sont deux campagnes aéroportées ayant pour but l'étude des propriétés radiatives et microphysique des cirrus, mais aussi la validation de mesures spatiales telles que celles du lidar CALIOP et du radiomètre infrarouge IIR, tous deux à bord du satellite CALIPSO.

La première d'entre elles, CIRCLE-2, est une campagne aéroportée franco-allemande, exécutée en collaboration entre le DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) et le

SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement). Celle-ci s'est déroulée durant neuf journées de mesures réparties entre le 13 mai 2007 et le 26 mai 2007. Durant cette campagne, deux avions de type Falcon 20 ont été utilisés, et ont volé sous la trace du satellite CALIPSO en synchronisation spatiale et quasi-temporelle. L'un des avions fut équipé par le SAFIRE du radiomètre infrarouge CLIMAT-AV [Brogniez et al., 2005] et du lidar LEANDRE-NG [Pelon et al., 1990] dans un but d'effectuer des mesures de télédétection au dessus des cirrus, à une altitude maximale d'environ 13000 m. Cet avion est appelé FF20 (French Falcon 20) par la suite. Le second avion, appelé GF20 (German Falcon 20), fut équipé par le DLR de divers instruments de mesures *in situ*, et vola donc à l'intérieur même des cirrus en synchronisation sous le FF20. L'ensemble de ces instruments de mesures sont présentés plus en détail dans le prochain paragraphe de ce chapitre. Une schématisation de la configuration aérienne durant CIRCLE-2 est présentée sur la figure 2.1.

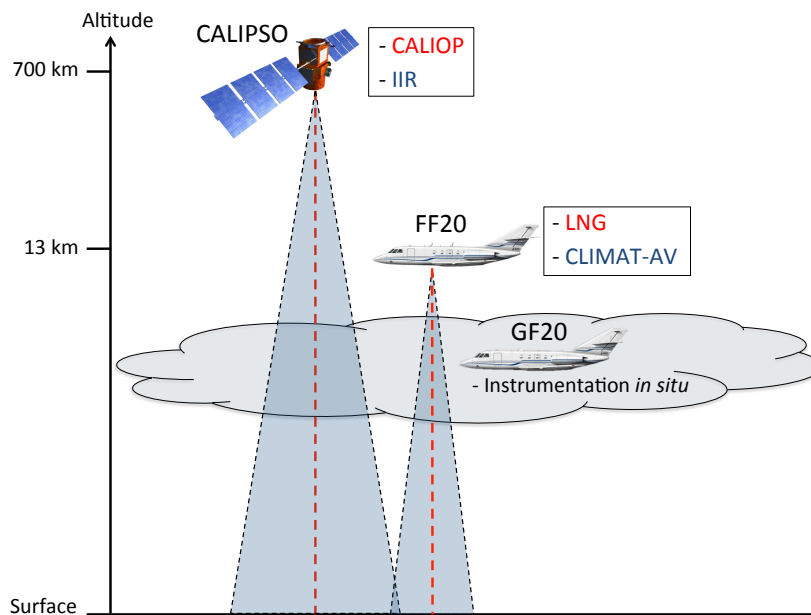


Figure 2.1: Schématisation de la configuration aérienne durant la campagne CIRCLE-2

Il faut noter que les conditions optimales de mesures, c'est à dire le bon fonctionnement des instruments et la synchronisation entre le FF20, le GF20 et CALIPSO, n'ont pas été atteintes durant les neuf journées de mesures. C'est pourquoi uniquement deux journées dites 'optimales' seront conservées par la suite pour la campagne CIRCLE-2 : le 16 Mai 2007 et le 25 Mai 2007. Celles-ci comportent des vols se situant au dessus de l'océan Atlantique,

au large du golfe de Gascogne. Certaines de ces journées ont déjà été traitées avec succès par Mioche et al. [2010] pour la validation des coefficients d'extinction retrouvés par le lidar CALIOP, et nous nous baserons donc sur certaines de leurs observations dans la suite de cette thèse.

La seconde campagne, Biscay '08, s'est tenue entre le 2 septembre 2008 et le 18 octobre 2008. Celle-ci fut uniquement organisée par le SAFIRE et n'utilisa donc que l'avion FF20. Cet avion fut équipé des mêmes instruments que durant la campagne CIRCLE-2, soit le radiomètre CLIMAT-AV et le lidar LEANDRE-NG. Le FF20 vola également sous la trace de CALIPSO de manière à effectuer des mesures quasi-simultanées. Seule la journée du 18 octobre 2008 fut assez optimale de manière à être retenue par la suite.

2.3 Instrumentation

2.3.1 Télédétection

2.3.1.a Le radiomètre CLIMAT-AV

L'instrument CLIMAT-AV (Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets - Airborne Version) [Brogniez et al., 2003, 2005, Legrand et al., 2000], dont une photographie est présentée sur la figure 2.2, est un ra-



Figure 2.2: Photographie du radiomètre infrarouge aéroporté CLIMAT-AV

diomètre infrarouge conçu en collaboration entre le LOA et Cimél Electronique. Celui-ci est

particulièrement adapté à une utilisation aéroportée grâce à sa faible masse (moins de 5 kg) et à son autonomie d'utilisation. Il effectue des mesures de luminances à plusieurs longueurs d'ondes situées dans la fenêtre atmosphérique infrarouge. Ce radiomètre possède trois cavités composées, entre autre, de filtres interférentiels qui lui permettent d'effectuer des mesures simultanées de luminances dans trois bandes spectrales étroites. Les filtres sont centrés aux longueurs d'ondes de 8.7 μm , 10.8 μm et 12.0 μm , avec une largeur à mi-hauteur d'environ 1 μm . Ces trois canaux sont respectivement appelés C08, C10 et C12 par la suite. La transmission des filtres de ces trois canaux est représentée sur la figure 2.3. Ce radiomètre possède un temps de réponse de 12 ms, et une ouverture angulaire de 50 mrad, ce qui lui donne une précision de 50 m dans le cas où l'avion vole à 1 km au dessus des cirrus.

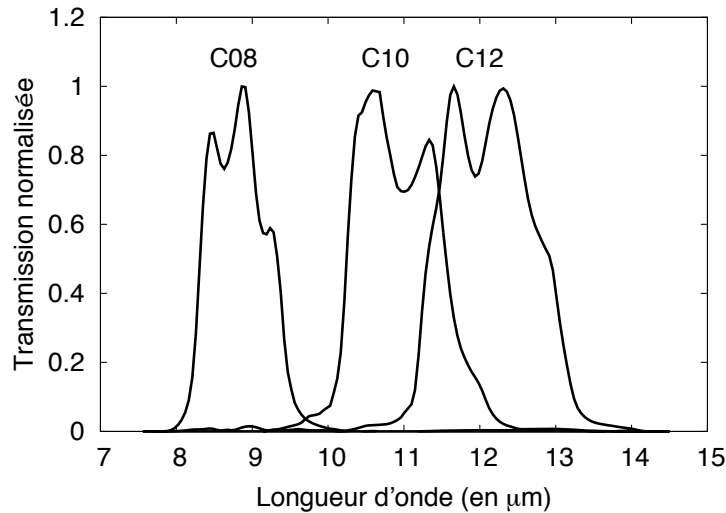


Figure 2.3: Transmissions spectrales des canaux C08, C10 et C12 de CLIMAT-AV

CLIMAT-AV fonctionne d'après le principe de comptes électroniques, qui sont proportionnels à l'énergie reçue par les détecteurs situés au fond de chaque cavité. Les sorties opérationnelles de ce radiomètre transforment les comptes numériques en *températures de brillance*. Cette grandeur représente la température équivalente d'un corps noir qui émettrait la luminance observée par l'instrument. Dans le cas d'une mesure par un radiomètre, la luminance normalisée L_{λ_0} (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) correspondante à une température de brillance T_{b,λ_0} qui serait mesurée à travers un filtre de transmission F_{λ_0} centré à la longueur d'onde λ_0 (et possédant une largeur spectrale $\Delta\lambda$) est calculée de la manière suivante :

$$L_{\lambda_0}(T_{b,\lambda_0}) = \frac{\int_{\Delta\lambda} B_{\lambda}(T_b) F_{\lambda_0}(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} F_{\lambda_0}(\lambda) d\lambda} \quad (2.1)$$

avec $B_\lambda(T_b)$ la valeur de la fonction de Planck à la température T_b et à la longueur d'onde λ . Une manière plus directe de relier la luminance à la température de brillance dans le cas de mesures radiométriques passe par l'utilisation de la 'fonction luminance'. Celle-ci prédit que :

$$L_{\lambda_0}(T_b) \approx \frac{a_{\lambda_0}}{\exp\left(\frac{b_{\lambda_0}}{T_b^{c_{\lambda_0}}}\right) - d_{\lambda_0}}, \quad (2.2)$$

où a_{λ_0} , b_{λ_0} , c_{λ_0} et d_{λ_0} sont des coefficients dépendants du filtre interférentiel. Cette relation sera utilisée de manière à transformer les températures de brillance de CLIMAT-AV en luminances. Une étude de sensibilité à partir d'équation 2.2 nous permettra également par la suite de transformer des incertitudes associées à des températures en incertitudes associées à des luminances, et inversement.

Enfin, la sensibilité de CLIMAT-AV est de l'ordre de 50 mK dans chaque canal, ce qui lui confère (en tenant compte des incertitudes liées à la calibration) une précision de mesures meilleure que 0.1K.

2.3.1.b Le lidar LEANDRE-NG

Le lidar LEANDRE-NG (Lidar pour l'Etude des interactions Aérosols Nuages Dynamique Rayonnement et du cycle de l'Eau - New Generation) [Pelon et al., 1990] - ou LNG - fut également embarqué à bord de l'avion FF20. Ce lidar possède la capacité d'effectuer des mesures actives de rétrodiffusion atmosphérique dans trois canaux : à 355 nm avec une capacité de dépolarisation linéaire, à 532 nm et à 1064 nm.

Le faisceau laser du LEANDRE-NG à la longueur d'onde de 532 nm possède une divergence de 2.5 mrad, ce qui lui donne une résolution horizontale de 2.5 m à 1 km d'altitude. Le signal rétrodiffusé est recueilli dans un télescope de 30 cm de diamètre, qui possède une ouverture angulaire de 5 mrad. La résolution verticale de LEANDRE-NG est de 75 m. Cet instrument fut entre autre très utile à Mioche et al. [2010] pour la validation des mesures du lidar CALIOP embarqué à bord de CALIPSO, cependant dans cette thèse nous n'utiliserons que cet instrument dans le but d'obtenir des informations sur la structure verticale de l'atmosphère sous le FF-20.

2.3.2 Instrumentation *in situ*

Divers instruments de mesures *in situ* furent embarqués à bord de l'avion GF20 durant la campagne CIRCLE-2. Parmi ceux-ci se trouvaient les sondes PMS 2D-C et FSSP 300, opérées par le DLR, ainsi qu'un néphélomètre polaire et un imageur CPI opérés par le Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP). Ce paragraphe propose de définir les principales caractéristiques de ces instruments.

2.3.2.a Les sondes PMS FSSP 300 et 2D-C

Ces deux sondes font partie des compteurs de particules PMS (Particle Measuring System) développées par Knollenberg [1976, 1970], et qui furent très largement utilisées durant les 30 dernières années pour la détermination de propriétés microphysiques et optiques des nuages.

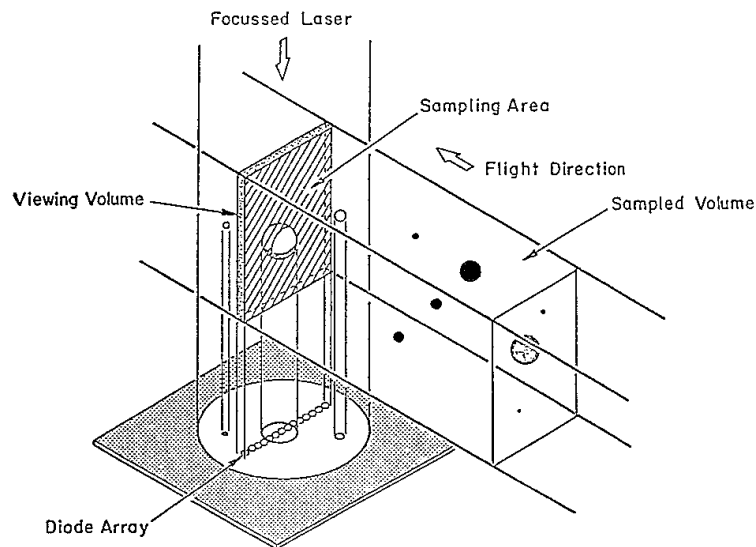


Figure 2.4: Schématisation du fonctionnement d'une sonde OAP [Baumgardner and Korolev, 1997]

La sonde 2D-C fonctionne sur le principe des OAP (Optical Array Probe), représenté dans la figure 2.4. Elle est composée, dans le cas du 2D-C, d'un faisceau laser à 632 nm et d'une ligne de 32 photo-diodes possédant chacune des résolutions de 25 μm . Lorsque la particule nuageuse pénètre dans la sonde, elle rencontre le faisceau laser, qui projette la figure de réfraction de celle-ci sur les photo-diodes. Ces photo-diodes enregistrent des séquences de

figures de réfraction à une fréquence dépendant de la vitesse de l'avion, de manière à ce qu'une image 1D soit obtenue pour chaque pas de résolution des photo-diodes, ce qui forme au final une image 2D de la particule. Le problème de cette sonde est que les images 2D sont obtenues dans le plan défini par la trajectoire de l'avion et la position de la rangée de photodiodes. Ceci peut induire une erreur en fonction de la manière dont la particule entre dans la sonde. De manière générale, la sonde 2D-C permet d'effectuer des mesures de particules nuageuses dont la taille est située entre 25 et 800 μm . Sa résolution est de 25 μm , ce qui correspond à la taille des photo-diodes.

De manière à obtenir plus d'informations sur les petites particules, Knollenberg propose également le principe de la sonde PMS FSSP. Cette sonde se sert, comme la 2D-C, d'un faisceau laser à 632 nm qui vient heurter une particule nuageuse. Le FSSP 300 possède un laser ayant une distribution d'intensité gaussienne. Cependant, contrairement à la 2D-C, c'est ici le pic de diffusion avant qui est mesuré par un détecteur. Ce pic est ensuite analysé en utilisant la théorie de Lorentz-Mie pour les particules sphériques afin d'obtenir des informations microphysiques et optiques. Cette sonde a donc le désavantage de considérer des particules sphériques, ce qui peut être problématique dans le cas de mesures de cristaux de glace. Lors de la campagne CIRCLE-2, la sonde FSSP 300 effectua des mesures de cristaux entre 3 et 21 μm , avec une résolution d'environ 1 μm . Les diverses caractéristiques, problèmes et améliorations liés à ces sondes PMS sont largement discutés dans la littérature. On peut par exemple citer le travail de Baumgardner and Korolev [1997] sur le sujet.

2.3.2.b Le néphélomètre polaire

Afin de combler les inconvénients des instrument PMS pour une étude précise des propriétés de particules de glace, un instrument de type néphélomètre polaire fut développé au LaMP [Gayet et al., 1997].

Le principe du néphélomètre polaire consiste à faire diffuser un faisceau laser, ici à 804 nm, au passage d'un ensemble de particules capturées dans un nuage de glace. Le faisceau diffusé est ensuite réfléchi par un miroir parabolique, et est envoyé sur des photo-diodes disposées sur une couronne circulaire. Une schématisation du fonctionnement du néphélomètre polaire est exposée sur la figure 2.6. De cette manière la fonction de phase représentative de l'ensemble de particules est caractérisée. Le néphélomètre permet de mesurer cette fonction de phase

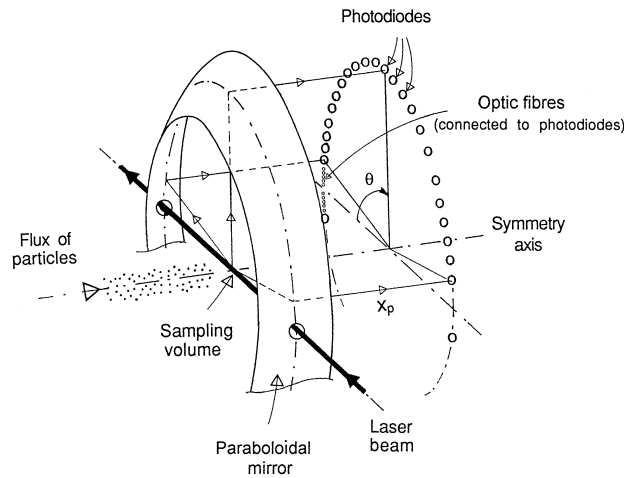


Figure 2.5: Schématisation du fonctionnement du néphélomètre polaire [Gayet et al., 1997].

entre les angles de 3.5° à 169° . A partir de celle-ci, et à l'aide de modèles de cristaux de glace, une grande quantité de propriétés microphysiques et optiques peuvent être déduite. Celle-ci à l'avantage de pouvoir traiter avec la même précision des particules de glace, d'eau, ou un mélange des deux. Cette méthode est considérée précise pour des cristaux allant de quelques microns à plus de $500 \mu\text{m}$ de diamètre.

Un développement des caractéristiques techniques du néphélomètre polaire peut par exemple être trouvé dans la thèse d'Olivier Crepel [1995].

2.3.2.c Le CPI

Le CPI est un imageur haute résolution de particules nuageuse développé par SPEC [Lawson et al., 1998, 2001]. Il est composé de deux lasers de détection de particules (Particle Detection System - PDS) à 788 nm . Lorsque ceux-ci détectent simultanément une particule nuageuse, un laser à 850 nm est activé durant 25 ns . Celui-ci imprime alors la figure de réfraction sur une surface CCD d'un million de pixels, avec une taille de pixels de $2.13 \mu\text{m}$. La résolution théorique du CPI permet de rendre compte de tailles de cristaux allant d'environ $10 \mu\text{m}$ à plus de 2 mm . On remarque donc que cet instrument permet une utilisation parfaitement complémentaire à celle du FSSP qui ne peut détecter des particules plus petites que $3 \mu\text{m}$.

Des détails plus précis sur le fonctionnement de l'imageur CPI tel qu'utilisé dans le cadre de la mission CIRCLE-2 peuvent être trouvés dans la thèse de Guillaume Mioche [2010].

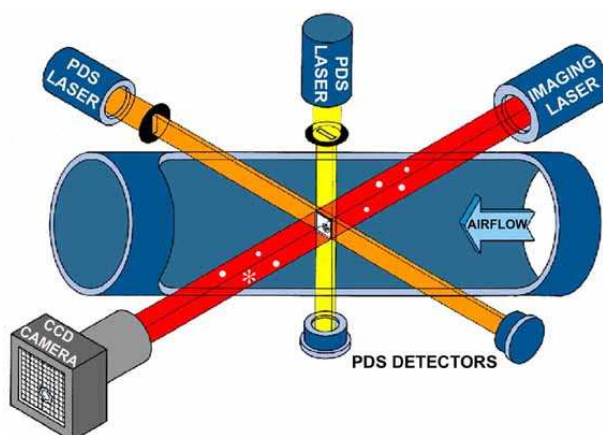


Figure 2.6: Schématisation du fonctionnement de l'imageur CP [Mioche, 2010].

2.4 Journées d'étude

Comme évoqué précédemment, seulement trois journées de mesures 'optimales' ont été sélectionnées pour la suite de cette thèse. Ces journées sont le 16 mai 2007 et le 25 mai 2007 pour la campagne CIRCLE-2 et le 18 octobre 2008 pour la campagne Biscay '08. Durant chacune de ces journées, la plupart de la zone d'étude se trouve dans le golfe de Gascogne, au large de la côte Atlantique française. Quelques détails généraux sur ces vols sont résumés dans le tableau 2.1.

<i>Campagne</i>	<i>Journée</i>	<i>Période de mesure :</i>		
		<i>début - fin en UTC</i>	<i>Plan de vol</i>	<i>Type de nuage</i>
CIRCLE-2	16 mai 2007	1220:00–1530:00	Brest - Brest	Cirrus frontal fin et nuages bas
	25 mai 2007	1120:00–1500:00	Brest - Brest	Cirrus frontal et nuages bas
Biscay '08	18 octobre 2008	1215:00–1540:00	Creil - Biscay - Madrid - Biarritz	Cirrus frontal épais

Tableau 2.1: Résumé des trois journées d'études considérées

Les paragraphes qui suivent présentent le plan de vol détaillé de chaque journée ainsi qu'une vue satellitaire de la configuration nuageuse observée.

2.4.1 CIRCLE-2 : 16 mai 2007

Le plan du vol du FF20 lors de la journée du 16 mai 2007 (noté fs0708), ainsi qu'une image MODIS correspondant au passage de l'avion, sont présentés dans les figures 2.7a-b. Les mesures ont été effectuées durant cette journée entièrement au dessus de l'océan Atlantique, au large de la côte bretonne. Un résumé des caractéristiques du vol fs0708 du FF20 durant cette journée est présenté dans le tableau 2.2.

<i>Parcours</i> (début - fin en UTC)	<i>Altitude moyenne</i>	<i>Synchronisation CALIPSO</i>
A (1313:16) → B (1343:51)	12 600 m	Synchronisation exacte
A'(1329:08)		durant le parcours AB :
C (1354:36) → D (1411:06)		- Heure : 1333:38 UTC
E (1416:05) → F (1437:26)		- A (1333:07) → B (1333:56)
G (1442:42) → H (1500:00)		- Latitude : 48.328°

Tableau 2.2: Caractéristiques du vol CIRCLE-2 fs0708 du 16 mai 2007

La figure 2.7b montre le plan de vol du FF20, qui décolle de l'aérodrome de Brest et effectue quatre parcours de mesures (AB, CD, EF et GH) avant de retourner à Brest. L'altitude moyenne de vol fut de 12 600 m. La synchronisation avec le satellite CALIPSO s'est effectuée le long du parcours AB, à la latitude 48.328°. Le point A' représente le démarrage des mesures du radiomètre CLIMAT-AV, qui n'ont pas pu commencer en A à cause d'un problème technique. La trace de CALIPSO peut être observée en pointillés rouges sur cette figure, en coordination avec le parcours AB. Les parcours CD, DE et EF sont effectués en suivant une trajectoire lagrangienne (soit en tenant compte de la vitesse et de la direction des vents), de manière à retrouver les mêmes structures nuageuses que celles observées le long de AB.

La figure 2.7a représente une vue satellitaire de la scène, grâce à une observation MODIS "true color RGB". La trace de CALIPSO y est représentée par un trait jaune, et la position du point A y est indiquée telle que définie dans la figure 2.7b. On y observe clairement la présence de nuages bas d'eau liquide tels que des stratus, ainsi que la présence de très fins cirrus frontaux.

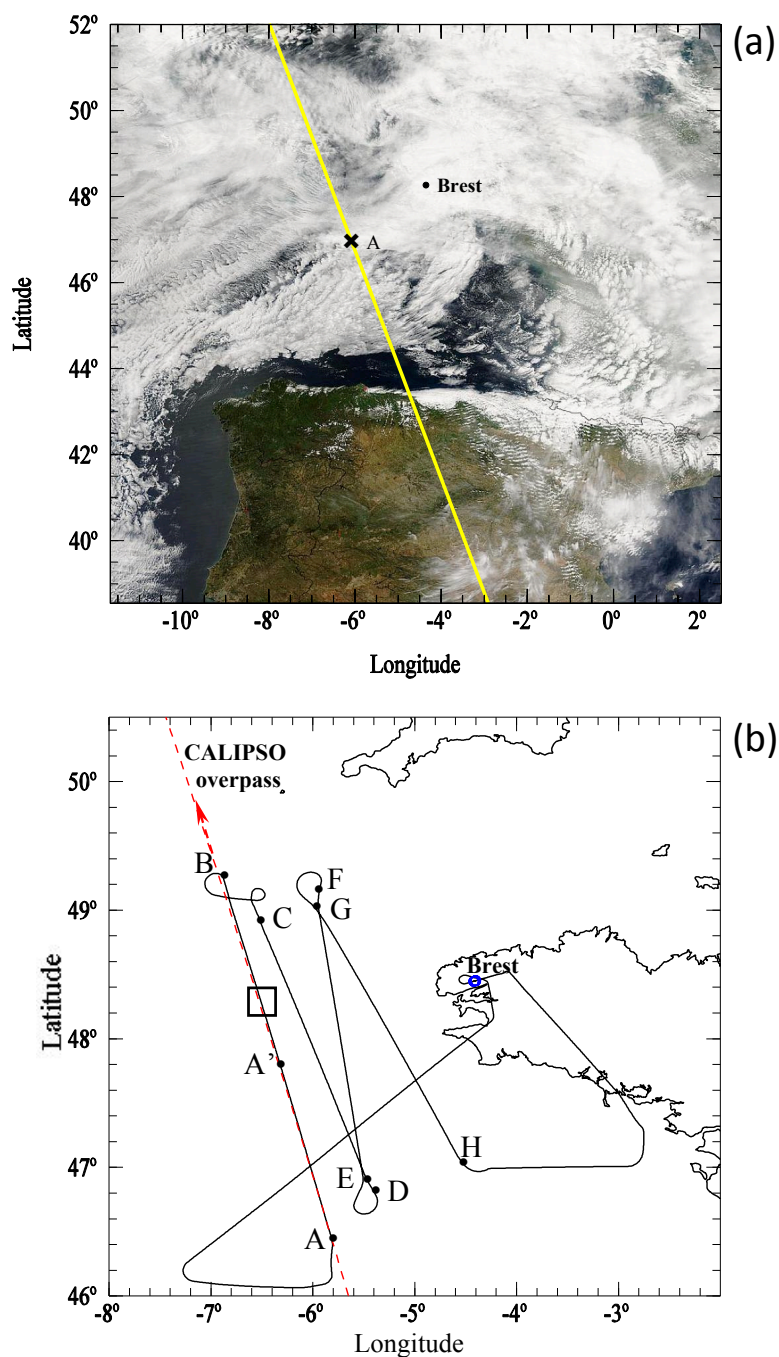


Figure 2.7: (a) : Image MODIS "true color RGB" prise le 16 mai 2007 à 1333 UTC. Le trait jaune correspond à la trace du satellite CALIPSO au dessus de la zone, et A représente le point de démarrage du FF20. (b) : Plan de vol fs0708 du FF20 lors de la journée de mesure CIRCLE-2 du 16 mai 2007. Le trait en pointillés rouges correspond à la trace du satellite CALIPSO.

2.4.2 CIRCLE-2 : 25 mai 2007

Le vol effectué par le FF20 lors du 25 mai 2007, appelé fs0713, possède des caractéristiques très similaires à celui du 16 mai 2007. Tout comme ce dernier, il se déroule entièrement au dessus de l'océan Atlantique, au large de la côte bretonne. Le vol du 25 mai 2007 possède cependant des parcours de mesures plus longs que lors du 16 mai. Le plan de vol de celui-ci, ainsi qu'une image MODIS "true color RGB", sont présentés sur les figures 2.8a-b de la même manière que précédemment. Un résumé des caractéristiques du vol fs0713 est présenté dans le tableau 2.3.

<i>Parcours</i> (début - fin en UTC)	<i>Altitude moyenne</i>	<i>Synchronisation CALIPSO</i>
A (1231:30) → B (1257:20)	12 050 m	Synchronisation exacte
C (1306:10) → D (1339:25)		durant le parcours CD :
E (1345:07) → F (1356:35)		- Heure : 1327:11 UTC
G (1403:20) → H (1409:40)		- D (1326:48) → C (1327:45)
		- Latitude : 46.97°

Tableau 2.3: Caractéristiques du vol CIRCLE-2 fs0713 du 25 mai 2007

La figure 2.8b représente le plan du vol du FF20 lors de cette journée de campagne. On y remarque, comme dans le cas de la journée du 16 mai 2007, que les avions décollent de l'aérodrome de Brest afin d'effectuer des mesures le long de quatre parcours très similaires. La colocalisation avec CALIPSO s'est faite durant le parcours CD, à 46.97° de latitude. Il y avait très peu de vent durant cette journée, ce qui explique le peu de décalage des autres parcours pour suivre un trajet lagrangien du nuage. L'altitude moyenne du FF20 le long de CD était de 12 050 m.

La figure 2.8a montre un ciel très couvert, avec la présence nette de nuages bas d'eau liquide de type stratus, et de nuages de glace de types cirrus. L'épaisseur optique des cirrus semble légèrement plus élevée que dans le cas du 16 mai 2007, malgré que ceux-ci restent toutefois relativement fins. Leur répartition horizontale est cependant beaucoup moins homogène que lors cette la précédente journée d'étude.

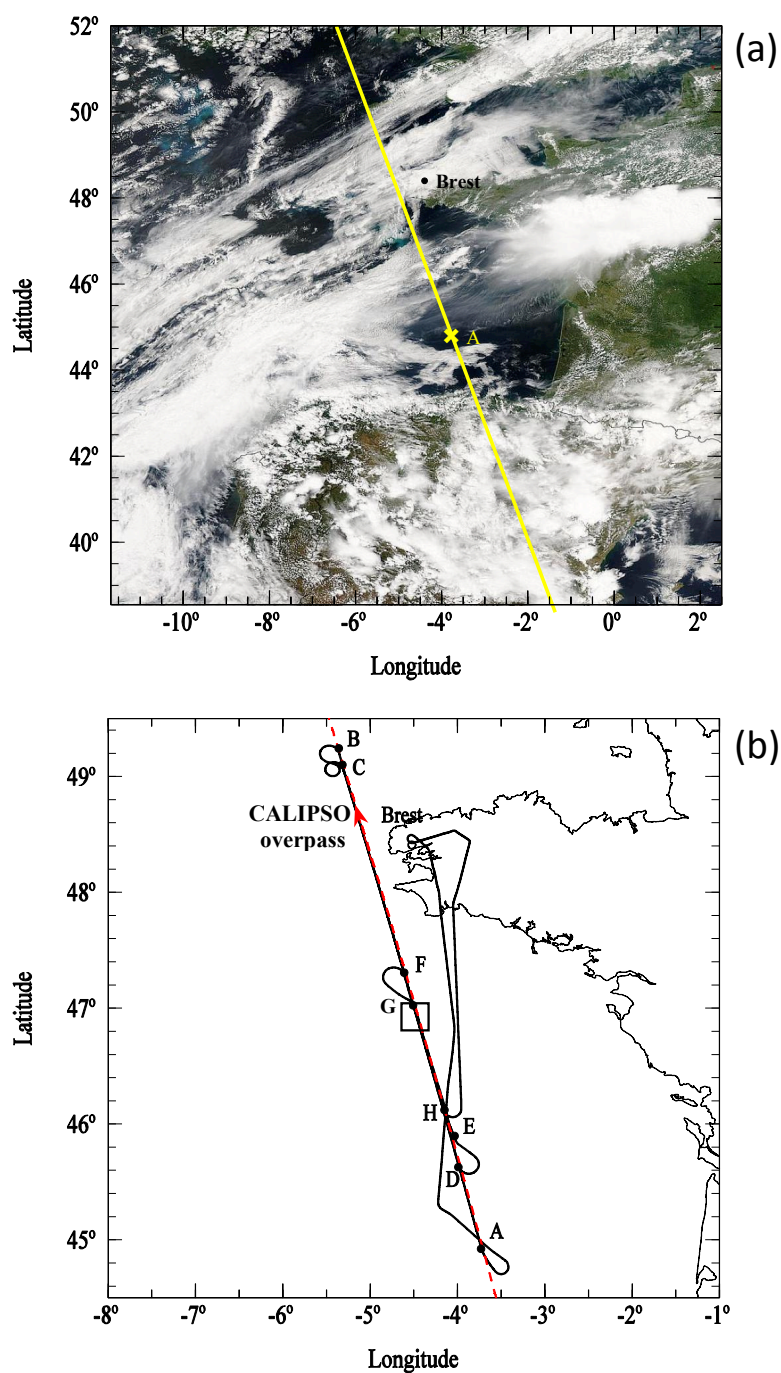


Figure 2.8: (a) : Image MODIS "true color RGB" prise le 25 mai 2007 à 1327 UTC. Le trait jaune correspond à la trace du satellite CALIPSO au dessus de la zone, et A représente le point de démarrage du FF20. (b) : Plan de vol fs0713 du FF20 lors de la journée de mesure CIRCLE-2 du 25 mai 2007. Le trait en pointillés rouges correspond à la trace du satellite CALIPSO.

2.4.3 Biscay '08 : 18 octobre 2008

La journée de mesure du 18 octobre 2008, effectuée dans le cadre de la campagne Biscay '08, est légèrement différente des journées présentées précédemment pour CIRCLE-2. Celle-ci se déroule en effet toujours en grande partie dans le golfe de Gascogne au dessus de l'océan Atlantique, mais possède également un partie de son parcours au dessus de l'Espagne. La zone de mesure est par conséquent beaucoup plus large que celles des journées CIRCLE-2. De la même manière, le plan de vol du FF20 lors de cette campagne (appelé fs0818), ainsi que l'image MODIS "true color RGB", sont présentés sur les figures 2.9a-b. Un résumé des caractéristiques du vol est également présenté dans le tableau 2.4.

<i>Parcours</i> (début - fin en UTC)	<i>Altitude moyenne</i>	<i>Synchronisation CALIPSO</i>
A (1312:18) → B (1426:06)	12 400 m	Synchronisation exacte durant le parcours AB : - Heure : 1328:30 UTC - B (1326:48) → A (1328:56) - Latitude : 45.65°

Tableau 2.4: Caractéristiques du vol Biscay '08 fs0818 du 18 octobre 2008

Le plan de vol présenté dans la figure 2.9b montre qu'un seul parcours a été effectué par le FF20 entre son décollage à Creil et son atterrissage à Biarritz. On remarque cependant que la trajectoire de l'avion a été fortement décalée par rapport à CALIPSO de manière à suivre une trajectoire lagrangienne, et ainsi corriger les observations aéroportées par rapport aux mesures satellitaires. L'altitude moyenne du FF20 durant ce vol était de 12 400 m.

L'image MODIS présentée dans la figure 2.9a montre la présence de cirrus très épais le long de cette zone de mesure, particulièrement au dessus de l'Espagne. Une des particularité de cette journée est aussi la présence d'une zone dénuée de tout nuages au dessus de l'océan Atlantique, qui ne semblait pas exister pour les deux journées CIRCLE-2.

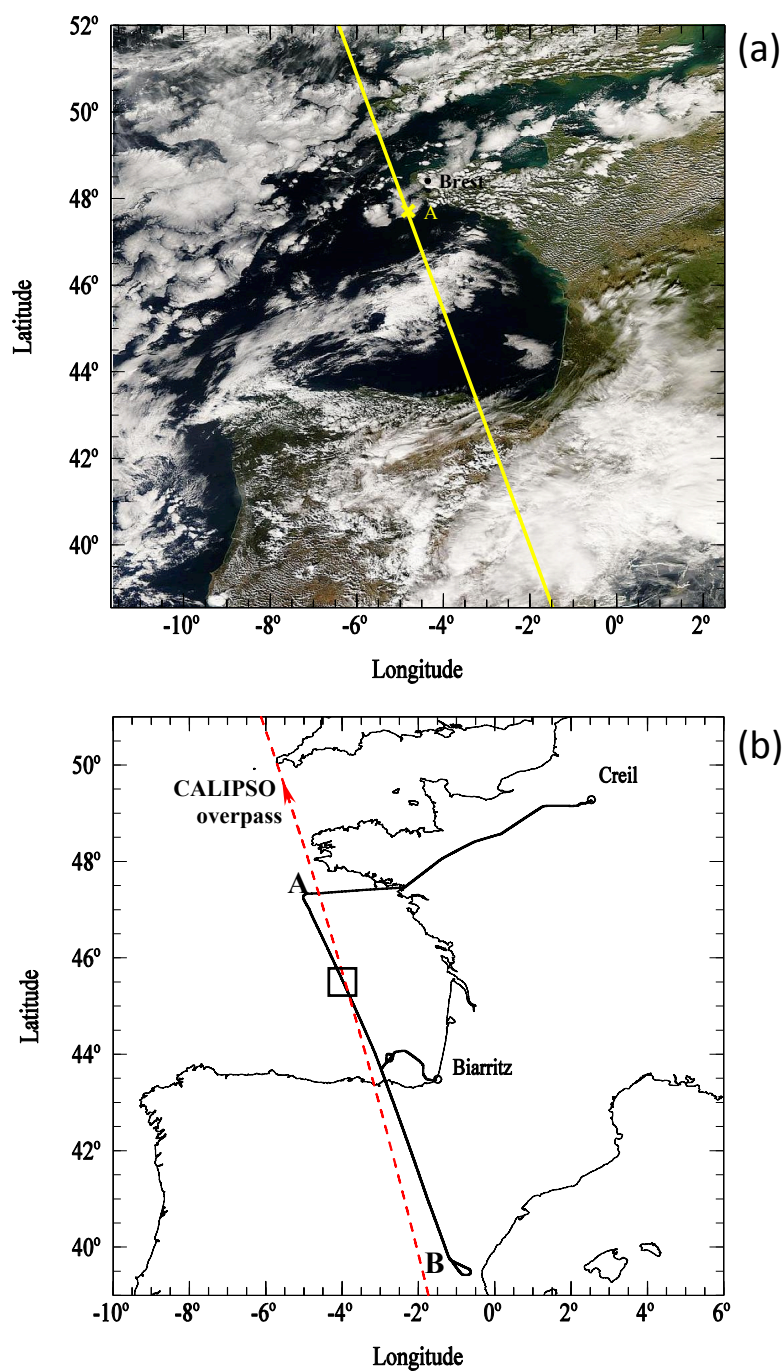


Figure 2.9: (a) : Image MODIS "true color RGB" prise le 18 Octobre 2008 à 1328 UTC. Le trait jaune correspond à la trace du satellite CALIPSO au dessus de la zone, et A représente le point de démarrage du FF20. (b) : Plan de vol fs0818 du FF20 lors de la journée de mesure CIRCLE-2 du 18 octobre 2008. Le trait en pointillés rouges correspond à la trace du satellite CALIPSO.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les deux campagnes aéroportées CIRCLE-2 et Biscay '08 ont été présentées. Celles-ci sont dédiées à l'étude des cirrus mais également à la validation d'instruments spatiaux de l'A-Train. La campagne CIRCLE-2 a impliqué deux avions appelés FF20 et GF20 volant sous la trace du satellite CALIPSO, qui ont respectivement embarqués des instruments effectuant des mesures de télédétection et *in situ*. Parmi ces instruments se trouve le radiomètre CLIMAT-AV, qui sera notamment utilisé dans le prochain chapitre de manière à effectuer une validation des mesures de niveau 1 du radiomètre IIR à bord de CALIPSO. Les mesures *in situ* du GF20 seront également utilisées un peu plus tard afin d'être comparées à nos restitutions de propriétés de cirrus. Ces deux campagnes se trouvent donc au centre d'une grande partie de cette thèse.

Trois journées de campagne dites 'optimales' ont été présentées : les 16 et 25 mai 2007 pour CIRCLE-2, et le 18 octobre 2008 pour Biscay '08. Lors de chaque journée, des couches de cirrus sont observées avec des épaisseurs optiques qui semblent à première vue assez différentes. La journée du 16 mai 2007 semble en effet laisser apparaître des cirrus très fins, alors que le 25 mai 2007 semble contenir des cirrus un peu plus épais. Des cirrus d'épaisseurs optiques nettement plus élevées sont cependant clairement observés durant le 18 octobre 2008. On note que ces journées sont donc parfaitement complémentaires d'un point de vue des types de cirrus observés, ce qui aura son avantage pour tester les capacités de l'algorithme d'inversion présenté dans le chapitre 4. La présence d'une zone dénuée de tout nuage durant la journée du 18 octobre 2008 se révélera également être d'une grande importance dans le prochain chapitre.

Chapitre 3

Validation des mesures de niveau 1 de IIR/CALIPSO

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons présenté les deux campagnes aéroportées CIRCLE-2 et Biscay '08, qui furent respectivement menées en 2007 et 2008. Le but de ces deux missions fut d'étudier la composition et la dynamique des cirrus, mais aussi de fournir des données instrumentales nécessaires à la validation de mesures spatiales telles que celles des instruments embarqués à bord du satellite CALIPSO. C'est dans la continuité de ce dernier point que s'inscrit ce chapitre. Les mesures du radiomètre CLIMAT-AV, embarqué à bord de l'avion FF20, y sont directement comparées aux données colocalisées du radiomètre spatial IIR/CALIPSO dans le but de valider les mesures de niveau 1 de celui-ci.

Dans un souci de clarté, la première partie de ce chapitre est dédiée à une présentation détaillée du radiomètre infrarouge IIR, ainsi qu'à la comparaison de ses principales caractéristiques avec celles du radiomètre aéroporté CLIMAT-AV. Dans un second temps, le principe de la méthode de validation utilisée dans ce chapitre est expliqué en détail, avec les considérations qui ont dû être prise de manière à rendre les mesures des deux instruments les plus comparables possibles. Enfin, les résultats des comparaisons directes entre les mesures de CLIMAT-AV et de IIR sont exposés et analysés pour chacune des trois journées optimales de mesures.

3.2 Le radiomètre IIR

Le radiomètre IIR (Infrared Imaging Radiometer) est un instrument effectuant des mesures dans trois bandes étroites situées dans la fenêtre atmosphérique infrarouge. Il fut construit par l'entreprise SODERN, en collaboration avec le CNES. La calibration de cet instrument

fut effectuée par le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) à l'Institut Pierre Simon Laplace.

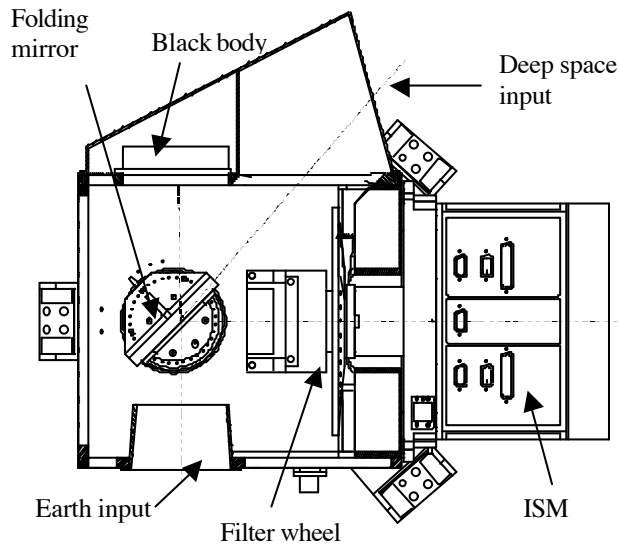


Figure 3.1: Schématisation de l'instrument IIR. [Corlay et al., 2000]

Le coeur du radiomètre IIR est constitué d'un détecteur de type microbolomètre [Liddiard, 2004], qui est un bolomètre adapté pour des mesures dans l'infrarouge thermique. IIR utilise le modèle U3000A fabriqué par BOEING, qui permet d'effectuer des mesures entre $8 \mu\text{m}$ et $14 \mu\text{m}$. Le bolomètre est placé au sein de ce qui est appelé l'ISM (Imaging Sensor Module), qui peut être considéré comme le module de capture optique du radiomètre. Ce modèle permet à IIR d'effectuer des mesures de large champ, soit 64×64 images possédant un angle de vue total de 90×90 mrad. Les mesures sont prises à une fréquence de 4.6 Hz.

En face de ce module de capture optique se trouvent trois filtres interférentiels, ainsi qu'un miroir pivotant servant à la calibration de l'instrument. Les filtres sont ici placés sur un support rotatif, ce qui implique que les mesures de luminances ne sont pas parfaitement synchronisées. Un cycle de mesure du radiomètre dure 8 s. Il faut toutefois noter que ce cycle est associé à tout un processus de calibration qui est effectué en permanence, de manière à préserver la meilleure précision possible de l'instrument IIR ainsi que l'homogénéité entre ses pixels. Il y a deux types de calibration : la première s'effectue à l'aide d'un corps noir présent dans le radiomètre pour une correction du gain entre les pixels, et la seconde s'effectue en mesurant directement en direction de l'espace de façon à corriger l'offset entre les pixels. Le

miroir pivotant permet de sélectionner la source de rayonnement pour l'ISM. Ainsi quatre calibrations de l'offset et une calibration du gain sont effectuées par périodes de 40 s. Une schématisation de la structure interne de IIR est présentée sur la figure 3.1. Un détail de toutes les caractéristiques techniques de cet instrument, ainsi que de son fonctionnement, peut être trouvé dans le rapport de Corlay et al. [2000].

Il faut noter que les caractéristiques de IIR sont très proches de celles du radiomètre CLIMAT-AV présenté dans le chapitre précédent, avec toutefois quelques différences qu'il est utile de détailler. Le tableau 3.1 propose ainsi un résumé des caractéristiques des deux instruments de manière à observer leurs principales différences et similitudes. Par exemple les spectres de transmissions sont très similaires, comme le montre le figure 3.2, mais ne sont pas tout à fait identiques. Il faut aussi observer la différence de précision absolue des deux instruments, qui est de 1K pour IIR et de 0.1K pour CLIMAT-AV.

	<i>IIR</i>	<i>CLIMAT-AV</i>
<i>Technologie du détecteur</i>	Microbolomètre	Thermopile
<i>Ouverture angulaire</i>	90 mrad	50 mrad
<i>Fréquence d'image</i>	4.6 Hz	7 Hz
<i>Longueur d'onde centrale</i>	C08 : 8.65 μm C10 : 10.6 μm C12 : 12.05 μm	C08 : 8.7 μm C10 : 10.8 μm C12 : 12.0 μm
<i>Largeur spectrale à mi-hauteur</i>	C08 : 0.9 μm C10 : 0.6 μm C12 : 1.0 μm	C08 : 1.0 μm C10 : 1.0 μm C12 : 1.0 μm
<i>Montage des filtres interférentiels</i>	Sur un plateau tournant	En parallèle dans trois canaux distincts
<i>Equivalent de bruit sur la mesure</i>	C08 : 0.8K C10 : 0.5K C12 : 0.5K	C08 : 0.02K C10 : 0.03K C12 : 0.05K
<i>Précision absolue des mesures</i>	C08-C10-C12 : 1K	0.1K

Tableau 3.1: Résumé des caractéristiques principales de IIR, et comparaison avec CLIMAT-AV

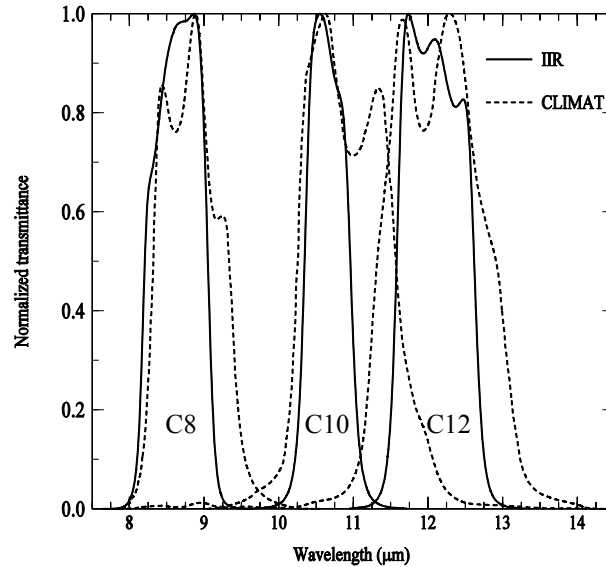


Figure 3.2: Superposition des spectres de transmission normalisée de CLIMAT-AV (traits pointillés) et IIR (traits pleins).

3.3 Protocole de la validation

Dans le but de valider les mesures radiométriques de IIR, des comparaisons directes avec des mesures de CLIMAT-AV sont effectuées. Ces dernières sont issues des trois journées de validation dites ‘optimales’ présentées dans le chapitre précédent. Il faut noter que dans le but de retrouver au mieux des structures nuageuses similaires entre les mesures des deux radiomètres, uniquement les parcours de l’avion contenant le point de colocalisation avec CALIPSO sont considérés par la suite. Néanmoins, à cause de différences intrinsèques entre les instruments, de nombreuses considérations sont à prendre en compte afin de pouvoir comparer le plus efficacement possible leurs mesures. Ces considérations sont listées ci-dessous :

1. *La différence de résolution :*

L’une des premières considérations à prendre en compte est la différence de résolution entre les deux radiomètres. Pour donner un ordre de grandeur, il faut rappeler que l’ouverture angulaire de CLIMAT-AV est de 50 mrad, ce qui correspond à une résolution maximale d’environ 50 m à l’altitude du cirrus si l’on considère que celui-ci se trouve au maximum à 1 km en dessous du FF20. Au contraire, l’ouverture angulaire

totale pour les 64 pixels de IIR est de 90 mrad, soit une résolution d'environ 1 km par pixel en considérant une altitude orbitale de 705 km pour l'A-Train. Il est donc clair qu'une moyenne sur les mesures de CLIMAT-AV le long de la trace satellitaire doit être considérée de manière à correspondre à la résolution horizontale d'un pixel de IIR.

Pour ce faire, le choix d'une moyenne glissante a été fait lors de cette étude. Comme il a été dit dans le paragraphe précédent, la fréquence de mesure de l'instrument IIR est de 4.7 Hz, mais la durée totale d'un cycle de mesure et de calibration est d'environ 8 s. En tenant compte du fait que la vitesse de CALIPSO est d'environ 7500 m.s⁻¹, on retrouve que IIR fournit quasiment une mesure complète par kilomètre (c'est à dire dans chacun de ses trois canaux, l'adjectif 'complète' sera toutefois omis par la suite). Il n'y a donc pas de recouvrements entre ses mesures puisque cette fréquence correspond exactement à la résolution d'un pixel. Le radiomètre CLIMAT-AV possède une fréquence de mesure de 7 Hz, soit une mesure toutes les 143 ms. Si on considère une vitesse de croisière d'environ 200 m.s⁻¹ pour le FF20, on trouve alors que CLIMAT-AV effectue une mesure tous les 30 m. En moyenne, il y aura donc une trentaine de mesures CLIMAT-AV pour une mesure de IIR. Il faut néanmoins noter que ce raisonnement doit être bien sûr schématisé, et que dans la pratique la vitesse moyenne réelle de l'avion est considérée. Il faut également tenir compte du fait que le FF20 ne soit pas forcément superposé à la trace de CALIPSO. Il est donc judicieux d'utiliser les positions relatives de l'avion et du satellite afin de déterminer le nombre exact de mesures CLIMAT-AV à utiliser dans la moyenne glissante. Une schématisation montrant cette différence de résolution et le principe de la moyenne glissante est présentée sur la figure 3.3.

Il faut toutefois garder à l'esprit pour la suite que cette correction est effectuée le long de la trace de CALIPSO, et que malheureusement aucune correction n'est possible perpendiculairement à cette trace. Il est alors aisément compréhensible, en observant la figure 3.3, que ceci peut poser des problèmes de comparaisons dans des zones où les nuages ne sont pas spatialement homogènes, puisqu'une grande partie des observations de IIR ne sera alors pas vue par CLIMAT-AV.

2. Décalage spatial entre les mesures IIR et CLIMAT-AV :

Comme il a été mentionné dans le point précédent, l'avion FF20 n'est pas toujours par-

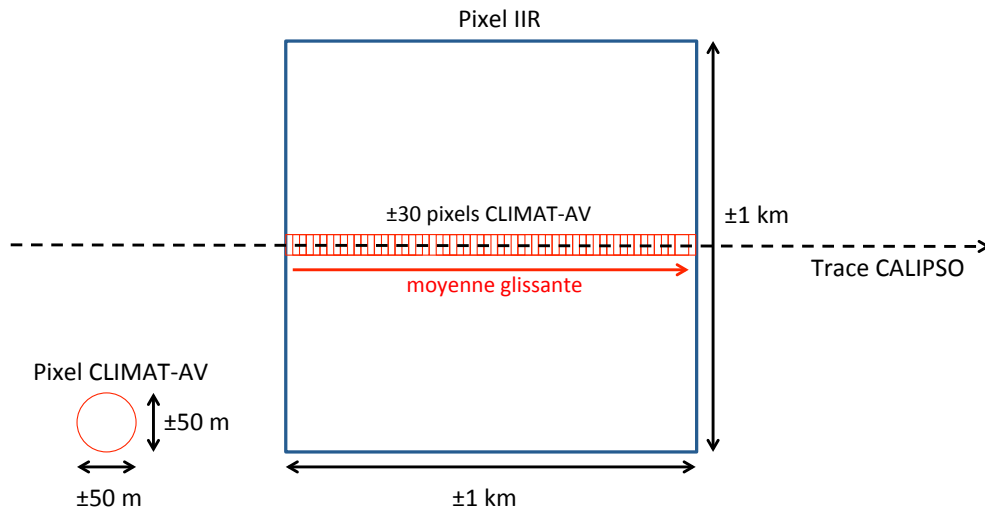


Figure 3.3: Schématisation de la différence de résolution entre les instruments IIR et CLIMAT-AV.

faitement aligné sous la trace de CALIPSO. Ceci peut en effet être observé sur la figure 2.9b, ou de manière moindre sur la figure 2.8b. Ces décalages sont souvent volontaires de manière à suivre une trajectoire lagrangienne, comme expliqué dans le paragraphe 2.4. Cependant, une telle tentative de suivre les structures nuageuses peut parfois se révéler incertaine, et c'est pourquoi il paraît judicieux de lui associer une incertitude. Ainsi, de manière à s'assurer que le satellite IIR perçoit bien les nuages observés par CLIMAT-AV, une moyenne sur les trois pixels centraux de IIR peut être considérée (notamment dans le cas du 16 mai 2007 et du 18 octobre 2008). L'écart-type lié à cette moyenne apparaîtra ainsi sur les mesures de IIR qui seront présentées par la suite.

3. Décalage temporel entre les mesures IIR et CLIMAT-AV :

La nette différence de vitesse entre le satellite et l'avion peut se révéler problématique dans le cas de vents assez forts durant les journées de campagne. Les trajectoires lagrangiennes effectuées par les avions sont fortement utiles pour suivre un déplacement latéral du nuage, mais elles ne peuvent malheureusement pas corriger un déplacement des nuages parallèle à la trace, qui pourrait également causer un net décalage entre les mesures. Il est donc nécessaire de corriger les données radiométriques de manière à pouvoir superposer celles-ci le plus précisément possible.

Pour ce faire, un mouvement global des structures nuageuses a été considéré en util-

isant la vitesse des vents à l'altitude de l'avion. Ces vitesses sont issues de données météorologiques ou de mesures directes du FF20. En combinant cette information avec les vitesses du satellite et de l'avion, il est alors possible d'obtenir une correction des mesures de CLIMAT-AV. Un exemple de correction est exposé dans la figure 3.4. Celle-ci correspond à des mesures obtenues lors du 16 mai 2007 par IIR (trait noir) et par CLIMAT-AV (traits rouges) dans leur canal C08 respectifs. On remarque une bien meilleure correspondance entre l'allure globale des mesures des deux radiomètres lorsque la correction est appliquée (trait rouge discontinu), ce qui conforte l'efficacité de cette méthode. Il faut tout de même noter que cette correction est logiquement de moins en moins précise lorsque l'on s'éloigne fortement du point de synchronisation entre le FF20 et CALIPSO (autour de 48.328° sur cette figure).

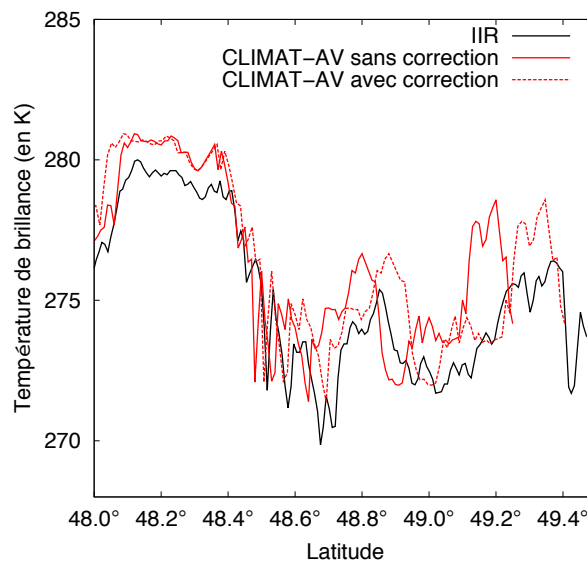


Figure 3.4: Correction effectuée sur le canal C08 de CLIMAT-AV, en considérant une vitesse de vent de 20 m.s^{-1} et une vitesse moyenne de 174.5 m.s^{-1} pour le FF20.

Ces trois corrections témoignent ainsi de la difficulté à comparer des données satellitaires et aéroportées, malgré tous les moyens mis en oeuvre lors des campagnes pour que les mesures soient les plus coïncidentes possibles. C'est pourquoi, bien que des corrections soient appliquées, les mesures radiométriques des deux instruments ne seront par la suite pas comparées l'une par rapport à l'autre mais toujours en fonction de la latitude. Ce rapport à une donnée spatiale permet de ne pas fausser l'analyse des résultats, en gardant un certain recul sur la comparaison entre les mesures des deux radiomètres.

3.4 Comparaisons des mesures de IIR et de CLIMAT-AV

3.4.1 Cas du 16 mai 2007

Comme présenté dans le paragraphe 2.4.1, le cas du 16 mai 2007 de la campagne CIRCLE-2 est sujet à l'observation de cirrus fins le long du parcours AB. On rappelle que ce parcours correspond à la superposition exacte entre les traces du satellite CALIPSO et de l'avion FF20, et que la synchronisation entre les deux appareils a eu lieu à la latitude 48.328°.

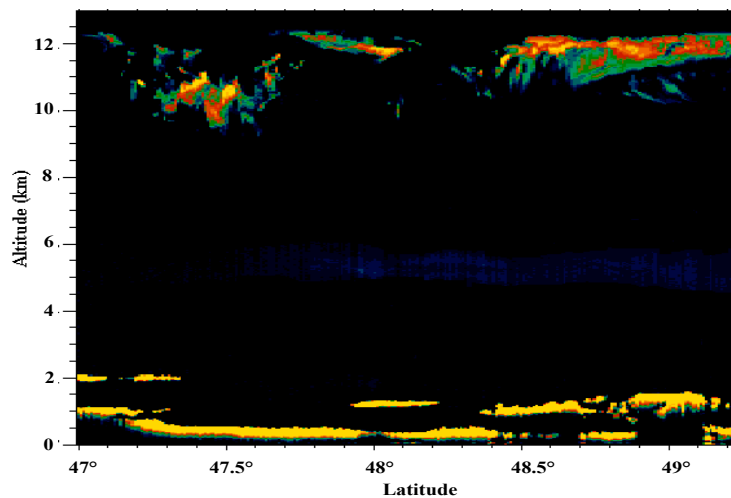


Figure 3.5: Observation du lidar LEANDRE-NG le long du parcours AB le 16 mai 2007.

La figure 3.5 montre le traitement des mesures de rétrodiffusion effectuées par le lidar LEANDRE-NG le long de la zone AB. On y observe la présence de cirrus relativement fins entre 10 et 12 km d'altitude. Ces cirrus sont assez dispersés entre 47° et 48.4° de latitude, et semblent plus homogènes de 48.4° à 49.4°. Rappelons que durant cette journée le fonctionnement de l'instrument CLIMAT-AV n'a été effectif qu'entre les latitudes 47.8° et 49.5°. La figure 3.5 témoigne également de la présence de nuages d'eau liquide entre la surface et 2 km d'altitude tout le long de la scène. La bande bleutée présente entre 5 km et 6 km d'altitude semble représenter une couche optiquement très fine d'aérosols qui est observée par LNG. Cependant, puisque nous ne possédons pas d'informations supplémentaires sur cette couche (qui semble de plus posséder une absorption négligeable), celle-ci ne sera pas prise en compte par la suite.

Les comparaisons directes des mesures de CLIMAT-AV et de IIR dans leurs canaux C08,

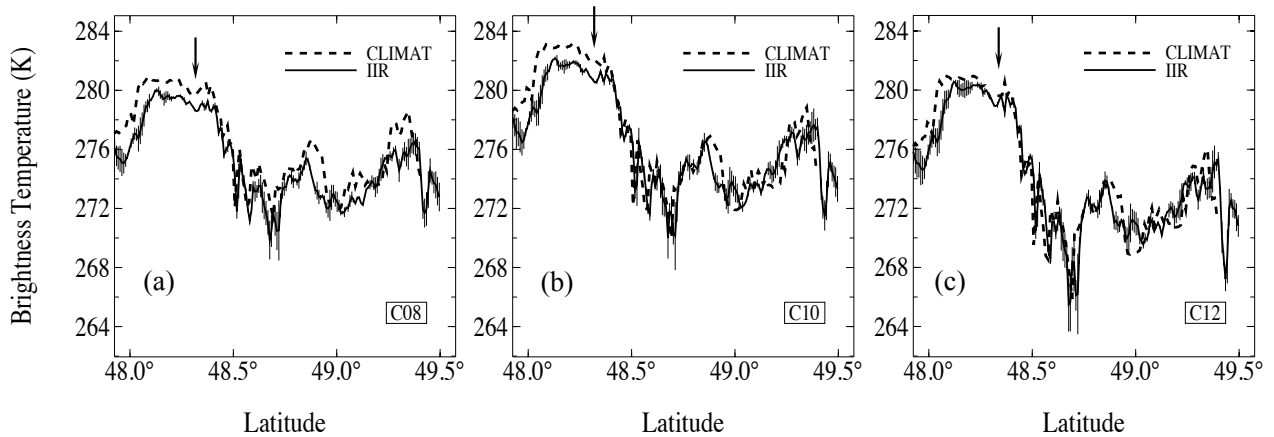


Figure 3.6: Comparaison entre les températures de brillance mesurées par les trois canaux de IIR (traits plains) et CLIMAT-AV (pointillés) le long du parcours AB du 16 mai 2007. La flèche indique le point de synchronisation parfaite entre les deux radiomètres. Les incertitudes sur les mesures IIR correspondent à une moyenne sur les trois pixels centraux de IIR. [Sourdeval et al., 2012]

C10 et C12 sont respectivement illustrées sur les figures 3.6a-c. Pour permettre ces comparaisons, une correction sur les données de CLIMAT-AV a été effectuée en tenant compte de la présence d'un vent de sud de 20 m.s^{-1} (*c.f.* point 3 du paragraphe 3.3), et trois pixels centraux de IIR ont été considérés (*c.f.* point 2 du paragraphe 3.3). Comme précisé précédemment, les écarts entre ces pixels centraux sont schématisés sur les figures 3.6a-c par des barres d'incertitudes sur les mesures de IIR. Le point de synchronisation entre le FF20 et CALIPSO est indiqué par une flèche noire. Ces comparaisons montrent une très bonne cohérence d'ensemble entre les mesures effectuées par les deux instruments. La tendance des variations de températures de brillance (qui sont imposées par la présence de différents objets atmosphériques) est bien observable, et est fortement similaire entre IIR et CLIMAT-AV. Cependant des écarts entre leurs mesures respectives sont clairement identifiables dans les trois canaux, et sont notamment plus prononcés dans les canaux C08 et C10 où un biais d'environ 1K peut apparaître.

De manière à quantifier ces écarts, il est possible d'analyser les différences de températures de brillance entre les mesures de IIR et de CLIMAT-AV, telles qu'illustrées sur la figure 3.7. La première observation en analysant cette figure porte sur les fortes variations de différences de températures de brillance dans chaque canal, qui n'apparaissent pourtant pas de façon aussi évidentes sur les figures 3.6a-c. Celles-ci illustrent donc parfaitement la difficulté à comparer trop directement les mesures des deux instruments malgré toutes les considérations qui ont

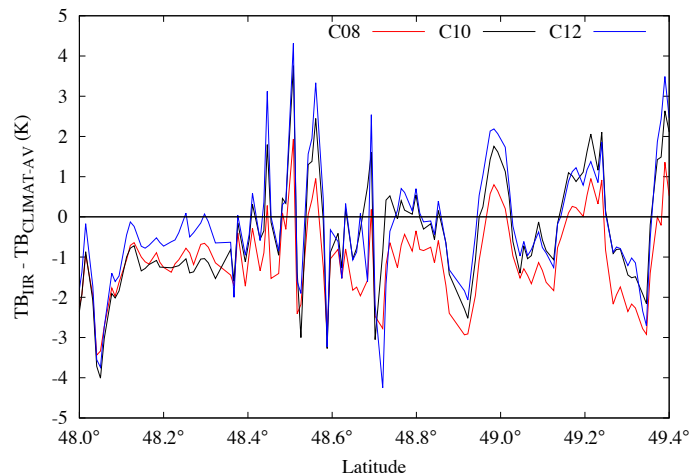


Figure 3.7: Différences entre les températures de brillance moyennes mesurées par IIR et CLIMAT-AV le long du parcours AB du 16 mai 2007.

été prises afin de corriger les différences intrinsèques à leurs mesures. Ainsi, la complexité des structures nuageuses rend des comparaisons trop directes entre IIR et CLIMAT-AV non-fiables, comme nous l'avons indiqué précédemment. C'est pourquoi il a été choisi de garder un certain recul dans nos analyses, en superposant les mesures des deux instruments en fonction de la latitude. Toutefois la figure 3.7 possède l'avantage de clairement montrer la présence de zones beaucoup plus 'planes' comme par exemple autour de 48.2°, 48.8°, ou encore 49.1° de latitude, qui témoignent d'une certaine homogénéité de la colonne atmosphérique dans ces intervalles (et donc en général des couches nuageuses). Une autre observation possible est la signature spectrale des différences de températures de brillance. En effet, sur une majorité du parcours ces différences sont proches entre les canaux C10 (trait noir) et C12 (trait bleu), alors qu'elles diffèrent dans le canal C08 (trait rouge). On peut néanmoins remarquer que dans la zone 'plane' située autour de 48.2° cette observation s'inverse, et la différence mesurée dans le canal C10 se rapproche de celle mesurée dans le canal C08. Les mesures LEANDRE-NG présentées sur la figure 3.5 indiquent que cette zone semble correspondre à un ciel dénué de cirrus. Ce phénomène sera analysé plus en détail dans le paragraphe 3.5.4.

3.4.2 Cas du 25 mai 2007

La journée de campagne du 25 mai 2007 est présentée dans le paragraphe 4.5.2 comme possédant des conditions nuageuses proches de celles observées lors du 16 mai 2007. La figure 3.8,

qui représente un produit du lidar LEANDRE-NG lors du parcours CD, montre en effet la présence d'une multitude de cirrus fins. Ceux-ci semblent cependant beaucoup plus dispersés spatialement que lors de la précédente journée d'étude, puisqu'ils s'étendent entre 6 km et 12 km d'altitude. Il est également possible de remarquer la présence de nuages d'eau liquide dans l'étage bas de la troposphère (entre la surface et 2 km d'altitude), mais aussi dans l'étage moyen (entre 2 et 7 km d'altitude).

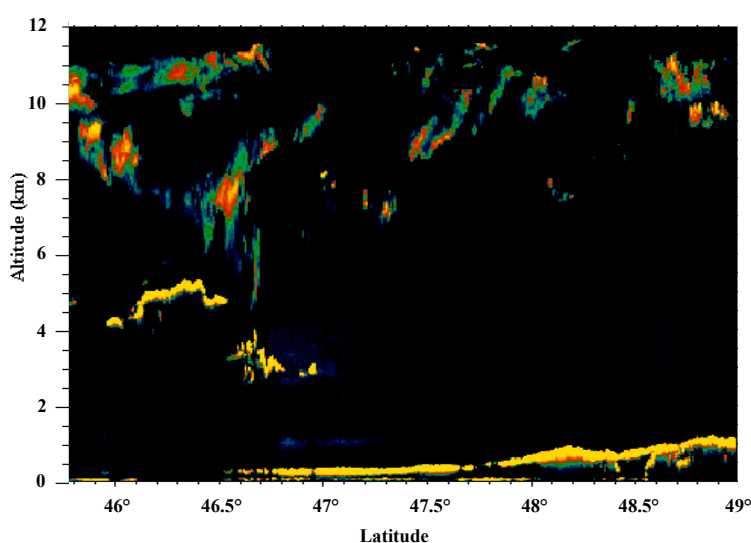


Figure 3.8: Observation du lidar LEANDRE-NG le long du parcours CD le 25 mai 2007.

Les comparaisons entre les mesures CLIMAT-AV et IIR sont présentées sur les figures 3.9a-c. On y remarque que les températures de brillance peuvent par endroits être plus faibles que durant la journée du 16 mai, ce qui indique une absorption plus forte et donc des valeurs d'épaisseurs optiques qui devraient être plus grandes. Le vent étant très faible durant cette journée de campagne, aucun décalage en latitude n'a été nécessaire sur les mesures du radiomètre aéroporté. Pour la même raison, aucune trajectoire lagrangienne n'a été effectuée par l'avion (comme le montre la figure 2.8b), et il n'est ainsi pas nécessaire d'effectuer une moyenne sur les pixels centraux de IIR. Les figures 3.9a-c montrent une très bonne superposition des mesures des deux instruments dans chaque canal tout au long du parcours CD. Les variations majeures dues aux structures nuageuses sont bien suivies de manière similaires par IIR et par CLIMAT-AV. Les biais observés dans les mesures du 16 mai 2007 n'apparaissent pas clairement sur ces figures à cause du choix d'une échelle plus large pour la présentation des résultats, mais sont toutefois bien présents. La figure 3.10 représente les différences entre

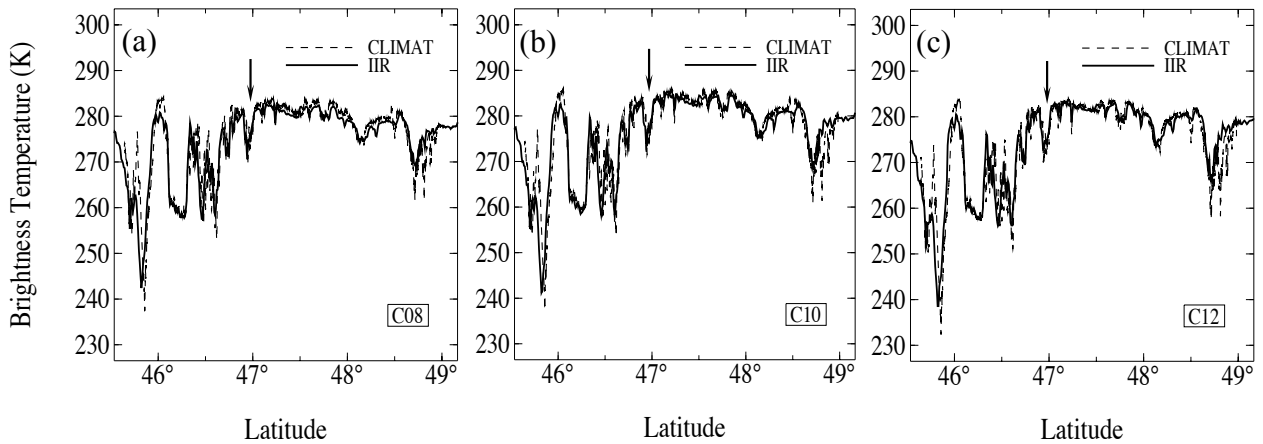


Figure 3.9: Comparaison entre les températures de brillance mesurées par les trois canaux de IIR (traits plains) et CLIMAT-AV (pointillés) le long du parcours CD du 25 mai 2007. [Sourceval et al., 2012]

les températures de brillance mesurées par IIR et par CLIMAT-AV dans chaque canal. On remarque, comme sur la figure 3.7, de très larges différences de températures de brillance entre les mesures. Celles-ci sont expliquées par le fait que, comme pour le cas du 16 mai, les deux instruments n'observent pas des structures nuageuses parfaitement identiques au même moment. Ces différences peuvent toutefois se montrer plus grandes durant cette journée d'étude à cause de la plus forte inhomogénéité des cirrus, et de leurs plus fortes épaisseurs optiques par endroits. On observe également la présence de zones où les différences de températures de brillance sont stables, comme autour des latitudes 46.2° , 47.4° , ou encore 47.9° . La signature

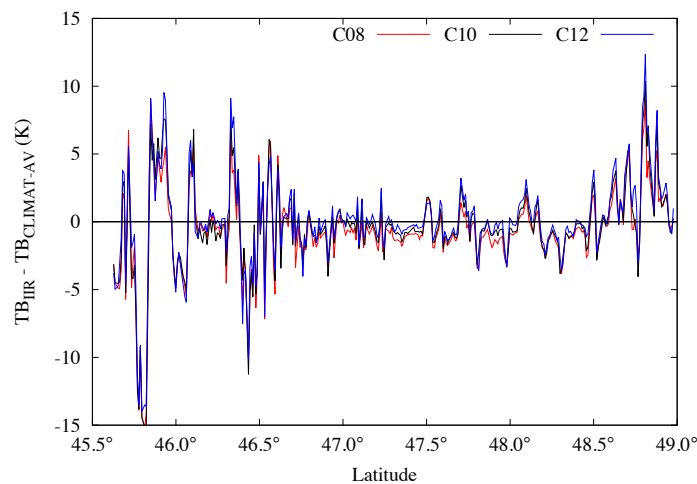


Figure 3.10: Différences entre les températures de brillance moyennes mesurées par IIR et CLIMAT-AV le long du parcours AB du 25 mai 2007.

spectrale entre les canaux, c'est à dire l'écart relatif entre les différences de températures de brillance qui leurs sont associées, ne semble cependant pas être stable dans ces zones.

3.4.3 Cas du 18 octobre 2008

Comme indiqué dans le paragraphe 2.4.3, la journée d'étude du 18 octobre 2008 de la campagne Biscay '08 est différente des autres journées observées durant la campagne CIRCLE-2 à cause de la présence d'un épais cirrus homogène et d'une large zone parfaitement dénuée de nuages. La figure 3.11 reconstitue parfaitement bien ces observations, en montrant la présence d'un large cirrus s'étalant entre 7 et 11 km d'altitude entre les latitudes 40° et 42.5°, et de la zone dite 'claire' entre 43.5° et 45.5° de latitude.

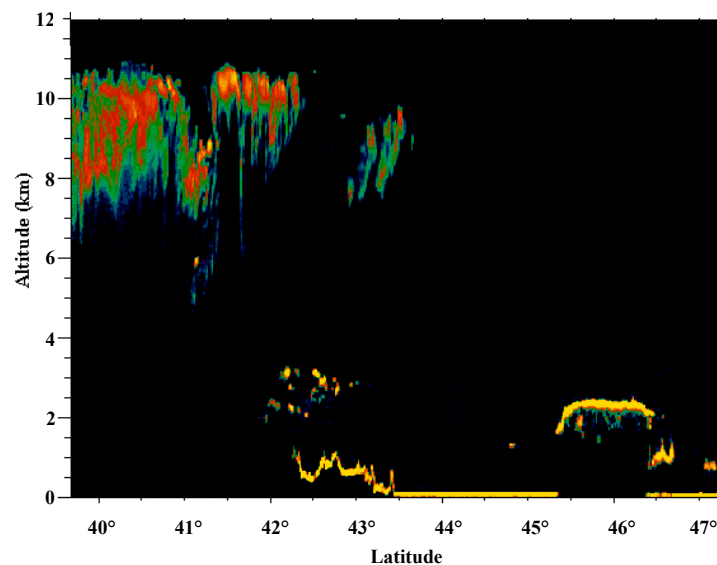


Figure 3.11: Observation du lidar LEANDRE-NG le long du parcours AB le 18 octobre 2008.

Les comparaisons entre les mesures effectuées par les radiomètres IIR et CLIMAT-AV dans leurs trois canaux respectifs sont présentées sur les figures 3.12a-c. Un vent de nord-est d'environ 25 m.s^{-1} est considéré pour ajuster la latitude des mesures de CLIMAT-AV. A cause du fort décalage entre la trajectoire de l'avion et celle du satellite (*c.f.* figure 2.9b), une moyenne sur les trois pixels centraux de IIR est considérée, et l'écart type de cette moyenne est représenté par des barres d'erreurs sur les figures 3.12a-c. Les mesures effectuées par les deux instruments sont très proches pour les trois canaux. On remarque cependant que

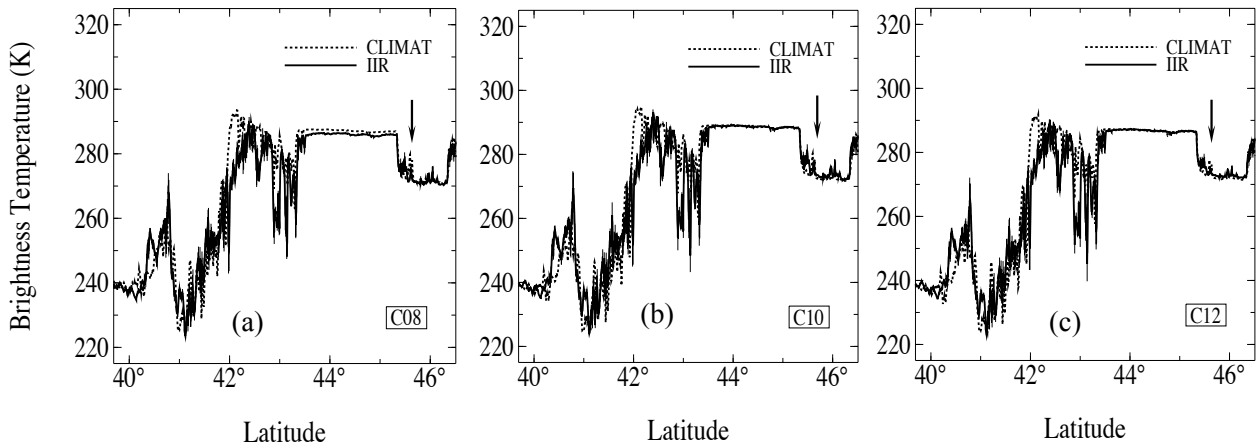


Figure 3.12: Comparaison entre les températures de brillance mesurées par les trois canaux de IIR (traits plains) et CLIMAT-AV (pointillés) le long du parcours AB du 18 octobre 2008. [Sourdeval et al., 2012]

des biais peuvent apparaître entre les mesures, notamment dans le canal C08. La figure 3.13 montre que, comme lors des analyses effectuées pour les 16 et 25 mai 2007, la non-simultanéité et les différences de résolution des deux instruments laissent apparaître de fortes variations lorsque les comparaisons sont effectuées de manière trop directe dans des zones spatialement non-homogènes.

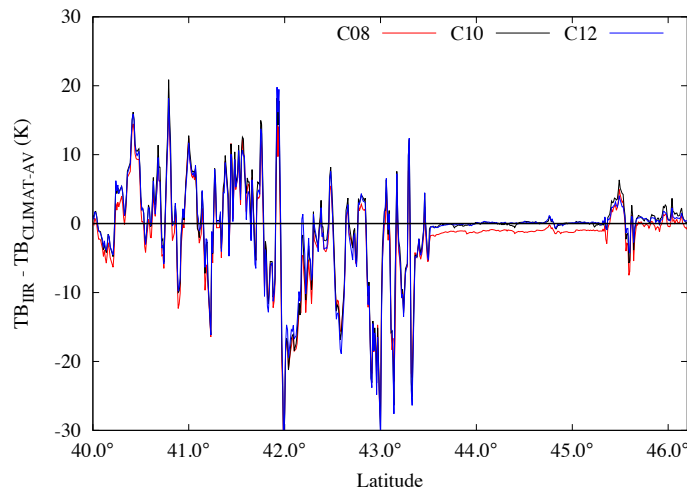


Figure 3.13: Différences entre les températures de brillance moyennes mesurées par IIR et CLIMAT-AV le long du parcours AB du 18 octobre 2007.

Une particularité intéressante dans ce cas d'étude est toutefois la présence de la zone parfaitement dénuée de tout nuage entre 43.5° et 45.5° de latitude. Les mesures de température

de brillance sont donc dans ce cas uniquement influencées par l’océan et par les gaz atmosphériques. La signature spectrale des différences de températures de brillance le long de cette zone (*c.f.* figure 3.13) est donc stable, et indique que les canaux C10 et C12 des deux instruments obtiennent des mesures presque identiques. Toutefois, les températures de brillance mesurées dans le canal C08 par IIR sont nettement plus faibles (environ 1K) que celles mesurées par CLIMAT-AV. Il y a donc bien dans ce canal un décalage entre les mesures des deux instruments qu’il est indispensable d’expliquer puisque celui-ci est de l’ordre de grandeur de la précision instrumentale. Cette étude est menée dans le paragraphe suivant.

3.5 Etude des écarts observés entre les mesures radiatives de CLIMAT-AV et de IIR.

Nous avons montré dans les paragraphes précédents que les comparaisons de mesures aéroportées et spatiales afin de valider les mesures du radiomètre IIR ne sont pas aisées. En effet, de nombreux facteurs rendent cette tâche difficile, tels que par exemple la différence de coordination entre les mesures, ou encore la différence de résolution des instruments. Cependant, les comparaisons effectuées dans le paragraphe 3.4 montrent clairement la présence de biais entre les mesures de CLIMAT-AV et celles de IIR qui ne peuvent être uniquement expliqués par ces différences. Ce paragraphe propose par conséquent d’étudier ces biais à l’aide d’un code de transfert radiatif, qui sera utilisé pour tenter de retrouver les différences qui apparaissent entre les mesures. Ce code est tout d’abord utilisé de manière théorique, puis ses résultats seront comparés aux mesures pour différents types de scènes nuageuses.

3.5.1 Utilisation du code de transfert radiatif FASDOM

De façon à étudier les différences observées dans le paragraphe précédent entre les mesures de CLIMAT-AV et de IIR, des simulations de températures de brillance montantes mesurées par les deux instruments s’avèrent nécessaires. Ces simulations auront principalement lieu dans le cas d’une atmosphère dénuée de tout nuage, mais quelques simulations dans le cas de ciels nuageux seront également entreprises. Cependant les cas de ciel nuageux ne seront présentés ici que dans un but d’illustration de la difficulté à comparer les mesures des deux instruments

dans de tels conditions, et il ne semble donc pas nécessaire de présenter dans ce paragraphe un descriptif complet des propriétés microphysiques utilisées pour simuler les cirrus. Plus de détails sur celles-ci seront donnés dans le prochain chapitre.

Le code de transfert radiatif FASDOM (FASt Discrete Ordinates Method) [Dubuisson et al., 2005] est ainsi utilisé dans le but de simuler les températures de brillance montantes mesurées par CLIMAT-AV et IIR. Celui-ci est basé sur la méthode des ordonnées discrètes afin de tenir compte des phénomènes de diffusion multiple par les nuages. L'atmosphère est par conséquent considérée comme *plan-parallèle*, et FASDOM est configuré pour simuler des couches de 1 km d'épaisseur de la surface jusqu'à 40 km d'altitude. Pour plus de précision, ces couches de 1 km sont subdivisées en couches de 100 m en cas de présence de nuages. Le satellite CALIPSO est positionné à l'altitude maximale permise par FASDOM, soit 40 km, alors que l'avion est positionné à son altitude réelle. Les effets d'absorption et d'émission par différents gaz atmosphériques tels que la vapeur d'eau, l'ozone et des gaz homogènes à effet de serre (CO_2 , NO_2 et CH_4) sont également pris en compte de manière précise. Les filtres des deux instruments sont soigneusement renseignés dans FASDOM de manière à pouvoir tenir compte de leurs différences. La précision des températures de brillance simulées par FASDOM est considérée comme étant meilleure que 0.3K. Plus de détails sur le fonctionnement général de ce code de transfert radiatif et sur les méthodes qu'il utilise peuvent être trouvés dans l'annexe A.

Les profils de température, d'humidité relative ainsi que de concentration en ozone qui sont utilisés pour paramétrer FASDOM sont obtenus par les analyses du GMAO (Global Modeling and Assimilation Office), qui sont basées sur le modèle GOES (Goddard Earth Observing System Model)-5 [Rienecker et al., 2008]. Ces données sont disponibles dans les produits CALIOP, et sont donc précisément interpolées le long de la trace de IIR. Les températures de surfaces océaniques sont également fournies le long de celle-ci par les analyses du centre européen ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecasts). Des valeurs d'émissivités standards sont choisies afin de simuler une surface océanique. Celles-ci correspondent respectivement à 0.9838, 0.9903 et 0.9857 pour les canaux C08, C10 et C12 [Wilber et al., 1999].

3.5.2 Hypothèses et analyses théorique

Les figures 3.7, 3.10, et 3.13 montrent la présence de divergences entre les mesures des deux instruments, et particulièrement dans leur canal C08. Or les figures 3.6a-c, 3.9a-c et 3.12a-c témoignent du fait que les deux instruments perçoivent globalement les mêmes structures nuageuses, et donc que ces différences ne peuvent être totalement liées à un problème de simultanéité ou de résolution. De plus, il peut apparaître que seul un canal sur les trois diverge entre les mesures de IIR et de CLIMAT-AV. La raison de ces différences doit donc être analysée d'un point de vue spectral.

Deux hypothèses sont alors émises de manière à expliquer ces divergences :

1. Premièrement l'avion et le satellite ne perçoivent pas exactement la même atmosphère. En effet, le FF20 volant entre 12 et 13 km d'altitude et CALIPSO étant situé au sommet de l'atmosphère, une partie des gaz tels que l'ozone ou quelques gaz homogènes à effet de serre peut être observée par IIR et non par CLIMAT-AV.
2. Une seconde explication peut être liée à la différence entre les fonctions filtres des deux instruments, comme l'indique la figure 3.2. Bien que celles-ci soient proches et que les bandes spectrales qu'ils définissent se situent dans la fenêtre atmosphérique, le fait que les filtres de CLIMAT-AV soient plus larges que ceux de IIR peut également expliquer une différence entre les mesures.

Afin de vérifier ces hypothèses, le code FASDOM présenté précédemment est utilisé. De manière à effectuer des simulations représentatives des journées de campagnes étudiées, nous avons utilisé des profils de gaz atmosphériques correspondant à la zone claire du 18 octobre 2008, à la latitude 44.3°. De plus, cette configuration nous permet de mener une étude en ciel clair, afin de ne considérer que l'impact des gaz atmosphériques.

Dans le but de vérifier ces hypothèses il est tout d'abord intéressant de connaître l'effet de l'absorption atmosphérique dans les intervalles spectraux définis par les filtres de CLIMAT-AV et de IIR séparément. La figure 3.14 montre des profils de transmissions calculés par FASDOM pour une atmosphère contenant de la vapeur d'eau, de l'ozone et des gaz à effet de serre homogènes (CO_2 , CH_4 et NO_2). Le radiomètre IIR y est placé au sommet de l'atmosphère, et CLIMAT-AV à une altitude de 13 km. La position de l'avion est indiquée sur la figure 3.14 par un trait jaune continu.

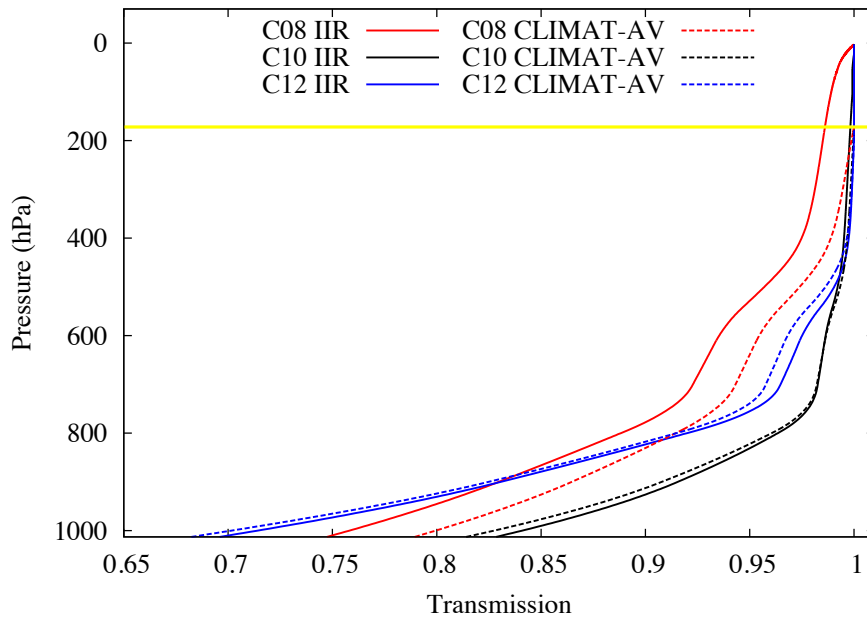


Figure 3.14: Profils de transmission atmosphérique totale, donnés par les canaux CLIMAT-AV et IIR. La ligne jaune correspond à la position de CLIMAT-AV.

On remarque tout d'abord que l'absorption gazeuse est relativement faible pour tous les canaux, ce qui est attendu puisque les filtres des instruments se situent dans la fenêtre atmosphérique infrarouge. Il est ensuite intéressant de voir que la transmission atmosphérique totale à la base de l'atmosphère n'est pas identique selon que le photon soit émis de l'altitude de CLIMAT-AV ou de celle de IIR (et bien sûr transmis en fonction de leurs filtres respectifs), et cela principalement pour le canal C08. Cette différence s'explique non seulement par la différence d'altitude, et donc de masse d'air, mais également par la différence de filtre des deux instruments. Afin de mieux comprendre la part de chacun de ces deux effets, les figures 3.15a-c présentent respectivement les profils de transmission pour des atmosphères ne contenant que de la vapeur d'eau, que de l'ozone et que des gaz homogènes à effet de serre (UMG). On retrouve logiquement que la vapeur d'eau est le gaz possédant le plus d'impact sur chaque canal des deux instruments, et c'est ce gaz qui donne ainsi l'allure principale du profil de transmission totale. On remarque cependant que la vapeur d'eau n'a d'impact que sous l'altitude de l'avion, ce qui implique que la différence d'altitude entre les deux instruments n'a donc ici pas de réel impact. Dès lors, la différence de transmission observée à la base de l'atmosphère ne provient que de la différence entre les filtres de CLIMAT-AV et ceux de IIR. De plus, la différence maximale entre les absorptions se situe dans le canal C08, ce

qui est en accord avec les observations effectuées dans le cas de ciel clair du 18 octobre 2008 (*c.f.* figure 3.13). D'autres gaz, comme l'ozone ou les UMG (figures 3.15b et 3.15c respectivement) montrent cependant une part d'absorption au dessus de l'altitude de l'avion, ce qui peut entraîner des différences de l'ordre de 1% sur la transmission en bas de l'atmosphère.

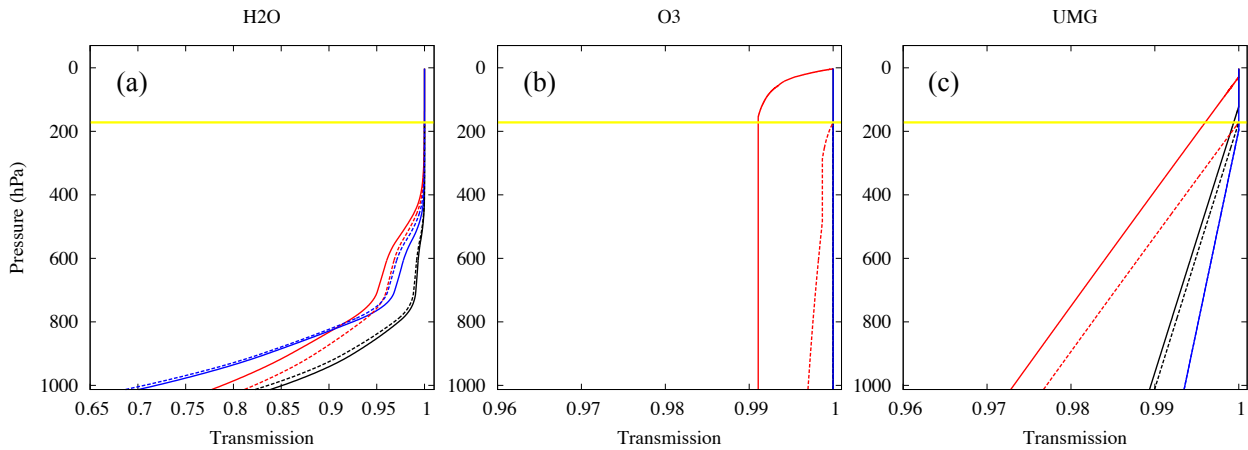


Figure 3.15: Profils de transmission atmosphérique pour chaque gaz traité par FASDOM, donnés pour les canaux de CLIMAT-AV et IIR. La légende de profils est similaire à celle présentée dans la figure 3.14

L'utilisation des profils de transmission permet ainsi de comprendre que les impacts des divergences entre les filtres des deux instruments et entre leurs altitudes ne sont pas négligeables, et qu'ils pourraient tout à fait être la cause des biais observés. Cependant, il n'est pas aisé de quantifier ces différences à l'aide de profils de transmission puisque ceux-ci ne prennent pas en compte l'émission du sol et la diffusion multiple présente dans l'atmosphère. Pour s'en faire une idée plus précise, des simulations des températures de brillance ont été menées et sont exposées dans le tableau 3.2. Celui-ci représente des simulations de températures de brillance dans la même atmosphère que celle utilisée pour le calcul des profils de transmission, soit correspondant à la latitude 44.3° du parcours AB de la journée du 18 octobre 2008. Les deux premières lignes correspondent aux températures de brillance simulées pour CLIMAT-AV et IIR. La différence entre celles-ci, qui est présentée sur la troisième ligne du tableau, montre dans le canal C08 un large décalage positif entre les simulations des mesures de CLIMAT-AV et celles de IIR, et de plus faibles décalages négatifs dans les canaux C10 et C12. Ces résultats semblent donc bien aller dans le sens des observations faites sur la figure 3.13. Afin de quantifier quelle part de ce décalage est due aux divergences de filtres entre les deux instruments, et quelle part est due aux différences d'altitudes, des simula-

	<i>Position de l'instrument</i>	<i>C08 (K)</i>	<i>C10 (K)</i>	<i>C12 (K)</i>
Positions habituelles des instruments	IIR	286.51	288.81	287.03
	CLIMAT-AV	287.45	288.79	286.89
	CLIMAT-AV - IIR	0.94	-0.02	-0.14
Positions modifiées des instruments	IIR ₁₃	287.05	288.96	287.12
	CLIMAT-AV _{TOA}	286.45	288.64	286.80
Effets des filtres	CLIMAT-AV - IIR ₁₃	0.40	-0.17	-0.26
	CLIMAT-AV _{TOA} - IIR	-0.06	-0.17	-0.23
Effets de l'altitude	IIR ₁₃ - IIR	0.54	0.15	0.09
	CLIMAT-AV - CLIMAT-AV _{TOA}	1.00	0.15	0.09

Tableau 3.2: Simulations des températures de brillance mesurées par IIR et CLIMAT-AV dans leurs trois canaux respectifs dans une atmosphère claire. Les instruments sont également placés à différentes altitudes (indices '13' et 'TOA' signifiant respectivement 13 km et sommet de l'atmosphère (*Top Of Atmosphere*)) de manière à apprécier l'impact des différences entre leurs filtres et leurs altitudes.

tions ont également été effectuées en modifiant la position de chaque instrument. L'indice IIR₁₃ indique ainsi que l'instrument IIR est placé à 13 km d'altitude dans les simulations, et CLIMAT-AV_{TOA} indique le placement de CLIMAT-AV au sommet de l'atmosphère. Les résultats de telles simulations pour des instruments placés à des altitudes inhabituelles sont exposés dans la seconde partie du tableau. La troisième partie du tableau 3.2 expose alors les résultats de quelques combinaisons de différences de températures de brillance, pour des instruments placés à des altitudes identiques. Ainsi, nous pouvons nous attendre à ce que les biais observés traduisent principalement l'impact de la différence spectrale entre les filtres. Ces biais sont présents dans tous les canaux, avec toutefois de plus fortes variations lorsque les deux instruments sont placés au sommet de l'atmosphère. Ceci peut être expliqué par le fait que le canal C08 de IIR ne semble pas être sensible à l'ozone présent dans la moyenne et basse troposphère, comme le montre la figure 3.15b. Une autre combinaison possible est la différence entre les températures de brillance simulées pour les mêmes instruments mais qui sont positionnés à des altitudes différentes. Cette configuration aura donc tendance à laisser apparaître les effets liés aux différences d'altitudes entre les radiomètres. Les résultats de telles analyses sont résumés dans la dernière partie du tableau 3.2. On remarque encore une

forte dépendance à l'altitude dans le canal C08, et une dépendance un peu moindre dans les autres canaux.

Dans l'ensemble, ces analyses montrent que la présence de biais observés entre les mesures de IIR et celles de CLIMAT-AV peut être expliquée par les deux hypothèses posées au début de ce paragraphe, soit la différence entre les filtres des deux instruments, et entre les altitudes de ceux-ci. Il est maintenant important de comparer ces simulations aux mesures, de manière à observer si les biais retrouvés ici théoriquement correspondent bien aux observations.

3.5.3 Etude pratique en ciel clair

Afin de vérifier les hypothèses faites dans le paragraphe précédent, des simulations de températures de brillance mesurées par CLIMAT-AV et par IIR sont effectuées le long de la zone claire présente sur le parcours AB du 18 octobre 2008. Ces simulations sont présentées dans la figure 3.16 (en traits discontinus), où elles y sont également superposées aux mesures (en traits continus). On y remarque pour chaque longueur d'onde de très fortes similitudes entre

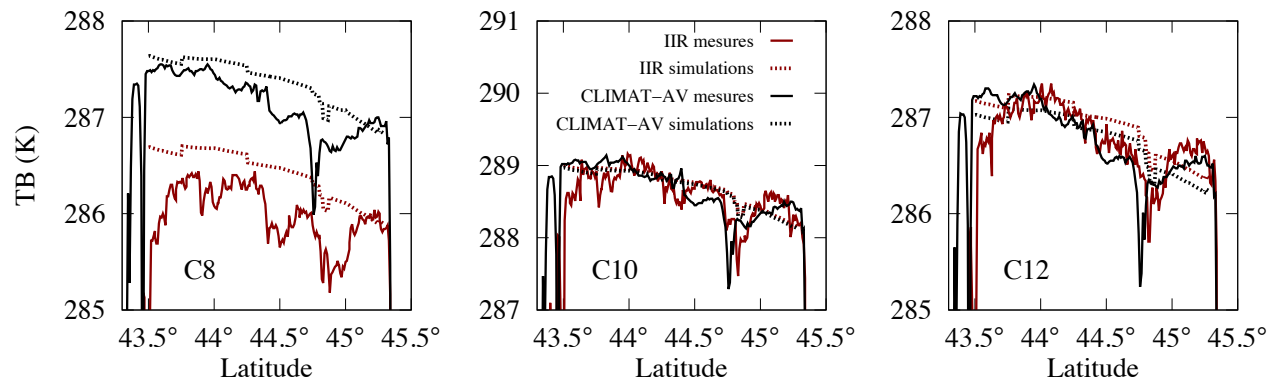


Figure 3.16: Températures de brillance mesurées et simulées pour CLIMAT-AV et IIR dans leurs canaux C08, C10 et C12 dans l'intervalle de latitude 43.6° - 45.2° le long du parcours AB du 18 octobre 2008.

les mesures et les simulations. Ces similitudes sont excellentes pour les canaux C10 et C12, où on n'observe cependant qu'une faible déviation entre les mesures des deux instruments. Dans le canal C08 les simulations sont néanmoins légèrement supérieures aux mesures pour les deux radiomètres. Il ne faut cependant pas oublier de tenir compte des erreurs instrumentales qui sont respectivement de 0.1K et 1K pour CLIMAT-AV et IIR, et des erreurs de FASDOM qui sont de 0.3K. Il est donc possible de vérifier que bien que les simulations

ne soient pas parfaitement en accord avec les mesures dans ce canal, les différences entre les températures de brillance soient quant à elles bien retranscrites par la simulation. Ceci peut notamment être observé sur la figure 3.17, qui exprime les différences entre les températures de brillance simulées (en rouge) ou mesurées (en noir) par CLIMAT-AV et par IIR. On y observe, en tenant compte des erreurs instrumentales et de simulations, que les écarts entre les deux instruments sont bien retrouvés dans chacun des canaux.

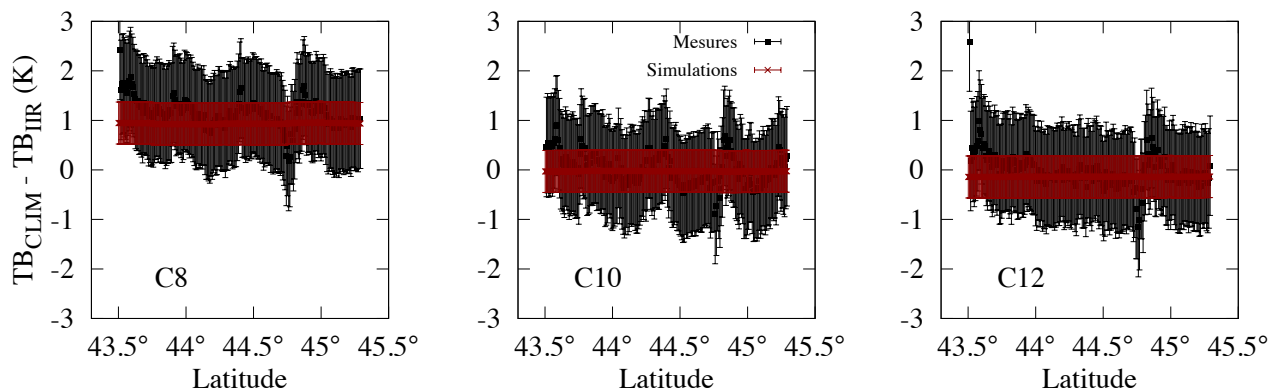


Figure 3.17: Différences de températures de brillance mesurées et simulées pour CLIMAT-AV et IIR dans les canaux C08, C10 et C12 dans l'intervalle de latitude 43.6°-45.2° le long du parcours AB du 18 octobre 2008.

Le cas de l'étude du ciel clair présent lors de la journée du 18 octobre 2008 à l'aide du code de transfert radiatif FASDOM permet donc bien d'expliquer les biais observés entre les mesures des deux instruments. Il serait toutefois également intéressant d'analyser ces écarts dans le cas de ciels nuageux, ou tout au moins partiellement nuageux. Cependant, ces types de scènes sont beaucoup plus complexes à analyser, comme le montre le paragraphe suivant.

3.5.4 Cas du ciel partiellement nuageux

Le cas d'un ciel dénué de nuages comme celui du 18 octobre 2008 permet parfaitement d'expliquer, à l'aide de simulations, les différences entre les mesures de CLIMAT-AV et de IIR. De telles simulations sont cependant impossibles à effectuer dans le cas de ciels nuageux sans une connaissance précise de la composition des cirrus, que nous ne possédons malheureusement pas. Il est tout de même possible de trouver quelques zones partiellement nuageuses, où les températures de brillance mesurées semblent assez stables, et où l'impact des nuages

sur les mesures sera peut être moindre (si ceux-ci sont très fins). Le but de ce paragraphe est d'étudier l'une d'entre elles, afin de montrer les difficultés à comparer précisément des mesures spatiales et aéroportées lorsque la colonne atmosphérique n'est pas totalement homogène sur une large zone.

Pour ce faire, le cas de la zone située entre 48.2° et 48.3° de latitude du parcours AB de la journée du 16 mai 2007 est pris en exemple. Celle-ci apparaît comme étant dénuée de cirrus sur les mesures de LEANDRE-NG présentées sur la figure 3.5. Les mesures des deux instruments montrent sur les figures 3.6a-c une zone où les températures de brillance sont stables, comme dans le cas d'un ciel clair. Cependant, les caractéristiques des différences entre les mesures de CLIMAT-AV et celles de IIR ne sont pas les mêmes que celles observées dans la zone claire du 18 octobre 2008 (*c.f.* figure 3.7). La première ligne du tableau 3.3 indique la différence moyenne entre les températures de brillance mesurées par CLIMAT-AV et IIR le long de cette zone. On y remarque en effet que les biais sur les canaux C10 et C12 sont totalement différents des résultats obtenus lors de l'étude en ciel clair (*c.f.* tableau 3.2). La seconde ligne du tableau montre le résultat de simulations effectuées en ciel parfaitement clair (sans nuages) dans cette zone. On y remarque bien que celles-ci ne permettent absolument pas de retrouver les biais observés entre les mesures.

TB _{CLIMAT-AV} -TB _{IIR} (K)		C08	C10	C12
Différences moyennes mesurées		1.05	1.15	0.56
Simulations en atmosphère claire		0.80	0.04	-0.07
Simulations en atmosphère nuageuse	nuage bas (km) :			
	0.5-1.0	0.78	0.05	-0.07
	1.5-2.0	0.74	0.06	-0.06
cirrus (km) :	10.0-10.5	0.74	0.01	-0.08
	11.5-12.0	0.78	0.03	-0.07
	12.5-13.0	1.15	0.55	0.68

Tableau 3.3: Différences de températures de brillance simulées entre CLIMAT-AV et IIR pour les canaux C08, C10 et C12 dans différentes configurations atmosphériques.

Ces observations tendent alors à laisser penser qu'un objet atmosphérique pourrait perturber les mesures, et ainsi affecter le biais en ayant une signature spectrale tout à fait

différente de celle correspondant à un ciel clair. On remarque en effet sur la figure 3.5 la présence de nuages d'eau liquide. Il en existe deux fines couches dans la basse atmosphère le long de cette zone. Le code FASDOM a donc été configuré de manière à simuler ces couches, en utilisant des propriétés de gouttes d'eau sphériques données par la théorie de Mie-Lorentz, ayant un rayon effectif moyen de $11 \mu\text{m}$ et une variance effective de $0.13 \mu\text{m}$. Ces valeurs nous semblent raisonnables afin de décrire des nuages d'eau liquide bas présents au dessus d'une surface océaniques [Stephens, 1979]. Une épaisseur optique de $\tau=1$ est considérée, comme indiquée par les produits du lidar LEANDRE-NG. Les simulations sont effectuées en considérant deux altitudes pour cette couche nuageuse, soit entre 0.5 et 1.0 km, et entre 1.5 et 2.0 km. Les résultats de ces simulations sont exposés dans la seconde partie du tableau 3.3, où on peut remarquer que la présence de nuages liquides n'a finalement qu'un très faible impact sur les différences de températures de brillance simulées, et celui-ci n'est absolument pas suffisant pour expliquer les biais mesurés.

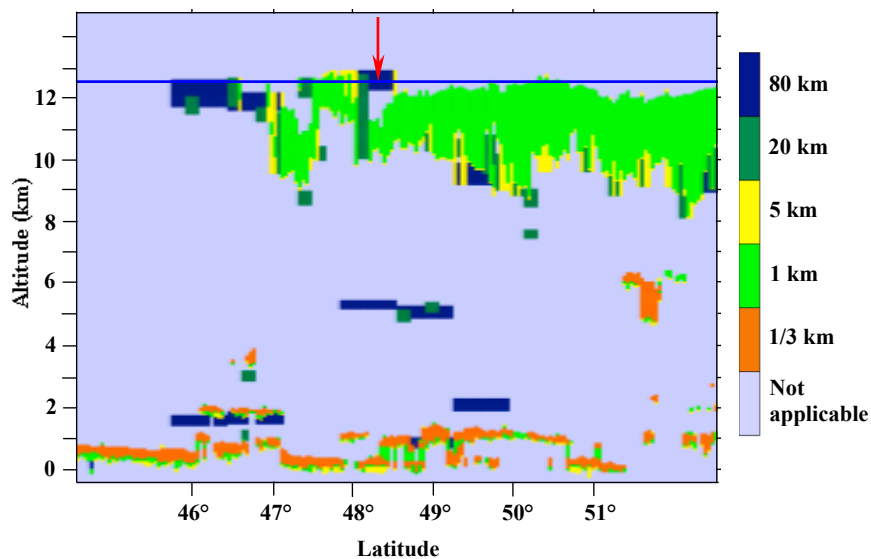


Figure 3.18: Produits CALIOP de reconstitution de structures nuageuses à différentes résolutions horizontales le long du parcours AB du 16 mai 2007. Le point de synchronisation entre CLIMAT-AV et IIR est indiqué par une flèche rouge, et l'altitude du FF20 par un trait bleu.

Une autre possibilité est donc de considérer la présence d'un cirrus d'altitude élevée dans la colonne atmosphérique. Les produits de détection nuageuse du lidar CALIOP qui sont présentés sur la figure 3.18, montrent en effet la présence de cirrus dans la zone d'étude. L'échelle de couleur indique la résolution horizontale sur laquelle le lidar a effectué une moyenne de ses

mesures de rétrodiffusion afin de détecter la couche nuageuse. On remarque donc qu'entre 48.2° et 48.3°, CALIOP observe bien la présence de cirrus lorsqu'il moyenne ses mesures sur 1 km le long de sa trace (ce qui correspond à la résolution de IIR). Ces cirrus sont toutefois très fins, puisque CALIOP indique une épaisseur optique de $\tau=0.05$. De manière à simuler ces nuages, leurs propriétés sont choisies comme correspondant à des agrégats de cristaux de glace, de taille moyenne 30 μm [Yang et al., 2005]. Il est important de préciser que ces considérations sont hypothétiques, mais que celles-ci nous semblent néanmoins tout à fait suffisantes pour les besoins de cette étude de sensibilité. Une étude plus précise utilisant des propriétés nuageuses optimales sera effectuée dans le prochain chapitre de cette thèse. Les résultats des simulations sont présentés dans la dernière partie du tableau 3.3, en plaçant la couche de cirrus à différentes altitudes. Un nuage d'eau est toujours placé entre 1.5 et 2.0 km. On remarque que lorsque le cirrus est placé entre 10.0 et 10.5 km, ou entre 11.5 et 12.0 km, celui-ci ne permet toujours pas de s'approcher du biais observé entre les mesures des deux instruments. Cependant la figure 3.18 montre également que CALIOP observe (à une résolution à 80 km) la présence d'un nuage à l'altitude de l'avion. Il faut noter que les nuages retrouvés par CALIOP à cette résolution possèdent généralement une épaisseur optique extrêmement faible, et sont normalement difficilement détectables par les radiomètres. Cependant, il peut paraître utile de renouveler les simulations en considérant cette fois un cirrus entre 12.5 et 13.0 km. L'altitude du FF20 à cet endroit est d'environ 12.6 km, c'est à dire qu'il vole à la base de ce nuage. Les résultats de ces simulations sont présentés dans la dernière ligne du tableau 3.3. On retrouve alors une signature spectrale des biais totalement différente de celle qui était observée jusqu'à présent. Ceux-ci, sans être parfaitement corrélés, semblent bien s'approcher des observations. On remarque donc que seule la présence d'un objet atmosphérique observé par l'un des instruments et non (ou partiellement) par l'autre semble être capable de causer de tels biais entre les mesures de IIR et celles de CLIMAT-AV.

Il est donc difficile d'analyser avec précision les écarts entre les mesures de CLIMAT-AV et IIR lorsque le ciel n'est pas parfaitement homogène. La différence entre les altitudes des deux instruments, couplée à leurs différences de résolutions et à la non-simultanéité de leurs mesures rend très difficile l'étude précise des écarts observés en ciel nuageux ou partiellement nuageux (*e.g.* près de 1K dans le canal C08). Afin de conforter les résultats obtenus jusqu'à présent, un mode opératoire tout à fait différent doit donc être envisagé afin de traiter les cas de ciels nuageux.

3.6 Conclusion

Ce chapitre présente les résultats d'une étude de comparaison entre les mesures de températures de brillance effectuées par le radiomètre IIR à bord de CALIPSO, et par le radiomètre CLIMAT-AV embarqué à bord de l'avion FF20 durant les journées d'études CIRCLE-2 et Biscay '08. Le radiomètre infrarouge CLIMAT-AV possède des caractéristiques spectrales très proches de celles de IIR, de manière à permettre des comparaisons optimales. Cependant, malgré le fait que les radiomètres soient très proches, de nombreuses considérations liées à la non-simultanéité ou à des géométries de mesures différentes sont à prendre en compte. Après avoir corrigé les mesures, leurs comparaisons révèlent de très fortes similitudes entre les deux radiomètres infrarouges pour chaque journées de campagnes. Les variations dues à la présence de structures nuageuses sont bien retrouvées. De faibles biais sont toutefois détectés, en particulier entre les mesures du canal C08 des deux radiomètres. Afin d'expliquer ceux-ci, une étude théorique a été menée à l'aide du code de transfert radiatif FASDOM le long d'une zone dénuée de nuages. Cette étude a montré que la différence d'altitude entre les deux instruments, ainsi que les faibles différences entre leurs filtres respectifs peuvent expliquer l'ordre de grandeur des biais observés. Cependant, la dernière partie de ce chapitre montre que de telles conclusions sont plus difficilement applicable aux cas d'un ciels nuageux ou partiellement nuageux. En effet, dans de telles situations, la présence d'un nuage vu par l'un des radiomètres et non par l'autre va aboutir à de larges différences entre leurs mesures, qui sont très difficilement analysables. De plus, ces cas de figures sont très probables à cause de la différences de synchronisation, d'altitude et de résolution des radiomètres. Afin de conforter les résultats retrouvés en ciel clair, un mode opératoire différent doit donc être utilisé, comme par exemple la comparaison de propriétés des cirrus qui seraient restituées à partir des mesures de CLIMAT-AV et de IIR séparément. Dans ce cas de figure, si les paramètres restitués à partir des mesures des deux appareils sont très proches, alors il est possible de conclure que les biais observés sont parfaitement explicables par simulation en ciel nuageux comme en ciel clair, puisque ceux-ci n'impactent pas les propriétés restituées. De telles comparaisons seront exposées dans le prochain chapitre. Toutefois, aux vues des résultats présentés dans ce chapitre, il est d'ores et déjà possible de conclure de manière confiante à la validation des mesures de températures de brillance du radiomètre infrarouge IIR.

Chapitre 4

Restitution de propriétés de cirrus à partir de mesures radiométriques infrarouges

4.1 Introduction

Nous avons vu dans le paragraphe 1.5 que les cirrus ont un impact important sur le climat, et que cet impact est encore de nos jours mal déterminé à cause d'un manque de connaissances précises concernant leur climatologie, et leurs propriétés radiatives et microphysiques. Il est donc important de mieux quantifier ces propriétés à l'aide d'études utilisant des moyens *in situ* ou de télédétection. Dans ce but, de nombreuses missions spatiales et aéroportées ont été conduites, comme expliqué dans le paragraphe 1.3. L'une d'entre elles, la mission A-Train, possède des instruments capables d'étudier les cirrus avec précision sur l'ensemble du globe. Parmi ces instruments se trouvent le lidar CALIOP, le radar CPR, ainsi que le radiomètre infrarouge IIR. L'avantage de ce dernier est de posséder une fauchée au sol bien plus large que celle du lidar et du radar, ce qui lui permet d'observer un plus grand nombre de scènes nuageuses (pour de plus amples renseignements sur IIR, le lecteur pourra se référer au paragraphe 3.2). Le radiomètre IIR se montre également fort utile pour la restitution de propriétés de cirrus tels que l'épaisseur optique ainsi que le diamètre effectif des particules qui les composent [Garnier et al., 2012].

La restitution de telles propriétés à partir de mesures radiométriques n'est cependant pas nouvelle. De nombreuses méthodes ont depuis longtemps été mises au point dans ce but, comme par exemple la *Split-Window* [Inoue, 1985] dans le domaine infrarouge thermique ou la méthode dite *NK* [Nakajima and King, 1990] dans les domaines visible et proche infrarouge. Ces méthodes ont déjà été comparées à de nombreuses reprises, comme récemment par Cooper and Garrett [2010] dans le cas de l'étude des cirrus composés de petits cristaux, et se montrent toutes deux fort efficaces à l'étude des nuages de glace. Plus récemment, un

autre algorithme utilisant à la fois des mesures dans les domaines visible, proche-infrarouge et infrarouge thermique a d'ailleurs été proposé par Cooper et al. [2007]. Cet algorithme possède ainsi l'avantage de tirer partie des deux méthodes nommées ci-dessus, puisque les auteurs montrent que la *Split-Window* est beaucoup plus fiables pour traiter des cas de cirrus fins, alors que la méthode *NK* est plus adaptée pour traiter des nuages de glace plus épais. Ces conclusions seront fortement utiles dans le chapitre suivant, lors de la mise en place d'un algorithme d'inversion multi-couches.

L'utilisation de méthodes variationnelles (par exemple de type estimation optimale) est aujourd'hui devenue courante pour effectuer des inversions à partir de mesures satellitaires. En ce qui concerne les cirrus, on peut par exemple citer les travaux de Delanoë and Hogan [2008, 2010] qui utilisent cette méthode afin de retrouver de nombreuses propriétés de cirrus à partir de données combinées du lidar CALIOP, du radar CPR, ainsi que du radiomètre MODIS. Ce type de méthodes à l'avantage de fournir un cadre mathématique rigoureux afin de retrouver un paramètre donné à partir de mesures de natures différentes. Elle possède également l'avantage d'attribuer une incertitude fiable sur les paramètres restitués, ce qui est aujourd'hui totalement indispensable afin de réduire l'incertitude climatique liée à ces paramètres atmosphériques.

Dans ce chapitre une méthode d'estimation optimale est donc appliquée de manière à retrouver, à partir de mesures radiométriques infrarouges, l'épaisseur optique des cirrus et le diamètre effectif des cristaux qui les composent. Les mesures du radiomètre IIR sont donc utilisées, ainsi que celles de CLIMAT-AV, en se plaçant à nouveau dans le cadre des deux campagnes aéroportés étudiées dans le chapitre 3. La première partie de ce chapitre est donc dédiée à la description de la méthode d'estimation optimale utilisée dans nos inversions. Puis, la seconde partie de ce chapitre établit une liste précise des paramètres utilisés dans le modèle direct (mais qui ne sont pas retrouvés), ainsi que de leurs incertitudes respectives. Cette étape primordiale doit se faire de façon minutieuse, afin d'obtenir des erreurs sur les paramètres inversés qui sont les plus représentatives possible de notre connaissance *a priori* du système, de ce qu'apporte la mesure, et des faiblesses du modèle direct utilisé. Dans un troisième temps, le concept de contenu en information est introduit, et une étude est effectuée de manière à déterminer la quantité d'information contenue dans les trois canaux de IIR. Après ces parties plutôt théoriques, des résultats d'inversions effectuées à partir des mesures radiométriques obtenues durant les trois journées de campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08 sont exposés. Afin

de conforter ces résultats, ceux-ci sont ensuite comparés à des observations *in situ* obtenues durant la campagne CIRCLE-2, puis aux produits opérationnels de IIR. Enfin, une analyse poussée de l'origine des erreurs sur les inversions est effectuée avant de conclure ce chapitre.

4.2 Application de la méthode d'estimation optimale

Comme expliqué dans le paragraphe d'introduction, ce chapitre traite d'inversions de l'épaisseur optique des cirrus ainsi que du diamètre effectifs de leurs cristaux, à l'aide d'une méthode d'estimation optimale. L'avantage de cette méthode tient principalement dans le formalisme rigoureux qui lie l'espace des mesures à celui des paramètres inversés, ce qui lui confère une grande flexibilité dans l'utilisation de mesures de natures complètement différentes. Elle permet également un traitement clair des erreurs liées aux instruments ou aux paramètres dits *non-inversés*, qui représentent l'ensemble des paramètres utilisés dans la méthode mais que l'on ne tente pas de restituer. Cette méthode est également tout à fait adaptée à une analyse de contenu en information, qui sera introduite dans le paragraphe 4.4. Un descriptif complet de la méthode d'estimation optimale destinée à traiter des problèmes atmosphériques est donné par Rodgers [2000], dont le formalisme est repris tout au fil de cette thèse. Ce paragraphe est dédié à la description du fonctionnement de la méthode d'estimation optimale telle qu'appliquée à l'étude présentée dans ce chapitre.

4.2.1 Une approche probabiliste des problèmes d'inversions

Afin de comprendre le principe de cette méthode d'inversion, il est tout d'abord utile de rappeler que le résultat de toute mesure peut s'exprimer comme dans l'équation suivante :

$$\mathbf{y} = F(\mathbf{x}) + \epsilon, \quad (4.1)$$

où \mathbf{x} représente ce que l'on appelle le *vecteur d'état*, dont les composantes sont les paramètres que l'on cherche à retrouver, et \mathbf{y} est le *vecteur mesure* dont les composantes sont toutes les mesures utilisées. La fonction F qui relie ces deux vecteurs est appelée le *modèle direct*. Finalement, le vecteur ϵ définit les erreurs sur les mesures qui peuvent provenir de l'instrument ou d'incertitudes liées au modèle direct. Ainsi, les vecteurs d'état \mathbf{x} et de mesures \mathbf{y} tels

qu'utilisés dans ce chapitre sont définis comme :

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} D_{\text{eff}} \\ \tau \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{y} = \begin{pmatrix} L_{08} \\ L_{10} \\ L_{12} \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

où D_{eff} représente le diamètre effectif des cristaux de glace (tel que défini dans l'équation 1.9), et τ représente l'épaisseur optique d'extinction à $12 \mu\text{m}$ du cirrus. Les composantes L_{08} , L_{10} , et L_{12} du vecteur mesure correspondent respectivement aux mesures de CLIMAT-AV ou de IIR dans leurs canaux C08, C10 et C12. On peut également noter que dans notre cas, le modèle direct F correspond au code de transfert radiatif FASDOM, qui fut introduit dans le paragraphe 3.5.1. Le but de toute méthode d'inversion est alors d' 'inverser' le lien formé par le modèle direct entre le vecteur d'état \mathbf{x} et le vecteur mesure \mathbf{y} , afin de restituer les composantes de ce premier à partir de l'information apportée par la mesure. Par abus de langage, le vecteur $F(\mathbf{x})$ représentant la valeur du modèle direct lorsqu'il est appliqué au vecteur d'état pourra être simplement noté \mathbf{F} par la suite.

L'estimation optimale adopte une approche probabiliste des problèmes d'inversion, en traitant l'équation 4.1 par le théorème de Bayes qui, on le rappelle, s'énonce de la manière suivante :

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{y}) = \frac{P(\mathbf{y}|\mathbf{x})P(\mathbf{x})}{P(\mathbf{y})}. \quad (4.3)$$

Cette relation permet ainsi de relier la densité de probabilité $P(\mathbf{x}|\mathbf{y})$ d'un état après qu'une mesure soit effectuée à la densité de probabilité $P(\mathbf{x})$ de ce même état *a priori* (soit avant que toute mesure soit faite), ainsi qu'à $P(\mathbf{y}|\mathbf{x})$ qui représente la probabilité d'avoir \mathbf{y} sachant que \mathbf{x} est réalisé. Les densités de probabilité peuvent être considérées comme définissant un *volume d'états probables* dans un espace multidimensionnel. Par exemple, $P(\mathbf{x})$ traduit le volume dans l'espace des états contenant l'ensemble des états probables *a priori* centrés sur \mathbf{x} , et $P(\mathbf{x})d\mathbf{x}$ traduit alors la probabilité d'avoir l'état compris entre \mathbf{x} et $d\mathbf{x}$. C'est donc l'espace des états *a priori*. La densité de probabilité $P(\mathbf{x}|\mathbf{y})$ décrit quant à elle le volume des états probables *a posteriori* (soit après connaissance de l'information apportée par la mesure). Dès lors, si la mesure apporte une information sur le vecteur d'état, le volume des états probables *a posteriori* se trouve réduit par rapport à celui *a priori*. La méthode d'estimation optimale a donc pour but d'utiliser les informations contenues dans l'espace des mesures afin de réduire au maximum le nombre d'états probables *a priori* contenus dans

l'espace des états. Le passage d'un espace à l'autre s'effectue par l'intermédiaire du modèle direct. La taille du volume final des états probables *a posteriori* représente alors l'incertitude globale sur le vecteur d'état \mathbf{x} .

Une des hypothèses majeures de la méthode d'estimation optimale est de représenter les densités de probabilités décrites ci-dessus comme suivant une loi Gaussienne. Par exemple la densité de probabilité $P(\mathbf{x})$, qui définit l'ensemble des états probables dans l'espace des états, s'écrit :

$$P(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} |\mathbf{S}_a|^{1/2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_a)^T \mathbf{S}_a^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_a)\right\}, \quad (4.4a)$$

où \mathbf{x}_a correspond au vecteur d'état *a priori* qui définit notre connaissance de l'état \mathbf{x} avant mesure, et \mathbf{S}_a est ce que l'on appelle la *matrice de variance-covariance* de \mathbf{x}_a . Cette dernière est reliée à la taille de l'espace des états *a priori* (dans lequel se trouve le vecteur \mathbf{x}_a), et est donc représentative des incertitudes liées à ce vecteur. L'entier n représente la taille des vecteurs d'état \mathbf{x} , \mathbf{x}_a et de la matrice carrée \mathbf{S}_a , et correspond donc au nombre de dimensions de l'espace des états (et donc au nombre de paramètres à inverser). De la même manière la fonction de densité de probabilité $P(\mathbf{y}|\mathbf{x})$ s'écrit comme :

$$P(\mathbf{y}|\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{m/2} |\mathbf{S}_\epsilon|^{1/2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}[\mathbf{F}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}]^T \mathbf{S}_\epsilon^{-1} [\mathbf{F}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}]\right\}, \quad (4.4b)$$

où \mathbf{S}_ϵ représente la matrice de variance-covariance du vecteur mesure \mathbf{y} et du modèle direct \mathbf{F} , et m le nombre de dimensions de l'espace des mesures. Enfin, la densité de probabilité $P(\mathbf{x}|\mathbf{y})$ s'écrit :

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{y}) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} |\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}|^{1/2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\mathbf{x} - \hat{\mathbf{x}})^T \hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}^{-1} (\mathbf{x} - \hat{\mathbf{x}})\right\}, \quad (4.4c)$$

où $\hat{\mathbf{x}}$ représente le vecteur d'état après connaissance de la mesure, soit ce que l'on appelle le vecteur d'état *retrouvé* (ou dans certains cas le *meilleur estimateur* de celui-ci, voir paragraphe 4.2.3), et $\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}$ la matrice de variance-covariance de ce vecteur. La densité de probabilité $P(\mathbf{y})$ ne constitue pas une grandeur physique utile du point de vue des problèmes d'inversions et ne nécessite donc pas d'être présentée ici.

4.2.2 Définition des matrices de covariance

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'estimation optimale permet de décrire les problèmes d'inversion à l'aide de densités de probabilités. Ainsi, en partant d'une connaissance

a priori du vecteur d'état qui est en général grossière (c'est à dire que le volume définissant l'ensemble des états probables avant la mesure est de fait très grand), cette méthode originale permet d'extraire toute l'information contenue dans une mesure afin de réduire le volume des états probables, par l'intermédiaire du modèle direct. Les matrices de variance-covariance sont donc au centre de cette méthode, puisqu'elles sont associées à la taille de chaque volume de réalisations (dans l'espace des états ou dans celui des mesures), et donc aux incertitudes associées à chaque vecteur.

En principe, la matrice de variance-covariance associée à un vecteur quelconque est donc à relier aux incertitudes connues ou estimées sur chaque paramètre qui le compose. Soit, pour un vecteur \mathbf{X} défini comme :

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

la matrice de variance-covariance associée est donnée par :

$$\mathbf{S}_{\mathbf{X}} = \begin{pmatrix} \sigma_{X_1}^2 & \sigma_{(X_1, X_2)}^2 \\ \sigma_{(X_2, X_1)}^2 & \sigma_{X_2}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

où σ_{X_1} et σ_{X_2} représentent les écart-types respectifs associés aux paramètres X_1 et X_2 , et $\sigma_{(X_1, X_2)}^2$ et $\sigma_{(X_2, X_1)}^2$ leurs possibles covariances. Les composantes diagonales de la matrice de variance-covariance correspondent donc aux variances associées à chaque paramètre du vecteur \mathbf{X} . Celles-ci sont directement calculables à partir des incertitudes associées à ces paramètres, ou par l'intermédiaire d'une étude de sensibilité (voir ci-après). Les composantes non-diagonales, qui représentent les possibles covariances entre chaque paramètre du vecteur \mathbf{X} , peuvent toutefois s'avérer beaucoup plus délicates à calculer. L'hypothèse que celles-ci soient négligeables est ainsi très souvent adoptée dans les problèmes d'inversions, ce qui permet de représenter les matrices de covariances sous une forme diagonale [Rodgers, 2000]. Cette hypothèse semble tout à fait raisonnable dans notre étude et est ainsi adoptée pour le calcul des matrices \mathbf{S}_{ϵ} et $\mathbf{S}_{\mathbf{a}}$. Dans cette étude la matrice $\mathbf{S}_{\mathbf{a}}$ est donc définie comme :

$$\mathbf{S}_{\mathbf{a}} = \begin{pmatrix} \sigma_{D_{\text{eff}_a}}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{\tau_a}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

où D_{eff_a} et τ_a sont les composantes du vecteur d'état *a priori* $\mathbf{x}_{\mathbf{a}}$. Ces composantes représentent donc notre connaissance avant la mesure des paramètres du vecteur d'état. La taille des cristaux de glace pour des cirrus situés en régions tempérées étant comprise entre 20 μm et 100

μm [Gayet et al., 2004], D_{eff_a} est fixé à $50 \mu\text{m}$ pour le reste de cette étude. De même, puisque les journées de campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08 présentées dans les paragraphes 2.4 et 3.4 laissent apparaître des cirrus à la fois fins et opaques, il semble raisonnable de fixer $\tau_a=1$. Ces valeurs sont bien entendu très approximatives, c'est pourquoi de très larges incertitudes y sont associées par l'intermédiaire de \mathbf{S}_a afin de rendre l'algorithme très peu dépendant de ces valeurs *a priori*. Au final nous imposons que τ_a soit compris entre 0 et 10 (soit $\sigma_{\tau_a} = 10\tau_a$), et que D_{eff_a} soit compris entre 0 et $200 \mu\text{m}$ (soit $\sigma_{D_{\text{eff}_a}} = 4D_{\text{eff}_a}$). Ces grandeurs définissent donc le volume maximal de l'ensemble des états probables avant tout apport d'information par l'intermédiaire de la mesure. Elles nous semblent tout à fait raisonnables dans le but d'inclure toutes les configurations nuageuses possiblement observables durant les cas d'études utilisés dans ce chapitre.

La matrice de variance-covariance \mathbf{S}_e décrit à la fois les erreurs liées à la mesure ainsi que celles provenant du modèle direct. Les premières proviennent de l'incertitude instrumentale (étalonnage, bruit radiométrique, biais, ...), alors que les secondes sont rattachées à l'ensemble des paramètres fixés dans le modèle direct (c'est à dire dans FASDOM) mais qui pourraient malgré tout être entachés d'erreurs. Il est alors possible de dissocier la matrice \mathbf{S}_e en deux matrices distinctes appelées \mathbf{S}_y (qui décrit les erreurs instrumentales), et \mathbf{S}_M (qui décrit les erreurs du modèle directe). Celles-ci s'expriment donc comme :

$$\mathbf{S}_y = \begin{pmatrix} \sigma_{y_{L_{08}}}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{y_{L_{10}}}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{y_{L_{12}}}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.8a)$$

pour la matrice de variance-covariance liées aux erreurs instrumentales, et comme :

$$\mathbf{S}_M = \begin{pmatrix} \sigma_{M_{L_{08}}}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{M_{L_{10}}}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{M_{L_{12}}}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.8b)$$

pour la matrice de variance-covariance liées aux paramètres non-inversés du modèle direct. Les composantes diagonales $\sigma_{M_\lambda}^2$ correspondent à la somme des variances associées à chacun des paramètres du modèle direct que l'on considère pouvant être entaché d'une erreur (par exemple les profils atmosphériques, les propriétés de nuages d'eau liquide, ...). L'indice λ indique que la variance $\sigma_{M_\lambda}^2$ est liée à la composante diagonale décrivant la mesure ou le modèle direct dans le canal centré à la longueur d'onde λ (soit $8.6 \mu\text{m}$, $10.6 \mu\text{m}$, ou $12.0 \mu\text{m}$).

Ces composantes sont donc calculées comme suit :

$$\sigma_{M_\lambda}^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_{M_{Z_i,\lambda}}^2, \quad (4.9)$$

où N correspond au nombre de paramètres dits *non-inversés* du modèle direct, et $\sigma_{M_{Z_i,\lambda}}$ à l'écart-type associé à un paramètre quelconque Z_i . Cet écart-type est calculé à partir de la sensibilité du modèle direct à une petite variation du paramètre Z_i , pondérée par notre connaissance estimée de ce paramètre, soit :

$$\sigma_{M_{Z_i,\lambda}} = \frac{\partial F_\lambda}{\partial Z_i} \epsilon_{Z_i}, \quad (4.10)$$

où ϵ_{Z_i} représente l'incertitude relative attribuée au paramètre Z_i (soit notre connaissance *a priori* de celui-ci). Toutes ces incertitudes seront décrites de façon approfondie dans le paragraphe suivant.

Au final, on obtient donc que la matrice \mathbf{S}_ϵ se définit comme suit :

$$\mathbf{S}_\epsilon = \mathbf{S}_y + \mathbf{S}_M = \begin{pmatrix} \sigma_{\epsilon_{L08}}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\epsilon_{L10}}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\epsilon_{L12}}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.11a)$$

avec

$$\sigma_{\epsilon_\lambda}^2 = \sigma_{y_\lambda}^2 + \sigma_{M_\lambda}^2. \quad (4.11b)$$

La matrice de variance-covariance $\hat{\mathbf{S}}_x$, dont les termes diagonaux représentent les variances liées à chaque paramètre inversé, se calcule à partir des matrices \mathbf{S}_a et \mathbf{S}_ϵ ainsi qu'à partir de la sensibilité aux mesures de chaque paramètre du vecteur d'état. Ce calcul est présenté dans la prochaine partie de ce paragraphe. Il faut toutefois noter que cette matrice peut posséder des termes non-diagonaux, causés par le fait que chaque mesure peut être sensible à plusieurs paramètres du vecteur d'état. Cependant, une diagonalisation permet facilement de remonter aux erreurs sur chaque paramètre retrouvé. Au final, celle-ci s'exprime donc de la manière suivante :

$$\hat{\mathbf{S}}_x = \begin{pmatrix} \sigma_{\hat{D}_{\text{eff}}}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{\hat{\tau}}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

où $\sigma_{\hat{D}_{\text{eff}}}$ et $\sigma_{\hat{\tau}}$ correspondent respectivement aux écart types sur les valeurs *a posteriori* du diamètre effectif et l'épaisseur optique.

4.2.3 Détermination de la meilleure estimation du vecteur d'état

Rodgers [2000] montre que la meilleure estimation du vecteur d'état, notée $\hat{\mathbf{x}}$, peut être déterminée en minimisant la *fonction coût* ϕ définie comme :

$$\phi = [\mathbf{y} - F(\mathbf{x})]^T \mathbf{S}_\epsilon^{-1} [\mathbf{y} - F(\mathbf{x})] + [\mathbf{x} - \mathbf{x}_a]^T \mathbf{S}_a^{-1} [\mathbf{x} - \mathbf{x}_a]. \quad (4.13)$$

D'après l'équation 4.13 on remarque que cette fonction coût, qui correspond également à une variable aléatoire suivant une loi du χ^2 , est minimisée lorsque deux conditions sont atteintes. La première quand l'écart entre la mesure et la valeur du modèle direct calculée pour un vecteur d'état \mathbf{x} donné est faible, tout en tenant compte d'une pondération par la matrice de covariance \mathbf{S}_ϵ . Cette condition traduit le fait que le vecteur d'état considéré permet à la simulation (par l'intermédiaire du modèle direct F) d'être assez proche de la mesure compte tenu des incertitudes autorisées. La seconde condition porte sur l'écart entre le vecteur d'état considéré \mathbf{x} et le vecteur d'état *a priori* \mathbf{x}_a , pondéré par la matrice \mathbf{S}_a . Cette condition impose que les paramètres du vecteur d'état retrouvés doivent appartenir au volume des états probables *a priori*. On peut cependant noter que lorsque \mathbf{S}_a est très large, comme c'est le cas dans notre étude, la minimisation de la fonction coût ϕ se résume à la première condition.

A cause de la forte non-linéarité de notre modèle direct, une méthode itérative doit être utilisée afin de déterminer quel *meilleur estimateur* de notre vecteur d'état, noté $\hat{\mathbf{x}}$, permet d'obtenir le minimum de la fonction coût. Pour cela, une approche de type Levenberg-Marquardt est utilisée [Marquardt, 1963]. La formule itérative de cette méthode peut s'exprimer à partir de celle donnée par la méthode de Gauss-Newton en y ajoutant un paramètre, noté γ , qui influence la 'taille' des pas de \mathbf{x} à chaque itération. Cette formule est reportée dans l'équation 4.14. Pour plus de détail concernant cette méthode, le lecteur pourra se reporter à Rodgers [2000].

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i + [(1 + \gamma)\mathbf{S}_a^{-1} + \mathbf{K}_i^T \mathbf{S}_\epsilon^{-1} \mathbf{K}_i]^{-1} \{ \mathbf{K}_i^T \mathbf{S}_\epsilon^{-1} [\mathbf{y} - F(\mathbf{x}_i)] - \mathbf{S}_a^{-1} [\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_a] \}. \quad (4.14)$$

Dans l'équation 4.14, γ correspond donc à un coefficient spécifique de la méthode Levenberg-Marquardt, qui s'apparente à une amélioration proposée par Fletcher [1971]. Ce coefficient varie à chaque itération en fonction de la variation de la fonction coût. Si la fonction coût augmente après un pas itératif alors γ est également augmenté et un nouveau pas (qui sera plus petit que le précédent) est calculé jusqu'à ce que ϕ diminue. Au contraire, si la fonction

coût est diminuée, alors γ est diminué et le nouveau vecteur d'état calculé est accepté. Il faut noter que lorsque γ tend vers zéro la méthode Levenberg-Marquardt se transforme en une simple méthode de Gauss-Newton.

Dans l'équation 4.14 apparaît également la matrice \mathbf{K} qui joue un rôle central dans la méthode d'estimation optimale. Celle-ci est appelée *matrice de poids* (ou également *Kernel*, ou *Jacobien*), et représente la sensibilité de chaque paramètre du vecteur d'état à chaque composante du vecteur mesure. Le Jacobien permet en quelque sorte de trouver la direction à suivre vers la solution afin de minimiser ϕ . La matrice de poids est donc calculée à partir des variations de chaque composante du modèle direct dues à une variation de chaque composante du vecteur d'état, comme présentée ci-dessous.

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \frac{\partial L_{08}}{\partial D_{eff}} & \frac{\partial L_{08}}{\partial \tau} \\ \frac{\partial L_{10}}{\partial D_{eff}} & \frac{\partial L_{10}}{\partial \tau} \\ \frac{\partial L_{12}}{\partial D_{eff}} & \frac{\partial L_{12}}{\partial \tau} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Lorsque la convergence est atteinte, c'est à dire lorsque l'on a trouvé le minimum de ϕ dans la limite des incertitudes liées au modèle direct et à la mesure, alors la matrice de variance-covariance $\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}$ associée au meilleur estimateur du vecteur d'état $\hat{\mathbf{x}}$ est donnée par :

$$\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}} = (\mathbf{K}^T \mathbf{S}_{\epsilon}^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{S}_{\mathbf{a}}^{-1})^{-1}. \quad (4.16)$$

Précisons que les valeurs de \mathbf{S}_{ϵ} et \mathbf{K} correspondent à celles calculées pour la dernière itération.

4.3 Les différentes sources d'erreurs

Une caractérisation correcte des erreurs pouvant s'appliquer sur les luminances mesurées et simulées est une étape indispensable au bon fonctionnement d'un code d'estimation optimale. Il est précisé dans le paragraphe 4.2 que celles-ci peuvent provenir à la fois de l'incertitude instrumentale ainsi que d'incertitudes sur l'ensemble des paramètres non-inversés qui sont utilisés dans le code de transfert radiatif. Ces paramètres ont pour la plupart déjà été identifiés dans le paragraphe 3.5.1 qui décrit le fonctionnement du code de transfert radiatif FASDOM. Ceux-ci sont rappelés ici, en associant à chacun d'entre eux une incertitude qui sera ensuite utilisée pour calculer les termes diagonaux de la matrice de variance-covariance \mathbf{S}_{ϵ} (en suivant

l'équation 4.10, les incertitudes listées ci-dessous correspondant à la composante ϵ_{Z_i} de cette équation). Un résumé de toutes les incertitudes imposées sur les paramètres non-inversés et sur les mesures instrumentales peut être retrouvé à la fin de ce paragraphe dans le tableau 4.1.

4.3.1 Le code de transfert radiatif

Dans cette étude, le modèle direct utilisé est le code de transfert radiatif FASDOM, préalablement introduit dans le paragraphe 3.5.1. Celui-ci permet de simuler des luminances qui seraient mesurées par les instruments CLIMAT-AV et IIR. Contrairement aux études effectuées dans le chapitre 3, les sorties de FASDOM sont ici utilisées directement en terme de luminances plutôt que de températures de brillance. En effet, bien que les températures de brillance soient extrêmement pratiques de part leurs facilités de compréhension, elles nécessitent une étape de conversion qui, plutôt que d'aider à la compréhension, alourdirait ici l'algorithme d'inversion et pourrait même introduire de nouvelles erreurs liées à la conversion. La précision du code FASDOM en terme de luminance est considérée comme étant meilleur que 0.6% dans chaque canal [Dubuisson et al., 2005]. Cette incertitude prend essentiellement en compte la précision de la méthode de *correlated-k distribution* (voir Annexe A), liée à l'absorption gazeuse.

4.3.2 Les profils atmosphériques

L'utilisation du code FASDOM nécessite une connaissance précise des profils atmosphériques de températures, de concentrations en ozone et d'humidités spécifiques pour chacune des couches définies dans le modèle. On rappelle que FASDOM est configuré pour simuler des couches de 1 km d'épaisseurs en atmosphère non nuageuse, et de 100 m en présence de nuages. Les profils utilisés sont fournis par les produits du lidar CALIOP, qui utilisent des analyses du modèle GOES-5 [Rienecker et al., 2008]. Les incertitudes sur ces produits ne sont malheureusement pas fournies par CALIOP, et par conséquent les incertitudes des produits AIRS/AMSU-A/HSB EOS [Parkinson and Greenstone, 2000] qui sont introduits dans le modèle GOES-5 sont utilisées. Ainsi, pour chaque couche des erreurs de 1K sur la température, et de 10% sur l'humidité relative sont donc considérées. On admet également

une précision de 10% sur l'ensemble de la colonne d'ozone.

4.3.3 Les propriétés de surface

Lors de la campagne CIRCLE-2 l'ensemble des mesures ont été effectuées au dessus de l'océan, comme le montrent les figures 2.7 et 2.8. Cependant, durant la campagne Biscay '08, la figure 2.9 laisse apparaître qu'une partie des mesures ont été effectuées au dessus de l'Espagne. Toutefois, le produit du lidar LEANDRE-NG présenté dans la figure 3.11 montre que cette partie coïncide avec la présence d'un cirrus extrêmement opaque, ce qui tend à rendre tout effet de surface négligeable. C'est pourquoi il est raisonnable de considérer dans la suite de cette étude toute surface comme océanique. On rappelle que les émissivités de surface utilisées sont respectivement 0.9838, 0.9903, 0.9857 pour les canaux C08, C10 et C12 de IIR et de CLIMAT-AV [Wilber et al., 1999]. Une incertitude de 1% est prise sur chacune de ces valeurs.

Les températures de surface utilisées sont issues d'analyses du centre européen ECMWF. Après comparaisons avec des mesures *in situ* effectuées par des bouées dans les zones d'étude durant les trois journées de campagnes, la précision des données ECMWF semble être meilleure que 1K. Cette valeur maximale est donc prise comme erreur associée aux températures de surface.

4.3.4 Les nuages

On fait l'hypothèse d'un maximum de trois couches nuageuses dans le modèle direct : une couche de cirrus et deux couches sous-jacentes de nuages d'eau liquide. L'une de ces deux couches est située dans la moyenne troposphère (entre 3 et 7 km), et est associée avec l'indice *mid* par la suite. L'autre est située dans la basse troposphère (en dessous de 3 km), associée avec l'indice *low*. L'altitude du sommet et de la base de ces deux couches est donnée par les produits de détection nuageuse du lidar CALIOP [Vaughan et al., 2009]. Ces produits fournissent les positions de différentes couches nuageuses, qui peuvent être retrouvées en moyennant les mesures de rétrodiffusion de CALIOP sur différents nombres de pixels. Dans cette étude, uniquement les couches détectées par CALIOP en utilisant une résolution horizontale de 5 km et de 20 km sont prises en compte. La distinction entre les couches de

cirrus et les couches de nuages d'eau liquide *mid* et *low* est ensuite faite par niveau d'altitude, en se basant sur les altitudes moyennes des étages atmosphériques en régions tempérées (tels que présentées dans le tableau 1.1). Ainsi, les nuages retrouvés dans l'étage supérieur (*i.e.* ayant un sommet situé à une altitude supérieure à 7 km) forment la couche de cirrus, et les nuages dits *low* et *mid* sont respectivement placés dans les étages bas et moyens comme énoncé précédemment. Ce filtre a été confronté aux mesures de LNG (telles que présentées dans les figures 3.5, 3.8 et 3.11) et semble parfaitement efficace pour traiter les courtes zones de latitudes analysées dans ce chapitre.

La précision de CALIOP sur la position du sommet et de la base de composants atmosphériques est donnée par Vaughan et al. [2009] comme étant de 30 m de la surface à 8.2 km et de 60 m entre 8.2 km et 20.2 km. Cependant, l'épaisseur minimale des couches atmosphériques en présence de nuages dans FASDOM étant de 100 m, cette valeur est prise comme incertitude sur la position de la base et du sommet de chacune des couches nuageuses.

La composition microphysique des cirrus (forme des particules) et des nuages d'eau liquide (diamètre des gouttes et épaisseur optique) est attendue comme pouvant être une source majeure d'incertitudes. C'est pourquoi il est nécessaire de bien décrire toutes les hypothèses faites afin de simuler chacune d'entre-elles :

4.3.4.a Les cirrus

Dans le but de caractériser les propriétés optiques et radiatives des cirrus, des modèles de cristaux développés par Yang et al. [2001, 2005] sont utilisés. Ces modèles permettent de fournir un coefficient d'extinction, un albédo de diffusion simple et un facteur d'asymétrie pour sept formes de cristaux ayant un diamètre effectif allant de 1 μm à 10 000 μm . Ces données sont calculées d'une part par la résolution directe des équations de Maxwell en utilisant une méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) lorsque la taille des cristaux est inférieure à 40 μm , et d'autre part à l'aide d'une méthode améliorée d'optique géométrique (IGOM) pour les cristaux plus larges [Yang and Liou, 1995]. Les sept formes de cristaux utilisées dans notre étude sont : *Solid Column*, *Aggregate*, *Droxtal*, *Plate*, *Hollow Column*, *Bullet-Rosette* et *Spheroid*. Chacune des propriétés issues de ces modèles sont précisément fournies dans les bandes spectrales de IIR et de CLIMAT-AV. Les fonctions de phase de ces particules étant relativement lisses à ces longueurs d'onde, avec un faible pic de diffusion

avant, elles seront décrites dans cette étude par des fonctions de phase de type Henyey-Greenstein [Henyey and Greenstein, 1940] qui sont plus facilement prises en compte dans le modèle direct (développement en polynômes de Legendre plus simple - voir Annexe A). Cette approximation est tout à fait adaptée pour décrire les propriétés de diffusion des nuages dans l'infrarouge thermique [Yang et al., 2001]. L'erreur associée à cette approximation n'est cependant pas prise en compte dans cette étude car bien inférieure aux erreurs liées au choix de la distribution en taille et surtout de la forme des cristaux, décrites ci-dessous.

Trois distributions en taille sont utilisées pour chacune des formes de cristaux citées précédemment : une distribution mono-disperse (c'est à dire que tous les cristaux ont la même taille), et deux distributions mono-modales qui suivent une loi gamma généralisée [Walko et al., 1995]. Ces deux dernières distributions permettent de représenter respectivement des cirrus jeunes formés de particules petites, et des cirrus composés de particules plus grosses produites par agrégation. Plus de détails sur ces distributions sont donnés par Dubuisson et al. [2008] qui ont précisément appliqué celles-ci aux mesures de IIR.

Le choix de ces modèles de cristaux n'est cependant pas fait au hasard puisqu'ils correspondent précisément à ceux utilisés dans les algorithmes officiels de IIR, qui seront décrits plus en détail dans la suite de ce chapitre. Il est en effet important d'utiliser des propriétés microphysiques identiques si l'on désire comparer précisément les résultats de nos inversions avec ces produits opérationnels. De plus, une étude effectuée par Dubuisson et al. [2008] conclut que les mesures du radiomètre IIR permettent tout à fait de retrouver un diamètre effectif et une épaisseur optique de cirrus, mais que leur sensibilité à la forme et à la distribution des cristaux est bien moindre. C'est pourquoi nous n'essaierons pas de retrouver ces deux paramètres dans cette étude (une étude de sensibilité sur le choix de la forme des cristaux sera malgré tout effectuée dans la section 4.5.1.b). Ils seront fixés de manière à être identiques à ceux sélectionnés dans les inversions opérationnelles de IIR, afin de permettre une comparaison optimale des produits. Notons que les produits IIR utilisent toujours une distribution mono-disperse dans leurs simulations.

La forme et la distribution des cristaux de glace n'étant pas inversées, il est donc nécessaire de leur attribuer une incertitude. Pour ce faire, nous avons calculé pour chaque longueur d'onde les luminances obtenues par le modèle direct pour chacune des sept formes de cristaux considérées, puis nous avons comparé celles-ci à la luminance obtenue par la forme utilisée

dans nos inversions. Le plus grand écart retrouvé dans chaque canal est considéré comme étant l'erreur due à la forme des cristaux. Un protocole identique est suivi pour le calcul de ces erreurs liées à la distribution en taille.

4.3.4.b Les nuages d'eau liquide

La microphysique des nuages d'eau liquide est décrite en utilisant la théorie de Lorentz-Mie pour des particules sphériques [van de Hulst, 1957]. La distribution des gouttelettes d'eau est considérée comme suivant une loi gamma standard à deux paramètres, qui sont le rayon effectif et la variance effective (tels que décrit dans les équations 1.10 et 1.11) [Hansen, 1971a, Kendall and Stuart, 1963].

Dans cette étude, le rayon effectif des nuages d'eau liquide est fixé à $11 \mu\text{m}$, avec une variance effective de $0.13 \mu\text{m}$ [Stephens, 1979]. Une erreur de 10% sur le rayon effectif nous semble ici raisonnable. L'épaisseur optique à $12 \mu\text{m}$ de ces nuages est calculée à partir de l'épaisseur optique à 532 nm retrouvée par CALIOP [Vaughan et al., 2009]. L'erreur qui lui est attribuée est en général également fournie par les produits CALIOP, ou est fixée à 100% dans le cas contraire. Cette très large incertitude est nécessaire puisqu'une absence de valeurs dans les produits officiels peut laisser penser à une atténuation complète du signal lidar (autour de $\tau = 3$), ce qui se traduirait par une épaisseur optique beaucoup plus large que celle annoncée.

4.3.5 Les erreurs instrumentales

Les erreurs instrumentales sont directement renseignées par la précision des deux instruments de mesures utilisés, soit les radiomètres IIR et de CLIMAT-AV. Les caractéristiques respectives de ces deux instruments sont résumées dans le tableau 3.1. Il y est indiqué que les précisions absolues des deux radiomètres sont meilleures que 0.1K et 1K respectivement pour CLIMAT-AV et IIR. Ces deux valeurs sont donc présent comme incertitudes pour calculer la matrice de covariance \mathbf{S}_y .

<i>Paramètre</i>	<i>précision</i>
<i>Code de transfert radiatif</i>	0.6% par canal sur les luminances simulées.
<i>Profils atmosphérique :</i>	
- Température	1K par couche.
- Humidité relative	10% par couche.
- Ozone	10% sur la colonne.
<i>Surface :</i>	
- Température	1K.
- Emissivité	1% par canal.
<i>Cirrus :</i>	
- Altitude	100 m sur la base et le sommet.
- Forme et distribution des cristaux	Différence maximale en luminance entre les simulations utilisant la forme et la distribution indiquée par IIR opérationnel et celles des sept autres formes.
<i>Nuages d'eau liquide :</i>	
- Altitude	100 m sur la base et le sommet.
- Epaisseur optique	Indiquée par les produits CALIOP, ou 100% sinon.
- Rayon effectif	10%.
<i>Mesures radiométriques :</i>	
- IIR	1K en température de brillance équivalente (TBE) sur les mesures, par canal.
- CLIMAT-AV	0.1K en TBE sur les mesures, par canal.

Tableau 4.1: Résumé des incertitudes utilisées sur les paramètres non inversés et sur les mesures instrumentales

4.4 Contenu en information

La méthode d'estimation optimale, telle que décrite dans le paragraphe 4.2, à l'avantage d'être tout à fait compatible avec le principe de contenu en information. Ce concept, développé par Shannon and Weaver [1949], permet entre autre de connaître l'information contenue par une combinaison de mesures sur chaque paramètre que l'on souhaiterait inverser. Une étude préalable de contenu en information permet ainsi de connaître la quantité théorique d'information qu'il serait possible d'obtenir lors d'inversions à partir des mesures disponibles. De cette manière, il est également possible de savoir s'il est nécessaire d'ajouter des mesures, ou au contraire d'en supprimer puisque contenant soit aucune information ou soit une information redondante. Cette particularité rend cette méthode extrêmement utile, par exemple lors d'utilisation de mesures multi-spectrales. Pour l'ensemble de ces raisons, la méthode de contenu en information devient aujourd'hui de plus en plus répandue et utile. On peut par exemple citer des études récentes de L'Ecuyer et al. [2006] et Cooper et al. [2006] qui étudient avec précision la quantité d'information contenue dans les canaux MODIS dans le but d'étudier les nuages d'eau liquide, et de glace. L'étude menée par Cooper et al. [2006] permet notamment de déterminer une combinaison optimale des canaux MODIS pour étudier les cirrus. Cette combinaison a plus tard été utilisée dans une méthode d'inversions à cinq canaux développée par Cooper et al. [2007], dont nous nous inspirerons également dans le prochain chapitre de cette thèse.

Les résultats de telles études sont cependant très dépendants de la configuration de la méthode d'estimation optimale utilisée, et particulièrement de la précision avec laquelle est effectuée la description des erreurs attribuées aux paramètres non-inversés du modèle direct. C'est pourquoi il était primordial dans le paragraphe précédent d'associer une incertitude précise à chacun de ces paramètres. Dans la suite de ce paragraphe, nous décrirons dans un premier temps le principe de la méthode de contenu en information, en expliquant plus particulièrement comment celle-ci est adaptée à la méthode d'estimation optimale. La seconde partie de ce paragraphe sera consacrée à une application pratique dite *a priori* de la théorie sur le contenu en information. Cette application aura pour but de bien comprendre le fonctionnement de cette théorie, mais elle permettra également de se faire une idée quantitative de la précision 'théorique' avec laquelle notre algorithme est capable de restituer des valeurs d'épaisseurs optiques et de diamètres effectifs à partir des mesures de IIR.

4.4.1 Théorie du contenu en information

La théorie de l'information telle qu'utilisée dans cette étude fut introduite dans les années 1940 par Claude Shannon, dans le but premier de développer de nouvelles applications dans le domaine des communications. La motivation des travaux de [Shannon and Weaver \[1949\]](#), qui ont popularisé cette théorie, était en effet d'estimer un degré optimal de compression d'un signal, sans que ce dernier ne perde l'information qu'il contient. Dans leurs travaux, [Shannon and Weaver](#) font le lien entre l'information et l'*entropie* d'une densité de probabilité. Cette vision est alors très proche de la formulation de l'entropie, habituellement notée S , telle qu'exprimée par Gibbs. On rappelle que d'un point de vue thermodynamique, l'entropie représente le logarithme du nombre d'états distincts contenus dans un système. Lorsque celle-ci est appliquée à une densité de probabilité P discrète, elle peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$S(P) = -k \sum_{i=1}^N p_i \ln p_i, \quad (4.17)$$

où p_i représente la probabilité que le système soit dans un état i , et k est la constante de Boltzmann. La définition développée par Shannon est très proche de celle de Gibbs, à deux détails près : le premier est que dans la théorie de l'information la constante k est égale à 1, et le second réside dans le fait que le logarithme s'exprime en base 2, de manière à décrire l'information en utilisant une base binaire (un système est décrit par 2^N états probables).

Beaucoup plus récemment, [Rodgers \[2000\]](#) reprend ce formalisme pour l'appliquer aux densités de probabilités (cette fois continues) gaussiennes utilisées dans sa méthode d'estimation optimale. Il montre alors que l'entropie décrivant la densité de probabilité gaussienne d'un état \mathbf{X} quelconque peut s'écrire comme :

$$S[P(\mathbf{X})] = \frac{1}{2} \log_2 |\mathbf{S}_{\mathbf{X}}| + c, \quad (4.18)$$

où c est une constante et $\mathbf{S}_{\mathbf{X}}$ la matrice de variance-covariance correspondant à l'état \mathbf{X} . Il est important de remarquer que $|\mathbf{S}_{\mathbf{X}}|$ représente le déterminant de la matrice $\mathbf{S}_{\mathbf{X}}$. L'entropie $S[P(\mathbf{X})]$ caractérise alors le nombre d'états indépendants (calculé en bits) contenus dans l'espace formé par $P(\mathbf{X})$.

Ainsi, il est possible de décrire l'entropie correspondant à notre connaissance du vecteur d'état *a priori* comme étant :

$$S[P(\mathbf{x})] = \frac{1}{2} \log_2 |\mathbf{S}_{\mathbf{a}}| + c, \quad (4.19a)$$

où \mathbf{S}_a correspond à la matrice de variance-covariance associée aux états *a priori*, telle que décrite dans l'équation 4.7. L'entropie $S[P(\mathbf{x})]$ nous donne ainsi une indication quant à la quantité d'états indépendants contenus dans le volume des états probables *a priori*. De la même manière, il est possible de calculer l'entropie correspondant à notre connaissance du vecteur *a posteriori*, c'est à dire après connaissance de l'information apportée par la mesure. Celle-ci s'exprime alors comme :

$$S[P(\mathbf{x}|\mathbf{y})] = \frac{1}{2} \log_2 |\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}| + c. \quad (4.19b)$$

où $\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}$ correspond à la matrice de variance-covariance des états *a posteriori* décrite dans l'équations 4.12. L'entropie $S[P(\mathbf{x}|\mathbf{y})]$ correspond alors à la quantité d'états indépendants dans le volume de l'espace des états défini par la matrice $\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}$, qui représente normalement une réduction du volume de l'espace des états *a priori* défini par \mathbf{S}_a .

Ainsi, la différence entre l'entropie $S[P(\mathbf{x})]$ et l'entropie $S[P(\mathbf{x}|\mathbf{y})]$ renseigne directement sur la quantité d'information apportée par le vecteur mesure \mathbf{y} sur le vecteur d'état \mathbf{x} puisqu'elle quantifie la réduction du volume de l'espace des états causée par l'apport d'informations par la mesure. Cette différence d'entropie est notée H_s , et représente ce que l'on appelle le *contenu en information* sur la mesure dans l'espace des états. Ce contenu en information s'exprime donc de la manière suivante :

$$\begin{aligned} H_s &= S[P(\mathbf{x})] - S[P(\mathbf{x}|\mathbf{y})] \\ &= \frac{1}{2} \log_2 |\mathbf{S}_a| - \frac{1}{2} \log_2 |\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}| \\ &= \frac{1}{2} \log_2 |\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{x}}^{-1} \mathbf{S}_a|. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Puisque H_s fournit une information en bit, il faut comprendre que l'ensemble des mesures contenues dans le vecteur \mathbf{y} permettent de distinguer 2^{H_s} états à l'intérieur de l'espace défini par la connaissance *a priori* des paramètres du vecteur d'état \mathbf{x} . Plus H_s est grand, plus les mesures contiennent d'informations sur les paramètres à inverser.

On peut noter qu'un développement parfaitement similaire peut être effectué dans l'espace des mesures. Dans ce cas le contenu en information est noté H_m , et représente la différence entre $S[P(\mathbf{y})]$ et $S[P(\mathbf{y}|\mathbf{x})]$. Au final, on retrouve que H_m est égal à H_s puisque le contenu en information total ne dépend aucunement de l'espace dans lequel on se place.

Une limite importante concernant H_m ou H_s est celle en deçà de laquelle le système d'observation n'apporte aucune information supérieure au bruit. Afin de déterminer cette

limite, il semble logique de faire appel à la matrice de poids \mathbf{K} , qui contient toute la sensibilité du système d'observation aux paramètres. Cette matrice doit être confrontée à la matrice \mathbf{S}_ϵ de manière à déterminer si la sensibilité aux paramètres est supérieure au bruit. Ces deux matrices ne sont cependant pas facilement comparables car elles ne s'expriment pas dans le même espace. Rodgers [2000] montre qu'un changement de base dans l'espace des états tel que $\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{S}_a^{-\frac{1}{2}}\mathbf{x}$ et dans l'espace des mesures tel que $\tilde{\mathbf{y}} = \mathbf{S}_\epsilon^{-\frac{1}{2}}\mathbf{y}$ permet de faciliter cette analyse. En effet, dans cette base, il est possible de montrer que les matrices $\tilde{\mathbf{S}}_a$ et $\tilde{\mathbf{S}}_\epsilon$ sont unitaires, et que la matrice de poids $\tilde{\mathbf{K}}$ (devenue sans dimension) s'apparente alors à une sorte de rapport *Signal sur Bruit*. Cette dernière s'exprime dans la nouvelle base comme suit :

$$\tilde{\mathbf{K}} = \mathbf{S}_\epsilon^{-\frac{1}{2}}\mathbf{K}\mathbf{S}_a^{\frac{1}{2}}. \quad (4.21)$$

Sans entrer ici dans le long développement menant à ce résultat, Rodgers [2000] montre également que les valeurs propres λ_i de cette matrice sont directement proportionnelles au rapport signal sur bruit. Lorsque ces valeurs propres sont supérieures à l'unité alors le signal apporte de l'information sur le vecteur d'état, sinon l'information est noyée dans le bruit. Les vecteurs propres associés à ces valeurs propres permettent ensuite de déterminer sur quels paramètres du vecteur d'état se répartit cette information. Dans cette nouvelle base définie par $\tilde{\mathbf{x}}$ et $\tilde{\mathbf{y}}$ la forme finale de l'équation 4.20 se réécrit (en utilisant l'équation 4.16) de la manière suivant :

$$\begin{aligned} H_s &= \frac{1}{2} \log_2 |(\mathbf{K}^T \mathbf{S}_\epsilon^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{S}_a^{-1}) \mathbf{S}_a| \\ &= \frac{1}{2} \log_2 |\mathbf{S}_a^{\frac{1}{2}} \mathbf{K}^T \mathbf{S}_\epsilon^{-1} \mathbf{K} \mathbf{S}_a^{\frac{1}{2}} + \mathbf{I}_n| \\ &= \frac{1}{2} \log_2 |\tilde{\mathbf{K}}^T \tilde{\mathbf{K}} + \mathbf{I}_n|, \end{aligned} \quad (4.22)$$

où \mathbf{I}_n est la matrice unité de dimension n dans l'espace des états.

Par un développement similaire il est possible de montrer que le contenu en information dans l'espace des mesures, H_m , est défini comme

$$H_m = \frac{1}{2} \log_2 |\tilde{\mathbf{K}} \tilde{\mathbf{K}}^T + \mathbf{I}_m|, \quad (4.23)$$

où \mathbf{I}_m est la matrice unité de dimension m dans l'espace des mesures.

Dans la pratique, le calcul des valeurs propres et vecteurs propres s'effectue sur la matrice carrée $\tilde{\mathbf{K}}^T \tilde{\mathbf{K}}$ pour l'espace des états, ou sur $\tilde{\mathbf{K}} \tilde{\mathbf{K}}^T$ pour l'espace des mesures. On peut donc

définir deux types de valeurs propres λ , noté $\lambda_{s,i}$ dans l'espace des états et $\lambda_{m,i}$ dans l'espace des mesures. On comprend bien qu'il est alors possible, après diagonalisation des deux matrices $\tilde{\mathbf{K}}^T \tilde{\mathbf{K}}$ et $\tilde{\mathbf{K}} \tilde{\mathbf{K}}^T$, d'exprimer le déterminant des expressions 4.22 et 4.23 par une simple somme dans chacun des espaces, comme décrit ci-dessous :

$$H_s = \sum_{i=1}^n H_{s,i} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \log_2(1 + \lambda_{s,i}^2), \quad (4.24a)$$

$$H_m = \sum_{i=1}^n H_{m,i} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^m \log_2(1 + \lambda_{m,i}^2). \quad (4.24b)$$

Les termes $H_{s,i}$ et $H_{m,i}$ sont appelés les *contenus en information partiels*, respectivement définis dans l'espace des états et dans l'espace des mesures. Les valeurs totales des contenus en information dans l'espace des états et dans l'espace des mesures étant identiques, on dénote H le contenu information égal à ces deux valeurs, soit :

$$H = H_s = H_m. \quad (4.25)$$

Comme énoncé précédemment, la limite pour laquelle le signal est supérieur au bruit s'exprime dans l'espace des mesures par $\lambda_{m,i} \geq 1$. Il est alors possible en utilisant l'équation 4.24b de reporter cette limite sur $H_{m,i}$, afin de déduire que le contenu en information partiel doit être supérieur à 0.5 (voir équation 4.24b). Il en va de même pour l'espace des états.

De façon tout à fait similaire, il est possible de définir un *degré de liberté du signal* qui exprime le nombre de paramètres indépendants qu'il est possible de retrouver dans l'espace des états. Pour un système d'observation parfait et un vecteur d'état optimal, le nombre total de degrés de liberté dans l'espace des états, noté d_s , serait donc égal au nombre de paramètres (ou dimension n) du vecteur d'état. Cette grandeur est donc comprise entre 0 et n , et se calcule comme suit :

$$d_s = \sum_{i=1}^n d_{s,i} = \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_{s,i}^2}{1 + \lambda_{s,i}^2}, \quad (4.26)$$

où $d_{s,i}$ représentent les *degrés de liberté partiels* dans l'espace des états. Un degré de liberté d_m peut également être défini pour l'espace des mesures, et indique par conséquent le nombre de mesures indépendantes qui participent à la réduction du volume de l'espace des états. Celui-ci s'exprime comme :

$$d_m = \sum_{i=1}^n d_{m,i} = \sum_{i=1}^m \frac{\lambda_{m,i}^2}{1 + \lambda_{m,i}^2}, \quad (4.27)$$

où $d_{m,i}$ représentent les degrés de liberté partiels dans l'espace des mesures.

Comme pour le contenu en information, les degrés de liberté totaux dans l'espace des états et dans l'espace des mesures sont identiques, et on appelle d le degré de liberté total défini comme :

$$d = d_s = d_m \quad (4.28)$$

On note que la limite entre le signal et le bruit (qui est indiquée par $\lambda_i = 1$) se traduit sur les degrés de liberté par le fait que chaque degré de liberté partiel doit être supérieur à 0.5 pour indiquer que le signal l'emporte sur le bruit.

L'un des avantages majeur de la théorie du contenu en information réside donc dans le fait qu'il est possible de décomposer les contenus en information totaux H_s et H_m , ou les degrés de libertés totaux d_s et d_m , en contenu en information ou degré de liberté partiel dans l'espace des états ou dans l'espace des mesures. De cette manière il est alors possible de connaître comment l'information totale apportée par la mesure se répartit sur chaque paramètre du vecteur d'état \mathbf{x} , ou encore de savoir quels composantes du vecteur mesure \mathbf{y} ont réellement apportées de l'information afin de réduire l'espace des états. Un développement complet de ce type d'analyse est expliqué en détail par Rodgers [1996].

4.4.2 Etude de contenu en information théorique pour les canaux de IIR

Avant de présenter le résultat d'inversions utilisant les mesures des campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08, il est intéressant d'utiliser la théorie sur le contenu en information afin de déterminer *a priori* le degré d'information sur les paramètres à inverser qui est contenu dans les mesures de IIR.

La figure 4.1 présente le résultat d'un calcul de contenu en information effectué en considérant comme système d'observation les mesures du radiomètre IIR, et comme vecteur d'état le diamètre effectif et l'épaisseur optique d'extinction à 12 μm d'une couche de cirrus. Les erreurs sur le modèle direct et sur les mesures instrumentales sont celles définies dans le paragraphe 4.3. L'atmosphère considérée pour ce calcul est constituée d'un cirrus placé entre 10 km et 12 km d'altitude, dont l'épaisseur optique varie entre 0 et 10, et le diamètre effectif de ses cristaux entre 0 et 100 μm . La forme utilisée pour les cristaux est aléatoirement fixée

comme correspondant à un type *Solid Column*, suivant une distribution mono-disperse.

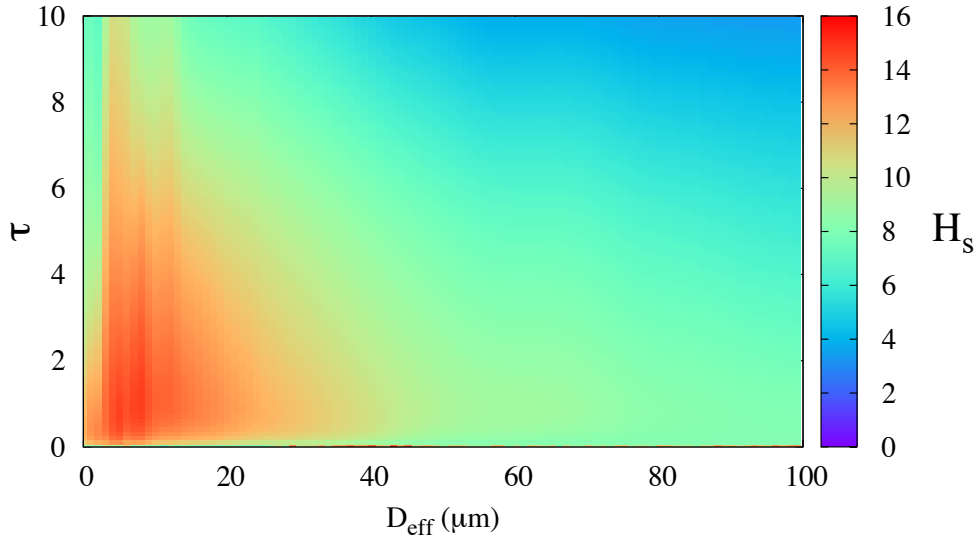


Figure 4.1: Etude de contenu en information *a priori* effectuée sur les canaux IIR

Cette figure montre dans un premier temps que l'information totale est toujours située au dessus du bruit, ce qui tend à laisser penser que les mesures fournissent de l'information sur au moins un des paramètres à inverser. L'information semble d'autant plus grande que le diamètre effectif des cristaux du cirrus est petit, et notamment lorsque celui-ci est inférieur à $40 \mu\text{m}$. De même l'information totale diminue à mesure que l'épaisseur optique augmente.

Afin de comprendre ces résultats plus en détail, il est utile de voir comment se répartie l'information totale sur chacun des paramètres du vecteur d'état. Pour cela, des contenus en information partiels dans l'espace des états sont calculés pour l'épaisseur optique et pour le diamètre effectif, et sont donc respectivement notés $H_{s,\tau}$ et $H_{s,D_{\text{eff}}}$. Les valeurs de ces contenus en information partiels sont représentés sur les figures 4.2a-b. On y remarque tout d'abord que l'information sur l'épaisseur optique du cirrus est bien plus importante que celle sur la taille des cristaux. On peut également remarquer que l'information sur τ contenue dans les mesures de IIR apparaît indépendante du diamètre effectif des cristaux, ce qui n'est pas tout à fait le cas pour D_{eff} dont l'information semble dépendante de la valeur de l'épaisseur optique. En tout cas, il apparaît clairement sur la figure 4.2b que l'information sur τ donnée par les mesures IIR se situe bien au dessus du bruit quelque soit la valeur de D_{eff} , malgré le fait que celle-ci se rapproche tout de même du bruit pour des épaisseurs optiques plus

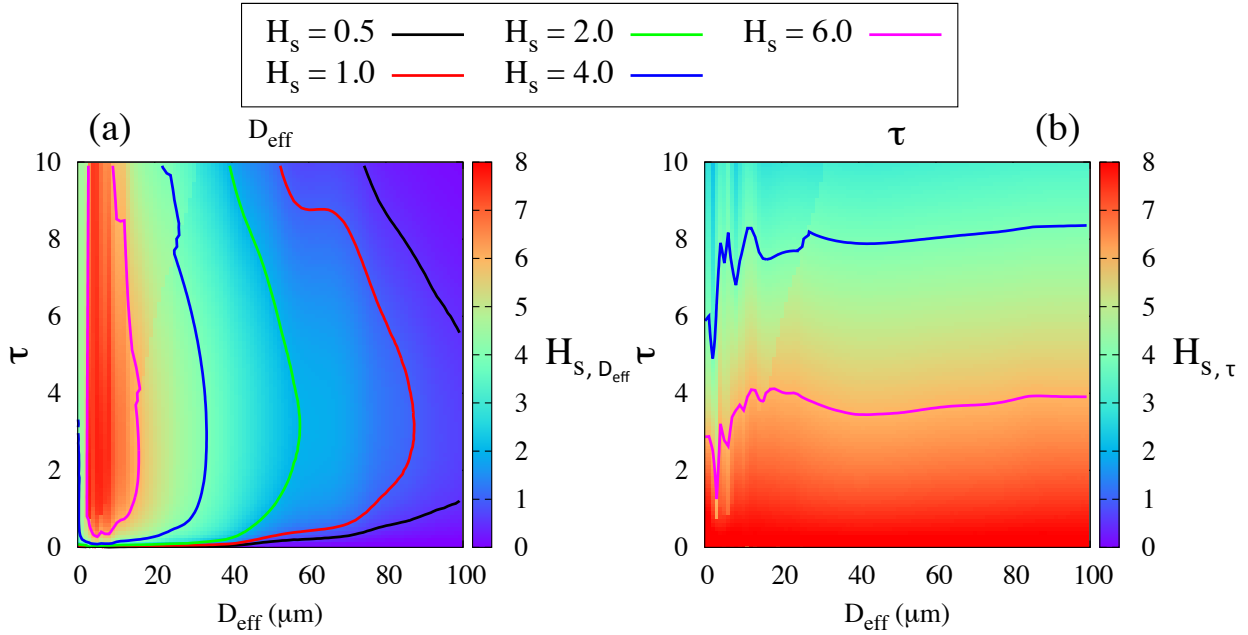


Figure 4.2: Contenus en information partiels *a priori* pour les mesures IIR, décomposés sur le diamètre effectif (a) et sur l'épaisseur optique (b)

importantes. La figure 4.2a laisse cependant penser que la restitution de la taille des cristaux sera beaucoup plus problématique et dépendra fortement de la configuration microphysique des cirrus. Bien que l'information sur les faibles diamètres reste très bonne, on aperçoit que la ligne témoignant de la limite signal sur bruit (représentée par un trait noir continu) apparaît pour des diamètres supérieurs à $80 \mu\text{m}$, et qu'il devrait dès lors être très compliqué de retrouver de façon précise les diamètres des grosses particules.

L'un des problèmes de ce type d'analyse est toutefois qu'il est parfois difficile de comprendre la signification exacte de la valeur du contenu en information, et de son impact sur les inversions. Par exemple, la figure 4.2a montre clairement la limite entre l'information et le bruit par l'intermédiaire de la ligne noire indiquant une valeur de $H_{S, D_{\text{eff}}} = 0.5$. Cependant, la perte d'information n'est bien entendu pas soudaine, et on se doute que l'information est déjà très faible bien avant. Afin de mieux interpréter ces valeurs, il est intéressant de les comparer avec les erreurs relatives sur les paramètres à inverser qui sont attendues pour chaque couple d'épaisseur optique et de diamètre effectif. Les figures 4.3a-b montrent ces erreurs, directement calculées *a priori* à partir de la formule 4.16.

On peut voir clairement sur la 4.3b que de très faibles erreurs sont à prévoir sur la restitu-

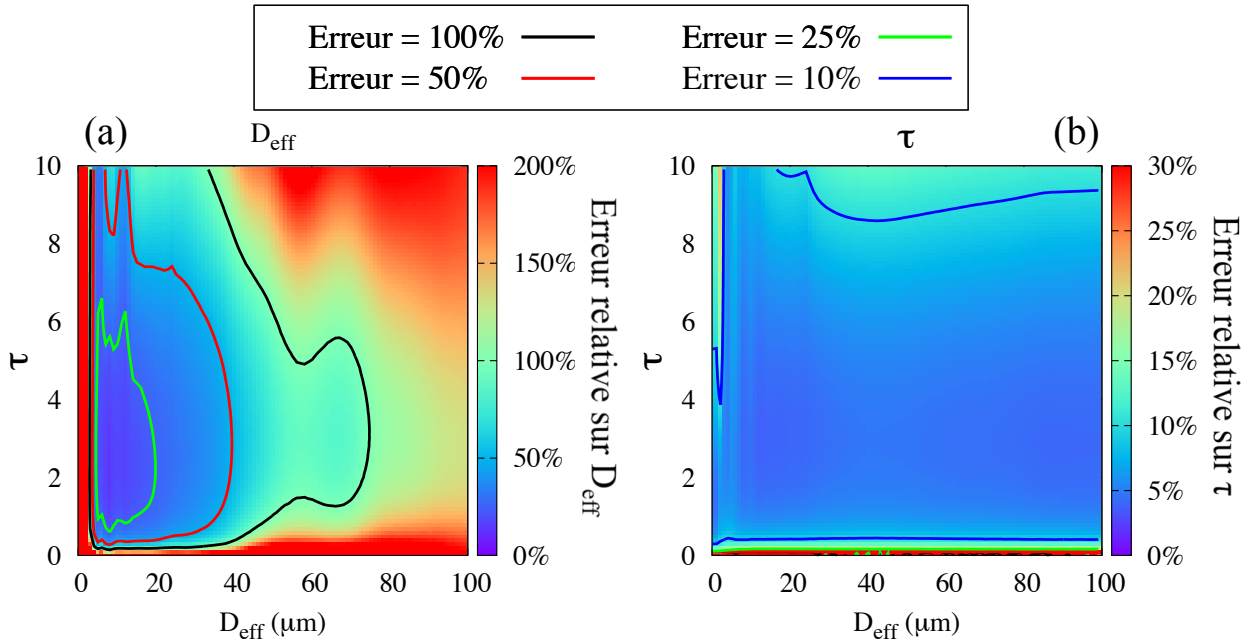


Figure 4.3: Erreurs relatives attendues sur le diamètre effectif (a) et sur l'épaisseur optique (b).

tion de l'épaisseur optique, conséquence directe de l'information importante sur ce paramètre. Cependant une erreur de 100% sur le diamètre effectif est atteinte bien avant la limite signal sur bruit présentée en figure 4.2a. Une incertitude de 50% sur ce paramètre n'est obtenue que pour des valeurs de $H_{s,D_{\text{eff}}}$ supérieures à environ 4.0. Il est intéressant de remarquer qu'à partir des mesures IIR il n'est donc pas attendu de pouvoir retrouver précisément une information sur la taille des cristaux lorsque celle-ci dépasse un diamètre effectif de 40 ou 50 μm , selon la valeur de l'épaisseur optique. Ce résultat peut facilement s'expliquer en observant la figure 4.4 qui représente la variation des propriétés optiques des modèles de cristaux de glace considérés dans notre étude en fonction de la valeur du diamètre effectif. On y remarque que quelque soit le type de forme, ces propriétés tendent vers un régime asymptotique lorsque le diamètre dépasse les 50 μm .

Cette étude préalable de contenu en information permet d'appréhender et de mieux comprendre les résultats des inversions qui seront présentées dans le prochain paragraphe de ce chapitre. Elle permet également de caractériser et de quantifier la sensibilité de nos mesures à l'épaisseur optique des cirrus, et au diamètre effectif de leurs cristaux, compte tenu des erreurs que nous avons attribuées au modèle direct et aux mesures instrumentales. Une étude simi-

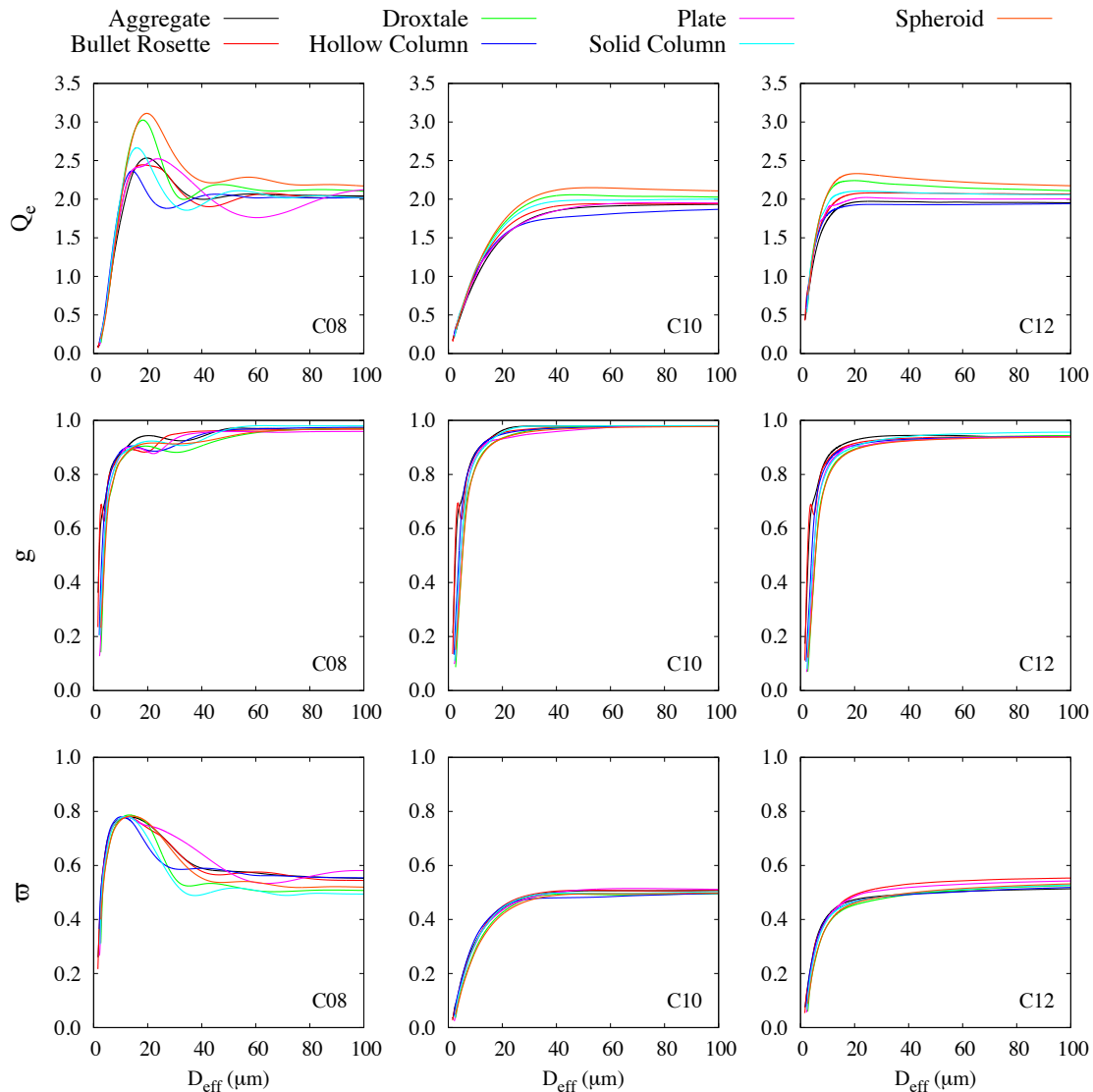


Figure 4.4: Propriétés optiques des cristaux de cirrus dans chaque canal IIR, pour les sept formes de cristaux utilisées dans cette étude et suivant une distribution mono-disperse.

laire pour le radiomètre CLIMAT-AV montrerait des conclusions tout à fait identiques dues à la similarité de leurs bandes spectrales. On pourrait cependant s'attendre à une meilleure précision des inversions, puisque ses mesures sont beaucoup plus précises (0.1K de précision absolue, contre 1K pour IIR). Il ne faut également pas oublier que le cas traité dans ce paragraphe est idéalisé, et que par exemple la présence de différentes couches de nuages liquides sous-jacents peuvent fortement impacter la précision attendue sur les inversions.

4.5 Résultats d'inversions à partir de mesures de IIR et de CLIMAT-AV

Les trois journées d'études des campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08 présentées dans le chapitre 2 sont utilisées comme base pour les inversions présentées et analysées dans ce paragraphe. Dans l'optique de comparer par la suite nos inversions avec les produits de l'algorithme opérationnel de IIR [Garnier et al., 2012], les épaisseurs optiques d'extinctions τ sont d'ores et déjà transformées en épaisseurs optiques d'absorption τ_{abs} . Cette transformation peut être exprimée simplement, en utilisant les formules 1.4 et 1.7, comme :

$$\tau_{abs} = \tau(1 - \varpi_0). \quad (4.29)$$

Les données des radiomètres IIR et CLIMAT-AV seront utilisées séparément pour composer le vecteur mesure dans l'algorithme. Les mêmes considérations que celles présentées dans le paragraphe 3.3 pour le traitement préalable des données radiométriques sont donc prises en compte, afin de rendre les inversions issues des mesures des deux instruments comparables entre elles. Puisque les trois journées d'études présentent des configurations nuageuses différentes, celles-ci sont traitées séparément dans la suite de ce chapitre.

4.5.1 CIRCLE-2 : 16 mai 2007

4.5.1.a Résultats des inversions

Les résultats des inversions effectuées lors de la journée du 16 mai 2007 sont résumés sur les figures 4.5a-d. La figure 4.5e représente le profil nuageux exact considéré dans l'algorithme d'inversion. Les nuages d'eau liquide y sont représentés par une couleur grise, et les cirrus par une couleur noire. Une information complémentaire à ces résultats peut également être trouvée sur les figures 4.6a-b qui représentent l'erreur relative sur les paramètres restitués.

Les figures 4.5a-b montrent une superposition des résultats des inversions de l'épaisseur optique d'absorption et du diamètre effectif, effectuées séparément en utilisant les mesures IIR (en noir) et CLIMAT-AV (en rouge). Pour ces inversions nous avons fixé la forme des cristaux à des colonnes pleines (*Solid Column*), qui est la forme majoritairement restituée et utilisée par l'algorithme opérationnel de IIR le long de ce parcours. Comme l'indique la figure

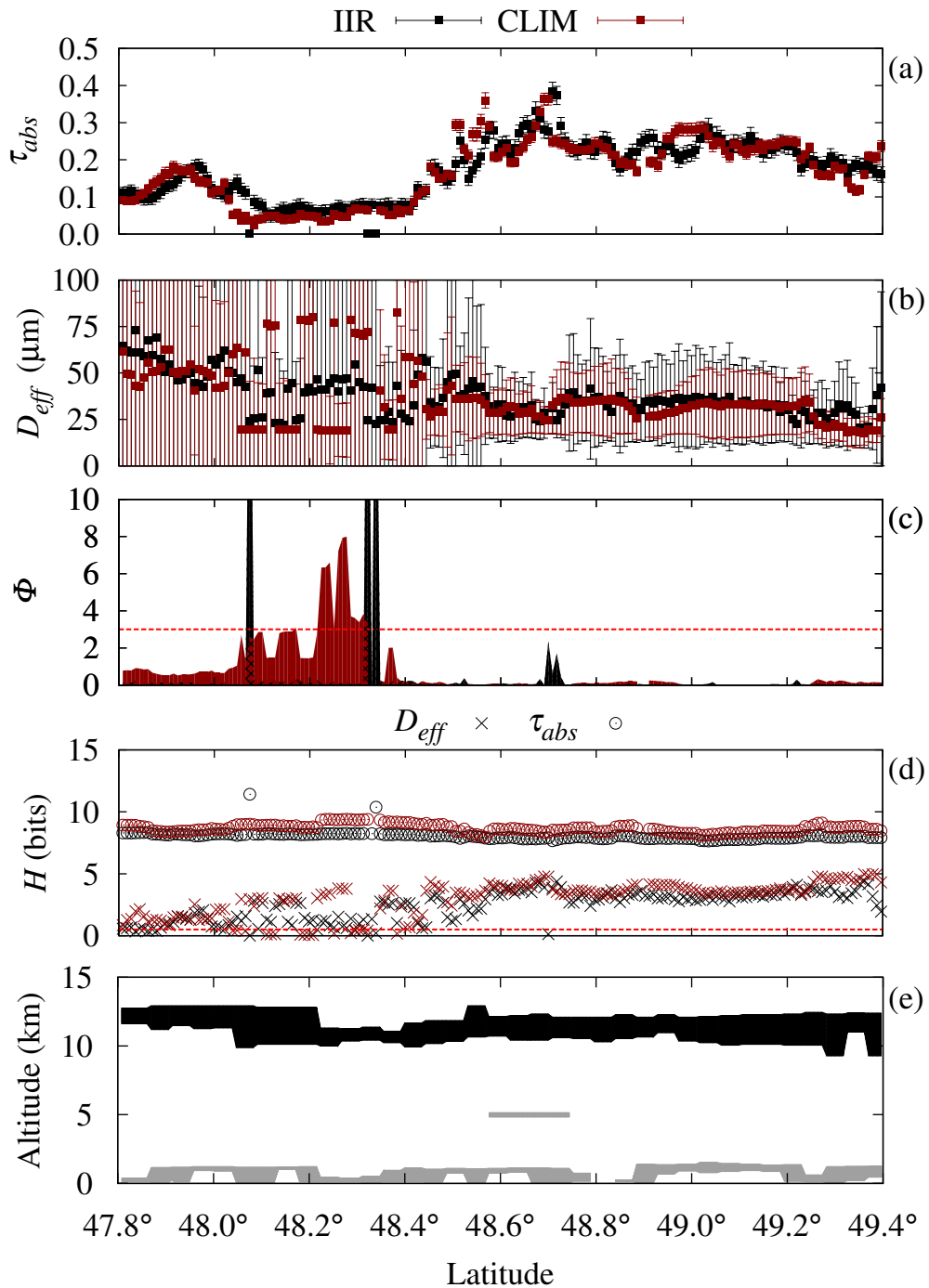


Figure 4.5: (a-b) Résultats des inversions de l'épaisseur optique (a) et du diamètre effectif (b) en fonction de la latitude pour la journée du 16 mai 2007. (c-d) Valeurs de la fonction coût et du contenu en information à la fin des itérations. Les résultats obtenus à partir des mesures IIR sont indiqués pour une couleur noire sur toutes les figures, contre une couleur rouge pour CLIMAT-AV (e) Profil nuageux considéré pour les inversions (les couleurs noires et grises correspondent respectivement à des nuages de glace et d'eau liquide).

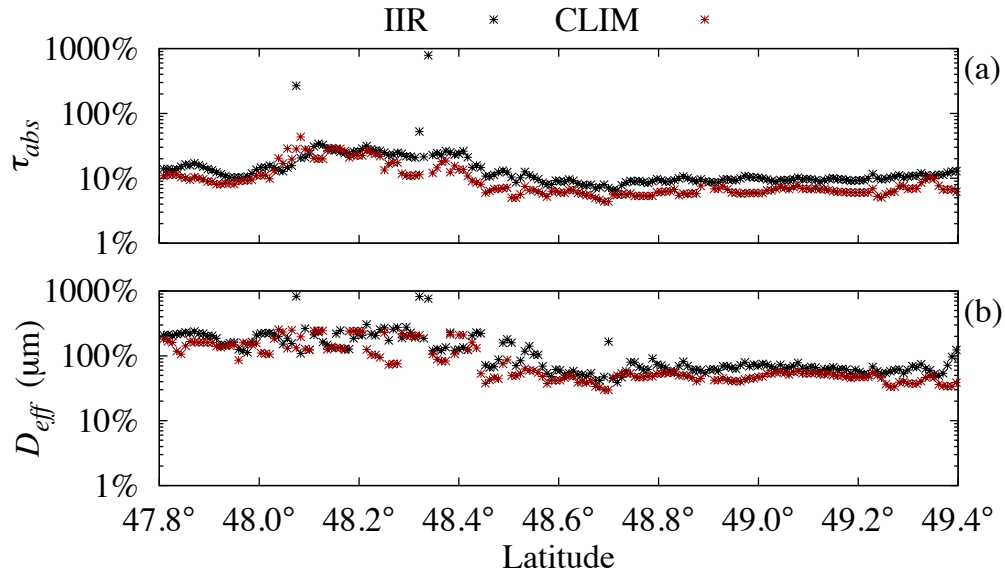


Figure 4.6: Erreurs relatives sur les restitutions de l'épaisseur optique (a) et du diamètre effectif (b) en fonction de la latitude, pour la journée du 16 mai 2007.

4.5a, les valeurs des épaisseurs optiques retrouvées se situent entre 0 et 0.4, ce qui correspond bien au cas d'un cirrus fin attendu pour cette journée d'étude. On remarque que quel que soit l'instrument utilisé, ce paramètre est retrouvé très précisément, puisque l'incertitude relative moyenne qui lui est associée est de l'ordre de 10% (*c.f.* figure 4.6a). Ces incertitudes varient inversement avec la valeur de l'épaisseur optique, et peuvent atteindre 30% lorsque celle-ci est très faible ($\tau_{abs} \simeq 0.05$ entre 48.1° et 48.4°). Les inversions sont en revanche bien moins précises pour le diamètre effectif. On remarque en effet que les restitutions de ceux-ci sont associées à de très larges incertitudes dans la première moitié du parcours, où l'épaisseur optique du cirrus est la plus faible. Cependant il faut également considérer la taille importante retrouvée pour les cristaux situés dans cette zone, qui peut également être la cause de fortes incertitudes comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent. La seconde moitié du parcours montre une restitution beaucoup plus précise du diamètre effectif, avec des valeurs comprises entre 20 et 40 μm environ. On peut voir sur la figure 4.6b que les incertitudes relatives dans cette zone varient entre 40 et 70%. On retrouve bien ici les résultats attendus à partir de l'étude *a priori* effectuée dans le paragraphe 4.4.2. Par exemple, entre les latitudes 48.6° et 49.4°, la valeur du diamètre effectif moyen retrouvé est d'environ 30 μm , pour un nuage possédant une épaisseur optique d'absorption moyenne d'environ 0.25. A partir de la formule 4.29 et de la valeur correspondante de l'albédo de diffusion simple à 12 μm pour des *Solid-Column* (observable

sur la figure 4.4), il est possible d'en déduire une valeur d'environ 0.5 pour l'épaisseur optique d'extinction. En reportant ces valeurs moyennes sur la figure 4.3, on retrouve bien une erreur relative attendue d'environ 50% pour le diamètre effectif, et d'environ 10% pour l'épaisseur optique, ce qui est tout à fait en accord avec les résultats présentés sur les figures 4.6a-b.

Les comparaisons entre les résultats des inversions effectuées séparément à partir des mesures CLIMAT-AV et IIR sont également très bonnes. En effet, on observe sur les figures 4.5a-b que les valeurs moyennes retrouvées à partir des inversions utilisant les mesures respectives des deux radiomètres sont extrêmement similaires. Ce résultat conforte ainsi la validation effectuée dans le chapitre 3. On remarque également sur les figures 4.6a-b que les inversions effectuées par CLIMAT-AV sont un peu plus précises que celles de IIR, ce qui est attendu du fait de la meilleure incertitude instrumentale du radiomètre aéroporté.

La méthode d'estimation optimale possède également l'avantage de pouvoir pousser plus loin l'analyse des résultats en quantifiant la fiabilité de ceux-ci. Il est précisé dans le paragraphe 4.2.3 que la meilleure estimation du vecteur d'état *a posteriori* (dont les composantes sont exposées ici) est obtenue lorsque la valeur de la fonction coût est la plus basse possible. On rappelle que dans le cas où de fortes incertitudes sont associées à notre connaissance *a priori* du vecteur d'état, alors la fonction coût est minimisée lorsque le modèle direct et le vecteur mesure sont assez proches, compte tenu des incertitudes qui leur sont associées. Marks and Rodgers [1993] précisent que cette fonction coût peut s'apparenter à un test du χ^2 et que les inversions peuvent être considérées comme fiables lorsque la valeur de ϕ est inférieure à la dimension du vecteur mesure. La valeur de cette fonction coût en fin d'itérations permet ainsi d'obtenir une indication quant à la qualité des inversions, en nous indiquant si les paramètres retrouvés permettent une convergence acceptable entre le modèle direct et la mesure. On observe sur la figure 4.5c que les valeurs de la fonction coût retrouvées pour cette étude sont situées bien en dessous de la dimension du vecteur mesure (indiquée par un trait rouge discontinu) le long de la quasi totalité du parcours. Il est tout de même possible d'observer une légère augmentation de la valeur de la fonction coût obtenue à partir des mesures CLIMAT-AV entre 48.0° et 48.4°. Ceci provient certainement des mauvaises valeurs du diamètre effectif restitués dans cette zone, faute de sensibilité, comme l'atteste la figure 4.5b. La figure 4.5c montre néanmoins que les valeurs de diamètres effectifs et d'épaisseurs optiques retrouvées permettent, à l'aide du modèle direct, d'expliquer globalement la mesure dans la limite des incertitudes instrumentales et du modèle direct. Les figures 4.7a-f appuient

cette conclusion en montrant les valeurs simulées par le modèle direct en fonction des mesures de CLIMAT-AV (figures 4.7a-c pour les canaux C08, C10 et C12 respectivement) et de IIR (figures 4.7d-f). On y observe bien une très bonne convergence globale entre les simulations et les mesures pour les deux instruments.

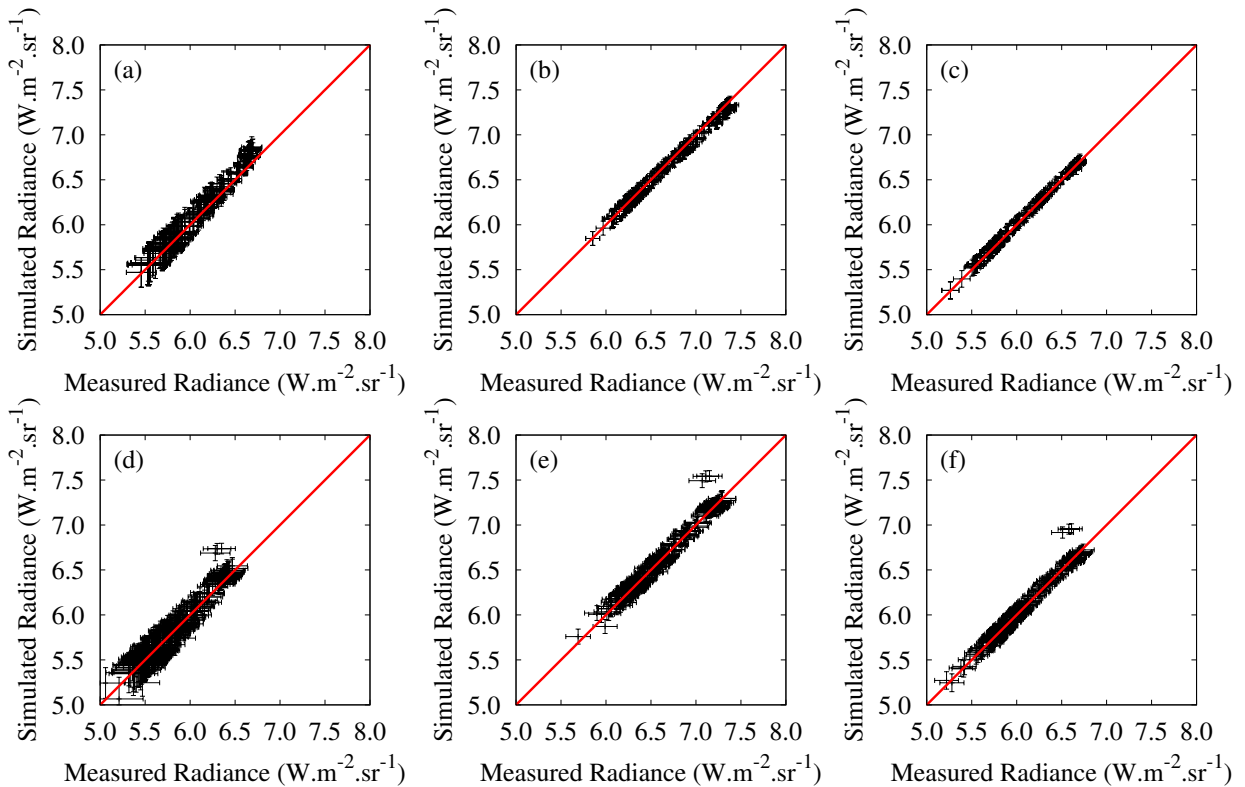


Figure 4.7: Comparaison entre les simulations du modèle direct après convergence et les mesures instrumentales, pour les canaux C08 (a), C10 (b) et C12 (c) de CLIMAT-AV, et de IIR (d-f).

La seule analyse de la fonction coût ϕ ne permet cependant pas d'obtenir un diagnostic complet de la bonne fiabilité des restitutions. Il est en effet tout à fait possible d'obtenir une faible fonction coût si les matrices de variance-covariance sont grandes (c'est à dire pour des incertitudes importantes), ou si la sensibilité des paramètres du vecteur d'état aux mesures est faible. Il apparaît donc nécessaire, afin d'obtenir une vision complète de la qualité des inversions, d'effectuer une étude de contenu en information. Celle-ci est cette fois réalisée *a posteriori*, c'est à dire lorsque l'algorithme a convergé. La figure 4.5d montre le résultat de cette analyse pour le parcours du 16 mai 2007. On y remarque, comme il pouvait être attendu, un contenu en information élevé associé aux restitutions de l'épaisseur optique. En ce qui

concerne le diamètre effectif, le contenu en information est cependant beaucoup plus faible. On observe que ses valeurs sont mêmes situées en dessous de la limite du bruit (indiquée par un trait rouge discontinu) sur certaines portions, ce qui indique que la valeur du diamètre effectif retrouvée est loin d'être fiable. Cette analyse de contenu en information *a posteriori* permet parfaitement d'expliquer les incertitudes retrouvées sur les figures 4.5a-b, qui augmentent lorsque H est proche de sa limite et donc quand la mesure n'apporte pas assez d'information.

4.5.1.b Impact du choix de modèle de cristal

Le choix de ne pas tenter de retrouver la forme des cristaux de glace dans cette étude est basé sur le fait que, comme expliqué dans le paragraphe 4.3.4, la sensibilité de IIR à ce paramètre est bien moindre que sa sensibilité à l'épaisseur optique des cirrus et à la taille des particules qui les composent. De plus, la non-continuité de ce paramètre le rend très difficile à intégrer dans un schéma d'estimation optimale. Il reste toutefois intéressant, dans le but de conforter ce choix, de vérifier sur un cas d'étude précis le degré de sensibilité des mesures à la forme des cristaux.

Pour cela, une inversion similaire à celle présentée précédemment est menée, en remplaçant la forme de colonne pleine par des plaquettes hexagonales (*plate*). Les résultats d'une telle inversion sont présentés sur les figure 4.8a-e de la même manière que dans l'étude précédente. On y remarque tout de suite que les épaisseurs optiques restituées sont quasiment identiques à celles retrouvées en utilisant des cristaux de type *Solid Column*. Les inversions des diamètres effectifs laissent cependant apparaître des cristaux plus larges que ceux retrouvés précédemment, avec des incertitudes également plus larges. Il est toutefois difficile à partir de ces comparaisons de déterminer quelle est la meilleure configuration de forme de cristaux. Afin d'en avoir une idée, la fonction coût semble être un bon indicateur. En effet, on peut stipuler que la forme qui donnerait en moyenne une fonction coût plus faible serait la mieux adaptée pour représenter le cirrus étudié. Cependant, on remarque en comparant les figures 4.5c et 4.8c que celles-ci restent toutes les deux bien en dessous de la limite "acceptable" (représentée par la ligne rouge discontinue) dans la zone d'intérêt située entre 48.6° et 49.4° de latitude. Les colonnes hexagonales permettent toutefois d'obtenir des simulations légèrement plus proches des mesures que les plaquettes, ce qui indique un bon choix de la part de l'algorithme opérationnel de IIR. Ces résultats nous confortent donc dans notre choix de

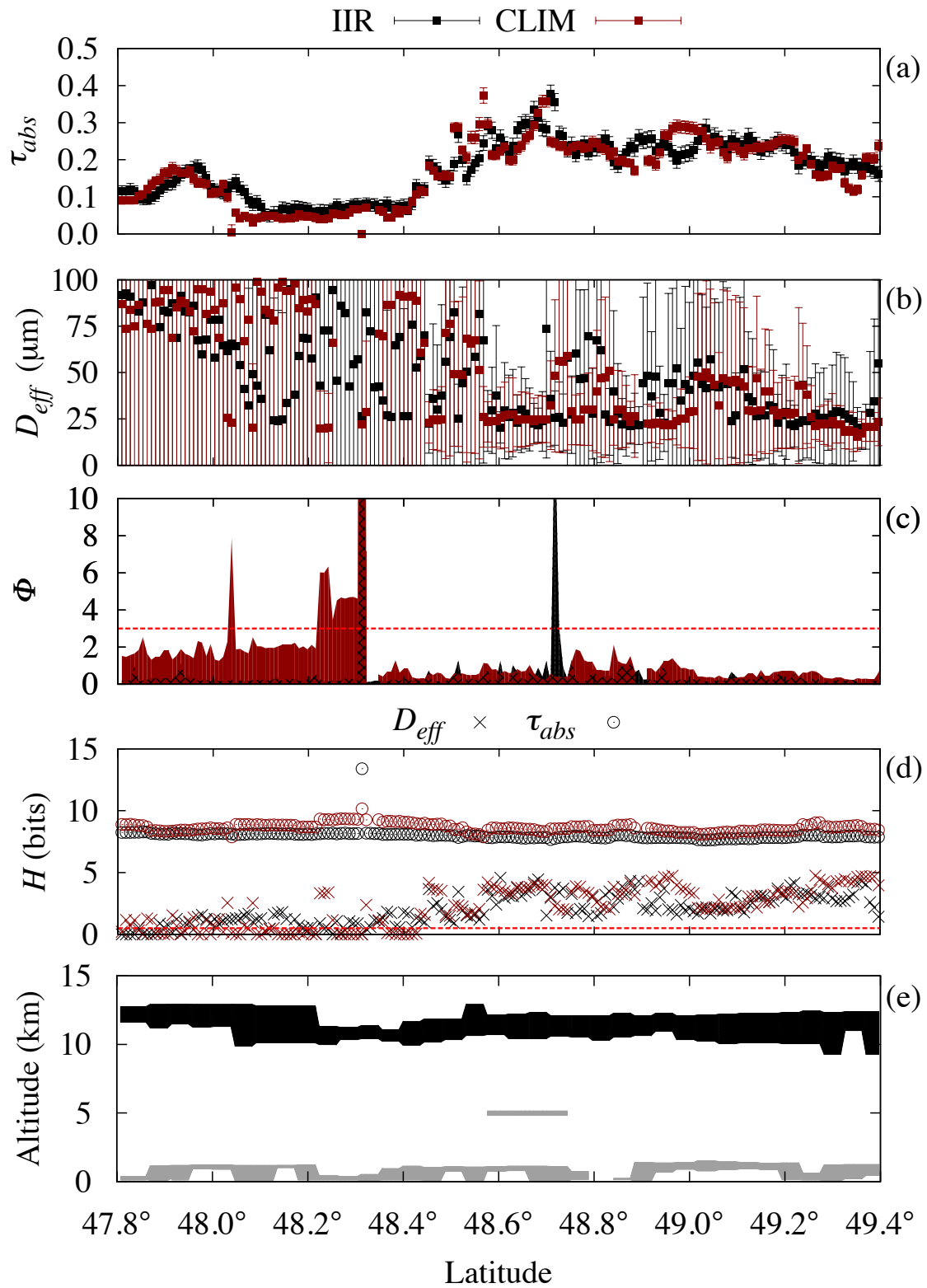


Figure 4.8: Similaire à la figure 4.5, mais avec utilisation de plaquettes hexagonales à la place de colonnes pleines comme forme de cristaux pour effectuer les inversions.

ne pas essayer de retrouver la forme des cristaux puisque la sensibilité ne semble pas assez grande, mais aussi dans le fait que IIR semble bien restituer la forme réduisant le plus la fonction coût.

4.5.2 CIRCLE-2 : 25 mai 2007

De la même manière que pour la journée CIRCLE-2 du 16 mai 2007, les résultats des inversions correspondants au 25 mai 2007 sont présentés sur les figures 4.9a-e. Ces inversions ont également été effectuées en utilisant des cristaux de forme colonne hexagonale, comme majoritairement indiqué par IIR durant cette journée. On y observe que l'épaisseur optique est assez variable le long du parcours, avec quelques pics entre 0.5 et 2, mais que celle-ci reste malgré tout globalement très faible. La figure 4.10a, qui montre les erreurs relatives sur ce paramètre, laisse apparaître comme dans le cas précédent que les erreurs varient inversement avec la valeur de l'épaisseur optique. Il semble toutefois qu'entre 46.0° et 47.0° de latitudes les incertitudes augmentent énormément, alors que la valeur de l'épaisseur optique correspondante ne le justifie pas. Cette zone coïncide cependant avec la présence de nuages d'eau liquide situés dans la moyenne troposphère, qui semblent donc altérer très fortement la qualité des inversions. Ces nuages sont assez épais puisque les produits CALIOP nous indiquent une épaisseur optique visible située entre 2 et 4.5, ce qui implique une probable extinction du signal lidar et donc une erreur conséquente sur ce paramètre qui a dû se propager sur les inversions. La figure 4.9d montre en effet une très forte chute du contenu en information sur l'épaisseur optique dans cette zone, qui peut être expliquée par une importante augmentation des erreurs associées aux paramètres non-inversés. Nous reviendrons sur ces affirmations en fin de chapitre lors d'une analyse plus poussée de l'impact de chaque paramètre non-inversé du modèle direct sur les erreurs totales.

Les inversions du diamètre effectif sont exposées sur la figure 4.9b. On y remarque des incertitudes élevées sur l'ensemble du parcours, puisque les épaisseurs optiques y sont très faibles, que les diamètres effectifs retrouvés y sont au contraire assez élevés. La figure 4.9d montre en effet que l'information sur la taille effective des cristaux est très souvent située en dessous du bruit tout au long du parcours. Cette observation est particulièrement vraie en présence de nuages d'eau liquide dans la moyenne troposphère. Il existe tout de même quelques zones où ces incertitudes diminuent grâce à une augmentation de l'épaisseur optique

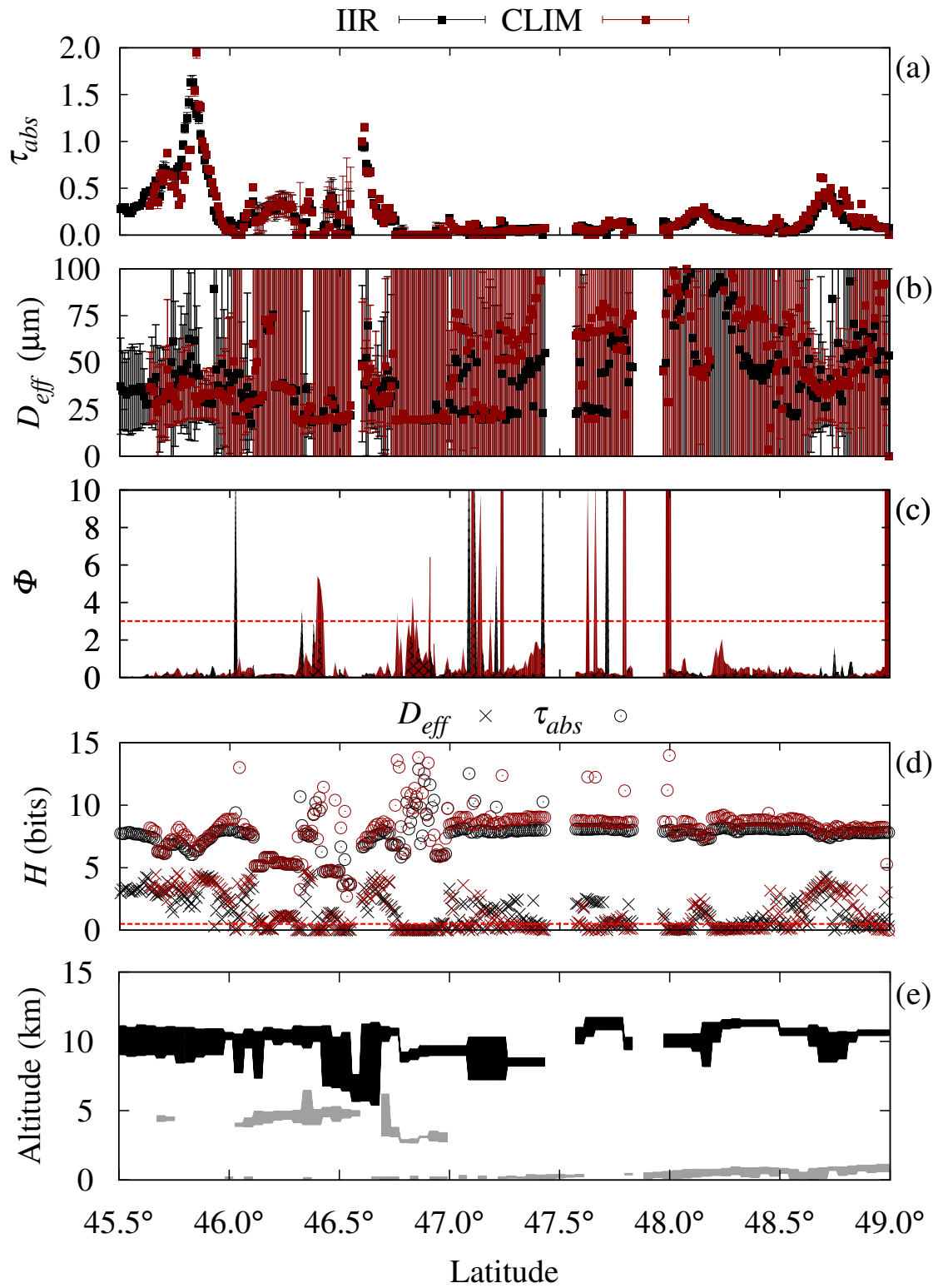


Figure 4.9: Similaire à la figure 4.5, pour la journée du 25 mai 2007.

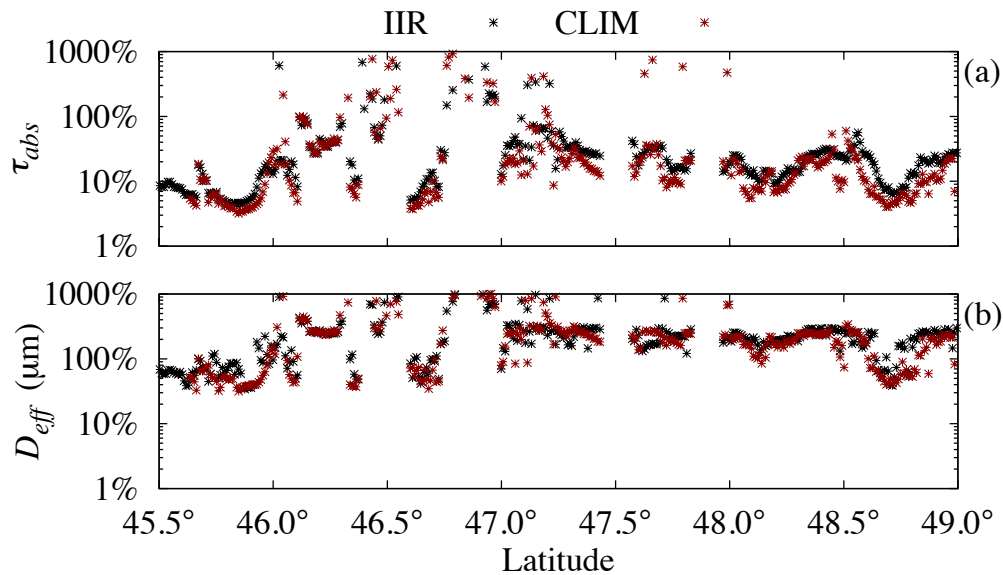


Figure 4.10: Erreurs relatives sur les restitutions de l'épaisseur optique (a) et du diamètre effectif (b) pour la journée du 25 mai 2007.

(comme par exemple entre 45.6° et 46.0° de latitudes). Dans ces zones, le diamètre effectif moyen retrouvé est situé entre $20 \mu\text{m}$ et $30 \mu\text{m}$, avec des erreurs associées d'environ 30 à 70 % (*c.f.* figure 4.10b), comme lors du 16 mai 2007.

De manière globale, la figure 4.9c montre que les valeurs des paramètres restitués sont globalement fiables sur l'ensemble du parcours, compte tenu des incertitudes qui leur sont associées. Les comparaisons entre les inversions effectuées respectivement à partir des mesures des instruments CLIMAT-AV et IIR sont également très bonnes. Les épaisseurs optiques retrouvées sont en effet très proches tout au long du parcours. Cependant, à cause des fortes incertitudes, le même constat est difficile à effectuer pour les inversions du diamètre effectif, mais les résultats sont tout de même parfaitement cohérents, en particulier dans les zones où les paramètres sont retrouvés avec des incertitudes plus faibles.

4.5.3 Biscay '08 : 18 octobre 2008

Nous avons vu dans le paragraphe 2.4.3 que le cas du 18 octobre 2008 se détache des journées d'étude CIRCLE-2 de part la présence d'une zone parfaitement claire, mais aussi d'une zone possédant un cirrus très épais entre 40° et 41.7° de latitude. Ces observations sont bien

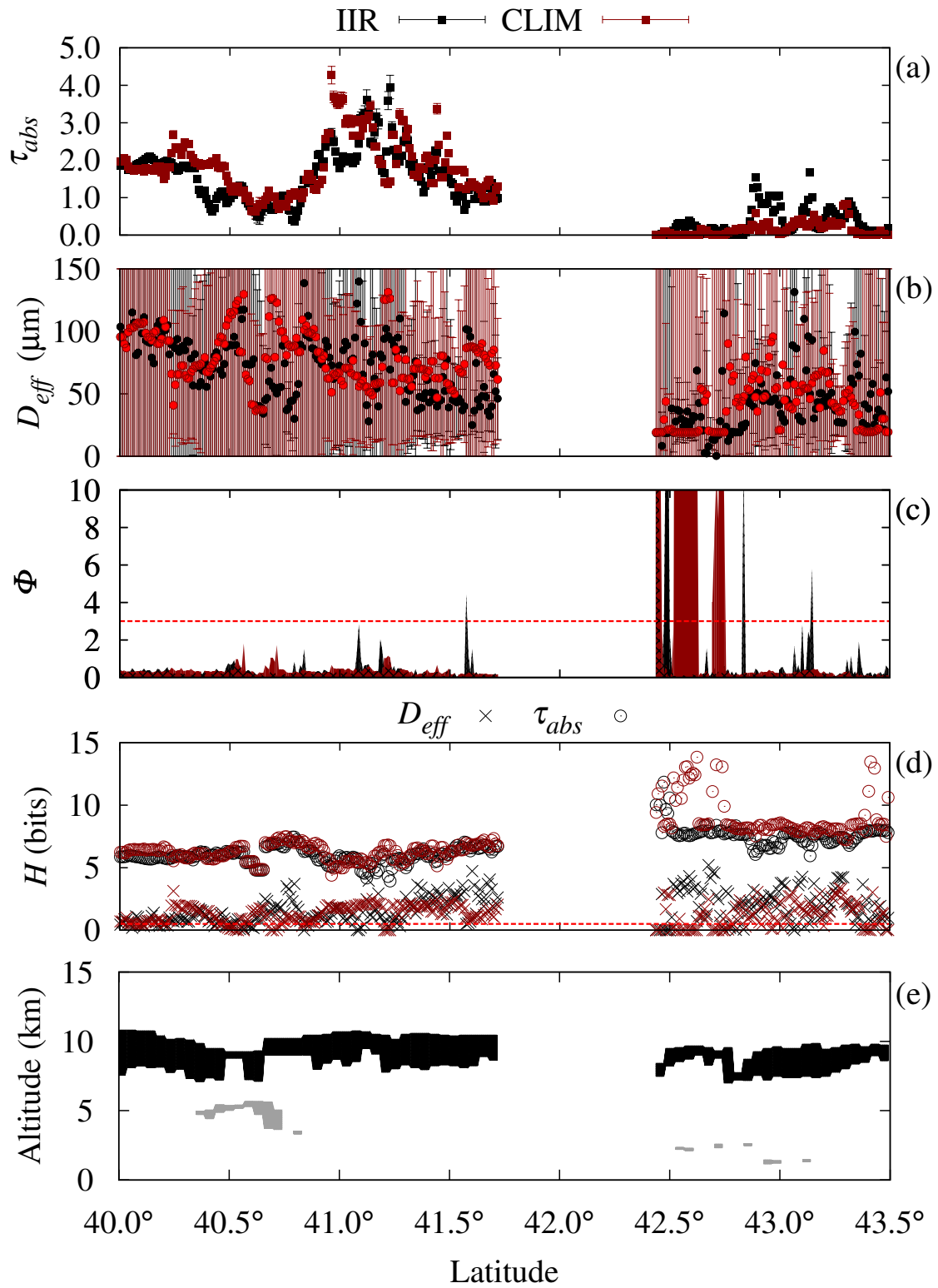


Figure 4.11: Similaire à la figure 4.5, pour la journée du 18 octobre 2008.

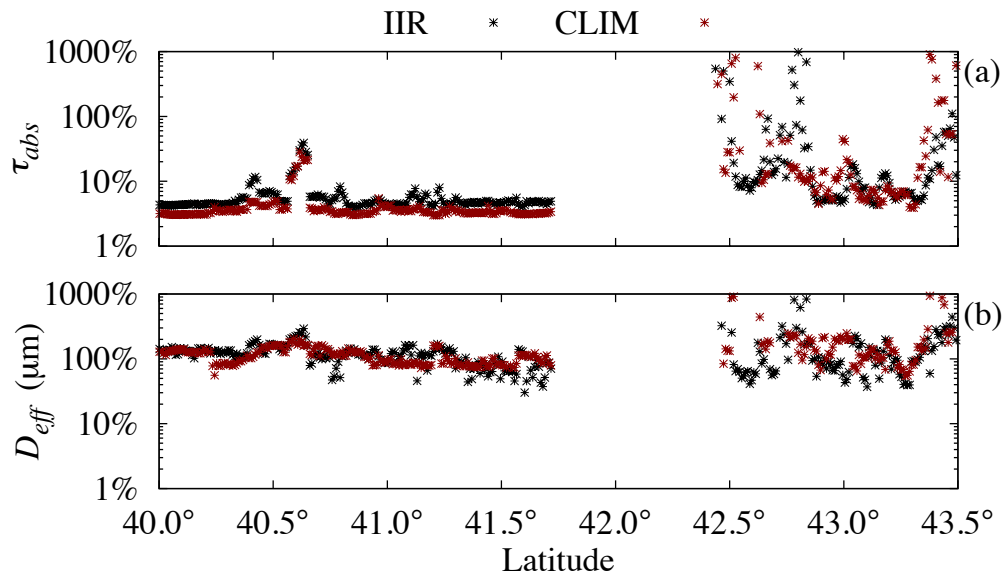


Figure 4.12: Erreurs relatives sur les restitutions de l'épaisseur optique (a) et du diamètre effectif (b) pour la journée du 25 mai 2007.

retrouvées sur la figure 4.11a qui montre une épaisseur optique d'absorption dans cette zone variant entre 1 et 5. La figure 4.12a pointe également une très bonne qualité des inversions, avec une incertitude très souvent meilleur que 5% sur ce paramètre. Le nuage d'eau liquide présent entre 40.3° et 40.9° semble avoir moins d'impact sur les restitutions que lors du 25 mai 2007. Ceci s'explique d'une part par une plus forte valeur de l'épaisseur optique du nuage de glace dans cette zone, qui diminue ainsi considérablement la sensibilité des mesures aux nuages sous-jacents, mais également du fait de la plus faible épaisseur optique du nuage liquide lui même (inférieure à 1.0). La seconde zone présentant un cirrus, située entre 42.4° et 43.5°, laisse apparaître une épaisseur optique beaucoup plus faible, très comparable à celles observées durant les deux journées de la campagne CIRCLE-2. La forte augmentation des incertitudes relatives observées sur la figure 4.12a pour cette zone est causée par des valeurs d'épaisseur optique extrêmement faibles, approchant zéro.

Les inversions du diamètre effectif sont, comme dans le cas d'étude du 25 mai 2007, associées à de fortes incertitudes. La figure 4.11b montre en effet que, bien que les épaisseurs optiques soient fortes sur une grande partie du parcours, les diamètres effectifs retrouvés sont également élevés, ce qui mène par conséquent à des incertitudes relatives proches de 100% (*c.f.* figure 4.12b). Ces résultats sont encore une fois tout à fait en accord avec les prévisions

de l'étude de contenu en information théorique présentée sur la figure 4.3. L'étude de contenu en information *a posteriori*, présentée sur la figure 4.11d, montre bien une faible sensibilité des mesures au diamètre effectif, qui est parfois située sous la limite du bruit.

Dans l'ensemble, les valeurs de la fonction coût laissent tout de même penser que nos restitutions sont fiables pour cette journée d'étude. Les comparaisons entre les résultats obtenus à partir des mesures de CLIMAT-AV et ceux retrouvés en utilisant les mesures de IIR sont globalement très proches pour l'épaisseur optique. De légères déviations apparaissent mais semblent tout à fait acceptables compte tenu des différences attendues entre les observations des deux instruments, comme discuté dans le paragraphe 3.3. La comparaison des diamètres effectifs est plus difficile à cause des fortes incertitudes qui leurs sont associées, mais les valeurs moyennes retrouvées sont globalement assez proches.

4.6 Comparaisons aux mesures *in situ*

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2, la campagne CIRCLE-2 a également fait l'objet d'un grand nombre de mesures *in situ* de propriétés microphysiques et optiques de cirrus. Ces mesures ont été effectuées par le Falcon-20 du DLR (appelé GF20), qui a volé à l'intérieur même du nuage tout en restant en bonne synchronisation sous le FF20. Le GF20 a embarqué divers instruments tels qu'un néphélomètre polaire, une sonde FSSP-300, ou encore un imageur CPI. Les caractéristiques techniques de tous ces instruments peuvent être trouvées dans le paragraphe 2.3.2. Nous souhaitons préciser que l'ensemble des données *in situ* provenant de ces instruments nous ont été fournies par le LaMP, où elles ont été traitées en suivant les méthodes décrites par Gayet et al. [2006] de manière à en extraire des propriétés comparables à nos inversions.

Dans ce paragraphe, nous souhaitons donc confronter les résultats de nos inversions avec les restitutions de propriétés optiques et microphysiques issues du traitement des données *in situ*, qui sont ici des coefficients d'extinction volumique visible et des diamètres effectifs. Les coefficients d'extinction volumique sont obtenus à partir d'un traitement des fonctions de phase mesurées par le néphélomètre polaire, avec une précision de l'ordre de 25% [Gayet et al., 2002]. Les diamètres effectifs ne sont toutefois pas directement mesurés mais sont déduits d'un calcul nécessitant la connaissance des coefficients d'extinction et de contenus en glace

(voir ci-après). Ces contenus en glace peuvent être obtenus à partir des mesures du FSSP-300 avec une précision estimée entre 75% et 100% [Gayet et al., 2002], ainsi qu'à partir du CPI avec une précision de 60% [Lawson and Baker, 2006]. Ces deux instruments sont toutefois complémentaires, puisque le premier mesure des particules ayant une taille comprise entre 3 μm et 21 μm , alors que le second est sensible aux particules dont la taille est supérieure à au moins 10 μm (*c.f.* paragraphe 2.3.2). Une combinaison des contenus en glace obtenus à partir de ces deux instruments est donc considérée pour représenter la microphysique du nuage. Enfin, le diamètre effectif des cristaux de glace est calculé à partir de ces deux paramètres comme suit :

$$D_{\text{eff}} = A \frac{IWC}{\sigma_{\text{ext}}}, \quad (4.30)$$

où IWC représente le contenu en glace (en g.m^{-3}), σ_{ext} est le coefficient d'extinction visible (en km^{-1}) et $A = 3000 \text{ mm}^3.\text{g}^{-1}$ [Gayet et al., 2006]. Le diamètre effectif est alors exprimé en μm . Les incertitudes sur le diamètre effectif sont ensuite calculées à partir d'une étude de sensibilité basée sur l'équation 4.30.

Dans le but de comparer les mêmes propriétés, un coefficient d'extinction volumique moyen à 12 μm est calculé à partir de nos inversions, en divisant l'épaisseur optique d'extinction retrouvée par notre algorithme par l'étendue verticale du nuage. Celui-ci est ensuite transformé en coefficient d'extinction volumique visible en utilisant les propriétés optiques des cristaux de cirrus pour une forme donnée (qui sera précisée par la suite). Afin que les résultats soient les plus comparables possibles, nous n'utilisons dans la suite de ce paragraphe que les inversions obtenues à partir des mesures de CLIMAT-AV, ce qui permettra une meilleure synchronisation avec le GF20. Il faut toutefois se rappeler que les mesures de CLIMAT-AV ont subies certaines modifications dans le but de devenir comparables avec celles de IIR (telles qu'une correction sur les latitudes, suivie d'une moyenne glissante, voir paragraphe 3.3). Des modifications identiques sont donc appliquées aux données du GF20 de manière à assurer de bonnes comparaisons entre nos inversions et les observations *in situ*. Nous nous sommes également assurés de la très bonne synchronisation entre le FF20 et le GF20 le long des zones étudiées.

Les résultats des comparaisons sont maintenant présentés pour les deux journées d'études de CIRCLE-2. Il faut préciser que les coefficients d'extinction obtenus durant cette campagne ont déjà fait l'objet d'analyses poussées par Mioche et al. [2010] dans le but d'effectuer une

validation *in situ* des mesures de CALIOP. Nous nous baserons donc ici sur certaines de leurs observations, tout en prenant soin de ne pas renouveler les mêmes analyses.

4.6.1 Mesures *in situ* lors du 16 mai 2007

Lors de la journée du 16 mai 2007, Mioche et al. [2010] montrent que les analyses du CPI indiquent une présence majoritaire de cristaux ayant une forme de type plaquette hexagonale (*Plate*). Le fait que cette forme soit observée par l'instrumentation *in situ* alors que les données radiométriques indiquent une présence plus probable de colonnes pleines (*c.f.* paragraphe 4.5.1.b) pourrait par exemple être expliqué par une orientation privilégiée des cristaux dans le nuage, bien observée par Mioche et al. [2010]. Dans tous les cas, nous ferons dans ce paragraphe confiance à la forme retrouvée par le CPI de manière à effectuer des comparaisons dans les meilleures conditions possibles.

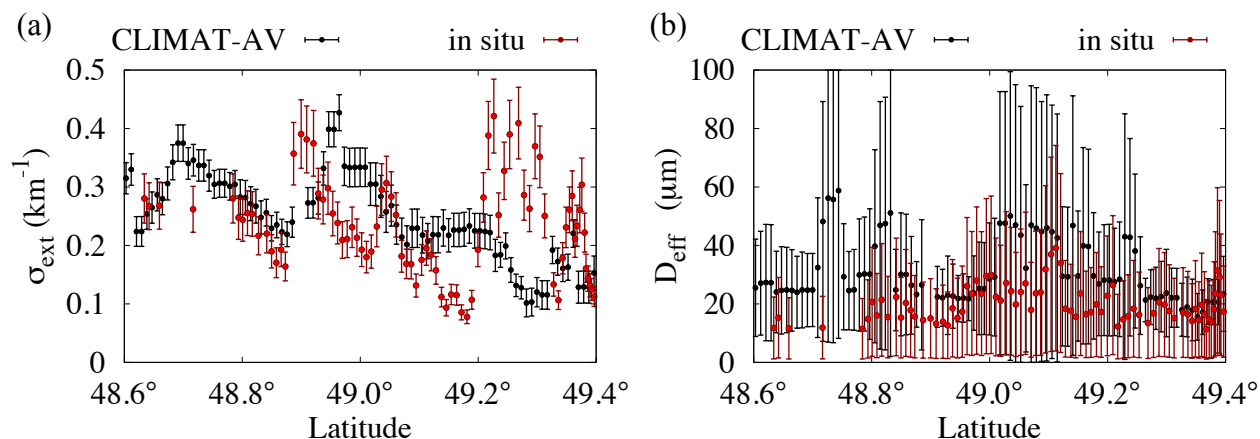


Figure 4.13: Comparaisons en fonction de la latitude des coefficients d'extinction volumique (a) et des diamètres effectifs (b) résultants de nos inversions (en noir) et des données *in situ* (en rouge) pour la journée du 16 mai 2007

La figure 4.13a montre la comparaison des coefficients d'extinctions retrouvés par notre algorithme en utilisant les mesures de CLIMAT-AV (en noir) et par le néphélomètre polaire (en rouge), entre 48.6° et 49.4° de latitude (ce qui correspond au cirrus le plus homogène de cette journée). On observe de bonnes similitudes, puisque les coefficients d'extinction sont bien retrouvés dans le même ordre de grandeur (entre 0.1 et 0.4 km⁻¹). Un pic semble cependant apparaître autour de 49.3° de latitude dans les mesures du néphélomètre, alors

que celui-ci est absent dans nos restitutions. Les comparaisons de diamètres effectifs sont présentées de la même façon sur la figure 4.13b, où on observe une bonne cohérence générale en tenant compte des incertitudes sur les produits. Les diamètres effectifs obtenus à partir de notre méthode d'inversion sont toutefois globalement plus élevés que ceux restitués par *in situ*. Afin de mieux comprendre ces différences, il faut tenir compte du fait que l'avion effectue des mesures ponctuelles dans le nuage, alors que les mesures radiométriques sont plus sensibles à des propriétés verticalement intégrées dans celui-ci. La figure 4.14 montre en effet

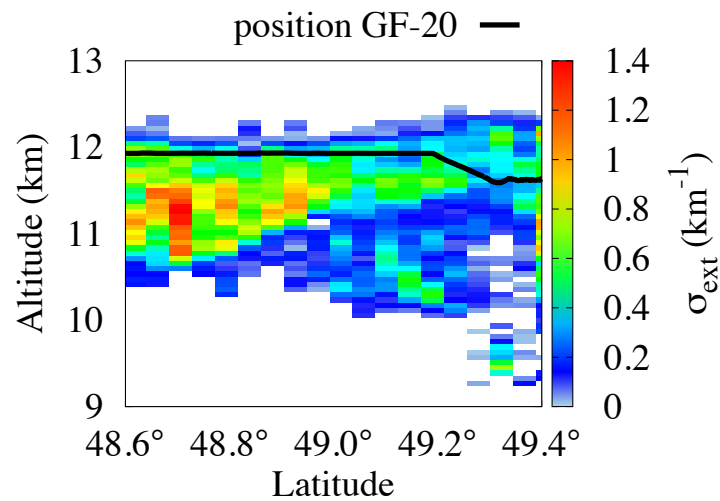


Figure 4.14: Coefficients d'extinction volumique par couches nuageuses retrouvées pour la journée du 16 mai 2007 par le lidar CALIOP dans ses produits à 5 km. Le trait noir continu indique la position de l'avion GF20.

que le vol du GF20 (dont la position est indiquée par un trait noir) s'est déroulé à une altitude correspondant au sommet du cirrus. Celui-ci étant optiquement fin durant cette journée (*c.f.* figure 4.5a), on peut s'attendre à ce que le signal radiométrique soit sensible à l'ensemble de son étendue verticale, et donc que les inversions obtenues à partir de CLIMAT-AV fournissent des diamètres effectifs moyens représentatifs de l'ensemble du nuage. Le même phénomène est également applicable pour le coefficient d'extinction volumique. La taille des cristaux étant plus faible au sommet qu'à la base des nuages de glace (*c.f.* figure 1.3), on pourrait alors s'attendre à ce que les instruments *in situ* indiquent des valeurs plus faibles que nos restitutions. Il ne faut également pas oublier qu'il peut exister des phénomènes de cassures des cristaux au contact des appareils de mesures ou des ailes de l'avion, qui peuvent introduire ce type de biais dans les observations *in situ* [Heymsfield, 2007, Korolev and Isaac, 2005].

La figure 4.14 pourrait également permettre d'expliquer la différence observée sur la figure 4.13a autour de 48.3° de latitude puisque ce moment correspond à un changement d'altitude du GF20 dans le nuage, dans une zone où les coefficients d'extinction semblent ponctuellement plus forts. Les valeurs de coefficients d'extinction retrouvées par l'algorithme opérationnel de CALIOP sont toutefois fournies ici uniquement à but indicatif. Celles-ci ne seront pas comparées à nos restitutions ou aux mesures *in situ* puisque ce travail d'analyse apparaît déjà de manière précise dans l'article de Mioche et al. [2010]. De manière générale, nous pouvons tout de même conclure pour cette journée d'étude à une bonne cohérence générale entre nos inversions et les données *in situ*.

4.6.2 Mesures *in situ* lors du 25 mai 2007

La zone d'étude pour la journée du 25 mai 2007 se limite à un intervalle de latitude où le cirrus est le plus homogène, soit entre 45.6° et 46° (*c.f.* figure 4.9). Cette zone d'étude fût également sélectionnée par Mioche et al. [2010], qui montrent que les observations du CPI y indiquent une dominance de formes *Plate* et *Bullet-Rosette*. Notre algorithme ne nous permettant pas d'utiliser de tels mélanges de cristaux, des inversions ont été réalisées séparément à partir des mesures CLIMAT-AV en considérant des nuages uniquement composés de chacune des deux formes. Cependant, afin de ne pas alourdir ce paragraphe, nous ne présenterons ici que les résultats des inversions utilisant les formes *Plate*, qui sont en meilleur accord avec les observations *in situ*. Nous précisons tout de même que les résultats des inversions en utilisant des cristaux de types *Bullet-Rosette* indiquent des coefficients d'extinction volumique presque identiques, mais des diamètres effectifs plus élevés.

La figure 4.15a montre que les mesures du néphélomètre polaire sont systématiquement en dessous de nos restitutions. Les coefficients d'extinction restent cependant relativement constants entre eux jusqu'à 45.84° de latitude, où les mesures du néphélomètre commencent à diminuer progressivement. Ce phénomène est parfaitement expliqué par le fait que l'avion sort de la couche de cirrus à cet endroit, comme l'indique la figure 4.16. La figure 4.15b montre un bon accord entre les diamètres effectifs, qui restent globalement plus élevés pour nos inversions. Les mêmes raisonnements que ceux présentés pour la journée du 16 mai peuvent être suivis afin d'expliquer ces déviations.

De manière générale, il est possible de conclure que les comparaisons avec les mesures

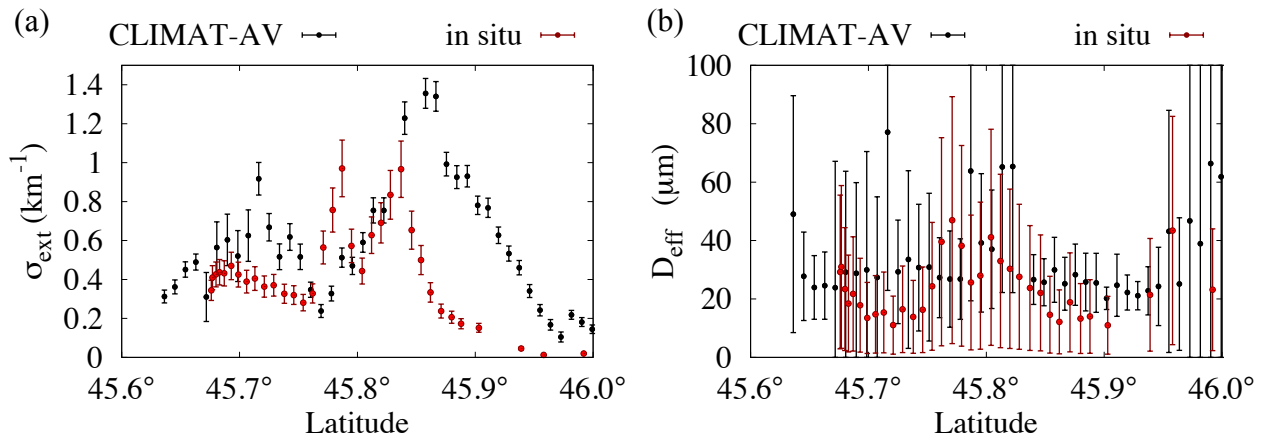


Figure 4.15: Comparaisons en fonction de la latitude coefficients d'extinction volumique (a) et des diamètres effectifs (b) résultants de nos inversions (en noir) et des données *in situ* (en rouge) pour la journée du 25 mai 2007

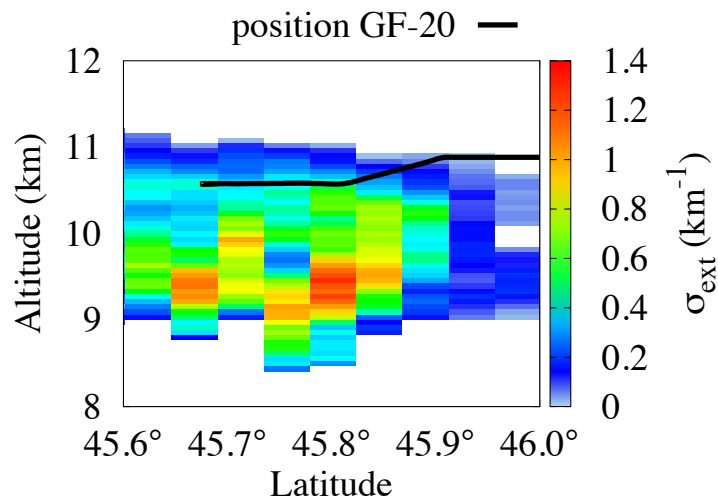


Figure 4.16: Coefficients d'extinction volumique par couches nuageuses retrouvées durant la journée du 25 mai 2007 par le lidar CALIOP dans ses produits à 5 km. Le trait noir continu indique la position de l'avion GF20.

in situ effectuées pour ces deux journées restent encourageantes afin d'estimer la qualité de nos inversions. En effet, malgré les difficultés liées aux comparaisons de produits issus d'instrumentation *in situ* et de télédétection, les coefficients d'extinction volumique et les diamètres effectifs sont bien retrouvés dans les mêmes ordres de grandeurs, et restent en très bon accord compte tenu des incertitudes associées à ces paramètres. Une prochaine étape dans le but de tester la qualité des restitutions de notre algorithme est la comparaison avec

des produits tout à fait différents, qui sont ceux de l'algorithme opérationnel de IIR.

4.7 Comparaisons avec les produits opérationnels de IIR

Ce paragraphe traite de la comparaison des restitutions de notre algorithme avec les valeurs d'épaisseurs optiques et de diamètres effectifs fournies par les produits de niveau 2 de IIR. De telles comparaisons permettent de consolider la performance des deux algorithmes puisque la procédure d'inversion est totalement différente. Une description détaillée du fonctionnement de l'algorithme opérationnel de IIR est donc faite, avant de présenter dans un second temps les résultats de comparaisons. De plus amples informations sur le calcul des propriétés radiatives par l'algorithme de IIR peuvent être trouvées dans un l'article explicatif de Garnier et al. [2012].

4.7.1 Algorithme opérationnel de IIR

4.7.1.a Détermination du profil nuageux

Un paramètre primordial à la configuration d'un algorithme d'inversion de propriétés nuageuses est bien sûr la position des nuages, établie à travers un profilage de l'atmosphère. Il est ici important de décrire en détail la méthode utilisée par l'algorithme opérationnel de IIR puisque celle-ci diverge nettement de la nôtre, et que ces divergences doivent ainsi être parfaitement comprises et identifiées dans le but de comparer les résultats. Cet algorithme traite virtuellement deux couches nuageuses, appelées *couche supérieure* et *couche inférieure*, qui sont classées en fonction de leurs altitudes et de leurs opacités respectives. Comme dans notre méthode, les produits de CALIOP sont utilisés afin d'obtenir une information sur la position des couches, en ne sélectionnant que celles qui sont détectées en moyennant les données lidar sur 5 km et 20 km [Vaughan et al., 2009]. La position de chacune des couches dans l'algorithme opérationnel est ensuite caractérisée par l'altitude de son sommet et de sa base, mais aussi par une altitude dite centroïde. Celle-ci correspond à une altitude moyenne obtenue par pondération de l'intensité du signal de rétrodiffusion lidar à 532 nm [Vaughan et al., 2005]. L'opacité de la couche est également fournie par les données CALIOP, relativement à l'extinction de son signal à la même longueur d'onde. L'algorithme IIR différencie

ces deux couches par rapport à leurs opacités. Ainsi la couche supérieure (dont les propriétés sont inversées) doit toujours être semi-transparente, alors que la couche inférieure doit être parfaitement opaque. Trois cas de figures sont alors possibles :

- Si aucune couche opaque n'est trouvée alors l'ensemble des couches semi-transparentes présentes dans la colonne atmosphérique est utilisé pour former la couche supérieure. La position du sommet et de la base de celle-ci correspondent respectivement au sommet de la couche la plus haute et à la base de la couche la plus basse. L'altitude centroïde de la couche supérieure est déterminée par pondération de l'intensité du signal lidar sur l'ensemble des couches considérées, et celle-ci doit en générale être supérieur à 7 km pour la couche supérieure.
- Dans le cas de la présence d'un nuage opaque en dessous de nuages semi-transparentes, ce premier est sélectionné pour composer la couche inférieure, alors que les nuages semi-transparentes forment eux la couche supérieure comme expliqué dans le point précédent.
- S'il existe uniquement un nuage opaque dans la colonne atmosphérique, alors celui-ci est traité comme un nuage semi-transparent, et est par conséquent positionné dans la couche supérieure.

Toutes les informations (*e.g.* altitudes centroïde, opacités, nombres de couches utilisées) nécessaires à la description des couches utilisées pour la formation du profil nuageux IIR peuvent être trouvées dans une classification fournie dans les produits de cet instrument. Il est important de comprendre que les termes de couche *supérieure* et *inférieure* ne sont pas synonymes de couche de nuage de glace et couche de nuage d'eau liquide. La distinction s'établit entièrement en fonction de l'opacité et de l'altitude des couches. Ainsi tout nuage semi-transparent est traité comme pouvant appartenir à la couche haute, dont les propriétés sont restituées.

4.7.1.b Calcul de l'épaisseur optique d'absorption

Une fois le profil nuageux posé, une émissivité effective ϵ_{eff} est calculée pour la couche supérieure [Allen, 1971]. Celle émissivité est obtenue, pour une longueur d'onde λ , de la manière suivante :

$$\epsilon_{\text{eff},\lambda} = \frac{L_{\lambda} - L_{\lambda,BG}}{L_{\text{CN},\lambda}(T_c, Z_c) - L_{\lambda,BG}} \quad (4.31)$$

où L_λ est la luminance montante mesurée dans le canal IIR correspondant à la longueur d'onde centrale λ , et $L_{\lambda,BG}$ est la luminance montante qui serait mesurée dans ce canal en l'absence de la couche nuageuse supérieure. Cette dernière correspond donc à une mesure directe de la couche nuageuse inférieure ou du sol. Le terme $L_{CN,\lambda}(T_c, Z_c)$ représente la luminance émise par un corps noir à la température dite centroïde T_c , et dans les canaux de IIR. Celle-ci est interpolée à partir d'une connaissance de la température de l'atmosphère à l'altitude centroïde Z_c (indiquée par CALIOP), fournie par les analyses du modèle GOES-5 [Rienecker et al., 2008].

La luminance $L_{\lambda,BG}$, dite *de référence*, est de préférence issue de mesures IIR. Ces mesures doivent toutefois être effectuées dans une zone de 100 km autour du pixel étudié, et dans une atmosphère comparable (possédant un profil de température similaire à 1K près). En cas de présence d'un nuage opaque, une divergence de 100 m est tolérée sur la position de la base et du sommet du nuage. En absence de zone comparable, les luminances sont calculées à partir du code de transfert radiatif FASRAD [Dubuisson et al., 2005]. Celui-ci est configuré de manière identique au code FASDOM présenté dans le paragraphe 3.5.1 et dans l'Annexe A, au détail près qu'il ne prend pas en compte les phénomènes de diffusion afin de faire gagner un temps précieux à l'algorithme opérationnel. L'ensemble des profils atmosphériques utilisés par cet algorithme, ainsi que la température de surface, sont issus d'analyses du modèle GOES-5.

Une épaisseur optique effective $\tau_{\text{eff},\lambda}$ est alors déduite de l'émissivité effective à la longueur d'onde λ de la couche en suivant la formule présentée dans l'équation 4.32.

$$\tau_{\text{eff},\lambda} = -\ln(1 - \epsilon_{\text{eff},\lambda}) \quad (4.32)$$

Garnier et al. [2012] montrent que cette épaisseur optique effective est tout à fait comparable à une épaisseur optique d'absorption τ_{abs} , avec un écart maximum de $\pm 10\%$ pour une valeur de τ_{abs} de 0.1 et $\pm 15\%$ pour une valeur de 3.0.

L'incertitude attribuée à $\tau_{\text{eff},\lambda}$ est issue d'un calcul de sensibilité effectué sur chacun des éléments composant $\epsilon_{\text{eff},\lambda}$ dans l'équation 4.31. Pour de plus amples détails concernant le calcul des incertitudes, le lecteur pourra se référer à l'article de Garnier et al. [2012].

4.7.1.c Calcul du diamètre effectif

L'algorithme opérationnel de IIR utilise les modèles de formes de cristaux purs développés par Yang et al. [2005], en imposant une distribution mono-disperse. Plus de détails sur ces formes et sur cette distribution sont donnés dans le paragraphe 4.3.4. Des tables d'émissivités sont calculées en fonction du diamètre effectif pour les formes *Plate*, *Aggregate* et *Solid Column*, à l'aide du code FASDOM.

La forme et la taille effective des cristaux de glace qui composent la couche nuageuse supérieure sont retrouvées en utilisant le rapport entre deux émissivités effectives calculées à des longueurs d'ondes différentes [Parol et al., 1991]. Ce rapport d'émissivité étant fortement dépendant des propriétés microphysiques de la couche, une simple méthode d'interpolation permet de remonter à celles-ci, et particulièrement à la valeur du diamètre effectif. Les rapports entre les émissivités retrouvées dans les canaux C10 et C08, et entre les canaux C12 et C08 sont alors utilisés. Ces deux rapports permettent alors d'estimer, grâce aux tables préalablement calculées par FASDOM, deux valeurs de diamètres effectifs notées $D_{\text{eff}}(C10, C08)$ et $D_{\text{eff}}(C12, C08)$ pour chacune des formes de cristaux possible. Le diamètre effectif étant intrinsèquement indépendant de la longueur d'onde, il est possible de considérer que la forme permettant de retrouver la meilleure cohésion entre $D_{\text{eff}}(C10, C08)$ et $D_{\text{eff}}(C12, C08)$ soit la plus probable pour représenter le nuage. Cependant, il est nécessaire que l'écart entre ces deux diamètres ne dépasse pas les 30%, auquel cas aucune forme n'est attribuée. Une fois la forme la plus probable déterminée, la meilleure estimation du diamètre effectif est alors calculée comme étant la moyenne des deux estimations, soit

$$D_{\text{eff}} = \frac{D_{\text{eff}}(C10, C08) + D_{\text{eff}}(C12, C08)}{2}, \quad (4.33a)$$

et l'incertitude sur ce paramètre est alors logiquement déduite comme étant

$$\Delta D_{\text{eff}} = \frac{|D_{\text{eff}}(C10, C08) - D_{\text{eff}}(C12, C08)|}{2}. \quad (4.33b)$$

Notons que la valeur de ΔD_{eff} telle que donnée par l'algorithme de IIR doit être inférieure à 100 pour indiquer un bon fonctionnement de la méthode. Toute valeur supérieure ou égale à 100 indique un problème dans la restitution du diamètre effectif, qui ne sera donc pas pris en compte dans cette étude.

4.7.2 Résultat des comparaisons

Les inversions présentées dans le paragraphe 4.5 sont ici comparées avec les produits opérationnels de IIR. Les résultats obtenus pour le cas de la journée du 16 mai 2007 sont présentés sur les figures 4.17a-d. Les figures 4.17c-d représentent respectivement les profils nuageux

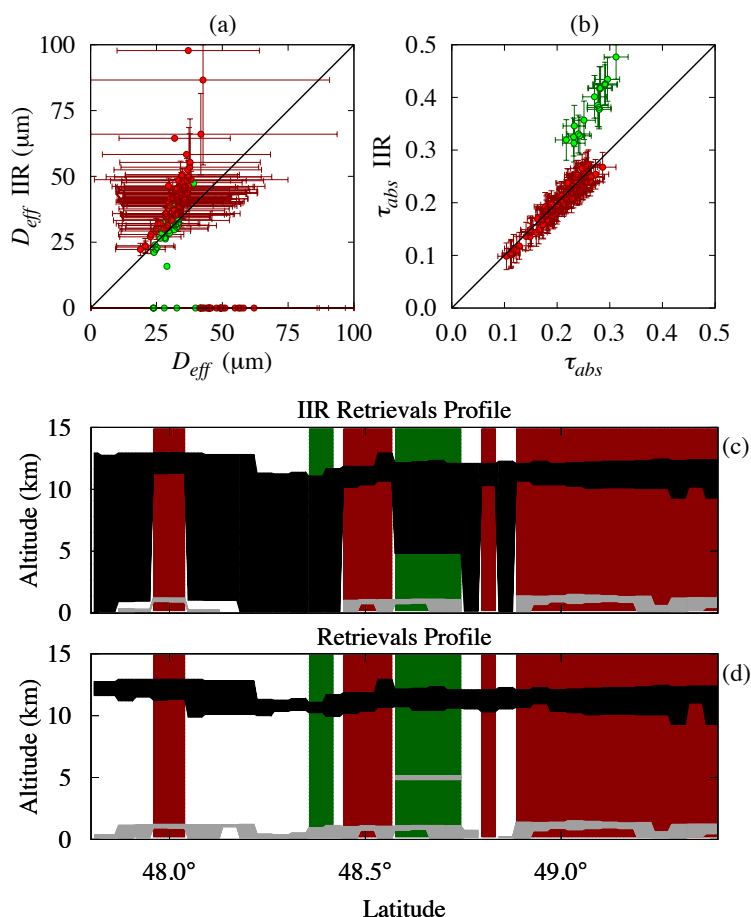


Figure 4.17: Comparaisons des paramètres inversés pour la journée du 16 mai 2007 avec les produits opérationnels IIR

utilisés par l'algorithme de IIR et par nos inversions. Ces profils sont tous deux issus de données CALIOP mais, comme il a été expliqué précédemment, les couches nuageuses ne sont pas traitées de la même manière. Ainsi il est important pour la suite de comparer ceux-ci afin de trouver des zones où les profils utilisés par les deux algorithmes sont similaires. Pour ce faire, un code de couleur est choisi :

- En présence de cirrus, un fond blanc témoigne d'un échec pour l'algorithme de IIR de

retrouver une épaisseur optique.

- Un fond rouge correspond à des profils nuageux identiques dans les deux algorithmes.
- Un fond vert témoigne d'une différence significative (supérieure à 1 km) dans la position du sommet ou de la base du cirrus.
- Il sera également vu par la suite la présence d'un fond bleu, qui correspond à la présence d'un nuage d'eau liquide dont la base est positionnée par notre algorithme à une altitude supérieure à 4 km.

Ces couleurs sont retranscrites sur les figures 4.17a-b afin de bien comprendre d'où proviennent les différences observées. On peut remarquer que les comparaisons entre les diamètres effectifs retrouvés sont globalement bonnes, compte tenu des incertitudes associées (qui ne sont illustrées que sur les points rouges - provenant des zones rouges - par souci de clarté). On remarque toutefois qu'il ne semble pas y avoir de signature particulière liée à une différence entre les profils nuageux. Les comparaisons des épaisseurs optiques présentées sur la figure 4.17b montrent une très bonne corrélation lorsque les profils sont comparables (points rouges). La corrélation est toutefois clairement moins bonne lorsque l'altitude de la base du cirrus est considérée plus basse par l'algorithme de IIR (points verts). Ceci est parfaitement expliqué par le fait que lorsque l'altitude de la base du cirrus est anormalement basse, il est alors fort probable que l'altitude centroïde soit également plus basse, ce qui implique une surestimation de la température centroïde T_c pour le cirrus, et par conséquent une émission $B_\lambda(T_c, Z_c)$ plus importante. On remarque alors à partir de l'équation 4.31 qu'une surestimation de l'émission du corps noir pousse celle-ci à se rapprocher de $L_{\lambda, BG}$ (qui lui est dans la plupart des cas supérieure), ce qui a donc pour cause une augmentation de l'émissivité effective. Cette augmentation se traduit alors (en observant l'équation 4.32) par une surestimation de l'épaisseur optique, qui est bien le phénomène observé ici.

Les comparaisons effectuées en utilisant les inversions des journées du 25 mai 2007 et du 18 octobre 2008 sont présentées sur les figures 4.18 et laissent apparaître des résultats fortement similaires. En effet, les valeurs moyennes des diamètres effectifs retrouvés sont en bon accord avec les produits de IIR, malgré les larges incertitudes associées. Les corrélations sont également très fortes pour l'épaisseur optique, où de légères variations peuvent néanmoins apparaître pour des valeurs importantes, mais qui restent acceptables compte tenu des barres d'incertitudes. Les cas où l'altitude de la base du cirrus est plus basse dans l'algorithme officiel (point verts) mènent toujours à une surestimation de l'épaisseur optique par celui-ci,

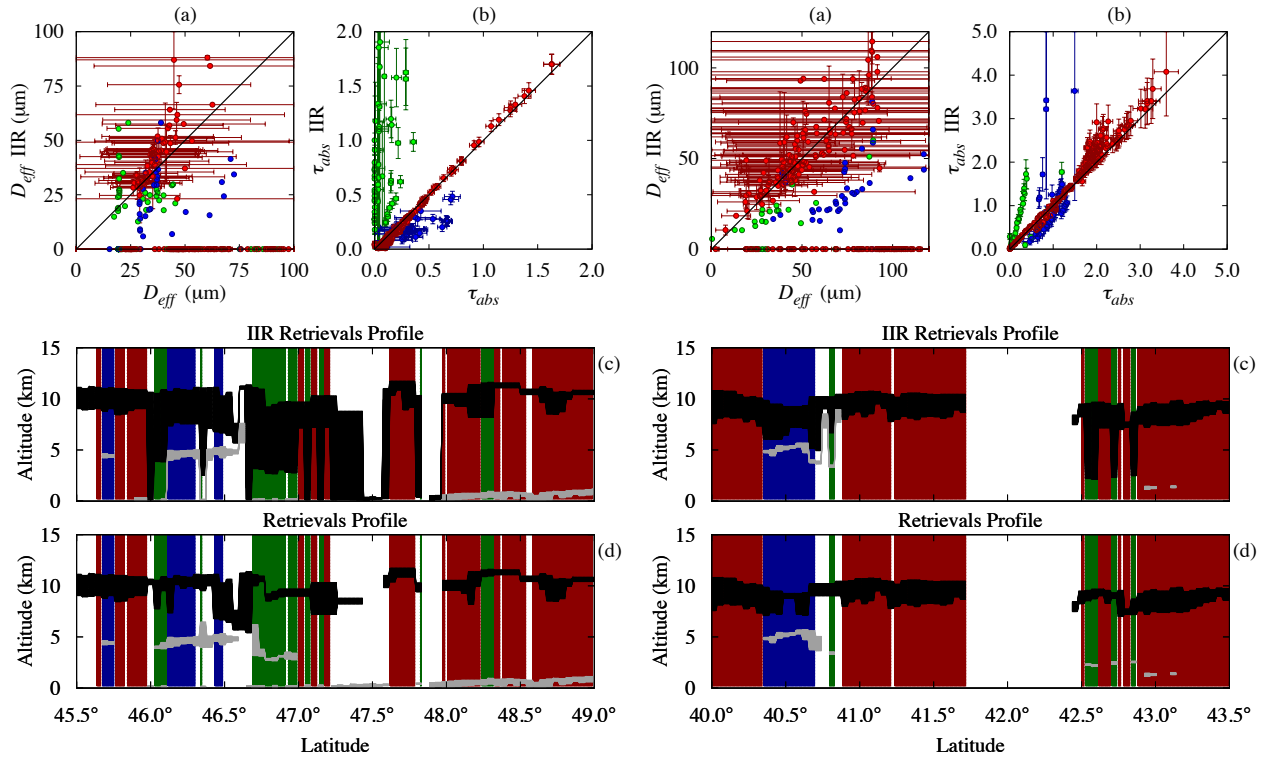


Figure 4.18: Comparaisons des paramètres inversés pour la journée du 25 mai 2007 (gauche) et du 18 octobre 2008 (droite) avec les produits opérationnels IIR

alors que les cas où un nuage d'eau liquide est présent dans la moyenne troposphère (points bleus) mènent généralement à une épaisseur optique retrouvée plus faible par l'algorithme de IIR. Cette différence est expliquée physiquement par le fait que si ce nuage n'est en réalité pas totalement opaque pour le radiomètre infrarouge, alors une partie du rayonnement montant provenant des couches sous-jacentes est ignorée, ce qui entraîne une sous-estimation de la luminance montante. En effet, un impact radiatif moindre est alors nécessaire de la part du cirrus pour faire coller les simulations à la mesure, ce qui entraîne la restitution d'une épaisseur optique plus faible pour celui-ci. Cette différence peut néanmoins également être expliquée par le phénomène contraire, si les épaisseurs optiques des couches de nuages bas fournies par CALIOP (qui sont utilisées dans notre algorithme) sont sous-estimées à cause d'une saturation du signal lidar. Ceci impliquerait alors une surestimation des épaisseurs optiques de la couche de cirrus dans nos restitutions.

Globalement, il est toutefois possible de conclure à la très bonne corrélation entre les inversions de l'algorithme opérationnel de IIR et celles de notre algorithme. Ces compara-

isons permettent ainsi de consolider la qualité de leurs résultats respectifs, puisque les valeurs moyennes des paramètres retrouvés sont fortement similaires alors que les méthodes de restitutions employées par les deux algorithmes sont totalement différentes (bien que les mêmes données soient utilisées). Un dernier aspect qu'il est toutefois intéressant de pointer, est la différence de traitement des erreurs attribuées à chaque paramètre inversé par les deux méthodes. En effet, un des avantages majeur de l'estimation optimale est la restitution fiable des erreurs, à partir d'incertitudes attribuées sur les paramètres non-inversés, et sur les mesures. La méthode utilisée par l'algorithme de IIR étant fortement différente, il est intéressant de comparer les erreurs données par les deux algorithmes. Celles-ci sont présentées dans les figures 4.19a-b, qui montrent les erreurs absolues sur le diamètre effectif et sur l'épaisseur optique restitués par l'algorithme opérationnel, en fonction des erreurs données par notre code d'inversion. On y remarque une probable sous-estimation des erreurs sur le diamètre

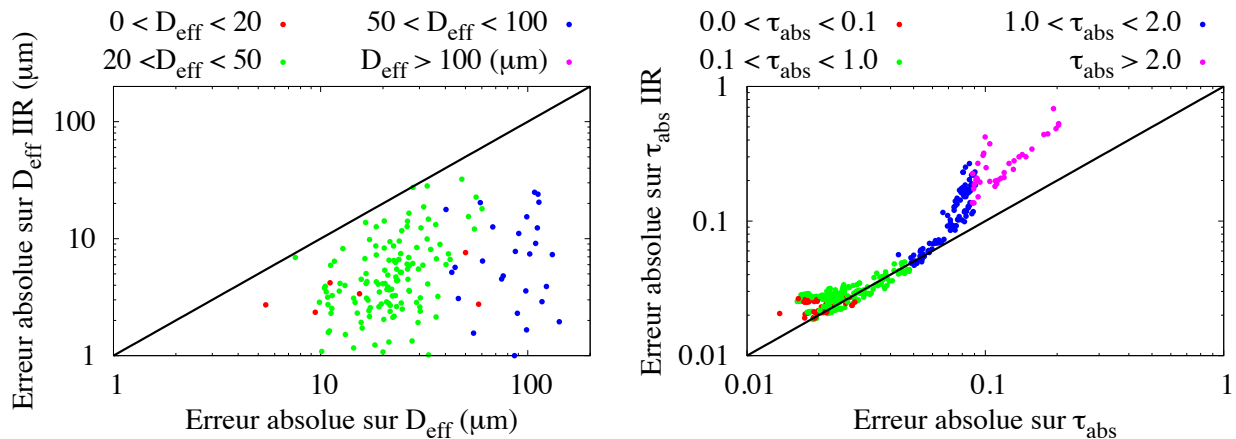


Figure 4.19: Comparaisons entre les erreurs absolues sur le diamètre effectif (gauche) et l'épaisseur optique (droite) par l'algorithme officiel de IIR, en fonction des valeurs retrouvées par notre algorithme d'inversion. Ces données correspondent à l'ensemble des trois jours de campagnes, et lorsqu'une atmosphère comparable est utilisée dans les deux algorithmes (points rouges sur les figures 4.18 et 4.17).

effectif par l'algorithme de IIR, qui retrouve une erreur absolue située entre 0 et 30 μm . Cette erreur ne semble également pas être dépendante de la taille des cristaux, ce qui est en forte contradiction avec les conclusions des études de contenu en informations menées dans le paragraphe 4.4.2. Ces observations peuvent toutefois être expliquées par la méthode utilisée, présentée dans le paragraphe 4.7.1.c, qui ne constitue pas un réel calcul d'erreur liée à une sensibilité du diamètre effectif aux mesures. De bien meilleures corrélations sont néanmoins retrouvées pour les erreurs associées à l'épaisseur optique, puisque la méthode utilisée par

l'algorithme opérationnel est cette fois basée sur une étude de sensibilité. Les différences observées pour les fortes épaisseurs optiques peuvent provenir des différences déjà présentes dans les comparaisons directes des épaisseurs optique. Il ne faut pas oublier que l'épaisseur optique effective n'est plus tout à fait équivalente à une épaisseur optique d'absorption dans ses fortes valeurs, et qu'un biais peut donc être attendu [Garnier et al., 2012].

4.8 Analyse des erreurs

Au cours de ce chapitre, il a été à de nombreuses reprises expliqué que l'un des avantages majeurs de l'estimation optimale réside dans le traitement clair et précis des erreurs que permet cette méthode. On rappelle que ces erreurs sont issues de chaque paramètre non-inversé et des mesures instrumentales, et qu'elles sont retranscrites sur le modèle direct sous la forme d'une erreur totale par l'intermédiaire de chacun des termes diagonaux de la matrice \mathbf{S}_ϵ . Cependant il est logiquement attendu que chacune de ces sources d'incertitudes n'ait pas le même impact sur l'erreur totale. Dans une telle méthode, il est espéré que les erreurs soient dominées par les incertitudes liées aux instruments utilisés, et non par un paramètre non-inversé. En effet, si un tel paramètre implique une erreur sur les simulations qui est plus grande que l'incertitude instrumentale, alors cela traduit la nécessité (et parfois la possibilité) d'inverser ce paramètre.

Il est ainsi tout à fait utile d'analyser la contribution de chacun des paramètres non-inversés sur l'erreur finale. Pour ce faire, les figures 4.20a-h montrent la valeur de l'erreur relative totale obtenue en fin d'itération pour chaque composante du modèle direct (soit $\sigma_{\epsilon_\lambda}/F_\lambda$, indiquée en trait noir pour chaque longueur d'onde λ). La décomposition de cette erreur totale y apparaît également à l'aide d'un code de couleurs, décrivant la contribution de chaque groupe de paramètres non-inversés du modèle direct (qui sont détaillés dans le tableau 4.1) et de la mesure instrumentale. Cette analyse est effectuée pour les inversions du 16 mai (figures 4.20a-d) et du 25 mai 2007 (figures 4.20e-h). On observe pour le 16 mai 2007 une erreur relative totale située entre 3 et 5% pour le canal C08, et entre 2 et 3% pour les canaux C10 et C12. La décomposition des erreurs relatives totales montre que celles-ci sont dominées par les paramètres non-inversés liés aux cirrus (et plus particulièrement à la forme des cristaux) dans le canal C08, et par les incertitudes instrumentales dans les deux autres

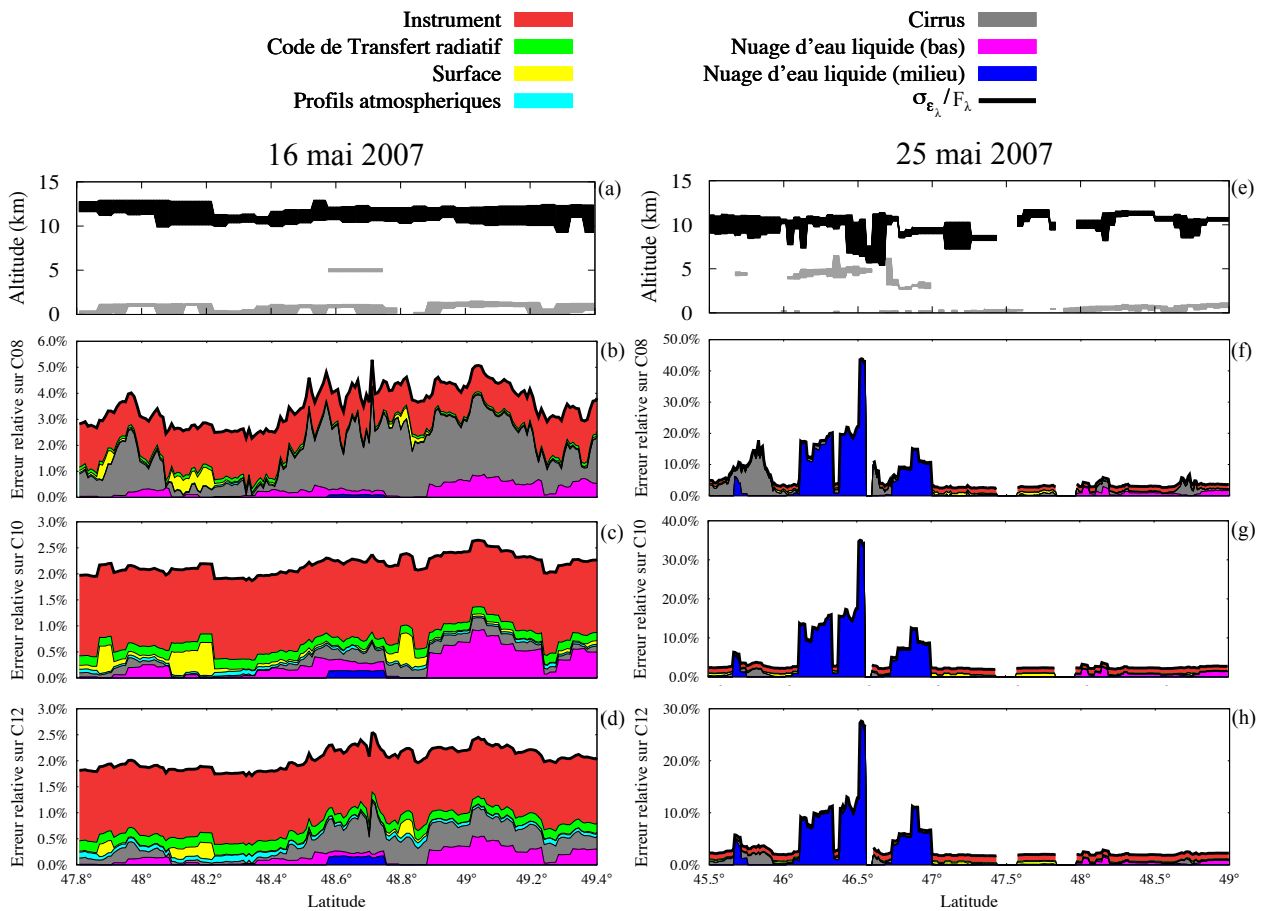


Figure 4.20: Décomposition de l'erreur relative assignée à chaque composante du vecteur \mathbf{F} en fin d'itération, pour la simulation de canaux IIR, et pour les journées du 16 mai 2007 (gauche) et du 25 mai 2007 (droite). La décomposition est effectuée sur chacun des groupes de paramètres non-inversés (voir tableau 4.1 pour détail).

canaux. La plus forte sensibilité à la forme des cristaux du canal C08 est due à la plus grande variabilité des propriétés des cristaux de glace dans ce canal, comme le montre la figure 4.4. La dépendance à la forme est bien moindre dans les canaux C10 et C12, impliquant une sensibilité faible mais non-nulle à la forme des cristaux lors des inversions, ce qui explique les résultats obtenus dans le paragraphe 4.5.1.b. En dehors de la forme des cristaux, on remarque une forte influence des nuages d'eau liquide. Leur impact est d'autant plus fort que ces nuages sont situés à une altitude élevée dans la troposphère, comme on peut l'observer pour le 25 mai 2007 (*c.f.* figures 4.20e-h) où de nombreux nuages liquide *mid* apparaissent. Ceci s'explique par le fait que le gradient de température avec le sol devient plus important avec l'altitude des nuages, ce qui implique un impact radiatif plus important en cas d'incertitudes sur leurs

propriétés. Dès lors, la présence de nuages d'eau liquide dans la moyenne troposphère nuira très fortement à la qualité des inversions de part leur très fort impact sur les incertitudes associées au modèle direct. Ceci est parfaitement observé sur la figure 4.10, où on note une très forte augmentation des erreurs relatives associées à l'épaisseur optique et au diamètre effectif en présence de nuages *mid* (entre 46° et 47° de latitude).

Ce type d'étude apporte ainsi énormément d'indications quant à la direction à prendre afin d'améliorer la qualité des inversions. Par exemple, la présence de fortes erreurs dues à la méconnaissance de la forme des cristaux pousse à améliorer l'algorithme de manière à ne plus devoir faire le choix entre différents types de formes de cristaux uniques. Ceci peut être effectué en utilisant par exemple des mélanges de formes de cristaux. Il est également clair que l'impact des nuages d'eau liquide est non négligeable sur la qualité des paramètres retrouvés. Une solution consisterait alors à également tenter de restituer ces paramètres. Ceci nécessiterait toutefois l'ajout de nouveaux canaux plus sensibles aux propriétés de nuages en phase liquide, puisque la sensibilité des canaux infrarouges à ceux-ci est non négligeable mais non suffisante (en particulier pour les nuages liquides dans la moyenne troposphère).

4.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un algorithme d'inversion basé sur une méthode variationnelle de type estimation optimale. Celui-ci permet de restituer l'épaisseur optique des nuages de glace et le diamètre effectif de leurs particules, à partir de mesures radiométriques infrarouges. Les mesures du radiomètre IIR ont donc été utilisées, ainsi que celles du radiomètre aéroporté CLIMAT-AV présent lors des campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08.

Une étude théorique de contenu en information a tout d'abord montré que l'utilisation des mesures de IIR par notre algorithme rend possible la restitution d'épaisseurs optiques avec une incertitude meilleure que 10%. De larges incertitudes (de l'ordre de 100%) sont toutefois à attendre sur les restitutions du diamètre effectif lorsque celui-ci dépasse 40 μm . Les cas d'études offerts par les campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08 ont ensuite permis de confirmer ces attentes, puisque les inversions se sont montrées très précises pour les épaisseurs optiques, mais plus délicates pour les diamètres effectifs. Seuls les cas où ceux-ci sont les plus petits (inférieurs à 40 μm) permettent d'obtenir des incertitudes plus raisonnables (entre 30% et

70%), en accord avec notre étude théorique. Une bonne fiabilité des résultats a également pu être conclue grâce à une étude de la fonction coût, qui a permis de vérifier que les paramètres retrouvés permettent une bonne cohérence entre le modèle direct et les mesures.

Les comparaisons des valeurs d'épaisseurs optiques et des diamètres effectifs obtenues indépendamment à partir des deux radiomètres ont également montré de très fortes similitudes, ce qui tend à renforcer les conclusions du chapitre 3 quant à la validité des mesures de l'instrument IIR.

Afin de tester la qualité de nos inversions, celles-ci ont également été confrontées dans un premier temps aux mesures *in situ* effectuées par l'avion GF20 durant la campagne CIRCLE-2, puis aux produits opérationnels de IIR. Dans les deux cas, les comparaisons ont montré une très bonne cohérence de nos restitutions, ce qui nous permet de conclure à une bonne fiabilité des résultats de notre algorithme, ainsi que de l'algorithme opérationnels de IIR.

Enfin, ce chapitre s'est terminé par une étude visant à déterminer quels paramètres dits non-inversés impactent le plus les erreurs totales sur le modèle direct. Ce type d'étude est fortement utile puisqu'il permet d'indiquer les possibles directions à suivre dans le but d'améliorer notre algorithme d'inversion. Deux types de paramètres sont alors apparus comme ayant un fort impact sur la qualité des inversions : d'une part le choix de la forme des cristaux de glace, et d'autre part notre méconnaissance des propriétés d'éventuelles couches de nuages d'eau sous-jacents.

Dans la perspective d'améliorer notre algorithme, il est donc dans un premier temps nécessaire de régler le problème lié à la forme des cristaux. Pour ce faire, deux solutions sont envisageables : il serait possible de tenter de contraindre celle-ci par l'intermédiaire de mesures de luminances polarisées multi-directionnelles, ou de remplacer les formes pristines par des mélanges de cristaux plus développés, de manière à s'affranchir du choix d'une forme privilégiée. La seconde solution nous semble toutefois physiquement plus adaptée et moins coûteuse en temps de calculs. Le problème lié à la mauvaise connaissance de la configuration nuageuse sous-jacente pourrait lui être résolu en intégrant quelques propriétés de nuages d'eau liquide dans le vecteur d'état. Ceci impliquerait alors la nécessité d'insérer des canaux supplémentaires dans le vecteur mesure. Des canaux situés dans les domaines visible et le proche-infrarouge pourraient fournir une telle information, et auraient également le double avantage d'être sensibles à des cristaux de glace plus larges que les mesures IIR [Cooper

et al., 2007]. C'est en suivant ces perspectives que nous avons envisagé une amélioration de l'algorithme actuel, qui est présentée dans le prochain chapitre de cette thèse.

Chapitre 5

Inversions simultanées de propriétés de nuages de glace et d'eau liquide

5.1 Introduction

Dans le chapitre 4 nous avons présenté un algorithme d'inversion de propriétés nuageuses basé sur une méthode variationnelle de type estimation optimale. Cet algorithme utilise l'information contenue dans trois canaux situés dans la fenêtre atmosphérique infrarouge thermique, afin de retrouver l'épaisseur optique et le diamètre effectif de nuages de glace, ainsi que les incertitudes associées à ces restitutions. Les diverses sources d'incertitudes sont reliées à la précision des instruments et à la connaissance des paramètres non-inversés utilisés dans le modèle direct. Une analyse d'erreur effectuée à la fin du chapitre 4 montre en effet qu'une mauvaise connaissance des propriétés radiatives ou microphysiques de possibles couches de nuages d'eau liquide sous-jacentes à la couche de nuage de glace peut avoir un impact conséquent sur les incertitudes associées aux paramètres inversés. De plus, nous avons remarqué que la méconnaissance de la forme précise des cristaux de glace lors de l'utilisation de modèles de type pristine peut s'avérer problématique quant à la qualité des inversions.

Ce chapitre présente une modification de l'algorithme introduit dans le chapitre 4, permettant à présent d'inverser simultanément les propriétés d'une couche de nuage de glace et de deux couches de nuages d'eau liquide sous-jacentes. Ce type d'inversions multi-couches est encore assez peu commun de nos jours, alors qu'il semble pourtant nécessaire à l'amélioration de la qualité des inversions de propriétés nuageuses, comme le montrent par exemple les travaux de Watts et al. [2011]. Un autre intérêt majeur d'une méthode d'inversion multi-couches est bien entendu qu'elle permet d'accéder directement à une connaissance beaucoup plus complète de la colonne atmosphérique. Les propriétés nuageuses doivent également être radiativement cohérentes entre les différentes couches puisqu'il est nécessaire que le modèle

direct converge vers toutes les composantes du vecteur mesure. Les inversions sont ici effectuées à l'aide de l'addition de deux canaux supplémentaires dans les domaines visible et proche infrarouge. En plus de l'information que de tels canaux possèdent sur les nuages d'eau liquide, Cooper et al. [2007] ont montré que l'utilisation couplée de ceux-ci avec des canaux situés dans l'infrarouge thermique peut être fortement utile à l'étude des nuages de glace. Dans un souci d'amélioration de la qualité des inversions et de la consistence microphysique sur tout le spectre électromagnétique, les modèles de cristaux de glace de types pristine de Yang et al. [2001, 2005] utilisés jusqu'à présent sont remplacés par une paramétrisation basée sur un modèle d'ensemble de particules hexagonales, développée par Baran et al. [2011b]. Cette paramétrisation permet d'obtenir des propriétés optiques de nuages de glace à partir du contenu en glace et de la température du nuage. L'intérêt final de cet algorithme est de fournir une description complète et précise des propriétés de nuages de glace dans des cas multi-couches, tout comme dans des cas mono-couches. Des cas d'orbites complètes sont alors traités de manière à obtenir une statistique fiable de nos restitutions. Ces résultats sont particulièrement intéressants pour constituer des bases de données utiles à la paramétrisation de modèles climatiques, puisque des densités de probabilité de propriétés nuageuses peuvent être retrouvées avec des incertitudes précises associées.

La première partie de ce chapitre est ainsi consacrée à la présentation de l'algorithme multi-couche, en détaillant les modifications qui ont été apportées à l'algorithme présenté dans le chapitre 4. Ensuite, quelques résultats d'inversions sont présentés le long d'une courte scène représentative de diverses configurations mono et multi-couches. Ces résultats sont couplés à une étude de contenu en information de manière à illustrer les capacités et les limites de l'algorithme. Enfin, des résultats d'inversions correspondant à deux mois d'orbites complètes au dessus de l'océan Atlantique, et sous la trace du lidar CALIOP, sont présentés. Ceux-ci sont par la suite comparés à divers produits opérationnels de manière à valider notre nouvel algorithme.

5.2 Algorithme d'inversion multi-couche

5.2.1 Changement de modèles de cristaux de glace

Le changement de modèles de cristaux constitue la modification la plus conséquente effectuée sur l'algorithme présenté dans le chapitre 4. La complexité des formes de cristaux de glace fut déjà illustrée dans le paragraphe 1.3.1 lors de la présentation d'un exemple de résultat de mesures *in situ* aéroportées. Il y a été montré que, en fonction de la taille des particules, ces formes peuvent aller de simples proustines à des agrégats de plus en plus complexes, avec la présence possible d'inclusions de bulles d'air ou d'aérosols ainsi que d'inhomogénéités à la surface des cristaux. Il semble donc clair que l'hypothèse selon laquelle l'ensemble de la couche nuageuse serait constituée de cristaux de glace de forme unique peut, dans certains cas, paraître approximative compte tenu de la forte variabilité spatiale de ceux-ci. L'utilisation de particules proustines, telle qu'effectuée dans l'algorithme précédent, impose donc le choix d'une forme unique sur l'ensemble de la couche nuageuse qui n'est cependant pas représentative de la diversité observée dans les mesures *in situ* (c.f. figure 1.3). Afin de prendre en compte l'impact de cette représentation simplifiée sur les inversions, il a été choisi dans le chapitre précédent d'introduire une incertitude liée à la forme. Le paragraphe 4.8 a cependant montré les limites de cette représentation à travers l'impact important qu'elle peut avoir sur les incertitudes. Il semble donc nécessaire, dans le but d'améliorer les inversions, de s'affranchir du choix d'une forme majoritaire de proustine en utilisant des modèles plus réalistes de cristaux de glace tenant compte de la diversité spatiale de leurs formes. C'est dans le but d'améliorer cette représentation de la microphysique des nuages de glace que depuis de nombreuses années une grande quantité de modèles ou de paramétrisation décrivant des ensembles de cristaux ont été mis au point. Il est par exemple possible de citer les travaux de McFarquhar et al. [2002], Baum et al. [2005, 2010], ou encore les travaux plus récents de Baran and C.-Labonnote [2007] et Baran et al. [2009, 2011a,b]. Ce sont ces derniers que nous avons choisis comme alternative aux cristaux de Yang et al. [2001, 2005] utilisés jusqu'à présent. Un bref descriptif de ceux-ci est proposé dans la suite de ce paragraphe.

5.2.1.a La fonction de phase analytique

Avec l'incorporation de canaux effectuant des mesures situées dans les domaines visible et proche infrarouge, il devient important de traiter avec précision les phénomènes de diffusion par les particules composant les nuages de glace. L'utilisation de fonctions de phase qui correspondent à une approximation de type Henyey-Greenstein (telle qu'utilisée jusqu'à présent) peut en effet se montrer limitée dans les cas de fortes diffusions (voir l'annexe A pour plus de détails). Il existe cependant diverses modifications de cette fonction de phase permettant de la rendre plus réaliste, tout en gardant l'avantage majeur d'une telle approximation qui est son faible coût en terme de temps de calcul. Un exemple de modification est la fonction de phase dite *analytique* [Baran et al., 2001]. Celle-ci fut construite en se basant sur les mesures laboratoire de Volkovitskiy et al. [1980], mais également à partir de mesures aéroportées et satellitaires. Baran et al. [2001] montrent que cette fonction de phase possède une très bonne cohérence lors de confrontations avec des fonctions de phases issues de mesures *in situ* ou de télédétection. La fonction de phase analytique reste malgré tout une approximation de type Henyey-Greenstein, et possède donc l'avantage de pouvoir être calculée uniquement à partir du facteur d'asymétrie g .

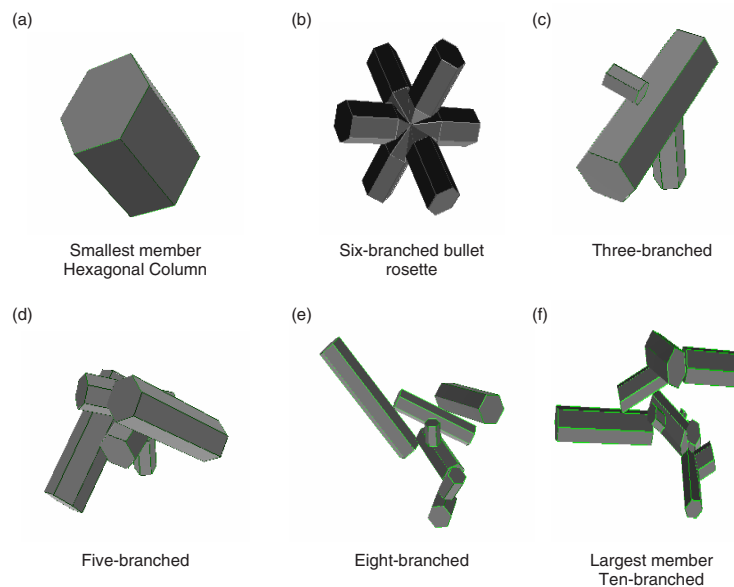


Figure 5.1: Schématisation des six membres composant le modèle d'ensemble de cristaux développé par Baran and C.-Labonnote [2007].

5.2.1.b Le modèle d'ensemble de cristaux hexagonaux

Il existe bien sûr des fonctions de phase plus complexes qui ne correspondent pas à des approximations de ce type, et qui rendent ainsi compte plus précisément des effets liés à la diffusion. Parmi celles-ci, il est possible de citer la fonction de phase issue d'un modèle d'ensemble de particules hexagonales, dit *modèle d'ensemble*, développé par Baran and C.-Labonnote [2007]. Ce modèle est composé de six formes différentes dont la concentration relative dépend de la distribution en taille du nuage. Une schématisation de ces six formes est représentée sur la figure 5.1. Les particules les plus petites correspondent à des cristaux de type *solid-column* ou *bullet-rosette*, puis avec l'augmentation de la taille viennent s'agglomérer de manière parfaitement arbitraire d'autres éléments hexagonaux jusqu'à former au maximum une chaîne aléatoire composée de dix branches. Ce modèle possède également l'avantage de pouvoir incorporer des inhomogénéités (distorsion δ) ainsi que des inclusions de bulles d'air. Baran and C.-Labonnote [2007] contraignent ces paramètres par comparaison avec des fonctions de phase fidèles à des observations instrumentales *in situ*, comme la fonction de phase analytique présentée précédemment ou encore la fonction de phase correspondant au modèle IHM (*Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal*) [Labonnote et al., 2001] qui permet de représenter les variations multi-angulaires mesurées par POLDER au dessus des nuages de glace. Une comparaison entre ces différentes fonctions de phase est illustrée sur la figure 5.2, et montre entre autre la forte ressemblance de la fonction de phase analytique avec celles issues du modèle d'ensemble et du modèle IHM entre 50° et 180° d'angle de diffusion (qui correspond à la plage d'angles généralement atteinte en télédétection spatiale). Cette forte ressemblance renforce l'idée que la fonction de phase analytique devrait permettre de rendre compte avec une bonne précision des phénomènes de diffusions dans les nuages de glace. De plus, le problème majeur lié à l'utilisation du modèle d'ensemble est le temps de calcul beaucoup plus important qui est nécessaire à l'obtention de la fonction de phase (puisque'il faudrait intégrer la fonction de phase de chaque forme sur la distribution en taille), contrairement à la fonction de phase du modèle analytique qui est directement calculable à partir du facteur d'asymétrie. La solution pour laquelle nous avons opté est donc d'utiliser en première approximation la fonction de phase analytique pour décrire les phénomènes de diffusion dans chacun des canaux considérés dans le vecteur mesure. Toutefois, la fonction de phase issue du modèle d'ensemble a été tabulée pour quelques distributions en taille (soit quelques valeurs d'IWC, voir ci-après) et est comparée lors de chaque pas itératif à la fonction

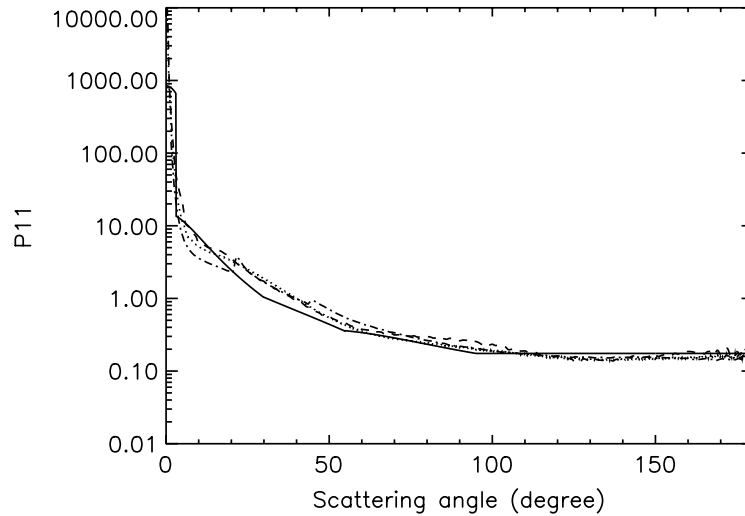


Figure 5.2: Fonction de phase à $0.865 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle de diffusion pour la fonction de phase analytique (trait continu), le modèle IHM (trait en pointillé discontinu), le modèle d'ensemble avec inhomogénéités (trait discontinu), et le modèle d'ensemble avec inhomogénéité plus inclusions de bulles d'air (trait pointillé). (Figure tirée de [Baran and C.-Labonnote, 2007])

de phase analytique de manière à calculer des erreurs fiables liées à cette approximation. Ces erreurs sont ensuite reportées dans la matrice de variance-covariance totale du modèle direct \mathbf{S}_ϵ (plus de détails sur le calcul des erreurs liées au modèle direct du nouvel algorithme seront donnés par la suite).

5.2.1.c Paramétrisation de la distribution en taille

Afin de pouvoir utiliser le modèle d'ensemble, nous avons montré dans le paragraphe précédent qu'il est nécessaire de coupler celui-ci à une distribution en taille de particules, ou PSD (Particule Size Distribution). Le problème réside donc dans le fait d'obtenir une distribution en taille qui soit la plus représentative possible des nuages de glace que l'on souhaite étudier, en sachant que celle-ci est fortement dépendante des conditions thermodynamiques dans lesquelles se trouvent les nuages (comme illustré sur la figure 1.3). En se basant sur de nombreux travaux effectués sur la distribution en taille des gouttelettes d'eau (*e.g.* Testud et al. [2001]), Field et al. [2007, 2005] montrent que lorsque l'on possède un grand nombre de PSD de nuages de glace (par exemple obtenues à partir de mesures *in situ*), celles-ci peuvent être réduites en une distribution dite *universelle* à partir de laquelle les PSD originales peu-

vent être complètement reconstituées si l'on connaît au moins deux de leurs moments. Field et al. [2007, 2005] poussent même plus loin cette étude en montrant que, grâce à une loi de puissance reliant les deux moments, il est possible de reconstituer les distributions en taille originales à partir du contenu en glace (qui est directement relié au second moment des PSD), et de la température du nuage. En d'autres termes, si l'on possède une distribution en taille *universelle* assez fiable et représentative de l'ensemble des cas que l'on souhaite traiter, alors il est possible d'obtenir une distribution en taille précise pour n'importe quel nuage de glace dont on connaît la température et le contenu en glace.

Baran et al. [2009, 2011a,b] se sont alors basés sur ces travaux, de manière à avoir accès à une distribution en taille *universelle* représentative de plus de 20 000 PSD obtenues à partir de mesures *in situ* provenant de régions de moyennes latitudes et intertropicales. Les données que nous utilisons ici sont assez fiables pour représenter des nuages de glace dont la température est comprise entre 0°C et -80°C. Ainsi, pour chaque couple de contenu en glace (IWC) et de température (T_c) décrivant une couche de nuage de glace, une distribution en taille peut donc être calculée et être directement insérée dans le modèle d'ensemble de manière à obtenir les propriétés optiques de cette couche. Ces propriétés peuvent donc être obtenues de manière cohérente pour chaque longueur d'onde λ désirée. Au final, une nouvelle paramétrisation peut alors être mise en place afin de relier directement les propriétés optiques d'une couche de nuage de glace à la température et au contenu en glace de celle-ci. Cette paramétrisation s'exprime comme suit :

$$Z_{n,\lambda} = a_{n,\lambda} + b_{n,\lambda} T_c + c_{n,\lambda} \log_{10}(IWC), \quad (5.1a)$$

où $a_{n,\lambda}$, $b_{n,\lambda}$, et $c_{n,\lambda}$ sont des coefficients (avec n variant de 1 à 3), dépendant de la longueur d'onde λ et provenant de régressions effectuées dans l'espace défini par chaque propriété optique à partir l'équation 5.1a. Les correspondances avec les propriétés de la couche nuageuse sont ensuite directement obtenues à partir des valeurs de $Z_{n,\lambda}$ telles que :

$$Z_{1,\lambda} = \log_{10}(\sigma_{ext,\lambda}), \quad Z_{2,\lambda} = \varpi_{0,\lambda}, \quad et \quad Z_{3,\lambda} = g_\lambda, \quad (5.1b)$$

où $\sigma_{ext,\lambda}$, $\varpi_{0,\lambda}$ et g_λ représentent respectivement le coefficient d'extinction volumique, l'albédo de diffusion simple et le facteur d'asymétrie à la longueur d'onde λ .

Pour une meilleure compréhension, la figure 5.3 illustre la manière dont les propriétés sont calculées par l'algorithme à partir du contenu en glace et de la température de la couche

nuageuse. Cette méthode permet d'assurer la cohérence spectrale des propriétés de nuages de glace puisqu'elle peut être appliquée de manière parfaitement identique et valable quelque soit la longueur d'onde considérée.

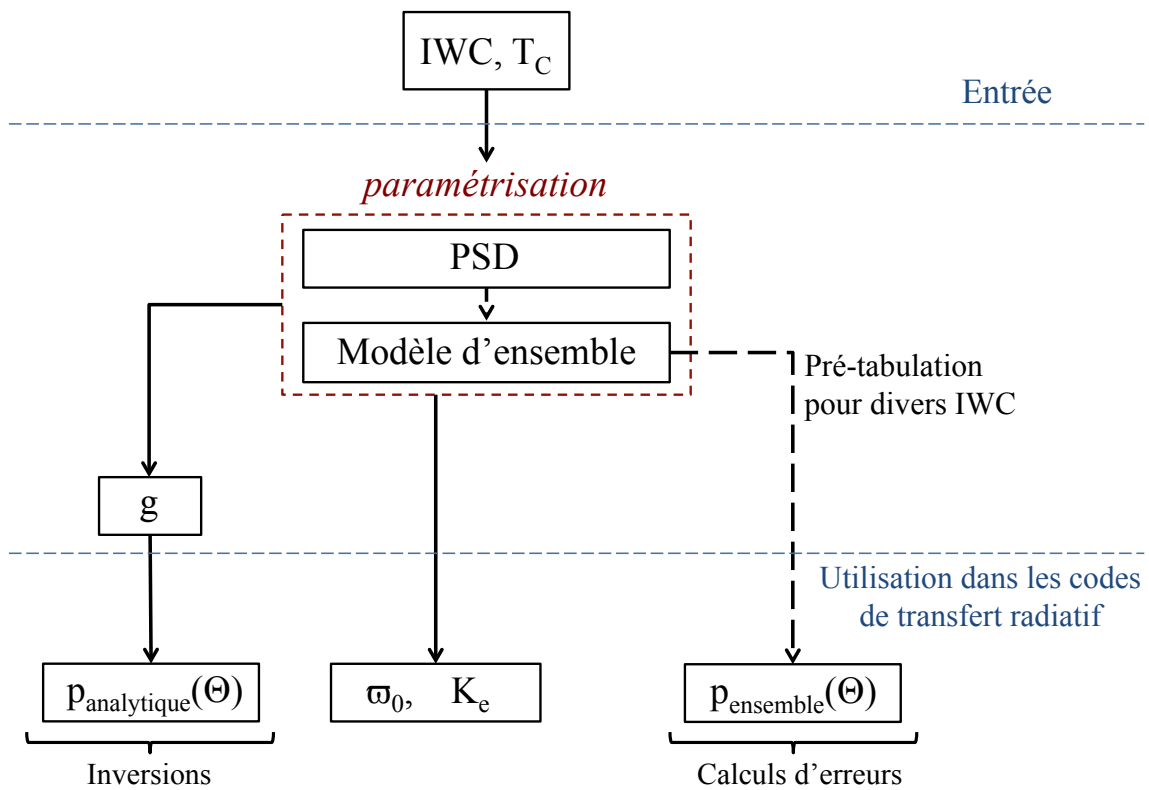


Figure 5.3: Schématisation du fonctionnement de l'algorithme pour le calcul de propriétés de nuages de glace à partir de paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b].

5.2.2 Une distinction plus précise entre les couches nuageuses

La dernière modification majeure effectuée sur l'algorithme présenté dans le chapitre précédent concerne la distinction entre les trois couches nuageuses. Il est expliqué dans le paragraphe 4.3.4 que cette distribution est effectuée en fonction de l'altitude des couches restituée par le lidar CALIOP, en suivant les informations sur les étages atmosphériques présentées dans le tableau 1.1. Cette distinction entre les couches nuageuses fut préalablement testée avec succès sur les scènes observées durant les campagnes CIRCLE-2 et Biscay '08. Cependant, une telle classification uniquement en fonction de l'altitude n'est pas adaptée pour traiter

des cas plus globaux (à la fois en zones tempérées et inter-tropicales). C'est pourquoi les informations du produit opérationnel *Feature Classification Flag* (FCF) fournies par CALIOP sont à présent utilisées de manière à distinguer les couches de nuages de glace des couches de nuages d'eau liquide. Plus d'informations sur ce produit peuvent être trouvées dans le document de Liu et al. [2005]. Ainsi la première étape est de s'assurer à partir de ce produit que, dans l'algorithme, le nuage attribué à la couche la plus haute correspond bien à un nuage de glace et que les deux nuages sous-jacents sont en phase liquide. Ensuite, la distinction entre les couches liquides s'effectue à partir du genre nuageux qui leur est attribué dans le produit FCF, en associant les nuages les plus bas (de genre stratus, cumulus ou encore stratocumulus) à la couche dite *low* et les nuages généralement situés dans l'étage moyen de la troposphère (comme les altocumulus et les altostratus) dans la couche dite *mid*. Il est également possible, notamment dans le cas de nuages de glace, que de nombreuses couches situées à des altitudes très proches soient observées. Dans ce cas, nous vérifions : si les caractéristiques que le produit FCF attribue à chacune des couches sont parfaitement identiques, et si elles ont été détectées à la même résolution (on rappelle que nous ne considérons toujours que les couches détectées par CALIOP à 5 km ou 20 km de résolution horizontale). Si ces conditions sont vérifiées, alors le sommet de la couche la plus haute et la base de la couche la plus basse sont prises comme correspondant respectivement au sommet et à la base d'une couche unique qui sera celle définie dans l'algorithme.

5.2.3 Modification du vecteur d'état et du vecteur mesure

L'ajout de nouvelles propriétés à inverser dans un algorithme utilisant l'estimation optimale nécessite dans un premier temps la modification du vecteur d'état (qui comprendra alors les nouveaux paramètres à restituer), mais généralement aussi du vecteur mesure, de manière à inclure de nouvelles informations qui nous aideront à restituer ces 'nouveaux' paramètres.

5.2.3.a Modification du vecteur d'état

Due à l'introduction de la paramétrisation de Baran et al. [2011b], l'épaisseur optique et le diamètre effectif qui décrivaient les propriétés des nuages de glace sont remplacés par un seul paramètre : le contenu en glace (*IWC*) de la couche nuageuse. Ce paramètre présente

non seulement l'avantage de coupler l'information qui était apportée par le diamètre effectif et l'épaisseur optique, mais également d'être utilisé dans la paramétrisation des modèles climatiques, ce qui rend sa restitution fort utile pour tester les pronostiques des modèles via les résultats. Les nuages d'eau étant toujours considérés comme composés de gouttelettes sphériques, ils sont caractérisés dans le vecteur d'état par leur rayon effectif r_{eff} , et par leur épaisseur optique visible d'extinction τ . Au final, le nouveau vecteur d'état est donc défini comme suit :

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} \langle IWC \rangle \\ \tau^{\text{low}} \\ r_{\text{eff}}^{\text{low}} \\ \tau^{\text{mid}} \\ r_{\text{eff}}^{\text{mid}} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Dans ce vecteur d'état, les indices *low* et *mid* indiquent comme précédemment que les couches de nuages d'eau liquide se trouvent respectivement dans les couches basse et moyenne de la troposphère. On précise que c'est bien un contenu en glace moyen $\langle IWC \rangle$ qui est retrouvé par l'algorithme, puisque l'on considère des couches nuageuses verticalement homogènes. Les crochets seront cependant omis par la suite pour plus de clarté.

De la même manière un vecteur d'état *a priori* \mathbf{x}_a doit être défini, et être associé à une nouvelle matrice de variance-covariance des états *a priori* \mathbf{S}_a . Les paramètres contenus dans ce vecteur sont bien entendu les mêmes que ceux contenus dans le vecteur d'état \mathbf{x} , défini dans l'équation 5.2. Comme dans l'étude précédente, chaque paramètre de \mathbf{x}_a est associé à une très forte incertitude afin de rendre l'algorithme très peu dépendant des considérations *a priori*. Ainsi, nous définissons donc le contenu en glace *a priori* IWC_a tel que $IWC_a = 10 \text{ mg.m}^{-3}$, avec comme incertitude sur ce paramètre $\sigma_{IWC_a} = 50IWC_a$ (soit IWC_a compris entre 0 et 0.5 g.m^{-3}), ce qui devrait pouvoir permettre de traiter l'ensemble des cas de nuages de glace en régions inter-tropicales ou de moyennes latitudes [Heymsfield and McFarquhar, 2002]. Pour chacune des deux couches nuageuses en phase liquide nous fixons l'épaisseur optique *a priori* τ_a à 10, en lui attribuant une incertitude $\sigma_{\tau_a} = 5\tau_a$ de manière à pouvoir considérer des épaisseurs optiques de nuages d'eau liquide comprises entre 0 et 50, ce qui nous semble tout à fait raisonnable. Enfin, les rayons effectifs de gouttelettes d'eau sont associés à un *a priori* $r_{\text{eff}_a} = 11 \text{ }\mu\text{m}$ tout en attribuant à cette valeur l'incertitude $\sigma_{r_{\text{eff}_a}} = 2r_{\text{eff}_a}$, ce qui permet à ce paramètre de varier entre 0 et $30 \text{ }\mu\text{m}$ [Han et al., 1994].

5.2.3.b Adaptation du vecteur mesure

Nous avons montré dans le paragraphe 4.8 que les canaux C08, C10 et C12 de IIR possèdent une certaine sensibilité aux nuages d'eau liquide, mais que celle-ci ne dépasse pas l'erreur instrumentale dans le cas de nuages de la basse troposphère (*low*). C'est pourquoi il est nécessaire d'ajouter au vecteur mesure des canaux plus sensibles à ces nouvelles propriétés à restituer. Il est aujourd'hui bien connu que les propriétés de nuages d'eau liquide telles que l'épaisseur optique et le rayon effectif des gouttes peuvent être retrouvées à partir d'un couple de mesures situées dans les domaines visible et le proche infrarouge [Nakajima and King, 1990]. Notre choix se porte donc sur l'ajout des canaux centrés à $0.85 \mu\text{m}$ et à $2.13 \mu\text{m}$ du radiomètre MODIS, situé à bord du satellite Aqua [Xiong et al., 2009]. Ces deux canaux se montrent en effet déjà très utiles pour les inversions opérationnelles des propriétés de nuages d'eau liquide effectuées par cet instrument [King et al., 1998, Platnick et al., 2003]. Il aurait également été possible de considérer d'autres canaux MODIS, notamment dans le proche infrarouge. Cependant le canal à $3.75 \mu\text{m}$ nécessite une correction afin de retirer la contribution thermique à cette longueur d'onde [Nakajima and Nakajima, 1995], et le canal à $1.64 \mu\text{m}$ est lui plus sensible à l'hétérogénéité des nuages [Zhang and Platnick, 2011]. C'est pourquoi le canal à $2.13 \mu\text{m}$ est ici préféré. De plus, il a été montré que de tels canaux peuvent également contenir des informations profitables à la restitution de propriétés des cirrus [Cooper et al., 2007]. Le radiomètre MODIS effectue des mesures dans 36 bandes allant de $0.4 \mu\text{m}$ à $14.5 \mu\text{m}$, dont trois bandes fortement similaires à celles de IIR. Il serait donc tout à fait envisageable de ne considérer que les mesures radiométriques de cet instrument. Cependant, dans un souci de continuité avec ce qui a été fait précédemment, nous avons choisi de garder les canaux IIR pour fournir l'information dans l'infrarouge thermique. De plus, IIR possède une bien meilleure coordination avec les observations du lidar CALIOP, qui nous sont nécessaires à la détection et au positionnement des couches nuageuses.

Enfin, bien que nous ne restituons qu'un seul paramètre de nuage de glace, nous avons vu dans le paragraphe 4.8 que les canaux IIR peuvent également être très sensibles aux propriétés de nuages d'eau liquide situés dans la moyenne troposphère. Il est donc intéressant de garder les trois canaux de IIR afin d'apporter de l'information non seulement sur IWC , mais également sur $\tau_{\text{eff}}^{\text{mid}}$ et τ^{mid} .

Finalement, le nouveau vecteur mesure s'écrit donc comme

$$\mathbf{y} = \begin{pmatrix} L_{8.6}^{\text{IIR}} \\ L_{10.6}^{\text{IIR}} \\ L_{12.0}^{\text{IIR}} \\ L_{0.85}^{\text{MODIS}} \\ L_{2.13}^{\text{MODIS}} \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

où L_{08}^{IIR} , L_{10}^{IIR} , et L_{12}^{IIR} sont les luminances mesurées par IIR respectivement dans ses canaux C08, C10 et C12, et $L_{0.8}^{\text{MODIS}}$ et $L_{2.1}^{\text{MODIS}}$ sont les luminances normalisées mesurées respectivement dans les bandes 2 et 7 de MODIS.

5.2.3.c Ajout d'un nouveau modèle direct

Dans un souci d'une possible ouverture vers l'incorporation de mesures polarisées dans cet algorithme d'inversion (telles que celles du radiomètre POLDER), un code de transfert radiatif basé sur la méthode de l'Adding-Doubling (voir l'annexe A pour une description détaillée de celui-ci) est préféré à FASDOM pour simuler les mesures des canaux visible et proche infrarouge. L'utilisation future de telles mesures pourrait en effet permettre d'apporter une information précieuse sur la forme des cristaux de glace, sur l'altitude des couches nuageuses, ou encore sur une possible couche d'aérosol. FASDOM reste néanmoins utilisé pour simuler les mesures dans l'infrarouge thermique (dans les canaux centrés à $8.65 \mu\text{m}$, $10.6 \mu\text{m}$, et $12.0 \mu\text{m}$), avec une configuration identique à celle décrite dans le chapitre 4. Les nouveaux paramètres liés à la configuration de l'utilisation de l'Adding-Doubling sont listés dans le paragraphe suivant.

5.2.4 Nouveaux paramètres non-inversés et conséquences sur le calcul des erreurs

Toutes ces modifications de l'algorithme original ont évidemment un impact indirect sur le calcul des erreurs puisque certains paramètres non-inversés sont amenés à disparaître (comme certaines propriétés des nuages d'eau liquide) alors que d'autres vont au contraire faire leur apparition (comme les paramètres non-inversés liés à l'Adding-Doubling). L'ensemble des

ces paramètres, ainsi que les incertitudes qui leurs sont associées, sont discutés dans les paragraphes suivants avant d'être résumés dans le tableau récapitulatif 5.1.

5.2.4.a Les mesures du radiomètre MODIS

Nous avons précédemment vu que l'introduction de mesures supplémentaires situées dans les domaines visible et proche-infrarouge semble indispensable à une bonne restitution de l'ensemble des propriétés de nuages d'eau liquide contenues dans le vecteur d'état. Le radiomètre MODIS semble être parfaitement utile pour remplir cette tâche puisque celui-ci se trouve à l'intérieur même de l'A-Train. Cependant, l'utilisation des mesures issues de cet instrument n'est pas sans poser quelques problèmes du point de vue de la réelle similitude des scènes observées. En effet, la simultanéité temporelle et la co-localisation spatiale n'est pas aussi bonne qu'entre CALIOP et IIR puisque, bien qu'appartenant à l'A-Train, MODIS ne se trouve pas sur la même plateforme que ces deux instruments. De manière à s'assurer de la meilleure colocalisation possible entre CALIOP, IIR et MODIS, les produits *CALTRACK* [Pascal and Manley, 2009a,b] du pôle *ICARE* sont utilisés. Ces produits permettent d'avoir accès aux mesures des divers instruments (dont MODIS) en coïncidence avec les mesures de CALIOP. Cependant, la possibilité d'un léger décalage spatial entre les observations des ces instruments reste à prendre en compte. De plus, les mesures du radiomètre MODIS possèdent des résolutions de 250 m et 500 m dans les canaux centrés respectivement à $0.85 \mu\text{m}$ et $2.13 \mu\text{m}$. Ceci implique alors la nécessité d'effectuer une moyenne (fournie dans les produits *CALTRACK*) afin d'obtenir une taille de pixel comparable à celle de IIR, soit 1 km. Ces deux points ne sont pas sans rappeler les problèmes rencontrés lors des comparaisons des mesures spatiales de IIR avec les mesures aéroportées de CLIMAT-AV dans les chapitres 2 et 3. Ceci laisserait alors penser qu'il existerait une possibilité non négligeable que la colocalisation ne soit pas optimal et que les scènes observées soient par conséquent légèrement différentes. Il est donc indispensable de tenir compte de cette possible différence d'observation entre les produits *CALTRACK* et CALIOP dans les incertitudes associées aux mesures MODIS, en surestimant par exemple légèrement celles-ci. Les incertitudes intrinsèques liées à la calibration de ce radiomètre sont considérées comme étant meilleures que 2% sur les luminances normalisées [Esposito et al., 2004, Xiong and Barnes, 2006]. Ainsi, tenant compte de toutes ces sources d'erreurs, une incertitude relative de 3% sur les luminances normalisées fournies

par les produits *CALTRACK* semble tout à fait raisonnable. De manière générale, il reste en effet préférable de surestimer très légèrement une incertitude lorsqu'on ne maîtrise pas parfaitement celle-ci, plutôt que de prendre le risque qu'elle puisse être sous-estimée. Bien qu'une telle considération n'affectera que très peu la restitution du vecteur d'état, un affinage par une étude poussée de l'impact réel de l'utilisation des produits *CALTRACK* peut être cependant envisagé si l'on désire optimiser les erreurs sur les paramètres inversés.

5.2.4.b Adding-Doubling

Un code de transfert radiatif basé sur la méthode d'Adding-Doubling est utilisé pour simuler les luminances normalisées dans les canaux MODIS à $0.85 \mu\text{m}$ et $2.13 \mu\text{m}$ (voir Annexe A). Celui-ci est configuré de manière à prendre en compte les phénomènes d'absorption de gaz tel que H_2O , O_3 , CH_4 , CO_2 ou encore NO_2 en utilisant la méthode de *correlated-k distribution* (voir Annexe *chap:Annexe1* pour plus de détails). Les profils de vapeur d'eau et d'ozone sont fournis par le GMAO, en accord avec les données utilisées dans le code de transfert radiatif FASDOM. La version complète du code d'Adding-Doubling utilisée dans ce chapitre (et contenant le traitement des gaz) a été configurée pour les besoins de notre étude, c'est pourquoi il nous est difficile de nous appuyer sur des travaux préalables afin de déterminer en détail la précision de celui-ci.

Des comparaisons de la *correlated-k distribution* telle qu'implémentée dans notre code sur les canaux à $0.85 \mu\text{m}$ et à $2.13 \mu\text{m}$ avec une technique de *line-by-line* n'a pas pu être effectuée au cours de cette thèse. Kratz [1995] estime que ses coefficients de la *correlated-k distribution* (que nous utilisons) permettent d'obtenir des flux radiatifs en accord de 0.5% en comparaison avec l'utilisation de *line-by-line* dans les bandes du radiomètre AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*). Il est cependant difficile de déduire de cette valeur une incertitude précise sur les luminances normalisées simulées pour les bandes MODIS. De plus, une configuration très précise de la *correlated-k distribution* (soit avec une forte discrétisation le long de l'intervalle spectral) augmente de manière importante les temps de calcul de l'algorithme. Il est donc nécessaire d'estimer un nombre de coefficients optimal permettant d'avoir la meilleure description possible des phénomènes d'absorption gazeuse, tout en gardant un temps de calcul convenable. Ainsi, divers tests nous ont permis de conclure qu'une discrétisation en utilisant un seul coefficient (k_i) peut être parfaitement suffisante pour traiter l'ensemble de gaz à

0.858 μm , où les phénomènes d'absorption sont plus faibles. Cependant, à 2.13 μm il est nécessaire d'utiliser un nombre plus élevé de coefficients afin de traiter l'absorption par la vapeur d'eau. Nous avons en effet remarqué que dans l'hypothèse d'une négligence de la description de l'absorption de l' H_2O à 2.13 μm (en n'effectuant pas de discrétisation spectrale, soit $N_K=1$), une erreur d'environ 8% viendrait s'ajouter sur les simulations à cette longueur d'onde. Les incertitudes liées au code de transfert radiatif seraient alors plus importantes que celles liées à la précision instrumentale, ce qui ne serait pas souhaité dans un algorithme utilisant l'estimation optimale. De plus, nous avons observé qu'une telle approximation impliquerait un biais allant de 0.5 μm à 2.0 μm sur les restitutions de rayons effectifs de nuages d'eau liquide. Il est donc nécessaire, malgré des temps de calculs plus long, de décrire avec précision l'absorption gazeuse par l' H_2O dans la bande centrée à 2.13 μm . Nous avons finalement observé qu'une discrétisation spectrale de ce canal en quatre intervalles (soit $N_k=4$) est suffisante afin d'assurer une bonne précision des simulations. Dans l'ensemble, une incertitude de 2% sur les luminances normalisées simulées dans chaque canal par le code d'Adding-Doubling semble raisonnable. Nous incluons dans cette incertitude les erreurs liées à l'utilisation de la méthode de *correlated-k distribution* par rapport à une méthode *line-by-line*, ainsi que les erreurs dues à l'utilisation d'un nombre moindre de coefficients afin d'obtenir des temps de calculs convenables. Comme dans le cas des mesures instrumentales MODIS, il paraît plus prudent de risquer une légère surestimation de l'incertitude de manière à s'assurer que les erreurs sur les paramètres inversés contiennent bien l'ensemble des solutions possibles.

Enfin, le code d'Adding-Doubling nécessite la connaissance d'un albédo de surface. Pour une surface océanique, considérée ici comme lambertienne, les mesures MODIS indiquent un albédo d'environ 0.044 pour sa bande centrée à 0.85 μm et 0.022 pour sa bande centrée à 2.13 μm [Sun-Mack et al., 2004]. Cependant, aucune incertitude n'est réellement attribuée à ces valeurs, et il semble également difficile de se faire une idée de celle-ci à partir de la littérature tant les valeurs d'albédo associées aux surfaces océaniques peuvent varier d'une étude à une autre (on retrouve par exemple par exemple 0.03 dans les deux canaux MODIS pour Lee et al. [2006] ou 0.05 pour Wind et al. [2010]). Des tests ont donc été effectués en restituant des propriétés de nuages de glace et d'eau liquide à partir de différentes combinaisons d'albédo de surface, telles que trouvées dans la littérature. Nous avons alors observé que la valeur choisie de l'albédo de surface n'influence en réalité qu'extrêmement peu les résultats des restitutions, étant donné que la surface devient quasiment négligeable en présence de couches de nuages

d'eau liquide ou d'un nuage de glace épais. Ainsi, de manière à rester dans la philosophie de la méthode d'estimation optimale, nous avons fixé l'albédo de surface à 0.05 pour les deux canaux MODIS, en y attribuant une très large incertitude (de 100%) qui devrait permettre de prendre en compte toutes les configurations possibles.

5.2.4.c Nuages de glace

Les modèles de cristaux de glace utilisés dans ce chapitre ont été présentés en détail dans le paragraphe 5.2.1. Nous rappelons que les propriétés optiques telles que l'albédo de diffusion simple, le coefficient d'extinction volumique et le facteur d'asymétrie sont calculés à partir du contenu en glace et de la température des couches nuageuses, par l'intermédiaire d'une paramétrisation développée par Baran et al. [2011b]. Trois coefficients (a_n , b_n , et c_n , n variant de 1 à 3, *c.f.* équation 5.1a) sont également nécessaires à l'obtention de chacune des propriétés. Ces coefficients sont issus de régressions, et sont donc entachés d'une erreur que A. J. Baran estime être de l'ordre de 1% (communication personnelle). Ainsi, de manière à rendre compte des incertitudes sur les propriétés optiques des nuages de glace, chacun de ces coefficients est donc considérés comme étant un paramètre dit non-inversé du modèle direct, et est associé à une incertitude de 1%.

Afin d'obtenir la description la plus complète possible des phénomènes de diffusion par les particules qui composent les nuages de glace, la fonction de phase du modèle dit *analytique* (voir paragraphe 5.2.1.a) est utilisée. Celle-ci correspond à une amélioration de la fonction de phase de Henyey-Greenstein et est donc directement calculée à partir du facteur d'asymétrie g . Le choix d'opter pour une telle approximation provient donc de la rapidité de calcul des propriétés de diffusion qu'offre ce modèle. Cependant, de manière à estimer l'erreur introduite par cette approximation, les luminances simulées par le modèle direct en utilisant la fonction de phase *analytique* sont comparées à chaque pas itératif aux luminances simulées dans les mêmes conditions mais en utilisant une fonction de phase plus 'exact' correspondant au *modèle d'ensemble* (voir paragraphe 5.2.1.b pour plus de détails sur celui-ci). La différence trouvée entre ces deux luminances dans chaque canal est considérée comme étant l'erreur due à l'utilisation de la fonction de phase *analytique*.

<i>Paramètre</i>	<i>Précision</i>
<i>Code de transfert radiatif</i>	
- FASDOM	0.6% par canal sur les luminances
- Adding-Doubling*	2% par canal sur les luminances normalisées
<i>Profiles atmosphérique :</i>	
- Température	1K par couche
- Humidité relative	10% par couche
- Ozone	10% sur la colonne
<i>Surface :</i>	
- Température	1K
- Emissivité* (FASDOM)	1% par canal
- Albédo (Adding-doubling)	100% par canal
<i>Cirrus :</i>	
- Altitude	100 m sur la base et le sommet
- Fonction de phase*	Comparaison avec la fonction de phase fournie par le modèle d'ensemble
- Paramètres microphysiques*	1% sur chaque coefficient de la paramétrisation (a_n , b_n , et c_n)
<i>Nuages d'eau liquide :</i>	
- Altitude	100 m sur la base et le sommet
<i>Mesures radiométriques :</i>	
- IIR	1K en température de brillance équivalente sur les mesures, par canal
- MODIS*	3% par canal sur les luminances normalisées issues de <i>CALTRACK</i>

Tableau 5.1: Résumé des incertitudes utilisées dans l'algorithme modifié sur les paramètres non inversés et sur les mesures instrumentales. Les astérisques indiquent les nouveaux paramètres ajoutés depuis la modification de l'algorithme.

5.3 Cas d'étude le long d'une courte scène

Ce paragraphe est dédié à la présentation d'une première application de l'algorithme *multi-couche* (également appelé par la suite *Multiple-Layer*, ou *ML*) introduit dans ce chapitre. Un cas d'étude est choisi comme correspondant à une courte scène de quelques degrés de latitude mais possédant toutes les configurations nuageuses possibles que l'algorithme *ML* puisse traiter (simple, double, ou triple couche). Cette application a pour but d'observer les capacités et les limites de cet algorithme selon le type de scène étudiée. De plus, afin de pouvoir effectuer une comparaison avec les résultats obtenus par l'algorithme présenté dans le chapitre 4, dit *simple couche* (ou *Single-Layer - SL*), l'utilisation d'une journée d'étude commune avec les campagnes CIRCLE-2 ou Biscay '08 semble judicieux. La première partie de ce paragraphe est dédiée à la présentation des restitutions obtenues à partir de l'algorithme multi-couche, et d'une correction qu'il a été nécessaire d'appliquer. La seconde partie montre des comparaisons entre les restitutions de l'algorithme *ML* et celles de l'algorithme *SL*. Enfin, une troisième partie montre les résultats d'une étude de contenu en information effectuée pour ce cas d'étude.

5.3.1 Résultats principaux des inversions

Le cas d'étude présenté ici correspond à des mesures effectuées dans le golfe de Gascogne durant le 25 mai 2007. Ces mesures englobent donc la journée CIRCLE-2 présentée dans le paragraphe 3.4.2. Nous avons vu dans le chapitre 4, que cette journée de campagne est assez difficile à traiter à cause de la présence de nombreux nuages d'eau liquide sous-jacents à des couches de cirrus fins, en particulier dans l'étage moyen de la troposphère. Elle paraît ainsi être un cas d'étude parfait pour illustrer les performances de l'algorithme *ML*.

L'ensemble des résultats obtenus pour ce cas d'étude sont réunis sur les figures 5.4a-g. On remarque bien, sur le profil nuageux pris en compte dans l'algorithme (qui apparaît sur la figure 5.4a), la présence d'un grand nombre de configurations (simple couche de nuage de glace ou d'eau liquide, double couche et même triple couche entre 46.5° et 47° de latitude). La figure 5.4b montre que l'ensemble des restitutions semble fiable puisque les valeurs de la fonction coût ϕ sont, dans la plupart des cas, bien inférieures à la dimension du vecteur mesure (qui est représentée par une ligne orange discontinue). On y observe tout de même la

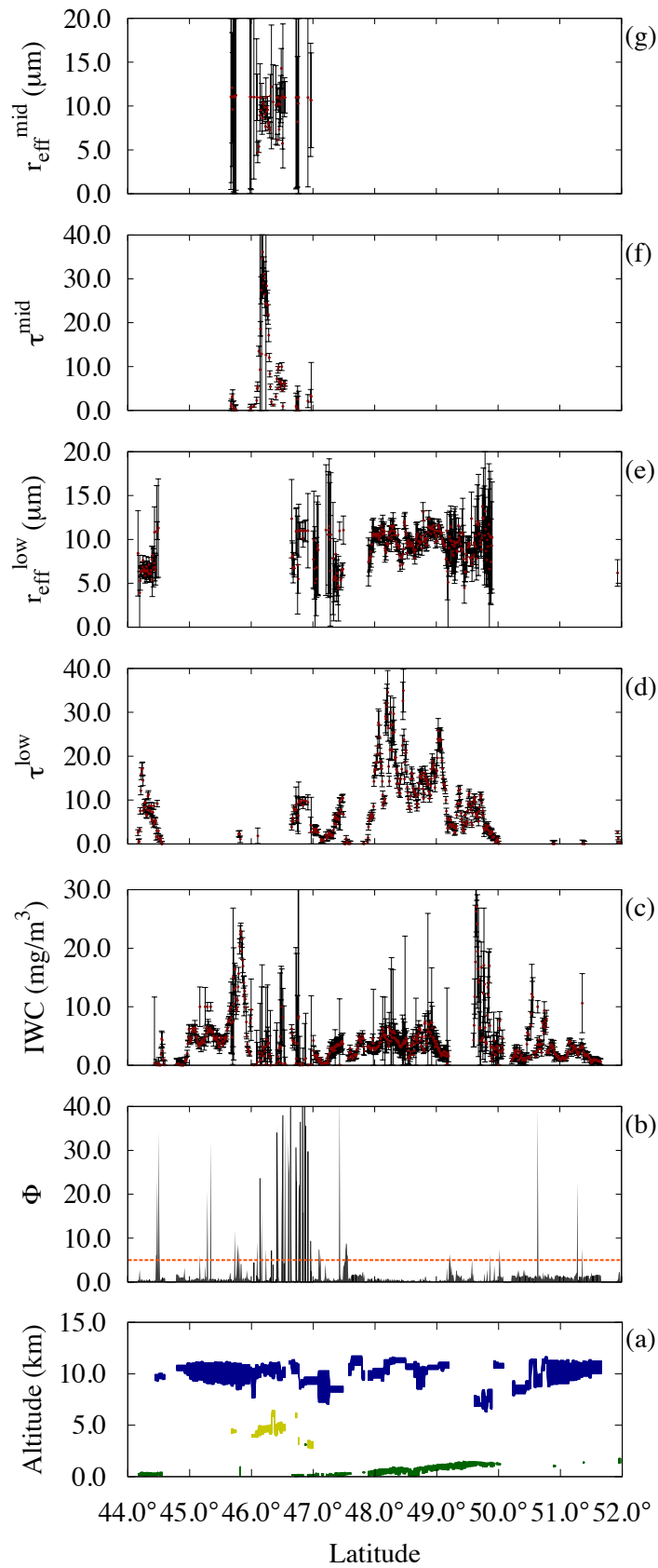


Figure 5.4: Résultats globaux des inversions en fonction de la latitude, pour le cas d'étude sur une courte scène. (a) : Profil nuageux traité par l'algorithme (bleu : nuage de glace ; jaune : couche *mid* ; vert : couche *low*). (b) : Fonction coût au maximum de convergence entre le modèle direct avec la mesure. (c-g) : Restitutions des propriétés de l'ensemble des couches nuageuses. Les points rouges représentent la valeur des paramètres du vecteur d'état optimal \hat{x} , et les barres d'erreurs les incertitudes qui leurs sont associées (un écart-type de chaque côté de la valeur moyenne).

présence de zones où la fonction coût augmente fortement. Ce comportement semble pouvoir être expliqué par deux phénomènes :

- Premièrement, il faut se rappeler que CALIOP et IIR ne se trouvent pas sur la même plate-forme que MODIS. Ainsi, bien que les produits *CALTRACK* soient utilisés afin de garantir une bonne géo-localisation des mesures, une différence reste possible entre les observations de CALIOP et celles de MODIS. Il arrive donc que MODIS observe une couche de nuage d'eau liquide qui ne soit pas indiquée par le lidar. Ce phénomène peut également être dû à la différence de résolution entre les instruments. Le même phénomène est aussi possible avec les nuages de glace, mais est moins problématique étant donné leur impact généralement moins important sur les mesures visible et proche-infrarouge de MODIS. Il peut également arriver que, dues à la différence de résolution entre les IIR et CALIOP, les mesures de ce premier perçoivent la présence de nuages de glace qui ne sont pas indiqués par le lidar. Ce cas reste plus rare mais doit également être considéré.
- La saturation du signal lidar dans le cas d'une couche épaisse de nuage d'eau liquide *mid* ou de nuage de glace peut également entraîner le même phénomène. Dans ce cas, aucun nuage d'eau liquide dans la couche *low* n'est indiqué, alors que les mesures MODIS peuvent y être sensibles.

Dans les deux cas, il devient alors particulièrement difficile (voire impossible) aux simulations du modèle direct, de coller aux mesures dans les canaux à $0.85 \mu\text{m}$ et $2.13 \mu\text{m}$, puisqu'aucune couche de nuage d'eau liquide n'est traitée par l'algorithme. Ceci a pour conséquence une mauvaise convergence de l'algorithme et donc une très forte valeur de la fonction coût, qui peut alors être qualifiée d'anormale. Ainsi, une correction est appliquée à l'algorithme de manière à améliorer au mieux la qualité des inversions. Lorsqu'une valeur fortement anormale de la fonction coût est observée, l'algorithme vérifie s'il existe dans quelques canaux spécifiques une signature dans la différence entre les mesures et les simulations du modèle direct. Par exemple, une forte valeur de luminance normalisée dans la bande à $0.85 \mu\text{m}$ a de fortes chances d'indiquer la présence d'une couche de nuage d'eau liquide dans l'étage bas de la troposphère. Si celle-ci n'est pas indiquée par les produits CALIOP, elle est alors ajoutée dans l'algorithme en utilisant la position de la couche de nuage d'eau liquide similaire la plus proche, et les paramètres à restituer sont ensuite recalculés en utilisant le nouveau profil. Ces nouveaux paramètres restitués sont alors conservés s'ils permettent une

meilleure diminution de la fonction coût, sinon la configuration initiale est reprise. Nous avons noté que ce problème reste toutefois assez singulier, mais non négligeable. Cette correction permet donc d'améliorer sensiblement la qualité des inversions, et est appliquée dans tous les résultats de ce chapitre (dont ceux présentés sur la figure 5.4). La présence de triples couches nuageuses est particulièrement problématique puisqu'il devient alors difficile dans ce cas de savoir où appliquer la correction. On remarque en effet sur la figure 5.4b que, bien que la correction y soit déjà appliquée, de telles zones sont à l'origine de pics anormaux dans les valeurs de la fonction coût. Il faut néanmoins préciser à nouveaux que ces pics restent très ponctuels, et ne doivent en rien entacher la qualité des restitutions, qui permettent une très bonne convergence globale entre le modèle direct et les mesures.

Dans l'ensemble, les figures 5.4c-g montrent que les restitutions de tous les paramètres sont relativement précises puisque les incertitudes qui leurs sont attachées semblent se situer dans des ordres de grandeurs tout à fait raisonnables. Une étude précise des valeurs exactes des paramètres restitués, ainsi que de leurs incertitudes, n'est cependant pas le but principal de ce paragraphe qui reste dédié à donner un premier aperçu des résultats de l'algorithme multicouche. Les inversions le long d'orbites complètes (présentées dans la prochaine partie de ce chapitre) permettront en effet d'obtenir une statistique beaucoup plus fiable pour juger des performances de l'algorithme. On peut toutefois, d'ores et déjà, observer que le passage d'un type de scène à un autre ne semble pas influencer de manière notable les valeurs locales des paramètres restitués (pas de discontinuité au passage d'un type de scène à un autre), malgré une augmentation légère des incertitudes. Une forte diminution de l'épaisseur optique visible apparaît tout de même autour de 49° de latitude, mais celle-ci reste malgré tout continue et peut donc difficilement être attribuable au changement de type de scène. Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 4, la valeur des incertitudes reliées au rayon effectif des gouttelettes semble fortement augmenter avec la diminution de l'épaisseur optique des nuages d'eau liquide.

5.3.2 Comparaisons avec l'algorithme *SL*

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus par cet algorithme à ceux qui ont précédemment été obtenus en utilisant l'algorithme simple couche dans le paragraphe 4.5.2. Il est difficile d'effectuer une comparaison précise en terme de taille de cristaux puisque les modèles

utilisés à présent correspondent à des mélanges pour lesquels on ne connaît pas exactement la distribution en taille. De plus, en dehors de quelques zones limitées, ce paramètre n'a pas été retrouvé avec grande précision par l'algorithme *SL* lors de cette journée. Cependant, il est possible d'utiliser le coefficient d'extinction volumique obtenu à partir de la paramétrisation décrite dans le paragraphe 5.2.1.c, en utilisant la valeur du contenu en glace restitué et la température moyenne de la couche nuageuse. Une épaisseur optique d'extinction (appelée τ_{ML}) peut ensuite être déduite à l'aide de l'étendue verticale de la couche nuageuse. Celle-ci est alors tout à fait comparable à l'épaisseur optique d'extinction retrouvée par l'algorithme *SL* (appelée τ_{SL}). La comparaison entre ces deux épaisseurs optiques est présentée sur les figures 5.5a-b.

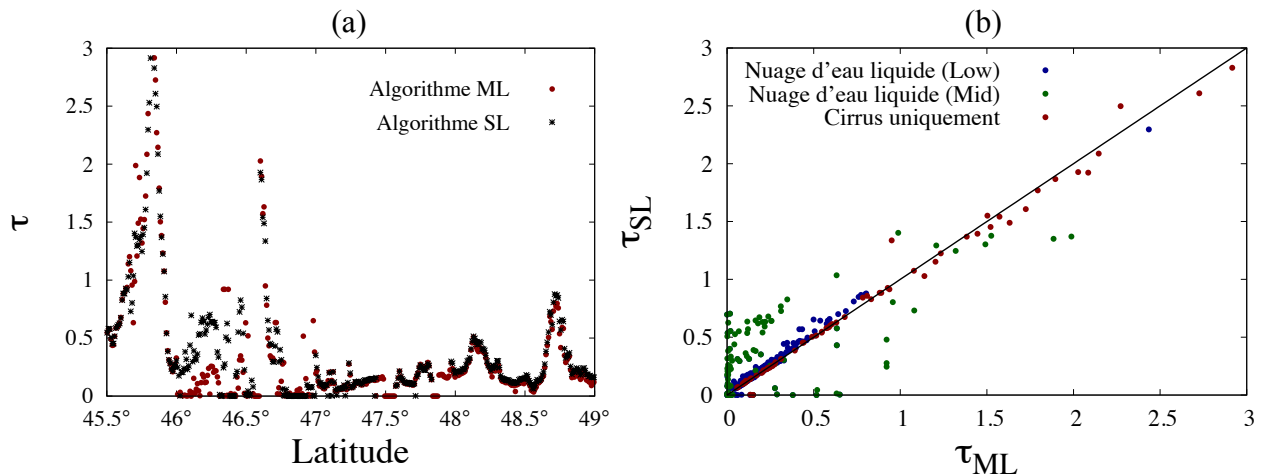


Figure 5.5: (a) Comparaisons des restitutions de l'épaisseur optique d'extinction obtenues séparément à partir des algorithmes *SL* (points rouges, similaires aux résultats présentés sur la figure 4.9a pour une épaisseur optique d'absorption) et *ML* (points noirs). (b) Épaisseur optique d'extinction retrouvée par l'algorithme *SL* en fonction de l'épaisseur optique d'extinction retrouvée par l'algorithme *ML*. La couleur des points indique la configuration nuageuse sous-jacente au cirrus.

La figure 5.5a montre que les valeurs d'épaisseurs optiques retrouvées par les deux algorithmes sont globalement très proches sur l'ensemble de la zone. Des divergences importantes apparaissent cependant en présence d'une couche de nuage d'eau liquide dans l'étage moyen de la troposphère (entre 46.0° et 47.0° de latitude). On y remarque que, dans ce cas, les épaisseurs optiques restituées par l'algorithme multi-couches sont généralement plus faibles que celles retrouvées par l'algorithme simple couche. Cette observation se retrouve sur la figure 5.5b qui permet de bien distinguer les zones où des nuages d'eau liquide *mid* et *low*

se trouvent sous le cirrus. Dans le cas d'une couche unique de cirrus, les épaisseurs optiques restituées sont très proches pour les deux algorithmes. On aperçoit toutefois un décalage très léger entre τ_{ML} et τ_{SL} en présence de nuages d'eau liquide dans la couche *low*, et un décalage beaucoup plus important lorsque ces derniers se trouvent dans la couche *mid*. Ce décalage est expliqué par le fait que les épaisseurs optiques des nuages d'eau liquide utilisées dans l'algorithme *SL* sont issues de mesures CALIOP, qui saturent lorsque l'épaisseur optique des nuages dépasse environ 3.0 [Vaughan et al., 2009]. Or, on voit clairement sur les figures 5.4d et 5.4f que les épaisseurs optiques des nuages d'eau liquide dépassent largement ces valeurs. Ainsi, une sous estimation de l'épaisseur optique des nuages liquides dans l'algorithme *SL* entraîne logiquement la restitution d'une épaisseur optique plus forte pour les cirrus. Cette surestimation dans la restitution de l'épaisseur optique est d'autant plus grande que l'altitude du nuage liquide augmente, puisque l'écart en température entre celui-ci et le sol est alors plus fort.

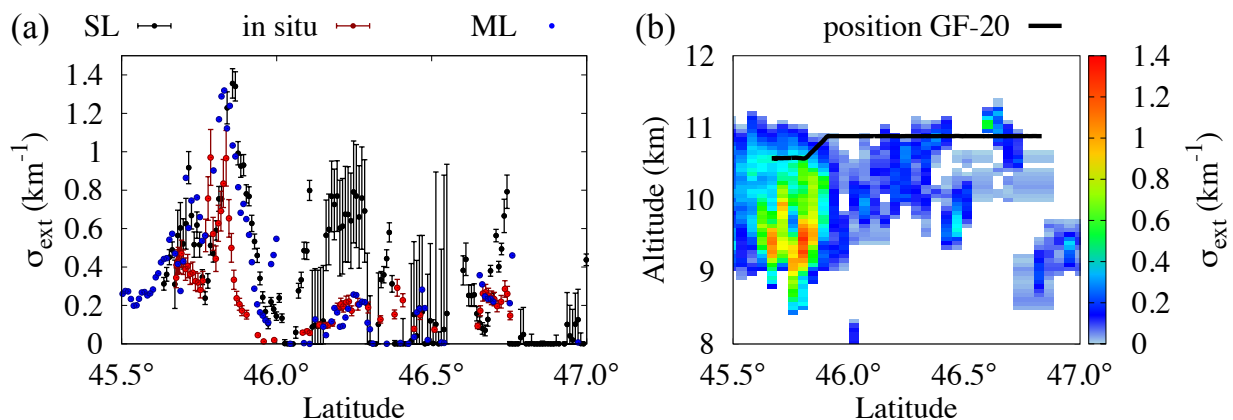


Figure 5.6: (a) Comparaisons des coefficients d'extinction volumique obtenus par les algorithmes *SL*, *ML*, et les mesures *in situ* du néphélomètre polaire (similaires à la figure 4.15). (b) Position dans le cirrus de l'avion GF-20 contenant le néphélomètre polaire. Le code de couleur indique les coefficients d'extinction fournis par les produits 5-km de CALIOP (similaire à la figure 4.16).

Afin de se convaincre que ces différences proviennent bien d'une amélioration de la part de l'algorithme *ML*, nos restitutions sont comparées aux mesures *in situ* obtenues durant la journée du 25 mai 2007. Ces comparaisons se font de manière tout à fait similaires à celles présentées dans le paragraphe 4.6. La figure 5.6a montre les coefficients d'extinction volumique visibles obtenus à partir des mesures du néphélomètre polaire à bord du GF20 (points rouges), et à partir des restitutions des algorithmes *SL* (points noirs) et *ML* (points

bleus). Dans le paragraphe 4.6 nous ne nous sommes intéressés qu'à l'intervalle de latitudes 45.5°-46.0° représentatif du cirrus le plus homogène de ce parcours (en accord avec l'étude de Mioche et al. [2010]). Nous nous intéressons cependant ici à l'intervalle de latitudes 46.0°-47.0° où réside les divergences les plus notables entre les algorithmes *SL* et *ML*. On observe bien que les restitutions de l'algorithme multi-couches sont bien plus proches des mesures *in situ* que celles de l'algorithme mono-couche. On retrouve bien des extinctions caractéristiques d'un nuage très fin, ce qui est en accord avec les produits de CALIOP présentés dans la figure 5.6b. Nous observons donc bien ici une nette amélioration au profit de l'algorithme multi-couches, grâce à la description plus précise des propriétés de nuages d'eau liquide que permet celui-ci. Des comparaisons de nos restitutions d'IWC avec les mesures du FSSP-300 et du CPI ne sont pas illustrées ici. Celles-ci mènent aux mêmes conclusions que celles prises dans le paragraphe 4.6 concernant les diamètres effectifs, c'est à dire que nos restitutions sont globalement plus élevées que les mesures *in situ*. Ceci peut de la même manière être expliqué par le fait que le GF20 vole au sommet du nuage, et que des phénomènes de cassures des cristaux de glace au contact des instruments de mesure peuvent exister.

5.3.3 Etude de contenu en information

Nous avons vu dans le chapitre 4 qu'une étude de contenu en information peut s'avérer utile à de nombreux points de vue. Premièrement, il est indispensable de coupler celle-ci à l'analyse des résultats présentés dans le paragraphe précédent si on désire affirmer notre diagnostic sur la qualité des inversions. De plus, ce type d'étude aide à comprendre plus en détail d'où provient l'information et sur quels paramètres elle se répartit. Il serait intéressant, par exemple, de vérifier que les 'nouvelles' mesures incluses dans le vecteur mesure ont réellement contribué à apporter une information nouvelle, ou encore si les nouveaux paramètres utilisés reçoivent réellement une information nécessaire à leurs restitutions.

Par la suite, le choix de travailler en terme de degrés de liberté du signal d plutôt qu'en terme de contenu en information H est fait, de manière à permettre une meilleure clarté dans la présentation des résultats (d étant borné entre 0 et 1). On rappelle que le degré de liberté total du signal peut être décomposé, tout comme H , dans l'espace des états et dans l'espace des mesures, en degrés de liberté partiels. Le degré de liberté total dans l'espace des états est appelé d_s , alors que le degré de liberté total dans l'espace des mesures est appelé d_m .

Ainsi, d_s indique le nombre de paramètres indépendants qu'il a été possible de restituer, et sa décomposition permet de connaître lesquels. Au contraire, d_m indique le nombre total de canaux qui ont été utiles au bon fonctionnement des inversions, et sa décomposition fournit un renseignement sur les canaux exacts qui ont participé ou non aux restitutions. Dans tous les cas, chaque degré de liberté partiel issu de d_s ou de d_m doit être supérieur à 0.5 pour que le signal soit situé au dessus du bruit. En plus des explications données dans le paragraphe 4.4.1, des détails sur la décomposition des degrés de liberté telle qu'effectuée ici peuvent être trouvés dans l'article de Rodgers [1996].

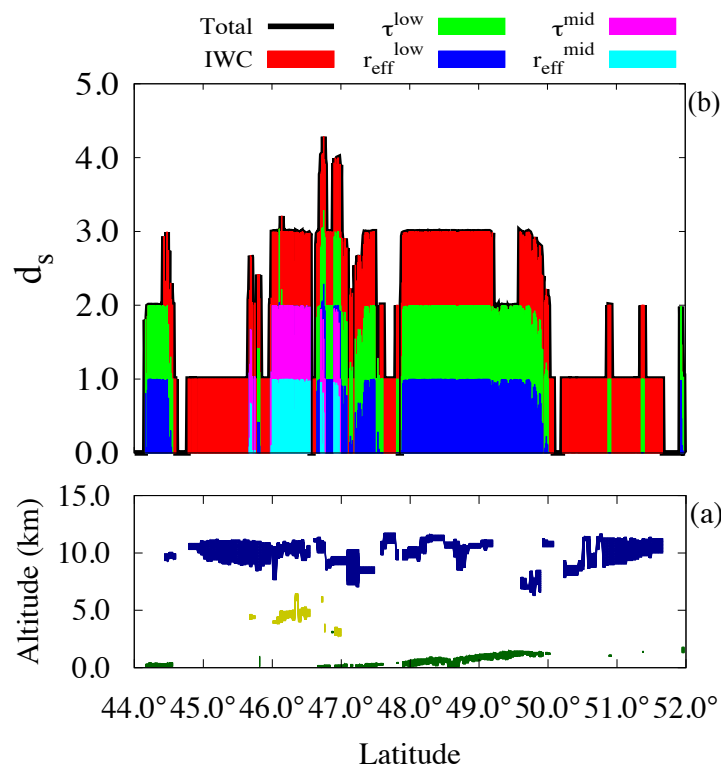


Figure 5.7: (a) Profil nuageux traité par l'algorithme pour le cas d'étude du 25 mai 2007 (similaire à la figure 5.4a). (b) degré de liberté du signal total (trait noir), décomposé dans l'espace des états en degrés de liberté partiels sur chaque paramètre (code de couleur indiqué dans la légende).

La figure 5.7b représente la décomposition des degrés de liberté du signal dans l'espace des états pour le cas d'étude du 25 mai 2007. Comme expliqué précédemment, la valeur totale de cette grandeur (représentée par un trait noir continu) renseigne sur le nombre total de paramètres qu'il a été possible de restituer à partir de l'ensemble des mesures mises à disposition. Dans le cas d'une simple couche de nuage de glace, on remarque une information très

forte sur le contenu en glace, puisque le degré de liberté associé à ce paramètre est proche de 1. Dans le cas d'une simple couche de nuage d'eau liquide *low*, comme par exemple autour de 49.4° de latitude, l'information semble également très forte sur le rayon effectif des gouttelettes ainsi que sur l'épaisseur optique du nuage. Dans le cas de doubles couches (nuage de glace et nuage d'eau liquide), les zones situées entre 46.0° et 50.0° de latitude montrent très clairement que les mesures contiennent bien assez d'informations pour retrouver avec précision l'*IWC* des nuages de glace, et les deux paramètres (que sont r_{eff} et τ) des nuages d'eau liquide situés dans la basse ou de la moyenne troposphère. L'information sur le rayon effectif des gouttelettes d'eau diminue cependant fortement lorsque l'épaisseur optique devient faible, comme c'est le cas sur les bords du nuage d'eau liquide situé entre 47.0° et 48.0° ou entre 49.5° et 50.0° de latitude. Cette étude de contenu en information montre également que la valeur de d_s peut atteindre plus de 4.0. Cela signifie que, dans le cas de scènes à triple couches nuageuses, les mesures peuvent contenir assez d'information pour retrouver précisément jusqu'à quatre paramètres, qui sont l'*IWC* du nuage de glace, l'épaisseur optique des deux nuages d'eau liquide, et le rayon effectif des gouttelettes d'une des deux couches liquide (en fonction de l'épaisseur optique de celles-ci).

Il est également intéressant, afin de compléter cette étude, de connaître quels sont les canaux de mesures qui ont apporté toute l'information sur les paramètres décrits précédemment. Ceci peut être retrouvé grâce à la décomposition du degré de liberté total dans l'espace des mesures, comme présenté sur la figure 5.8. Cette figure contient cependant une information supplémentaire par rapport à la figure 5.7, qui est l'ordre de priorité des canaux du point de vue de l'information. Ainsi, le canal apparaissant le plus bas sur la figure (pour d_m entre 0 et 1) est celui ayant apporté le plus d'informations aux restitutions. Par exemple, on note que le canal à $12.0 \mu\text{m}$ est celui qui est le plus utilisé pour retrouver l'*IWC*. Aucun autre canal n'est nécessaire, puisqu'il permet à lui seul d'apporter une information complète sur ce paramètre, et toute autre information ne serait ainsi que redondante. Dans le cas de nuage d'eau liquide, les canaux à $0.85 \mu\text{m}$ et $2.13 \mu\text{m}$ sont utilisés simultanément pour retrouver l'épaisseur optique et le rayon effectif. En observant les zones où l'information sur le rayon effectif est la plus faible, on remarque que seul le canal à $0.85 \mu\text{m}$ est utilisé, ce qui montre bien que le canal à $2.13 \mu\text{m}$ contient plus d'informations sur la taille des gouttelettes alors que le canal à $0.85 \mu\text{m}$ en contient plus sur l'épaisseur optique du nuage. Les deux canaux

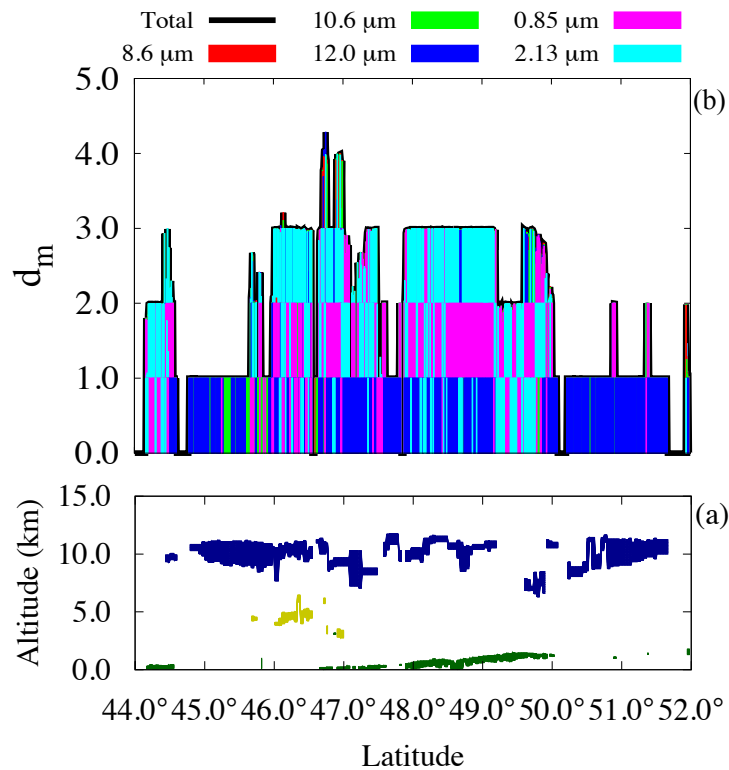


Figure 5.8: Similaire aux figures 5.7a-b, avec cependant une décomposition en degrés de liberté partiels dans l'espace des mesures.

restant (généralement à $8.6 \mu\text{m}$ et $10.6 \mu\text{m}$) sont utilisés pour compléter l'information dans le cas de scènes à trois couches. Nous avons vu en effet dans le chapitre précédent que ces canaux peuvent être fortement sensibles à l'épaisseur optique des nuages *mid*, ce qui nous conforte dans l'idée de ne pas les supprimer du vecteur mesure, puisqu'ils peuvent s'avérer utiles dans ces cas de scènes compliquées.

5.4 Restitutions à plus grande échelle des paramètres nuageux

Ce paragraphe expose les résultats d'une application à plus grande échelle de l'algorithme multi-couches. Il faut préciser que l'un des défauts majeurs de notre algorithme reste, malgré toutes les précautions qui ont été prises, son fort coût en terme de temps de calcul. Ainsi, une application globale reste malheureusement impossible durant le temps imparti à cette thèse. C'est pourquoi notre choix s'est porté sur quelques orbites précises, qui vont tout de

même permettre d’approcher une statistique fiable dans le but d’analyser les capacités de l’algorithme. La première partie de ce paragraphe présente ainsi le choix des orbites traitées, avant de passer dans un second temps à l’analyse précise des résultats des restitutions. Enfin, la troisième partie de ce paragraphe présente des comparaisons de nos inversions avec différents produits opérationnels de l’A-Train.

5.4.1 Présentation des orbites étudiées

Le choix des scènes traitées dans ce paragraphe s’est effectué en considérant deux points : Le premier est que celles-ci doivent être assez grandes afin d’obtenir une statistique fiable comprenant de nombreux cas de scènes simples et multi-couches. Le second point est que ces scènes doivent également inclure le plus grand nombre possible de types de cirrus, c’est à dire possédant une climatologie assez variée. Pour ce faire, l’utilisation de mesures le long d’orbites complètes semble indispensable de manière à obtenir des restitutions à la fois en zones de moyennes latitudes et en zones intertropicales. Les orbites considérées doivent également se trouver entièrement au dessus d’une surface océanique, puisque notre version actuelle de l’algorithme ne permet pas encore de traiter des cas de surfaces terrestres. Finalement, les possibilités d’orbites se résument donc au traitement de zones situées entre -60° et $+60^\circ$ de latitude, au dessus de l’océan Atlantique ou de l’océan Pacifique. Le choix final s’est alors porté assez arbitrairement sur la zone Atlantique, qui est moins large que la zone Pacifique et pourrait ainsi permettre à plus long terme d’effectuer une climatologie de cette zone, si les statistiques le permettent.

Les figures 5.9a-b laissent apparaître un aperçu des restitutions effectuées par l’algorithme *ML* en terme de contenu en glace intégré (*IWP*) et d’épaisseur optique de la couche dite *low* de nuages d’eau liquide. Ces figures permettent de mieux appréhender les zones d’études, qui correspondent à une cinquantaine d’orbites sous la trace du lidar CALIOP. Deux périodes de l’année sont ainsi considérées par la suite : une période incluant 29 jours du mois de janvier 2008, et une période incluant 20 jours du mois de juin 2008. Une statistique plus complète du mois de juin n’a malheureusement pas pu être obtenue par manque de temps. On aperçoit clairement en observant ces deux figures que les cas de doubles couches entre nuages d’eau liquide et nuages de glace ne sont pas négligeables.

La figure 5.10 permet de mieux connaître l’occurrence exacte des différents types de scènes

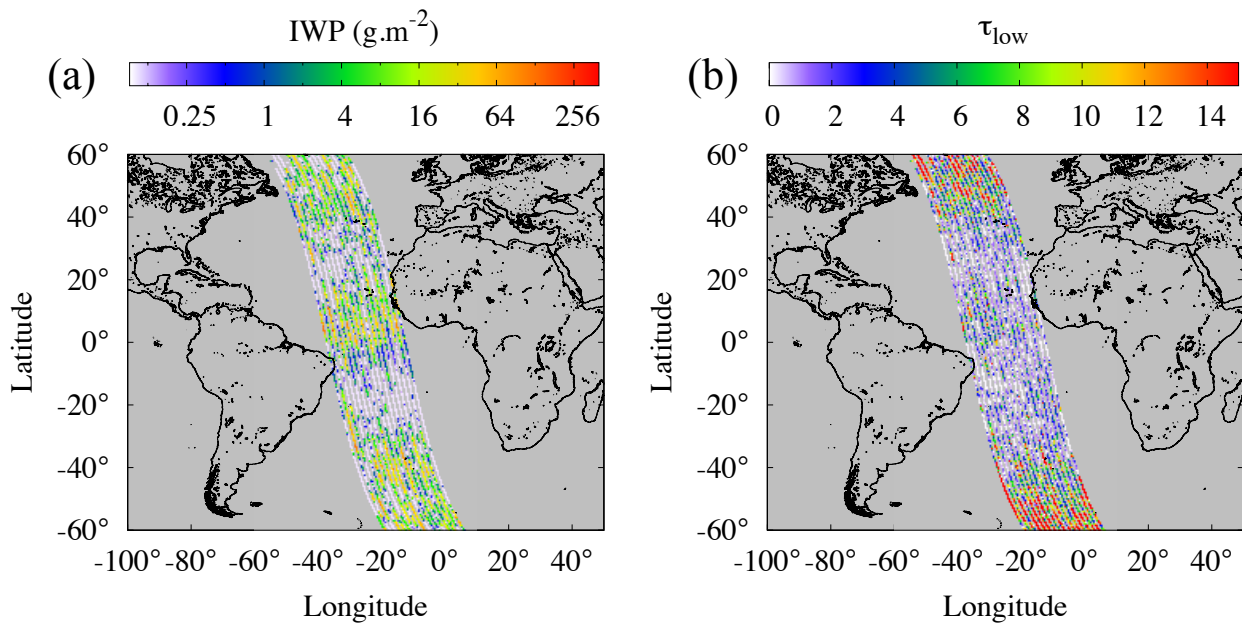


Figure 5.9: Résultat des restitutions du contenu intégré en glace (a) et de l'épaisseur optique des nuages liquide *low* (b) sous une cinquantaine de traces de CALIOP traitées par l'algorithme multi-couches.

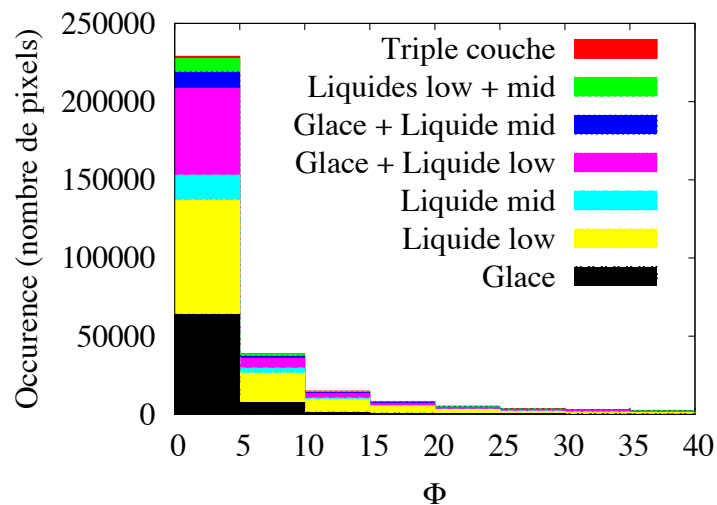


Figure 5.10: Décomposition de la distribution de la fonction coût en fonction du type de scène traitée, sur l'ensemble de l'orbite pour les mois de janvier et juin 2008.

observées, en reliant également celles-ci à la valeur de la fonction coût retrouvée pour chaque pixel inversé. La distribution de la fonction coût montre clairement que celle-ci est très souvent inférieure à la dimension du vecteur mesure (qui on le rappelle est égale à cinq) pour la plupart des pixels traités. Ceci traduit le très bon comportement de l'algorithme

qui parvient à retrouver des paramètres permettant au modèle direct d'être cohérent avec les mesures pour la majorité des scènes (dans la limite des incertitudes de la mesure et du modèle direct). Cette figure indique également que presque tous les types de scènes traitables par l'algorithme *ML* sont rencontrés en assez grand nombre pour permettre une statistique fiable. Il existe en effet une bonne occurrence de cas de simples couches de nuages de glace (en noir sur la figure) et de nuages d'eau liquide *low* (en jaune), ainsi que de cas de double couches entre ces deux types (en rose). Les cas de doubles couches dites *Glace + Liquide low* sont en effet presque aussi présents que les cas de nuages de glace seuls. Les cas de nuages d'eau liquide dans l'étage moyen de la troposphère (en bleu clair) sont néanmoins beaucoup moins présents, et d'autant moins lorsqu'une autre couche nuageuse est simultanément présente (en bleu foncé et en vert). Les cas de triples couches (en rouge) sont eux extrêmement rares, soit à cause d'une saturation de la mesure lidar qui empêche leurs détections, soit à cause d'une réelle rareté de ces cas de figure. Quoiqu'il en soit, ce type de scène ne sera pas étudié en détail par la suite par manque de statistique. Les scènes incluant une couche *mid* seront traitées, mais il faudra toutefois garder à l'esprit que celles-ci sont beaucoup moins présentes, ce qui implique une statistique moins fiable. Finalement, une dernière information que fournit la figure 5.10 est qu'il ne semble pas y avoir de signature nette du type de scène dans l'évolution de la fonction coût. C'est à dire que la même répartition des scènes semble apparaître dans chaque intervalle, et il n'y a donc pas à première vue de configuration nuageuse précise qui soit particulièrement mal restituée par l'algorithme.

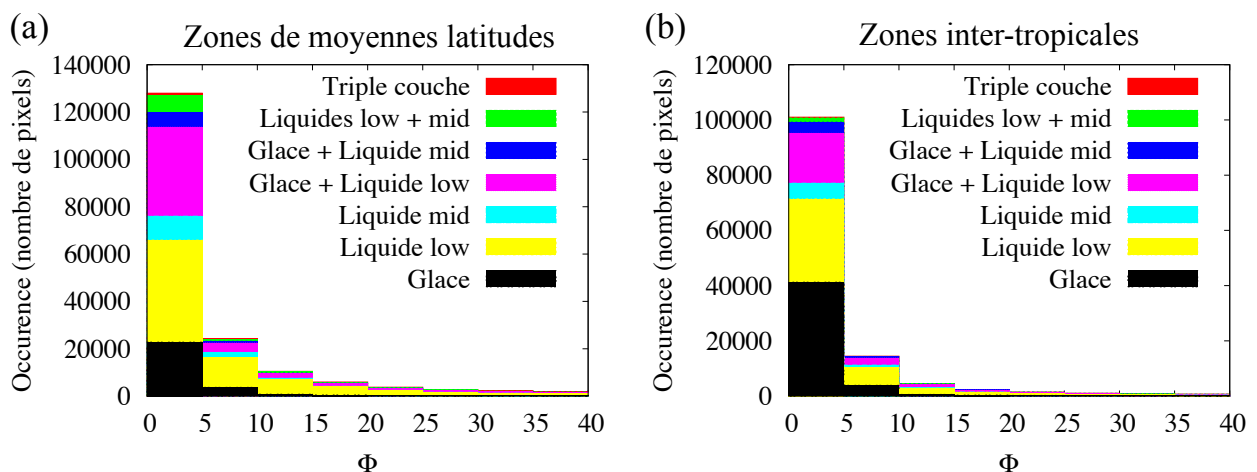


Figure 5.11: Similaire à la figure 5.10 mais découpée selon les zones géographiques traitées.

Afin d'approfondir ces premiers résultats globaux, il est intéressant d'identifier plus en dé-

tail les occurrences de types de scènes selon les zones géographique traitées. Pour ce faire, les résultats présentés sur la figure 5.10 sont découpés en fonction de la zone géographique, soit une zone inter-tropicale entre -30° et 30° de latitude, et une zone de moyennes latitudes (également appelée mid-latitude) entre -60° et -30° et entre 30° et 60° de latitude (une distinction entre les deux hémisphères n'est pas effectuée pour l'instant). Un tel découpage est présenté sur les figures 5.11a-b. On remarque tout d'abord que ce sont dans les régions inter-tropicales que l'occurrence des nuages de glace est la plus grande, et que cette tendance tend à s'inverser en ce qui concerne les nuages d'eau liquide. Ces différences d'occurrences se révéleront particulièrement importantes pour l'analyse de résultats présentée dans le prochain paragraphe.

Enfin, de manière à effectuer une analyse robuste de nos résultats, deux filtres sont appliqués à l'ensemble des inversions :

- Premièrement, la valeur de la fonction coût pour un pixel donné est utilisée de manière à s'assurer de la bonne convergence générale de l'algorithme. Ainsi, seuls les pixels ayant obtenu une valeur de la fonction coût inférieure à cinq sont retenus, ce qui représente près de 72% des inversions totales (*c.f.* figure 5.10). Il aurait été possible d'étendre la limite fixée sur ϕ à deux fois la dimension du vecteur mesure, ce qui aurait inclus plus de 85% des résultats tout en conservant une convergence raisonnable, mais nous préférons être certains de la robustesse de nos résultats, quitte à sacrifier une part des statistiques.
- Dans un second temps, il a été vu dans le chapitre 4 que cet unique test sur la fonction coût ne constitue pas une condition suffisante de la fiabilité des résultats obtenus. Il faut également s'assurer que la valeur des paramètres restitués est bien issue de l'information apportée par les mesures, et non par l'*a priori*. C'est pourquoi un second filtre basé sur une étude de contenu en information est appliqué à nos résultats. Ainsi, toutes les valeurs de paramètres auxquels est attribué un degré de liberté du signal (d_s) inférieur à 0.5 seront exclus de l'analyse des résultats. Afin d'avoir une idée du pourcentage d'inversions rejetées, les figures 5.12a-e indiquent pour chaque paramètre restitué la distribution des valeurs de degrés de liberté qui lui sont associés. Ces résultats sont obtenus après que le filtre sur la fonction coût soit appliqué. La ligne en pointillés rouges indique la limite au delà de laquelle le signal l'emporte sur le bruit. Ainsi, uniquement des paramètres qui sont associés à un degré de liberté partiel se trouvant à

droite de cette ligne seront utilisés pour l'analyse ci-après. Les pourcentages de résultats inclus ou exclus sont respectivement indiqués pour chaque paramètre à droite et à gauche de cette ligne. On remarque sur les figures 5.12a, 5.12b et 5.12d que la quasi-totalité des inversions de contenu en glace et d'épaisseur optique de nuages d'eau seront conservées. Cependant, le pourcentage est beaucoup plus faible pour les rayons effectifs de gouttelettes d'eau pour lesquels seuls près de 70% des résultats seront retenus, comme le montrent les figures 5.12c et 5.12e.

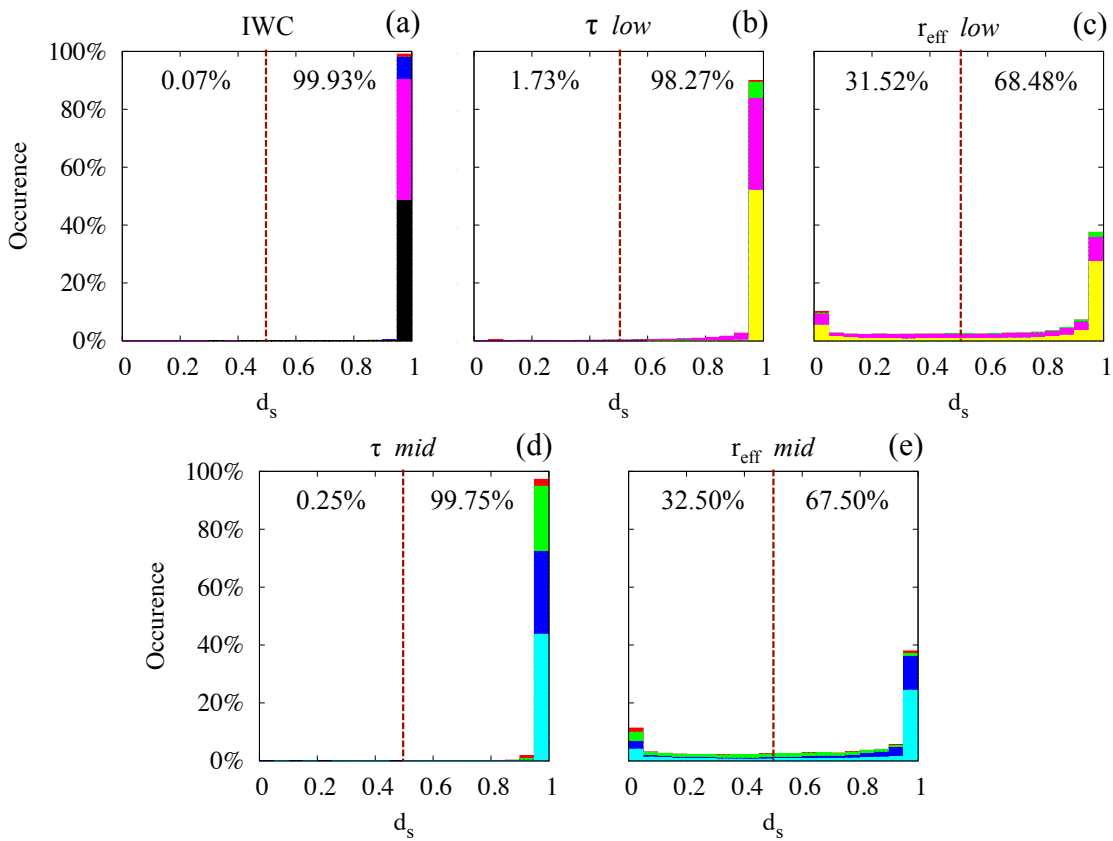


Figure 5.12: Distributions des valeurs de degrés de liberté du signal associées à chacune des composantes du vecteur d'état, pour l'ensemble des pixels ayant une fonction coût $\phi \leq 5$. La ligne verticale en pointillé indique la limite signal/bruit. Les pourcentages représentent pour chaque paramètre la part de valeurs se trouvant au deçà et au delà de cette limite. Le découpage de chaque intervalle par type de scène se fait suivant l'échelle de couleur présentée sur la figure 5.10.

5.4.2 Résultats principaux

5.4.2.a Restitutions du contenu en glace

Etude générale des restitutions :

Bien qu'une climatologie poussée des nuages de glace à partir de nos restitutions ne soit en aucun cas le but de ce chapitre, il semble cependant utile pour la compréhension générale des résultats de présenter dans un premier temps la répartition de ceux-ci en fonction du mois et de la zone géographique traitée. Par la suite, les restitutions seront toutefois présentées de manière globale.

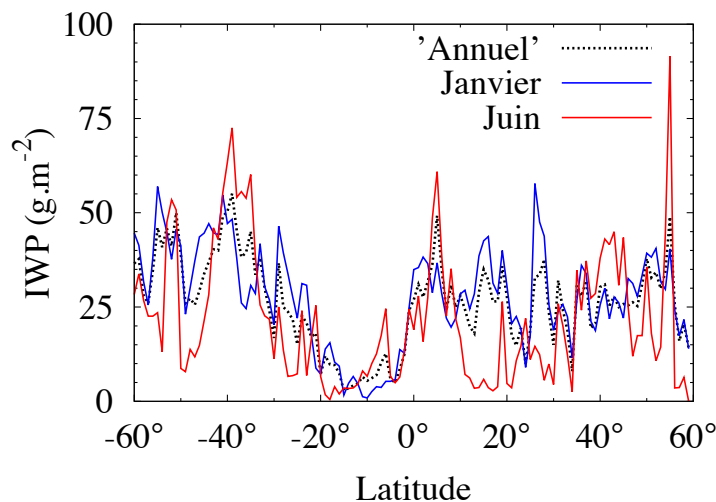


Figure 5.13: Restitutions du contenu en glace intégrés (IWP) en fonction de la latitude pour les mois de janvier (trait bleu), juin (trait rouge), ainsi que la moyenne dite *annuelle* (trait noir discontinu).

La figure 5.13 montre le résultat des inversions de contenus en glace intégré (IWP), en fonction de la latitude. Les mois de janvier, et de juin sont respectivement représentés par des traits bleus et rouges. On remarque pour le mois de juin deux maxima (si on ignore le maximum ponctuel vers 56°) qui se trouvent dans la zone de convergence inter-tropicale et dans la région de moyennes latitudes de l'hémisphère Sud (autour de 40°S). Un maximum un peu moindre peut également être observé en région de moyennes latitudes de l'hémisphère Nord (autour de 40°N). Le mois de janvier présente quant à lui une répartition des IWP un peu plus 'lisse', avec trois maxima moins prononcés assez proches de ceux trouvés pour le mois de juin. Malgré le manque de statistiques, ces observations semblent tout de même être

en accord avec des répartitions types comme celles du modèle ECMWF [Jakob, 2002, Waliser et al., 2009]. La moyenne dite ‘Annuelle’, qui est représentée par un trait noir pointillé, correspond à l’ensemble des données sans distinction temporelle. On peut remarquer que cette moyenne suit la tendance imposée par les restitutions de janvier car un nombre plus important de données ont été traitées pour ce mois.

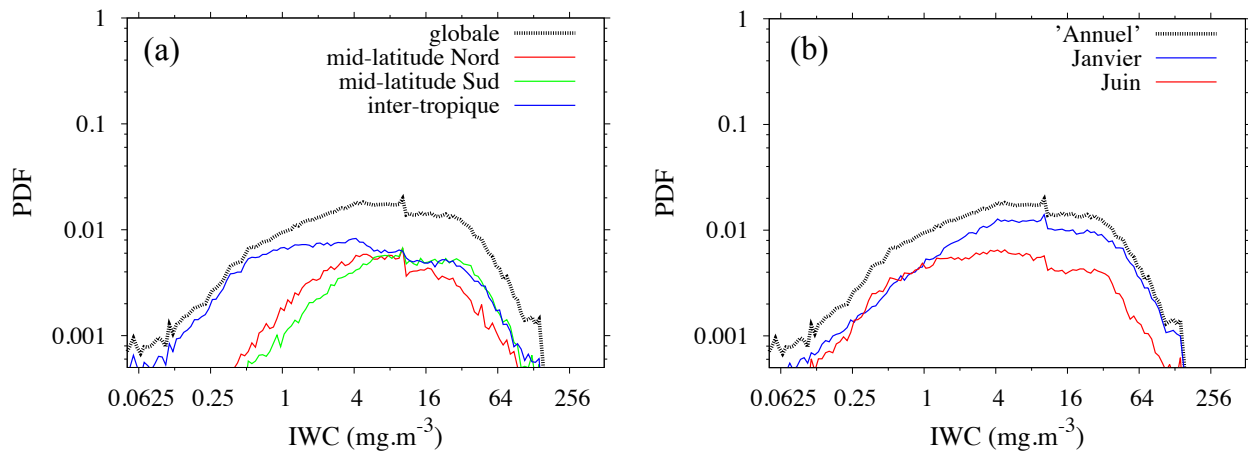


Figure 5.14: Densités de probabilité totale des IWC restituées (traits noirs), présentées avec les contributions respectives de chaque zone géographique (a) ou temporelle (b) (traits de couleurs)

La présentation des résultats en fonction de la latitude reste néanmoins peu pratique, et le passage à une représentation sous forme de fonction de densité de probabilité (*PDF*) semble beaucoup plus adaptée. Les figures 5.14a-b présentent ainsi sous la forme de densités de probabilité les résultats observés sur la figure 5.13. Ces densités de probabilité correspondent à la quantité de valeurs d’IWC se trouvant dans des intervalles de largeurs constantes (en base logarithmique). La figure 5.14a montre la répartition totale (janvier + juin) des contenus en glace restitués (en trait noir discontinu) ainsi que la contribution de chaque zone (en traits de couleur). De la même manière, la figure 5.14b met l’accent sur la contribution de chaque mois. Les distributions dites “Globales” (d’un point de vue géographique) ou “Annuelles” (d’un point de vue temporel) sont bien entendu identiques, et pour une meilleure clarté nous appellerons cette distribution *Totale* par la suite. On parle ici de contribution, car sur ces figures seule la répartition *totale* correspond à une réelle densité de probabilité, c’est à dire ayant une aire normalisée à l’unité. Il faudrait ainsi ajouter les aires des distributions de chacune des contributions afin d’obtenir la distribution *totale* normalisée. Cette représentation possède l’avantage de rendre compte de l’impact réel de chaque contribution sur la densité de

probabilité totale, et sera adoptée dans toute la suite de ce chapitre.

Ainsi, on remarque sur la figure 5.14a des valeurs d'IWC essentiellement comprises entre 0.5 et 130 mg.m^{-3} pour les régions de moyennes latitudes. Les distributions sont relativement identiques dans ces deux régions, avec un très léger décalage de l'hémisphère Nord vers les plus faibles IWC. La région inter-tropicale possède quant à elle une contribution plus forte à la distribution totale puisque, comme le montre les figures 5.11a-b, c'est dans celle-ci que l'on retrouve le maximum de cirrus. C'est dans cette région que l'on retrouve également la plus grande plage d'IWC, avec des valeurs s'échelonnant de 0.05 à 130 mg.m^{-3} . De manière générale, la distribution totale d'IWC retrouvée par notre algorithme s'étend donc d'environ 0.05 à plus de 130 mg.m^{-3} , avec cependant une occurrence beaucoup plus forte (d'un facteur 10) pour des IWC compris entre 1 et 32 mg.m^{-3} . La figure 5.14b confirme bien que le mois de juin possède un poids moindre que celui de janvier, de part le plus petit nombre d'inversions effectuées. Ce mois fait également état de restitutions de contenus en glace légèrement plus petits que durant janvier, mais les deux contributions restent relativement proches.

Robustesse de l'algorithme au type de scène observé :

Afin de tester la robustesse de notre algorithme au type de scène (simple ou double couches), il est possible d'observer s'il existe une variation de la distribution du contenu en glace en fonction du type de scène nuageuse sous-jacente. Pour ce faire, la distribution totale du contenu en glace est cette fois décomposée selon le type de configuration possible sous le nuage de glace, soit : *Pas de nuage liquide*, *Nuage liquide low uniquement*, ou *Nuage liquide mid uniquement*. On rappelle que les cas de triples couches ont été écartés par manque de statistiques. Les résultats d'une telle décomposition sont présentés sur la figure 5.15a. Celle-ci montre que la distribution en IWC n'est pas la même selon la configuration nuageuse sous-jacente. En effet, il existe un fort décalage entre la distribution correspondant à une absence de nuages d'eau liquide (trait rouge sur la figure, qui est centrée autour de 3 mg.m^{-3}) et celle correspondant à la présence de nuages liquides de type *low* (trait vert, qui est centrée autour de 10 mg.m^{-3}). Les couches de nuages d'eau liquide de type *mid* sont elles beaucoup moins présentes et affectent ainsi beaucoup moins la distribution totale en IWC, bien que leur distribution (trait bleu) soit encore différente de celles provenant des autres configurations nuageuses. Afin de s'assurer que de tels décalages ne proviennent pas de dysfonctionnements de l'algorithme, une comparaison avec des distributions obtenues à

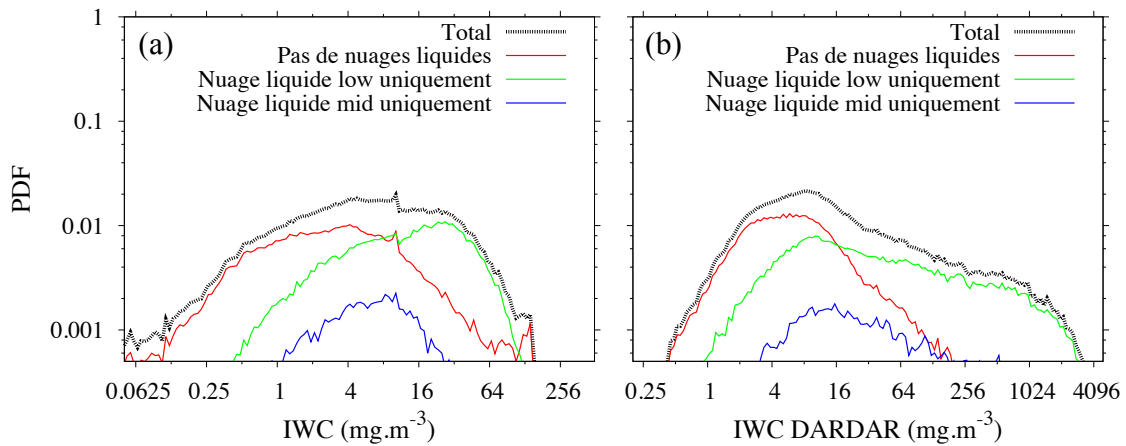


Figure 5.15: (a) : Densité de probabilité totale des IWC restituées (trait noir), présentée avec les contributions respectives de chaque type de configuration possible sous le nuage de glace. (b) : Similaire à la figure 5.15a mais obtenue à partir des produits DARDAR le long des mêmes orbites.

partir d'autres produits opérationnels peut s'avérer utile. La figure 5.15b montre de la même manière la décomposition de la densité de probabilité d'IWC obtenue à partir des valeurs moyennes d'IWC fournies par les produits DARDAR [Delanoë and Hogan, 2008, 2010] le long des mêmes orbites. Ces produits sont également basés sur une méthode variationnelle, qui utilise des mesures actives (lidar, radar) et passives (radiomètre) de manière à restituer des profils verticaux de propriétés de nuages de glace. On peut alors observer sur la figure 5.15b des tendances tout à fait similaires à celles observées pour notre algorithme. On remarque également que DARDAR retrouve des valeurs d'IWC bien plus grandes que celles obtenues à partir de notre algorithme, mais cette différence fera l'objet d'une étude plus précise dans le paragraphe 5.4.3.c. Les produits DARDAR nous rassurent donc sur le fait que les différences obtenues en fonction du type de scène ne proviennent *a priori* pas d'un dysfonctionnement de l'algorithme.

Afin de proposer une explication à ce phénomène, il faut se rappeler que l'on utilise simultanément des mesures effectuées en régions intertropicales et de moyennes latitudes. Il a été montré un peu plus tôt sur la figure 5.14a que les valeurs de contenu en glace peuvent être fortement dépendantes de la zone étudiée : soit une occurrence beaucoup plus forte de petits IWC pour les régions intertropicales, et une occurrence plus élevée des grands IWC dans les régions de moyennes latitudes. Or, nous avons également observé sur les figures 5.11a-b que la répartition des types de scènes nuageuses n'est pas uniforme selon la région dans laquelle

on se trouve. Ainsi, sachant que les cas de simples couches de nuages de glace se trouvent majoritairement en régions intertropicales (*c.f.* figure 5.11b), et puisque ces régions montrent une plus forte occurrence de contenus en glace plus petits (*c.f.* figure 5.14a), alors un décalage vers les faibles valeurs de IWC apparaît naturellement pour ce type de scène.

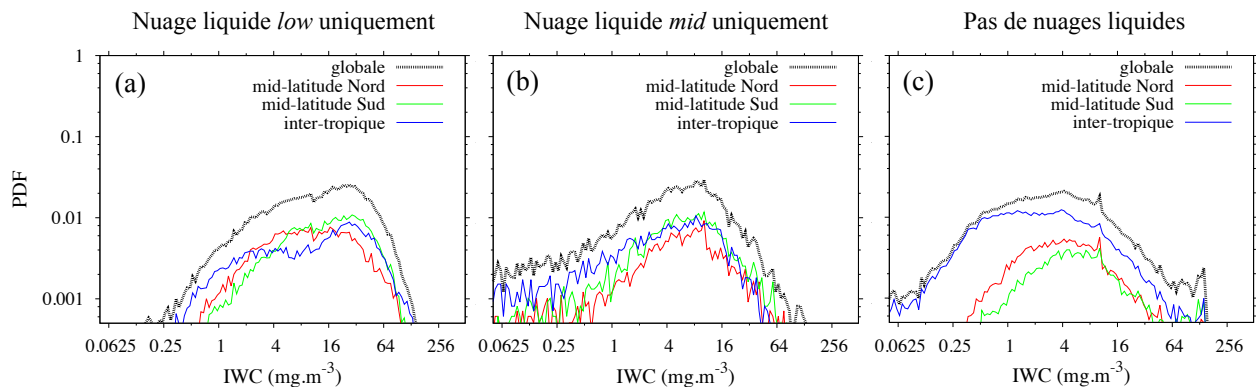


Figure 5.16: Décompositions en fonction de la zone géographique des densités de probabilité d'IWC obtenues en cas de présence sous le nuage de glace d'une couche de nuage liquide *low* (a), *mid* (b), ou en l'absence de couche de nuage liquide (c).

Les figures 5.16a-c appuient ce raisonnement, à l'aide d'une décomposition géographique des densités de probabilité totales de chacun des types de configurations nuageuses, recensés sur la figure 5.15. On observe sur les figure 5.16a-b que les cas de doubles couches en présence de nuages liquide sont presque identiquement répartis dans les régions tempérées et intertropicales. Cependant, la figure 5.16c montre bien que les cas de simples couches de nuages de glace sont essentiellement issues des zones inter-tropicales, ce qui impose bien le décalage observé vers les faibles valeurs d'IWC. Nous aurions néanmoins pu nous attendre à ce que les distributions soient plus semblables pour une zone géographique donnée, quelque soit le type de scène observé. Une analyse plus poussée des différences impliquerait cependant une bien meilleure statistique que celle disponible dans cette étude. Le but de ce chapitre n'étant pas d'effectuer une analyse climatologique précise des nuages, nous nous contenterons ici de la comparaison avec les produits DARDAR, et des explications liées aux différences entre les zones géographiques, pour considérer que notre algorithme ne fournit à première vue pas de décalages anormaux du contenu en glace entre les cas simples et multi-couches.

Etude des erreurs sur les restitutions :

Après avoir analysé les densités de probabilité obtenues à partir des contenus en glace restitués, nous pouvons également traiter de façon statistique les incertitudes associées à ces restitutions. Celles-ci sont en effet primordiales afin d'affecter une sorte de 'confiance' aux PDF restitués, par exemple dans l'optique d'un usage par des modèles climatiques.

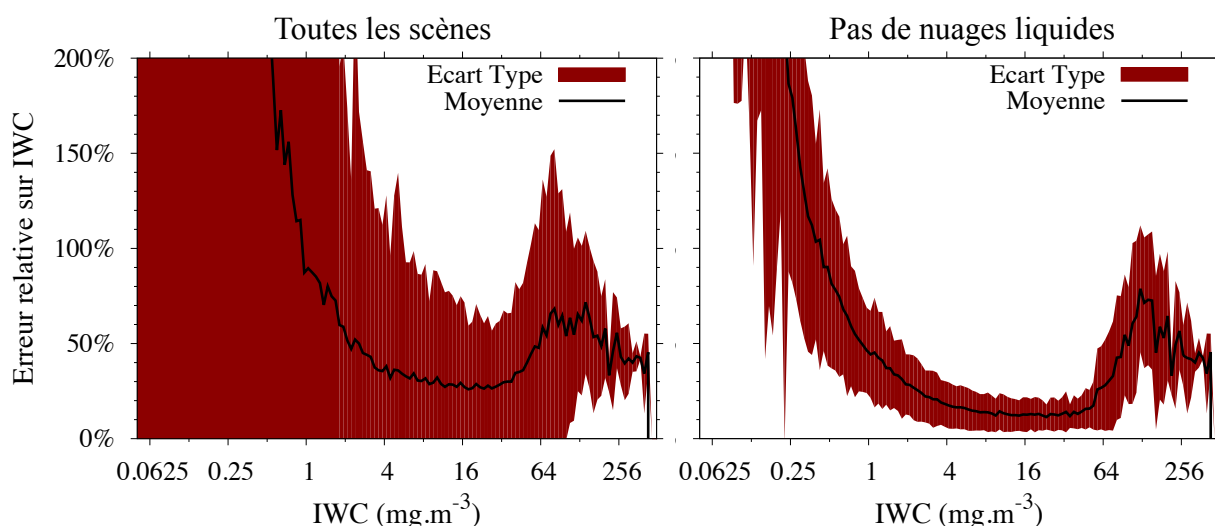


Figure 5.17: (a) : Erreurs relatives moyennes (trait noir) calculées à partir des erreurs relatives contenues dans chaque intervalle de la densité de probabilité totale (présentées sur les figures 5.14a-b). Un écart-type sur cette moyenne est placé de part et d'autre de cette moyenne (surface rouge). (b) : Similaire à (a) en l'absence de nuage en phase liquide sous-jacents.

Ainsi, la figure 5.17a représente les incertitudes relatives associées à la densité de probabilité *totale* (c.f. figure 5.15a). L'incertitude relative moyenne y est représentée par un trait noir continu, et est issue d'une moyenne effectuée sur chaque valeur d'incertitude relative contenue dans un intervalle donné de la densité de probabilité. Pour plus de précisions dans nos analyses, un écart-type est également associé à cette moyenne. Celui-ci caractérise ainsi la dispersion de l'erreur relative dans chacun des intervalles, et est ici représenté par une surface rouge allant de plus ou moins un écart-type autour de la moyenne. On remarque que les erreurs relatives moyennes associées aux restitutions de faibles valeurs de contenu en glace sont très élevées : elles dépassent les 100% pour des valeurs de IWC inférieures à 1 mg.m⁻³. Ces incertitudes relatives descendent au minimum à environ 30% pour des valeurs de IWC comprises entre 4 et 32 mg.m⁻³, avant d'augmenter à nouveau pour des valeurs de contenus en glace plus fortes. Il est important de noter que la meilleure précision sur les restitutions correspond à la plage pour laquelle nous avons le plus grand nombre de valeur de IWC, c'est

à dire entre 1 et 32 mg.m^{-3} . Sur la figure 5.17b, nous avons représenté de la même manière l'erreur relative sur les restitutions de l'IWC mais dans le cas de scènes sans nuages d'eau liquide sous-jacents. On remarque dans ce cas une nette diminution de l'incertitude relative, qui peut atteindre 10% de la valeur de l'IWC dans l'intervalle compris entre 4 et presque 64 mg.m^{-3} . Un autre détail frappant est que la dispersion de cette erreur relative est beaucoup plus faible que dans le cas où des nuages d'eau liquide sont présents sous le nuage de glace. La dispersion qui est présente sur la figure 5.17a est en effet assez forte, ce qui peut laisser penser à une influence importante de la présence de nuages d'eau en phase liquide sur les erreurs associées aux inversions d'IWC.

Dans ce sens, nous avons remarqué au cours de différentes études de sensibilité qu'il ne semble pas exister de valeurs particulières d'épaisseur optique ou de diamètre effectif dans les couches *mid* ou *low* pouvant être la cause directe de fortes incertitudes sur les restitutions d'IWC. Cependant, une forte incertitude sur ces paramètres (par exemple due à une mauvaise convergence entre le modèle direct et les mesures MODIS) peut dans certain cas expliquer une augmentation de l'incertitude sur les restitutions de l'IWC, et ainsi provoquer une grande dispersion sur les erreurs relatives (quelque soit la valeur de IWC). Ces observations viennent donc appuyer certaines conclusions du chapitre précédent, qui justifient l'utilisation d'un algorithme multi-couche permettant de contraindre au mieux les incertitudes sur les possibles couches de nuages d'eau liquide sous-jacents, de manière à améliorer la qualité globale des inversions.

5.4.2.b Propriétés des nuages d'eau liquide

Les résultats des inversions des propriétés de nuages d'eau liquide le long des différentes orbites est donné sous la même forme que pour le contenu en glace, c'est à dire à travers une représentation en densités de probabilité. Une approche similaire à celle suivie précédemment est donc adoptée, en étudiant les densités de probabilité et leurs incertitudes en fonction des types de scènes. Dans la suite de ce paragraphe, les résultats des inversions pour chaque couche sont traités séparément.

Les nuages d'eau liquide de la couche *low* :

La répartition des types de scènes présentée sur la figure 5.10 montre une occurrence

importante des cas de nuages d'eau liquide seuls, ce qui devrait assurer une bonne statistique pour l'analyse de leurs densités de probabilité. Les cas de nuages d'eau liquide avec présence de nuages de glace au dessus sont eux légèrement moins fréquents.

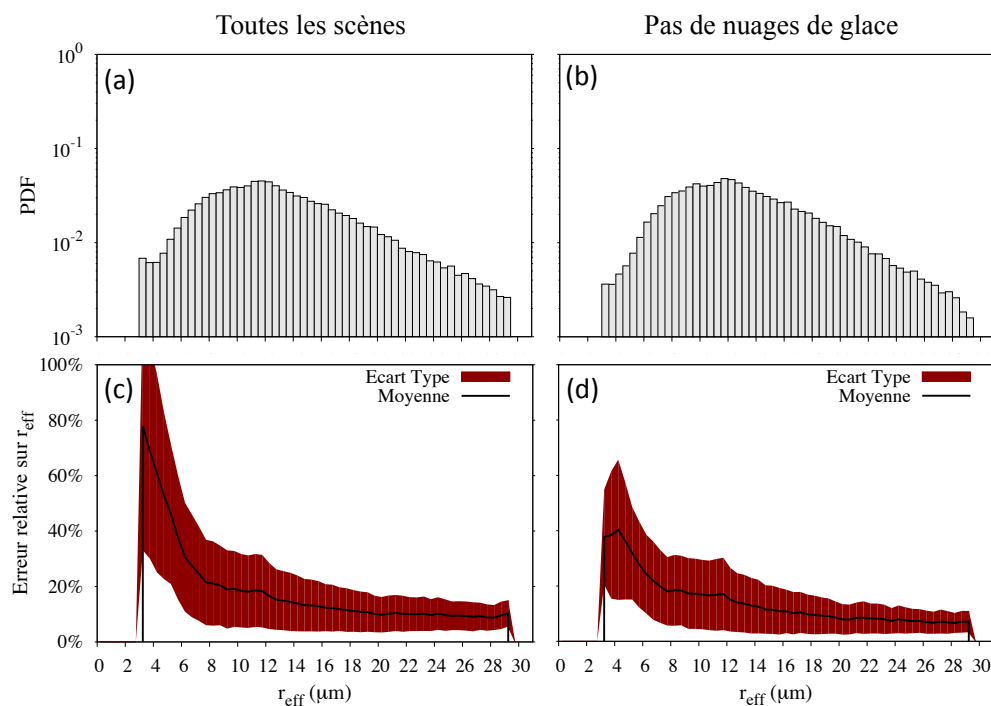


Figure 5.18: (a-b) Densités de probabilité représentatives des restitutions de diamètres effectifs de la couche *low* par l'algorithme *ML*, obtenues quelque soit le type de scène (a) ou en l'absence de nuage de glace (b). (c-d) Incertitudes relatives moyennes (trait noir) associées à chaque intervalle de diamètres effectifs présenté sur les figures (a) et (b). La surface rouge représente l'écart-type sur cette moyenne

Les figures 5.18a-b représentent les histogrammes des densités de probabilité de rayons effectifs des gouttelettes d'eau de la couche *low*, en présence ou non d'un nuage de glace. On remarque des distributions très proches quelque soit le type de configuration nuageuse, ce qui laisse à penser à première vue à une bonne robustesse de l'algorithme. Les distributions en taille sont toutes deux comprises entre 3 et 30 μm , avec un maximum autour de 12 μm . Ces résultats sont en accord avec les observations de Han et al. [1994] concernant les nuages d'eau liquide océaniques. Le fait que les distributions soient bornées entre 3 et 30 μm est dû à une limitation préalable des valeurs de rayons effectifs dans les bases de données de l'algorithme, ce qui explique la légère augmentation des restitutions autour de 3 μm . Les incertitudes relatives associées aux rayons effectifs contenus dans chaque intervalle de la distribution sont, pour les deux cas de configuration nuageuse, présentées sur les figures 5.18c-d. On remarque

sur la figure 5.18c, qui présente toutes les scènes, que l'incertitude relative est inférieure ou égale à 20% sur des rayons supérieurs à $8 \mu\text{m}$, et que celle-ci augmente de façon drastique à mesure que le rayon diminue en-dessous de $8 \mu\text{m}$. En absence de couches de nuage de glace, ces incertitudes ne paraissent être que légèrement plus faibles, ce qui tend à laisser penser que la présence de ceux-ci n'influence pas énormément les inversions du rayon effectif des nuages d'eau liquide. Les incertitudes sont tout de même nettement plus faibles dans le cas de petits rayons effectifs.

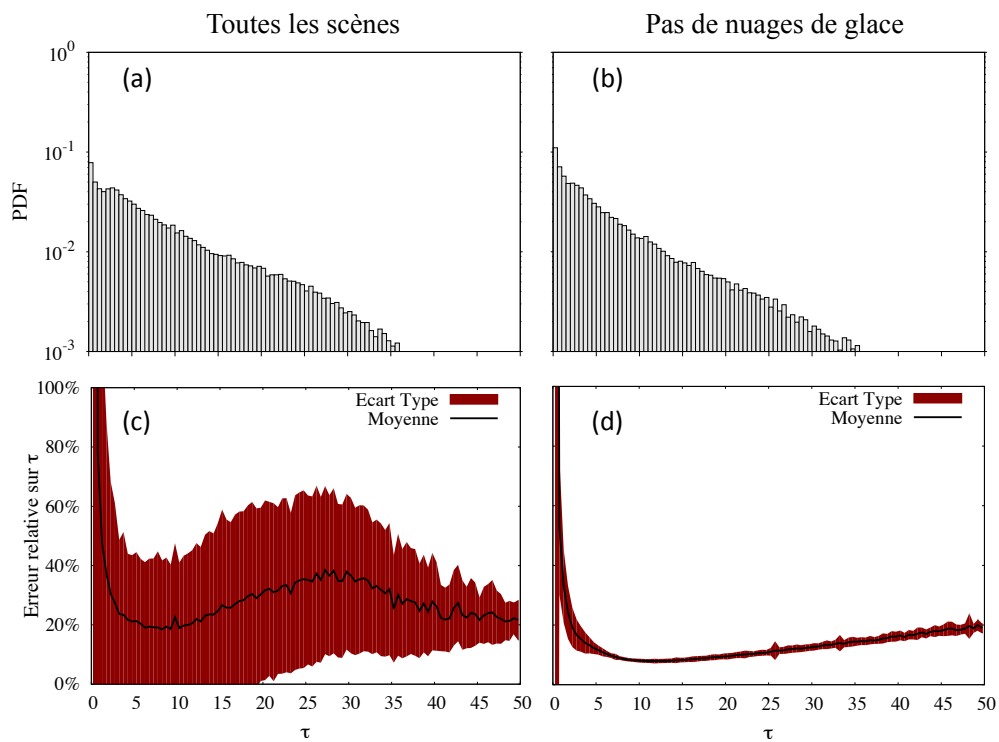


Figure 5.19: Similaires aux figures 5.18a-d, pour les épaisseurs optiques de la couche *low*.

Les figures 5.19a-b présentent de la même manière que sur les figures 5.18a-b les histogrammes des densités de probabilité d'épaisseurs optiques pour les nuages d'eau liquide de la couche *low*. On remarque sur ces deux figures que la densité de probabilité des épaisseurs optiques suit une loi pratiquement linéaire avec une pente négative. Les épaisseurs optiques restituées se trouvent principalement entre 0 et à peu près 35, avec cependant deux ordres de grandeurs entre les occurrences de ces deux extrêmes. La forme générale de ces distributions est probablement expliquée par le fait que des moyennes sur des orbites complètes, et ainsi sur tous les types de nuages d'eau liquide possibles, sont considérées. Il faudrait ainsi se focaliser

sur une région particulière du globe pour obtenir une signature dans la densité de probabilité d'épaisseurs optiques. Quoiqu'il en soit, on remarque entre les figures 5.19a et 5.19b que les nuages de glace ne semblent pas créer de biais particulier dans les restitutions de l'épaisseur optique de la couche *low*. La comparaison entre les incertitudes relatives de ces deux types de scènes, présentées sur les figures 5.19c et 5.19d, est elle beaucoup plus frappante. Tout d'abord on observe dans les deux cas, des incertitudes importantes pour les valeurs les plus faibles d'épaisseur optique. Celles-ci diminuent ensuite fortement pour se stabiliser entre 10 et 20% (selon le type de scène considérée), avant d'augmenter à nouveau pour les grandes épaisseurs optiques. Il semble donc y avoir une région optimale pour les restitutions de l'épaisseur optique, dont les limites seraient données par la sensibilité du signal radiométriques. La différence majeure entre les deux types de scènes provient essentiellement de l'écart-type sur cette moyenne qui est beaucoup plus fort lorsque toutes les scènes sont considérées. Ceci est non sans rappeler le phénomène identique observé sur la figure 5.17a, qui montre que les incertitudes relatives sur le contenu en glace sont beaucoup plus fortes en présence de nuages bas. Il est ici intéressant de noter que les propriétés des autres couches nuageuses, et notamment de la couche de nuages de glace, peuvent influencer les incertitudes associées à l'épaisseur optique. La figure 5.20 montre en effet assez clairement que l'incertitude sur τ est

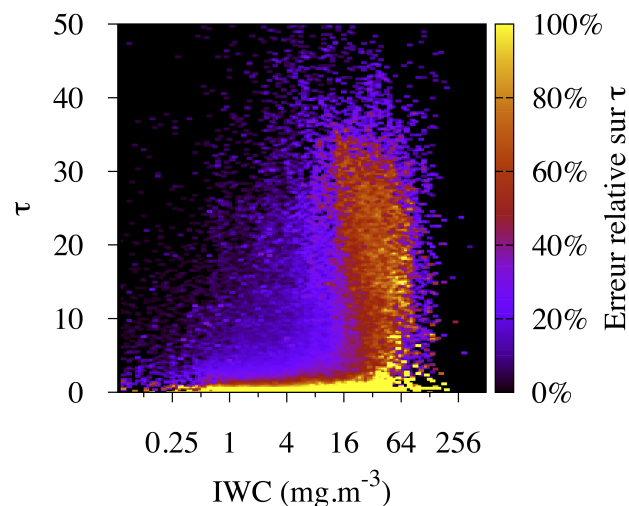


Figure 5.20: Erreurs relatives sur l'épaisseur optique restituées pour la couche *low*, en fonction de la valeur de cette épaisseur optique et de l'IWC restitué du nuage de glace.

plus élevée lorsque l'IWC de la couche de nuage de glace atteint environ 20 mg.m^{-3} . Ceci peut donc expliquer la présence d'une très forte dispersion de l'erreur sur la figure 5.19c, qui est totalement absente sur la figure 5.19d.

Les nuages d'eau liquide de la couche *mid* :

D'après la figure 5.10 nous avons montré que la présence de couche de nuages de type *mid* est beaucoup moins importante que pour les couches de nuages liquide *low*, ce qui explique les aspects moins 'lisse' des densités de probabilité exposées ci-après. Bien qu'il semble indispensable de montrer les résultats de ces paramètres inversés, ceux-ci sont relativement identiques à ceux observés pour les couches *low*, c'est pourquoi nous nous permettons ici une analyse plus brève.

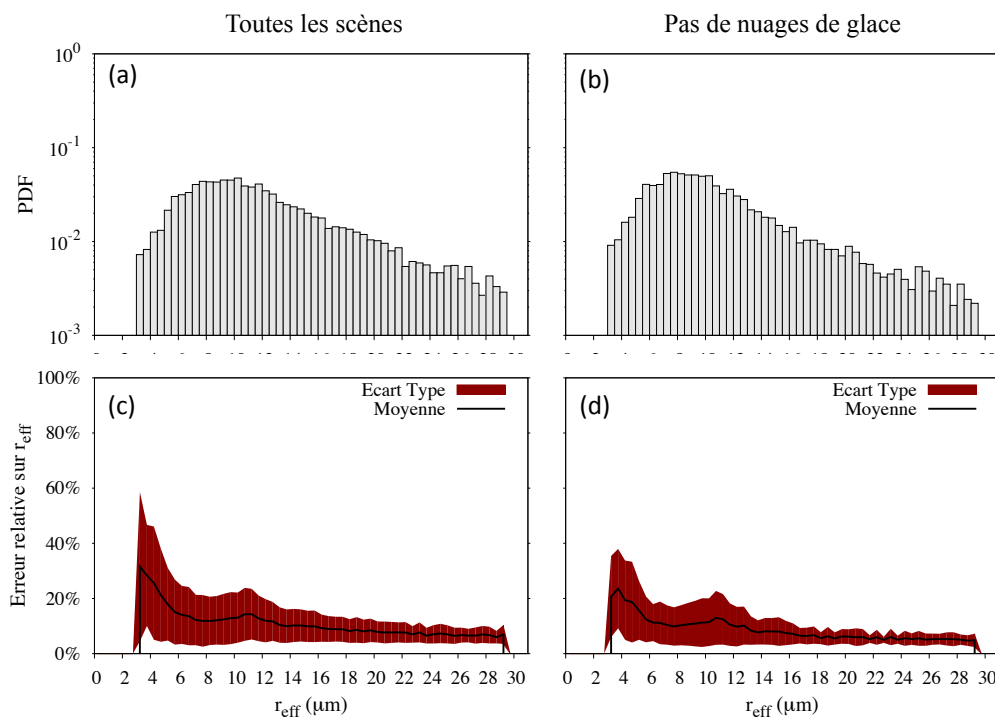


Figure 5.21: Similaires aux figures 5.18a-d, pour les rayons effectifs de la couche *mid*.

Les figures 5.21a-b montrent respectivement les histogrammes des densités de probabilité de rayons effectifs pour toutes les scènes rencontrées, ou dans le cas d'une couche de nuage *mid* uniquement. Ces deux distributions sont, comme dans le cas des nuages *low*, comprises entre 3 et $30 \mu\text{m}$, avec cependant un maximum situé autour de $9 \mu\text{m}$ (ce qui est inférieur à ce qui avait été trouvé pour les nuages de la couche *low*). Cette tendance doit cependant

être confirmée par plus de statistiques, bien qu'elle ne paraisse pas illogique pour des nuages de genre altostratus ou altocumulus [Heymsfield, 1993]. Les incertitudes relatives présentées sur les figures 5.21c-d montrent une bonne précision des inversions puisque les rayons effectifs sont dans la plupart des cas retrouvés avec une incertitude allant de 10 à 20%.

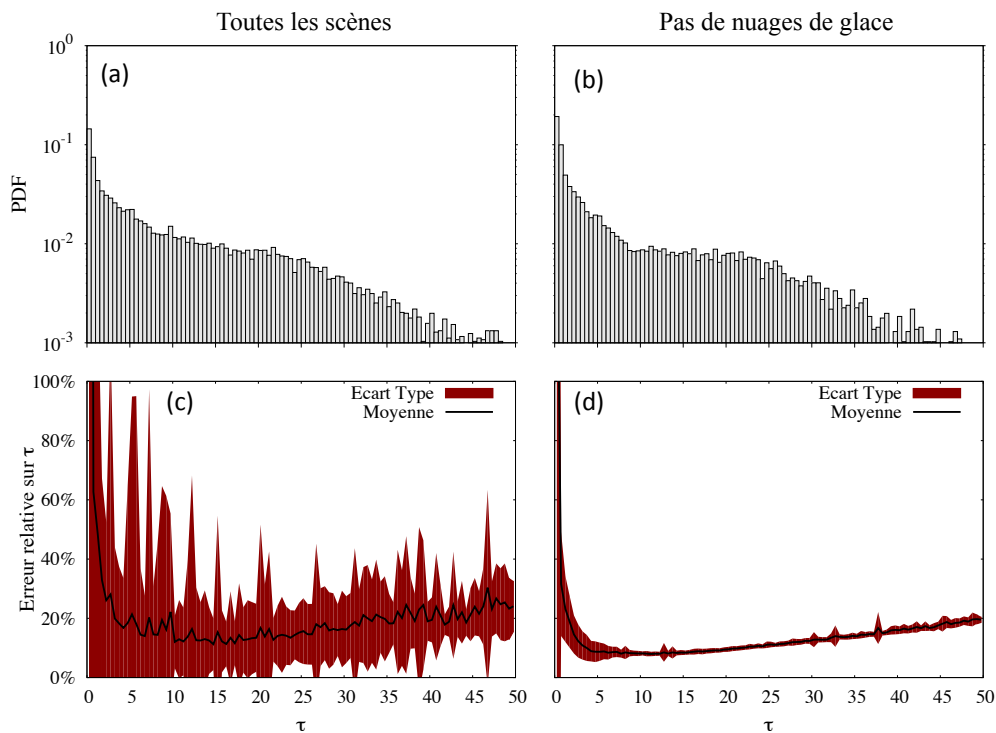


Figure 5.22: Similaires aux figures 5.19a-d, pour les épaisseurs optiques de la couche *mid*.

Les figures 5.22a-b présentent de manière similaire la distribution des épaisseurs optiques de la couche *mid*. On observe comme dans le cas de la couche *low* une diminution progressive de la fréquence des épaisseurs optiques inversées à mesure que celles-ci augmentent. Ces observations sont valables pour les deux types de configurations nuageuses (avec ou sans nuage de glace). L'étude des incertitudes relatives à partir des figures 5.22c-d montre clairement la même tendance que pour les nuages de la couche *low*, avec cependant un manque de statistiques évident en présence d'une couche de nuage de glace, qui cause de très fortes discontinuités sur la dispersion de l'erreur relative.

5.4.3 Comparaisons avec des produits opérationnels

Avant de conclure ce chapitre, un premier essai de validation des résultats de notre algorithme est présenté, en comparant nos restitutions avec divers produits opérationnels fournissant des propriétés de nuages de glace ou d'eau liquide. Le choix de ces produits s'est effectué suivant deux critères :

- Premièrement il est intéressant de comparer nos résultats à des produits opérationnels utilisant les mêmes instruments. Ce choix permet de s'assurer que les différences possiblement observées ne proviennent que des algorithmes puisque les mêmes informations sont utilisées. Ces comparaisons nous aideront également à comprendre ce qu'apporte notre algorithme multi-couche en comparaison avec des algorithmes opérationnels n'inversant que les propriétés d'une seule couche. Ainsi, les produits de IIR et de MODIS sont utilisés, afin de fournir respectivement des contenus en glace et des propriétés de nuages liquide.
- Ensuite, il semble également intéressant de comparer nos restitutions à des produits issus d'instruments actifs, qui sont en général considérés comme plus 'précis'. Ces instruments permettant un réel profil des propriétés dans le nuage, on s'attend en effet à ce que ceux-ci soient plus proches de la réalité. Ces produits nous aideront donc à mieux comprendre les capacités et les limites de notre algorithme. Les produits fournis par le lidar CALIOP et par l'algorithme DARDAR sont ainsi utilisés.

L'avantage de ces produits est également qu'ils possèdent une co-localisation parfaite (dans le cas de IIR et de CALIOP), ou bonne (dans le cas de DARDAR et de MODIS, grâce à l'utilisation de produits *CALTRACK*) avec nos restitutions. Il est ainsi possible de comparer nos restitutions pixel par pixel, le long de l'ensemble des orbites traitées.

Afin de comparer au mieux les propriétés de nuages de glace entre elles, des contenus en glace intégrés (IWP) seront utilisés par la suite. Cette grandeur semble en effet beaucoup plus adaptée pour des comparaisons avec des produits actifs, qui fournissent un profil de propriétés dans le cirrus. Cette grandeur est d'autant plus adaptée qu'elle représente ce à quoi sont réellement sensibles nos mesures radiométriques.

Enfin, il est important de préciser que les comparaisons présentées ci-dessous ne sont effectuées que dans le but de mieux analyser les résultats globaux de notre algorithme d'inversion,

et non de juger de la qualité des produits opérationnels. La précision avec laquelle sont effectuées les comparaisons n'est en effet pas suffisante pour une analyse détaillée des résultats, qui nécessiterait une étude approfondie du fonctionnement de chaque algorithme (comme il l'a été fait dans le chapitre 4 pour IIR). Les hypothèses que prennent chacun d'entre eux sur microphysique des nuages de glace peuvent par exemple avoir un impact non-négligeable sur la restitution du contenu en glace, qu'il est toutefois difficile de quantifier. Ainsi, bien qu'il sera tenté d'expliquer les tendances globales des différences observées, c'est bien l'allure générale des corrélations qui sera retenue, afin d'estimer la qualité des restitutions de notre algorithme. Les résultats présentés ci-dessous ne constituent donc qu'une première étape avant une comparaison précise avec des produits opérationnels. Pour ces raisons, nos analyses ne porteront que sur les valeurs moyennes restituées, sans prise en compte des incertitudes.

5.4.3.a Produits IIR

L'algorithme opérationnel de IIR fut déjà décrit dans le paragraphe 4.7, lors de l'utilisation de quelques-uns de ses produits. Le lecteur pourra donc y trouver toutes les informations sur les méthodes qu'utilise cet algorithme, de manière à restituer l'épaisseur optique des cirrus ainsi que le diamètre effectif de leurs cristaux. Le contenu en glace fourni par les produits IIR est calculé à partir de ces deux grandeurs comme suit :

$$\text{IWP} = 0.307 D_{\text{eff}} (2\tau_{\text{abs}}), \quad (5.4)$$

où D_{eff} est le diamètre effectif des particules de glace et τ_{abs} est l'épaisseur optique d'absorption à $12.05 \mu\text{m}$, tout deux issus des inversions opérationnelles de l'instrument. On peut noter que l'équation 5.4 est directement obtenue à partir de la définition du contenu en glace telle que présentée dans l'équation 1.14, en utilisant $\rho_{\text{glace}} = 0.92 \text{ g.cm}^{-2}$.

Les figures 5.23a-c montrent les comparaisons entre les IWP indiqués par l'algorithme IIR en fonction des IWP retrouvés par notre algorithme, pour différents types de configurations nuageuses. On rappelle que les restitutions des deux algorithmes sont confrontées pixel par pixel le long de l'ensemble des orbites traitées. L'échelle de couleur représente la densité de probabilité, c'est à dire l'occurrence normalisée, de chaque couple de valeur d'IWP. On remarque sur les figures un facteur 100 entre les occurrences des points figurant en jaune, et des points en mauve.

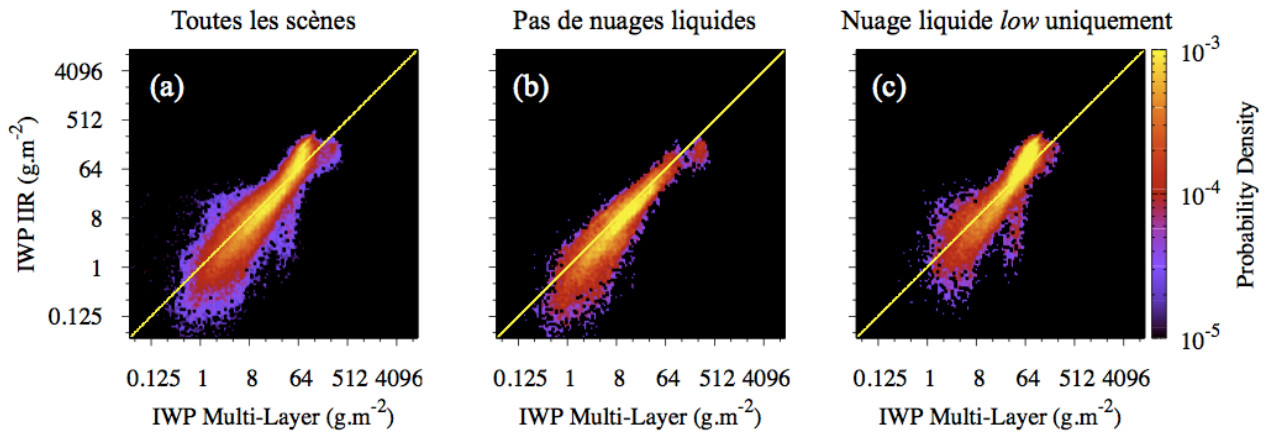


Figure 5.23: Comparaisons des IWP restitués par l'algorithme opérationnel de IIR en fonction des IWP restitués par notre algorithme le long de toutes les orbites traitées. Ces comparaisons sont classifiées selon le type de configurations nuageuses sous le nuage de glace : (a) : toutes les configurations nuageuses ; (b) : en l'absence de nuages liquide uniquement ; (c) : en présence de nuage liquide *low* uniquement.

La figure 5.23a montre les résultats de ces comparaisons quelque soit la configuration nuageuse sous le nuage de glace. Les résultats présentés étant préliminaires, et souhaitant dans un premier temps analyser globalement le comportement de ces comparaisons, une appréciation visuelle est volontairement préférée au calcul de réelles corrélations. On observe néanmoins que les valeurs des IWP retrouvés par les deux algorithmes sont très similaires entre 2 et 130 g.m^{-2} . On peut toutefois noter que de manière générale l'algorithme de IIR tend à retrouver des valeurs plus faibles d'IWC que notre algorithme en dessous de 30 g.m^{-2} , et plus forte au dessus. Dans l'ensemble, les restitutions restent néanmoins similaires à un facteur 2 près, ce qui est relativement encourageant.

La dépendance des résultats au type de scène est présentée sur les figures 5.23b-c. La première montre de fortes similitudes entre les résultats des deux algorithmes en l'absence de couches sous-jacentes de nuages en phase liquide. La dispersion des points autour de la première bissectrice (représentée par un trait jaune continu) est plus faible que sur la figure 5.23a pour des contenus intégrés supérieurs à 8 g.m^{-3} . Les résultats des inversions effectuées uniquement en cas de double couches avec un nuage *low* sont présentés sur la figure 5.23c. On y remarque, en accord avec les observations du paragraphe 5.4.2.a, une occurrence plus importante d'IWP élevés, alors qu'une occurrence plus importante de plus petits IWP est observée sur la figure 5.23b. Cette observation générale, expliquée par une occurrence plus grande de cirrus fins en régions intertropicales sur la figure 5.23b, est toutefois malheureuse

puisque cela ne nous permet par conséquent pas d'effectuer de réelles comparaisons entre les résultats des deux algorithmes dans des configurations nuageuses différentes. Plus de statistiques seraient donc nécessaires afin de pouvoir estimer si la présence ou non de nuages d'eau liquide possède un impact sur les restitutions de IIR.

5.4.3.b Produits CALIOP

Le calcul du contenu en glace dans les produits CALIOP se fait à l'aide d'une relation empirique développée par Heymsfield et al. [2005] à partir d'observations *in situ* effectuées durant de nombreuses campagnes aéroportées. Celle-ci relie le coefficient d'extinction volumique au contenu en glace par la relation suivante :

$$IWC = 119 \sigma_{ext}^{1.22}, \quad (5.5)$$

où σ_{ext} représente le coefficient d'extinction volumique (en m^{-1}) à 532 nm, restitué par CALIOP à une résolution horizontale de 5 km le long de sa trace [Young and Vaughan, 2009]. Ce contenu en glace est ensuite intégré sur l'ensemble des couches de nuages de glace identifiées par CALIOP (avec une résolution verticale de 60 m), de manière à obtenir l'IWP.

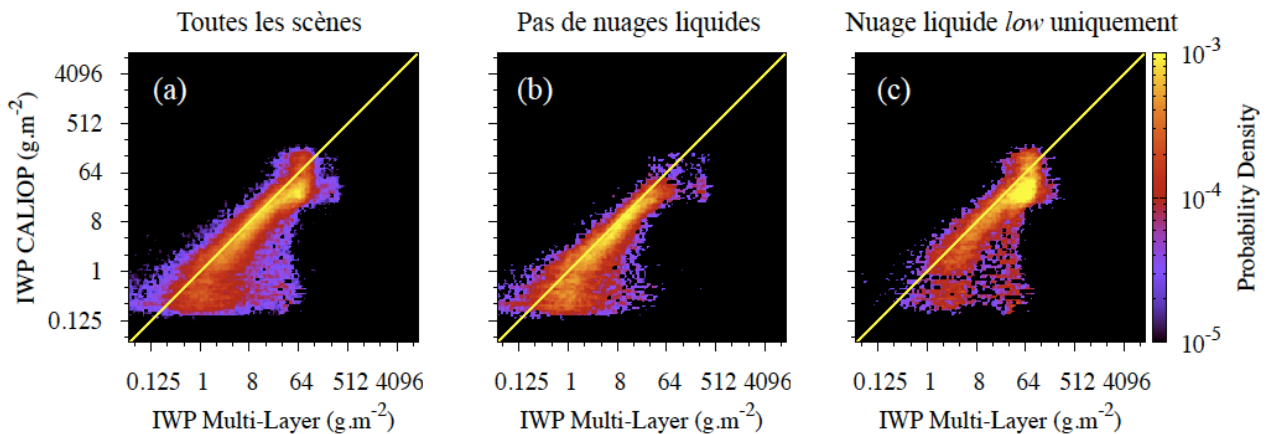


Figure 5.24: Similaires aux figures 5.23a-c, pour les produits opérationnels de CALIOP.

Les comparaisons entre les produits issus de l'algorithme opérationnel de CALIOP et nos inversions sont présentées sur les figures 5.24a-c, de la même manière que pour IIR. On remarque sur la figure 5.24a qu'il existe à première vue des similitudes encourageantes entre les deux algorithmes, sachant que les mesures utilisées sont tout à fait différentes. On observe

cependant que les dispersions autour de la première bissectrice peuvent être importantes, surtout lorsque CALIOP retrouve des IWP inférieurs à 1 g.m^{-2} . Les valeurs d'IWP les plus courantes (entre 4 et 64 g.m^{-2}) sont néanmoins bien corrélées, puisqu'elles sont situées autour de la première bissectrice.

La figure 5.24b représente les mêmes comparaisons en l'absence totale de nuages d'eau liquide sous-jacents. On sait que, comme dans l'analyse des produits de IIR, cette configuration possède une plus forte occurrence de petits IWP, due à sa correspondance avec des nuages se trouvant en région intertropicales. Or, comme il a été dit pour le paragraphe 1.5.1, les lidar sont souvent utilisés dans l'étude des cirrus fins, car cet instrument est sensible aux nuages de faibles épaisseurs optiques mais sature rapidement avec celles-ci, alors que la plage de sensibilité des radiomètres est décalée vers des plus grandes épaisseurs optiques. Nos restitutions de faibles IWP étant entachées de très fortes incertitudes, on peut alors supposer que les produits CALIOP sont dans cet intervalle plus fiables, et que notre algorithme tend à surestimer la valeur moyenne des plus petits IWP. Il est toutefois nécessaire de rester prudent avec de telles conclusions puisque, comme il a été expliqué un peu plus tôt, nous ne maîtrisons pas toutes les différences entre les méthodes de restitutions. Par exemple, on peut noter que la quantité de données *in situ* utilisée par Heymsfield et al. [2005] dans le but de construire sa relation empirique était assez faible en zones tropicales. Une étude récente de Avery et al. [2012] montre en effet que des divergences notables sont observées dans ces régions entre les restitutions d'IWC obtenues par CALIOP et diverses mesures effectuées durant la campagne TC4 [Toon et al., 2010]. Les auteurs montrent que CALIOP a tendance à sous estimer l'IWC pour des couches nuageuse situées à des altitudes en dessous de 12 km, et à les surestimer pour des altitudes plus hautes. Pour palier à ce problème, Avery et al. [2012] proposent une correction d'un facteur 2 de l'équation 5.5, mais estime qu'une paramétrisation tenant compte de la température des couches nuageuses (telle que celle que nous utilisons) serait plus efficace. Tout ceci illustre donc clairement la difficulté à réellement comparer des produits, et à juger de leurs qualités sans une connaissance parfaite de l'algorithmie et de l'ensemble des considérations prises pour leurs calculs.

La figure 5.5c ne semble pas indiquer de biais particulier qui serait dû à la présence d'une couche de nuage d'eau liquide. On peut toutefois observer que les restitutions de CALIOP s'accumulent autour de 64 g.m^{-2} , ce qui peut être expliqué par la saturation évoquée précédemment du signal lidar par des nuages possédant un fort contenu en glace.

De manière générale, nous pouvons tout de même conclure que les comparaisons avec les produits de l’algorithme opérationnel de CALIOP sont concluantes puisque, malgré les difficultés de notre algorithme à restituer de manière fiable des petits contenus en glace, les similitudes restent fortes entre 4 et 64 g.m⁻².

5.4.3.c Produits DARDAR

Les produits DARDAR [Delanoë and Hogan, 2008, 2010] fournissent des profils de propriétés de nuages de glace, obtenues en utilisant les mesures combinées du radar CPR, du lidar CALIOP, ainsi que (dans certaines conditions) des données radiométriques infrarouges de MODIS ou de IIR. Cet algorithme est également basé sur une méthode variationnelle de type estimation optimale, habilement calibrée afin de retrouver pour chaque couche de nuage de glace un coefficient d’extinction volumique et un paramètre contenant une information sur la taille des particules, ainsi que le rapport lidar (extinction/rétrodiffusion) pour la colonne. Les couches contenant des nuages de glace sont préalablement soigneusement identifiées à l’aide de divers produits opérationnels et de l’information apportée par les mesures. Celles-ci sont définies comme ayant une extension verticale de 60 m, correspondant à la résolution verticale de CALIOP. Concernant la microphysique des nuages de glace, deux hypothèses sont faites :

- Premièrement, la forme de la distribution en taille des particules est donnée par une paramétrisation de distribution en taille dite “unifié” (comparable au type de paramétrisation de Field et al. [2007, 2005] sur laquelle se base nos travaux, voir paragraphe 5.2.1.c), originellement développée par Testud et al. [2001] pour décrire les PDF de gouttelettes d’eau de pluie. La stabilité de celle-ci dans le cas de nuages de glace est démontrée par Delanoë et al. [2005] par confrontation avec un grand nombre de mesures *in situ* obtenues en régions intertropicales et de moyennes latitudes.
- Deuxièmement, l’algorithme utilise la relation masse-dimension proposée par Brown and Francis [1995], qui est appliquée à des agrégats de sphères. Delanoë and Hogan [2010] montrent cependant, par comparaison avec des formes de cristaux plus complexes (*Bullet-Rosette*), que l’hypothèse de l’utilisation de sphères est tout à fait raisonnable dans le cas d’utilisation couplée de mesures radar et lidar.

Il reste toutefois difficile de résumer avec précision le fonctionnement de l’algorithme des produits opérationnels DARDAR en quelques lignes. Seules quelques informations utiles à

l'analyse de nos résultats sont détaillées ici, et nous invitons donc le lecteur à se référer aux articles de Delanoë and Hogan [2008, 2010] pour plus de détails.

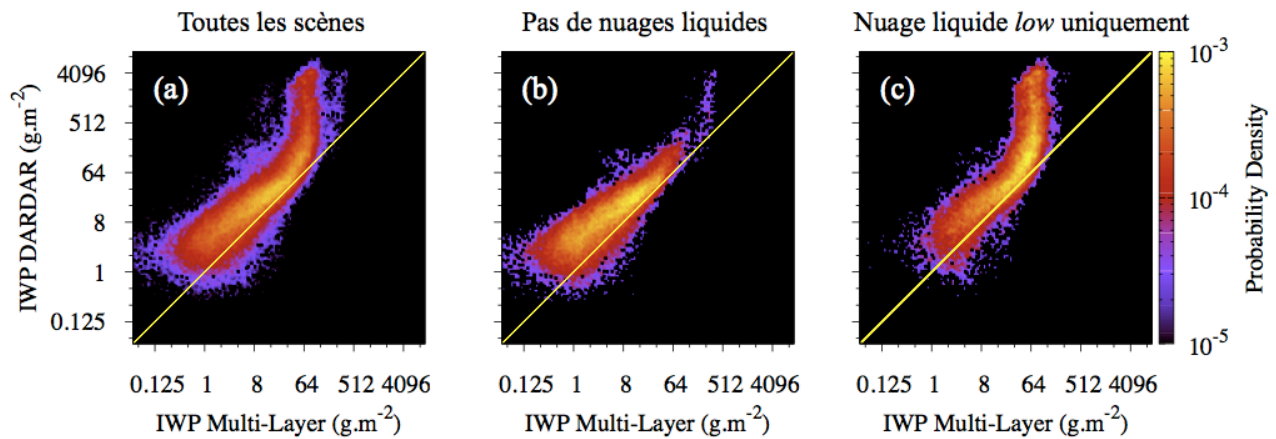


Figure 5.25: Similaires aux figures 5.23a-c, pour les produits de l'algorithme DARDAR

La comparaison de nos restitutions avec les résultats de l'algorithme DARDAR constitue une étape importante dans le processus de comparaison avec des produits officiels, puisqu'ils sont ceux qui semblent apporter l'information la plus complète et précise en terme de contenu en glace. En effet, le radar étant plus sensible aux grosses particules et le lidar aux petites particules, l'algorithme prend l'avantage de ces deux instruments afin de restituer précisément des contenus en glace dans des intervalles très larges, bien au delà des limites de sensibilité des mesures radiométriques que nous utilisons. Nous nous attendons donc à ce que DARDAR rende compte clairement des limites de nos restitutions dues à la saturation de la mesure de IIR, ce qui n'a pas été observé précédemment.

La figure 5.25a montre que de manière générale l'algorithme DARDAR restitue des valeurs d'IWP plus grande que notre algorithme. Cette tendance s'accroît clairement lorsque DARDAR retrouve des fortes valeurs de contenus en glace (pouvant aller jusqu'à 4 kg.m^{-2}), ce qui expose une claire limite de nos restitutions au delà de 100 g.m^{-2} . La dispersion augmente également pour les faibles IWP, à cause du manque de sensibilité de nos mesures radiométriques. Cependant il est encourageant d'observer qu'en dehors de ces extrêmes, et en nous concentrant plutôt sur les valeurs moyennes d'IWP où se trouvent les maximums d'occurrence (c'est à dire entre 4 et 64 g.m^{-2}), les résultats des inversions des deux algorithmes restent assez similaires, à un facteur 2 près. La comparaison des figures 5.25b et 5.25c ne semble pas indiquer de signature particulière dans les inversions de DARDAR, qui

serait due à la présence de nuages d'eau liquide sous-jacents. On retrouve cependant, comme dans les comparaisons avec CALIOP et IIR, des divergences entre les valeurs de IWP restitués, expliquées par le fait que les résultats présentés dans la figure 5.25b sont plus représentatifs de nuages de glace situés en zones intertropicales, et la figure 5.25c de nuages en zone de moyennes latitudes. Les valeurs d'IWP étant différentes entre les deux figures, il est donc difficile de juger d'un quelconque impact des couches de nuages d'eau liquide.

Le fait que les deux algorithmes n'utilisent ici ni les mêmes mesures, ni les mêmes modèles de cristaux, rend toutefois très complexe une analyse précise des résultats. Par exemple, l'un des inconvénients majeurs de l'utilisation de l'information radar par DARDAR est que celle-ci se situe en dehors des limites de l'optique géométrique, et est donc plus sensible aux effets de volumes (et ainsi à la forme de la distribution en taille). Par conséquent, le choix de la distribution en taille utilisée est crucial pour les restitutions de DARDAR, et est donc un paramètre critique pour nos comparaisons. Bien que nous ne connaissions *a priori* pas dans cette étude les distributions en taille utilisées, il est facile de se convaincre que celles-ci sont certainement différentes puisque les relations masse-dimensions utilisées par les deux algorithmes sont différentes. En effet, Baran et al. [2011a] estiment que la relation reliant la masse de la particule à sa taille pour le modèle d'ensemble de particule utilisé dans notre algorithme est décrite comme suit :

$$m = 0.04 D^{1.9}, \quad (5.6a)$$

où m représente la masse (en kg), et D le diamètre moyen (en m), alors que la relation de Brown and Francis [1995] utilisée par DARDAR s'exprime (dans les mêmes unités) comme :

$$m = 0.0185 D^{1.9}. \quad (5.6b)$$

Une première approche visant à mieux comprendre les différences entre les deux algorithmes serait donc d'utiliser la même relation masse-dimension. Néanmoins, ce type de simulations semble pour l'instant dépasser le cadre de cette étude préliminaire de comparaisons. Nous nous contenterons donc ici du fait que les IWP retrouvées entre les deux algorithmes restent parfaitement comparables (à un facteur 2 près) dans la zone de maximum d'occurrences (entre 4 et 64 $\text{g}\cdot\text{m}^{-2}$), pour conclure à la cohérence de nos restitutions. Les produits DARDAR nous aident également à quantifier la limite maximum de restitutions due à la sensibilité des mesures radiométrique, qui se situe donc autour de 100 $\text{g}\cdot\text{m}^{-2}$.

5.4.3.d Produits MODIS

Enfin, nos restitutions d'épaisseurs optiques et de rayons effectifs sont comparés aux produits opérationnels de MODIS (version 5 de l'algorithme). Il serait trop lourd de détailler ici la méthode utilisée par cet algorithme afin de retrouver les propriétés de nuages d'eau liquide, c'est pourquoi nous invitons le lecteur à se diriger vers le rapport technique de King et al. [1998] pour plus d'information à ce sujet. Il est toutefois nécessaire de bien comprendre que les restitutions de MODIS sont également obtenues à partir d'un couple de canaux visible et proche-infrarouge en utilisant la méthode développée par Nakajima and King [1990]. Le choix du couple est effectué en fonction de la surface au dessus de laquelle on se trouve, ainsi que de la profondeur dans le nuage d'eau à laquelle on désire retrouver le rayon effectif. En effet, Platnick [2000] a montré que les canaux centrés à $1.64 \mu\text{m}$, $2.13 \mu\text{m}$ et $3.75 \mu\text{m}$ sont respectivement plus sensibles à la taille des particules situées à la base, au centre et au sommet du nuage. Cependant, uniquement les rayons effectifs tirés du canal centré à $2.13 \mu\text{m}$ seront utilisés ici, puisque c'est également le canal utilisé pour nos restitutions. L'algorithme opérationnel de MODIS utilise pour le visible le canal centré à $0.85 \mu\text{m}$ pour ses inversions au dessus des mers, ce qui correspond également à celui utilisé dans notre algorithme. Les résultats de ces comparaisons sont exposés sur les figures 5.26a-c pour l'épaisseur optique, et sur les figures 5.27a-c pour le rayon effectif.

La figure 5.26a montre que, dans le cas où toutes les scènes sont incluses, les restitutions des épaisseurs optiques fournies par les deux algorithmes sont très proches. Malgré la dispersion mais les maximums d'occurrence sont bien centrés sur la première bissectrice. La dispersion semble également parfaitement répartie des deux cotés de celle-ci, ce qui indique à première vue qu'aucun biais n'est présent. La comparaison entre les résultats obtenus pour les scènes sans nuages de glace (figure 5.26b) et avec nuages de glace (figure 5.26c) montre qu'il n'y a pas de grosse influence de la présence de cirrus au dessus de la couche de nuage liquide *low*.

La figure 5.27a montre d'assez bonnes similitudes entre les restitutions du rayon effectif, malgré une dispersion assez importante. Les valeurs retrouvées par l'algorithme de MODIS semblent de manière générale légèrement plus élevées que les nôtres. La comparaison entre les figures 5.27b et 5.27c (respectivement sans et avec nuage de glace) montre cette fois que la présence d'un nuage de glace au dessus de la couche de nuage d'eau liquide *low* semble avoir un impact conséquent sur les restitutions du diamètre effectif par l'algorithme opérationnel.

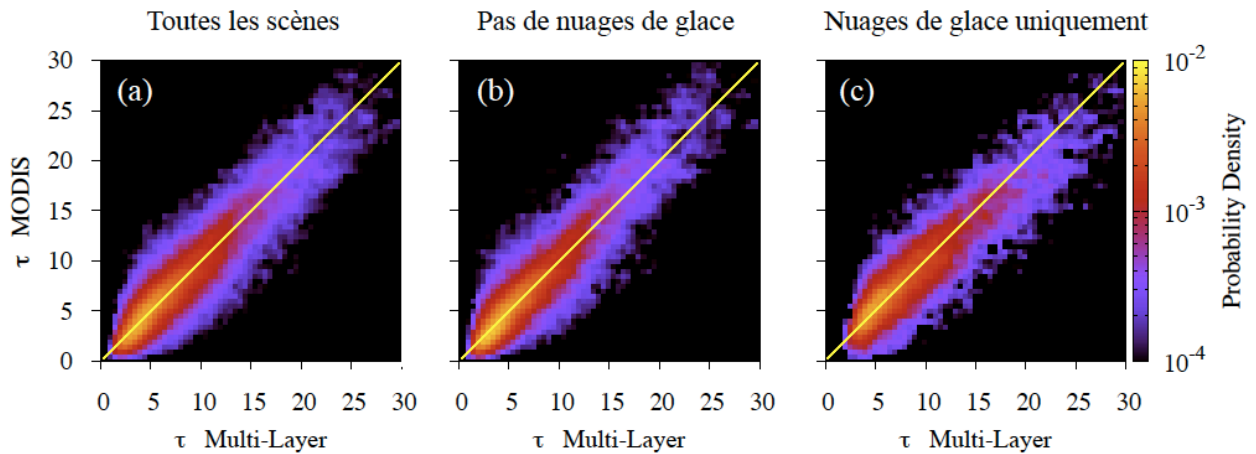


Figure 5.26: Comparaisons des épaisseurs optiques restituées par l'algorithme opérationnel de MODIS en fonction des épaisseurs optiques restituées par notre algorithme le long de toutes les orbites traitées. Ces comparaisons sont classifiées selon le type de configurations nuageuses au dessus de la couche *low* : (a) : toutes les configurations nuageuses ; (b) : en l'absence de nuages de glace uniquement ; (c) : en présence nuages de glace uniquement.

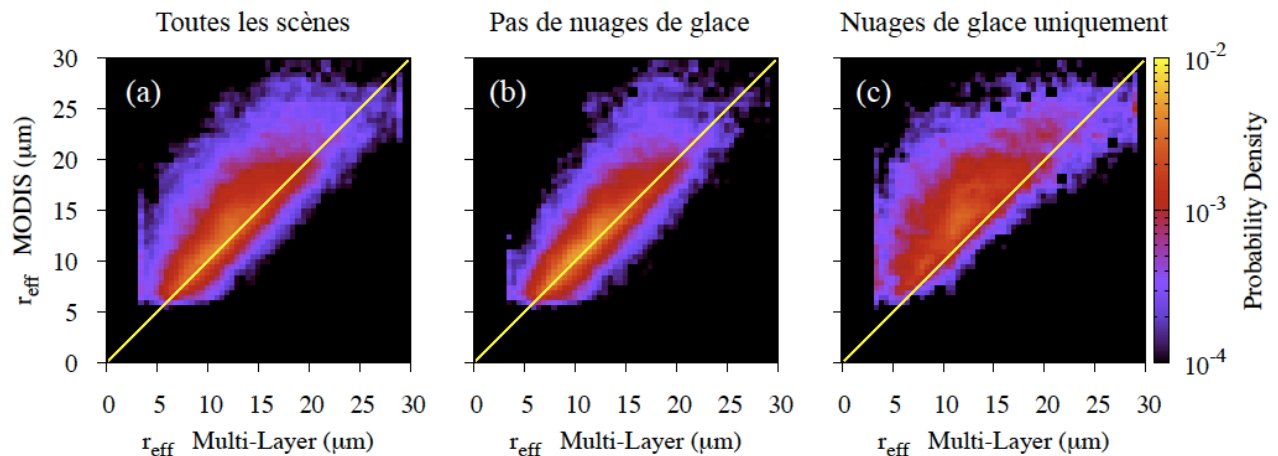


Figure 5.27: Similaires aux figures 5.26a-c, pour les rayons effectifs.

En effet, la figure 5.27b laisse apparaître de fortes similitudes entre les résultats des deux algorithmes. Cependant, en cas de présence d'un nuage de glace, la figure 5.27c indique un biais assez important vers les grosses particules de la part de MODIS. On comprend bien que la présence d'un tel nuage dans la haute troposphère va contribuer à absorber une partie du signal à $2.13 \mu\text{m}$. L'algorithme de MODIS ne considérant qu'une seule couche nuageuse, ce dernier va alors attribuer cette absorption au nuage d'eau liquide, et ainsi retrouver des gouttelettes d'eau plus grosses qu'elles ne le sont.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un algorithme permettant d'effectuer simultanément des inversions multi-couches de propriétés de nuages de glace et d'eau liquide. Celui-ci représente une amélioration de l'algorithme mono-couche introduit dans le chapitre 4. Ce 'nouvel' algorithme permet de restituer, à partir de cinq mesures radiométriques situées dans les domaines visibles, proches infrarouge et infrarouge thermiques, l'IWC d'une couche de nuage de glace, et l'épaisseur optique et le rayon effectif de gouttelettes de deux couches possibles de nuages d'eau liquide sous-jacentes. Une étude de contenu en information a montré que cet algorithme est parfaitement capable de restituer l'ensemble de ces propriétés en cas de simple et de double couches, mais qu'en cas de triples couches de l'information pourrait venir à manquer sur le diamètre effectif des gouttelettes de l'un des nuages liquide.

Notre algorithme a ensuite été testé sous la trace d'une cinquantaine d'orbites de CALIOP au dessus de l'océan Atlantique, de manière à obtenir une statistique assez fiable permettant de pouvoir juger de ses performances. Des analyses de densités de probabilité ont montré que l'algorithme est capable de restituer avec une bonne précision l'ensemble des paramètres du vecteur d'état, c'est à dire avec des incertitudes raisonnables dans les limites des capacités des signaux radiométriques. Ces analyses ont également montré que nos restitutions sont parfaitement robustes aux cas de multi-couches.

Enfin, dans le but d'effectuer une première validation de notre algorithme, les résultats de celui-ci ont été comparés aux produits de différents algorithmes opérationnels utilisant des mesures passives et actives. Ces comparaisons ont permis de conclure à la bonne qualité de nos restitutions puisque de très bonnes similitudes ont été simultanément retrouvées avec les produits d'algorithmes restituant séparément des propriétés de nuages de glace, et des propriétés de nuages d'eau liquide. Nos résultats de restitution d'IWC sont globalement similaires à un facteur deux près en comparaison avec l'ensemble des algorithmes. Ceci semble dans un premier temps être raisonnable du fait que l'on ne maîtrise pas précisément les différences intrinsèques avec ces derniers, notamment concernant leur description des nuages de glace. La robustesse aux cas multi-couches des algorithmes opérationnels restituant des contenus en glace n'a malheureusement pas pu être testée, faute de statistiques suffisantes. Néanmoins, il a été mis en évidence de possibles faiblesses de l'algorithme de MODIS concernant ses restitutions de rayons effectifs en présence de nuages de glace. Celle-ci témoignent

donc clairement des avantages à utiliser un algorithme d'inversion multi-couches, grâce à la description plus complète de la colonne atmosphérique qu'il permet.

En perspective il serait nécessaire d'obtenir des statistiques plus larges afin de pouvoir estimer, par l'intermédiaire d'une climatologie plus poussée et d'études plus locales, des incertitudes encore plus précises sur nos restitutions. Des incertitudes fiables sur de tels paramètres peuvent en effet se montrer extrêmement utiles de manière à contraindre les paramétrisation de modèles climatiques. Notre algorithme pourrait également être modifié de façon à pouvoir se détacher de la trace du lidar, et ainsi prendre pleinement avantage de la plus grande ouverture angulaire que possèdent les instruments radiométriques. Pour ce faire, une restitution de l'altitude et de l'étendue verticale des couches nuageuses pourrait être envisagée après l'incorporation de mesures plus sensibles à l'absorption gazeuse (par exemple dans des bandes spécifiques comme l'O₂ ou l'H₂O), ou encore à travers l'utilisation de mesures de luminances polarisées multi-angulaires (telles que celles de POLDER). Ces dernières pourraient également apporter de l'information sur une éventuelle couche d'aérosols, qu'il serait alors possible d'ajouter à l'algorithme.

Conclusion et perspectives

Il est aujourd'hui bien connu que les nuages de glace possèdent un impact radiatif conséquent sur le système Terre-atmosphère. Cet impact est malheureusement encore de nos jours mal déterminé, principalement à cause de la forte variabilité de leurs propriétés optiques, microphysiques et radiatives, qui implique de mauvaises contraintes dans les modèles climatiques actuels. C'est pourquoi il est indispensable d'étudier ces nuages, en utilisant notamment des méthodes permettant d'estimer avec précision la qualité des restitutions de manière à contraindre au mieux les informations fournies aux modèles climatiques. Au vu de la forte étendue spatiale des nuages de glace, et notamment des cirrus, l'utilisation de moyens spatiaux semble la mieux adaptée à leur étude. Des missions telles que l'A-Train se montrent en effet particulièrement utiles pour une meilleure compréhension des phénomènes climatiques, entre autre grâce à l'utilisation d'instruments passifs ou actifs comme IIR, MODIS, CALIOP ou encore CloudSat qui permettent une étude poussée des composants atmosphériques, et plus particulièrement des nuages. Cette mission possède également l'avantage unique que tous ces instruments soient en quasi-synchronisations les uns avec les autres, ce qui offre des possibilités de synergies nouvelles permettant de remonter à des informations beaucoup plus complètes et précises. C'est donc dans ce cadre que s'est déroulée cette thèse, au cours de laquelle diverses mesures complémentaires tirées d'instruments de l'A-Train ont été analysées, et utilisées à travers des algorithmes d'inversions de manière à restituer des propriétés optiques, microphysiques et radiatives de nuages de glace.

Bien que l'utilisation de mesures spatiales soit indispensable à l'étude des nuages de glace, il restera néanmoins toujours nécessaire de coupler celles-ci à des mesures issues de campagnes aéroportées. En effet, ces dernières permettent d'apporter une base fiable afin de conforter la validité des mesures d'instruments spatiaux, ou des restitutions obtenues à partir de celles-ci. C'est pourquoi des données issues de mesures d'instruments de télédétection ou *in situ* ont été utilisées à de nombreuses reprises au fil de cette thèse. Ces données ont été obtenues durant trois journées dites 'optimales' tirées des campagnes aéroportées CIRCLE-2 et Biscay '08, qui furent toute deux dédiées à l'étude des cirrus mais également à la validation de mesures

d'instruments spatiaux tels que IIR ou CALIOP, embarqués à bord du satellite CALIPSO. Ainsi, durant ces campagnes, des mesures ont été effectuées en quasi-simultanéité sous la trace de ce satellite, au dessus ou à l'intérieur même de couches de cirrus. L'avion effectuant les mesures de télédétection embarqua notamment le radiomètre infrarouge CLIMAT-AV, qui possède des caractéristiques très proches de celles de IIR.

La première étude de cette thèse fut donc dédiée à utiliser une partie de ces données aéroportées de manière à effectuer une validation des mesures de niveau 1 du radiomètre infrarouge IIR. Cette étape est en effet indispensable puisqu'une telle validation aéroportée de IIR n'avait encore jamais été réalisée, et que ce radiomètre constitue un instrument centrale dans cette thèse de part sa forte sensibilité aux propriétés microphysiques des nuages de glace. Pour ce faire, les mesures de télédétection effectuées par CLIMAT-AV durant les trois journées 'optimales' de CIRCLE-2 et de Biscay '08 ont donc été utilisées, de manière à être directement comparées à celles de IIR. Ces comparaisons se sont alors montrées très encourageantes, malgré la présence de biais qui ont pu être expliqués par des différences intrinsèques entre les altitudes et les filtres des deux instruments. Cette analyse des biais a cependant dû être effectuée le long d'une zone totalement dénuée de nuages à cause de notre manque de connaissances précises sur les propriétés de ceux-ci. Bien que cette analyse nous ait tout de même permis de conclure à la validation des mesures de IIR, nous avons toutefois montré qu'il est beaucoup plus complexe d'analyser ces biais dans des zones qui ne sont pas parfaitement homogènes. Une autre méthode de validation a donc dû être envisagée de manière à conforter les résultats de cette étude de validation, et fut mise en place par la suite.

Une fois les mesures du radiomètre infrarouge IIR validées, celles-ci ont dans un second temps pu être utilisées de manière à restituer des propriétés de nuages de glace telles que l'épaisseur optique ou encore le diamètre effectif des cristaux. Pour ce faire, une méthode variationnelle de type estimation optimale fut utilisée, de façon à pouvoir rendre compte de manière précise des incertitudes associées aux restitutions. Uniquement les mesures de IIR situées sous la trace de CALIOP ont été considérées afin de permettre une synergie avec les produits de ce lidar, qui sont nécessaires pour le positionnement précis des couches nuageuses dans l'algorithme. Nous avons tout d'abord montré à l'aide d'une étude préalable de contenu en information qu'une bonne restitutions des épaisseurs optiques est à attendre, mais que cependant les mesures de IIR permettent difficilement d'obtenir une bonne précision pour la

restitution de diamètres effectifs lorsque ceux-ci sont supérieurs à 40 μm . Ces observations théoriques ont parfaitement été retrouvées lors des inversions effectuées le long des parcours correspondant aux trois journées ‘optimales’ de CIRCLE-2 et Biscay '08. Des comparaisons de nos restitutions avec des produits issus des instruments *in situ* présents durant ces campagnes, ou issus de l'algorithme opérationnel de IIR ont également montré de très bonnes similitudes, ce qui nous permet de conforter les résultats de notre algorithme d'inversion. Notre algorithme a également été appliqué de manière identique aux mesures de IIR et de CLIMAT-AV pour montrer des restitutions globalement identiques. Ceci a donc permis de conforter très fortement les résultats de la précédente étude de validation des mesures de IIR, qui n'avait alors pas pu traiter les cas nuageux. Une étude de l'origine des erreurs dans le modèle direct a cependant montré que différentes considérations prises dans notre algorithme peuvent avoir un impact important sur la qualité des restitutions, comme par exemple le fait d'effectuer un choix entre différentes formes de cristaux pristines, ou encore de ne pas restituer simultanément les propriétés de nuages d'eau liquide sous-jacents.

La dernière partie de cette thèse a donc exposé une modification de cet algorithme dit ‘mono-couche’, effectuée en tenant compte de ces observations. Ainsi, les formes de pristines ont été remplacées par une paramétrisation basée sur des mélanges de cristaux, et les propriétés de deux couches de nuages d'eau liquide possiblement sous-jacentes aux nuages de glace sont simultanément restituées. L'ajout de mesures dans les domaines visible et proche infrarouge fournies par le radiomètre MODIS a tout de même été nécessaire afin d'obtenir une information plus complète sur les propriétés de ces deux couches liquides. Une étude de contenu en information a alors montré que notre algorithme ‘multi-couche’ est tout à fait capable de restituer simultanément avec une très bonne précision l'IWC d'une couche de nuage de glace et l'épaisseur optique et le rayon effectif de gouttelettes d'au moins une couche de nuage d'eau liquide. Dans le cas de triples couches une part d'information tendra à manquer sur le rayon effectif des gouttelettes d'eau d'une des deux couches en phase liquides. Une étude de cas a également montré que, en présence de nuages d'eau liquide dans la moyenne troposphère, les restitutions de l'algorithme multi-couche sont en meilleur accord avec les mesures *in situ* que celles de l'algorithme mono-couche. Afin de pouvoir juger un peu mieux des capacités de cet algorithme d'inversion, celui-ci a ensuite été appliqué à des mesures effectuées le long de deux mois d'orbites complète sous la trace de CALIOP. De manière générale, l'ensemble des propriétés de chaque couche ont été restituées avec une bonne préci-

sion, dans les limites des capacités des mesures radiométriques (soit en excluant les nuages trop fins ou trop épais). Les résultats ont également permis de montrer clairement l'avantage de l'utilisation de tels algorithmes, notamment à travers l'obtention de densités de probabilités d'IWC dont chaque intervalle peut être associé à une incertitude précise, ce qui se montre très utile pour une utilisation optimale dans les modèles climatiques. Enfin, ces restitutions ont été comparées à des produits issus de différents algorithmes opérationnels fournissant séparément des propriétés de nuages de glace ou d'eau liquide à partir de mesures actives et passives. Les résultats de ces comparaisons sont pour l'instant préliminaires puisque des analyses plus poussées seraient nécessaires afin de tenir compte avec précision des différences entre chacun des algorithmes. Cependant, nos restitutions d'IWC se trouvent être en accord à un facteur 2 près avec l'ensemble des produits opérationnels, dans les intervalles possédant les meilleures occurrences. Les restitutions des propriétés de nuages d'eau liquide ont également montré des très bonnes similitudes avec les produits opérationnels, et permettent même de laisser apparaître un manque de robustesse de l'algorithme de MODIS en présence de nuages de glace. Dans l'ensemble, ces comparaisons se sont montrées fortement concluantes pour estimer à la bonne qualité de nos restitutions, et constituent donc une première validation des résultats de notre algorithme multi-couche.

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont donc montré quelques exemples témoignant de l'importance des missions spatiales telles que l'A-Train pour l'étude des nuages de glace. En effet, il a pu être vu que les mesures d'instruments tels que IIR, alliés à des informations complémentaires et co-localisées fournies par le lidar CALIOP, permettent de remonter à diverses propriétés optiques, microphysiques ou radiatives de ces nuages. Le lecteur a également pu s'apercevoir des nombreuses difficultés liées à l'étude des nuages de glace, principalement dû à la complexité de leurs propriétés microphysiques et optiques. C'est pourquoi nous avons cherché au fil de ce manuscrit de montrer l'importance de l'utilisation de méthodes variationnelles dans les algorithmes d'inversions. En effet celles-ci sont non seulement parfaitement adaptés aux missions spatiales, qui cherchent à restituer un grand nombre de paramètres à partir de tout types de mesures, mais elles permettent surtout une étude précise de la qualité des restitutions qui est indispensable pour une paramétrisation adéquate des modèles climatiques. Enfin, nous avons également cherché à pointer l'importance d'inversions dites multi-couches qui restent encore aujourd'hui trop rares dans les algorithmes opérationnelles, et qui peuvent toutefois permettre une meilleure qualité des restitutions des

propriétés de chaque couche nuageuse présente dans la colonne atmosphérique.

Ainsi, les perspectives directes quant à la suite de ce travail de thèse sont nombreuses. Premièrement l'algorithme multi-couche présenté dans le dernier chapitre pourrait être appliqué à un plus grand nombre de cas, de manière à affiner les statistiques et ainsi caractériser avec une bien meilleure précision la qualité de nos inversions. De telles analyses pourraient également permettre une climatologie plus poussée, permettant entre autre des comparaisons plus précises avec les résultats d'autres algorithmes d'inversion ou avec des résultats de simulations issues de modèles climatiques. Dans un second temps, des modifications de l'algorithme multi-couches pourraient être envisagées. Par exemple, l'incorporation de mesures radiométriques sensibles à l'altitude et à l'étendue verticale des couches nuageuses pourrait permettre de s'écarter de la trace lidar et ainsi de pouvoir effectuer des inversions sur toute la fauchée des radiomètres. L'incorporation d'une couche d'aérosol dans l'algorithme pourrait également s'avérer utile de manière à compléter notre description de la colonne atmosphérique. Des informations sur ces couches peuvent par exemple être tirées de mesures de luminances polarisées multi-angulaires. De telles modifications pourraient ainsi rendre cet algorithme capable de restituer avec une très bonne précision les propriétés de nuages de glace, puisque des contraintes optimales seront alors obtenues sur la description des autres composantes de la colonne atmosphérique. De telles restitutions simultanées de propriétés de différents composants atmosphériques à partir de mesures radiométriques se révèlent cependant extrêmement intéressantes en soit. Ce type d'algorithme semble en effet pouvoir être une voie à suivre pour le développement de futures algorithmes opérationnels, comme par exemple ceux qui serviront à traiter les données des instruments de la prochaine mission spatiale EarthCare, qui aura pour but de comprendre l'impact radiatif des nuages et des aérosols.

Annexe A

Concepts utiles à l'utilisation de codes de transfert radiatif

Dans cette annexe, les principes du traitement des problèmes de transfert radiatif sont brièvement rappelés. Ces rappels peuvent être nécessaires à la compréhension des différentes méthodes utilisées tout au long de cette thèse pour de simuler les luminances mesurées par les instruments spatiaux et aéroportés.

Cette annexe commence donc par un rappel de l'équation de transfert radiatif, ainsi que de sa forme dans l'hypothèse d'une atmosphère dite *plan-parallèle*. Ensuite est introduit le traitement particulier de la fonction de phase dans l'équation de transfert radiatif (telle que son expansion dans la base des polynômes de Legendre), et quelques méthodes dédiées à sa résolution. Enfin, dans un dernier temps sont présentés les deux codes de transfert radiatif utilisés durant cette thèse, qui sont FASDOM et Adding-Doubling.

A.1 Equation générale de transfert radiatif

On rappelle que, comme expliqué dans le paragraphe 1.4 de cette thèse, une variation de luminance monochromatique L_λ le long d'un chemin optique l peut s'exprimer comme

$$dL_\lambda = -\sigma_\lambda^{ext} L_\lambda dl \quad (\text{A.1})$$

où σ_λ^{ext} représente le coefficient volumique d'extinction à la longueur d'onde λ . Cette relation traduit une réduction de la luminance incidente due à des phénomènes de diffusion et/ou d'absorption dans la couche nuageuse. Le terme de couche atmosphérique est toutefois préféré à celui de couche nuageuse dans la suite de cette annexe puisque ces phénomènes peuvent aussi être dues à d'autres composants atmosphériques comme des gaz ou des aérosols. Cependant

il faut noter que l'équation A.1 n'est valable que dans le cas où l'épaisseur optique de la couche atmosphérique est faible. En effet, ce cas de figure permet de considérer que les interactions entre les différentes couches sont négligeables, et ainsi qu'il n'y a aucun apport de luminance provenant de phénomènes de diffusion ou d'émission existant dans les couches avoisinantes. Dans le cas où de tels phénomènes se produisent, il est alors nécessaire d'ajouter une composante à l'équation A.1 de manière à en tenir compte. Cette composante est ce que l'on appelle la fonction source, notée S_λ . Au final, la variation complète de la luminance le long d'un chemin optique l est définie comme exprimée dans l'équation A.2. C'est la forme la plus générale de ce que l'on appelle l'*équation de transfert radiatif*, exprimée hors de tout système de coordonnées.

$$dL_\lambda = \sigma_\lambda^{ext}[-L_\lambda + J_\lambda] dl \quad (\text{A.2})$$

A.2 Hypothèse de l'atmosphère *plan-parallèle*

Afin de résoudre l'équation A.2, la première étape consiste à définir un système de représentation des couches atmosphériques. Il existe différents types d'approche pour traiter le problème de transfert radiatif, qui dépendent du nombre de dimensions que l'on souhaite considérer homogènes. L'une des méthodes les plus employées est celle que l'on appelle l'hypothèse de l'*atmosphère plan parallèle*, qui est aujourd'hui extrêmement utilisée dans les codes de transferts radiatifs grâce à la rapidité de temps de calculs qu'elle permet. Cette méthode utilise une découpe verticale de l'atmosphère en couches horizontalement infinies, et ne considère ainsi que les interactions entre des couches de différentes altitudes. C'est ce que l'on appelle l'hypothèse IPA (Independent Pixel Approximation) ou ICA (Independent Column Approximation). On peut citer d'autres méthodes telles que le *Monte-Carlo* qui est utilisé pour traiter les effets 3D atmosphériques de manière beaucoup plus précise, mais qui est par conséquent plus lente numériquement [Cornet et al., 2010, Mayer, 2009].

Afin de traiter l'équation A.2 dans le cadre de l'hypothèse *plan-parallèle*, il est ensuite nécessaire de lui définir un système de coordonnées. Un système sphérique est habituellement utilisé dans le cadre de problèmes de transfert radiatif, tel que schématisé dans le figure A.1. Dans un tel système l'équation A.2 se réécrit de la façon suivante :

$$\cos \theta \frac{dL_\lambda(z; \theta, \phi)}{dz} = \sigma_\lambda^{ext}[-L_\lambda(z; \theta, \phi) + J_\lambda(z; \theta, \phi)]. \quad (\text{A.3})$$

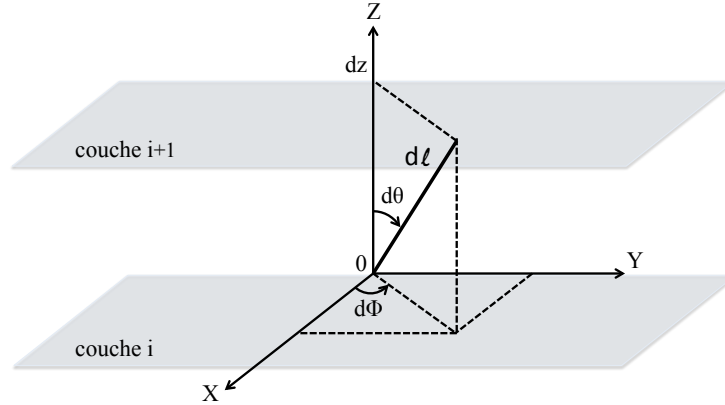


Figure A.1: Schématisation en coordonnées sphérique d'un trajet optique unitaire dl entre deux couches atmosphériques

En utilisant le fait que $d\tau_\lambda = \sigma_\lambda^{ext} dz$ et en posant $\mu = \cos \theta$, on obtient l'équation de transfert radiatif usuelle pour une luminance descendante dans l'hypothèse d'une atmosphère plan-parallèle, telle que présentée dans l'équation A.4. τ_λ représente l'épaisseur optique d'extinction de la couche à une longueur d'onde λ , telle que présentée dans le paragraphe 1.4.1.

$$\mu \frac{dL_\lambda(\tau_\lambda; \theta, \phi)}{d\tau} = L_\lambda(\tau_\lambda; \theta, \phi) - J_\lambda(\tau_\lambda; \theta, \phi) \quad (\text{A.4})$$

La fonction source J_λ , qui on le rappelle est caractéristique de la présence d'absorption et de diffusion dans les couches voisines, peut être décomposée comme la somme de deux termes caractéristiques de ces phénomènes. Le premier est la fonction de source d'émission $J_\lambda^{(emis)}$ telle que :

$$J_\lambda^{(emis)} = [1 - \varpi_\lambda(\tau_\lambda)]B(\tau_\lambda) , \quad (\text{A.5a})$$

où ϖ_λ et $B(\tau_\lambda)$ représentent respectivement l'albédo de diffusion simple et la fonction de Planck à une longueur d'onde λ . Le second est la fonction source de diffusion $J_\lambda^{(diff)}$, définie comme :

$$J_\lambda^{(diff)} = \frac{\varpi_\lambda(\tau_\lambda)}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} p(\tau_\lambda; \mu, \phi, \mu', \phi') L(\tau_\lambda; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{\varpi_\lambda(\tau_\lambda)}{4\pi} p(\tau_\lambda; \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) E_s \exp(-\tau_\lambda/\mu_0) , \quad (\text{A.5b})$$

où $p(\tau_\lambda; \mu, \phi, \mu', \phi')$ est la fonction de phase entre les angles (μ, ϕ) et (μ', ϕ') , et E_s la quantité d'éclairement solaire provenant d'une direction (μ_0, ϕ_0) . On remarque que le premier terme de l'équation A.5b est caractéristique de la présence de diffusions multiples dans le milieu, alors que le second est représentatif de la diffusion directe de l'éclairement provenant du Soleil.

Au final, on retrouve que le problème du transfert radiatif est totalement dépendant des propriétés optiques et radiatives telles que décrites dans le paragraphe 1.4, soit l'épaisseur optique (ou par conséquent le coefficient d'extinction volumique), l'albédo de diffusion simple, et la fonction de phase.

Cependant, même dans l'hypothèse *plan-parallèle* la résolution de l'équation de transfert radiatif reste impossible de manière analytique, due au nombre important de variables et à la complexité des paramètres que la compose. Sa résolution peut tout de même être approchée à l'aide de différentes méthodes (souvent adaptées pour un traitement numérique), dont par exemple les ordonnées discrètes et l'adding-doubling, qui sont présentées dans le paragraphe suivant.

A.3 Méthodes de résolutions de l'équation de transfert radiatif

Le traitement numérique du problème de transfert radiatif dans une atmosphère diffusante et absorbante telle que présenté dans le paragraphe A.2 est fort complexe. Cette complexité est en grande partie causée par la continuité des équations, et en particulier des termes caractérisant les phénomènes de diffusion, qu'il est indispensable de discrétiser de manière précise et efficace. Ce paragraphe introduit deux méthodes servant à aider à la résolution de l'équation de transfert radiatif, et qui sont utilisées dans cette thèse. La présentation de ces méthodes nécessite néanmoins une description préalable de la manière dont la fonction de phase est généralement traitée dans les problèmes de transfert radiatif.

A.3.1 Traitement de la fonction de phase

La fonction de phase est un paramètre continu qu'il est nécessaire de discrétiser dans le but de simplifier le traitement de l'équation A.4. Pour ce faire, l'utilisation de polynômes de Legendre se montre d'une grande efficacité afin de former une nouvelle base pour la fonction de phase. Nous définissons donc celle-ci comme une somme de ces polynômes de la manière

suivante :

$$p(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \beta_l P_l(\cos \Theta) , \quad (\text{A.6})$$

où Θ représente l'angle de diffusion (soit entre les directions (μ, ϕ) et (μ', ϕ')), et β_l le coefficient d'expansion du polynôme. Ce dernier est se définie comme :

$$\beta_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^{+1} p(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d(\cos \Theta) . \quad (\text{A.7})$$

On appelle $g_l = \frac{\beta_l}{2l+1}$ le moment de la fonction du polynôme de Legendre développé à l'ordre l . On remarque qu'à l'ordre 0, on retrouve que $g_0 = 1$ due à la normalisation de la fonction de phase exprimée dans le paragraphe 1.4.2. A l'ordre 1, on retrouve que :

$$g_1 = \frac{\beta_1}{3} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} p(\cos \Theta) \cos \Theta d(\cos \Theta) , \quad (\text{A.8})$$

ce qui n'est d'autre que le facteur d'asymétrie définit dans l'équation 1.8.

De manière générale, on adapte le nombre d'ordres considérés dans le développement en polynômes de Legendre en fonction de la précision souhaitée et de la complexité de la fonction de phase. Par exemple, certaines configurations de particules comme l'exemple des cristaux hexagonaux pour les cirrus vont laisser apparaitre des pics secondaires sur la fonction de phase dans le domaine visible. Dans ce cas l'utilisation d'un nombre important d'ordres est nécessaire à une transcription correcte de la fonction de phase dans la base des polynômes de Legendre. Par contre, ces phénomènes sont beaucoup moins présents dans l'infrarouge, où la fonction de phase est relativement lisse, avec une faible pointe de diffusion avant. Dans ce cas il est possible d'approximer celle-ci, en se servant des premiers moments des polynômes de Legendre. Une approximation fortement utilisée est celle développée par [Henyey and Greenstein \[1940\]](#) qui caractérise la fonction de phase comme fonction du coefficient d'asymétrie et de l'angle de diffusion, comme présenté dans l'équation A.9.

$$p_{HG}(\cos \Theta) = \frac{1 - g_1^2}{(1 + g_1^2 - 2g_1 \cos \Theta)^{3/2}} \quad (\text{A.9})$$

En développant l'équation A.9 dans la base définie par les polynômes de Legendre, on retrouve que :

$$p_{HG}(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N (2l+1) g_1^l P_l(\cos \Theta) . \quad (\text{A.10})$$

On remarque que l'utilisation de la formulation de Henyey-Greenstein facilite fortement le calcul de la fonction de phase puisque le coefficient d'expansion est directement remplacé par $(2l + 1)g_1^l$, ce qui augmente également le gain de temps pour les calculs numériques.

A.3.2 Méthode des ordonnées discrètes

En utilisant le développement de la fonction de phase en polynôme de Legendre, ainsi qu'un développement de la composante azimutale de la luminance en série de cosinus de Fourier telle que :

$$L(\tau; \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N L^m(\tau; \mu) \cos[m(\phi - \phi_0)] , \quad (\text{A.11})$$

il est alors possible de transformer l'équation A.4 en la forme développée suivante (l'indice λ est omis pour plus de clarté) :

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL^m(\tau; \theta)}{d\tau} &= L^m(\tau; \mu) - \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} p^m(\tau; \mu; \mu_0) E_s \exp\left[\frac{\tau}{\mu_0}\right] \\ &- \frac{\varpi(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} p^m(\tau; \mu, \mu') L^m(\tau; \mu') d\mu' - (1 - \varpi(\tau)) B(\tau) , \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

où $p^m(\tau; \mu, \mu')$ représente l'expansion des polynômes de Legendre en suivant le théorème d'addition des harmoniques sphériques.

La méthode d'ordonnée discrète, développée par Chandrasekhar [1960], est basée sur la résolution de l'équation A.12. Pour ce faire, la dernière étape consiste à discrétiser l'intégrale sur l'angle μ dans la partie de l'équation décrivant la diffusion multiple. Ainsi, cette intégrale est développée en utilisant la formulation de la quadrature de Gauss, soit

$$\int_{-1}^{+1} p^m(\tau; \mu, \mu') L^m(\tau, \mu') d\mu' = \sum_{i=-n}^n a_i p^m(\tau; \mu, \mu_i) L^m(\tau, \mu_i) , \quad (\text{A.13})$$

où a_i sont les fonctions poids de la quadrature de Gauss, et μ_i ses angles discrétisés, qui correspondent aux zéros des polynômes de Legendre. La figure A.2 illustre cette discrétisation de l'angle μ . Celle-ci n'est effectuée que le long d'une seule direction puisque l'angle ϕ est traité par la série en cosinus de Fourier. Au final, on se retrouve avec une discrétisation complète de l'équation de transfert radiatif qu'il est possible de résoudre. Le nombre de μ_i considérés doit donc être déterminé en fonction de l'anisotropie du milieu. Si le milieu est fortement

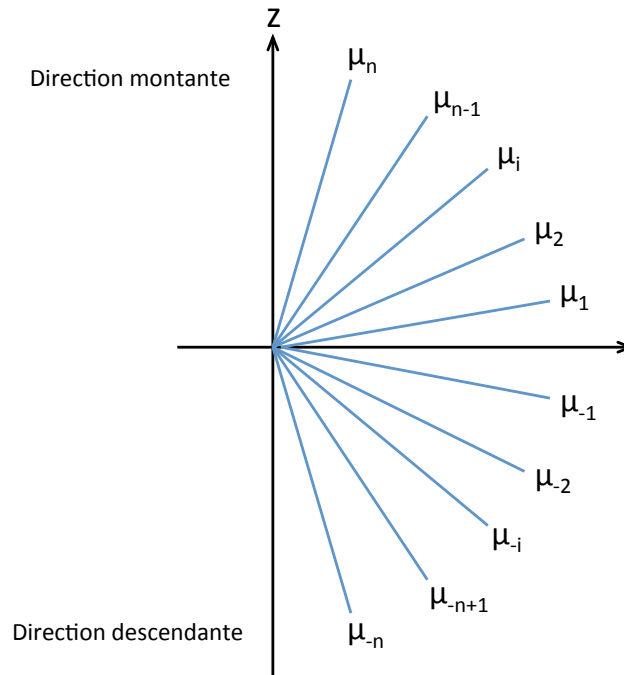


Figure A.2: Discrétisation de l'angle μ par la quadrature de gauss.

isotrope, quelque angles suffisent à décrire la luminance pour un angle quelconque. Dans le cas contraire, il est nécessaire de fortement discrétiser L_m dans sa direction θ pour en obtenir une représentation fiable. De nombreux codes de transfert radiatifs utilisent aujourd'hui cette méthode, dont le code DISORT (DIScrete Ordinates Radiative Transfer) développé par Stamnes et al. [1988] qui est utilisé dans cette thèse.

A.3.3 Méthode de l'*adding-doubling*

La méthode *adding* est une méthode de résolution de l'équation de transfert radiatif développée dans le cadre des atmosphères diffusantes par van de Hulst [1963]. Celle-ci est basé sur un développement de la luminance en fonction de la transmission totale et de la réflexion de couches atmosphériques, qui sont toujours placées dans l'hypothèse plan-parallèle.

Pour comprendre le fonctionnement de cette méthode il est nécessaire de rappeler les propriétés de réflexions et de transmissions d'une couche atmosphérique. Considérons donc une couche atmosphérique homogène d'épaisseur optique quelconque τ . Cette couche est

éclairée en son sommet par une luminance appelée $L_{entree,sommet}$ et à sa base par une luminance appelée $L_{entree,base}$. Une partie de l'éclairement entrant par le sommet est réfléchi en suivant la fonction de réflexion R , et une autre partie est transmise en suivant la fonction de transmission T . De même, la luminance incidente par le bas de la couche est réfléchi en suivant R' et est transmise en suivant T' . On appelle respectivement $L_{sortie,sommet}$ et $L_{sortie,base}$ les luminances sortantes au sommet et à la base de la couche. La figure A.3 schématise ce processus.

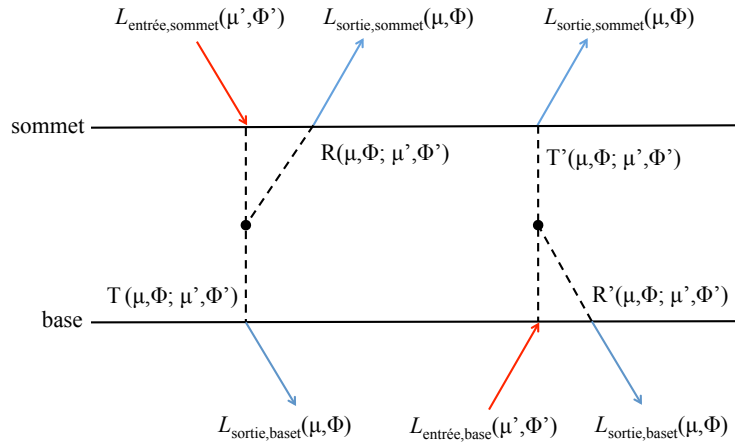


Figure A.3: Schématisation des phénomènes de réflexion et de transmission dans une couche atmosphérique pour une luminance incidente au sommet et à la base de celle-ci.

Les luminances réfléchies et transmises sont ainsi reliées aux luminances incidentes par les formules suivantes :

$$L_{sortie,sommet}(\mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 R(\mu, \phi; \mu', \phi') L_{entree,sommet}(\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' + \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 T'(\mu, \phi; \mu', \phi') L_{entree,base}(\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' \quad (\text{A.14a})$$

et

$$L_{sortie,base}(\mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 T(\mu, \phi; \mu', \phi') L_{entree,sommet}(\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' + \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 R'(\mu, \phi; \mu', \phi') L_{entree,base}(\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' \quad (\text{A.14b})$$

Il est alors possible de déterminer la luminance au sommet et à la base d'une couche atmosphérique uniquement à partir des fonctions de réflexion et de transmission totale. La

méthode *adding* propose d'étendre ce protocole en l'appliquant à de multiples couches atmosphériques. La figure A.4 illustre le fonctionnement de cette méthode pour deux couches d'épaisseur optique τ_1 et τ_2 . On y remarque que les fonctions de réflexion R_{12} et de transmission T_{12} pour l'ensemble des deux couches sont composées d'une somme de combinaisons entre les fonctions de transmissions et de réflexions de chaque couche séparée. Ce processus est généralisable quel que soit le nombre de couches, de manière à permettre un calcul des luminances sortantes. Il faut noter que la surface est traitée comme une couche de très forte épaisseur optique.

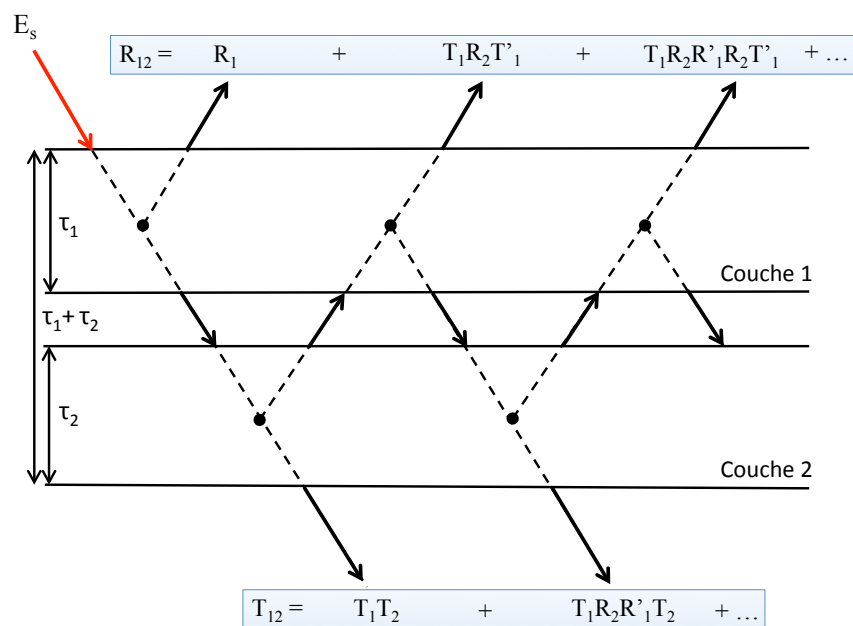


Figure A.4: Schématisation du fonctionnement de la méthode *Adding* pour deux couches d'épaisseurs optiques τ_1 et τ_2 .

Le problème de cette méthode est néanmoins qu'il faut posséder une connaissance précise des fonctions de transmission totale et de réflexion de chaque couche atmosphérique, et que le calcul de ces fonctions peut se révéler fort complexe dans le cas de diffusions multiples. La méthode *doubling* [Hansen, 1971b, Hovenier, 1971] peut alors être employée de manière à faciliter ces calculs.

Cette méthode est en fait un cas particulier de l'*adding*. Elle propose de partir d'une sous-couche d'épaisseur optique très faible (par exemple $\tau \sim 10^{-5}$) de façon à pouvoir y calculer des fonctions de transmission et de réflexion dans le cas particulier de la diffusion simple.

Ceci permet de simplifier ces fonctions en les rendant directement dépendantes de l'albédo de diffusion simple, et de la fonction de phase de la couche, comme le montre les équations A.15a and A.15b.

$$R(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = \frac{\varpi\tau}{4\mu\mu_0} P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \quad (\text{A.15a})$$

$$T(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = \frac{\varpi\tau}{4\mu\mu_0} P(-\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \quad (\text{A.15b})$$

La méthode consiste ensuite à doubler l'épaisseur optique de la couche en lui accolant une seconde sous couche de propriétés parfaitement identiques. Les fonctions de réflexion et de diffusion de ces deux sous couches sont donc également identiques, ce qui permet de calculer ces fonctions pour la couche totale d'épaisseur optique 2τ en utilisant le protocole présenté pour l'*adding*. Il suffit alors de répéter de processus autant de fois que nécessaire de manière à obtenir les fonctions de transmission et de réflexion d'une couche d'épaisseur optique désirée. Cette méthode doit ensuite être appliquée à chaque couche atmosphérique considérée dans la méthode *adding*. L'utilisation couplée de ces deux méthodes représente ce que l'on appelle l'*adding-doubling*.

Une application numérique de cette méthode fut développée par de Haan et al. [1987]. La résolution de l'équation de transfert radiatif pour la méthode d'*adding doubling* est ensuite fortement similaire à celle des ordonnées discrètes. Un avantage de cette méthode est qu'elle permet une utilisation claire des phénomènes de polarisation.

A.4 Traitement des gaz atmosphériques

Il est clair que les mesures instrumentales telles que celles de radiomètres ne sont en général pas monochromatiques, et qu'il est donc nécessaire d'intégrer l'équation A.4 le long du spectre d'intervalle $\Delta\lambda$ défini par la fonction filtre f_λ de l'instrument. Or, comme en témoigne la figure A.5, le spectre de transmission des gaz atmosphériques est fortement complexe, et peut extrêmement varier dans un intervalle spectral court. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de décrire avec précision l'impact de la transmission gazeuse dans des intervalles spectraux donnés, telles que ceux décrits par les filtres interférométriques des instruments.

Une telle intégration du spectre de transmission est possible, grâce à ce qui est appelée la méthode *line-by-line* [Scott, 1974]. Une base de donnée spectroscopique extrêmement com-

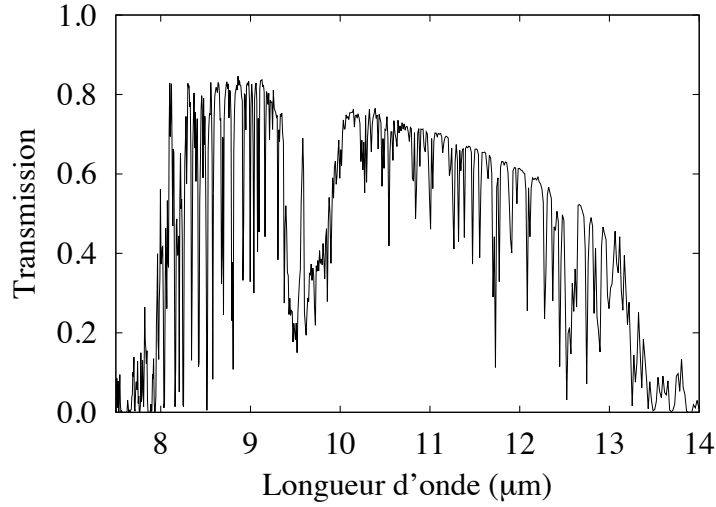


Figure A.5: Spectre montrant la transmission atmosphérique dans la fenêtre atmosphérique

plète a aujourd'hui été développée pour un calcul des propriétés gazeuses de façon très précise [Rothman et al., 2009]. Cependant ce type de calcul est très couteux en temps, et est ainsi bien souvent non adapté aux besoins lorsque l'on désire par exemple inverser des propriétés atmosphériques en utilisant les équations de transfert radiatif.

Il existe une approximation de cette méthode, appelée *correlated-k distribution* [Lacis and Oinas, 1991] qui permet d'effectuer un calcul de transmission moyenne le long d'un intervalle spectral, sans passer par un processus d'intégration rigoureux.

De manière générale, la transmission moyenne calculée pour un instrument possédant une fonction filtre normalisée f_λ , sur un intervalle spectrale $\Delta\lambda$, et pour un gaz de densité surfacique u (en g.cm^{-2}) est définie comme :

$$T_{\Delta\lambda}(u) = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} \exp[-k_\lambda u] d\lambda . \quad (\text{A.16})$$

où k_λ représente la section efficace massique d'absorption à la longueur d'onde λ , également appelée coefficient d'absorption (en $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$). L'approximation provient ensuite du passage de cette intégration sur la longueur d'onde à une intégration sur le coefficient d'absorption k , et de la discrétisation de cette intégration en une somme de N_k coefficients k_i d'intervalles Δk_i , telle que :

$$T_{\Delta\lambda}(u) = \sum_{i=1}^{N_k} a_i \exp[-k_i u] , \quad (\text{A.17a})$$

avec a_i qui représente le poids de l'intervalle $k_i \pm \Delta k_i$ sur l'intervalle Δk , soit

$$a_i = \frac{\int_{\Delta\lambda} \delta_{i,\lambda} f_\lambda d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} f_\lambda d\lambda} \quad \text{avec} \quad \delta_{i,\lambda} = \begin{cases} 1 & \text{si } k_i - \Delta k_i < k_\lambda < k_i + \Delta k_i \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{A.17b})$$

Un calcul de transfert radiatif doit ensuite être effectué pour chaque k_i , et la luminance finale est donnée par :

$$L_{\Delta\lambda} = \sum_{i=1}^{N_k} a_i L_{\lambda_i}. \quad (\text{A.18})$$

A.5 Utilisation de codes de transfert radiatif

Ce paragraphe décrit brièvement les codes de transfert radiatif utilisés durant cette thèse, ainsi que leurs configurations techniques principales. Le code FASDOM est utilisé de manière à simuler les luminances montantes infrarouges, alors que le code Adding-doubling est utilisé pour simuler les luminances montantes des canaux visibles et proche infrarouge. L'utilisation de l'adding-doubling dans ces canaux permet la possible incorporation d'information polarisée dans le code d'inversion présenté.

A.5.1 FASDOM

Le code de transfert radiatif FASDOM (FASt Discrete Ordinates Method) a été développé par Dubuisson et al. [2005] afin de permettre la simulation des luminances montantes mesurées dans les trois canaux du radiomètre infrarouge IIR. Ce code utilise la méthode des ordonnées discrètes décrite dans le paragraphe A.3.2 afin de résoudre l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère absorbante et diffusante, par l'intermédiaire du code DISORT (Discrete Ordinates Radiative Transfer) [Stamnes et al., 1988]. FASDOM permet également de traiter précisément les phénomènes d'absorption et d'émission gazeuses atmosphériques grâce à l'utilisation d'une méthode de *correlated k-distribution*, telle que présentée dans le paragraphe précédent.

Le code FASDOM utilise l'hypothèse de l'atmosphère *plan-parallele*, soit une découpe de l'atmosphère en un nombre N de couches atmosphériques (voir paragraphe A.2). Au cours de cette thèse FASDOM est configuré pour traiter des couches de 1 km d'épaisseur, qui sont

elles même découpées en sous-couches de 100 m d'épaisseur en présence de nuages afin de permettre une meilleure précision. La figure A.6 illustre une schématisation d'une coupe atmosphérique comme traitée par FASDOM dans cette étude. Un profil de pression P , de

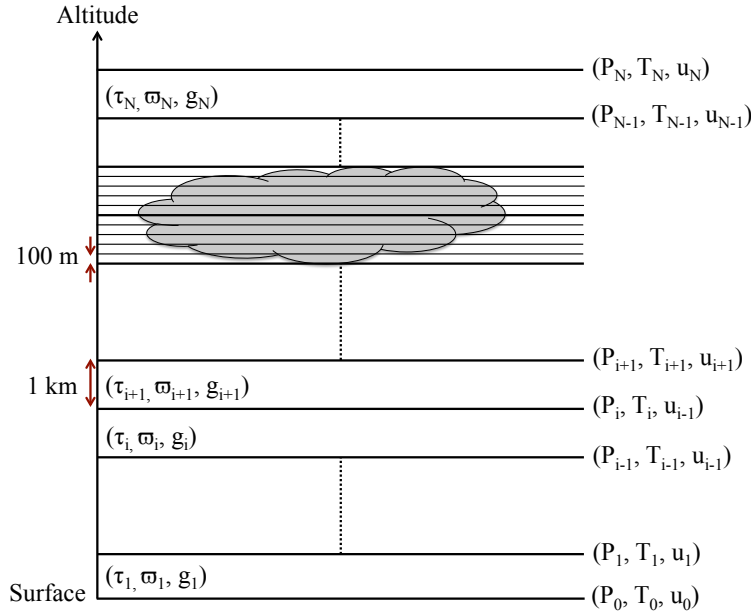


Figure A.6: Schématisation du profil atmosphérique utilisé dans le code FASDOM

température T et de quantité de gaz u est utilisé pour définir les limites de couches. À l'intérieur de celles-ci, les propriétés gazeuses et nuageuses sont définies grâce à l'épaisseur optique τ , l'albédo de diffusion simple ϖ , et le paramètre d'asymétrie g . FASDOM n'est ici utilisé que pour simuler les luminances mesurées par le radiomètre IIR ou CLIMAT-AV, situées dans l'infrarouge thermique. Les fonctions de phases nuageuses étant lisses dans cette intervalle spectral, l'utilisation de fonctions de phases de type Henyey-Greenstein, telles que présentées est possible (voir paragraphe A.3). Les phénomènes de diffusions ne seront donc caractérisés que par le premier moment de la fonction de phase dans la base des polynômes de Legendre, soit le facteur d'asymétrie. FASDOM est également configuré afin de traiter les gaz atmosphériques telles que la vapeur d'eau, l'ozone, ainsi que différents gaz homogènes à effet de serre (CO_2 , CH_4 et NO_2). La base de donnée HITRAN-2000 est utilisée afin de renseigner sur les propriétés d'absorption de ces gaz. Par comparaison avec une technique de *line-by-line*, Dubuisson et al. [2005] considèrent la précision de FASDOM en équivalence température de brillance comme étant meilleure que 0.3K.

A.5.2 Adding-Doubling

Ce code utilise, comme son nom l'indique, la méthode Adding-Doubling présentée dans le paragraphe A.3.3, développée par de Haan et al. [1987]. Il est utilisé dans cette thèse pour simuler les luminances montantes mesurées par MODIS dans les domaines visible et proche-infrarouge. Les phénomènes d'absorption gazeuse sont retranscrits en couplant l'adding-doubling à une méthode de *correlated k-distribution*.

Dans le cadre de cette thèse, le code Adding-Doubling est configuré de manière à traiter une atmosphère pouvant contenir trois couches nuageuses (un nuage de glace et deux nuages d'eau liquide), comme le montre la schématisation présentée sur la figure A.7. La position des couches est directement donnée grâce aux positions du nuage. Chacune d'entre elle est définie par une épaisseur optique, un albédo de diffusion simple, ainsi qu'une fonction de phase pour les couches nuageuses. Le code Adding-Doubling est configuré pour traiter les effets des gaz tels que la vapeur d'eau, l'ozone et quelques gaz uniformes à effet de serre (CH_4 , le CO_2 et le NO_2), dont les quantités sont fournies pour chaque couche. Les propriétés gazeuses utilisées pour la méthode de *correlated k-distribution* sont issues de tables précisément pré-calculées par Kratz dans les intervalles des canaux MODIS [Baum et al., 2000, Kratz, 1995].

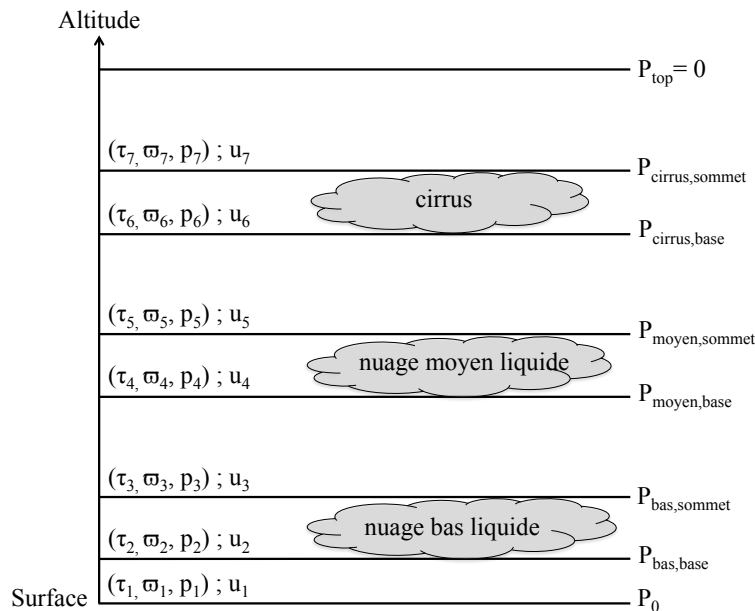


Figure A.7: Schématisation du profil atmosphérique utilisé dans le code Adding-Doubling

Annexe B

Publication parue

Sourdeval Odran, G. Brogniez, J. Pelon, L. C.-Labonnote, P. Dubuisson, F. Parol, D. Josset, A. Garnier, M. Faivre, and A. Minikin, 2012: **Validation of IIR/CALIPSO Level 1 Measurements by Comparison with Collocated Airborne Observations during CIRCLE-2 and Biscay '08 Campaigns**. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 29, 653–667.

doi: <http://dx.doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00143.1>

Abstract:

In the frame of validation of the spatial observations from the radiometer IIR on board CALIPSO, the two airborne campaigns Cirrus Cloud Experiment (CIRCLE)-2 and Biscay '08 took place in 2007 and 2008 in the western part of France, over the Atlantic Ocean. During these experiments, remote sensing measurements were made over cirrus clouds, right under the track of Cloud–Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) in space and time collocation. For this purpose, a Falcon-20 aircraft was equipped with the Lidar pour l'Etude des Interactions Aérosols Nuages Dynamique Rayonnement et du Cycle de l'Eau (LEANDRE)-New Generation (NG) and the thermal infrared radiometer Conveyable Low-Noise Infrared Radiometer for Measurements of Atmosphere and Ground Surface Targets (CLIMAT)-Airborne Version (AV), whose spectral characteristics are strongly similar to those of the infrared imaging radiometer (IIR). In situ measurements were also taken in cirrus clouds during CIRCLE-2. After comparisons, consistent agreements are found between brightness temperatures measured by CLIMAT-AV and IIR. However, deviations in the brightness temperature measurements are still observed, mainly in the 8.6- μm channels. Simulations using a radiative transfer code are performed along a perfectly clear-sky area to show that these dissimilarities are inherent in slight differences between the spectral channels of both radiometers, and in differences between their altitudes. Cloudy and imperfectly clear areas are found to be harder to interpret, but the measurements are still coherent by taking into account experimental uncertainties. In the end, IIR measurements can be validated unambiguously.

Références bibliographiques

- Abercrombie, R. Suggestions for an international nomenclature of clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **13**(62):154–166, 1887. 12
- Ackerman, S. A., Smith, W. L., Revercomb, H. E., and Spinhirne, J. D. The 27-28 October 1986 FIRE IFO Cirrus Case Study: Spectral Properties of Cirrus Clouds in the 8-12 μm Window. *Monthly Weather Review*, **118**(11):2377–2388, 1990. 7, 15
- Allen, J. R. Measurements of Cloud Emissivity in the 8-13 μm Waveband. *Journal of Applied Meteorology*, **10**(2):260–265, 1971. 120
- Avery, M., Winker, D., Heymsfield, A., Vaughan, M., Young, S., Hu, Y., and Trepte, C. Cloud ice water content retrieved from the CALIOP space-based lidar. *Geophys. Res. Lett.*, **39**(5), 2012. 180
- Baran, A. J. On the scattering and absorption properties of cirrus cloud. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **89**(1-4):17–36, 2004. 24
- Baran, A. J. and C.-Labonnote, L. A self-consistent scattering model for cirrus. I: The solar region. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**:1899–1912, 2007. 17, 134, 135, 136, 137
- Baran, A. J., Francis, P. N., Labonnote, L.-C., and Doutriaux-Boucher, M. A scattering phase function for ice cloud: Tests of applicability using aircraft and satellite multi-angle multi-wavelength radiance measurements of cirrus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**(577): 2395–2416, 2001. 135
- Baran, A. J., Connolly, P. J., and Lee, C. Testing an ensemble model of cirrus ice crystals using midlatitude in situ estimates of ice water content, volume extinction coefficient and the total solar optical depth. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**(14-16):1579–1598, 2009. 134, 138, 139
- Baran, A. J., Bodas-Salcedo, A., Cotton, R., and Lee, C. Simulating the equivalent radar reflectivity of cirrus at 94 GHz using an ensemble model of cirrus ice crystals: a test of the Met Office global numerical weather prediction model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**(659):1547–1560, 2011a. 134, 138, 139, 183
- Baran, A. J., Connolly, P. J., Heymsfield, A. J., and Bansemer, A. Using in situ estimates of ice water content, volume extinction coefficient, and the total solar optical depth obtained during the tropical ACTIVE campaign to test an ensemble model of cirrus ice crystals. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**(654):199–218, 2011b. 133, 134, 138, 139, 140, 147

- Baum, B. A., Kratz, D. P., Yang, P., Ou, S. C., Hu, Y., Soulen, P. F., and Tsay, S.-C. Remote sensing of cloud properties using MODIS airborne simulator imagery during SUCCESS 1. Data and models. *J. Geophys. Res.*, **105**(D9):11767–11780, 2000. 206
- Baum, B. A., Yang, P., Heymsfield, A. J., Platnick, S., King, M. D., Hu, Y.-X., and Bedka, S. T. Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part II: Narrowband models. *J. Appl. Meteor.*, **44**:1896–1911, 2005. 17, 134
- Baum, B. A., Yang, P., Heymsfield, A. J., Schmitt, C. G., Xie, Y., Bansemmer, A., Hu, Y.-X., and Zhang, Z. Improvements in Shortwave Bulk Scattering and Absorption Models for the Remote Sensing of Ice Clouds. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **50**(5): 1037–1056, 2010. 17, 134
- Baumgardner, D. and Korolev, A. Airspeed Corrections for Optical Array Probe Sample Volumes. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **14**(5):1224–1229, 1997. 38, 39
- Brogniez, G., Pietras, C., Legrand, M., Dubuisson, P., and Haeffelin, M. A high-accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part II: Behavior in field experiments. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**:1023–1033, 2003. 35
- Brogniez, G., Parol, F., Becu, L., Jourdan, O., Gayet, J.-F., Auriol, F., Verwaerde, C., Balois, J.-Y., and Damiri, B. Determination of cirrus radiative parameters from combination between active and passive remote sensing measurements during FRENCH/DIRAC 2001. *Atmos. Res.*, **72**:425–452, 2004. 7, 15
- Brogniez, G., Legrand, M., Damiri, B., Behnert, I., and Buis, J.-P. Multi-channel ground based and airborne infrared radiometers. *NEWRAD Proc. Ninth Int. Conf. on New Developments and Applications in Optical Radiometry*, pages 173–174, 2005. 34, 35
- Brown, P. R. A. and Francis, P. N. Improved Measurements of the Ice Water Content in Cirrus Using a Total-Water Probe. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12** (2):410–414, 1995. 25, 181, 183
- Chandrasekhar. *Radiative Transfer*. Dover Publications, 1960. 198
- Choi, Y.-S. and Ho, C.-H. Radiative effect of cirrus with different optical properties over the tropics in MODIS and CERES observations. *Geophys. Res. Lett.*, **33**(21), 2006. 31
- Cooper, S. J. and Garrett, T. J. Identification of Small Ice Cloud Particles Using Passive Radiometric Observations. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **49**(11):2334–2347, 2010. 75
- Cooper, S. J., L’Ecuyer, T. S., and Gabriel, P. Objective Assessment of the Information Content of Visible and Infrared Radiance Measurements for Cloud Microphysical Property

- Retrievals over the Global Oceans. Part II: Ice Clouds. *J. Appl. Meteor.*, **45**:42–62, 2006. 91
- Cooper, S. J., L'Ecuyer, T. S., Gabriel, P., and Baran, A. J. Performance assessment of a five-channel estimation-based ice cloud retrieval scheme for use over the global oceans. *J. Geophys. Res.*, **112**, 2007. 76, 91, 130, 133, 142
- Corlay, G., Arnolfo, M.-C., Bret-Dibat, T., Lifferman, A., and Pelon, J. The infrared imaging radiometer for PICASSO-CENA. Technical report, CNES, 2000. 50, 51
- Cornet, C., C-Labonnote, L., and Szczap, F. Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model (3DMCPOL): 3D effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **111**(1): 174–186, 2010. 194
- Crepel, O. *Conception et mise en oeuvre d'un néphélomètre polaire pour la mesure des paramètres optiques et microphysiques des nuages*. Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 1995. 40
- Cusset, C. *La météorologie dans l'Antiquité : Entre science et croyance*. Université de Saint-Etienne, 2003. 7
- de Haan, J. F., Bosma, P. B., and Hovenier, J. W. The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astron. and Astrophys.*, **183**(2):371–391, 1987. 202, 206
- Delanoë, J. and Hogan, R. J. A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer. *J. Geophys. Res.*, **113**(D7), 04 2008. 8, 76, 167, 181, 182
- Delanoë, J. and Hogan, R. J. Combined CloudSat-CALIPSO-MODIS retrievals of the properties of ice clouds. *J. Geophys. Res.*, **115**, 2010. 8, 76, 167, 181, 182
- Delanoë, J., Protat, A., Testud, J., Bouniol, D., Heymsfield, A. J., Bansemmer, A., Brown, P. R. A., and Forbes, R. M. Statistical properties of the normalized ice particle size distribution. *J. Geophys. Res.*, **110**(D10), 2005. 181
- Dowling, D. R. and Radke, L. F. A Summary of the Physical Properties of Cirrus Clouds. *Journal of Applied Meteorology*, **29**(9):970–978, 2012/04/05 1990. 27
- Dubuisson, P., Giraud, V., Chomette, O., Chepfer, H., and Pelon, J. Fast radiative transfer modeling for infrared imaging radiometry. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **95**:201–220, 2005. 64, 85, 121, 204, 205

- Dubuisson, P., Giraud, V., Pelon, J., Cadet, B., and Yang, P. Sensitivity of Thermal Infrared Radiation at the Top of the Atmosphere and the Surface to Ice Cloud Microphysics. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **47**(10):2545–2560, 2012/03/21 2008. 88
- Esposito, J., Xiong, X., Wu, A., Sun, J., and Barnes, W. MODIS reflective solar bands uncertainty analysis, Earth Observing Systems IX. *Proc. SPIE*, **5542**:448–458, 2004. 144
- Field, P., Heymsfield, A., and Bansemmer, A. Snow size distribution parameterization for midlatitude and tropical ice clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **64**, 2007. 137, 138, 181
- Field, P. R., Hogan, R. J., Brown, P. R. A., Illingworth, A. J., Choullarton, T. W., and Cotton, R. J. Parametrization of ice-particle size distributions for mid-latitude stratiform cloud. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **131**(609):1997–2017, 2005. 137, 138, 181
- Fletcher, R. A Modified Marquardt Subroutine for Nonlinear Least Squares. Technical Report R6799, Atomic Energy Research Establishment, 1971. 83
- Forster, P., Ramaswamy, V., Artaxo, P., Berntsen, T., Betts, R., Fahey, D., Haywood, J., Lean, J., Lowe, D., Myhre, G., Nganga, J., Prinn, R., Raga, G., Schulz, M., and Dorland, R. V. Changes in Atmospheric Constituents and in Radiative Forcing. In Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K., M.Tignor, and Miller, H., editors, *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA., 2007. 7, 31
- Garnier, A., Pelon, J., Dubuisson, P., Faivre, M., Chomette, O., Pascal, N., and Kratz, D. P. Retrieval of cloud properties using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part I: effective emissivity and optical depth. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, 2012. 75, 101, 119, 121, 127
- Gayet, J. F., Crépel, O., Fournol, J. F., and Oshchepkov, S. A new airborne polar Nephelometer for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part I: Theoretical design. *Annales Geophysicae*, **15**(4):451–459, 1997. 39, 40
- Gayet, J.-F., Auriol, F., Minikin, A., Ström, J., Seifert, M., Krejci, R., Petzold, A., Febvre, G., and Schumann, U. Quantitative measurement of the microphysical and optical properties of cirrus clouds with four different in situ probes: Evidence of small ice crystals. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(24), 12 2002. 113, 114
- Gayet, J.-F., Ovarlez, J., Shcherbakov, V., Ström, J., Schumann, U., Minikin, A., Auriol, F., Petzold, A., and Monier, M. Cirrus cloud microphysical and optical properties at southern and northern mid-latitudes during the INCA experiment. *J. Geophys. Res.*, **109**: D20206, DOI:10.1029/2004JD004803, 2004. 81

- Gayet, J.-F., Shcherbakov, V., Mannstein, H., Minikin, A., Schumann, U., Ström, J., Petzold, A., Ovarlez, J., and Immler, F. Microphysical and optical properties of midlatitude cirrus clouds observed in the southern hemisphere during INCA. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **132**(621):2719–2748, 2006. 113, 114
- Gayet, J.-F., Mioche, G., Shcherbakov, V., Gourbeyre, C., Busen, R., and Minikin, A. Optical properties of pristine ice crystals in mid-latitude cirrus clouds: a case study during CIRCLE-2 experiment. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **11**(6):2537–2544, 2011. 7
- Grenfell, T. C. and Warren, S. G. Representation of a nonspherical ice particle by a collection of independent spheres for scattering and absorption of radiation. *J. Geophys. Res.*, **104**(D24):31697–31709, 1999. 24
- Han, Q., Rossow, W. B., and Lacis, A. A. Near-Global Survey of Effective Droplet Radii in Liquid Water Clouds Using ISCCP Data. *J. Climate*, **7**(4):465–497, 1994. 141, 171
- Hansen, J. and Travis, L. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**:527–610, 1974. 19, 25
- Hansen, J. E. Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres Part II. Sunlight Reflected by Terrestrial Water Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**(8):1400–1426, 2012/05/02 1971a. 89
- Hansen, J. E. Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. II - Sunlight reflected by terrestrial water clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, **28**(8):1400–1426, 1971b. 201
- Hartmann, D. L., Ockert-Bell, M. E., and Michelsen, M. L. The Effect of Cloud Type on Earth’s Energy Balance: Global Analysis. *Journal of Climate*, **5**(11):1281–1304, 2012/04/05 1992. 30
- Heney and Greenstein. Diffuse radiation in the Galaxy. *Annales d’Astrophysique*, **3**:117–137, 1940. 88, 197
- Heymsfield, A. J. Microphysical structures of stratiform and cirrus clouds. In Hobbs, P. V., editor, *Aerosol-Cloud-Climate Interactions*, pages 97–121. Academic Press, 1993. 175
- Heymsfield, A. J. On measurements of small ice particles in clouds. *Geophys. Res. Lett.*, **34**(23), 12 2007. 116
- Heymsfield, A. J. and Baumgardner, D. Summary of a workshop on processing 2-D probe data. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **66**:437–440, 1985. 15
- Heymsfield, A. J. and Iaquinta, J. Cirrus Crystal Terminal Velocities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **57**(7):916–938, 2012/04/01 2000. 16

- Heymsfield, A. J. and McFarquhar, G. Mid-latitude and tropical cirrus microphysical properties. In Lynch, D., editor, *Cirrus*, chapter 4, pages 78–101. Oxford University Press, 2002. 141
- Heymsfield, A. J. and Miloshevich, L. M. Relative Humidity and Temperature Influences on Cirrus Formation and Evolution: Observations from Wave Clouds and FIRE II. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**(23):4302–4326, 2012/04/01 1995. 15, 16
- Heymsfield, A. J., Miller, K. M., and Spinhirne, J. D. The 27-28 October 1986 FIRE IFO Cirrus Case Study: Cloud Microstructure. *Mon. Wea. Rev.*, **118**:2313–2318, 1990. 15
- Heymsfield, A. J., Winker, D., and van Zadelhoff, G.-J. Extinction-ice water content-effective radius algorithms for CALIPSO. *Geophys. Res. Lett.*, **32**(10), 05 2005. 179, 180
- Hildebrandsson, H., Riggenbach, A., and de Bort, L. T. *Atlas international des nuages*. Gauthier-Villars, 1896. 12
- Hovenier, J. W. Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres. *Astron. and Astrophys.*, **13**:7, 1971. 201
- Howard, L. *Essay on the modification of clouds*. Askesian Society, 1803. 12
- Hu, Y.-X. and Stamnes, k. Climate sensitivity to cloud optical properties. *Tellus B*, **52**(1): 81–93, 2000. 7
- Inoue, T. On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 um window region. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**:88–98, 1985. 75
- Jakob, C. Ice clouds in Numerical Weather Prediction models. In Lynch, D., editor, *Cirrus*, chapter 16, pages 327–345. Oxford University Press, 2002. 165
- Kendall, M. and Stuart, A. *The advanced theory of statistics*, volume 2. Hafner Publ. Co., 1963. 89
- King, M. D., Tsay, Platnick, Wang, and Liou. Cloud Retrieval Algorithms for MODIS: Optical Thickness, Effective Particle Radius, and Thermodynamic Phase. Technical report, MODIS Algorithm Theoretical Basis Document No. ATBD-MOD-05 MOD06 – Cloud product, 1998. 142, 184
- King, M. D., Platnick, S., Wind, G., Arnold, G. T., and Dominguez, R. T. Remote sensing of radiative and microphysical properties of clouds during TC4: Results from MAS, MASTER, MODIS, and MISR. *J. Geophys. Res.*, **115**(D00J07, doi:10.1029/ 2009JD013277), 2010. 15

- Knollenberg. Three new instruments for cloud physics measurements: The 2D spectrometer, the forward scattering spectrometer probe, and the active scattering aerosol spectrometer. Preprints, Int. Conf. on Cloud Physics, 1976. 38
- Knollenberg, R. G. The Optical Array: An Alternative to Scattering or Extinction for Airborne Particle Size Determination. *Journal of Applied Meteorology*, **9**(1):86–103, 2012/04/10 1970. 38, 39
- Knollenberg, R. G. *Techniques for probing cloud microstructure. Clouds, Their Formation, Optical Properties, and Effects*. Academic Press, 1981. 16
- Korolev, A. and Isaac, G. A. Shattering during Sampling by OAPs and HVPS. Part I: Snow Particles. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **22**(5):528–542, 2012/07/29 2005. 116
- Kratz, D. P. The correlated-k distribution technique as applied to the AVHRR channels. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **61**:501–517, 1995. 145, 206
- Labonnote, L.-C., Brogniez, G., Doutriaux-Boucher, M., Buriez, J.-C., Gayet, J.-F., and Chepfer, H. Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals: Comparison with in situ and ADEOS-POLDER measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **27**:113–116, 2000. 17
- Labonnote, L.-C., Brogniez, G., Buriez, J.-C., Doutriaux-Boucher, M., Gayet, J.-F., and Macke, A. Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals: Validation with ADEOS-POLDER measurements. *J. Geophys. Res.*, **106**:12 139–12 153, 2001. 136
- Lacis, A. A. and Oinas, V. A Description of the Correlated k Distribution Method for Modeling Nongray Gaseous Absorption, Thermal Emission, and Multiple Scattering in Vertically Inhomogeneous Atmospheres. *J. Geophys. Res.*, **96**(D5):9027–9063, 1991. 203
- Lamarck, J. Sur la forme des nuages. In *Annuaire Météorologique pour l’an X de la République Française*, number 3, pages 149–164. Paris, 1802. 12
- Lawson, R. P. and Baker, B. A. Improvement in Determination of Ice Water Content from Two-Dimensional Particle Imagery. Part II: Applications to Collected Data. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **45**(9):1291–1303, 2012/07/29 2006. 114
- Lawson, R. P., Korolev, A. V., Cober, S. G., Huang, T., Strapp, J. W., and Isaac, G. A. Improved measurements of the drop size distribution of a freezing drizzle event. *Atmospheric Research*, **47–48**(0):181–191, 6 1998. 40
- Lawson, R. P., Baker, B. A., Schmitt, C. G., and Jensen, T. L. An overview of microphysical properties of Arctic clouds observed in May and July 1998 during FIRE ACE. *J. Geophys. Res.*, **106**(D14):14 989–15 014, 2001. 16, 40

- Lawson, R. P., O'Connor, D., Zmarzly, P., Weaver, K., Baker, B., Mo, Q., and Jonsson, H. The 2D-S (Stereo) Probe: Design and Preliminary Tests of a New Airborne, High-Speed, High-Resolution Particle Imaging Probe. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **23**(11):1462–1477, 2012/04/02 2006. 16
- L'Ecuyer, T. S., Gabriel, P., Leesman, K., Cooper, S. J., and Stephens, G. L. Objective Assessment of the Information Content of Visible and Infrared Radiance Measurements for Cloud Microphysical Property Retrievals over the Global Oceans. Part I: Liquid Clouds. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **45**(1):20–41, 2012/03/21 2006. 91
- Lee, J., Yang, P., Andrew, Dessler, E., Baum, B. A., , and Platnick, S. The Influence of Thermodynamic Phase on the Retrieval of Mixed-Phase Cloud Microphysical and Optical Properties in the Visible and Near-Infrared Region. *geoscience and remote sensing letter*, **3**(3):287–291, 2006. 146
- Legrand, M., Pietras, C., Brogniez, G., and Haeffelin, M. A high-accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part I: Characterization of the instrument. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**:1203–1214, 2000. 35
- Lenoble, J. *Atmospheric radiative transfer*. A. Deepak Pub., 1993. 19
- Liddiard, K. C. The active microbolometer: a new concept in infrared detection. *Microelectronics: Design, Technology, and Packaging*, **5274**:227–238, 2004. 50
- Liou, K. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon. Wea. Rev.*, **114**:1167–1199, 1986. 30
- Liou, K.-N. *An introduction to atmospheric radiation / Kuo-Nan Liou*. Academic Press, New York :, 2 edition, 2002. ISBN 0124514502. 19
- Liu, Z., Omar, A. H., Hu, Y., Vaughan, M. A., and Winker, D. M. CALIOP algorithm theoretical basis document—Part 3: Scene classification algorithms. Doc. pc-sci-202 part 3, NASA Langley Research Center, 2005. 140
- Lynch, D., Sassen, K., Starr, D. O., and Stephens, G. L. *Cirrus*. Oxford University Press, 2002. 7
- Magono, C. and Lee, C. W. Meteorological Classification of Natural Snow Crystals. *J. Fac. Sci.*, **2**:321–355, 1966. 17
- Marks, C. J. and Rodgers, C. D. A Retrieval Method for Atmospheric Composition From Limb Emission Measurements. *J. Geophys. Res.*, **98**(D8):14939–14953, 1993. 104
- Marquardt, D. W. An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters. *SIAM J. Appl. Math.*, **11**:431–441, 1963. 83

- Mayer, B. Radiative transfer in the cloudy atmosphere. *EPJ Web of Conferences*, **1**:75–99, 2009. 194
- McFarquhar, G. M., Yang, P., Macke, A., and Baran, A. J. A New Parameterization of Single Scattering Solar Radiative Properties for Tropical Anvils Using Observed Ice Crystal Size and Shape Distributions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**(16):2458–2478, 2012/07/03 2002. 134
- Mioche, G. *Validation des produits d'inversion des observations satellitaires CALIPSO/CloudSat pour la caractérisation des propriétés optiques et microphysiques des nuages de glace et en phase mixte*. Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2010. 40, 41
- Mioche, G., Josset, D., Gayet, J.-F., Pelon, J., Garnier, A., Minikin, A., and Schwarzenboeck, A. Validation of the CALIPSO-CALIOP extinction coefficients from in situ observations in midlatitude cirrus clouds during the CIRCLE-2 experiment. *J. Geophys. Res.*, **115**, 06 2010. 7, 35, 37, 114, 115, 117, 155
- Mitchell, D. L. Effective Diameter in Radiation Transfer: General Definition, Applications, and Limitations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**(15):2330–2346, 2012/04/04 2002. 24
- Nakajima, T. and King, M. D. Determination of the Optical Thickness and Effective Particle Radius of Clouds from Reflected Solar Radiation Measurements. Part I: Theory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**(15):1878–1893, 2012/04/30 1990. 75, 142, 184
- Nakajima, T. Y. and Nakajima, T. Wide-Area Determination of Cloud Microphysical Properties from NOAA AVHRR Measurements for FIRE and ASTEX Regions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**(23):4043–4059, 2012/07/26 1995. 142
- OMM. *Atlas international des nuages*, volume 2. Organisation météorologique mondiale, 1987. 12, 13, 14
- Parkinson, C. L. and Greenstone, R. EOS Data Products Handbook, 2000. 85
- Parol, F., Buriez, J. C., Brogniez, G., and Fouquart, Y. Information content of AVHRR channel 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles. *J. Appl. Meteor.*, **30**:973–984, 1991. 122
- Pascal, N. and Manley, J. CALXtract User Guide. Technical report, ICARE, 2009a. 144
- Pascal, N. and Manley, J. Calxtract Technical Specifications. Technical report, ICARE, 2009b. 144

- Pelon, J., Flamant, P. H., and Meissonnier, M. The French airborne backscatter lidar Leandre: I. Conception and operation. *Proceedings of the 15th International Laser Radar Conference*, pages 36–39, 1990. 34, 37
- Platnick, S. Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *J. Geophys. Res.*, **105**(D18):22919–22935, 2000. 184
- Platnick, S., King, M. D., Ackerman, S. A., Menzel, W. P., Baum, B. A., Riedi, J. C., and Frey, R. A. The MODIS cloud products: algorithms and examples from Terra. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, **41**(2):459–473, 2003. 142
- Raschke, E., Schmetz, J., Heintzenberg, J., Kandel, R., and Saunders, R. The International Cirrus Experiment (ICE): A joint European effort. *ESA Journal*, **14**:193–199, 1990. 15
- Rienecker, M., Suarez, M., Todling, R., Bacmeister, J., Takacs, L., Liu, H.-C., Gu, W., Sienkiewicz, M., Koster, R., Gelaro, R., Stajner, I., and Nielsen, E. The GEOS-5 Data Assimilation System - Documentation of Versions 5.0.1, 5.1.0, and 5.2.0. Technical Report 27, Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation, 2008. 64, 85, 121
- Rodgers, C. D. Information content and optimisation of high spectral resolution measurements. In Hays, P. B. and Wang, J., editors, *Optical Spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research II*, volume 2830, pages 136–147. SPIE, 1996. 96, 156
- Rodgers, C. D. *Inverse Methods for Atmospheric Sounding : Theory and Practice*. World Scientific Pub Co Inc, 2000. 8, 77, 80, 83, 92, 94
- Rossow, W. B. and Schiffer, R. A. ISCCP Cloud Data Products. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **72**(1):2–20, 2012/04/03 1991. 8, 17, 28
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barbe, A., Benner, D. C., Bernath, P. F., Birk, M., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Champion, J. P., Chance, K., Coudert, L. H., Dana, V., Devi, V. M., Fally, S., Flaud, J. M., Gamache, R. R., Goldman, A., Jacquemart, D., Kleiner, I., Lacome, N., Lafferty, W. J., Mandin, J. Y., Massie, S. T., Mikhailenko, S. N., Miller, C. E., Moazzen-Ahmadi, N., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V. I., Perrin, A., Predoi-Cross, A., Rinsland, C. P., Rotger, M., Šimečková, M., Smith, M. A. H., Sung, K., Tashkun, S. A., Tennyson, J., Toth, R. A., Vandaele, A. C., and Vander Auwera, J. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **110**(9–10):533–572, 2009/7// 2009. 203
- Sassen, K. and Cho, B. S. Subvisual-Thin Cirrus Lidar Dataset for Satellite Verification and Climatological Research. *Journal of Applied Meteorology*, **31**(11):1275–1285, 2012/04/05 1992. 21, 22

- Sassen, K., Wang, Z., and Liu, D. Global distribution of cirrus clouds from CloudSat/Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) measurements. *J. Geophys. Res.*, **113**(D8), 10 2008. 7, 27, 28, 29
- Sauvage, L., Chepfer, H., Trouillet, V., Flamant, P. H., Brogniez, G., Pelon, J., and Albers, F. Remote sensing of cirrus radiative parameters during EUCREX'94. Case study of 17 April 1994. Part I: Observations. *Mon. Wea. Rev.*, **127**:486–503, 1999. 15
- Schneider, S. H. Cloudiness as a Global Climatic Feedback Mechanism: The Effects on the Radiation Balance and Surface Temperature of Variations in Cloudiness. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**(8):1413–1422, 2012/04/06 1972. 30
- Scott, N. A. A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium—I: Description of the method. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **14**(8):691–704, 8 1974. 202
- Shannon, C. E. and Weaver, W. *The Mathematical Theory of Communication*. University of Illinois Press, 1949. 91, 92
- Sourdeval, O., Brogniez, G., Pelon, J., C.-Labonnote, L., Dubuisson, P., Parol, F., Josset, D., Garnier, A., Faivre, M., and Minikin, A. Validation of IIR/CALIPSO Level 1 Measurements by Comparison with Collocated Airborne Observations during CIRCLE-2 and Biscay '08 Campaigns. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 2012. 57, 60, 62
- Stamnes, K., Tsay, S. C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**:2502–2509, 1988. 199, 204
- Stenchikov, G. L., Kirchner, I., Robock, A., Graf, H.-F., AntuÒa, J. C., Grainger, R. G., Lambert, A., and Thomason, L. Radiative forcing from the 1991 Mount Pinatubo volcanic eruption. *J. Geophys. Res.*, **103**(D12):13837–13857, 1998. 29
- Stephens, G. L. Optical properties of eight water cloud types. Tech. Paper 36, Commonwealth Science and Industrial Research Organisation Division of Atmospheric Physics, 1979. 72, 89
- Sun-Mack, S., Minnis, P., Chen, Y., and Arduini, R. F. Clear-sky narrowband albedos derived from VIRS and MODIS. In Schäfer, K. P., Comerón, A., Carleer, M. R., and Picard, R. H., editors, *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere VIII*, volume 5235. SPIE, 2004. 146
- Testud, J., Oury, S., Black, R. A., Amayenc, P., and Dou, X. The Concept of “Normalized” Distribution to Describe Raindrop Spectra: A Tool for Cloud Physics and Cloud Remote Sensing. *Journal of Applied Meteorology*, **40**(6):1118–1140, 2012/07/26 2001. 137, 181

- Toon, O. B., Starr, D. O., Jensen, E. J., Newman, P. A., Platnick, S., Schoeberl, M. R., Wennberg, P. O., Wofsy, S. C., Kurylo, M. J., Maring, H., Jucks, K. W., Craig, M. S., Vasques, M. F., Pfister, L., Rosenlof, K. H., Selkirk, H. B., Colarco, P. R., Kawa, S. R., Mace, G. G., Minnis, P., and Pickering, K. E. Planning, implementation, and first results of the Tropical Composition, Cloud and Climate Coupling Experiment (TC4). *J. Geophys. Res.*, **115**, 07 2010. 7, 15, 180
- van de Hulst. A New Look at Multiple Scattering. Technical report, NASA Institute for Space Studies, New York, 1963. 199
- van de Hulst, H. *Light Scattering by small particles*. Dover Publications, New York, 1957. 23, 89
- Vaughan, M., Winker, D., and Powell, K. A. *CALIOP Algorithm Theoretical Basis Document Part2: Feature Detection and Layers Properties Algorithms*, 2005. 119
- Vaughan, M., Powell, K., Kuehn, R., Young, S., Winker, D., Hostetler, C., Hunt, W., Liu, Z., McGill, M., and Getzewich, B. Fully Automated Detection of Cloud and Aerosol Layers in the CALIPSO Lidar Measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **26**:2034–2050, 2009. 86, 87, 89, 119, 154
- Volkovitskiy, O. A., Pavlova, L. N., and Petrushin, A. G. Scattering of light by ice crystals. *Atmos. Ocean. Phys.*, **16**:90–102, 1980. 135
- Waliser, D. E., Li, J.-L. F., Woods, C. P., Austin, R. T., Bacmeister, J., Chern, J., Del Genio, A., Jiang, J. H., Kuang, Z., Meng, H., Minnis, P., Platnick, S., Rossow, W. B., Stephens, G. L., Sun-Mack, S., Tao, W.-K., Tompkins, A. M., Vane, D. G., Walker, C., and Wu, D. Cloud ice: A climate model challenge with signs and expectations of progress. *J. Geophys. Res.*, **114**(D8), 01 2009. 165
- Walko, R. L., Cotton, W. R., Meyers, M. P., and Harrington, J. Y. New RAMS cloud microphysics parameterization part I: the single-moment scheme. *Atmospheric Research*, **38**(1–4):29–62, 9 1995. 88
- Watts, P. D., Bennartz, R., and Fell, F. Retrieval of two-layer cloud properties from multi-spectral observations using optimal estimation. *J. Geophys. Res.*, **116**(D16), 08 2011. 8, 132
- WCRP. *A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation*, volume WCP-112. International Association for Meteorology and Atmospheric Physics, 1986. 7
- Weickmann, H. Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle. *Beitrag. Phys. Atmos.*, **28**: 12–52, 1945. 15

- Weickmann, H. Due Eisphase in der Atmosphäre. *Library Trans.*, **273**:96, 1947. 15
- Wetherald, R. T. and Manabe, S. Cloud Cover and Climate Sensitivity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37**(7):1485–1510, 2012/04/06 1980. 30
- Wilber, A. C., Kratz, D. P., and Gupta, S. K. Surface Emissivity Maps for Use in Satellite Retrievals of Longwave Radiation. Technical Publication 35, NASA Langley Research Center, 1999. 64, 86
- Wind, G., Platnick, S., King, M. D., Hubanks, P. A., Pavolonis, M. J., Heidinger, A. K., Yang, P., and Baum, B. A. Multilayer Cloud Detection with the MODIS Near-Infrared Water Vapor Absorption Band. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **49**(11): 2315–2333, 2012/08/01 2010. 146
- Xiong, X. and Barnes, W. An overview of MODIS radiometric calibration and characterization. *Advances in Atmospheric Sciences*, **23**:69–79, 2006. 10.1007/s00376-006-0008-3. 144
- Xiong, X., Chiang, K., Sun, J., Barnes, W. L., Guenther, B., and Salomonson, V. V. NASA EOS Terra and Aqua MODIS on-orbit performance. *Advances in Space Research*, **43**(3): 413–422, 2 2009. 142
- Yang, P. and Liou, K. N. Light scattering by hexagonal ice crystals: comparison of finite-difference time domain and geometric optics models. *J. Opt. Soc. Am. A*, **12**(1):162–176, 01 1995. 87
- Yang, P. and Liou, K. N. Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere. *Contr. Atmos. Phys.*, **71**(2):223–248, 1998. 17
- Yang, P., Liou, K. N., Wyser, K., and Mitchell, D. Parameterization of the scattering and absorption properties of individual ice crystals. *J. Geophys. Res.*, **105**(D4):4699–4718, 2000. 24
- Yang, P., Gao, B. C., Baum, B. A., Hu, Y., Wiscombe, W., Tsay, S. C., Winker, D. M., and Nasiri, S. L. Radiative properties of cirrus clouds in the infrared (8–13 μm) spectral region. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **70**:473–504, 2001. 87, 88, 133, 134
- Yang, P., Baum, B. A., Heymsfield, A. J., Hu, Y. X., Huang, H.-L., Tsay, S.-C., and Ackerman, S. Single-scattering properties of droxtals. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **79–80**(0):1159–1169, 2003. 16, 17
- Yang, P., Wei, H., Huang, H. L., Baum, B. A., Hu, Y. X., Kattawar, G. W., Mishchenko, M. I., and Fu, Q. Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near- through far-infrared spectral region. *Appl. Opt.*, **44**:5512–5523, 2005. 73, 87, 122, 133, 134

-
- Young, S. A. and Vaughan, M. A. The Retrieval of Profiles of Particulate Extinction from Cloud-Aerosol Lidar Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) Data: Algorithm Description. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **26**(6):1105–1119, 2012/07/25 2009. 179
- Zhang, Y., Macke, A., and Albers, F. Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing. *Atmospheric Research*, **52**(1–2):59–75, 8 1999. 7, 30, 31
- Zhang, Z. and Platnick, S. An assessment of differences between cloud effective particle radius retrievals for marine water clouds from three MODIS spectral bands. *J. Geophys. Res.*, **116** (D20), 10 2011. 142